Erweiterung einer Berechnungsmethode für die Regelung von Absorptionskälteanlagen

vorgelegt von
Dipl.-Ing.
Jan Albers
ORCID: 0000-0002-1134-1025

von der Fakultät III - Prozesswissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Martin Kriegel (TU Berlin)
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Felix Ziegler (TU Berlin)
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Christian Schweigler (HS München)

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 29. März 2019

Berlin 2019

Danksagung

Konstanten sind schön – insbesondere wenn man Gewissheit darüber hat, warum sie konstant sind, so beständig und haltgebend. Dies gilt nicht nur für die Berechnung von Absorptionskälteanlagen sondern auch im Leben.

Ich bedanke mich also bei meinen Konstanten:

- meiner lieben Frau Renate – ohne die alles undenkbar wäre,
- meinen Eltern – ohne die Leben, Bildung und Studium nie begonnen hätten,
- meinen Gutachtern – ohne die es weder eine herkömmliche noch eine erweiterte Methode gäbe,
- meinen Kollegen – ohne deren Kritik der Reiz am Weiterdenken gefehlt hätte.

Danke!

Abstract

The objective for an improved characteristic equation method is to refine the established methodology, in order to make it applicable for the real control of single-stage $H_2O/LiBr$-absorption chillers. This requires a more exact description of the partload behaviour under different practical boundary conditions (such as variable mass flow rates or different types of heat exchanger design).
In the improved method the effects of super-heated and sub-cooled entry states of solution on the part load behaviour can be considered by the introduction of a sectional heat transfer calculation in the de- and absorber. For this purpose a differentiation of heat exchanger design types is carried out with respect to the operation which may allow adiabatic sorption processes upstream of the heat exchange process (e.g. in falling film heat exchangers) or not (e.g. in flooded heat exchangers).
On this basis a special representation of the improved characteristic equations is derived, which allows an explict calculation of the partload behaviour by means of six characteristic coefficients both for parallel and serial cooling water flow arrangements, as well as for variable mass flow rates on the internal and external process sides. The correlation of the load behaviour is performed by two modified characteristic temperature differences $\Delta\Delta t^*$ and $\Delta\Delta t^*_{min}$ in which the (controlled) outlet temperature of the chilled water is combined with the inlet temperatures of hot and cooling water. The deviation of predicted cooling capacity and driving heat as compared to simulation results of a simplified real absorption cooling cycle is less than 5%. Typically the deviations in comparison to measurements are larger, since even with the improved method several real effects like super-heated or sub-cooled solution states at the heat exchanger outlet cannot be accounted for, yet.
Nevertheless it can be shown how to accomplish the realisation of a model-based multivariable control system by feedback of control deviations into the calculation procedure with the improved characteristic equation method. By simultaneous control of hot and cooling water inlet temperature not only the cooling load and the required chilled water temperature but also a third supplementary (e.g. technical, economical or thermodynamical) control objective can by matched. The actual achievement of all three control objectives is analysed and discussed with operating data of two different demonstration projects.

Kurzfassung

Zielstellung für eine erweiterte Methode der charakteristischen Gleichungen ist es, die bisher bekannte Berechnungsmethodik soweit zu verfeinern, dass sie auch für die reale Steuerung und Regelung von einstufigen $H_2O/LiBr$-Absorptionskälteanlagen genutzt werden kann. Dies erfordert eine genauere Beschreibung des Leistungsverhaltens unter verschiedenen praxisrelevanten Randbedingungen (wie z.B. variablen Massenströmen und unterschiedlichen Bauformen von Wärmeübertragern).
Durch die Einführung einer bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung im De- und Absorber können in der erweiterten Methode die Effekte aus überhitzten und unterkühlten Eintrittszuständen der Lösung auf das Teillastverhalten berücksichtigt werden. Hierzu wird eine Unterscheidung von Wärmeübertragerbauformen vorgenommen, bei denen es wegen unterschiedlicher Prozessführungen vor der Wärmeübertragung zu adiabaten Sorptionsprozessen kommen kann (z.B. bei berieselten Desorbern) oder auch nicht (z.B. bei überfluteten Desorbern).
Aus den darauf aufbauenden Herleitungen folgt eine spezielle Darstellung der erweiterten charakteristischen Gleichungen, mit der das Teillastverhalten bei paralleler oder serieller Kühlwasserführung auch bei variablen externen oder internen Massenströmen über sechs charakteristische Koeffizienten explizit berechnet werden kann. Die Korrelation des Lastverhaltens erfolgt mit Hilfe von zwei modifizierten charakteristischen Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t^*$ und $\Delta\Delta t^*_{min}$, in denen die Eintrittstemperaturen im Heiß- und Kühlwasser sowie die zu regelnde Austrittstemperatur im Kaltwasser zusammengefasst sind. Die Abweichungen der damit prognostizierten Kälte- und Antriebsleistung gegenüber Simulationsergebnissen eines vereinfacht realen Absorptionskältekreislaufs betragen weniger als 5%. Die Abweichungen gegenüber Messdaten sind dagegen i.d.R. größer, weil auch mit der erweiterten Methode reale Effekte (wie z.B. Überhitzung/Unterkühlung der Lösung am Austritt der Wärmeübertrager, veränderliche Wärmeübergangskoeffizienten etc.) noch nicht abgebildet werden.
Dennoch kann gezeigt werden, wie es mit der erweiterten Methode charakteristischer Gleichungen gelingt, durch Rückführung von Regelabweichungen in das Berechnungsverfahren eine modellbasierte Mehrgrößenregelung auf einem industriellen SPS-Controller zu realisieren. Durch die gleichzeitige Regelung der Heiß- und Kühlwassereintrittstemperatur kann so neben der Bereitstellung der geforderten Kälteleistung und Kaltwassertemperatur eine dritte (z.B. technische, wirtschaftliche oder thermodynamische) Zielstellung erfüllt werden. Die tatsächliche Einhaltung der drei Zielstellungen wird anhand realer Betriebsdaten aus zwei unterschiedlichen Demonstrationsprojekten gezeigt und diskutiert.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Einordnung und Motivation 1

1.2 Gliederung 5

2 Grundlagen **7**

2.1 Funktionsprinzipien und Absorptionskälteanlagen 7

2.1.1 Thermodynamische Grundlagen 7

2.1.1.1 Dampfdruck über Flüssigkeiten 8

2.1.1.2 Sorptionswärmewandler 10

2.1.1.3 Der einstufige Absorptionskältekreislauf 12

2.1.1.4 Die Dühring'sche Regel 15

2.1.1.5 Irreversibilitäten im Absorptionskältekreislauf . . . 23

2.1.1.6 Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung 34

2.1.2 Beschreibung der untersuchten Anlagentypen 39

2.1.2.1 Anlagen im *mix-match-design* (RTG und PLH) 40

2.1.2.2 Forschungsanlage FA2 44

2.2 Absorption und Desorption 46

2.2.1 Spezifische Desorptionswärme 46

2.2.1.1 Integrale und partielle Größen bei Fluiden 46

2.2.1.2 Differenzielle spezifische Desorptionswärme 50

2.2.1.3 Zusammensetzung der partiellen Desorptionsenthalpie 55

2.2.1.4 Fazit zur spezifischen Desorptionswärme 58

2.2.2 Scheinbare spezifische Wärmekapazität 59

2.2.2.1 Temperaturabhängigkeit 62

2.2.2.2 Näherungen zur scheinbaren Wärmekapazität . . . 66

2.3 Wärmeübertragung 68
2.3.1 Dimensionslose Kennzahlen 72
2.3.2 Temperaturdifferenzfaktoren 74
2.3.3 Bereichsweise Berechnung der Wärmeübertragung 78
2.3.3.1 Bauartabhängige Wärmeübertragung im Desorber . 80
2.3.3.2 Wärmeübertragungsrechnung im Absorber 87
2.3.4 Einseitig temperaturabhängige Wärmekapazitätströme 90
2.3.4.1 Exakte Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz 95
2.3.4.2 Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor 100
2.3.5 Zellenmethode 101
2.3.6 Variable externe Wärmekapazitätsströme 109
2.3.7 Gesamtwärmeübertragungsrechnung 113
2.4 Simulation des einstufigen Absorptionskältekreislaufs 116
2.4.1 Interne Kreislaufberechnung und Enthalpiebilanzen 117
2.4.2 Kopplung mit externen Wärmeträgern 121
2.4.3 Struktur und Ergebnisse des Simulationsprogramms 127

3 Methode der charakteristischen Gleichungen 139
3.1 Erläuterungen zur herkömmlichen Methode 142
3.1.1 Charakteristische Gleichung der Kälteleistung 143
3.1.2 Charakteristische Gleichung der Antriebsleistung 147
3.1.3 Explizite Darstellung der herkömmlichen Methode 150
3.1.4 Mehrstufige Anlagen und Pseudo-Dühring-Parameter 153
3.2 Diskussion der herkömmlichen Methode 160
3.2.1 Bestimmung der charakteristischen Parameter 160
3.2.2 Vergleich von Simulations- und Berechnungsergebnissen . . . 163
3.2.3 Diskussion zum Steigungsparameter 170
3.2.3.1 Untersuchung der Temperaturdifferenzfaktoren . . . 172
3.2.3.2 Untersuchung der Enthalpiekoeffizienten 180
3.2.4 Diskussion zum Verlustparameter 186
3.2.4.1 Untersuchung negativer Verlustparameter 186
3.2.4.2 Veränderlichkeit des Verlustparameters 191
3.3 Erweiterung der Berechnungsmethode 198
3.3.1 Wärmestromaufteilung 201
3.3.2 Berechnungsmethode bei adiabaten Sorptionsvorgängen . . . 206
3.3.3 Berechnungsmethode ohne adiabate Sorptionsvorgänge . . . 213
3.3.4 Allgemeine Darstellung der Berechnungsmethode 221
3.3.5 Charakteristische Gleichungen für die Regelung 228

3.4 Diskussion der erweiterten Methode 237
3.4.1 Vergleich mit Simulationsergebnissen 237
3.4.2 Prädiktor-Korrektor-Berechnungsverfahren 254
3.4.3 Vergleich mit Messdaten 263
3.5 Fazit zur Erweiterung der Methode 265

4 Entwicklung von Regelstrategien mit der erweiterten Methode 271
4.1 Regelstrategie mit wirtschaftlicher Zielstellung 276
4.1.1 Zielstellung 276
4.1.2 Minimierung der Betriebskosten 279
4.2 Regelstrategie mit technischer Zielstellung 283
4.2.1 Zielstellung zur Sicherstellung der Heißwasserauskühlung . 283
4.2.2 Sicherstellung der Heißwasserauskühlung 284
4.3 Regelstrategie mit thermodynamischer Zielstellung 286
4.3.1 Zielstellung 286
4.3.2 Maximierung der thermodynamischen Güte 289
4.4 Regelstrategien mit Sicherungsfunktion 292
4.4.1 Strategien zur gesicherten Deckung des Lastfalls (BU-X-1) . . 293
4.4.2 Strategien zur Einhaltung der Temperatursollwerte (BU-*X*-2) 295
4.4.3 Strategien mit variablen Volumenströmen (BU-**X**-3) 298
4.4.4 Kombination von Backup-Strategien für KWKK-Systeme . . . 300

5 Anwendung der Regelstrategien 305
5.1 Anwendung zur Minimierung der Betriebskosten 305
5.1.1 Hydraulische Einbindung und Datenerfassung 306
5.1.2 Auswertung der Messdaten zur Anlage 307
5.1.3 Entwicklungsstand der CE-Regelung 311
5.1.4 Diskussion zur Minimierung der Betriebskosten 315
5.1.4.1 Erreichte Kostensenkung 316
5.1.4.2 Vergleich von Standard- und CE-Regelung 317
5.2 Anwendung zur Sicherung der Heißwasserauskühlung 320
5.2.1 Hydraulische Einbindung und Datenerfassung 321
5.2.2 Entwicklungsstand der CE-Regelung 322
5.2.3 Auswertung der Messdaten zur Anlage 325
5.2.4 Diskussion zur Sicherung der Heißwasserauskühlung 329
5.2.4.1 Umstellung des Kühlwasservolumenstroms 329
5.2.4.2 Verknüpfung von Korrekturtermen und Grenzwerten 332
5.3 Fazit zur Anwendung der Regelstrategien 337

6 Zusammenfassung und Ausblick 341

Anhang **351**
A Formeln und Begriffe der Statistik 351
B Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs 353
B.1 Fixierung des reversiblen Kreislaufs 353
B.2 Fixierung des endo-reversiblen Kreislaufs 355
B.3 Fixierung des vereinfacht realen, einstufigen Kreislaufs 356
B.4 Parameterbestimmung zum vereinfacht realen Kreislauf . . . 360
B.5 Fazit zur Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs 362
C Zusammenhang zwischen z und P 364
D Drei-Punkt-Verfahren nach Roetzel und Spang [2006a] 366
E Ergänzungen zur Lösung von Integralen und Stammfunktionen bei einseitig temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen 371
E.1 Umformungen im Fall $\boldsymbol{\Delta} < \mathbf{0}$ 371
E.1.1 Umformung der vorstehenden Faktoren 372
E.1.2 Auflösen der logarithmischen Stammfunktionen . . 373
E.2 Zusammenfassung der $\mathbf{arctan}$-Argumente im Fall $\boldsymbol{\Delta} > \mathbf{0}$ . . 373
E.3 Umformungen im Fall $\boldsymbol{\Delta} = \mathbf{0}$ 377
E.4 Fazit 378
F Ermittlung linearer Ausgleichskoeffizienten 379
G Ergänzende Simulationsergebnisse 382
G.1 Ergebnisse des Simulationsprogramms zur Anlage 6C4 382
G.2 Simulationsergebnisse zu temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen 387
G.3 Simulationsergebnisse zum Vergleich von Variante A und B . 392
G.4 Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit im Bereich D1 399
H Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten 405
H.1 Messdaten zur Anlage FA2 von Annett Kühn 405
H.1.1 Versuchsstand FA2 405
H.1.2 Besonderheiten in den Messdaten zur Anlage FA2 . 408
H.2 Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten zur Anlage FA2 . . 415
H.2.1 Iteration der Eintrittstemperatur T_{Di} 417
H.2.2 Näherung für T_{Di} mit scheinbarer Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ 418
H.3 Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten für Anlagen im *mix-match-design* 422
H.3.1 Berechnung interner Prozessdaten 422
H.3.2 Bestimmung der Wärmedurchgangskoeffizienten . . 423

I Ergänzungen zur herkömmlichen Methode 426
I.1 Näherungsweise Parameterbestimmung 427
I.1.1 Näherungsverfahren 427
I.1.2 Überprüfung des Näherungsverfahrens 432
I.1.3 Fazit zum Näherungsverfahren 433
I.2 Alternative Bestimmung der charakteristischen Parameter . . 435
I.2.1 Verwendung eines zweiten Betriebspunktes 435
I.2.2 Verwendung von Erfahrungswerten 440
I.3 Variabilität der Enthalpiekoeffizienten bei Anlage FA2 444
I.4 Beispielrechnung zur Korrelation von $\Delta\Delta t_{min,E}$ mit $\Sigma\Delta t$ . . . 447
J Interne Mitteltemperaturen 449
K Näherungen für die Wärmestromverhältnisse 455
K.1 Näherungen für K_C und den Drosselverlust μ_{DV} 455
K.2 Näherungen für K_{D2} und K_{A2} 458
L Näherung für den Wärmedurchlässigkeitsanteil $\boldsymbol{n_{D2}}$ 461
L.1 Herleitung des Näherungsverfahrens 461
L.1.1 Ausgangsgleichungen 462
L.1.2 Näherung der thermodynamischen Temperatur . . . 465
L.1.3 Bestimmung von θ_{D2} 469
L.2 Diskussion des Verfahrens 479
L.3 Zusammenfassung zum Näherungsverfahren für n_{D2} 487
M Anlagen mit Lösungsumlauf im Absorber 489
M.1 Charakteristische Koeffizienten mit Absorberumlauf 491
M.2 Charakteristische Gleichungen mit Absorberumlauf 495
N Ergänzungen zur erweiterten Methode 499
N.1 Veränderlichkeit der charakteristischen Koeffizienten $\mathbf{K_N}$ . . 499
N.2 Methodisch bedingte Abweichungen bei Anlage FA2 500
N.3 Berechnungsmethode für Variante A analog zur Variante B . . 503
N.4 Zusammenhang zwischen $\Delta\Delta t^*$ und $\Delta\Delta t^*_{min}$ 507
N.5 Funktionsaufruf der erweiterten Berechnungsmethode 509
O Ergänzungen zur Regelung 512
O.1 Näherung der dimensionslosen Temperaturänderung im RKW 512
O.2 Bestimmung der Nullstellen zur Ableitung $\frac{\mathbf{d\,p_{cold}}}{\mathbf{d\,t_{Di}}}$ 517
O.3 Heißwasseraustrittstemperatur bei nicht optimaler Eintrittstemperatur 519
O.4 Korrekturterme zur Anpassung an das reale Lastverhalten . . 520

Quellenverzeichnis **523**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Globaler Nutzenergiebedarf in Gebäuden 1990 - 2016 1
1.2 Daten zur erwarteten Stromerzeugung bis 2040 1
1.3 Globaler Primärenergiebedarf und zugehörige CO_2-Emissionen . . . 2
1.4 Reduktion der globalen energiebezogenen Treibhausgas-Emissionen durch Maßnahmen im *Bridge*-Szenario gegenüber dem INDC-Szenario 3
1.5 Potenziale zur Kältebedarfsdeckung mit wärmegetriebenen Kälteerzeugungsverfahren 4

2.1 Prinzipdarstellung zur Verschiebung der Dampfdruckkurve, Dampfdruckerniedrigung und Siedepunktserhöhung bei wässrigen Salzlösungen im p-T-Diagramm 8
2.2 Prinzipdarstellung zur Nutzung der Dampfdruckerniedrigung für die Kälteerzeugung. 9
2.3 Sorptionswärmewandler vom Typ I (Kälteanlage, Wärmepumpe) und Typ II (Wärmetransformator). 11
2.4 Prinzipschemata einstufiger Absorptionskälteanlagen mit zwei verschiedenen Bauformen des Desorbers. 13
2.5 Prinzipdarstellung zu der von Ulrich Dühring 1877 ermittelten Regel über die *Siedetemperaturen correspondirender Flüssigkeiten*. 17
2.6 Siedetemperaturen von $H_2O/LiBr$-Lösung im Dühring-Diagramm. . 18
2.7 Lineare Näherungen zum Dühring Parameter 19
2.8 Darstellung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs im Dühring-Diagramm für $H_2O/LiBr$-Lösungen. 20
2.9 Schematische Darstellung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs im Dühring-Diagramm. 22
2.10 Reversible Kältezahl und thermodynamische Güte für konstante Kälteleistung und Kaltwassertemperatur. 25
2.11 Irreversibilitäten im einstufigen Absorptionskältekreislauf. 27
2.12 Schematische Darstellung zum Temperaturverlauf von armer und reicher Lösung im realen und idealen Lösungswärmeübertrager. . . 30
2.13 Schematische Darstellung zu Enthalpiedifferenzen der Verlustwärmeströme im Lösungskreis. 32
2.14 Einbindung einer Absorptionskälteanlage in ein zentrales oder dezentrales KWKK-System. 34
2.15 Änderung des Primärenergiefaktors für Fernwärme in Abhängigkeit von der Rücklauftemperatur. 38

2.16 Integrale Mischungswärme q_T und partielle spezifische Enthalpien h_1 und h_2 sowie deren Differenzen $\Delta\widehat{h}$ im h-ξ-Diagramm. 47
2.17 Schematische Darstellung zur differenziellen Bilanz am Desorber (Dampf im Gleichstrom zur Lösung) 50
2.18 Schematische Darstellung zur differenziellen Bilanz am Desorber (Dampf im Gegenstrom oder ohne Kontakt zur Lösung) 52
2.19 Schematische Darstellung zur partiellen Desorptionsenthalpie bei $H_2O/LiBr$-Lösungen im h-ξ-Diagramm. 55
2.20 Schematische Darstellung zur Enthalpiedifferenz des Realgasverhaltens in der partiellen Desorptionsenthalpie bei $H_2O/LiBr$-Lösungen im $ln(p)$-h-Diagramm. 57
2.21 Dimensionslose Stoffkennzahlen K_T für die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität von Wasser und $H_2O/LiBr$-Lösung 64
2.22 Dimensionslose spezifische Wärmekapazität von Wasser und $H_2O/LiBr$-Lösung sowie dimensionslose scheinbare Wärmekapazität von $H_2O/LiBr$-Lösung 65
2.23 Mittlere scheinbare Wärmekapazität als Funktion des Salzmassenanteils und des spezifischen Lösungsumlaufs. 67
2.24 Gegenstromwärmeübertrager. 68
2.25 Temperaturdifferenzfaktor z als Funktion des Wärmekapazitätsstromverhältnisses R 77
2.26 Kondensator mit drei Teilbereichen der Wärmeübertragung. 78
2.27 Schematische Darstellung zu Desorber-Bauformen. 81
2.29 Bereichsweise Wärmeübertragung im Desorber. 84
2.30 h-ξ-Diagramm zur vollständigen und unvollständigen adiabaten Absorption z.B. im Aufgabesystem eines Fallfilmdesorbers. 86
2.32 Wärmeübertragungsbereiche in einer einstufigen Absorptionskälteanlage (berieselter Absorber, überfluteter Desorber). 90
2.33 T-x-Diagramm für einen Gegenstrom-Wärmeübertrager mit einseitig linear temperaturabhängigem Wärmekapazitässtrom. 92
2.34 T-$\dot{H}$-Diagramm mit Darstellung der Zusammenhänge für das örtliche Wärmekapazitätsstromverhältnis $R(x) = G(x)/g(x)$. 96
2.35 Darstellung der Nomenklatur zur Anwendung der Zellenmethode. . 101
2.36 Intern variable Wärmekapazitätsströme. 104
2.37 Schematische Darstellung der Temperaturverläufe bei konstantem und temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom. 107
2.38 Wärmedurchlässigkeitsfaktor ψ_X als Funktion der normierten externen Strömungsgeschwindigkeit γ_X. 112

2.39 Wärmeübertragungsbereiche in einer einstufigen Absorptionskälteanlage (berieselter Absorber und Desorber). 116
2.40 Schematische Darstellung der intern zu- und abfließenden Enthalpie-, Massen- und Wärmeströme in einem überfluteten Desorber. 118
2.41 Schematische Darstellung der bereichsweisen internen und externen Temperaturverläufe im T-$\dot{H}$-Diagramm 122
2.42 Adiabate Absorption im Desorber bei Variante A. 123
2.43 Interne und externe Temperaturen zur Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber bei überhitzt eintretender Lösung mit Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit auf Werte $Y_{D1} \geq 0$. 125
2.44 Struktur des EES-Programms zur exakten Simulation eines einstufigen Absorptionskältekreislaufs. 128
2.45 Simulationsergebnisse zur spezifische Antriebs- und Kälteleistung sowie zur Effizienz der Anlage FA2 bei Variation von t_{Di}. 130
2.46 Simulationsergebnisse zum Durchlässigkeitsanteil n_{D1} und zu den spez. Leistungen in den Wärmeübertragungsbereichen D1 und A3 . 130
2.47 Simulationsergebnisse zu den treibenden Temperaturdifferenzen im Desorber der Anlage FA2 und dem Durchlässigkeitsanteil n_{D1}. . . . 132
2.48 Simulationsergebnisse zur bauartabhängigen Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber nach Variante A und B. 133
2.49 Simulationsergebnisse zur Änderung der Lösungszusammensetzung sowie der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität . . . 134
2.50 Darstellung der Simulationsergebnisse zur Anlage FA2 im p-T-Diagramm für zwei verschiedene Antriebstemperaturen 135

3.1 Messwerte der Antriebs- und Kälteleistung von einstufigen Absorptionskälteanlagen mit berieselten und überfluteten Desorbern als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz. 147
3.2 Graphische Darstellung der charakteristischen Parameter und Gleichungen für Kälte-, Antriebs- und Abwärmeleistung. 149
3.3 Dühring- und Pseudo-Dühring-Parameter für *double-effect*-Kreislauf . 154
3.4 Schematische Darstellung zu Dühring- und Pseudo-Dühring-Parametern im einstufigen Absorptionskältekreislauf. 155
3.5 Verbesserung der Korrelationsgüte durch Verwendung von Pseudo-Dühring-Parametern bei Anlage FA2 158
3.6 Ergebnisse zur Anlage RTG mit überflutetem Desorber aus der Simulation und entsprechend herkömmlicher Berechnungsmethode. 164
3.7 Ergebnisse zur Anlage 6C4 mit überflutetem Desorber aus der Simulation und entsprechend herkömmlicher Berechnungsmethode. 166

3.8 Ergebnisse zur Anlage FA2 mit überflutetem Desorber aus der Simulation und entsprechend herkömmlicher Berechnungsmethode. 167
3.9 Variabilität der charakteristischen Parameter (Anlage RTG). 169
3.10 Variabilität der charakteristischen Parameter (Anlage 6C4). 169
3.11 Variabilität der charakteristischen Parameter (Anlage FA2). 170
3.12 Schematische Darstellung zu den internen und externen Temperaturen bei überfluteten Desorbern (Variante B). 173
3.13 Interne und externe Temperaturen zur Berechnung von Temperaturdifferenzfaktoren bei verschiedenen Modellvorstellungen der Wärmeübertragung im Desorber. 175
3.14 Temperaturdifferenzfaktoren in der herkömmlichen Berechnungsmethode für die Anlagen RTG, YIA-6C4 und FA2. 178
3.15 Schematische Darstellung zur Abhängigkeit des Steigungsparameters s_E^{reg} vom veränderlichen exakten Steigungsparameter s_E^{sim} 179
3.16 Simulierter und genäherter Steigungsparameter sowie Vergleich von Enthalpiekoeffizienten 182
3.17 Drosselverlust als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz bzw. der Summe aus externem Temperaturschub und -hub. 184
3.18 p-T-Diagramm zum Schwachlastpunkt mit $\Delta\Delta t = 0$ K für Anlage RTG bei sehr niedriger Antriebstemperatur. 188
3.19 Simulationsergebnisse zur Anlage RTG und FA2 bei Variation von t_{Di} mit konstanten Kalt- und Kühlwassereintrittstemperaturen und bei Variation von t_{Ei} mit $t_{Di} = t_{Di,0}$ und $t_{Ai} = t_{Ai,0}$. 189
3.20 Simulationsergebnisse zum Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ für die Anlagen RTG und FA2. 190
3.21 Abhängigkeit der Verlustterme Λ, Γ und Ω bei Variation der externen Eintrittstemperaturen t_{Xi}. 193
3.22 Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ und Näherung $\Delta\Delta t''_{min,E}$ als Funktion der Summe aus externem Temperaturschub und -hub $\Sigma\Delta t$. 194
3.23 Darstellung zum Zusammenhang zwischen $\Sigma\Delta t$ und der geometrischen Form des Prozesses bzw. der Größe des Doppeltrapezes im Lösungsfeld. 195
3.24 Thermische Länge am Lösungswärmeübertrager sowie interne Spreizungen im Bereich A2 und D2. 202
3.25 Adiabate Absorption im Desorber bei Variante A. 207
3.26 Bereiche D1 und D2 im T-$\dot{H}$-Diagramm. 213

3.27 Verlauf des Durchlässigkeitsanteils im Bereich D2 als Funktion der spezifischen Verdampferleistung $\dot{q}_E$ bei Variation der Antriebstemperatur sowie bei Variation des externen Heißwasservolumenstroms für die Anlage RTG und FA2. 215
3.28 Graphische Darstellung der erweiterten charakteristischen Gleichungen unter Annahme konstanter Koeffizienten. 225
3.29 Veränderliche Verlustparameter der erweiterten charakteristischen Gleichungen bei unterschiedlichen Lösungsmassenströmen. 226
3.30 Vergleich der spezifischen Kälteleistung bei unterschiedlichen Kühlwasserführungen und Lösungsmassenströmen. 227
3.31 Berechnungsergebnisse der erweiterten charakteristischen Gleichungen unter Annahme konstanter Koeffizienten K_N. 232
3.32 Graphische Darstellung zur Mindestantriebsleistung in den erweiterten charakteristischen Gleichungen. 234
3.33 Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation $\dot{q}_X^{sim}$ gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode $\dot{q}_X^{imp}$ mit *variablen* Stoffdaten und Geometrieparametern sowie der herkömmlichen Methode $\dot{q}_X^{est}$ 241
3.34 Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation $\dot{q}_X^{sim}$ gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode $\dot{q}_X^{imp}$ bei *konstanten* Stoffdaten und Geometrieparametern sowie der herkömmlichen Methode $\dot{q}_X^{est}$ 242
3.35 Darstellung der einzelnen, methodisch bedingten Abweichungen in der erweiterten Berechnungsmethode. 246
3.36 Abweichungen der Kälte- und Antriebsleistung gegenüber Simulationsrechnungen für Anlagen 6C4 und FA2 bei Übernahme verschiedener Simulationsergebnissen in die erweiterte Berechnungsmethode. . . . 247
3.37 Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode mit konstanten Stoffdaten und Geometrieparametern für Anlage FA2 249
3.38 Flächenspezifischer Drosselverlust und Gesamtverlust an Kälteleistung aufgrund von Irreversibilitäten bei *konstanten* Geometrieparametern. 252
3.39 Einfluss der Geometrieparameter bei den Anlagen RTG, 6C4 und FA2: Fehler der erweiterten Methode gegenüber Simulationsergebnissen als Funktion des simulierten Pseudo-Dühring-Parameters und Abhängigkeit des Koeffizienten K_3 vom simulierten Drosselverlust. . . 253
3.40 Struktur des expliziten Prädiktor-Korrektor-Berechnungsverfahrens. 255
3.41 Direkte und abgeleitete Ergebnisse der erweiterten Methode. 258

3.42 Effektive charakteristische Koeffizienten K_1, K_2, K_3 und spezifische Steigungskoeffizienten u_4, u_5, u_6. 259
3.43 Flächenspezifischer Drosselverlust und Gesamtverlust an Kälteleistung aufgrund von Irreversibilitäten mit *nachgeführten* Geometrieparametern. 260
3.44 Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung bei *konstanten* Stoffdaten und *nachgeführten* Geometrieparametern zur Anlage 6C4. . . . 261
3.45 Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung bei *konstanten* Stoffdaten und *nachgeführten* Geometrieparametern zur Anlage FA2. . . . 262
3.46 Vergleich der von A. Kühn gemessenen Antriebs- und Kälteleistung bei der Anlage FA2 mit den Berechnungsergebnissen der erweiterten Methode mit konstanten Stoffdaten und Geometrieparametern. . . . 264

4.1 Prinzipdarstellung zur gleichzeitigen Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur. 272
4.2 Übersicht zur Datenpunktbezeichnung für die Regelung von Absorptionskälteanlagen. 275
4.3 Verlauf der spezifischen Betriebskosten bei variabler Heiß- und Kühlwassertemperatur zu einem gegebenen Lastfall. 278
4.4 Verlauf der spezifischen Betriebskosten bei variabler Heiß- und Kühlwassertemperatur zu einem gegebenen Lastfall mit und ohne gekoppelter Stromerzeugung. 284
4.5 Kälteleistung und Kältezahl der Anlage WFC-10. 286
4.6 Teillastverhalten der WFC-10 mit Definition von Betriebsbereichen. . 287
4.7 Teillastverhalten und Gütegrad der WFC-10 als Funktion einer modifizierten charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*_{est}$ bei konstanter Kühlwassertemperatur. 288
4.8 Auswirkung der Backup-Strategie zur gesicherten Deckung des Lastfalls auf die Antriebsleistung. 294
4.9 Auswirkung der Backup-Strategie zur gesicherten Einhaltung der Temperatursollwerte auf die Kälte- und Antriebsleistung. 297
4.10 Prinzipdarstellung zu Backup-Strategien mit Priorisierung der Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set}$ und Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set}. 298
4.11 Backup-Strategie für KWKK-Systeme bei nicht ausreichend niedriger Kühlwassertemperatur mit Priorität auf Einhaltung der Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set}. 301
4.12 Backup-Strategie für KWKK-Systeme bei nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur mit Priorität auf Einhaltung der Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set}. 302

4.13 Backup-Strategie für KWKK-Systeme bei nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur mit verringerter Priorität zur Einhaltung der Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set}. 302

5.1 Hydraulische Einbindung der AKA im UBA-Dessau 306
5.2 Vereinfachtes Systemschema zur Regelung der AKA im SAC-System des UBA. 308
5.3 Typischer, strahlungsreicher Betriebstag der neuen Absorptionskälteanlage im UBA Dessau mit gleichzeitiger Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur. 309
5.4 Messwerte im System DUBA mit gleichzeitiger Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur. 311
5.5 Gegenüberstellung von gemessenen Stundenmittelwerten und mit Hilfe der erweiterten Methode berechneten Leistungen zum Tagesverlauf am 12.08.2012 im UBA-Dessau. 314
5.6 Vergleich der Heiß- und Kühlwassertemperaturen für den gemessenen Lastgang vom 12.08.2012 im UBA Dessau bei Standard-Regelung mit konstanter Kühlwassertemperatur und CE-Regelung mit variabler Kühlwassertemperatur für eine Ab- und Adsorptionskälteanlage. . . 318
5.7 Verlauf des Kältepreises zu einem gegebene Lastfall als Funktion der Antriebstemperatur für verschieden leistungsstarke Kälteanlagen. . . 319
5.8 Hydraulische Einbindung der AKA im BKSP 321
5.9 Schematische Darstellung des Regelkreises zur Regelung von AKA mit Vorsteuerung auf Basis charakteristischer Gleichungen. 323
5.10 Betriebsdaten und charakteristische Koeffizienten für eine sechstägige Betriebsperiode bei BKSP. 327
5.11 Optimale und tatsächliche Sollwerte der CE-Regelung bei BKSP. . . . 328
5.12 Temperatursollwerte der CE-Regelung und gemessenen Betriebstemperaturen bei BKSP. 330
5.13 Leistungen und ergänzende Betriebsdaten zur CE-Regelung. 331
5.14 Temperatursollwerte der CE-Regelung und gemessenen Betriebstemperaturen bei BKSP ab 19.09.2014 333
5.15 Leistungen und ergänzende Betriebsdaten zur CE-Regelung bei BKSP ab 19.09.2014. 333

B.1 Darstellung des reversiblen Vergleichsprozesses für einen einstufigen Absorptionskältekreislaufs im p-T-Diagramm. 353
B.2 Informationsbedarf zur direkten Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs. 356

B.3 Lage des Kältekreislaufs bzw. der gekoppelten Trapeze im Lösungsfeld für einen vereinfacht realen, einstufigen Vergleichsprozess. . . . 358
B.4 Informationsbedarf zur indirekten Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs. 359
B.5 Veränderung der geometrischen Form der gekoppelten Trapeze bei unterschiedlichen Verteilungen der Wärmedurchlässigkeiten. 361
B.6 Informationsbedarf zur Parameterbestimmung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs. 362
C.1 T-$\dot{H}$-Diagramm eines Gegenstromwärmeübertragers. 364
D.1 Schematische Darstellung der Temperaturverläufe bei konstantem und temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom bei Berechnung mit dem Drei-Punkt-Verfahren. 370
G.1 Simulationsergebnisse zur spezifischen Antriebs- und Kälteleistung sowie zur Effizienz der Anlage FA2 bei Variation von t_{Di}. 383
G.2 Simulationsergebnisse zum Wärmestromanteil q_{D1} und zu den spez. Leistungen in den Wärmeübertragungsbereichen D1 und A3 384
G.3 Simulationsergebnisse zu den treibenden Temperaturdifferenzen im Desorber der Anlage FA2 und dem Durchlässigkeitsanteil n_{D1} bei Variation von t_{Di} 384
G.4 Simulationsergebnisse zur bauartabhängigen Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber nach Variante A und B. 385
G.5 Simulationsergebnisse zur Änderung der Lösungszusammensetzung und der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität 386
G.6 Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen mit und ohne Berücksichtigung von temperaturabhängigen scheinbaren Wärmekapazitätsströmen bei der Wärmeübertragung. 389
G.7 Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen mit temperaturabhängigen und konstanten scheinbaren Wärmekapazitätsströmen in der Kreislaufberechnung und bei der Wärmeübertragung 390
G.8 Simulationsergebnisse zur bauartabhängigen Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber nach Variante A und B. 394
G.9 Maximale Temperaturdifferenzen im Bereich D1 und externe Temperaturspreizungen bei berieselten und überfluteten Desorbern. 395
G.10 Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren im Desorber für die Konfigurationen 6C4 und RTG' bei Berechnung nach Variante A und B. 396
G.11 Simulationsergebnisse zur bauartabhängigen Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber nach Variante A und B. 397

G.12 Interne und externe Temperaturen zur Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber bei überhitzt eintretender Lösung mit begrenzter Wärmedurchlässigkeit $Y_{D1} \geq 0$. 399
G.13 Interne Ein- und Austrittstemperaturen der Bereiche D1 und D2 eines Desorbers bei Berechnung nach Variante A (mit Begrenzung von Y_{D1}). 401
G.14 Ergebnisse der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung nach Variante A bei überhitzt und unterkühlt eintretender Lösung mit und ohne Begrenzung von Y_{D1}. 402
G.15 Aufteilung der Gesamtwärmedurchlässigkeit des Desorbers bei überhitzt und unterkühlt eintretender Lösung 403
H.1 Gegenüberstellung des Drosselverlustes bei der Anlage FA2, ermittelt aus Temperatur- und Druckmessung sowie über externe und interne Leistungsberechnungen 409
H.2 Verhältnis der externen Absorber- zur externen Desorberleistung . . 411
H.3 Schematische Darstellung zu möglichen Wärmebrücken zwischen Desorber- und Kondensatorsumpf sowie zwischen Absorber- und Verdampfersumpf. 413
H.4 Vergleich der genäherten Wärmedurchlässigkeiten am Desorber der Anlage FA2 gegenüber dem Wert aus Iteration bei Variation der Unterkühlung am Desorbereintritt. 420
I.1 Abhängigkeit der charakteristischen Parameter für einen Referenzpunkt von der Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten. 428
I.2 Schematische Darstellung zur Bandbreite der theoretisch möglichen Steigungsparameter $s_{E,min}$ und $s_{E,max}$ am Beispiel von zwei Referenzpunkten. 430
I.3 Schematische Darstellung zur Abhängigkeit des Steigungsparameters s_E vom Verteilungsparameter der Wärmedurchlässigkeiten σ_{min}. . . 431
I.4 Simulierter und genäherter Steigungsparameter sowie Vergleich von Enthalpiekoeffizienten 444
I.5 Darstellung der Enthalpiedifferenzen zu den modifizierten Enthalpiekoeffizienten $K_X^{'}$ im h-ξ-Diagramm. 445
I.6 Darstellung der simulierten Enthalpiekoeffizienten K_{loss}^{est} als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz für FA2, 6C4, RTG. 446
I.7 Variation der Last und Verlustparameter sowie der geometrischen Form der Doppeltrapeze mit der Antriebstemperatur. 447
I.8 Variation der Last und Verlustparameter sowie der geometrischen Form der Doppeltrapeze mit der Kaltwassertemperatur. 447
J.1 Schematische Darstellung zu den internen und externen Temperaturen bei überfluteten Desorbern (Variante B). 449

J.2 Quantitativer Unterschied zwischen verschiedenen Mitteltemperaturen im Desorber bei Anlage 6C4. 453
J.3 Unterschied zwischen verschiedenen Pseudo-Dühring-Parametern im Teillastverhalten von Anlage 6C4. 454
K.1 Darstellung zum Drosselverlust im $ln(p)$-h-Diagramm für Wasser. . . 456
K.2 Schematische Darstellung zur Näherung des Temperaturverhältnisses $\frac{T_{D2}}{T_H}$ und $\frac{T_H}{T_E}$ im Dühring-Diagramm. 459
K.3 Gegenüberstellung von Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} und Wärmeverhältnis K_B, im De- und Absorber für die Anlage FA2 und RTG. . 460
L.1 Verlauf des Wärmedurchlässigkeitsanteils im Bereich D2 als Funktion der flächenspezifischen Verdampferleistung $\dot{q}_E$ bei Variation der Antriebstemperatur sowie bei Variation des externen Heißwasservolumenstroms für die Anlage RTG und FA2. 462
L.2 Darstellung des Fehlers bei Näherung der thermodynamischen Temperaturdifferenz im Desorber und Absorber. 467
L.3 Zusammenhang zwischen den internen Temperaturen im Desorber bei Berechnung der Wärmeübertragung nach Variante B. 468
L.4 Vergleich der exakten und genäherten Größen für die Näherung des thermodynamischen Temperaturdifferenzfaktors $\widetilde{z}_D^{'} \approx \widetilde{z}_D$ 472
L.5 $\dot{H}$-T-Diagramm zur Näherung für z_{D2}. 474
L.6 Vergleich der exakten und genäherten Größen für die Näherung des Temperaturdifferenzfaktors $z_{D2}^{'} \approx z_{D2}$ 476
L.7 Verlauf der dimensionslosen Temperaturänderung im Bereich D2 bei Variation der externen Eintrittstemperatur und des Volumenstroms . 478
L.8 Verlauf der verschiedenen Näherungen für die dimensionslose Temperaturänderung im Bereich D2 bei Variation der externen Eintrittstemperatur und des Heißwasservolumenstroms 480
L.9 Fehler der Faktoren für den Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2}. 481
L.10 Vergleich der exakten und genäherten Größen für die Näherung des Temperaturdifferenzfaktors im Bereich D2 der Anlage RTG bei Variation des Heißwasservolumenstroms. 482
L.11 Vergleich des exakten und genäherten Unterschieds der treibenden Temperaturdifferenz im Bereich D1 bei Variante A und B 484
L.12 Abschätzung der dimensionslosen Temperaturänderung P_{D2} mit Erfahrungswert für den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor $\kappa_{D,B}$. 486
L.13 Vergleich des exakten und genäherten Wärmedurchlässigkeitsanteils n_{D2} und der daraus abgeleiteten dimensionslosen Temperaturänderung P_{D2} für die Anlagen RTG und FA2 488
M.1 Schematische Darstellung des Lösungsumlaufs im Absorber. 489

M.2 Schematische Darstellung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs im Dühring-Diagramm mit Bezeichnungen bei Absorbern mit und ohne Lösungsumlauf. 490
M.3 Gegenüberstellung von Bezeichnungen bei Absorbern mit und ohne Lösungsumlauf im h-ξ-Diagramm. 492
M.4 Schematische Darstellung zur adiabaten Desorption mit und ohne Lösungsumlauf im Absorber. 496
N.1 Vergleich des Koeffizienten K_6 bei Verwendung von veränderlichen, exakten Stoffdaten und mittleren konstanten Stoffdaten. 502
N.2 Fehler der erweiterten Berechnungsmethode gegenüber Simulationsergebnissen bei Verwendung von veränderlichen, exakten Stoffdaten und mittleren konstanten Stoffdaten. 502
N.3 Interne Temperaturspreizungen im Bereich D2 und A2. 504
N.4 Funktionsaufruf der erweiterten Berechnungsmethode auf Basis charakteristischer Gleichungen. 511
O.1 Reziproke Näherung der dimensionslosen Temperaturänderung z.B. für Trockenkühler mit drehzahlgeregelten Ventilatoren. 514
O.2 Auswirkungen der genäherten dimensionslosen Temperaturänderung $P_L^{'} \approx P_L$ bei lastabhängigem Luftvolumenstrom im RKW auf das Minimum der momentanen Betriebskosten bzw. der zugehörigen optimalen Antriebstemperatur. 515
O.1 Prinzipdarstellung zur Unterscheidung zwischen Backup-Werten bei beschränkter Versorgung der AKA und korrigierten Werten bei reduzierter Leistungsfähigkeit der AKA. 520

Tabellenverzeichnis

2.1 Systemorientierte Vorzeichenkonvention zur Wärmestromrichtung und treibende Temperaturdifferenzen bei geschlossenen Sorptionswärmewandlern vom Typ I und Typ II. 11
2.2 Veränderlichkeit des spezifischen Drosselverlustes μ_{DV} für die Kältemittel H_2O und NH_3. 29
2.3 Geometrische Größen und spezifische Kälteleistung der untersuchten Absorptionskälteanlagen 40
2.4 Volumenströme der YIA-Einheiten im PLH und RTG 41
2.5 Gegenüberstellung der Wasserweganzahl bei YIA-Einheiten 42
2.6 Auslegungsdaten der Absorptionskälteanlagen vom Typ YIA 6C4, PLH und RTG. 42
2.7 Nennlastdaten der Absorptionskälteanlagen vom Typ FA2, FM050 und FM160. 44
2.8 Daten zur Konfiguration des Desorbers ähnlich zur Anlage FA2 . . . 103
2.9 Berechnungsergebnisse der Wärmeübertragung bei temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom. 107

3.1 Kennzeichnung von gemessenen, simulierten und berechneten Werten. 141
3.2 Wärmedurchlässigkeiten und Lösungsmassenströme der beispielhaft behandelten Absorptionskälteanlagen unter Nennbedingungen. . . . 160
3.3 Charakteristische Parameter zur Anwendung der herkömmlichen Methode charakteristischer Gleichungen für Absorptionskälteanlagen vom Typ YIA. 162
3.4 Vergleich von simulierten, berechneten und gemittelten charakteristischen Parametern 168
3.5 Verhältnisse von globalen und simulierten Steigungsparametern . . . 171
3.6 Charakteristische Koeffizienten zur erweiterten Berechnungsmethode für die Regelung von Absorptionskälteanlagen. 221
3.7 Charakteristische Parameter zur allgemeinen Darstellung von charakteristischen Gleichungen 222
3.8 Koeffizienten der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz. 229
3.9 Koeffizienten der minimalen effektiven Temperaturdifferenz. 230
3.10 Charakteristische Koeffizienten zur Anlage FA2 für zwei unterschiedliche Lösungsmassenströme. 233
3.11 Modifizierte Koeffizienten zu den Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t^*$ und $\Delta\Delta t^*_{min}$ in den charakteristischen Gleichungen. 236

3.12 Konstante Stoffwerte und Geometrieparameter bei Anwendung der erweiterten Methode. 238
3.13 Fallunterscheidung zur Übergabe von Simulationsergebnissen an die erweiterte Berechnungsmethode. 244
3.14 Statistische Größen zum Gesamtfehler der Kälteleistung bei den Anlagen 6C4 und FA2 248
3.15 Statistische Größen zum Gesamtfehler der Antriebsleistung bei den Anlagen 6C4 und FA2 248
3.16 Statistische Größen zu den Geometrieparametern bei den Anlagen 6C4 und FA2. 263
3.17 Übersicht zur Ermittlung von Größen bei Anwendung der herkömmlichen und erweiterten Methode von charakteristischen Gleichungen. 268

4.1 Zielstellungen für die Regelung von Absorptionskälteanlagen mit gleichzeitiger Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur. . . . 274
4.2 Übersicht zu den Backup-Strategien und den daraus resultierenden Konsequenzen für die Erreichung der Zielstellungen bei Regelung mit zusätzlich technischer Zielstellung. 292

5.1 Charakteristische Koeffizienten für mittlere, konstante Geometrieparameter zu vier verschiedenen Kälteanlagen. 313
5.2 Tagesmittelwerte gemessener und berechneter Leistungen (12.08.2012) für Ab- und Adsorptionskälteanlage mit Standard- und CE-Regelung. 315
5.3 Spülvorgänge und Betriebsunterbrechungen im untersuchten Zeitraum bei BKSP. 326

D.1 Berechnungsergebnisse der Wärmeübertragung bei temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom. 370
F.2 Vergleich der Koeffizienten aus linearer Regression zur nicht linearen Temperaturabhängigkeit des internen Wärmekapazitätsstroms. . . . 381
G.3 Charakteristische Größen einer Absorptionskälteanlage zur Untersuchung temperaturabhängiger interner Wärmekapazitätsströme. . . . 388
G.4 Charakteristische Größen für zwei Absorptionskälteanlagen zum Vergleich der bauartabhängigen Wärmeübertragungsrechnung nach Variante A und B. 392
H.5 Eingesetzte Messtechnik und Gesamtmessunsicherheit bei Vermessung der Anlage FA2 406
H.6 Messsensoren am Versuchsstand der Anlage FA2. 407
H.7 Spannweite der Messdaten zur Anlage FA2 unter Nennbedingungen. 415
H.8 Wärmedurchgangskoeffizienten im Nennlastpunkt der Anlage FA2. 416

H.9 Wärmedurchgangskoeffizienten im Nennlastpunkt der Anlage 6C4. . 424
I.10 Gegenüberstellung der exakten charakteristischen Parameter aus der Simulation von Referenzpunkten und genäherten Werten mit einem geschätzten Verteilungsparameter $\sigma^{'}_{min}$. 432
I.11 Daten zum Nennlastpunkt und zwei weiteren Betriebspunkten aus der Simulation zur Anlage FA2. 438
I.12 Charakteristische Parameter zur Anlage FA2 aus alternativen Berechnungen mit einem zweiten Betriebspunkt. 438
I.13 Abschätzung der Steigungs- und Verlustparameter. 442
K.14 Zahlenwerte zur Näherung $\Delta h_C^{LV} + \Delta h^{sup} \approx \Delta h_E^{LV}$ 458
N.15 Statistische Größen zu den charakteristischen Koeffizienten der Anlagen 6C4 und FA2 499
N.16 Daten zum Effekt von veränderlichen, exakten Stoffdaten und konstanten mittleren Stoffdaten für Anlage FA2. 501

Nomenklatur und Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Buchstaben

$\dot{m}$	Massenstrom	$kg\,s^{-1}$
$\dot{Q}$	thermische Leistung	kW
$\dot{q}$	flächenspezifischer Wärmestrom	$kW\,m^{-2}$
$\dot{V}$	Volumenstrom	$m^3\,h^{-1}$
$\dot{W}$	Wärmekapazitätsstrom	$kJ\,K^{-1}$
$\widehat{c}_p$	differenzielle isobare scheinbare spezifische Wärmekapazität	$kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$
$\widetilde{\dot{W}}$	scheinbarer Wärmekapazitätsstrom	$kW\,K^{-1}$
$\widetilde{c}_p$	integral gemittelte isobare scheinbare spezifische Wärmekapazität	$kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$
$\widetilde{T}$	thermodynamische Temperatur	K
A	Annuität	$€\,a^{-1}$
A	Dühring Parameter	$-$
A	Fläche	m^2
a	Annuitätenfaktor	a^{-1}
a	Regressionsparameter	$var.$
a	Verhältnis von Wärmeübergangskoeffizienten	$-$
a	Zellenanzahl	$-$
B	Dühring Parameter	$-$
b	Regressionsparameter	$var.$
B^*	Prozessparameter	$-$
C	kontinuierliche Stellgröße, Steuersignal, i.d.R. 0–100%	$-$
COP	*Coefficient Of Performance*	$-$
D	Durchmesser	m
D	binäres (Stell-)Signal	$-$
dq_D	differenzielle spezifische Desorptionswärme	$kJ\,kg^{-1}$
E	Einnahme	$€$
E	Energie	J
e	spezifische partielle Wärme bei isothermer Entspannung	$kJ\,kg^{-1}$
F	Integrationsvariable der Fläche	m^2
F	Stromführungskorrekturfaktor	$-$
f	Faktor allgemein	$-$

f	Spezifischer Lösungsumlauf	$-$
G	interne Temperaturänderung/-spreizung	K
g	externe Temperaturänderung/-spreizung	K
H	Enthalpie	kJ
h	massenspezifische Enthalpie	$kJ\,kg^{-1}$
h^E	Exzeßenthalpie	$kJ\,kg^{-1}$
I	Investition	€
i	Zinssatz	$\%\,a^{-1}$
K	Koeffizient, Wärmestromverhältnis	$-$
l	massenspezifische, temperatur*un*abhängige differenzielle Verdünnungswärme	$kJ\,kg^{-1}$
m	Masse	kg
N	Anzahl	$-$
N	normierter Wärmekapazitätsstrom	$-$
n	Wärmedurchlässigkeitsanteil	$-$
n	Zählindex	$-$
NTU	dimensionslose Wärmedurchlässigkeit $NTU = \frac{Y}{\dot{W}}$ (*number of transfer units*)	$-$
Nu	Nusseltzahl $Nu = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda}$	$-$
P	dimensionslose Temperaturänderung	$-$
P	elektrische Leistung	kW
p	Druck	kPa
p	Parameter in p-$q-$Formel quadratischer Gleichungen	$-$
p	Preis	$€/kWh$
Pr	Prandtlzahl $Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda}$	$-$
Q	Wärmemenge, thermische Energie	kJ
q	Parameter in p-$q-$Formel quadratischer Gleichungen	$-$
q	Wärmestromanteil	$-$
q_T	isotherme spezifische Mischungswärme	$kJ\,kg^{-1}$
R	Wärmekapazitätsstromverhältnis	$-$
R	inverser Dühring-Parameter $R = \frac{1}{B}$	$-$
R	massenspezifische Gaskonstante	$kJ\,K^{-1}$
r	massenspezifische temperaturunabhängige Verdampfungsenthalpie	$kJ\,kg^{-1}$
r	y-Achsabschnitt in einer charakteristischen Gleichung	kW
R^*	Prozessparameter (invers)	$-$
Re	Reynoldzahl $Re = \frac{w \cdot D \cdot \rho}{\eta}$	$-$
S	Entropie	$kJ\,K^{-1}$
s	Steigungsparameter in einer charakteristischen Gleichung	$kW\,K^{-1}$

s	Wanddicke	m
s	sensible Wärme in der partiellen Desorptionsenthalpie	$kJ\,kg^{-1}$
St	Stefanzahl $St = \frac{c_p \cdot \Delta T}{\Delta h^{LV}}$	$-$
T	Temperatur (prozessintern)	$°C$
t	Temperatur (extern)	$°C$
U	Wärmedurchgangskoeffizient	$kW\,m^{-2}\,K^{-1}$
U	absolute Unsicherheit einer Messgröße	$-$
U	innere Energie	kJ
u	flächenspezifische Steigungsparameter	$kW\,m^{-2}\,K^{-1}$
u	relative Unsicherheit einer Messgröße	$-$
u	spezifische innere Energie	$kJ\,kg^{-1}$
v	Realgasanteil der Dampfüberhitzung in der differenziellen Desorptionsenthalpie	$kJ\,kg^{-1}$
v	massenspezifisches Volumen	$m^3\,kg^{-1}$
w	Geschwindigkeit	$m\,s^{-1}$
x	Massenverhältnis Sorbens	$kg\,kg^{-1}$
Y	Wärmedurchlässigkeit ($Y = U \cdot A$)	$kW\,K^{-1}$
z	Temperaturdifferenzfaktor	$-$

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient	$kW\,m^{-2}\,K^{-1}$
χ	dimensionslose spezifische Wärmekapazität	$-$
$\Delta\Delta t$	charakteristische Temperaturdifferenz	K
$\Delta\widehat{h}_D$	partielle spezifische Desorptionsenthalpie	$kJ\,kg^{-1}$
$\Delta\widehat{s}$	Spannweite	$-$
$\Delta\widetilde{s}$	relative Spannweite	$-$
Δ	Pseudo-Diskriminante	$-$
$\dot{\Gamma}$	Berieselungsdichte	$g\,s^{-1}\,m^{-1}$
ϵ	Wirkungsgrad	$kW\,kW^{-1}$
ϵ	relativer Unterschied / Fehler	$-$
η	Nutzungsgrad	$kWh\,kWh^{-1}$
η	dynamische Viskosität	$Pa\,s$
Γ	Verlustterm	K
γ	normierte Strömungsgeschwindigkeit	$-$
$\Im$	Nenner-Polynom	$-$
κ	Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor	$-$
κ	normierter Salzmassenanteil	$-$
Λ	Verlustterm	K
λ	Wärmeleitfähigkeit	$kW\,m^{-1}\,K^{-1}$

$\mathfrak{X}$	Hilfsvariable	$-$
μ	Massenstromverhältnis	$-$
μ	Molanteil	$-$
ν	Wärmedurchgangskorrekturfaktor	$-$
ν	kinematische Viskosität	$m^2\,s^{-1}$
Ω	Verlustterm	K
Ω	inverser Wärmekapazitätsstrom	$K\,kW^{-1}$
Π	normierter Druck	$-$
ψ	Wärmedurchlässigkeitsfaktor	$-$
ρ	Dichte	$kg\,m^{-3}$
ρ_0	Ersatzdiskriminante	$-$
σ	Standardabweichung	$-$
σ	Verteilungsparameter der Wärmedurchlässigkeiten	$-$
τ	Temperaturdifferenzkorrekturfaktor	$-$
τ	Zeit	s
Θ	normierte bzw. dimensionslose Temperatur(differenz)	$-$
φ	relative Luftfeuchte	$\%$
$\widetilde{\sigma}$	Variationskoeffizient	$-$
$\widetilde{\zeta}$	thermodynamischer Gütegrad	$-$
ξ	Massenverhältnis Kältemittel	$kg\,kg^{-1}$
ζ	dimensionsloser Temperaturdifferenzfaktor	$-$

Indizes hochgestellt

$'$	Kennzeichnung eines Näherungswertes zur gleichnamigen Größe ohne $'$
$'$	Zustand auf der Siedelinie
$''$	Zustand auf der Taulinie
$*$	Kennzeichnung von Hilfsgrößen bzw. geringfügig veränderter Größen
$\circ$	Kennzeichnung von speziellen Zustandspunkten (im Unterschied zu $'$ und $''$)
$\widehat{}$	Kennzeichnung differenzieller Größen
$\widetilde{}$	Kennzeichnung integraler Mittelwerte
avg	gemittelt, durchschnittlich
$backup$	abgesichert, zur Absicherung der wichtigsten Zielstellung
c	sensibler, mit der spez. Wärmekapazität verbundener Anteil an $\Delta\widehat{h}_D$
est	herkömmliche Methode (*established method*)
id	ideal
imp	erweiterte Methode (*improved method*)
irr	irreversibel
L	flüssiger Zustand (*Liquid*)
lin	linear

$loss$	thermodynamischer Verlust
LV	Flüssig-Dampf-Gleichgewicht (*Liquid-Vapour*)
mes	gemessen
opt	optimal
p	sensibler, mit isothermer Entspannung verbundener Anteil an $\Delta\widehat{h}_D$
pec	Prädiktor-Korrektor-Verfahren (*prediction, evaluation, correction*)
PW	Phasenwechsel
reg	Wert aus Regression
rev	reversibel
S	latenter, mit der spez. Mischungswärme verbundener Anteil an $\Delta\widehat{h}_D$
set	Sollwert (*set value*)
sim	simuliert
sub	unterkühlt (*subcooled*)
sup	überhitzt (*superheated*)
t	einer externen Temperatur zugeordnet
UD	entsprechend bzw. im Zusammenhang mit *Ulrich Dühring*
V	Dampfförmiger Zustand (*Vapour*)
var	variabel

Indizes tiefgestellt

0	Bezugs-, Rein- oder Nennzustand
A	Absorber
A	Bauform/Berechnungsvariante für Wärmeübertrager mit adiabate Sorption
a	verfügbar (*available*)
app	genähert, approximiert
$arith$	arithmetisch
B	Bauform/Berechnungsvariante für Wärmeübertrager ohne adiabate Sorption
B	auf den Dühring-Parameter rückführbar
Br	Brennstoff
byp	Kurzschluss *Bypass*
C	Kondensator
cap	kapitalgebunden (*capital*)
cat	*closest approach temperature*
$cold$	Kälte
con	Wandlung *conversion*
D	Desorber
d	determinierend, *design*
DV	Drosselverlust
E	Verdampfer

e	Ende (eines Prozesses)
el	elektrisch
ext	extern
fix	fixiert
FW	Fernwärme
gh	Globalstrahlung auf horizontale Ebene *global horizontal*
H	Heizung (als Zusammenfassung von Absorber und Kondensator, H = A+C)
h	mit Enthalpie verbunden
I	Injektor
i	Eintritt (*inlet*)
int	intern
k	Zählindex
KM	Kältemittel
L	Luft
L	Temperaturhub (*Lift*)
LM	Lösungsmittel
log	logarithmisch
m	Mischung
m	Mittel bzw. gemittelt
m	Rückmeldung
$maint$	betriebsgebunden (*maintenance*)
mat	Materialverbrauch, z.B. Salz und H_2O im RKW
max	maximal
min	minimal
N	numerischer Platzhalter (z.B. für Bereichsnummer)
n	Stellgröße
o	Austritt (*outlet*)
op	betriebsgebunden (*operating*)
opt	optimal
P	Pumpe
p	kältemittelarme Lösung (*poor*)
pe	primärenergetisch, mit Primärenergie verbunden
pro	aus Erlösen, Einnahmen (*proceeds*)
PS	Pendelspeicher
Q	Kennzeichnung für einen Koeffizienten mit Bezug zur (Kälte-)Leistung
R	Kältemittel (*Refrigerant*)
r	Kennzeichnung für einen last*un*abhängigen Parameter oder Koeffizienten
r	kältemittelreiche Lösung (*rich*)

r	zufälliger Fehler (*random*)
Ref	Referenz bzw. Referenzsystem
ref	mit externem Kühleffekt (*refrigeration*)
RL	Rücklauf
RT	Term mit Bezug zum Kältemittel (*Refrigerant Term*)
S	Lösungswärmeübertrager
s	Kennzeichnung für einen lastabhängigen Parameter oder Koeffizienten
s	Start(punkt) eines Prozesses
s	auf den Steigungsparameter s_E wirkend
s	systematischer Fehler
ST	Term mit Bezug zur Lösung (*Solution Term*)
T	Temperaturschub (*Thrust*)
t	auf den Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ wirkend
t	technisch
tdc	thermisch angetriebene Kälteerzeugung (*thermally driven cooling*)
th	thermisch
tot	total, gesamt
U	Umgebung
U	Umlauf
V	Platzhalter für Variante der Wärmeübertragungsrechnung ($V = A, B$)
ve	voll enthärtet
VL	Vorlauf
VS	Versalzung
W	Wasser
wet	aus bzw. durch Befeuchtung
X	alphabetischer Platzhalter für Komponente, Ort, Bereich oder Wärmeübertrager ($X = A, C, D, E, S$)
x	alphabetischer Platzhalter für Eigenschaft bzw. Richtung

Abkürzungen

$AbKA$ Absorptionskälteanlage

$AdKA$ Adsorptionskälteanlage

AKA Ab- oder Adsorptionskälteanlage

$BHKW$ Blockheizkraftwerk

$BKSP$ Berlin Krankenhaus Spandau

BPA Bundespresseamt

BuS Backup-Strategie

$FA2$ Forschungsanlage 2

$FAkS$ Feldtest Absorptionskälteanlagen für KWKK-Systeme

FM Funktionsmuster
GLT Gebäudeleittechnik
$HAST$ Hausanschlussstation
$HT - Wärme$ Hochtemperatur-Wärme 110/70 °C
JKH Jakob-Kaiser-Haus
KA Kälteanlage
KKA Kompressionskälteanlage
KS Kältespeicher
KWK Kraft-Wärme-Kopplung
$KWKG$ Kraft-Wärme-Kopplungsgesetz
$KWKK$ Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung
$MHKW$ Motorheizkraftwerk
MID Magnetisch-Induktiver-Durchflussmesser
$movAvg$ *moving Average* - Glättungsfunktion
$NT - Wärme$ Niedertemperatur-Wärme 45/30 °C
PLC *Programmable Logic Controller*
PLH Paul-Löbe-Haus
RKW Rückkühlwerk
RTG Reichstagsgebäude
SAC *Solar Assisted Cooling*
SPS Speicher programmierbare Steuerung
TVP Technik- und Energieverbund der Berliner Parlamentsbauten
UBA Umweltbundesamt
USD Ultraschall-Durchflussmesser
VE Ventil, Klappe
WMR Wärmemengenrechner
WP Wärmepumpe
YIA *York International Absorption Chiller*
ZS Zielstellung

1 Einleitung

1.1 Einordnung und Motivation

Weltweit ist von einem Anstieg des Kälteenergiebedarfs in den Bereichen Industriekälte, Nahrungsmittelherstellung und Gebäudekühlung auszugehen. Bei Gebäuden stellt der Kältebedarf sogar den am schnellsten wachsenden Nutzenergiebedarf dar [IEA, 2017]. Im Gegensatz zu anderen Nutzenergiearten (z.B. Raumheizung, Beleuchtung, etc.) ist beim Energiebedarf zur Gebäudekühlung in den nächsten Jahrzehnten keine Stagnation oder gar ein Rückgang zu erwarten (siehe Bild 1.1).

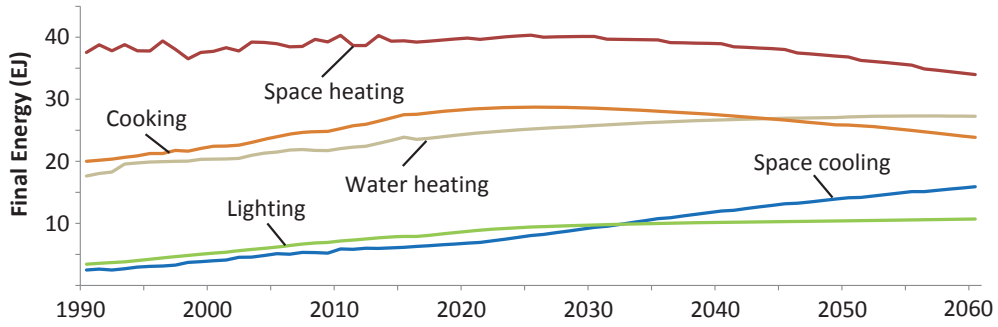


Bild 1.1: Globaler Nutzenergiebedarf in Gebäuden 1990 - 2016 aus [IEA, 2017a].

Zur Deckung des Kälteenergiebedarfs kommen derzeit überwiegend elektrisch betriebene Kompressionskälteanlagen zum Einsatz, so dass mit der erwarteten Nutzenergieentwicklung auch der Strombedarf ansteigen wird. Auf Basis des *World Energy Outlook* [IEA, 2017b] ist davon auszugehen, dass der globale Strombedarf zwischen 2016 und 2040 um 60% zunehmen wird. Etwa $1/6$ davon resultiert aus dem wachsenden Kältebedarf, siehe Bild 1.2 rechts).

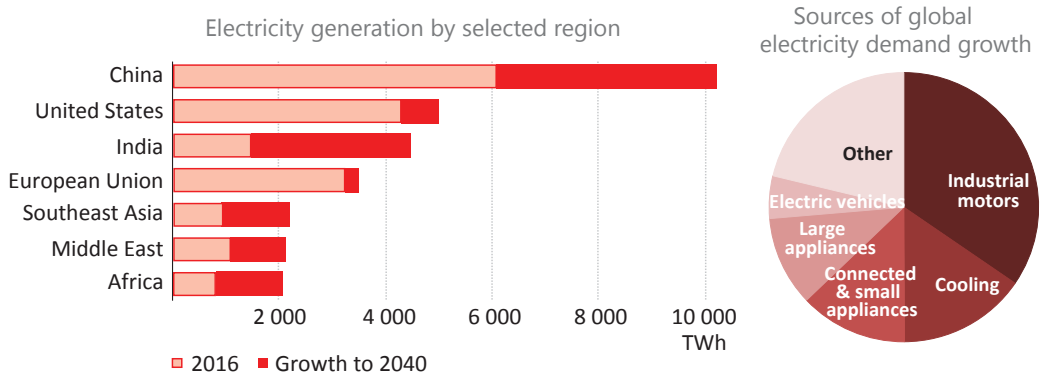
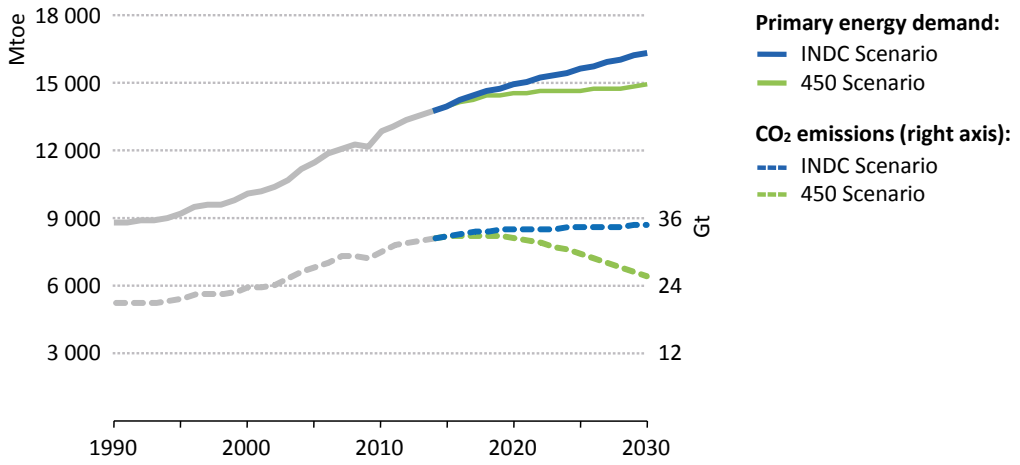


Bild 1.2: Daten zur erwarteten Stromerzeugung bis 2040 aus [IEA, 2017c].

Aufgrund unterschiedlicher Prognosen zur stattfindenden Decarbonisierung in der Stromerzeugung (z.B. durch verstärkte Nutzung regenerativer Energiequellen), ergeben sich unterschiedliche Entwicklungen für die globalen, energiebezogenen Treibhausgas-Emissionen (siehe Bild 1.3 und 1.4). Diese Entwicklungen können anhand verschiedener Szenarien für die zu erwartenden bzw. notwendigen Umstrukturierungen im Energiesektor diskutiert werden[1].



Note: Mtoe = million tonnes of oil equivalent; Gt = gigatonnes.

Bild 1.3: Globaler Primärenergiebedarf und zugehörige CO_2-Emissionen des jeweiligen Szenarios aus [IEA, 2015].

Im 450-Szenario sind Maßnahmen zusammengefasst, die notwendig sind, um die Konzentration an CO_2 in der Atmosphäre langfristig auf unter 450 ppm zu halten, so dass mit einer Wahrscheinlichkeit von 50% der Anstieg der globalen Mitteltemperatur gegenüber dem vorindustriellen Zeitalter auf maximal 2 °C begrenzt werden kann. Die bisher beabsichtigten, national festgelegten Beiträge zur Reduktion von Treibhausgasen (INDC-Szenario, *Intended Nationally Determined Contributions*) führen dagegen zu einer Erwärmung um 2,6 °C bis zum Jahr 2100 bzw. 3,5 °C bis 2200 [IEA, 2015] mit den entsprechenden Folgen aus den einhergehenden Veränderungen des Weltklimas [IPCC, 2014]. Um zumindest eine Umkehr (d.h. einen Rückgang in den jährlichen CO_2-Emissionen) bei unverändertem Wirtschaftswachstum zu erreichen, wurde von der IEA [2015] ein sogenanntes *Bridge*-Szenario entwickelt, bei dessen Umsetzung durch kurzfristige Maßnahmen mit bekannten Technologien die größte Reduktion der energiebedingten CO_2-Emissionen aus einer steigenden Energieeffizienz resultiert (siehe Bild 1.4).

[1] Eine detaillierte Beschreibung und Dokumentation der WEO-Szenarien ist in [IEA, 2014] zu finden.

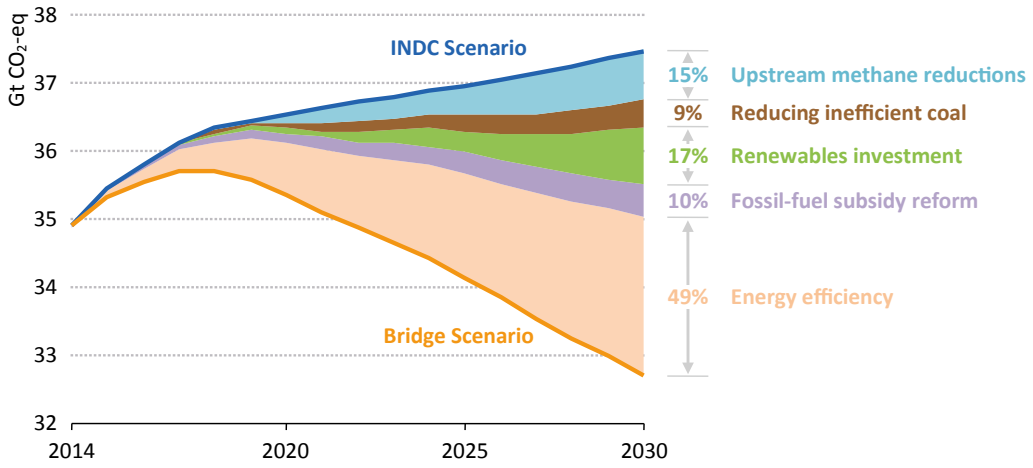


Bild 1.4: Reduktion der globalen energiebezogenen Treibhausgas-Emissionen durch Maßnahmen im *Bridge*-Szenario gegenüber INDC-Szenario aus [IEA, 2015].

Zur Steigerung der nationalen Energieeffizienz hat die Bundesregierung beschlossen, den Anteil der Stromerzeugung aus KWK-Anlagen von 12 auf ca. 25% zu erhöhen[2]. Mit Novellierung des Kraft-Wärme-Kopplungsgesetzes [KWKG, 2016] wurde als Ziel festgeschrieben, dass im Jahr 2020 eine Strommenge von 110 TWh/a und im Jahr 2025 eine Menge von 120 TWh/a durch KWK-Anlagen erzeugt werden soll. Im Bereich der stationären Kälteerzeugung kann die Energieeffizienz des KWK-Prozesses durch Kombination mit Absorptionskälteanlagen nochmals erhöht werden. Denn Absorptionskälteanlagen – die anstelle von elektrisch angetriebenen Kompressionskälteanlagen mit der Abwärme aus dem KWK-Prozess angetrieben werden – ermöglichen zum Einen eine Reduktion des notwendigen Stromverbrauchs für die Kälteerzeugung. Zum Anderen kommt es zu einer Effizienzsteigerung in der Gesamtenergieversorgung, da zusätzlich zur Strom*einsparung* die KWK-Strom*erzeugung* durch erhöhte Nachfrage von KWK-Wärme steigt.
Die technischen und wirtschaftlichen Potenziale zur Substitution von Kompressionskältesystemen durch wärmegetriebene Kältesysteme werden in Heinrich et al. [2014] untersucht. Danach können die Anteile der thermischen Kälteerzeugung im Bereich der Industriekälte von derzeit 8%, der Nahrungsmittelherstellung (2%) und der Gebäudeklimatisierung (2%) zur Deckung des jeweiligen Kältebedarfs von ca. 18.000 GWh/a, 14.000 GWh/a und 30.500 GWh/a allein durch Ausnutzung vorhandener Abwärmepotentiale und unter Berücksichtigung des notwendigen Investitionsaufwandes auf 13%, 8% und 9% gesteigert werden. Dies entspricht in etwa einer

[2] Bei der Stromerzeugung in Anlagen mit Kraft-Wärme-Kopplung (KWK) werden Strom und Wärme gleichzeitig erzeugt. Dadurch ergibt sich eine höhere Brennstoffausnutzung und ein geringerer spezifischer Primärenergiebedarf gegenüber der separaten Erzeugung.

Verdopplung der bisher installierten thermischen Kälteerzeugung in den drei Bereichen. Durch den Zubau von erdgasbetriebenen BHKWs lassen sich die Anteile der thermischen Kälteerzeugung durch Inanspruchnahme einer zusätzlichen Vergütung (KWK-Bonus) sowie der Einspeisevorrangregelung (KWKG) in den Bereichen der Industriekälte und Nahrungsmittelherstellung sogar auf über 30% steigern (siehe Bild 1.5).

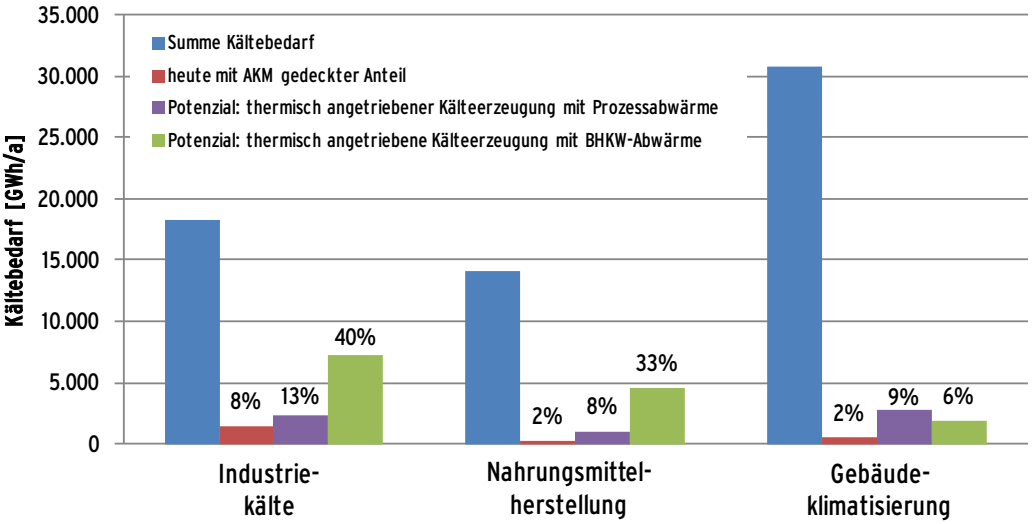


Bild 1.5: Potenziale zur Kältebedarfsdeckung mit wärmegetriebenen Kälteerzeugungsverfahren aus [Heinrich et al., 2014].

Für den effizienten und wirtschaftlichen Einsatz von Absorptionskälteanlagen in Systemen mit Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung (KWKK-Systeme) sind neben der Deckung des Kältebedarfs weitere Kriterien von Bedeutung. Hierzu zählen neben den Betriebskosten vor allem auch die Heißwasserspreizung und die Rücklauftemperatur im (Fern-)Wärmenetz. Über diese regelungstechnisch einstellbaren Parameter wird die mögliche Betriebszeit der KWK-Anlagen und damit die tatsächlich erreichbare Energieeffizienz stark beeinflusst.
Zur Steigerung der Energieeffizienz durch den Betrieb von Absorptionskälteanlagen z.B. in KWKK-Systemen soll hier eine modellbasierte Mehrgrößenregelung vorgestellt werden, mit der zusätzlich zur Kältelastdeckung eine weitere z.B. thermodynamische, wirtschaftliche oder technische Zielstellung (wie z.B. die Einhaltung der Heißwasserrücklauftemperatur) erreicht werden kann. Diese Verbesserung bzw. Erweiterung bei der Regelung von Absorptionskälteanlagen soll dazu beitragen, die genannten Ziele der Effizienzsteigerung zu erreichen, so dass die zum Klimaschutz notwendige Reduktion an Treibhausgasen gelingt.

1.2 Gliederung

Voraussetzung für die Entwicklung der modellbasierten Mehrgrößenregelung ist die Erweiterung einer vorhandenen Berechnungsmethode (der sogenannten *Methode der charakteristischen Gleichungen*). Nach einer thematischen Aufbereitung der Grundlagen in Kapitel 2 wird diese Berechnungsmethode daher zunächst analysiert und weiterentwickelt (Kapitel 3) und dann in Kapitel 4 zur Entwicklung von Regelstrategien genutzt. In Kapitel 5 werden die Strategien mit Messwerten überprüft.

Die einzelnen Abschnitte in den Kapiteln gliedern sich wie folgt:
In Abschnitt 2.1 erfolgt die Behandlung von grundlegenden Funktionsprinzipien bei Absorptionskälteanlagen, die mit Bezug zur später behandelten Berechnungsmethode aufgearbeitet werden. Anschließend werden im Abschnitt 2.2 die thermodynamischen Vorgänge bei der Ab- und Desorption genauer dargestellt. Dabei wird aus der partiellen spezifischen Desorptionsenthalpie eine scheinbare spezifische Wärmekapazität abgeleitet, in der die sensiblen und latenten Wärmeumsätze bei der Ab- und Desorption zusammengefasst sind. Diese scheinbare spezifische Wärmekapazität wird später zur Vereinfachung der Wärmeübertragungsrechnung in der modellbasierten Regelung verwendet.
Im Abschnitt 2.3 werden die Auswirkungen der relativ großen Temperaturabhängigkeit der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität genauer untersucht, um die daraus resultierenden Effekte auf die mittlere treibende Temperaturdifferenz bei der Wärmeübertragung von den Effekten bei bereichsweise verschiedenen spezifischen Wärmekapazitäten unterscheiden zu können[3]. In Ergänzung zur Verwendung von sogenannten Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren zur Berücksichtigung dieser veränderlichen Wärmekapazitätsströme entlang der prozess*internen* Wärmeübertragungsfläche wird durch die Einführung sogenannter Wärmedurchlässigkeitsfaktoren außerdem die Berücksichtigung von zeitlich variablen Wärmekapazitätsströmen auf der prozess*externen* Seite vorbereitet.
Mit Hilfe der daraus folgenden, methodisch einheitlichen Gesamtwärmeübertragungsrechnung für alle Hauptwärmeübertrager einer Absorptionskälteanlage wird anschließend in Abschnitt 2.4 die Simulation eines einstufigen Absorptionskältekreislaufs beschrieben. Die daraus resultierenden Ergebnisse werden zum Vergleich und zur Diskussion von vorgenommenen Vereinfachungen und Näherungen bei der herkömmlichen und erweiterten Berechnungsmethode genutzt.

[3] Bereichsweise verschiedene spezifische Wärmekapazitäten treten z.B. bei Anlagen mit überfluteten Desorbern auf, bei denen in einem ersten Bereich der Wärmeübertragung ohne Phasenwechsel die (reale) spezifische Wärmekapazität der Lösung wirksam ist und in einem zweiten Bereich mit Phasenwechsel die scheinbare spezifische Wärmekapazität.

Die dann folgende Erweiterung der Methode der charakteristischen Gleichungen in Kapitel 3 ist in vier Abschnitte unterteilt. Zunächst wird in den Abschnitten 3.1 und 3.2 die herkömmliche Methode erläutert und im Vergleich zu Simulationsergebnissen diskutiert. Dabei zeigt sich, dass die Prognosegüte der herkömmlichen Methode von der Bauart der Absorptionskälteanlage abhängig ist. Bei Herleitung und Präzisierung der erweiterten Methode in Abschnitt 3.3 erfolgt daher eine Unterscheidung in zwei Berechnungsvarianten A und B mit denen berücksichtigt wird, ob es bei der bauformabhängigen internen Prozessführung zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommen kann (z.B. bei berieselten Desorbern, Berechnungsvariante A) oder nicht (z.B. bei überfluteten Desorbern, Berechnungsvariante B). Für beide Varianten lässt sich eine allgemeine Darstellung der charakteristischen Gleichungen ermitteln, in der lediglich die charakteristischen Parameter bauformabhängig zu berechnen sind. Zum Abschluss der Herleitungen wird diese allgemeine Darstellung als Ausgangspunkt für eine modifizierte Darstellung genutzt, mit der nach einer Diskussion der Ergebnisse in Abschnitt 3.4 die Regelstrategien behandelt werden.

In Kapitel 4 wird die erweiterte Methode genutzt, um verschiedene, modellbasierte Regelstrategien für unterschiedliche, (solar)thermisch angetriebene Absorptionskälteanlagen zu entwickeln. In Abschnitt 4.1 wird z.B. gezeigt, wie in Ergänzung zur Deckung einer geforderten Kälteleistung die Betriebskosten durch gleichzeitige Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur minimiert werden können. In Abschnitt 4.2 besteht die zusätzliche Zielstellung darin, eine vorgegebene, maximal zulässige Heißwasseraustrittstemperatur sicherzustellen (z.B. zur Verhinderung der Notabschaltung eines BHKW). In Abschnitt 4.3 wird schließlich erläutert, wie die thermodynamische Güte des Teillastverhaltens einer speziellen Absorptionskälteanlage mit Thermosyphondesorber durch gleichzeitige Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur maximiert werden kann. Für den praktisch relevanten Fall, dass wegen zeitweise begrenzter Versorgungstemperaturen im Heiß- oder Kühlwasserkreis nicht alle regelungstechnischen Zielstellungen erreichbar sind, werden in Abschnitt 4.4 sogenannte Backup-Strategien entwickelt, mit denen zumindest die Einhaltung der am höchsten priorisierten Zielstellung abgesichert werden kann.

Abschließend werden im Kapitel 5 Messwerte von realisierten, modellbasierten Mehrgrößenregelungen zur Minimierung der Betriebskosten und zur Absicherung der Heißwasserauskühlung ausgewertet (Abschnitte 5.1 und 5.2). Im Kapitel 6 erfolgt dann eine Zusammenfassung der Ergebnisse mit Schlussfolgerungen und und einem kurzen Ausblick.

Die genannten Kapitel und Abschnitte bauen auf einander auf. Um dennoch auch den Quereinstieg zu ermöglichen, gibt es zu Beginn von wichtigen Teilabschnitten kurze Wiederholungen.

2 Grundlagen

Das Grundlagenkapitel gliedert sich in vier Abschnitte. Zunächst werden in 2.1 die Funktionsprinzipien bei der thermischen Kälteerzeugung mit Absorptionskälteanlagen behandelt. Im Anschluss daran wird in 2.2 der spezifische Wärmeumsatz untersucht, der bei Ab- und Desorption des genutzten Kältemittels auftritt. Abschnitt 2.3 behandelt die dazu notwendige Wärmeübertragung und dient zur Einführung der verwendeten Nomenklatur bei der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung. Darüber hinaus wird ein analytisches Verfahren für die Berechnung der mittleren treibenden Temperaturdifferenz bei einem einseitig linear temperaturabhängigen Wärmekapazitätsstrom vorgestellt. In 2.4 wird schließlich ein detailliertes Prozesssimulationsmodell für einen vereinfacht realen einstufigen Absorptionskältekreislauf beschrieben. Dieses Simulationsmodell wird im darauffolgenden Kapitel 3 zum Vergleich mit den Ergebnissen einer weiterentwickelten, aber dennoch einfachen Berechnungsmethode für die Regelung und Teillastbeschreibung von Absorptionskälteanlagen verwendet.

2.1 Funktionsprinzipien und Absorptionskälteanlagen

Die thermodynamische Möglichkeit mit Hilfe von thermischer Antriebsenergie Kälte zu erzeugen – sowie deren technische Nutzung z.B. in Absorptionskälteanlagen zur Eisproduktion – ist seit langem bekannt [Vallance, 1824], [Carre, 1860]. Eine ausführliche Beschreibung der thermodynamischen Prozesse sowie deren Berechnungsmöglichkeiten findet sich z.B. in [Niebergall, 1981] und [Herold et al., 1996]. Im Folgenden wird daher vorrangig auf diejenigen Funktionsprinzipien eingegangen, die auch für die später behandelte Berechnungsmethode bzw. die Regelung von Absorptionskälteanlagen von Bedeutung sind. Im Anschluss daran erfolgt eine kurze Beschreibung von verschiedenen Absorptionskälteanlagen, auf deren Prozessführung und technische Maße im weiteren Verlauf immer wieder Bezug genommen wird.

2.1.1 Thermodynamische Grundlagen

Im Nachfolgenden werden die elementaren physikalischen Effekte erläutert, die beim Betrieb von Absorptionskälteanlagen auftreten bzw. diesen erst ermöglichen (z.B. Dampfdruckerniedrigung, Siedepunktserhöhung etc.). Außerdem erfolgt eine terminologische Einordnung verschiedener Typen von Sorptionswärmewandlern sowie eine Beschreibung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs. Anschließend werden die Dühring'sche Regel zur Berechnung der Siedelinien von $H_2O/LiBr$-

Lösungen und die thermodynamisch unvermeidbaren Irreversibilitäten in einem einstufigen Absortptionskältekreislauf behandelt. Im letzten Teil wird auf mögliche Primärenergieeinsparungen und die daraus resultierenden regelungstechnischen Anforderungen bei der Kombination von Motorheizkraftwerken (MHKW) und Absorptionskälteanlagen (AKA) zu Systemen mit Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung (KWKK) eingegangen.

2.1.1.1 Dampfdruck über Flüssigkeiten

Durch die Zugabe einer löslichen, nicht flüchtigen Substanz (z.B. einem Salz) in ein Lösungsmittel (z.B. Wasser) kommt es zu einer Verschiebung der Dampfdruckkurve des Lösungsmittels. Diese Verschiebung kann im Vergleich zum reinen Lösungsmittel als Erniedrigung des Dampfdrucks Δp bzw. Erhöhung der Siedetemperatur ΔT interpretiert werden (siehe Bild 2.1).

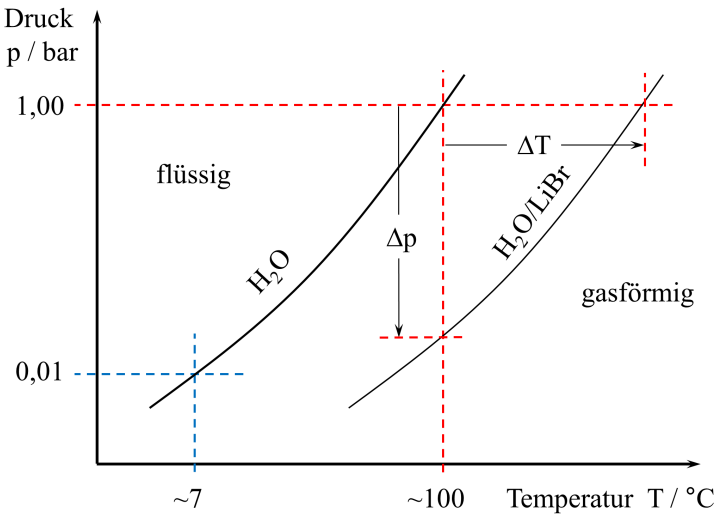


Bild 2.1: Prinzipdarstellung zur Verschiebung der Dampfdruckkurve, Dampfdruckerniedrigung und Siedepunktserhöhung bei wässrigen Salzlösungen im p-T-Diagramm.

Bei verdünnten Lösungen hängt die Höhe der Dampfdruckerniedrigung ebenso wie die Siedepunktserhöhung, Schmelzpunkterniedrigung und Osmose vor allem von der Anzahl der gelösten Teilchen (d.h. dem Molenbruch μ) ab. Diese Eigenschaften werden daher als kolligative Eigenschaften bezeichnet [Lüdecke und Lüdecke, 2000]. Im Gegensatz zur später behandelten Lösungswärme hängen die kolligativen Eigenschaften kaum vom molekularen Aufbau bzw. den physikalisch-chemischen Eigenschaften der Komponenten ab, denn auch bei idealen Mischungen tritt der Effekt der Dampfdruckerniedrigung auf. Im Falle einer idealen Mischung verringert sich

der Dampfdruck p_A der reinen Komponente A (z.B. $A = H_2O$) über der Lösung (z.B. als Mischung der Komponenten $A = H_2O$ und $B = LiBr$) entsprechend dem Raoult'schen Gesetz (2.1). Dabei ist $p_{A,0}$ der Sättigungsdampfdruck der reinen Komponente A zu einer gegebenen Temperatur T.

$$p_A = (1 - \mu_A) \cdot p_{A,0} \qquad \text{bzw.} \qquad \Delta p = p_{A,0} - p_A = \mu_A \cdot p_{A,0} \tag{2.1}$$

Bei wässrigen Salzlösungen (wie z.B. $H_2O/LiBr$) ist dieser Effekt wegen der tatsächlich vorhandenen Wechselwirkungen der Stoffe in der Flüssigkeit allerdings größer als nach diesem Gesetz.
In geschlossenen Sorptionswärmewandlern (siehe nachfolgenden Abschnitt) wird die reine Komponente A auch als Kältemittel und der reine, sorbierende Stoff B als Sorbens bezeichnet. Das ab- bzw. adsorbierte Kältemittel heißt Ab- bzw. Adsorbat und das dampfförmige, noch nicht sorbierte Kältemittel heißt Sorptiv. Die Kombination aus Sorbens und Ab- bzw. Adsorbat wird dagegen als Sorbat oder Sorptionsmittel bezeichnet.

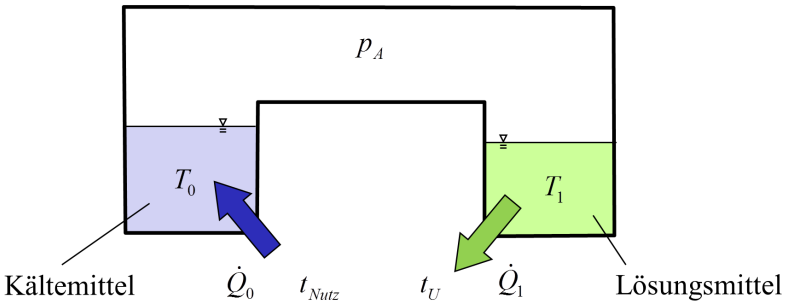


Bild 2.2: Prinzipdarstellung zur Nutzung der Dampfdruckerniedrigung für die Kälteerzeugung.

Wegen der Dampfdruckerniedrigung Δp befindet sich in einem geschlossenen Behälter (siehe Bild 2.2) ein Sorptionsmittel (z.B. $H_2O/LiBr$-Lösung) bei einer Temperatur $T_1 > t_U$ im Phasengleichgewicht mit dem Dampf des reinen Kältemittels (z.B. H_2O), das bei niedrigerer Temperatur $T_0 < T_1$ mit dem Dampfdruck $p_A(T_0) < p_A(T_1)$ vorliegt. Wird das Gleichgewicht durch Wärmeabfuhr $\dot{Q}_1$ aus der Sorptionslösung (z.B. an die etwas kältere Umgebung mit der Temperatur t_U) gestört, muss es zu einem Ausgleichsprozess kommen, wenn die Temperatur T_1 der Lösung konstant bleiben soll. Dieser Ausgleich findet durch Absorption von Kältemitteldampf aus der Dampfphase in die Lösung statt. Durch die beim Phasenwechsel frei werdende Absorptionswärme kann die Temperatur der Lösung trotz Wärmeabfuhr an die

Umgebung konstant bleiben. Damit sich auch der Druck über der Lösung nicht verändert (obwohl Dampf abgezogen bzw. absorbiert wurde), muss ein zweiter Ausgleichsprozess stattfinden, der zu einer Verdampfung von flüssigem Kältemittel aus dem Verdampfer in den gemeinsamen Dampfraum über den Flüssigkeiten führt. Durch die Verdampfung wird einerseits Kältemittel verbraucht, andererseits muss bzw. kann dem Behälter ein Wärmestrom $\dot{Q}_0$ auf tiefem Temperaturniveau $T_0 < t_{Nutz} < t_U$ zugeführt werden. Diese Wärmezufuhr, die nur aufgrund der Dampfdruckerniedrigung unterhalb der Umgebungstemperatur erfolgen kann, wird Kälteerzeugung genannt.

2.1.1.2 Sorptionswärmewandler

Das physikalische Phänomen der Dampfdruckerniedrigung bzw. der Siedepunktserhöhung kann technisch zur kontinuierlichen Kälte- und/oder Wärmebereitstellung genutzt werden. Dies erfolgt üblicherweise in geschlossenen Anlagen mit mehreren Behältern, die zusammen als A*b*sorptionsanlage bezeichnet werden, wenn die Dampfdruckerniedrigung durch Wechselwirkung des Dampfes mit einer Flüssigkeit erreicht wird oder als A*d*sorptionsanlage bei Wechselwirkung des Dampfes mit einem Feststoff. Beide Anlagentypen können sowohl zur Kälte- als auch zur Wärmebereitstellung verwendet werden. Je nach Anwendungsgebiet bzw. Betriebsart werden sie dann als Kälteanlage oder Wärmepumpe bezeichnet. Die Prozessführung mit Zufuhr der Wärmeströme $\dot{Q}_2$ und $\dot{Q}_0$ auf hohem und niedrigem Temperaturniveau $T_2 > T_0$ sowie der Wärmeabfuhr von $\dot{Q}_1$ auf mittlerem Temperaturniveau T_1 ist in beiden Fällen identisch (engl.: *heat pump Type I*, siehe Bild 2.3, links). Bei Wärmepumpenbetrieb stellt $\dot{Q}_1$ und bei Kälteanlagenbetrieb $\dot{Q}_0$ den Nutzen dar. Eine dritte Möglichkeit zur technischen Anwendung von Sorptionsprozessen in geschlossenen Apparaten besteht in der Ausführung als Wärmetransformator (engl.: *heat pump Type II*, Bild 2.3, rechts). Hierbei wird der Anlage der Wärmestrom $\dot{Q}_1$ auf mittlerem Temperaturniveau T_1 zugeführt und bei hoher sowie niedriger Temperatur entzogen. In allen Fällen gilt für die Temperaturen $T_0 < T_1 < T_2$. Bei den Wärmeströmen wechselt hingegen das Vorzeichen, je nachdem ob der Wärmestrom dem System zugeführt (positiv) oder aus ihm abgeführt wird (negativ).
Bei geschlossenen Sorptionswärmewandlern (*Type I* oder *Type II*) ist der innere Prozess durch eine konstruktive Systemgrenze hermetisch von der Umgebung getrennt. Die Systemgrenze trennt die interne von der externen Prozessseite. Zur Bezeichnung von Temperaturen auf der externen Seite wird als Variable t und für die Temperaturen auf der internen Seite T verwendet. Falls erforderlich erfolgt die Unterscheidung bei anderen Größen durch die Indizes *ext* und *int*. Über die Systemgrenze kann keine Materie sondern nur Wärme und/oder technische Arbeit

transportiert werden. Im Gegensatz zu offenen Sorptionsverfahren findet daher im Normalbetrieb kein Stoffaustausch mit der Umgebung statt [1].

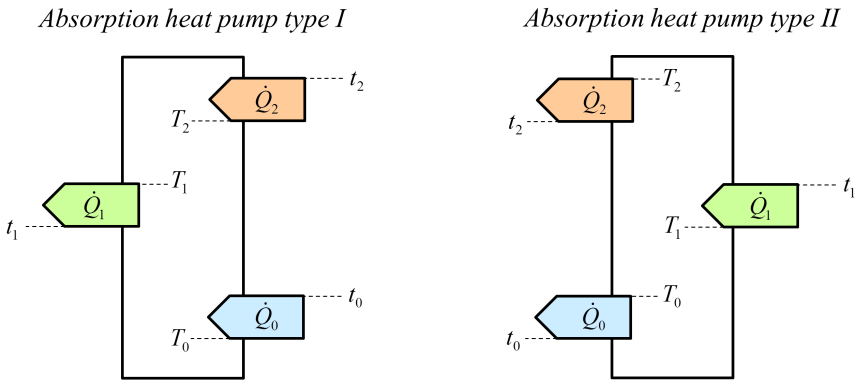


Bild 2.3: Sorptionswärmewandler vom Typ I, links (Kälteanlage, Wärmepumpe) und Typ II, rechts (Wärmetransformator).

Für die Wärmeübertragung zwischen System und Umgebung ist nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik eine Differenz zwischen der Temperatur auf der prozessexternen und prozessinternen Seite notwendig. Ist diese Temperaturdifferenz $\Delta T = t - T$ größer Null wird dem System Wärme zugeführt, d.h. $\dot{Q} > 0$. Im Falle einer Temperaturdifferenz $\Delta T = t - T < 0$ wird Wärme $\dot{Q} < 0$ aus dem System abgeführt (siehe Tabelle 2.1). Diese Vorzeichenregelung wird als systemorientierte Vorzeichenkonvention bezeichnet.

Tabelle 2.1: Systemorientierte Vorzeichenkonvention zur Wärmestromrichtung und treibende Temperaturdifferenzen bei geschlossenen Sorptionswärmewandlern vom Typ I und Typ II.

Wärmestrom	Temperaturdifferenz	Typ I	Typ II
$\dot{Q}_2$	$\Delta T_2 = t_2 - T_2$	> 0	< 0
$\dot{Q}_1$	$\Delta T_1 = t_1 - T_1$	< 0	> 0
$\dot{Q}_0$	$\Delta T_0 = t_0 - T_0$	> 0	< 0

Obwohl sich die gesamte Terminologie in dieser Arbeit auf die Anwendung bei Absorptionskälteanlagen beschränkt, ist die später behandelte Berechnungsmethode in gleicher Weise auch für Wärmepumpen nutzbar. Eine Verwendung bei Wärmetransformatoren sollte ebenfalls ohne größere Änderungen möglich sein. Im Sinne

[1] Lediglich zu Wartungszwecken werden Flüssigkeiten und Gase über die Systemgrenze ausgetauscht, um den real über Leckagen auftretenden Stoffaustausch rückgängig zu machen. Diese Leckagestoffströme werden im Weiteren aber vernachlässigt.

einer thematischen Abgrenzung wird aber auf diese Übertragungsmöglichkeiten nicht näher eingegangen. Sie ist – zumindest für die herkömmliche Form der Methode – z.B. in [Riesch, 1991] und [Ziegler, 1997] dargestellt.

2.1.1.3 Der einstufige Absorptionskältekreislauf

Anhand von Bild 2.4, oben soll das Funktionsprinzip einstufiger Absorptionskälteanlagen erläutert werden. Gleichzeitig ergibt sich daraus eine Einführung in die hier verwendete Nomenklatur und Terminologie. Eingangs sei darauf hingewiesen, dass bei Anlagen mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ Desorber und Kondensator ebenso wie Absorber und Verdampfer üblicherweise in einem gemeinsamen Behälter untergebracht werden (Hoch- bzw. Niederdruckbehälter). Dadurch können Strömungsdruckverluste soweit verringert werden, dass diese keinen Einfluss auf die Phasengleichgewichte haben (d.h. Hochdruck $p_D = p_C$ und Niederdruck $p_A = p_E$).

Verdampfung
Der Nutzen beim Betrieb von Absorptionskälteanlagen wird durch Abkühlung eines externen Wärmeträgermediums (Kaltwasser) von der Eintrittstemperatur t_{Ei} in den Verdampfer (E) auf die Austrittstemperatur t_{Eo} erzielt. Durch die Wärmeabgabe an den Verdampfer (Kälteerzeugung) wird im Inneren ein Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,ref}$ (z.B. Wasser) bei niedrigem Druck p_E und dementsprechend niedriger Sättigungstemperatur $T_E < t_{Eo}$ verdampft. Der dabei aufgenommene Wärmestrom $\dot{Q}_E$ (Verdampferleistung) entspricht der momentanen Kälteleistung der Anlage.

Absorption
Durch die Bereitstellung einer genügend stark konzentrierten Salzlösung (z.B. $H_2O/LiBr$-Lösung) kann der Dampfdruck des Kältemittels in der Lösung soweit erniedrigt werden, dass dessen Dampf aus dem Verdampfer abgezogen und im Absorber (A) verflüssigt bzw. absorbiert wird. Durch diesen Prozess wird die Lösung im Absorber vom Eintrittszustand mit geringem Kältemittelmassenanteil ξ_p (engl.: *poor*) auf einen höheren Kältemittelmassenanteil ξ_r (engl.: *rich*) verdünnt. Die Indizierung als kältemittelreiche und kältemittelarme Lösung wird auch bei Verwendung des Salzmassenanteils x verwendet. Der Unterschied zwischen den beiden Lösungszusammensetzungen (d.h. $\Delta\xi = \xi_r - \xi_p$ bzw. $\Delta x = x_p - x_r$) wird als Ausgasungsbreite bezeichnet. Durch den Phasenwechsel des Kältemittels im Absorber (Verflüssigung bzw. Absorption) kommt es in der Lösung, die über die Wärmeübertragerfläche des Absorbers fließt, zu einer Wärmefreisetzung. Damit der Verdampfungsprozess im Verdampfer durch kontinuierlichen Dampfabzug aufrecht erhalten werden kann, muss der entsprechende Wärmestrom $\dot{Q}_A$ mit Hilfe eines externen Kühlwasservolumenstroms aus der Lösung bzw. aus der Anlage abgeführt werden.

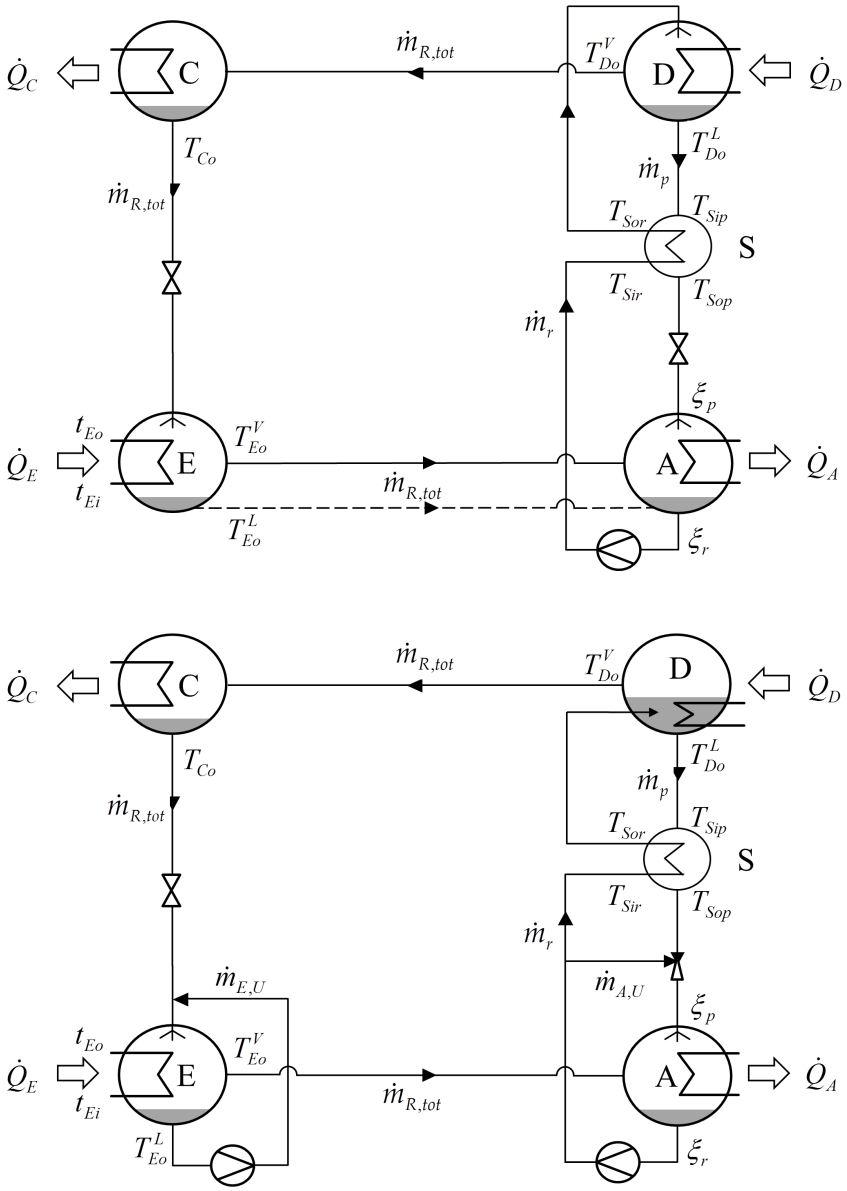


Bild 2.4: Prinzipschemata zur Prozessführung bei einstufigen Absorptionskälteanlagen mit unterschiedlicher Bauform des Desorbers.
oben: ohne Verdampfer- und Absorberumlauf, berieselter Desorber
unten: mit Verdampfer- und Absorberumlauf, überfluteter Desorber

Lösungsförderung

Im Anschluss an den Absorptionsprozess auf der gekühlten Wärmeübertragerfläche sammelt sich die Lösung im Absorbersumpf. Von dort wird der Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r$ mit einer Pumpe zum Desorber (D) gefördert. Dabei wird die gekühlte,

mit Kältemittel angereicherte Lösung über den Lösungswärmeübertager (S) auf die Temperatur T_{Sor} vorgewärmt (engl.: *Solution heat exchanger outlet rich solution*). Der von der reichen Lösung aufgenommene Wärmestrom $\dot{Q}_S$ entspricht der Abkühlung des kältemittelarmen Lösungsmassenstroms $\dot{m}_p$ von der Eintrittstemperatur T_{Sip} (die bei Vernachlässigung einer möglichen Überhitzung der Lösung im Desorber mit der Austrittstemperatur T_{Do}^{L} übereinstimmt) auf die Austrittstemperatur T_{Sop}.

Desorption
Nach der Vorwärmung der reichen Lösung im Lösungswärmeübertrager wird diese im Desorber durch die Zufuhr des Antriebswärmestroms $\dot{Q}_D$ zunächst bis zum Erreichen der Sättigungstemperatur T_{Ds} erwärmt. Anschließend wird das Kältemittel aus der Lösung ausgetrieben (desorbiert) und strömt zum Kondensator (C). In Abhängigkeit von der Prozessführung bzw. der Bauform des Desorbers unterscheidet sich ggf. die Austrittstemperatur des Dampfes T_{Do}^{V} von der Austrittstemperatur der Lösung T_{Do}^{L}. Der Desorberdruck ist höher als der Absorberdruck und der Desorber üblicherweise oberhalb des Absorbers angeordnet, so dass der austretende Lösungsmassenstrom $\dot{m}_{Do}^{L} = \dot{m}_p$ aufgrund des Druck- und Höhenunterschieds zurück zum Absorber fließt. Nach Abkühlung der Lösung im Lösungswärmeübertrager und ggf. zusätzlicher Druckminderung über eine Drosselvorrichtung (Blende, Aufgabedüsen, kommunizierende Röhren etc.) steht die konzentrierte, kältemittelarme Lösung zur erneuten Aufnahme von Kältemittel im Absorber bereit. Damit ist der Lösungskreis geschlossen.

Kondensation
Der Kältemittelkreis setzt sich mit dem Überströmen des gesamten desorbierten Kältemittelmassenstroms $\dot{m}_{R,tot}$ aus dem Desorber in Richtung Kondensator fort. Nach der Desorption des Kältemitteldampfes beim Druck $p_D \approx p_C$ im Desorber erfolgt im Kondensator zunächst eine Abhitzung des Dampfes (der als Folge der Siedepunktserhöhung überhitzt ist) von der Austrittstemperatur aus dem Desorber T_{Do}^{V} auf die Kondensationstemperatur T_C. Anschließend wird der Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot}$ vollständig kondensiert und ggf. auf die Austrittstemperatur des Kondensats $T_{Co} < T_C$ unterkühlt. Die insgesamt notwendige Wärmeabfuhr aus dem Kondensator $\dot{Q}_C$, die sich mindestens aus den Teilwärmeströmen für Abhitzung und Kondensation sowie der ggf. vorhandenen Unterkühlung zusammensetzt, erfolgt ebenfalls über einen externen Kühlwasserstrom. Die Summe der Wärmeströme aus Absorber und Kondensator $\dot{Q}_H = \dot{Q}_A + \dot{Q}_C$ wird als Abwärmeleistung bezeichnet. Diese entspricht der Heizleistung bei einer Absorptionswärmepumpe.

Drosselung
Nach Verflüssigung des Kältemittels fließt das Kondensat aufgrund des Druckunterschieds zwischen Hoch- und Niederdruckbehälter ($p_C > p_E$) aus dem Kondensator

in Richtung Verdampfer [2]. Zur Aufrechterhaltung der Druckdifferenz $\Delta p = p_C - p_E$ sind auf dem Weg zwischen Kondensator und Verdampfer ebenfalls Drosselvorrichtungen vorhanden. Beim Durchströmen dieser Komponenten wird das Kältemittelkondensat (welches i. d. R. nur wenig unterkühlt ist) entspannt, so dass es beim Unterschreiten des Sättigungsdampfdrucks zu einer unvermeidbaren Entspannungsverdampfung kommt (engl.: *flash evaporation*). Im Verdampfer steht daher nicht mehr der gesamte Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot}$ sondern nur noch der um den Drosselverlust verringerte Massenstrom $\dot{m}_{R,ref} = \dot{m}_{R,tot} - \dot{m}_{R,DV}$ als flüssiges Kältemittel für die erneute Verdampfung bzw. Wärmeaufnahme zur Verfügung. Dennoch muss im Absorber der gesamte Kältemittelmassenstrom absorbiert werden, um eine gleichbleibende Kälteerzeugung zu erreichen. Damit ist auch der Kältemittelkreislauf geschlossen.

Kältemittelumlauf
Je nach Teillastzustand bzw. Betriebspunkt der Anlage befinden sich unterschiedliche Mengen des Kältemittels im Kältemittelkreislauf oder sind in der Lösung gelöst. Unverdampftes bzw. überschüssiges Kältemittel sammelt sich im Verdampfersumpf oder einem anderen Kältemittelspeicher und wird von dort spätestens zum Betriebsende in den Lösungskreis zurückgeführt. Für diese Lösungsrückverdünnung sind verschiedene technische Ausführungen und Ansatzpunkte vorhanden, weswegen die Verbindungslinie in Bild 2.4, oben nur gestrichelt dargestellt ist. Häufig wird eine Kältemittelumlaufpumpe verwendet (siehe Bild 2.4, unten) mit der das Kältemittel aus dem Verdampfersumpf erneut zur Verdampferaufgabe gefördert wird. Durch diesen Kältemittelumlauf – der ebenso wie der skizzierte Absorberumlauf für das grundsätzliche Funktionsprinzip von Absorptionskälteanlagen nicht notwendig ist – kann eine bessere Benetzung der Wärmeübertragungsfläche und damit auch eine höhere Leistung und Effizienz der Anlage erreicht werden.

2.1.1.4 Die Dühring'sche Regel

Durch Ulrich Dühring wurde 1877 experimentell ermittelt, dass sich die Siedetemperaturen von ähnlichen bzw. *correspondirenden* Flüssigkeiten als lineare Funktion der Siedetemperaturen einer Referenzflüssigkeit bei den jeweils selben Drücken darstellen lassen:

$$T_{corr}^{LV}(p) = a + b \cdot T_{Ref}^{LV}(p) \tag{2.2}$$

[2] Bei geodätisch höher liegendem Hochdruckbehälter unterstützt durch die Schwerkraft.

Dieses Ergebnis wurde zuerst durch seinen Vater Eugen Dühring [1878] veröffentlicht, mit Hinweis auf die Urheberschaft des Sohnes (siehe [Dühring, 1878], S. 73) [3].
In Abgrenzung zu der von Dühring verwendeten Bezeichnung als *Gesetz der correspondirenden Siedetemperaturen* wird dem Vorgehen von Möhle und Rant [1972] folgend der empirische Zusammenhang (2.2) als Dühring'sche *Regel* bezeichnet. Die Bedeutung der Dühring'schen Regel ergibt sich für Absorptionskälteanlagen einerseits aus der Anwendung zur Ermittlung von Stoffdatenfunktionen und andererseits als praktikabler Zusammenhang zwischen den internen Temperaturen im Desorber, Absorber, Kondensator und Verdampfer. Denn Salzlösungen mit unterschiedlichem Salzmassenanteil x können ebenfalls als *correspondirende* Flüssigkeiten aufgefasst werden. Verwendet man z.B. die Dühring'sche Regel (2.2) zur Darstellung der Siedetemperaturen einer wässrigen Lithiumbromidlösung $T^{LV}_{H_2O/LiBr}$ mit Bezug zu den Siedetemperaturen der Referenzflüssigkeit Wasser $T^{LV}_{H_2O}$, ergibt sich mit den Sättigungsdrücken des reinen Wassers im Kondensator und Verdampfer (d.h. $p_C = p^{LV}_{H_2O}(T_C)$ und $p_E = p^{LV}_{H_2O}(T_E)$)

$$T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x) = A(x) + B(x) \cdot T^{LV}_{H_2O}(p_C) \tag{2.3a}$$
$$T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x) = A(x) + B(x) \cdot T^{LV}_{H_2O}(p_E) \tag{2.3b}$$

bzw. in verkürzter Schreibweise

$$T^{LV}_D = A(x) + B(x) \cdot T^{LV}_C \tag{2.4a}$$
$$T^{LV}_A = A(x) + B(x) \cdot T^{LV}_E \ . \tag{2.4b}$$

Subtrahiert man beide Gleichungen voneinander, ist auch im Fall $A(x) \neq 0$

$$T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x) - T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x) = B(x) \cdot \left(T^{LV}_{H_2O}(p_C) - T^{LV}_{H_2O}(p_E) \right) \tag{2.5}$$

bzw. in verkürzter Schreibweise

$$T^{LV}_D - T^{LV}_A = B(x) \cdot \left(T^{LV}_C - T^{LV}_E \right) . \tag{2.6}$$

Diese Gleichung wird im Weiteren als *Dühring-Gleichung* referenziert. Durch die Dühring-Gleichung können die Phasengleichgewichtstemperaturen einer Sorptionslösung mit der Zusammensetzung x (z.B. T^{LV}_D und T^{LV}_A) mit denen des reinen Kältemittels (T^{LV}_C und T^{LV}_E) bei jeweils gleichem Druck gekoppelt werden (siehe Bild 2.5).

[3] Auf die anschließende Auseinandersetzung mit anderen Wissenschaftlern zur Entdeckung dieses Zusammenhangs bzw. zu dessen Genauigkeit (siehe z.B. [Winkelmann, 1880b], [Dühring, 1880],[Winkelmann, 1880a], [Kahlbaum und von Wirkner, 1894], [Dühring, 1894], [Feuerecker, 1994], [Dittmann, 2009]) wird hier ebenso wenig eingegangen, wie auf die von Eugen und Ulrich Dühring verbreiteten nationalsozialistischen und antisemitischen Ansichten (siehe z.B. [Dühring, 1886], [Dühring, 1883], [Dühring, 1929], [Mogge, 1977], [Hundt, 2008]).

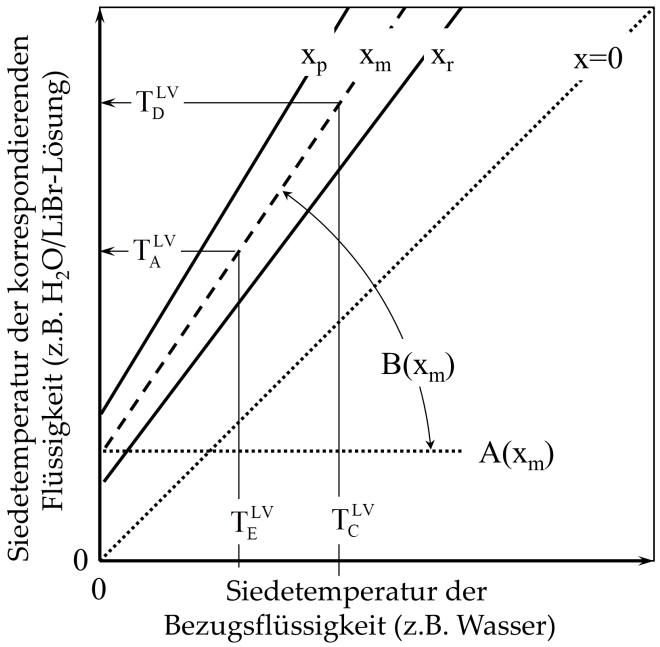


Bild 2.5: Prinzipdarstellung zu der von Ulrich Dühring 1877 ermittelten Regel über die *Siedetemperaturen correspondirender Flüssigkeiten*.

Die Koeffizienten $A(x)$ und $B(x)$, die von Dühring als *spezifische Faktoren* bezeichnet wurden, sind nur Funktionen der Flüssigkeit bzw. ihrer Zusammensetzung nicht aber von T oder p. Die spezifischen Faktoren charakterisieren die *correspondirenden Flüssigkeiten* und werden heutzutage oft als *Dühring-Parameter* der Arbeitsmittel bzw. der Sorptionslösung bezeichnet. Aus Bild 2.5 ist ersichtlich, dass

$$B(x) = \frac{T_D^{LV} - T_A^{LV}}{T_C^{LV} - T_E^{LV}} > 1 \quad \text{bzw.} \quad R(x) = \frac{T_C^{LV} - T_E^{LV}}{T_D^{LV} - T_A^{LV}} = \frac{1}{B(x)} < 1 \; . \tag{2.7}$$

Nimmt man für die Achsabschnitte A in Gleichung (2.3) an, dass für alle Massenanteile gelte $A = A(x) = 0$, ergibt sich aus der Division von (2.3a) und (2.3b) unabhängig vom Dühring Parameter $B(x)$ ein Zusammenhang zwischen den internen Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} (mit $X = D, A, C, E$ für Desorber, Absorber, Kondensator und Verdampfer), der für einfache Näherung und Grundzusammenhänge genutzt werden kann (siehe z.B. [Ziegler, 2012]).

$$\frac{T_{H_2O/LiBr}^{LV}(p_C, x)}{T_{H_2O/LiBr}^{LV}(p_E, x)} = \frac{T_{H_2O}^{LV}(p_C)}{T_{H_2O}^{LV}(p_E)} \qquad \text{bzw.} \qquad \frac{T_D^{LV}}{T_A^{LV}} = \frac{T_C^{LV}}{T_E^{LV}} \tag{2.8}$$

Dieser Zusammenhang wird im Anhang K nochmals aufgegriffen und dort als *idealisierte Dühring-Gleichung* bezeichnet, um Verwechslungen mit der Dühring-Gleichung (2.6) zu vermeiden.

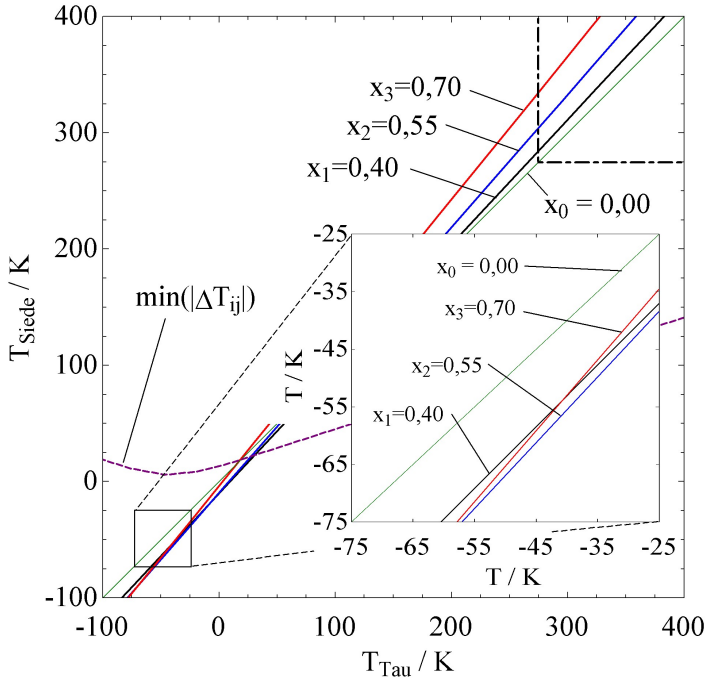


Bild 2.6: Siedetemperaturen von $H_2O/LiBr$-Lösung im Dühring-Diagramm.

Der idealisierte Ansatz (2.8) geht zurück auf Carr und Murphy [1929], die Substanzgruppen diskutieren, deren Siedelinien sich entweder in einem Punkt schneiden mit $[T_{Siede} > 0\,K; T_{Tau} > 0\,K]$, oder deren Siedelinien parallel verlaufen (Schnittpunkt im Unendlichen). Mit experimentell ermittelten Korrelationen z.B. von Feuerecker [1994] konnte diese idealisierte Dühring'sche Regel jedoch für $H_2O/LiBr$-Lösungen nicht bestätigt werden. Zur Veranschaulichung sind in Bild 2.6 die Siedetemperaturen von $H_2O/LiBr$-Lösungen mit den Zusammensetzungen x_1, x_2, x_3 als Funktion der Tautemperatur der Referenzflüssigkeit Wasser dargestellt. Die minimale Bandbreite der Schnittpunkte zwischen x_i und x_j (mit $i, j = 1, 2, 3$) liegt bei $T_{Tau} \approx -40,7\,K$ und beträgt $min(|\Delta T_{i,j}|) \approx 4,9\,K$. Die Annahme eines einzigen Schnittpunktes bei $0\,K$ stellt also nur eine Näherung dar. Für den üblichen Betriebsbereich von Absorptionskälteanlagen ist sie jedoch oftmals hinreichend genau, um z.B. die qualitativen Abhängigkeiten zwischen den internen Temperaturen eines einstufigen Absorptionskältekreislaufs angeben zu können.

Für die Desorbertemperatur in der exakten Dühring-Gleichung

$$T_D = T_A - B(x) \cdot (T_C - T_E) \tag{2.9}$$

ergibt sich z.B. der Unterschied zur Desorbertemperatur T_D^* bei Anwendung der idealisierten Dühring-Gleichung

$$T_D^* = \frac{T_A \cdot T_C}{T_E} \tag{2.10}$$

mit Einführung der als Temperaturhub bezeichneten Differenz $\Delta T_L = T_C - T_E$ zu

$$T_D - T_D^* = T_A + B(x) \cdot \Delta T_L - \frac{T_A \cdot (T_E + \Delta T_L)}{T_E} = \left(B(x) - \frac{T_A}{T_E} \right) \cdot \Delta T_L \ . \tag{2.11}$$

Unter Annahmen von $T_A = T_C = T_{AC}$ zusammen mit der Näherung $\frac{1}{1-x} \approx 1 + x$ für $x = \frac{\Delta T_L}{T_{AC}} \ll 1$ folgt

$$T_D - T_D^* \approx \left(B(x) - 1 - \frac{\Delta T_L}{T_{AC}} \right) \cdot \Delta T_L \ . \tag{2.12}$$

Für typische Betriebsbedingungen ist $B(x) \approx$ 1,1 – 1,2 und $\Delta T_L \approx$ 30 – 50 K bzw. $\frac{\Delta T_L}{T_{AC}} \approx$ 0,1 – 0,15, so dass die Differenz $T_D - T_D^*$ oftmals weniger als ca. 1 – 3 K beträgt.

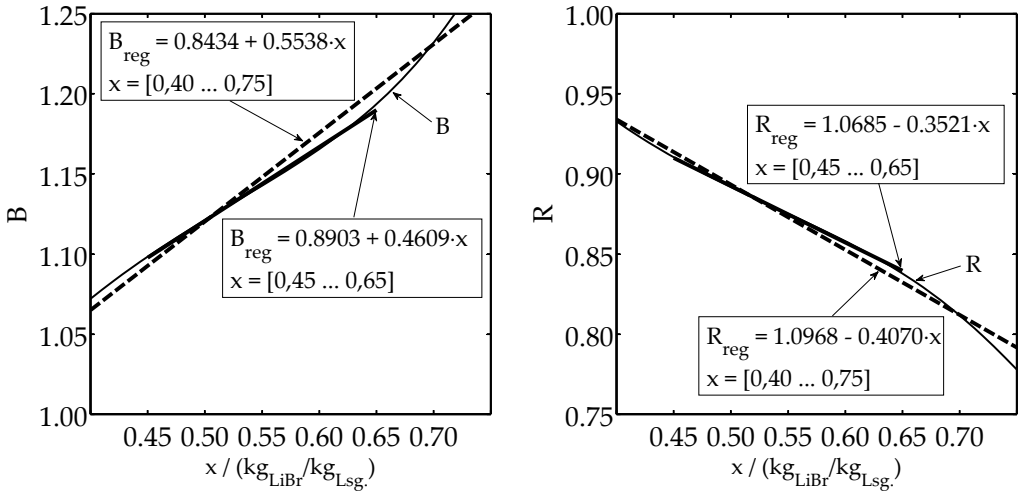


Bild 2.7: Lineare Näherung zum Dühring Parameter B (links) und inversem Dühring Parameter R (rechts) für $H_2O/LiBr$-Lösungen

Anstelle der geometrisch einfach interpretierbaren Näherung der idealisierten Dühring-Gleichung lässt sich z.B. durch einen Potenzreihenansatz mit natürlichen

Exponenten und Abbruch nach dem ersten Glied auch eine numerische Näherungsfunktion für die Abhängigkeit des Dühring-Parameters von der Zusammensetzung ermitteln. Die Abweichung dieser linearen Näherung gegenüber der Berechnung mit Hilfe der Siedetemperaturen z.B. nach Feuerecker [1994], die über einen Puiseuxreihenansatz vierten Grades erfolgt, beträgt bei Betrachtung des gesamten Gültigkeitsbereiches der Stofffunktionen (d.h. 0,40 $\frac{kg}{kg}$ < x < 0,75 $\frac{kg}{kg}$) maximal 1%. Beschränkt man sich auf den bei Absorptionskälteanlagen häufig vorkommenden Bereich des Salzmassenanteils von 0,45 $\frac{kg}{kg}$ < x < 0,65 $\frac{kg}{kg}$ reduziert sich die Abweichung auf maximal 0,1%. Die Regressionsfunktionen B_{reg} und R_{reg} sind in Abbildung 2.7 links für den Dühring Parameter B und rechts für den inversen Dühring Parameter $R = \frac{1}{B}$ gegeben.
In sämtlichen dem Autor bekannten Arbeiten von Eugen und Ulrich Dühring sind mit Bezug zur Dühring'schen Regel keine Diagramme enthalten. Aber sowohl Carr und Murphy [1929] als auch Möhle und Rant [1972] verwenden Darstellungen bei denen die Tautemperatur der Referenzflüssigkeit auf der Abszisse aufgetragen ist und die Siedetemperaturen der *correspondirenden Flüssigkeiten* auf der Ordinate (so wie in Bild 2.5 und 2.6 dargestellt). Allerdings ist die inverse Auftragung des Dühring'schen Zusammenhangs für die Behandlung von Absorptionskälteanlagen zu bevorzugen, da so die Anordnung der Zustandspunkte identisch ist zum ebenfalls häufig verwendeten p-T-Diagramm. Aus Praktikabilitätsgründen wird daher auch die inverse Darstellung als Dühring Diagramm bezeichnet.

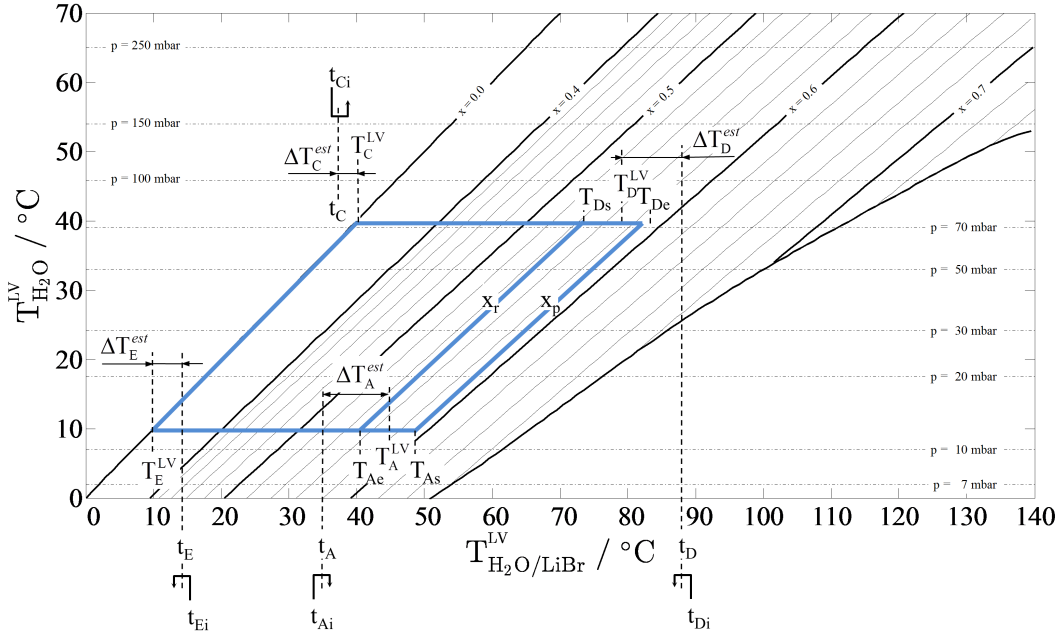


Bild 2.8: Darstellung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs im Dühring-Diagramm für $H_2O/LiBr$-Lösungen.

In Bild 2.8 sind die vier Temperaturen T_X^{LV} der Dühring-Gleichung (2.6) (mit $X = D, A, C, E$) für einen einstufigen Absorptionskältekreislauf in einem realen Dühring-Diagramm dargestellt. Die Siedelinien der $H_2O/LiBr$-Lösung wurden mit den Korrelationen von Feuerecker [1994] bestimmt und die Kristallisationsgrenze mit Daten von Boryta [1970] ermittelt (siehe Albers [2019c]). Es ist zu erkennen, dass die $H_2O/LiBr$-Lösung mit einem Salzmassenanteil von $x_m = (x_r + x_p)/2 \approx 0,57\,\frac{\text{kg}}{\text{kg}}$ bei der Temperatur T_D^{LV} mit dem gleichen Dampfdruck p_C im Gleichgewicht steht, wie das reine Kältemittel ($x = 0$) bei der Temperatur T_C^{LV}. Gleiches gilt für die Lösung mit x_m bei der Temperatur T_A^{LV}, die mit dem gleichen Dampfdruck p_E im Phasengleichgewicht ist, wie das reine Kältemittel bei T_E^{LV}. In Ergänzung dazu sind die Start- und Endtemperaturen des Absorptionsprozesses (T_{As} und T_{Ae}) sowie des Desorptionsprozesses dargestellt (T_{Ds} und T_{De}). Diese ergeben sich als Phasengleichgewichtstemperaturen aus den Lösungszusammensetzungen (x_r bzw. x_p) bei den jeweils vorherrschenden Drücken (p_C bzw. p_E), die wiederum durch die Phasengleichgewichtstemperaturen im Verdampfer und Kondensator bestimmt sind.

$$\begin{aligned}
T_{As} &= T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x_p) = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p^{LV}_{H_2O}(T_E^{LV}), x_p) \\
T_{Ae} &= T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x_r) = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p^{LV}_{H_2O}(T_E^{LV}), x_r) \\
T_{Ds} &= T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_r) = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p^{LV}_{H_2O}(T_C^{LV}), x_r) \\
T_{De} &= T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_p) = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p^{LV}_{H_2O}(T_C^{LV}), x_p)
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Die Temperaturskala der $H_2O/LiBr$-Siedetemperaturen auf der Abszisse wird gleichzeitig auch als Temperaturskala für die externen Wärmeträger genutzt. Deren Strömungsrichtung ist durch kleine Pfeilhaken angedeutet. Die Ordinatenwerte dieser externen Temperaturen sind jedoch ohne jede Bedeutung. Durch die Doppelnutzung der Abszisse können so auch die (treibenden) Temperaturdifferenzen ΔT_X^{est} zwischen den externen Wärmeträgern und dem internen Kältekreislauf veranschaulicht werden, die z.B. bei der herkömmlichen Methode der charakteristischen Gleichungen verwendet werden (Engl.: *established*).
In Bild 2.9 sind die selben Temperaturen in einem schematischen Dühring-Diagramm abgebildet. Diese Art der geometrischen Darstellung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs wird im Weiteren genutzt, um die Zusammenhänge zwischen den externen (geregelten) Temperaturen t_{Xi} und dem internen Prozessverlauf zu verdeutlichen.

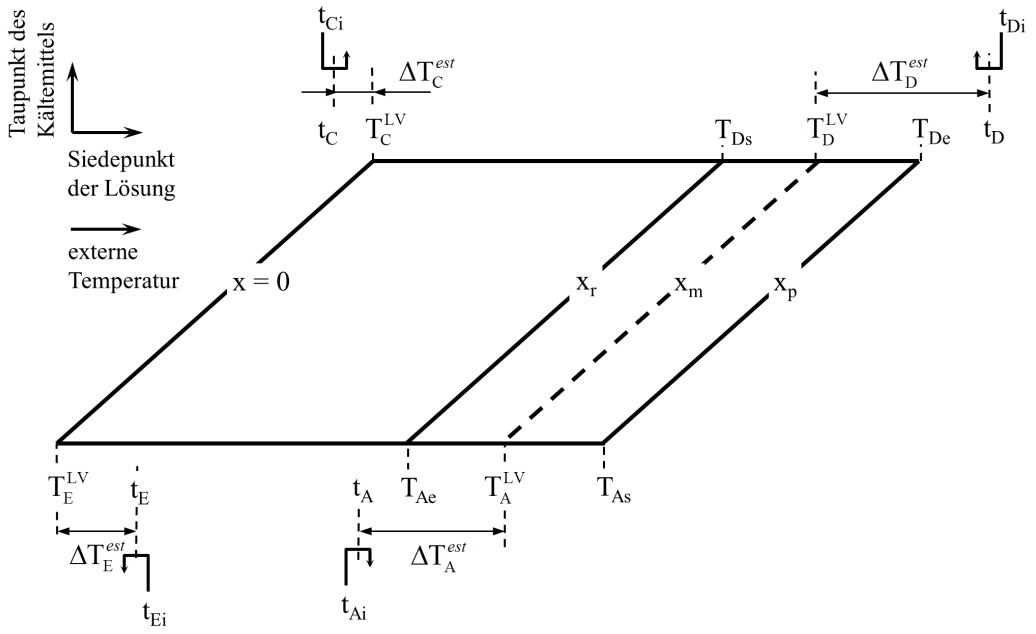


Bild 2.9: Schematische Darstellung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs im Dühring-Diagramm.

2.1.1.5 Irreversibilitäten im Absorptionskältekreislauf

In der Thermodynamik wird zwischen vollständig umkehrbaren (reversiblen) und nicht-umkehrbaren (irreversiblen) Prozessen unterschieden. Sowohl reversible als auch irreversible Prozesse laufen in einem definierten System mit einer definierten Umgebung ab. Der Prozessverlauf in einem System wird nur dann als reversibel bezeichnet, wenn sich nach der Rückführung des Systems in seinen Ausgangszustand auch dessen Umgebung im Ausgangszustand befindet [Baehr, 2002]. Reale Prozesse sind immer irreversibel. Dennoch ist die Betrachtung reversibler Prozesse von Bedeutung, weil durch den Vergleich des realen Prozesses mit dem thermodynamisch bestmöglichen Prozess Optimierungs- bzw. Verbesserungspotentiale erkennbar werden.
Für die weiteren Betrachtungen wird ein hermetisch gegen die Umgebung abgeschlossener, einstufiger Absorptionswärmewandler mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ als System definiert. Die Umgebung des Systems besteht aus zwei Wärmequellen und zwei Wärmesenken. Zum Betrieb des Absorptionsprozesses innerhalb des Systems soll mit der Umgebung nur thermische Energie ausgetauscht werden können. Die Zufuhr von technischer Arbeit wird hier vernachlässigt [4].
Durch die Einführung einer Unterscheidung zwischen 'internen' Irreversibilitäten, die innerhalb des Systems auftreten und 'externen' Irreversibilitäten, die bei der Wärmeübertragung an der Systemgrenze auftreten, ergeben sich folgende Modellvorstellungen zur Beschreibung von Kreisprozessen:

- Reversibler Kreislauf
  → ohne Berücksichtigung von internen und externen Irreversibilitäten
- Endoreversibler Kreislauf
  → ohne Berücksichtigung von internen Irreversibilitäten
- Vereinfacht realer Kreislauf
  → mit begrenzter Berücksichtigung interner und externer Irreversibilitäten
- Realer Kreislauf
  → mit Berücksichtigung aller internen und externen Irreversibilitäten

[4] Der Einfluss von zugeführter Elektroenergie bzw. technischer Arbeit auf einen Absorptionskälteprozesses wird z.B. von Berlitz et al. [2001] sowie Ziegler [2005] analysiert.

Aus dem 1. und 2. Hauptsatz der Thermodynamik bzw. der stationären Energie- und Entropiebilanz des Systems 'Absorptionswärmewandler' folgt

$$0 = \dot{Q}_D + \dot{Q}_E + \dot{Q}_C + \dot{Q}_A + P^t \tag{2.14}$$

$$0 = \frac{\dot{Q}_D}{\widetilde{t}_D} + \frac{\dot{Q}_E}{\widetilde{t}_E} + \frac{\dot{Q}_C}{\widetilde{t}_C} + \frac{\dot{Q}_A}{\widetilde{t}_A} + \Delta\dot{S}^{irr} \ . \tag{2.15}$$

Darin stellt $\Delta\dot{S}^{irr}$ den insgesamt erzeugten Entropiestrom dar und die Temperaturen $\widetilde{t}_X$ sind externe thermodynamische Mitteltemperaturen[5] zwischen den Ein- und Austrittstemperaturen t_{Xi} bzw. t_{Xo} der vier Hauptwärmeübertrager (mit $X = D, E, C, A$ für Desorber, Verdampfer, Kondensator, Absorber).

$$\widetilde{t}_X = \frac{\dot{Q}_X}{\Delta\dot{S}_X} = \frac{\int\limits_{t_{Xi}}^{t_{Xo}} \dot{W}_X \, dt}{\int\limits_{t_{Xi}}^{t_{Xo}} \frac{1}{t} \cdot \dot{W}_X \, dt} \tag{2.16}$$

Bei Vernachlässigung der technischen Arbeit P^t und Verwendung der thermodynamischen Mitteltemperatur $\widetilde{t}_H = \frac{\dot{Q}_H}{\Delta\dot{S}_H}$ der gesamten Abwärmeleistung (die im Wärmepumpenbetrieb der Heizleistung $\dot{Q}_H = \dot{Q}_A + \dot{Q}_C$ entspricht) folgt durch Einsetzen von (2.14) in (2.15) und Umformung

$$\dot{Q}_D = \dot{Q}_E \cdot \frac{\widetilde{t}_D}{\widetilde{t}_E} \cdot \frac{\widetilde{t}_H - \widetilde{t}_E}{\widetilde{t}_D - \widetilde{t}_H} + \Delta\dot{S}_{irr} \cdot \frac{\widetilde{t}_D \cdot \widetilde{t}_H}{\widetilde{t}_D - \widetilde{t}_H} \ . \tag{2.17}$$

Im reversiblen Fall, d.h. bei $\Delta\dot{S}_{irr} = 0$ ergibt sich daraus für die Kältezahl

$$COP^{rev} = \frac{\dot{Q}_E^{rev}}{\dot{Q}_D^{rev}} = \frac{\widetilde{t}_E}{\widetilde{t}_D} \cdot \frac{\widetilde{t}_D - \widetilde{t}_H}{\widetilde{t}_H - \widetilde{t}_E} = \frac{\frac{1}{\widetilde{t}_H} - \frac{1}{\widetilde{t}_D}}{\frac{1}{\widetilde{t}_E} - \frac{1}{\widetilde{t}_H}} \ . \tag{2.18}$$

Die maximal möglichen Kältezahl COP^{rev} kann z.B. zur Beurteilung der thermodynamischen Güte eines realen Absorptionskälteprozesses verwendet werden. Hierzu wird das Verhältnis der realen Kältezahl COP in Bezug zur maximal möglichen Kältezahl COP^{rev} bei jeweils gleichen Betriebsbedingungen herangezogen und als thermodynamische Güte $\widetilde{\zeta}$ des Absorptionskälteprozesses bezeichnet [Alefeld und Radermacher, 1994, S. 115], [Ziegler, 1997, S. 109].

[5] Die Bezeichnung *thermodynamische Temperatur* erfolgt in Anlehnung an [Baehr, 2002, S. 97 ff]. In [Alefeld, 1987b] und [Feuerecker, 1994] wird alternativ dazu auch der Begriff einer *entropisch gemittelten Temperatur* verwendet und die Differenz $\Delta\widetilde{T} = \widetilde{t} - \widetilde{T}$ als *entropische Temperaturdifferenz* bezeichnet. Unter Beibehaltung der Terminologie in [Baehr, 2002] und [Ziegler, 1998a] wird diese hier als *thermodynamische Temperaturdifferenz* bezeichnet.

$$\widetilde{\zeta} = \frac{COP}{COP^{rev}} \tag{2.19}$$

In Bild 2.10 ist die thermodynamischen Güte $\widetilde{\zeta}$ und die reversiblen Kältezahl COP^{rev} exemplarisch für eine Absorptionskälteanlage (Typ FA2, siehe Abschnitt 2.1.2) bei konstanter Kälteleistung und konstanter Kaltwassertemperatur sowie konstantem Lösungsmassenstrom als Funktion der Antriebstemperatur t_{Di} dargestellt. Mit steigendem t_{Di} ist für die gleiche Kälteleistung eine immer höhere Kühlwassertemperatur t_{Ai} ausreichend. Bei konstanter Kaltwassertemperatur steigt dadurch der inverse Temperaturhub $(\Delta\frac{1}{T})_L = \frac{1}{T_E} - \frac{1}{T_C} \overset{rev}{=} \frac{1}{\widetilde{t}_E} - \frac{1}{\widetilde{t}_C}$ stärker als der inverse Temperaturschub $(\Delta\frac{1}{T})_T = \frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_D} \overset{rev}{=} \frac{1}{\widetilde{t}_A} - \frac{1}{\widetilde{t}_D}$, so dass die reversible Kältezahl fällt. Durch den Anstieg der Irreversibilitäten (siehe nachfolgende Abschnitte) fällt auch der COP des realen Prozesses leicht ab. Die thermodynamische Güte $\widetilde{\zeta}$ des betrachteten Absorptionskälteprozesses steigt daher bei konstanter Kälteleistung und Kaltwassertemperatur i.A. monoton mit steigender Antriebstemperatur.

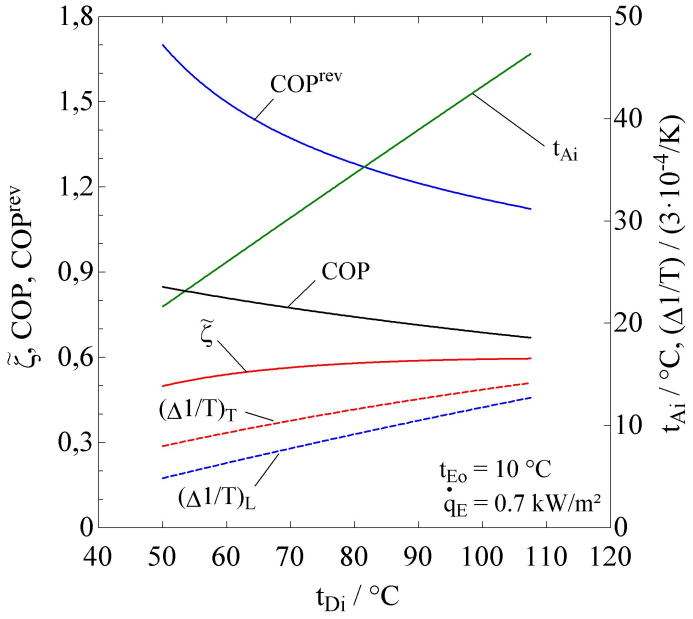


Bild 2.10: Reversible Kältezahl und thermodynamische Güte für konstante Kälteleistung und Kaltwassertemperatur (Anlage FA2).

Die gesamte Irreversibilität bzw. die Gesamtentropieerhöhung $\Delta\dot{S}^{irr} = \sum_k \Delta\dot{S}_k^{irr}$ des realen Kältekreislaufs, die sich aus der Summe aller einzelnen Entropieerhöhungen der k Prozessschritte innerhalb des Systems bzw. an dessen Grenze zur Umgebung ergibt, lässt sich entweder als Verlust an Kälteleistung $\dot{Q}_E^{irr}$ oder als zusätzlicher

Aufwand bei der Antriebsleistung $\dot{Q}_D^{irr}$ betrachten [Alefeld, 1989], [Feuerecker, 1994].

$$\dot{Q}_E^{irr} = \dot{Q}_E^{rev} - \dot{Q}_E = \dot{Q}_D \cdot COP^{rev} - \dot{Q}_E = \quad \Delta\dot{S}_{irr} \cdot \frac{\widetilde{t}_H \cdot \widetilde{t}_E}{\widetilde{t}_H - \widetilde{t}_E} \tag{2.20}$$

$$\dot{Q}_D^{irr} = \dot{Q}_D^{rev} - \dot{Q}_D = \dot{Q}_E/COP^{rev} - \dot{Q}_D = -\Delta\dot{S}_{irr} \cdot \frac{\widetilde{t}_D \cdot \widetilde{t}_H}{\widetilde{t}_D - \widetilde{t}_H} \tag{2.21}$$

Die Gesamtentropieerhöhung $\Delta\dot{S}^{irr}$des vereinfacht realen Absorptionskältekreislaufs in Gleichung (2.15) setzt sich nach Alefeld [1987a, 1989] aus den Einzelirreversibilitäten $\Delta\dot{S}_k^{irr}$ der folgenden Prozessschritte zusammen (siehe auch Bild 2.11):

1. Abkühlung des desorbierten Kältemitteldampfes
   von T_D auf T_C durch Wärmeabgabe

2. Isenthalpe Entspannung des Kältemittelkondensats
   von p_C auf p_E

3. Aufwärmung des verdampften Kältemitteldampfes
   von T_E auf T_A durch Wärmezufuhr

4. Aufwärmung der kältemittelreichen Lösung
   von T_{Sor} auf T_{Do} durch Wärmezufuhr

5. Isenthalpe Entspannung der kältemittelarmen Lösung
   von p_C auf p_E und Abkühlung der kältemittelarmen Lösung
   von T_{Sop} auf T_{Ao} durch Wärmeabgabe

6. Wärmeübertragung im Lösungswärmeübertrager

7. Wärmeübertragung an der Systemgrenze
   zwischen den Wärmeübertragern und der Umgebung
   (externe Irreversibilitäten)

Außerdem treten Irreversibilitäten durch Dissipation der über Umlaufpumpen zugeführten technischen Arbeit in Leitungen und Ventilen sowie Wärmeübertragung zwischen den Behältern untereinander sowie zwischen Behältern und Umgebung auf. Diese sind in Bild 2.11 – ebenso wie die externen Irreversibilitäten – nicht dargestellt.

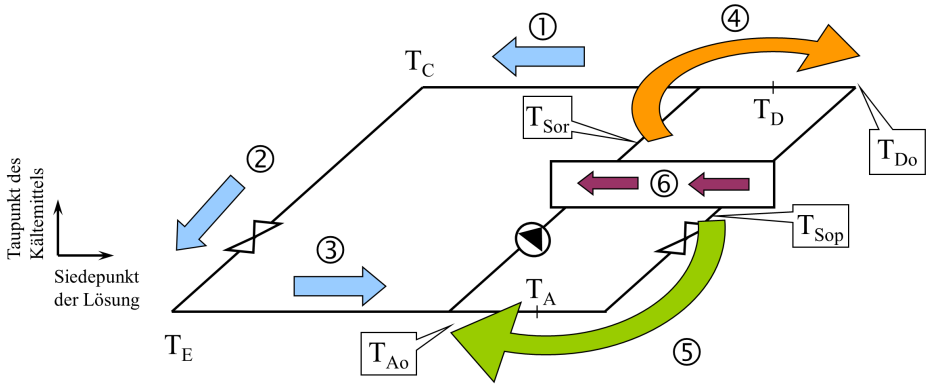


Bild 2.11: Schematische Darstellung zu den internen Irreversibilitäten im vereinfacht realen, einstufigen Absorptionskältekreislauf.

Die Berechnungen dieser Einzelterme wurde ausführlich z.B. von Alefeld [1989], Feuerecker [1994], Aphornratana und Eames [1995] dargestellt. An dieser Stelle soll daher nur auf die Irreversibilitäten $k = 2$ (Expansions- bzw. Drosselverlust) und $k = 4, 5, 6$ (Verlustwärmeströme im Lösungskreis) der o.g. Aufzählung näher eingegangen werden, da sie innerhalb des Systems den größten Anteil ausmachen und später bei Untersuchung der Berechnungsmethode von Bedeutung sind.

Drosselverlust

Im Anschluss an die Abkühlung und Verflüssigung des Kältemitteldampfes im Kondensator wird das im Phasengleichgewicht mit $T_C = T^{LV}_{H_2O}(p_C)$ vorliegende Kondensat vom Druck p_C auf p_E im Verdampfer entspannt. Bei der Druckabsenkung zwischen Kondensator und Verdampfer kommt es daher zu einer (teilweisen) Expansionsverdampfung des Kältemittels, nachdem der lokale Druck p den Phasengleichgewichtsdruck $p^{LV}_{H_2O}(T_C)$ unterschritten hat (z.B. in einer Drossel oder dem steigenden Ast eines verbindenden U-Rohres).

Zur Aufnahme des Wärmestroms $\dot{Q}_E$ durch Verdampfung steht damit im Verdampfer ein geringerer Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,ref}$ zur Verfügung, als im Desorber desorbiert und im Kondensator kondensiert wurde ($\dot{m}_{R,tot}$). Der zwischen Kondensator und Verdampfer verdampfte Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,DV}$ wird als Drosselverlust bezeichnet. Aus einer Massen- und Energiebilanz um die Drossel kann der spezifische Drosselverlust μ_{DV} berechnet werden.

$$\mu_{DV} = \frac{\dot{m}_{R,DV}}{\dot{m}_{R,tot}} = \frac{\dot{m}_{R,tot} - \dot{m}_{R,ref}}{\dot{m}_{R,tot}} = \frac{h'_C - h'_E}{h''_E - h'_E} \tag{2.22}$$

Die Differenz $h_C^{'} - h_E^{'}$ ergibt sich aus dem vollständigen Differential der Enthalpie

$$dh = \left.\frac{\partial h}{\partial T}\right|_p dT + \left.\frac{\partial h}{\partial p}\right|_T dp = c_p(T)\, dT + \left(v - T \cdot \left.\frac{\partial v}{\partial T}\right|_p\right) dp \tag{2.23}$$

so dass mit dem als inkompressibel angenommene Kondensat (d.h. $\left.\frac{\partial v}{\partial T}\right|_p = 0$) folgt:

$$dh = c_p(T)\, dT + v_0\, dp \tag{2.24}$$

wobei v_0 das spezifische Volumen am Bezugszustand für $h_0(T_0, p_0) = 0$ mit der Temperatur T_0 und dem Druck p_0 ist [Baehr, 2002, S. 220]. Die Enthalpiedifferenz $\Delta h_{EV} = h_C^{'} - h_E^{'}$ (die als Expansionsverlust zwischen Kondensator und Verdampfer bezeichnet wird) setzt sich somit aus einem thermischen und einem mechanischen Anteil zusammen [Ziegler, 2010]. Bei Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität c_p und des spezifischen Volumens v ist dann

$$\Delta h_{EV} = \underbrace{c_p^{'} \cdot (T_C - T_E)}_{\text{thermischer Anteil}} + \underbrace{v_0 \cdot (p_C - p_E)}_{\text{mechanischer Anteil}} . \tag{2.25}$$

Aufgrund des geringen Druckunterschieds bei einstufigen Absorptionskälteanlagen mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ ist der mechanische Anteil etwa um den Faktor $2 \cdot 10^{-5}$ kleiner als der thermische Anteil und kann daher bei Berechnung des spezifischen Drosselverlustes vernachlässigt werden. Bei konstanter Temperatur T_C ändert sich der spezifische Drosselverlust μ_{DV} sowohl mit dem Expansionsverlust Δh_{EV} als auch mit der Verdampfungsenthalpie Δh_E^{LV}, die bei fallender Verdampfungstemperatur T_E beide ansteigen. Mit Hilfe einer Reihenentwicklung unter Verwendung der Plank'schen Gleichung (siehe Stephan und Mayinger [1999]) zur Berücksichtigung der veränderlichen Verdampfungsenthalpie um eine beliebige Referenztemperatur T_0

$$\Delta h_E^{LV} \approx \Delta h_0^{LV} + \frac{dh^{LV}}{dT} \cdot (T_0 - T_E) \approx \Delta h_0^{LV} + (c_p^{'}(T_0) - c_p^{''}(T_0)) \cdot (T_0 - T_E) \tag{2.26}$$

wird aus dem Verhältnis Υ der beiden partiellen Ableitungen von μ_{DV}

$$\Upsilon = \frac{\frac{\partial(\mu_{DV})}{\partial(\Delta h_{EV})}}{\frac{\partial(\mu_{DV})}{\partial(\Delta h_E^{LV})}} = \frac{1/\Delta h_E^{LV}}{\Delta h_{EV}/(\Delta h_E^{LV})^2} \overset{T_0=T_C}{=} \underbrace{\frac{\Delta h_C^{LV}}{c_{p,C}^{'} \cdot (T_C - T_E)}}_{\frac{1}{St_{DV}}} + \underbrace{\left(1 - \frac{c_{p,C}^{''}}{c_{p,C}^{'}}\right)}_{\frac{1}{C_{DV}}} \tag{2.27}$$

zusammen mit den Zahlenwerten für die Kältemittel H_2O und NH_3 in Tabelle 2.2 deutlich, dass das Verhältnis Υ für Hübe $\Delta T_L = T_C - T_E \lesssim 100$ K und genügendem Abstand zum kritischen Punkt deutlich größer 1 ist.

Tabelle 2.2: Veränderlichkeit des spezifischen Drosselverlustes μ_{DV} für die Kältemittel H_2O und NH_3. Stoffdatenfunktionen aus [Feuerecker, 1994] und [Patek und Klomfar, 1995].

	T_C	ΔT_L	Δh_C^{LV}	$c_p^{'}$	$c_p^{''}$	μ_{DV}	$\frac{1}{St_{DV}}$	$\frac{1}{C_{DV}}$	Υ
	°C	K	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$	–	–	–	–
$H_2O/LiBr$ T_E = 5 °C	50	45	2382	4.18	1.91	0.08	12.7	0.5	13.2
	40	35	2406	4.18	1.90	0.06	16.4	0.5	17.0
	30	25	2430	4.18	1.89	0.04	23.3	0.5	23.8
NH_3/H_2O T_E = 5 °C	50	45	1051	5.06	3.82	0.21	4.6	0.2	4.9
	40	35	1099	4.93	3.51	0.15	6.4	0.3	6.7
	30	25	1144	4.83	3.25	0.10	9.5	0.3	9.8
NH_3/H_2O T_E = -10 °C	50	60	1051	5.06	3.82	0.27	3.5	0.2	3.7
	40	50	1099	4.93	3.51	0.21	4.5	0.3	4.7
	30	40	1144	4.83	3.25	0.16	5.9	0.3	6.3

Die Veränderlichkeit des spezifischen Drosselverlustes ist damit nur in geringem Maße auf die Änderung der Verdampfungsenthalpie zurückzuführen und im Wesentlichen eine Folge der Variation des Expansionsverlustes (ansonsten wäre $\Upsilon < 1$). Die Veränderlichkeit des spezifischen Drosselverlustes bzw. dessen Größe kann somit über die Lage der Zustandspunkte des Prozesses im Lösungsfeld auch regelungstechnisch beeinflusst werden bzw. muss bei Berechnung des Teillastverhaltens einer Absorptionskälteanlage berücksichtigt werden (siehe z.B. Abschnitt 3.2.3.2 und Anhang K.1).

Lösungswärmeübertragerverlust

Die Energieeffizienz einer Absorptionskälteanlage wird vorrangig durch die thermodynamischen Verluste, d.h. die Entropieerzeugung bei der Wärmeübertragung beeinflusst. Dies gilt sowohl für die Wärmeübertragung zwischen der Umgebung und dem System als auch für die Wärmeübertragung innerhalb der Absorptionskälteanlage (z.B. im Lösungswärmeübertrager).

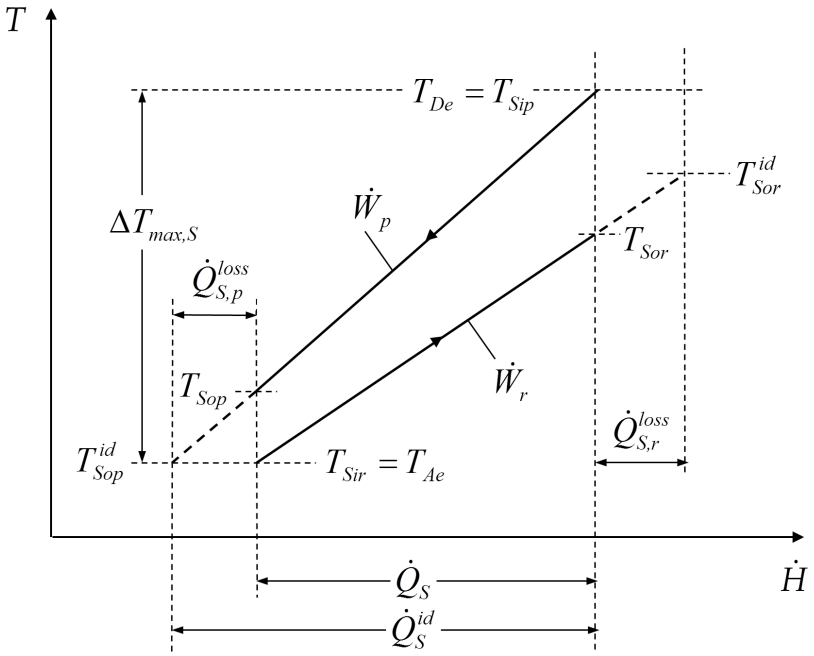


Bild 2.12: Schematische Darstellung zum Temperaturverlauf von armer und reicher Lösung im realen und idealen (d.h. unendlich großen) Lösungswärmeübertrager.

Im Lösungswärmeübertrager wird der kältemittelreiche Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_r = c_{p,r} \cdot \dot{m}_r$ von der Eintrittstemperatur T_{Sir} auf die Austrittstemperatur T_{Sor} durch den übertragenen Wärmestrom $\dot{Q}_S$ erwärmt und der kältemittelarme Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_p = c_{p,p} \cdot \dot{m}_p$ von der Eintrittstemperatur $T_{Sip} = T_{De}$ auf die Austrittstemperatur T_{Sop} abgekühlt (siehe Bild 2.12).
Im idealen Fall eines unendlich großen Lösungswärmeübertragers (d.h. mit unendlich großer Wärmeübertragungsfläche A_S oder unendlich großem Wärmeübergangskoeffizient U_S) würde die Austrittstemperatur der armen Lösung T_{Sop} bis auf die Eintrittstemperatur der reichen Lösung T_{Sir} verringert werden [6]. Bei Vernachlässigung einer Wandlung von technischer Arbeit in thermische Energie in der Lösungsmittelpumpe sowie Vernachlässigung von Überhitzung bzw. Unterkühlung der Lösung am Absorberaustritt ist $T^{id}_{Sop} = T_{Sir} = T_{Ae}$. Der im idealen Fall

[6] Im Ausnahmefall (d.h. bei geringem Salzmassenanteil $x_p \lesssim 0{,}5$ und gleichzeitig sehr geringer Ausgasungsbreite $\frac{x_p}{x_r - x_p} \gtrsim 30$) ist dies bei $H_2O/LiBr$-Lösungen selbst mit unendlich großem Lösungswärmeübertrager nicht möglich, wenn das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten $\frac{c_{p,r}}{c_{p,p}}$ so groß wird, dass sich trotz $\dot{m}_r > \dot{m}_p$ ein Wärmekapazitätsstromverhältnis $R_S = \frac{c_{p,r} \cdot \dot{m}_r}{c_{p,p} \cdot \dot{m}_p} > 1$ ergibt. Aufgrund der geringen praktischen Relevanz bleibt dies im Folgenden unberücksichtigt.

übertragbare Wärmestrom ist damit gegeben durch

$$\dot{Q}_S^{id} = \dot{W}_p \cdot (T_{Sip} - T_{Sop}^{id}) = \dot{W}_p \cdot \Delta T_{max,S} \ , \tag{2.28}$$

wobei die maximale Temperaturdifferenz $\Delta T_{max,S} = T_{De} - T_{Ae}$ auch als 'thermische Länge' des Lösungswärmeübertragers bezeichnet wird. Den anteiligen Wärmestrom, der hiervon in einem realen Wärmeübertrager nicht übertragen wird, ermittelt man aus der Differenz

$$\dot{Q}_S^{id} - \dot{Q}_S = \dot{W}_p \cdot (T_{Sop} - T_{Sop}^{id}) = \dot{Q}_S^{loss} \ , \tag{2.29}$$

die als Lösungswärmeübertragerverlust bezeichnet wird (siehe z.B. Hellmann et al. [1998, S. 224], Schweigler [1999, S. 23]). Die Gleichungen (2.28) und (2.29) sind über den Wirkungsgrad ϵ_S des Lösungswärmeübertragers und den real übertragenen Wärmestrom $\dot{Q}_S = \dot{W}_p \cdot (T_{Sip} - T_{Sop})$ verbunden.

$$\epsilon_S = \frac{\dot{Q}_S}{\dot{Q}_S^{id}} = 1 - \frac{\dot{Q}_S^{loss}}{\dot{Q}_S^{id}} = \frac{T_{De} - T_{Sop}}{T_{De} - T_{Sop}^{id}} = P_{S,p} \tag{2.30}$$

Damit folgt für den Lösungswärmeübertragerverlust auf der kältemittelarmen Seite:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{S,p}^{loss} &= \dot{W}_p \cdot (1 - \epsilon_S) \cdot \Delta T_{max,S} \\ &= \dot{m}_p \cdot (1 - \epsilon_S) \cdot \Delta h_{max} = \dot{m}_p \cdot (1 - \epsilon_S) \cdot (h_{De} - h_{Sop}^{id}) \ . \end{aligned} \tag{2.31}$$

Der Massenstrom der kältemittelarmen Lösung $\dot{m}_p$ kann mit Hilfe des spezifischen Lösungsumlaufs

$$f = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_{R,tot}} \tag{2.32}$$

auf den (gepumpten) kältemittelreichen Massenstrom $\dot{m}_r$ zurückgeführt werden. Nach Einsetzen der Massenbilanz

$$\dot{m}_r = \dot{m}_p + \dot{m}_{R,tot} \tag{2.33}$$

folgt mit $\frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_r} = 1 - \frac{1}{f}$ auf der kältemittelreichen Seite:

$$\dot{Q}_{S,r}^{loss} = \dot{m}_r \cdot (1 - \epsilon_S) \cdot \left(1 - \frac{1}{f}\right) \cdot \Delta h_{max} = \dot{m}_r \cdot (h_{Sor}^{id} - h_{Sor}) \ , \tag{2.34}$$

wobei sich die Enthalpie h_{Sor}^{id} und somit auch die Temperatur T_{Sor}^{id} aus der Energiebilanz am idealen (d.h. unendlich großen) Lösungswärmeübertrager ergibt.

$$\dot{Q}_S^{id} = \dot{m}_r \cdot (h_{Sor}^{id} - h_{Ae}) = \dot{m}_p \cdot (h_{De} - h_{Sop}^{id}) \tag{2.35}$$

Zusätzlich zum Lösungswärmeübertragerverlust treten im Lösungskreis einer einstufigen Absorptionskälteanlage weitere Verlustwärmeströme auf, die mit Hilfe des schematischen h-ξ-Diagramms in Bild 2.13 erläutert werden.

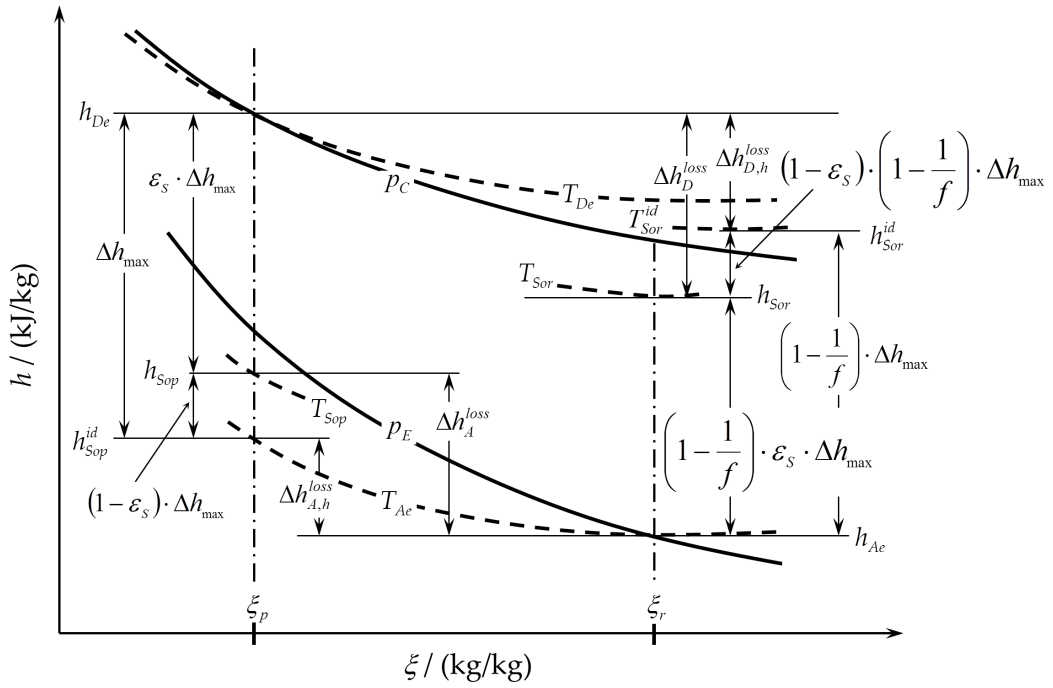


Bild 2.13: Schematische Darstellung zu Enthalpiedifferenzen der Verlustwärmeströme im Lösungskreis.

Bei einem unendlich großen Lösungswärmeübertrager wird zwar die kältemittelarme Lösung mit der Zusammensetzung ξ_p von $T_{Sip} = T_{De}$ bis auf eine Austrittstemperatur $T_{Sop}^{id} = T_{Sir} = T_{Ae}$ abgekühlt. Aber dennoch bleibt die Austrittsenthalpie der kältemittelarmen Lösung h_{Sop}^{id} größer als die Enthalpie der kältemittelreichen Lösung h_{Ae} am Ende des Sorptionsprozesses im Absorber (die der Eintrittsenthalpie am Lösungswärmeübertrager entspricht, $h_{Sir} = h_{Ae}$). Zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes 'Ae' muss der Lösung im Absorber daher der Wärmestrom

$$\dot{Q}_{A,h}^{loss} = \dot{m}_p \cdot \int_{\xi_p}^{\xi_r} \left.\frac{dh}{d\xi}\right|_{T_{Ae}} d\xi = \dot{m}_p \cdot (h_{Ae} - h_{Sop}^{id}) \tag{2.36}$$

entzogen werden. Bei verschieden großen Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_r > \dot{W}_p$ tritt die Lösung auf der kältemittelreichen Seite nach Aufwärmung von $h_{Ae} = h_{Sir}$ auf h_{Sor}^{id} auch im idealen Fall mit einer Temperatur $T_{Sor}^{id} < T_{De}$ aus dem unendlich großen Lösungswärmeübertrager aus (siehe Bild 2.12 und 2.13). Zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes 'De' am Ende des Desorptionsprozesses muss der Lösung im Desorber daher der Wärmestrom

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{D,h}^{loss} &= \dot{m}_r \cdot \int_{\xi_r}^{\xi_p} \left.\frac{dh}{d\xi}\right|_{T_{De}} d\xi + \dot{m}_r \cdot (h(T_{De,\xi_r}) - h_{Sor}^{id}) \\ &= \dot{m}_r \cdot (h_{De} - h_{Sor}^{id}) \end{aligned} \tag{2.37}$$

zugeführt werden. Im Fall eines realen Wärmeübertragers mit $\epsilon_S < 1$ wird der insgesamt zuzuführende Verlustwärmestrom um den Lösungswärmeübertragerverlust auf $\dot{Q}_D^{loss} = \dot{Q}_{S,r}^{loss} + \dot{Q}_{D,h}^{loss} > 0$ vergrößert. Analog ergibt sich der abzuführende Verlustwärmestrom $\dot{Q}_A^{loss} = -\dot{Q}_{S,p}^{loss} + \dot{Q}_{A,h}^{loss} < 0$ auf der kältemittelarmen Seite.
Sowohl beim Lösungswärmeübertragerverlust $\dot{Q}_S^{loss} = \dot{Q}_{S,p}^{loss} = \dot{Q}_{S,r}^{loss}$ als auch bei den Verlustwärmeströmen $\dot{Q}_{D,h}^{loss}$ und $\dot{Q}_{A,h}^{loss}$ handelt es sich um thermodynamische und nicht um thermische Verluste (z.B. durch Wärmeübertragung an die Umgebung o.ä.). Ein Teil der insgesamt zugeführten Antriebswärme $\dot{Q}_D$ tritt im Desorber auf hohem Temperaturniveau als $\dot{Q}_D^{loss}$ in das System ein und verlässt dieses als Teil der Abwärmeleistung $\dot{Q}_A$ im Absorber auf einem niedrigeren Temperaturniveau als $\dot{Q}_A^{loss}$. Dieser Wärmestrom fließt durch das System und führt zu einer Entropieerhöhung (siehe Irreversibilitäten $k = 4, 5, 6$ in Bild 2.11 bzw. Alefeld [1987a], Feuerecker [1994], Ziegler [1997, S. 110 ff.]); er produziert jedoch keinen Nutzen (Kälte) und stellt daher einen Verlust bzw. einen erhöhten Aufwand im Vergleich zum reversiblen Fall dar.
Die Verlustwärmeströme im Lösungskreis $\dot{Q}_D^{loss}$ und $\dot{Q}_A^{loss}$ sind sowohl für die Berechnung des Teillastverhaltens als auch für die Regelung von Bedeutung, da sie sowohl einen last*ab*hängigen als auch einen last*un*abhängigen Anteil aufweisen. Dies wird im Abschnitt 3.2.4.2 und 3.3.1 weiter ausgeführt.

2.1.1.6 Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung

Absorptionskälteanlagen kommen u.a. in Energieversorgungssystemen mit Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung (KWKK) zum Einsatz. In diesen KWKK-Systemen werden durch die Verbrennung eines kohlenstoffhaltigen Brennstoffs die beiden primären Produkte *Kraft* und *Wärme* gleichzeitig erzeugt und zur Energieversorgung genutzt. Die mechanische Energie (Kraft) wird in elektrische Energie gewandelt und die im Kraftprozess ungenutzte Abwärme entweder zum Heizen oder zum Kühlen verwendet (letzteres z.B. mit Hilfe einer Ab- oder Adsorptionskälteanlage). Unabhängig vom Vorhandensein einer thermischen Kälteerzeugung wird bei Systemen mit Kraft-Wärme-Kopplung (KWK) zwischen zentralen und dezentralen Systemen unterschieden. Bei zentralen KWK-Systemen erfolgt die Einspeisung der elektrischen Energie in das Hochspannungsnetz ($\geq$ 110 kV) bei dezentralen KWK-Anlagen in das Mittel- bzw. Niederspannungsnetz [VDE-Studie, 2007], [Broekmans und Krämer, 2014, S. 7]. In Bild 2.14 ist exemplarisch sowohl die Einbindung einer Absorptionskälteanlage in ein dezentrales KWK-System mit einem Motorheizkraftwerk (MHKW) dargestellt, als auch der Anschluss an ein Fernwärmenetz, welches aus einem zentralen KWK-System versorgt wird.

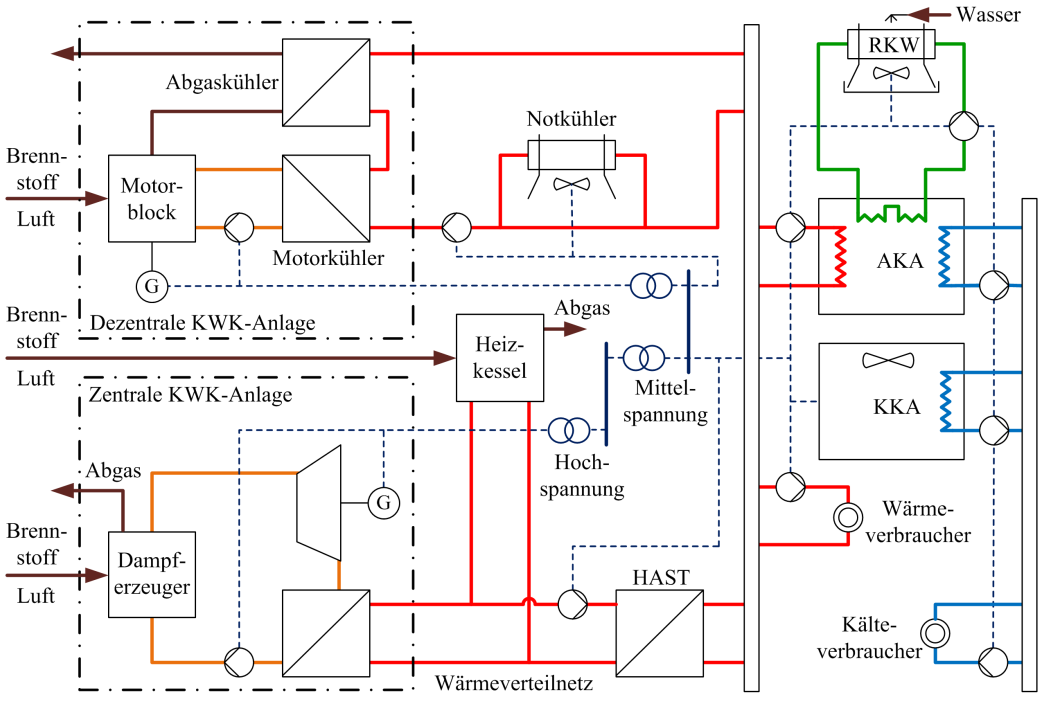


Bild 2.14: Gekoppelte Erzeugung von Strom, Wärme und Kälte in einem KWKK-System durch Einbindung einer Absorptionskälteanlage in ein dezentrales KWK-System (oben links) bzw. durch Anschluss an ein zentrales KWK-System (unten links) in Kombination mit anderen Kälteerzeugern.

Der Vorteil von KWK(K)-Systemen liegt darin, dass bei geeigneter Systemauslegung eine höhere Brennstoffausnutzung bzw. ein geringerer Primärenergieaufwand im Vergleich zu einer getrennten Erzeugung der gleichen Endenergien Wärme, Strom und Kälte (z.B. mit einem Heizkessel, einem Kondensationskraftwerk und einer Kompressionskälteanlage) erreicht werden kann [Baehr, 2002], [Erdmann und Dittmar, 2010], [Schicktanz et al., 2011],[Paitazoglou und Ziegler, 2013], [Wünsch et al., 2014]. Für die primärenergetische Bewertung der Koppelprodukte *Fernwärme* und *Elektroenergie* aus KWK-Systemen gibt es verschiedene Verfahren, die z.B. von Dittmann et al. [2009] gegenübergestellt werden. Obwohl die thermodynamische Qualität der gekoppelt auftretenden Energieformen nur eingeschränkt berücksichtigt wird, hat sich inzwischen das Verfahren mit Verwendung von harmonisierten Nutzungsgradreferenzwerten [7] durchgesetzt, da es als rein kalorisches Verfahren auch buchhalterisch angewendet werden kann (siehe z.B. [AGFW-FW309-1, 2010] sowie [EU2004a, 2004], [EU2007a, 2007]).
Entsprechend [AGFW-FW309-1, 2010] erfolgt die Bestimmung von Primärenergiefaktoren f_{FW} für Fernwärme aus KWK über die Differenz zwischen der Primärenergie, die dem KWK-System zugeführt wird und dem vermiedenen Primärenergieverbrauch im Referenzsystem $E_{pe,Ref}$ in Bezug zur insgesamt erzeugten thermischen Energie $E_{th,KWK}$ des KWK-Systems.

$$f_{FW} = \frac{E_{pe,KWK} - E_{pe,Ref}}{E_{th,KWK}} = \frac{\sum_i E_{Br,i} \cdot f_{Br,i} - (E_{el,KWK} - E_{el,aux}) \cdot f_{el,Ref}}{E_{th,chp} + E_{th,aux}} \tag{2.38}$$

Die dem KWK-System zugeführte Primärenergie $E_{pe,KWK}$ in Form von Brennstoffenergie $E_{Br,i}$ enthält dabei auch die Brennstoffenergiezufuhr für die ungekoppelte Wärmebereitstellung (z.B. über Heizkessel). Dementsprechend setzt sich die insgesamt erzeugte thermische Energie des KWK-Systems $E_{th,KWK}$ aus gekoppelter und ungekoppelter Wärmebereitstellung zusammen ($E_{th,chp}$ bzw. $E_{th,aux}$). Der vermiedene Primärenergieverbrauch im Referenzsystem ergibt sich dagegen aus der Differenz zwischen Netto-Stromerzeugung der KWK-Anlage $E_{el,KWK}$ und der notwendigen Elektroenergie $E_{el,aux}$ für die Förderung der thermischen Energie zwischen KWK-Anlage und Wärmeverbraucher, die mit dem Primärenergiefaktor für die Strombereitstellung im Referenzsystem $f_{el,Ref}$ bewertet wird.
Über den nach Gleichung (2.38) ermittelten Primärenergiefaktor f_{FW} kann z.B. die Antriebsenergie für Absorptionskälteanlagen als Wärmeverbraucher in einem Nah- bzw. Fernwärmenetz primärenergetisch bewertet werden. Der Primärenergiefaktor f_{FW} ist jedoch nicht konstant, sondern wird durch die erreichte Heißwasser-

[7] das oft auch als *Stromgutschrift-Methode* oder *finnisches Verfahren* bezeichnet wird

auskühlung im Verteilnetz beeinflusst, d.h. bei Betrachtung von Absorptionskälteanlagen durch die erzielbare Austrittstemperatur t_{Do} aus dem Desorber der Kälteanlagen. Dies gilt sowohl bei zentralen als auch bei dezentralen KWK-Anlagen.

Dezentrale KWK-Anlagen

Durch die Einbindung von thermisch angetriebenen Kälteanlage kann die Auslastung dezentraler KWK-Anlagen erhöht und damit die Rentabilität des Gesamtsystems verbessert werden [Klein, 1986], [Schweigler, 1999], [Naß, 2010], [Wünsch et al., 2014, S. 106, 261]. Allerdings muss beachtet werden, dass die erzielbare Kostenreduktion bei KWKK-Systemen nicht immer mit einer Verringerung der CO_2-Emissionen einhergeht. Für dezentrale KWKK-Systeme wurde z.B. von Schicktanz et al. [2011] ermittelt, dass bei Rückgang des Referenz-Primärenergiefaktors für Elektroenergie [8] die erzielbare Primärenergieeinsparung eines KWKK-Systems immer stärker durch den Heizbetrieb (im Winter) dominiert wird. Bei reiner Kraft-Kälte-Kopplung (z.B. im Sommer) kann es dann mit einem KWKK-System sogar zu einem erhöhten Primärenergieverbrauch gegenüber dem Referenzsystem kommen [9]. Als sensitivster technischer Parameter in Bezug auf die erzielbaren Primärenergieeinsparungen wurde von Schicktanz et al. [2011] der elektrische Nutzungsgrad des MHKWs $\eta_{el,MHKW} = \frac{E_{el,MHKW}}{E_{Br,MHKW}}$ ermittelt. Hohe Werte von $\eta_{el,MHKW}$ lassen sich u.a. durch die Vermeidung von Betriebsunterbrechungen erreichen, weil so die Anfahrverluste verringert werden. Aber selbst bei wärmegeführter Fahrweise des MHKW sind diese unvermeidbar, wenn durch die Wärmeverbraucher (z.B. eine Absorptionskälteanlage) keine genügend hohe Heißwasserauskühlung erreicht wird. Zur Sicherstellung einer ausreichend niedrigen Rücklauftemperatur für die Kühlung des Motorblocks wird daher oftmals ein sogenannter Notkühler installiert (siehe Bild 2.14), mit dem überschüssige thermische Energie an die Umgebung abgeführt werden kann. Obwohl sich durch den Notkühler ein Rückgang des elektrischen Nutzungsgrades des MHKWs z.B. aufgrund von Betriebsunterbrechungen vermeiden lässt, kommt es dennoch zu einer Verringerung der gekoppelten Strom- und Wärme*nutzung* und damit zu einer Verringerung der tatsächlichen Energieeffizienz. Gleichzeitig sinkt die Netto-Stromerzeugung des KWK-Systems, da der Eigenbedarf zum Betrieb des Notkühlers gedeckt werden muss.

[8] z.B. aufgrund des steigenden Anteils erneuerbarer Energien im Strommix

[9] Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, dass die von Schicktanz et al. [2011] angesetzten Primärenergiefaktoren $f_{el,Ref}$ und die COP-Werte der elektrischen und thermischen Kälteerzeugung keine saisonale Abhängigkeit aufweisen.

Zentralen KWK-Anlagen

Auch bei zentralen KWK-Anlagen ist die Einhaltung der Rücklauftemperatur von großer Bedeutung für die Primärenergieeffizienz [ASUE, 2001], [Felsmann et al., 2010]. Von Wirths [2008] werden z.B. für vier verschiedene Konstellationen zentraler KWK-Systeme die Veränderungen des Primärenergiefaktors in Abhängigkeit von der Fernwärmerücklauftemperatur angegeben:

- Entnahme-Gegendruck-Prozess mit variablem FW-Massenstrom,
- Entnahme-Gegendruck-Prozess mit konstantem FW-Massenstrom,
- Entnahme-Kondensations-Prozess mit variablem FW-Massenstrom,
- Entnahme-Kondensations-Prozess mit konstantem Massenstrom.

In allen vier Fällen wurde festgestellt, dass es durch einen Anstieg der Rücklauftemperatur t_{RL} von den Wärmeverbrauchern gegenüber dem Netzauslegungswert $t_{RL,0}$ zu einer Erhöhung des Primärenergiefaktors f_{FW} kommt. Bei einem verstärkten Einsatz von Absorptionskälteanlagen in zentralen KWK-Systemen muss daher sichergestellt sein, dass diese in der Lage sind, die erforderliche Rücklauftemperatur $t_{RL,0}$ einzuhalten. Ansonsten würde ein Teil der erzielten Primärenergieeinsparungen in der KWK-Anlage durch die Absorptionskälteanlage zunichte gemacht werden.
Um dies zu verhindern wird im Abschnitt 4.2 und 5.2 eine Regelstrategie vorgestellt, mit der erreicht werden kann, dass die Austrittstemperatur aus dem Desorber der Absorptionskälteanlage dem Netzauslegungswert entspricht, d.h. $t_{Do} = t_{RL,0}$. Zur Abschätzung der primärenergetischen Auswirkungen dieser Regelstrategie werden die von Wirths [2008] ermittelten Verläufe der Primärenergiefaktoren $f_{FW}(t_{RL})$ für die verschiedenen KWK-Systeme auf die angegebenen Werte im Auslegungsfall (d.h. $f_{FW,0}$ = 0,69 für den Entnahme-Gegendruck-Prozess und $f_{FW,0}$ = 0,75 für den Entnahme-Kondensations-Prozess) jeweils bei $t_{RL} = t_{RL,0}$ normiert. Die daraus resultierenden, normierten Primärenergiefaktoren

$$\varphi_{FW} = \frac{f_{FW}}{f_{FW,0}} \tag{2.39}$$

sind in Bild 2.15 als Funktion der Differenz aus tatsächlicher Rücklauftemperatur und der Rücklauftemperatur im Auslegungsfall $\Delta t_{RL,0} = t_{RL} - t_{RL,0}$ (Symbole) zusammen mit gebrochen rationalen Regressionskurven dargestellt. Der mittlere Verlauf $\overline{\varphi}_{FW}$ aller von Wirths [2008] untersuchten Varianten bzw. KWK-Systeme ist

$$\overline{\varphi}_{FW} = \frac{1 - 0,015 \cdot \Delta t_{RL,0}}{1 - 0,031 \cdot \Delta t_{RL,0} + 0,00016 \cdot \Delta t_{RL,0}^2} \tag{2.40}$$

mit einer Bandbreite von etwa

$$\Delta\varphi_{FW} = \frac{0,009 \cdot \Delta t_{RL,0}}{1 - 0,031 \cdot \Delta t_{RL,0} + 0,00016 \cdot \Delta t_{RL,0}^2} \,, \tag{2.41}$$

in der nahezu alle angegebenen Betriebspunkte liegen.

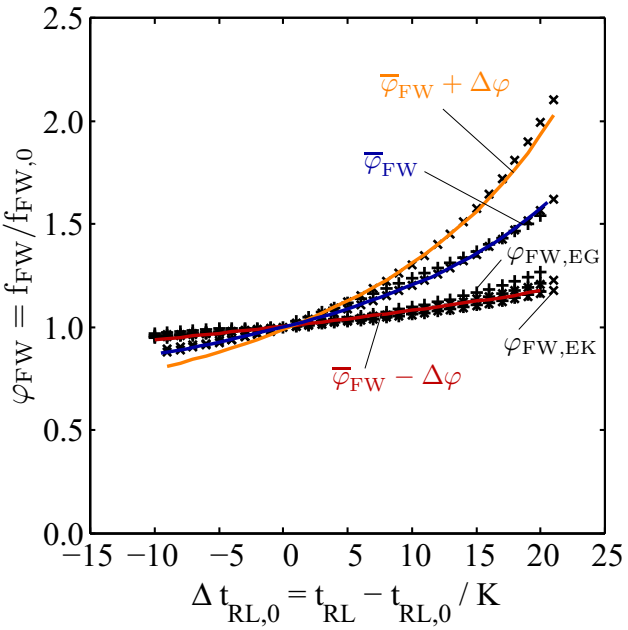


Bild 2.15: Änderung des Primärenergiefaktors für Fernwärme in Abhängigkeit von der Rücklauftemperatur bei Entnahme-Gegendruck-HKW bzw. Entnahme-Kondensations-HKW für variablen und konstanten Fernwärmemassenstrom (Datenbasis aus Wirths [2008]).

Mit dem mittleren normierten Primärenergiefaktor $\overline{\varphi}_{FW}$ und dessen Bandbreite $\Delta\varphi_{FW}$ nach Gleichung (2.40) bzw. (2.41) kann somit die Abhängigkeit des Primärenergiefaktors für Fernwärme nach Gleichung (2.38) von der Rücklauftemperatur berücksichtigt werden.

$$f_{FW}(t_{RL}) = f_{FW,0} \cdot \left(\overline{\varphi}_{FW}(t_{RL}) \pm \Delta\varphi_{FW}(t_{RL})\right) . \tag{2.42}$$

Bei Versorgung von Absorptionskälteanlagen aus einem Fernwärmenetz sind mit diesem Zusammenhang weitere Untersuchungen z.B. zur Primärenergieeffizienz der später in Abschnitt 4.2 behandelten Regelstrategie zur Sicherstellung einer genügend niedrigen Rücklauftemperatur (d.h. einer genügend niedrigen Austrittstemperatur aus dem Desorber der AKA $t_{Do} = t_{Do}^{set} = t_{RL,0}$) möglich.

2.1.2 Beschreibung der untersuchten Anlagentypen

Bei allen hier beispielhaft untersuchten Anlagen handelt es sich um einstufige, heißwasserbetriebene Absorptionskälteanlagen mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$. Das Kühlwasser wird bei allen Anlagen seriell vom Absorber zum Kondensator geführt und es ist eine Kältemittelumlaufpumpe vorhanden, mit deren Hilfe unverdampftes Kältemittel aus dem Verdampfersumpf zurück zum Aufgabesystem des Fallfilmverdampfers gefördert werden kann (siehe Bild 2.4, S. 13 unten). Bei den betrachteten Anlagen handelt es sich um eine Forschungsanlage der TU Berlin mit einer Nennkälteleistung von 10 kW (Anlage FA2) sowie um die Absorptionskälteanlagen im Berliner Parlamentsviertel, d.h. im Paul-Löbe-Haus (PLH) und im Reichstagsgebäude (RTG) mit Kälteleistungen von 400 kW bzw. 850 kW im Auslegungspunkt. Die Anlagen unterscheiden sich jedoch nicht nur in der erreichbaren Kälteleistung bzw. der absoluten Baugröße (siehe Tabelle 2.3) sondern auch in der Verteilung der Wärmeübertragerflächen sowie den vorhandenen (spezifischen) Lösungsumläufen. Außerdem ist die Anlage FA2 mit einem berieseltem Desorber und die Anlagen im PLH und RTG mit einem überfluteten Desorber ausgeführt. Beide Anlagentypen werden nachfolgend kurz beschrieben, wobei auf die unterschiedlichen Bauformen der Desorber im Abschnitt 2.3.3.1 näher eingegangen wird.
Bei der Angabe von Einzelgrößen wie Kälteleistungen, Temperaturen, Volumenströmen etc. wird im Weiteren zwischen folgenden Betriebsbedingungen unterschieden:

- Nennlastbedingungen,
- Auslegungsbedingungen und
- Teillastbedingungen.

Als Nennlastbedingungen werden die externen Betriebsbedingungen, d.h. die externen Volumenströme und Temperaturen bezeichnet, die z.B. von Herstellern oder in Normen zur generellen Anlagen- und Klassendeklaration verwendet werden. Auslegungsbedingungen sind dagegen liegenschaftsspezifische Betriebsbedingungen für die z.B. Pumpen und Ventile der externen Versorgungsmedien ausgelegt werden, so dass sich zu vorgegebenen Maximal- bzw. Minimaltemperaturen eine gewünschte Leistungsfähigkeit der eingesetzten AKA ergibt. Zur Unterscheidung werden Nennlastpunkte bzw. Angaben unter Nennlastbedingungen mit dem Index 0 und Auslegungspunkte (d.h. liegenschaftsspezifische *design*-Werte) mit dem Index d gekennzeichnet. Betriebsbedingungen, die von diesen beiden Referenzbedingungen abweichen, werden Teillastbedingungen genannt und erhalten keine gesonderte Kennzeichnung.

Tabelle 2.3: Geometrische Größen und spezifische Kälteleistung der untersuchten Absorptionskälteanlagen im Auslegungspunkt. Daten aus [Kühn et al., 2004], Herstellerangaben [York, 1997] sowie eigene Berechnungen.

Anlagenkennung			FA2	PLH	RTG
Kälteleistung (Auslegung)	$\dot{Q}_{E,d}$	kW	10	403	854
Länge	L	m	0,9	6,9	7,8
Breite	B	m	0,5	1,7	2,0
Höhe	H	m	1,8	3,2	3,8
Volumen	V	m^3	0,7	37,5	60,6
Wärmeübertragungsfläche	A_{tot}	m^2	7,0	300,7	642,6
Flächenspez. Kälteleistung	$\dot{q}_{E,d}$	$\mathrm{kW\,m^{-2}}$	1,4	1,3	1,3

2.1.2.1 Anlagen im *mix-match-design* (RTG und PLH)

Bei den Absorptionskälteanlagen im Paul-Löbe-Haus (PLH) und im Reichstagsgebäude (RTG) handelt es sich um Anlagen des Herstellers YORK INTERNATIONAL (heute JOHNSON CONTROLS). Die beiden Anlagen sind mit einer weiteren, mehrstufigen *Single-Effect-Double-Lift*-Absorptionskälteanlage der Firma ENTROPIE in den Technik- und Energieverbund der Berliner Parlamentsbauten (TVP) integriert. Um eine hohe Primärenergieausnutzung zu erreichen, wurde im TVP ein Versorgungskonzept zur gekoppelten Erzeugung von Strom, Wärme und Kälte inklusive der Einbindung von zwei Aquiferen in ca. 300 m und 50 m Tiefe zur Wärme- und Kältespeicherung realisiert (siehe [Hegner und Römmling, 1996], [Römmling und Hegner, 1997], [Lützke, 2006]). Die Absorptionskälteanlagen mit einer Gesamtkälteleistung von ca. 2 MW werden im TVP über Abwärme aus Motorheizkraftwerken (MHKW) mit einer Temperatur von bis zu 110 °C angetrieben. Eine besondere Herausforderung bei der Auslegung der Anlagen bestand darin, eine hohe Auskühlung des Heißwassers von ca. 40 K sicherzustellen, damit die Temperatur am Eintritt in die Motorblöcke der MHKWs ausreichend tief ist. Außerdem können die Absorptionskälteanlagen auch als Wärmepumpen zur Regeneration des Aquifer-Kältespeichers bzw. zur Bereitstellung von Niedertemperaturwärme für die Betonkerntemperierung der Parlamentsgebäude genutzt werden. Letzteres hat für Absorptionskälteanlagen mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ untypisch hohe Kühlwassertemperaturen von bis zu 42 °C zur Folge.
Aufgrund dieser besonderen Auslegungsbedingungen handelt es sich bei den Anlagen im PLH und RTG nicht um konventionelle Absorptionskälteanlagen des Herstellers, die z.B. in [York, 1998] beschrieben sind. Stattdessen sind die Anlagen aus Hoch- und Niederdruckbehältern der Bau-Serie YIA mit verschiedenen Nennkälteleistungen zusammengesetzt. Dieses Auslegungsprinzip, mit dem durch Kombi-

nation von standardisierten Hauptwärmeübertragern aus Anlagen unterschiedlicher Nenngrößen auf extreme Randbedingungen eingegangen werden kann, wird als *mix-match-design* bezeichnet [Fritz, 1997]. Durch die angepasste Verteilung der Wärmeübertragerflächen ergibt sich so (neben der Möglichkeit die Leistungsfähigkeit einer AKA durch die externen Temperaturen und Volumenströme zu beeinflussen) eine weitere Option für die Erreichung eines gewünschten Betriebsverhaltens.
Bei den Anlagen im PLH und RTG wurde zur Einhaltung der Anforderungen an die Auskühlung des Heißwassers bzw. die Aufheizung des Kühlwassers bei Wärmepumpenbetrieb jeweils der Hochdruckbehälter einer größeren YIA-Einheit mit dem Niederdruckbehälter einer kleineren Einheit kombiniert (d.h. im PLH: Desorber und Kondensator von YIA-7D2 sowie Absorber und Verdampfer von YIA-4B4 bzw. im RTG: YIA-12F1 und YIA-8D3). Außerdem erfolgte bei allen Hauptwärmeübertragern eine Anpassung der Wasserwege gegenüber der Standardausführung. Hierdurch sollten zu geringe Strömungsgeschwindigkeiten – die zu einer starken Verringerung der externen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{ext,X}$ geführt hätten – vermieden werden, denn die Auslegungsvolumenströme $\dot{V}_{X,d}$ betragen z.T. nur ca. 10% der Nennvolumenströme $\dot{V}_{X,0}$. In Tabelle 2.4 sind die Volumenströme für die Standard-Behälter unter Nennbedingungen der YIA-Bauserie sowie unter Auslegungsbedingungen im PLH und RTG gegenübergestellt und in Tabelle 2.5 die dazugehörigen Wasserwege.

Tabelle 2.4: Volumenströme der YIA-Einheiten unter Nennbedingungen und unter Auslegungsbedingungen im PLH und RTG. Daten aus Herstellerangaben [York, 1998], [York, 1997] sowie Plandarstellungen [EAN, 1997].

	Verdampferleistung	Heißwasser	Kühlwasser	Kaltwasser	
	kW	m^3/h	m^3/h	m^3/h	
YIA-4B4	1174		273	182	Niederdruckbehälter im PLH
YIA-7D2	2170	196	504		Hochdruckbehälter im PLH
PLH-KA	403	13	123	58	Bei Betrieb als Kälteanlage
PLH-WP	403	21	80	58	Bei Betrieb als Wärmepumpe
YIA-8D3	2475		574	384	Niederdruckbehälter im RTG
YIA-12F1	4037	366	940		Hochdruckbehälter im RTG
RTG-KA	854	30	160	122	Bei Betrieb als Kälteanlage
RTG-WP	854	38	160	122	Bei Betrieb als Wärmepumpe

In Ergänzung dazu sind in Tabelle 2.6 die Auslegungsdaten für die beiden Betriebsarten Wärmepumpe (WP) und Kälteanlage (KA) aufgeführt. Zur Erreichung der

Auslegungstemperaturen in der Betriebsart WP wurde der Heißwasservolumenstrom im RTG um ca. 25% und im PLH um ca. 65% gegenüber der Betriebsart KA erhöht. Zusätzlich wurde der Kühlwasservolumenstrom bei WP-Auslegung der Anlage im PLH um etwa 35% vermindert. Die unterschiedlichen Volumenströme werden durch Doppelpumpen bzw. regelbare Pumpen erreicht.

Tabelle 2.5: Gegenüberstellung der Wasserweganzahl bei YIA-Standardeinheiten und den Anlagen im PLH und RTG.

X	D	C	A	E
YIA-Standard	1	1	1	2
PLH	2	3	3	4
RTG	2	3	3	3

Tabelle 2.6: Auslegungsdaten von Absorptionskälteanlagen und -wärmepumpen vom Typ YIA 6C4, PLH und RTG. Daten aus [York, 1998], [York, 1997] und [EAN, 1997] sowie eigene Berechnungen.

Anlagenkennung		PLH	PLH	RTG	RTG	6C4
Betriebsart		KA	WP	KA	WP	KA
Temperaturen (Eintritt / Austritt)						
$t_{Di,d}$ / $t_{Do,d}$	°C	110 / 69	110 / 84	110 / 71	110 / 79	115 / 107
$t_{Ai,d}$ / $t_{Co,d}$	°C	29 / 36	30 / 41	27,0 / 39,0	30,0 / 42,0	29,4 / 38,6
$t_{Ei,d}$ / $t_{Eo,d}$	°C	12 / 6	12 / 6	12,0 / 6,0	12,0 / 6,0	12,2 / 6,7
Volumenströme						
$\dot{V}_{D,d}$	m^3/h	13	21	30	38	303
$\dot{V}_{AC,d}$	m^3/h	123	80	160	160	425
$\dot{V}_{E,d}$	m^3/h	58	58	122	122	282
Leistungen						
$\dot{Q}_{D,d}$	kW	598	622	1365	1374	2680
$\dot{Q}_{AC,d}$	kW	1003	1027	2240	2240	4501
$\dot{Q}_{E,d}$	kW	403	403	854	854	1821
Kennzahlen						
COP_d		0,67	0,65	0,63	0,62	0,68
$\dot{q}_{E,d}$	kW/m^2	1,3	1,3	1,3	1,3	4,7
$\dot{q}^v_{E,d}$	kW/m^3	10,8	10,8	14,1	14,1	48,0

Die Auslegung der Anlagen im PLH und RTG im *mix-match-design* mit einer deutlich niedrigeren mittleren Heißwassertemperatur $t_{D,d} = (t_{Di,d} + t_{Do,d})/2$ von ca. 90 °C bis 95 °C gegenüber der mittleren Nennantriebstemperatur der YIA-Bauserie von $t_{D,0}$ = 111 °C hat Auswirkungen auf die erreichbare thermische Effizienz und die flächenspezifische Kälteleistung $\dot{q}_{E,d}$.

$$\dot{q}_{E,d} = \frac{\dot{Q}_{E,d}}{A_{tot}} = \frac{\dot{Q}_{E,d}}{A_D + A_E + A_C + A_A + A_S} \tag{2.43}$$

Denn insbesondere der interne Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{int,D}$ ist bei überfluteten Desorbern abhängig von der Heizflächenbelastung und damit von der Antriebstemperatur (siehe z.B. Estiot [2008]). Zusätzlich zu den Auslegungswerten der Anlagen im PLH und RTG sind daher in Tabelle 2.6 auch die Daten der Standardeinheit YIA-6C4 unter den in York [1998, S. 46] genannten Nennbedingungen aufgeführt [10]. Durch diese Standard-Anlage wird später ein besserer Vergleich der Auswirkungen des *mix-match-design* auf das Energieeffizienzverhalten sowie dessen Wiedergabegenauigkeit durch die Berechnungsmethode ermöglicht.
Unabhängig vom *mix-match-design* zeichnen sich die Anlagen der YIA-Serie (und damit auch die Anlagen im PLH und RTG) durch einen zusätzlichen Lösungsumlauf im Absorber aus, ohne dass hierfür eine weitere Lösungspumpe benötigt wird (siehe Bild 2.4, S. 13 oben). Von einer entsprechend groß dimensionierten Lösungspumpe wird ein Teil des geförderten, kältemittelreichen Lösungsstroms in einen Injektor geführt und dort als Treibstrom verwendet. Durch den kältemittelreichen Treibstrom wird kältemittelarme Lösung aus dem Desorber bzw. Lösungswärmeübertrager angesogen, so dass eine sichere Lösungsrückführung vom Desorber zum Absorber erfolgt. Außerdem wird über den austretenden Mischstrom der notwendige Vordruck vor den Sprühdüsen im Absorber aufgebaut, für den der geodätische Unterschied zwischen Desorber und Absorber allein nicht ausreichend wäre. Bedingt durch den Absorberumlauf ergeben sich nicht nur unterschiedliche Ausgasungsbreiten im Ab- und Desorber (siehe Bild 3.4 Mitte, S. 155) sondern es kommt bei diesen Anlagen auch zu einem nicht mehr vernachlässigbaren Unterschied der internen (scheinbaren) Wärmekapazitätsströme. Die Auswirkung des Absorberumlaufs auf die Wärmeübertragungsrechnung wird im Anhang M detailliert behandelt. Zur Beschreibung der Vorgänge wird der spezifische Absorberumlauf $\mu_{A,U}$ eingeführt.

$$\mu_{A,U} = \frac{\dot{m}_{A,U}}{\dot{m}_r} \tag{2.44}$$

[10] In diesem Fall sind die Auslegungswerte der 6C4-Einheit in Tabelle 2.6 (mit Index *d*) identisch zu den im Anhang H.3 verwendeten Nennwerten (mit Index 0)

2.1.2.2 Forschungsanlage FA2

In mehreren Forschungsprojekten wurden durch die TU Berlin und das ZAE Bayern in Zusammenarbeit mit der Firma PHÖNIX SONNENWÄRME Absorptionskälteanlagen speziell für niedrige Antriebstemperaturen im Leistungsbereich $\dot{Q}_E < 20$ kW entwickelt und vermessen (siehe [Schweigler et al., 2001], [Storkenmaier et al., 2003], [Kohlenbach et al., 2004], [Kühn et al., 2005], [Petersen et al., 2006], [Kühn et al., 2007]). Das zweite Entwicklungsmuster dieser Forschungsanlagen (Anlage FA2) ist durch eine ähnlich hohe flächenspezifische Kälteleistung $\dot{q}_E$ charakterisiert, wie die deutlich größeren Anlagen im PLH und RTG. Werte von $\dot{q}_E \gtrsim 1\ ^{kW}/_{\mathrm{m}^2}$ werden aber bereits bei niedrigeren Antriebstemperaturen ($t_{Di,0} = t_{Di,d}$ = 75 °C) erreicht. Wie bei der Anlage YIA-6C4 stimmen hier Auslegungs- und Nennlastpunkt überein.

Tabelle 2.7: Nennlastdaten von Absorptionskälteanlagen der TU Berlin Typ FA2, FM050 und FM160 (Daten aus Kühn et al. [2004], [Petersen et al., 2013a], [Schwarz, 2013]).

Anlagenkennung		FA2	FM050v0.3	FM160v1.4
Betriebsart		KA	KA	KA
Temperaturen				
$t_{Di,0}$ / $t_{Do,0}$	°C	74,9 / 65,1	90,0 / 73,2	90,1 / 73,3
$t_{Ai,0}$ / $t_{Co,0}$	°C	27,0 / 34,9	29,9 / 36,5	30,0 / 36,9
$t_{Ei,0}$ / $t_{Eo,0}$	°C	18,0 / 14,9	21,0 / 16,2	21,2 / 16,0
Volumenströme				
$\dot{V}_{D,0}$	m^3/h	1,2	3,2	10,4
$\dot{V}_{AC,0}$	m^3/h	2,6	14,4	46,1
$\dot{V}_{E,0}$	m^3/h	2,9	8,6	27,7
Leistungen				
$\dot{Q}_{D,0}$	$\mathrm{k}W$	13,4	62	198
$\dot{Q}_{AC,0}$	$\mathrm{k}W$	23,8	110	365
$\dot{Q}_{E,0}$	$\mathrm{k}W$	10,4	48	167
Kennzahlen				
COP_0		0,78	0,79	0,84
$\dot{q}_{E,0}$	kW/m^2	1,1	1,7	1,8
$\dot{q}^v_{E,0}$	kW/m^3	14,5	26,7	41,1

Eine kompakte Bauweise wurde durch Ausgestaltung aller vier Hauptwärmeübertrager als berieselte Rohrbündelwärmeübertrager ermöglicht, die zur besseren Aus-

nutzung des Bauvolumens in rechteckigen Behältern untergebracht sind. Eine detaillierte Beschreibung der Auslegungskriterien für die Wärmeübertrager findet sich bei Schweigler [1999], Schweigler et al. [2001], Schweigler et al. [2002a]. Die Nennlastdaten der Anlage FA2 sind in Tabelle 2.7 angegeben, zusammen mit Werten für zwei Weiterentwicklungen FM050 und FM160 [Petersen et al., 2013a], die im Kapitel 4 bei der Darstellung von umgesetzten Regelstrategien verwendet werden.

Für die Lösungsförderung vom Absorber zum Desorber wird bei der Anlage FA2 eine hermetische Kreiselpumpe verwendet, deren Drehzahl über einen Frequenzumformer variiert werden kann. Durch manuelle Justierung dieses Frequenzumformers wurde bei der Durchführung von Messungen ein konstanter Lösungsmassenstrom sichergestellt [Kühn, 2012]. Der Lösungsrücklauf vom Desorber zum Absorber wird allein durch Gravitation und die Druckdifferenz $\Delta p_{CE} \approx p_C - p_E$ zwischen Hoch- und Niederdruckbehälter erreicht.

2.2 Absorption und Desorption

Für die effiziente Regelung von Absorptionskälteanlagen ist nicht nur der Nutzen (d.h. die Bereitstellung einer geforderten Kälteleistung bei einer festgelegten Kaltwassertemperatur) von Bedeutung, sondern auch der Aufwand. Dieser Aufwand ist primär der notwendige Antriebswärmestrom, welcher der Absorptionskälteanlage zur Rückgewinnung bzw. Desorption von Kältemittel aus der Sorptionslösung zugeführt werden muss [11]. Eine mögliche Zielstellung für die Regelung von Absorptionskälteanlagen besteht daher in der Minimierung bzw. Reduzierung dieses Aufwandes. Um diesen möglichst präzise berechnen zu können, wird in den folgenden beiden Abschnitten auf die spezifische Desorptionswärme sowie die scheinbare spezifische Wärmekapazität von $H_2O/LiBr$-Lösungen näher eingegangen.

2.2.1 Spezifische Desorptionswärme

Die Desorption von Kältemitteldampf aus einer Sorptionslösung kann verfahrenstechnisch auch als Entmischungsvorgang mit Wärmeumsatz bzw. Wärmezufuhr bezeichnet werden [Bosnjakovic und Knoche, 1997, S. 330 f.]. In Ergänzung zu den Effekten bei isothermen Mischungsvorgängen, die aus integraler bzw. partieller Mischungswärme resultieren und z.B. in Bosnjakovic und Knoche [1997] für Zwei- und Mehrstoffstoffgemische eingehend behandelt werden, treten bei der isobaren, aber nicht-isothermen Desorption in Absorptionskälteanlagen weitere Enthalpieströme bzw. -differenzen auf. Diese sollen in Anlehnung an Scharfe et al. [1986] detaillierter analysiert werden, um sie später für Näherungen innerhalb der Berechnungsmethode zur Regelung von Absorptionskälteanlagen nutzen zu können. Den Erläuterungen zur Mischung bzw. Entmischung von Dampf und Flüssigkeit (d.h. Absorption bzw. Desorption) wird ein kurzer Abschnitt zur Einführung von grundlegenden Begriffen und Zusammenhängen bei der Mischung von Flüssigkeiten vorangestellt.

2.2.1.1 Integrale und partielle Größen bei Fluiden

Bei der Mischung von zwei idealen, reinen Flüssigkeitsmengen m_1 und m_2 mit der gleichen Temperatur $T_1 = T_2$ ist die Temperatur der Mischung gleich der Anfangstemperatur $T_m = T_1 = T_2$. Die Zusammensetzung der Mischung ist

$$\xi_m = \frac{m_2}{m_1 + m_2} = 1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2} = 1 - x_m \ , \tag{2.45}$$

[11] Auf die sekundären Aufwände bzw. Antriebsenergien, die z.B. zur Wärmeabfuhr aus der Anlage aufgebracht werden müssen, wird in Kapitel 4 näher eingegangen.

wobei x_m den Massenanteil der Komponente 1 (z.B. des Sorbens, $LiBr$) und ξ_m den Massenanteil der Komponente 2 (z.B. des Kältemittels, H_2O) angibt.

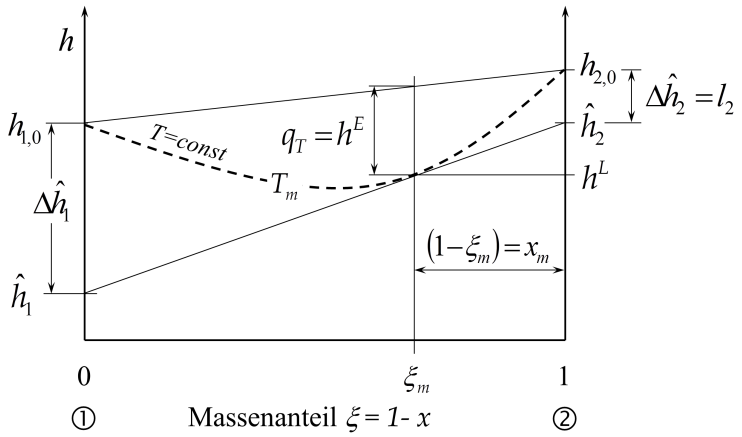


Bild 2.16: Integrale Mischungswärme q_T und partielle spezifische Enthalpien $\widehat{h}_1$ und $\widehat{h}_2$ sowie deren Unterschiede $\Delta\widehat{h}$ zu den spezifischen Enthalpien der reinen Stoffe $h_{1,0}$ bzw. $h_{2,0}$ im h-ξ-Diagramm nach [Bosnjakovic und Knoche, 1997, S. 333 f.].

Werden dagegen zwei reale Fluide mit derselben Anfangstemperatur adiabat gemischt, dann liegt das Gemisch mit der gleichen Zusammensetzung ξ_m und Gesamtmasse $m = m_1 + m_2$, aber mit einer anderen Temperatur $T_m \neq T_1 = T_2$ vor. Die Temperaturänderung resultiert aus sich ändernden Wechselwirkungen zwischen den Molekülen, die zu einer Wärmeaufnahme bzw. -abgabe führen. Sind die anziehenden Wechselwirkungen zwischen den gleichartigen Molekülen einer Komponente stärker als die Wechselwirkungen zwischen den unterschiedlichen Molekülen der Lösung, wird zum Mischen Energie benötigt und die Mischung kühlt sich ab (endotherme Mischung, z.B. Ethanol/Heptan). Bei exothermer Mischung (z.B. Ethanol/Wasser) erwärmt sich die Lösung dagegen [Schlodder, 2009]. Soll die Änderung der Temperatur verhindern werden, muss die bei der Mischung freigewordene bzw. aufgenommene Wärme ab- bzw. zugeführt werden (diabate Mischung bzw. Mischung mit Wärmeumsatz). Die spezifische Wärmemenge mit Bezug auf die Gesamtmasse des Gemisches m wird als integrale isotherme spezifische Mischungswärme q_T bezeichnet [Bosnjakovic und Knoche, 1997].

$$q_T = \frac{Q}{m} \tag{2.46}$$

Mit q_T wird der Unterschied zur idealen Mischung der beiden Reinstoffe beschrieben. Dieser Unterschied lässt sich im h-ξ-Diagramm aus der Differenz zwischen der idealen Mischgeraden und der realen Mischisotherme der beiden Fluide abgrei-

fen (siehe Bild 2.16). Die integrale isotherme spezifische Mischungswärme ist eine Zustandsgröße des Gemisches, die daher auch als spezifische Mischungsenthalpie oder Exzeßenthalpie $h^E = q_T$ bezeichnet wird.
Wird dem Gemisch eine weitere differenziell kleine Menge des Stoffes 2 dm_2 zugegeben, dann muss die differenziell kleine Wärmemenge dQ zu- bzw. abgeführt werden, um die Temperatur konstant zu halten. Bezieht man diese differenzielle Wärmemenge auf die differenzielle Masse des zugegebenen Stoffes, wird sie als partielle spezifische Mischungswärme bezeichnet (und nicht als differenzielle Mischungswärme [12]).

$$l_2 = \frac{dQ}{dm_2} \tag{2.47}$$

Die Größe von l_2 lässt sich auch als Unterschied zwischen der spezifischen Enthalpie $h_{2,0}$ des reinen Stoffes 2 und der partiellen Ableitung der Lösungsenthalpie nach dem betreffenden Reinstoff (der sogenannten partiellen Enthalpie $\widehat{h}_2$ des Stoffes 2 in der Lösung) darstellen (siehe Bild 2.16).

$$\begin{aligned} l_2 &= h_{2,0} - \frac{\partial H(T,p,m_1,m_2)}{\partial m_2} = h_{2,0} - \widehat{h}_2 = \Delta\widehat{h}_2 \\ &= h_{2,0} - \left(h^{L} + (1-\xi_m) \cdot \left.\frac{dh^{L}}{d\xi}\right|_T \right) \end{aligned} \tag{2.48}$$

Die partielle spezifische Mischungs*wärme* l_2 wird daher auch als partielle spezifische Mischungs*enthalpie* $\Delta\widehat{h}_2$ bezeichnet, weil sie ebenfalls eine Zustandsgröße des Gemisches ist. Die Verwendung des Dachsymbols $\widehat{\ }$ wird im Weiteren immer zur Kennzeichnung partieller Enthalpien bzw. deren Differenzen verwendet und dient zur Abgrenzung z.B. gegenüber integralen Mittelwerten derselben Enthalpiedifferenz für die das Tildesymbol $\widetilde{\ }$ verwendet wird. An geeigneter Stelle wird diese Kennzeichnung auch für andere Variablen übernommen (z.B. für die scheinbare spezifische Wärmekapazität im Abschnitt 2.2.2).
Zwischen integraler und partieller isothermer spezifischer Mischungswärme q_T und l_2 besteht der Zusammenhang [Bosnjakovic und Knoche, 1997]:

$$l_2 = q_T + (1-\xi_m) \cdot \left.\frac{dq_T}{d\xi}\right|_T \tag{2.49}$$

Als differenzielle Mischungswärme wird diejenige Wärmemenge dq bezeichnet für die gilt, dass die spezifische integrale Mischungswärme q_T einer Lösung identisch ist

[12] Bei l_2 handelt es sich um einen Differenzialquotienten, wohingegen die differenzielle Mischungswärme $dq = \frac{dQ}{m_1+m_2}$ die spezifische Größe der differenziell kleinen Wärmemenge dQ ist (s. (2.50))

mit den integrierten differenziellen Wärmen dq, die zur Herstellung dieser Lösung mit der Zusammensetzung ξ_m durch kontinuierliches isothermes Zumischen von Komponente 2 zu Komponenten 1 umgesetzt wurden.

$$q_T = \int_0^{\xi_m} dq \tag{2.50}$$

Dennoch wird leider auch die partielle Mischungswärme bzw. Mischungsenthalpie $l_2 = \Delta\widehat{h}_2 \neq dq$ als *differenzielle* Mischungs- oder Verdünnungswärme bezeichnet (siehe z.B. [Löwer, 1960, S. 18], [Honig, 2007]). Aber gerade mit dem von Löwer [1960] alternativ zu (2.49) angegebenen Zusammenhang zwischen integraler und partieller Mischungswärme

$$q_T = (1 - \xi_m) \cdot \int_0^{\xi_m} \frac{l_2}{(1-\xi)^2}\, d\xi \tag{2.51}$$

kann der Unterschied zwischen der partiellen und der differenziellen Mischungswärme aufgezeigt werden. Denn mit dem Massenanteil (2.45) und dessen Ableitung

$$\frac{d\xi}{dm_2} = \frac{(1-\xi)^2}{m_1} \tag{2.52}$$

lässt sich Gleichung (2.51) so umformen

$$\begin{aligned} q_T &= \int_0^{\xi_m} l_2 \cdot \frac{1-\xi_m}{(1-\xi)^2}\, d\xi = \int_0^{\xi_m} \frac{1-\xi_m}{(1-\xi)^2} \cdot \frac{dQ}{dm_2}\, d\xi \\ &= \int_0^{\xi_m} \frac{1-\xi_m}{(1-\xi)^2} \cdot \frac{(1-\xi)^2}{m_1}\, dQ = \int_0^{\xi_m} \frac{1}{m_1+m_2}\, dQ = \int_0^{\xi_m} dq\ , \end{aligned} \tag{2.53}$$

dass der Unterschied zwischen l_2 und $dq = l_2 \cdot \frac{1-\xi_m}{(1-\xi)^2}\, d\xi$ deutlich wird. Dies drückt sich auch in den Einheiten aus, in denen die verschiedenen Wärmen angegeben werden.

Integrale Mischungswärme/-enthalpie	$[q_T] = kJ\ kg_m^{-1}$
Partielle Mischungswärme/-enthalpie	$[l_2] = kJ\ kg_2^{-1}$
Differenzielle Mischungswärme	$[dq] = kJ\ kg_m^{-1}$

Bisher wurde zur Einführung der Begriffe nur die Mischung von Flüssigkeiten betrachtet. Im nachfolgenden Abschnitt soll nun der differenzielle Wärmeumsatz behandelt werden, der bei der Mischung bzw. Trennung von Flüssigkeit und Dampf auftritt.

2.2.1.2 Differenzielle spezifische Desorptionswärme

Die differenzielle spezifische Desorptionswärme $dq = dq_D$ kann ausgehend von einer Massen- und Energiebilanz an einem differenziellen Fluidelement hergeleitet werden (vergl. auch [Scharfe et al., 1986]). Hierzu ist in Bild 2.17 die Desorption von Kältemitteldampf aus einem Lösungsstrom schematisch dargestellt, der von einer Stelle 1 nach 2 fließt und dabei erwärmt wird. Es wird angenommen, dass Dampf und Flüssigkeit bei konstantem Druck an jeder Stelle x im Phasengleichgewicht vorliegen. Die Zufuhr eines differenziell kleinen Wärmestroms $d\dot{Q}$ führt daher zum Phasenwechsel, so dass bei einem Sorbens ohne eigenen Dampfdruck (wie z.B. bei Salzen $LiBr$, $LiCl$ etc.) dann ein infinitisimaler Massenstrom $d\dot{m}$ an reinem Kältemittel desorbiert wird.

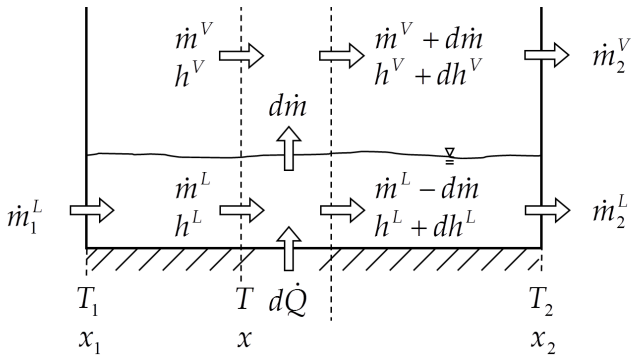


Bild 2.17: Schematische Darstellung zur differenziellen Bilanz am Desorber (Dampf im Gleichstrom zur Lösung).

Aus der Gesamtmassenbilanz zwischen dem Lösungseintritt an der Stelle 1 und einer beliebigen Stelle x, die gekennzeichnet ist durch die Gleichgewichtstemperatur $T = T^{LV}(x, p)$ beim Siededruck $p = p_C$, erhält man

$$\dot{m}_1^{\,L} + \dot{m}_1^{\,V} = \dot{m}^{\,L} + \dot{m}^{\,V} \; . \tag{2.54}$$

Die Salzmassenbilanz zwischen Lösungseintritt und dieser Stelle lautet:

$$x_1 \cdot \dot{m}_1^{\,L} = x \cdot \dot{m}^{\,L} \; . \tag{2.55}$$

Über die Salzmassenbilanz am differenziellen Element ergibt sich dagegen

$$x \cdot \dot{m}^{\,L} = (\dot{m}^{\,L} - d\dot{m}) \cdot (x + dx) \tag{2.56}$$

bzw. bei Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung

$$x \cdot d\dot{m} = \dot{m}^{L} \cdot dx \; . \tag{2.57}$$

Aus der Energiebilanz am differenziellen Element folgt schließlich der differenzielle Wärmestrom $d\dot{Q} = d\dot{Q}_D$ der zur Desorption des Kältemittelmassenstroms $d\dot{m}$ benötigt wird (siehe Bild 2.17).

$$\begin{aligned} d\dot{Q}_D = \quad & (\dot{m}^{V} + d\dot{m}) \cdot (h^{V} + dh^{V}) - \dot{m}^{V} \cdot h^{V} \\ & + (\dot{m}^{L} - d\dot{m}) \cdot (h^{L} + dh^{L}) - \dot{m}^{L} \cdot h^{L} \\ = \quad & (h^{V} - h^{L}) \cdot d\dot{m} + \dot{m}^{L} \cdot dh^{L} + \dot{m}^{V} \cdot dh^{V} \end{aligned} \tag{2.58a}$$

Dabei wurde angenommen, dass sich der abströmende Dampf ohne weitere Wechselwirkung (z.B. Impulsaustausch) im Gleichstrom zur Flüssigkeit bewegt. Bei einer Gegenstromführung bzw. für den Fall, dass der Dampf nach der Desorption keinen Kontakt mehr zur Lösung bekommt (siehe Bild 2.18), lautet die Energiebilanz

$$d\dot{Q}_D = \quad (h^{V} - h^{L}) \cdot d\dot{m} + \dot{m}^{L} \cdot dh^{L} - \dot{m}^{V} \cdot dh^{V} \tag{2.58b}$$

bzw.

$$d\dot{Q}_D = \quad (h^{V} - h^{L}) \cdot d\dot{m} + \dot{m}^{L} \cdot dh^{L} \; . \tag{2.58c}$$

Soweit nicht abweichend dargestellt, wird im weiteren Verlauf dieses Abschnitts jedoch immer die Gleichstromführung von Dampf und Lösung zu Grunde gelegt. Wegen der Phasengleichgewichtsbedingung stimmt die Austrittstemperatur des Dampfes $T^{V}_{Do} = T_2$ mit der Austrittstemperatur der Lösung bzw. der Endtemperatur des Desorptionsprozesses überein, $T^{L}_{De} = T_2$. Außerdem wird bei der Lösungsenthalpie $h^{L} = h(p, T, x)$ die geringe Abhängigkeit vom Druck vernachlässigt, $\left.\frac{\partial h^{L}}{\partial p}\right|_{T,x} = 0$.

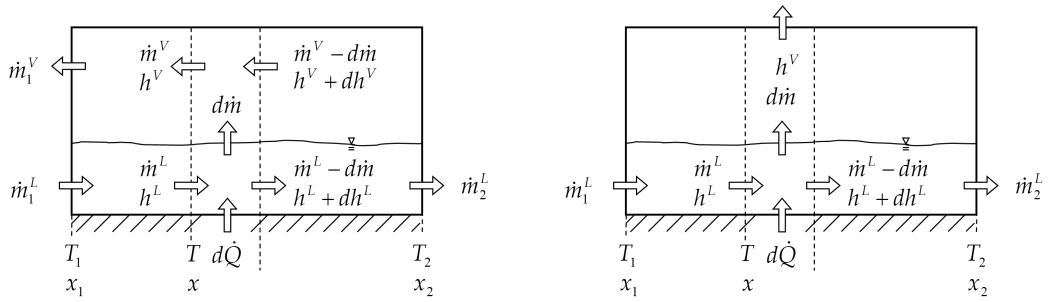


Bild 2.18: Schematische Darstellung zur differenziellen Bilanz am Desorber.
links: Dampf im Gegenstrom zur Lösung
rechts: Dampf ohne Kontakt zur Lösung

Nach Einsetzen der differenziellen Salzbilanz (2.57) sowie der totalen Differenziale für die Änderung der Lösungs- und Dampfenthalpie

$$dh^{L} = \left.\frac{\partial h^{L}}{\partial x}\right|_{T} dx + \left.\frac{\partial h^{L}}{\partial T}\right|_{x} dT = \left(\left.\frac{\partial h^{L}}{\partial x}\right|_{T} + c_p^{L} \cdot \left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}} \right) dx \tag{2.59}$$

$$dh^{V} = \left.\frac{\partial h^{V}}{dT}\right|_{p} dT + \left.\frac{\partial h^{V}}{\partial p}\right|_{T} dp = \left.\frac{\partial h^{V}}{dT}\right|_{p} dT = c_p^{V} \cdot \left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}} dx \tag{2.60}$$

in die Energiebilanz (2.58a) ergibt sich die differenzielle Desorptionswärme zu

$$d\dot{Q}_D = \left[\frac{(h^V - h^L)}{x} + \left(\left.\frac{\partial h^{L}}{\partial x}\right|_{T} + c_p^{L} \cdot \left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}} \right) \right] \cdot \dot{m}^{L} dx + c_p^{V} \cdot \left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}} \cdot \dot{m}^{V} dx \,. \tag{2.61}$$

Der darin vorkommende Lösungsmassenstrom $\dot{m}^{L}$ kann durch die Salzmassenbilanz (2.62) und der Dampfmassenstrom $\dot{m}^{V}$ über die Gesamtmassenbilanz (2.63) zwischen dem Lösungseintritt und der Stelle mit der Lösungszusammensetzung x ausgedrückt werden.

$$\dot{m}^{L} = \dot{m}_1^{L} \cdot \frac{x_1}{x} \tag{2.62}$$

$$\dot{m}^{V} = \dot{m}_1^{L} - \dot{m}^{L} = \dot{m}_1^{L} \cdot \left(1 - \frac{x_1}{x}\right) \tag{2.63}$$

In den Desorber tritt der Massenstrom der kältemittelreichen Lösung $\dot{m}_r$ im Zustand 1 ein: $\dot{m}_r = \dot{m}_1^{L}$. Der abziehende Dampf $\dot{m}_2^{V}$ ist der insgesamt im Desorber desorbier-

te Kältemittelstrom: $\dot{m}_{R,tot} = \dot{m}_2^{V}$. Die beiden Massenströme $\dot{m}_{R,tot}$ und $\dot{m}_r$ sind verknüpft durch den spezifischen Lösungsumlauf f:

$$f = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_{R,tot}} = \frac{\dot{m}_1^{L}}{\dot{m}_2^{V}} = \frac{x_2}{x_2 - x_1} \tag{2.64}$$

Nach Einsetzen von (2.62), (2.63) und (2.64) in (2.61) resultiert daraus die differenzielle spezifische Desorptionswärme dq_D bei konstantem Siededruck p^{LV}.

$$dq_D\Big|_{p^{LV}} = \frac{d\dot{Q}_D}{\dot{m}_{R,tot}} = f \cdot \Bigg[\overbrace{h^{V} - h^{L} + x \cdot \left(\frac{\partial h^{L}}{\partial x}\bigg|_{T} + c_p^{L} \cdot \frac{dT}{dx}\bigg|_{p^{LV}} \right)}^{\Delta\widehat{h}_D} + \underbrace{x \cdot \left(\frac{x}{x_1} - 1\right) \cdot c_p^{V} \cdot \frac{dT}{dx}\bigg|_{p^{LV}}}_{\Delta\widehat{h}^{V}} \Bigg] \cdot \frac{x_1}{x^2}\, dx \tag{2.65}$$

Der erste Term in (2.65) kann als partielle spezifische Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ aufgefasst werden, die angibt, welche differenzielle Wärmemenge $dQ \neq dQ_D$ zur Desorption einer differenziellen Menge reinen Kältemittels dm_R aufzubringen ist.

$$\Delta\widehat{h}_D = h^{V} - h^{L} + x \cdot \left(\frac{\partial h^{L}}{\partial x}\bigg|_{T} + c_p^{L} \cdot \frac{dT}{dx}\bigg|_{p^{LV}} \right) \tag{2.66}$$

Im Gegensatz zu dQ_D wird in dQ bzw. $\Delta\widehat{h}_D$ die prozessabhängige Dampfführung *nach* der Desorption nicht berücksichtigt. Die partielle spezifische Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ ist wie die partielle spezifische Mischungsenthalpie $\Delta\widehat{h}_2$ eine Stoffeigenschaft. Die differenzielle Desorptionswärme ist dagegen eine Prozessgröße.
Mit dem zweiten Term $\Delta\widehat{h}^{V}$ wird die Änderung der Temperatur des Dampfes *nach* der Desorption berücksichtigt.

$$\Delta\widehat{h}^{V} = x \cdot \left(\frac{x}{x_1} - 1\right) \cdot c_p^{V} \cdot \frac{dT}{dx}\bigg|_{p^{LV}} \tag{2.67}$$

Die Enthalpiedifferenz $\Delta\widehat{h}^{V}$ kann positiv oder negativ oder null sein, je nach dem ob der Dampf nach der Desorption im Gleich- oder Gegenstrom oder ohne Kontakt zur Lösung geführt wird [13]. Anders als die partielle spezifische Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ ist die Enthalpiedifferenz $\Delta\widehat{h}^{V}$ daher abhängig von der Prozessführung und

[13] Für den Grenzfall des gegenströmenden Dampfes mit der Austrittsenthalpie $h_{Do}^{V} = h^{V}\big(T_1, p_C\big)$ anstelle von $h^{V}\big(T_2, p_C\big)$ und $\dot{m}^{V} = \dot{m}_1^{V} \cdot \big(1 + f \cdot (\frac{x_1}{x} - 1)\big)$ ist $\Delta\widehat{h}^{V} = x \cdot \big(\frac{x}{x_2} - 1\big) \cdot c_p^{V} \cdot \frac{dT}{dx}\big|_{p^{LV}}$ und damit wegen $x < x_2$ kleiner Null.

somit keine Stoffeigenschaft. Für den Fall, dass der Austrittszustand zwischen diesen Grenzfällen liegt, lässt sich $\Delta\widehat{h}^V$ auch als Enthalpiedifferenz des Dampfes zwischen dem Zustand nach der Desorption an der Stelle x und dem Austrittszustand mit einer i.d.R. unbekannten Mischtemperatur T^V_{Do} zwischen T_1 und T_2 darstellen.

$$\Delta\widehat{h}^V = h^V(T^{LV}(x, p_C), p_C) - h^V(T^V_{Do}, p_C) \tag{2.68}$$

Die differenzielle spezifische Desorptionswärme dq_D, die sich nach Gleichung (2.65) aus $\Delta\widehat{h}_D$ und $\Delta\widehat{h}^V$ zusammensetzt, ist also außer vom Siededruck p^{LV} und der Zusammensetzung x ebenfalls abhängig von der Dampfstromführung und außerdem noch vom spezifischen Lösungsumlauf f des Gesamtprozesses. Denn trotz gleicher Zusammensetzung x und gleichem Siededruck p^{LV} und damit gleicher partieller spezifischer Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ ist auch bei unveränderter Dampfführung für den gleichen Massenstrom an desorbiertem Kältemittel bei höherem Lösungsumlauf $\dot{m}_r$ bzw. f mehr Wärme aufzubringen (z.B. um die notwendige Temperaturerhöhung der Lösung zu erreichen). Die differenzielle spezifische Desorptionswärme dq_D ist daher eine Prozessgröße. Sie unterscheidet sich damit grundlegend von der partiellen spezifischen Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$, die im übernächsten Abschnitt zur Definition einer scheinbaren spezifischen Wärmekapazität verwendet wird. Zuvor sollen hier noch die einzelnen Beiträge aus denen sich die partielle spezifische Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ zusammensetzt im h-ξ-Diagramm erläutert werden.

2.2.1.3 Zusammensetzung der partiellen Desorptionsenthalpie

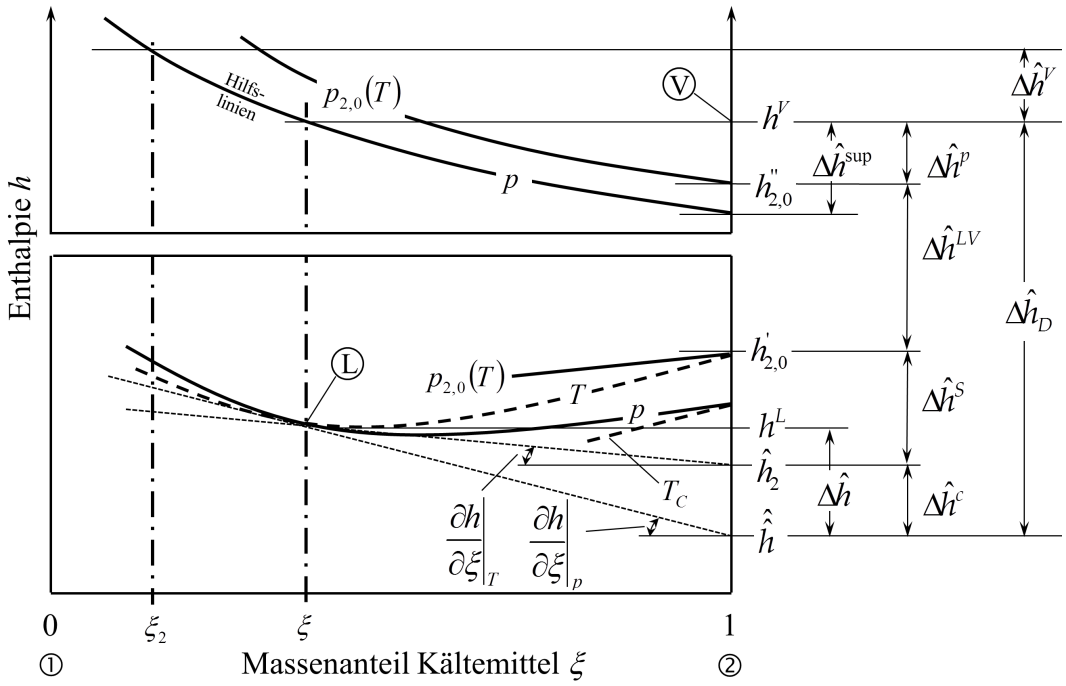


Bild 2.19: Schematische Darstellung zur partiellen Desorptionsenthalpie bei $H_2O/LiBr$-Lösungen im h-ξ-Diagramm.

In Bild 2.19 ist die Zusammensetzung der partiellen Desorptionsenthalpie in einem h-ξ-Diagramm schematisch darstellen. Es ist ein Zustand abgebildet, bei dem sich eine $H_2O/LiBr$-Lösung (L) mit dem Salzmassenanteil $x = 1-\xi$ und der Temperatur T beim Siededruck p im Phasengleichgewicht mit einem Kältemitteldampf (V) befindet, in dem das Sorbens (z.B. $LiBr$) keinen bzw. einen vernachlässigbar geringen Dampfdruck hat. Der Siededruck, bei dem die Desorption stattfindet, sei z.B. durch den Gleichgewichtsdruck in einem Kondensator festgelegt, d.h. $p = p_C = p^{LV}_{H_2O}(T_C)$. Die gesamte partielle Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ für diesen Zustand setzt sich aus vier Termen partieller Enthalpiedifferenzen des reinen Kältemittels zusammen, die nachfolgend erläutert werden sollen.

$$\Delta\widehat{h}_D(T)\Big|_{p^{LV}} = \Delta\widehat{h}^p(T) + \Delta\widehat{h}^{LV}(T) + \Delta\widehat{h}^S(T, \xi(p^{LV}, T)) + \Delta\widehat{h}^c(T, \xi(p^{LV}, T)) \tag{2.69}$$

Zusätzlich ist in Bild 2.19 die Enthalpiedifferenz $\Delta\widehat{h}^V$ für den Fall dargestellt, dass der bei ξ und T mit $\Delta\widehat{h}_D$ desorbierte Dampf *nach* der Desorption bis zum Austritt auf die Temperatur $T_2(\xi_2, p_C)$ bzw. die Enthalpie $h^V_{Do} = h^V(T_2, p_C)$ erwärmt wird.

Mit Hilfe der partiellen Enthalpie

$$\widehat{h}_2 = h^{'L} - x \cdot \left.\frac{\partial h}{\partial x}\right|_T \tag{2.70}$$

sowie Einführung der Hilfsgröße

$$\widehat{\widehat{h}} = h^{'L} - x \cdot \left(\left.\frac{\partial h}{\partial x}\right|_T + c_p^{'L}(T,x) \cdot \left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}} \right) = \widehat{h}_2 - x \cdot c_p^{'L}(T,x) \cdot \left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}} \tag{2.71}$$

kann die gesamte partielle Enthalpiedifferenz des Kältemittels in der Lösung $h^{'} - \widehat{\widehat{h}}$ aufgeteilt werden in einen Anteil $\Delta\widehat{h}^c$, der aufzubringen ist, weil sich durch die Änderung des Massenanteils auch die (Siede-)Temperatur der Lösung erhöht

$$\Delta\widehat{h}^c = \widehat{h}_2 - \widehat{\widehat{h}} = x \cdot c_p^{'L}(T,x) \cdot \left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}} = s(T) \tag{2.72}$$

und den Anteil

$$\Delta\widehat{h}^S = h_{2,0}^{'}(T) - \widehat{h}_2 = h_{2,0}^{'}(T) - h^{'L} + x \cdot \left.\frac{\partial h}{\partial x}\right|_T = l(T) \tag{2.73}$$

d.h. der partiellen spezifischen Mischungswärme l bei der Temperatur T (vergl. Gleichung (2.48)). Neben diesen beiden Termen und dem wesentlichen Anteil der spezifischen Verdampfungswärme des reinen Kältemittels bei Desorptionstemperatur

$$\Delta\widehat{h}^{LV} = h_{2,0}^{''}(T) - h_{2,0}^{'}(T) = r(T) \tag{2.74}$$

ist für Arbeitsstoffpaare, bei denen das Sorbens einen vernachlässigbar kleinen Dampfdruck hat, aber der Kältemitteldampf reales Gasverhalten aufweist, außerdem noch die Enthalpiedifferenz $\Delta\widehat{h}^p$ zu berücksichtigen (siehe Bild 2.19). Diese Differenz resultiert daraus, dass die Enthalpie $h^{'V}$ des Dampfes, der sich nach der Desorption mit der Lösung im Gleichgewicht befindet, beim Siededruck p mit der Temperatur T als überhitzter Dampfzustand zu berechnen bzw. im h-ξ-Diagramm über die Hilfslinie zum Druck p zu ermitteln ist. Bei realem Gasverhalten ist die Enthalpie $h = h^{'V}(T,p)$ damit größer als die Sattdampfenthalpie des reinen Kältemittels $h = h^{''}(T)$, die aufgrund der thermischen Gleichgewichtsbedingung ebenfalls mit der Desorptionstemperatur T zu bestimmen ist. Zur Temperatur T ergibt sich daher ein Sättigungsdruck des reinen Kältemittels $p_{2,0}$, der erhöht ist gegenüber dem Druck p bei dem der Dampf aus der Lösung desorbiert wird, so dass $h^{''}(T) = h^{''}(p_{2,0}(T)) \leq h^{'V}(T,p)$, siehe Bild 2.19 und 2.20.

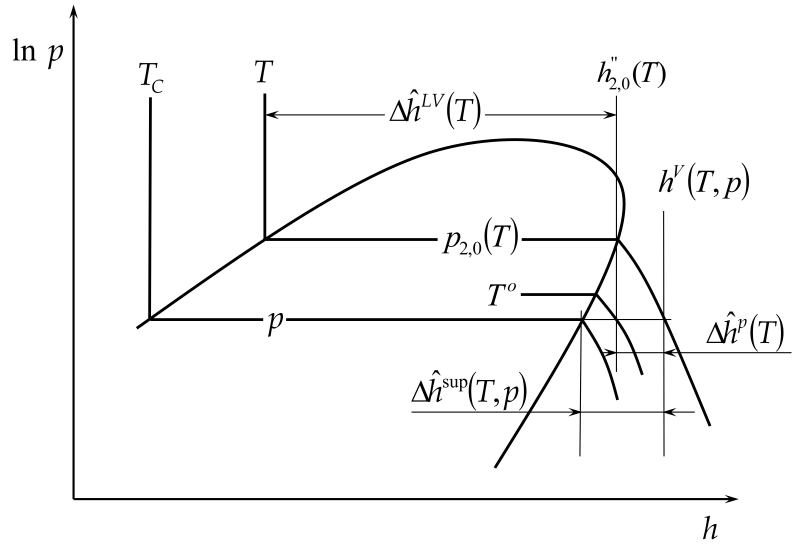


Bild 2.20: Schematische Darstellung zur Enthalpiedifferenz des Realgasverhaltens in der partiellen Desorptionsenthalpie im Unterschied zur Überhitzung bei $H_2O/LiBr$-Lösungen im $ln(p)$-h-Diagramm.

Nur bei Betrachtung (und Berechnung!) des Kältemitteldampfes als ideales Gas hat der Druckunterschied $\Delta p = p_{2,0} - p$ keinen Einfluss auf die spezifische Dampfenthalpie, die dann wegen $h = u + p \cdot v = u(T) + R \cdot T = h(T)$ nur eine Funktion der Temperatur ist. Für diesen Fall würden in Bild 2.20 die Dampfisothermen senkrechte Linien und damit $h^{'V} = h''$ bzw. $\Delta\widehat{h}^p = 0$ sein.
Bei Verwendung von Enthalpiefunktionen, die das reale Dampfverhalten abbilden (wie z.B. in IAPWS [1997] oder Haar [1988]) geht dagegen das höhere spezifisches Volumen v des beim Druck $p < p_{2,0}$ desorbierten Dampfes in die Berechnung der spezifischen Enthalpie mit ein. Die bei der Desorption von realem Kältemitteldampf auftretende Enthalpieerhöhung durch isotherme Entspannung $\Delta\widehat{h}^p$ muss daher in der partiellen Desorptionsenthalpie berücksichtigt werden.

$$\Delta\widehat{h}^p = h^{'V} - h'' = \int_p^{p_{2,0}} \left.\frac{\partial h^{'V}}{\partial p}\right|_T dp \tag{2.75}$$

Bei verfügbarer Umkehrfunktion für die spezifische Enthalpie $h(T,p)$ mit der dann über $T = T(h,p)$ auch die Temperatur zur Enthalpie h'' beim Druck p bestimmt werden kann (d.h. $T^\circ = T(h'',p)$) lässt sich die Enthalpiedifferenz $\Delta\widehat{h}^p$ auch über die spezifischen Wärmekapazität des Dampfes bei Desorptionstemperatur T und

konstantem Siededruck p berechnen [14]

$$\Delta\widehat{h}^{p} = h^{V} - h^{''} = \int_{T^{\circ}=T(h^{''},p)}^{T} c_{p}^{V}(T,p)\, dT \tag{2.76}$$

bzw. bei vernachlässigbarer Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität

$$\Delta\widehat{h}^{p} = (T - T^{\circ}) \cdot c_{p}^{V} = e(T)\ . \tag{2.77}$$

Aus Abbildung 2.20 wird deutlich, dass die Enthalpiedifferenz $\Delta\widehat{h}^{p}$ nicht mit der Überhitzung des Kältemitteldampfes übereinstimmt, sondern nur den darin enthaltenen Realgaseinfluss berücksichtigt, da $\Delta\widehat{h}^{p} \leq h^{V}(T) - h^{''}(T_C) = \Delta\widehat{h}^{sup}$.
Die gesamte partielle Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ setzt sich damit für Arbeitsstoffpaare bei denen das Sorbens keinen eigenen Dampfdruck hat und der desorbierte Kältemitteldampf als reales Gas aufzufassen ist, aus vier Termen partieller Enthalpiedifferenzen des reinen Kältemittels zusammen:

s_D partielle spezifische Enthalpiedifferenz,
zur Erhöhung der Lösungstemperatur im Phasengleichgewicht
l_D partielle spezifische Lösungsenthalpie,
r_D spezifische Verdampfungsenthalpie,
e_D spezifische Enthalpiedifferenz
zur isothermen Expansion des Kältemitteldampfes,

so dass in verkürzter Schreibweise zu Gleichung (2.69) folgt:

$$\Delta\widehat{h}_D = s_D + r_D + l_D + e_D\ . \tag{2.78}$$

2.2.1.4 Fazit zur spezifischen Desorptionswärme

Mit Hilfe der differenziellen spezifischen Desorptionswärme dq_D kann die notwendige Antriebsleistung für die Rückgewinnung bzw. Austreibung einer bestimmte Menge Kältemittel aus dem Sorptionsmittel durch Integration über die Ausgasungsbreite berechnet werden. Die differenzielle spezifische Desorptionswärme ist eine Prozessgröße, die abhängig ist vom spezifischen Lösungsumlauf f sowie von der partielle Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ und der Enthalpieänderung des Dampfes nach der Desorption $\Delta\widehat{h}^{V}$. Die Größe von $\Delta\widehat{h}^{V}$ und damit die Höhe von dq_D wird von der Bauform des Desorbers bzw. der Stromführung des Dampfes beeinflusst. Mit $\Delta\widehat{h}_D$ wird dagegen der reine Wärmeaufwand zur Desorption beschrieben, unabhängig davon, ob diese Wärme aus dem externen Wärmeträger oder aus innerer Wärmerückgewinnung stammt (z.B. durch Lösungsrück- oder Dampfgegenstromführung).

[14] Für Wasser bzw. Wasserdampf sind diese Umkehrfunktionen bekannt, siehe IAPWS [1997]

Die partielle Desorptionsenthalpie ist eine Zustandsgröße der Arbeitsstoffpaarung mit deren Hilfe eine (scheinbare) spezifische Wärmekapazität angegeben werden kann.

2.2.2 Scheinbare spezifische Wärmekapazität

Bereits von Furukawa [1983] und Furukawa und Sonoda [1987] wurde das Konzept der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität bei der Herleitung von charakteristischen Gleichungen für Wärmetransformatoren verwendet. Allerdings beziehen sie die gesamte Enthalpiedifferenz zwischen ein- und austretender Lösung (z.B. am Desorber $\Delta h = h_{Di} - h_{Do}$) auf die Differenz der Gleichgewichtstemperaturen (d.h. der Start- und Endtemperatur T_{Ds} bzw. T_{De}) und nicht auf die Differenz der Ein- und Austrittstemperaturen T_{Di} und T_{Do}. Mit Gleichung (7) in Furukawa [1983] ergibt sich daraus mit der hier verwendeten Nomenklatur (vergl. Bild 2.29) eine mittlere (integrale) scheinbare spezifische Wärmekapazität:

$$\widetilde{c}_p^{Furukawa} = \Big(\frac{x_p - x_r}{x_p} \cdot h_{Do}^{V} + \frac{x_r}{x_p} \cdot h_{De} - h_{Di} \Big) \cdot \frac{1}{T_{De} - T_{Ds}}. \tag{2.79}$$

Trotz gleicher Ausgasungsbreite würde sich damit in Abhängigkeit von der Unterkühlung bzw. Überhitzung der eintretenden Lösung eine unterschiedliche scheinbare Wärmekapazität ergeben. Von Schweigler [1999, S. 152] wird hingegen eine (differenzielle) scheinbare spezifische Wärmekapazität unter explizitem Ausschluss von Überhitzungs- und Unterkühlungseffekten angegeben.

$$\widehat{c}_p^{Schweigler} = c_p^{L} \cdot \left(1 + \frac{r + l}{x \cdot c_p^{L} \cdot \left. \frac{dT}{dx} \right|_{p^{LV}}} \right) = c_p^{L} + \frac{r + l}{x} \cdot \left. \frac{dx}{dT} \right|_{p^{LV}} \tag{2.80}$$

Mit einer derartigen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität bleibt allerdings die spezifische Wärmekapazität das Dampfes sowie dessen Stromführung im Verhältnis zur Lösung unberücksichtigt. Die Wärmeumsätze aus der Integration der scheinbaren Wärmekapazität zwischen den Zusammensetzungen $x = x_r$ und $x = x_p$ können daher nicht exakt mit den Enthalpieänderungen einer Energiebilanz übereinstimmen. Im Gegensatz zu den vorgenannten Arbeiten soll hier eine scheinbare Wärmekapazität eingeführt werden, die einerseits unabhängig von der Prozessführung ist [15] und andererseits alle Einflüsse auf den Wärmeumsatz bei der Ab- bzw. Desorption zusammenfasst.
Aus der Enthalpiebilanz zu einem Desorptionsvorgang bei konstantem Siededruck $p = p^{LV}$ zwischen zwei Phasengleichgewichtszuständen mit den Start- und End-

[15] also unabhängig ist von z.B. Dampf- bzw. Lösungsunterkühlung oder -überhitzung sowie Dampf- und/oder Lösungsrückführungen etc.

temperaturen $T_{Ds} = T_1(x_1, p^{LV})$ und $T_{De} = T_2(x_2, p^{LV})$ (siehe Gleichung (2.13), S. 21 bzw. Abschnitt 2.4.1) erhält man den Wärmestrom

$$\dot{Q}_D = \dot{m}_r \cdot \left[\frac{1}{f} \cdot \left(h_{Do}^{V} - h_2^{L}(T_2(x_2, p)) \right) + \left(h_2^{L}(T_2(x_2, p)) - h_1^{L}(T_1(x_1, p)) \right) \right] . \tag{2.81}$$

Mit diesem Wärmestrom kann ein mittlerer scheinbarer Wärmekapazitätsstrom $\widetilde{\dot{W}}$ definiert werden, der bei der Wärmeübertragung von $\dot{Q}_D$ zwischen dem Ein- und Austrittszustand der Lösung auf der Wärmeübertragungsfläche wirksam ist.

$$\widetilde{\dot{W}} = \dot{m} \cdot \tilde{c}_p \stackrel{!}{=} \frac{\dot{Q}_D}{T_2 - T_1} \tag{2.82}$$

Wird außerdem $\dot{m} \stackrel{!}{=} \dot{m}_r$ festgelegt, ist durch Gleichung (2.81) und (2.82) auch eine mittlere, integrale scheinbare spezifische Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ definiert.

$$\widetilde{c}_p = \frac{1}{f} \cdot \frac{(h_{Do}^{V} - h_2^{L})}{(T_2 - T_1)} + \frac{(h_2^{L} - h_1^{L})}{(T_2 - T_1)} \tag{2.83}$$

Diese mittlere scheinbare Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ steht mit der von Scharfe et al. [1986] hergeleiteten differenziellen spezifischen Desorptionswärme dq_D (siehe Abschnitt 2.2.1.2 Gleichung (2.65))

$$q_D = \int_{T_1}^{T_2} dq_D = f \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{\Delta\widehat{h}_D + \Delta\widehat{h}^V}{x} \cdot \frac{x_1}{x} \cdot \left. \frac{dx}{dT} \right|_{p^{LV}} dT \tag{2.84}$$

bzw. mit der bilanzierten Desorptionswärme $\dot{Q}_D = q_D \cdot \dot{m}_{R,tot}$ aus Gleichung (2.81) im Zusammenhang.

$$q_D = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_{R,tot}} \cdot \left[\frac{1}{f} \cdot \left(h_{Do}^{V} - h_2^{L} \right) + \left(h_2^{L} - h_1^{L} \right) \right] = f \cdot \widetilde{c}_p \cdot (T_2 - T_1) \tag{2.85}$$

Aus den rechten Seiten der beiden vorgenannten Gleichungen folgt, dass

$$\widetilde{c}_p = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{\Delta\widehat{h}_D + \Delta\widehat{h}^V}{x} \cdot \left. \frac{dx}{dT} \right|_{p^{LV}} \cdot \left(1 - \frac{1}{\widehat{f}} \right) dT \tag{2.86}$$

mit dem differenziellen spezifischen Lösungsumlauf

$$\widehat{f} = \frac{x}{x - x_1} \qquad \text{bzw.} \qquad \frac{x_1}{x} = 1 - \frac{1}{\widehat{f}} . \tag{2.87}$$

Von Scharfe et al. [1986] wurde für die spezifische Desorptionswärme nur die Gegenstromführung des Dampfes zur Lösung betrachtet (z.B. für einen berieselten Desorber). Allerdings ist auch der Fall mit Gleichstromführung (z.B. in einem Thermosiphon-Desorber) oder der Fall ohne Kontakt zur Lösung (z.B. in einem überfluteten Desorber) von Bedeutung. Durch die Bauform des Desorbers und die daraus resultierende Stromführung des Dampfes im Vergleich zur Lösung wird die Austrittsenthalpie des Dampfes h^V_{Do} in Gleichung (2.84) bzw. die Größe Δh^V in Gleichung (2.85) beeinflusst. Bei Gegenstromführung des Dampfes zur Lösung ist die Enthalpie des abströmenden Dampfes $h^V_{Do} = h^V(T_1, p)$ und bei Gleichstromführung $h^V_{Do} = h^V(T_2, p)$. Für den Fall, dass der Dampf ohne Kontakt zur Lösung abströmt, muss ein integraler Mittelwert $h^V_{Do} = \widetilde{h}^V$ verwendet werden, mit dem berücksichtigt wird, wie viel Dampf auf dem jeweiligen Temperaturniveau entstanden ist, d.h. [16]:

$$\widetilde{h}^V = \frac{1}{\dot{m}_{R,tot}} \int_0^{\dot{m}_{R,tot}} h^V(T, p^{LV})\, d\dot{m} \tag{2.88}$$

bzw. mit $x \cdot d\dot{m} = \dot{m}^L \cdot dx$ und $\dot{m}^L = \frac{x_1}{x} \cdot \dot{m}_r$ (siehe vorhergehenden Abschnitt)

$$\widetilde{h}^V = \frac{1}{\dot{m}_{R,tot}} \int_{x_1}^{x_2} h^V(T, p^{LV}) \cdot \frac{x_1}{x^2} \cdot \dot{m}_r\, dx = f \cdot \int_{T_1}^{T_2} h^V(T, p^{LV}) \cdot \frac{x_1}{x^2} \cdot \left.\frac{dx}{dT}\right|_{p^{LV}} dT\ . \tag{2.89}$$

Zusammen mit den partiellen Enthalpiedifferenzen $\Delta\widehat{h}_D$ und $\Delta\widehat{h}^V$ nach Gleichung (2.66) und (2.67) ergeben sich damit aus Gleichung (2.86) die integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten für die drei genannten Prozessführungen:

$$\widetilde{c}_p^{\,gleich} = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} \widehat{c}_p(T, p^{LV}) \cdot \left(1 - \frac{1}{\widehat{f}}\right) + c_p^V(T, p^{LV}) \cdot \frac{1}{\widehat{f}}\ dT \tag{2.90}$$

$$\widetilde{c}_p^{\,gegen} = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} \widehat{c}_p(T, p^{LV}) \cdot \left(1 - \frac{1}{\widehat{f}}\right) + c_p^V(T, p^{LV}) \cdot \frac{f/\widehat{f} - 1}{f}\ dT \tag{2.91}$$

$$\widetilde{c}_p^{\,ohne} = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} \widehat{c}_p(T, p^{LV}) \cdot \left(1 - \frac{1}{\widehat{f}}\right)\ dT \tag{2.92}$$

[16] Und nicht etwa $\widetilde{h}^V = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} h^V\left(T, p^{LV}\right)\, dT$ oder $\widetilde{h}^V = \frac{1}{2} \cdot \left(h^V(T_1, p^{LV}) + h^V(T_2, p^{LV})\right)$

Die in allen drei Fällen auftretende, aus der partiellen Desorptionsenthalpie $\Delta\widehat{h}_D$ abgeleitete Größe

$$\begin{aligned}\widehat{c}_p = \frac{\Delta\widehat{h}_D}{x}\cdot\left.\frac{dx}{dT}\right|_{p^{LV}} &= \frac{\Delta\widehat{h}^c + \Delta\widehat{h}^S + \Delta\widehat{h}^{LV} + \Delta\widehat{h}^p}{x}\cdot\left.\frac{dx}{dT}\right|_{p^{LV}} \\ &= c^{L}(T)\Big|_{p^{LV}} + \frac{l(T)+r(T)+e(T)}{x^{LV}(T)\Big|_{p^{LV}}\cdot\left.\frac{dT}{dx}\right|_{p^{LV}}}\end{aligned} \tag{2.93}$$

wird im Weiteren als differenzielle scheinbare spezifische Wärmekapazität bezeichnet. Sie unterschiedet sich von der in Schweigler [1999] ohne Herleitung genannten Form (2.80) nur im Realgasanteil $\Delta h^p = c_p^V \cdot (T - T^o)$ der Überhitzung des Kältemitteldampfes (siehe auch Bild 2.19 bzw. 2.20). Im Unterschied zur integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ ist die differenzielle scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ unabhängig von der Prozessführung und kann damit auch als kalorische Zustandsgröße im Phasengleichgewicht bzw. als (temperaturabhängige) Stoffgröße aufgefasst werden.

2.2.2.1 Temperaturabhängigkeit

Für die Berechnung von Wärmeübertragern wird häufig von konstanten (d.h. temperatur*un*abhängigen) Stoffwerten ausgegangen. Nur wenn diese Annahme erfüllt ist (bei gleichzeitig konstanten Massenströmen und Wärmeübergangskoeffizienten sowie reinem Gleich-/Gegenstrom), stimmt die mittlere treibende Temperaturdifferenz mit dem logarithmischen Mittelwert der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers überein. Im Folgenden soll daher die Variabilität der im vorangegangenen Abschnitt eingeführten scheinbaren Wärmekapazitäten untersucht werden.
Die spezifische Wärmekapazität c ist im Allgemeinen eine Funktion der Temperatur, des Druckes sowie der Lösungszusammensetzung (d.h der Massenanteile aller Komponenten in der Lösung). Die Änderung der spezifischen Wärmekapazität ist daher als totales Differential dieser Größen zu bilden. Um die Bedeutung der einzelnen Einflussgrößen auf die so ermittelte Gesamtänderung auch zwischen unterschiedlichen Stoffen (d.h. unabhängig von der absoluten Größe) vergleichen zu können, schlägt Herwig [1985] eine Taylor-Reihenentwicklung zu den betreffenden Stoffgrößen vor, die durch einen Bezugszustand normalisiert werden (Index 0). Für die hier betrachteten spezifischen Wärmekapazitäten ergibt sich somit

$$\chi = \frac{c}{c_0} = 1 + \Pi\cdot K_p + \Theta\cdot K_T + \kappa\cdot K_x + \Delta\chi \tag{2.94}$$

wobei

$$\begin{aligned} \Pi &= \frac{p-p_0}{p_0} & \Theta &= \frac{T-T_0}{T_0} & \kappa &= \frac{x-x_0}{x_0} \\ K_p &= \frac{p_0}{c_0}\cdot\left.\frac{\partial c}{\partial p}\right|_{x,T} & K_T &= \frac{T_0}{c_0}\cdot\left.\frac{\partial c}{\partial T}\right|_{x,p} & K_x &= \frac{x_0}{c_0}\cdot\left.\frac{\partial c}{\partial x}\right|_{T,p}. \end{aligned} \tag{2.95}$$

Die Stoffkennzahlen K charakterisieren die lineare Abhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität von Druck, Temperatur und Zusammensetzung in dimensionsloser Form. Sie können als Maß für eine starke oder schwache Abhängigkeit der betrachteten Stoffgröße vom jeweiligen Einflussparameter betrachtet werden [Herwig, 1985]. Die Einflüsse höherer Ordnung, die mit den Koeffizienten aus (2.95) nicht erfassten werden, werden im Restterm $\Delta\chi$ berücksichtigt.
Die differenzielle scheinbare spezifische Wärmekapazität und ihre Temperaturabhängigkeit sind jedoch nur im Phasengleichgewicht bei konstantem Siededruck p^{LV} von Relevanz (d.h. $\Pi = 0$ in (2.94) bzw. (2.95)). Außerdem ist $\widehat{c}_p$ wegen der Phasengleichgewichtsbedingung $x = x(T,p) = x(T)|_{p^{LV}}$ bei konstantem Siededruck p^{LV} nur eine Funktion der Temperatur (siehe Gleichung (2.93)), so dass

$$\widehat{\chi} = \frac{\widehat{c}_p}{\widehat{c}_{p,0}} = 1 + \Theta\cdot\widehat{K}_T \qquad \text{bzw.} \qquad \widehat{K}_T = \frac{T_0}{c_0}\cdot\left.\frac{d\widehat{c}_p}{dT}\right|_{p^{LV}}. \tag{2.96}$$

Die Ableitung von Gleichung (2.93) ergibt sich mit $\Delta\widehat{h}_D$ nach Gleichung (2.66) zu:

$$\begin{aligned} \left.\frac{d\widehat{c}_p}{dT}\right|_{p^{LV}} = \frac{1}{x}\cdot\Bigg(& c_p^{V} - c_p^{L} - \left(\frac{h^{V}-h^{L}}{x} + \left.\frac{\partial h^{L}}{\partial x}\right|_T\right)\cdot\left.\frac{dx}{dT}\right|_{p^{LV}}\Bigg)\cdot\left.\frac{dx}{dT}\right|_{p^{LV}} \\ &+ \left(\left.\frac{\partial^2 h^{L}}{\partial x\partial T}\right|_{p^{LV}} + \left.\frac{\partial^2 h^{L}}{\partial x^2}\right|_T\cdot\left.\frac{dx}{dT}\right|_{p^{LV}} + \left.\frac{\partial c_p^{L}}{\partial x}\right|_T\right)\cdot\left.\frac{dx}{dT}\right|_{p^{LV}} \\ &+ \left(\frac{h^{V}-h^{L}}{x} + \left.\frac{\partial h^{L}}{\partial x}\right|_T\right)\cdot\left.\frac{d^2x}{dT^2}\right|_{p^{LV}} + \left.\frac{\partial c_p^{L}}{\partial T}\right|_x. \end{aligned} \tag{2.97}$$

Die Berechnung der (partiellen) Ableitungen in (2.97) auf Basis der Stoffdatenfunktionen von Feuerecker [1994] wird in Albers [2019c] erläutert. Zur Einschätzung der Temperaturabhängigkeit von $\widehat{c}_p$ werden außerdem die dimensionslosen Stoffkennzahlen von Wasser ($K_{T,W}$) und einer $H_2O/LiBr$-Lösung ($K_{T,L}$) mit konstantem Salzmassenanteil $x = x_0$ berechnet, d.h.:

$$\widehat{K}_{T,W} = \frac{T_0}{c_{p,0}^{W}}\cdot\left.\frac{dc_p^{W}}{dT}\right|_{p=10\ bar} \qquad \text{bzw.} \qquad \widehat{K}_{T,L} = \frac{T_0}{c_{p,0}^{L}}\cdot\left.\frac{dc_p^{L}}{dT}\right|_{x=x_0} \tag{2.98}$$

Für die Referenzbedingungen wird der von Feuerecker [1994, S. 123] festgelegte Enthalpienullpunkt verwendet,

Salzmassenanteil	x_0	= 0,5 $\frac{kg}{kg}$
Temperatur	T_0	= 0 °C = 273,15 K

aus dem sich über die Korrelation der Siedetemperatur $T_0 = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_0^{LV}, x_0)$ ein Dampfdruck am Referenzpunkt von $p_0^{LV} = p_0$ = 0,12 kPa ergibt. Um sicher zu stellen, dass auch bei höheren Temperaturen mit Wasser im flüssigen Zustand verglichen wird, wurde der Referenzdruck für $c^W_{p,0}$ auf 1000 kPa bzw. 10 bar festgelegt. Damit ergeben sich folgende Referenzwerte:

Spezifische Wärmekapazität	$c^W_{p,0}$	$c^L_{p,0}$	$\widehat{c}_{p,0}$
Referenzwert in kJ kg^{-1} K^{-1}	4,22	2,05	37,16

In Bild 2.21 ist der Verlauf der Stoffkennzahlen $\widehat{K_T}$ beispielhaft für zwei Siededrücke dargestellt. Die Temperaturvariation erfolgte für p^{LV} = 1 kPa zwischen $T_1 = T^{LV}$(0,45 $\frac{kg}{kg}$; 1 kPa) und $T_2 = T^{LV}$(0,66 $\frac{kg}{kg}$; 1 kPa) bzw. für p^{LV} = 20 kPa zwischen $T_1 = T^{LV}$(0,45 $\frac{kg}{kg}$; 20 kPa) und $T_2 = T^{LV}$(0,75 $\frac{kg}{kg}$; 20 kPa). Für die Berechnung von $K_{T,W}$ und $K_{T,L}$ wurde die gleiche Temperaturvariation verwendet.

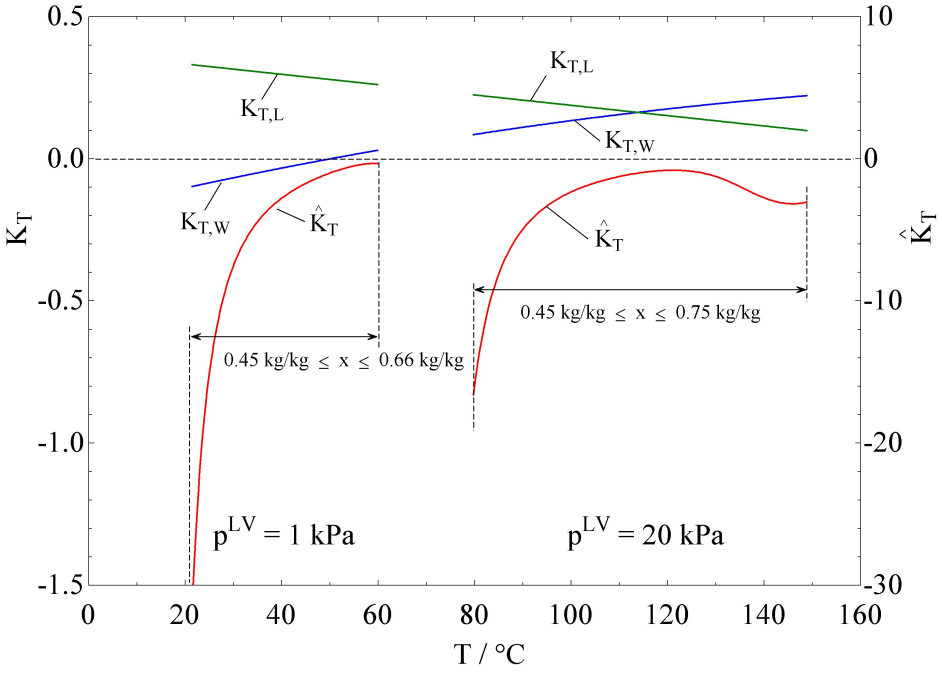


Bild 2.21: Dimensionslose Stoffkennzahlen K_T für die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität von Wasser und $H_2O/LiBr$-Lösung sowie der scheinbaren Wärmekapazität von $H_2O/LiBr$-Lösung bei Siededrücken von p^{LV} = 1 kPa und p^{LV} = 20 kPa.

Es zeigt sich, dass die dimensionslose Stoffkennzahl $\widehat{K}_T$ der scheinbaren Wärmekapazität über einen weiten Temperaturbereich (d.h. $T \gtrsim 30$ °C bei $p^{LV} = 1$ kPa bzw. $T \gtrsim 90$ °C bei $p^{LV} = 20$ kPa) betragsmäßig in der gleichen Größenordnung liegt wie die Stoffkennzahl bei einer $H_2O/LiBr$-Lösung mit konstantem Salzmassenanteil bzw. bei Wasser. Nur bei niedrigem Salzmassenanteil bzw. niedrigen Temperaturen ist eine deutlich größere Temperaturabhängigkeit erkennbar (siehe Bild 2.21 jeweils linker Rand der $\widehat{K}_T$-Kurven). Allerdings kann daraus kein Rückschluss auf die Temperaturabhängigkeit von $\widehat{c}_p$ gezogen werden, denn $\widehat{K}_T$ gibt nur die lineare Temperaturabhängigkeit und diese auch nur in Relation zum Bezugszustand an. Aufgrund des tatsächlich nicht-linearen Verlaufs $\widehat{c}_p(T)$ (siehe $\widehat{\chi} = \frac{\widehat{c}_p(T)}{\widehat{c}_{p,0}}$ in Bild 2.22) und der ca. 10 – 20 fach höheren scheinbaren Wärmekapazität $\widehat{c}_{p,0}$ gegenüber $c^L_{p,0}$ bzw. $c^W_{p,0}$ wird die tatsächlich große Temperaturabhängigkeit aus $\widehat{K}_T$ nicht erkennbar. Diese zeigt sich jedoch bei Betrachtung von Bild 2.22, in dem die dimensionslosen Wärmekapazitäten $\widehat{\chi}$, χ_L und χ_W für die gleiche Temperaturvariation und die gleichen Siededrücke wie in Bild 2.21 dargestellt sind.

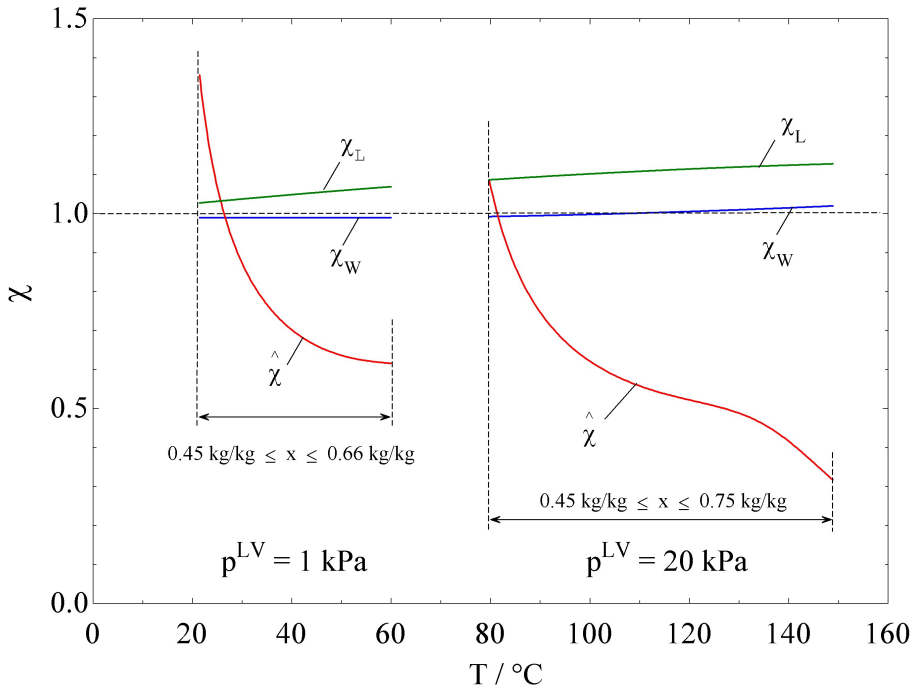


Bild 2.22: Dimensionslose spezifische Wärmekapazität von Wasser u. $H_2O/LiBr$-Lösung sowie dimensionslose scheinbare Wärmekapazität von $H_2O/LiBr$-Lösung bei Siededrücken von $p^{LV} = 1$ kPa und $p^{LV} = 20$ kPa.

Zur Beurteilung der Veränderlichkeit bzw. der näherungsweisen Konstanz einer Größe y (hier der spezifischen (scheinbaren) Wärmekapazität $y = c_p$ bzw. $y = \widehat{c}_p$) wird neben dem später verwendeten Variationskoeffizienten $\widetilde{\sigma}(y)$ (siehe Anhang A) im Weiteren auch die relative Spannweite $\Delta\widetilde{s}(y) = \frac{\Delta\widehat{s}(y)}{\overline{y}}$ verwendet, mit der die Spannweite $\Delta\widehat{s}(y) = max(y) - min(y)$ zwischen maximalem und minimalen Wert der Größe y auf deren Mittelwert $\overline{y}$ – der i.A. nicht mit einem Referenzwert y_0 übereinstimmt – bezogen wird. In der Regel wird man bei relativen Spannweiten $\Delta\widetilde{s} \lesssim 0,1 \,..\, 0,2$ von näherungsweise konstanten Werten sprechen können, wobei die tatsächliche Grenze problembezogen festgelegt werden muss.
Aus Bild 2.22 wird deutlich, dass die Temperaturabhängigkeit der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität von $H_2O/LiBr$ erheblich größer ist als die von flüssigem Wasser bzw. von $H_2O/LiBr$-Lösungen mit konstantem Salzmassenanteil. Beim Siededruck p^{LV}= 20 kPa beträgt die relative Spannweite z.B. $\Delta\widetilde{s}(\widehat{\chi}) \approx \frac{1,1-0,3}{0,7} \approx 110$ % gegenüber $\Delta\widetilde{s}(\chi_W) \approx \frac{1,02-0,99}{1,0} \approx 3$ % bei Wasser. Aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der differenziellen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ muss davon ausgegangen werden, dass die mittleren treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{m,A}$ und $\Delta T_{m,D}$ im Ab- und Desorber nicht mit den logarithmischen Mittelwerten $\Delta T_{log,A}$ bzw. $\Delta T_{log,D}$ der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt der Wärmeübertrager übereinstimmen. Dies wird im Abschnitt zur Wärmeübertragung 2.3 eingehender behandelt.

2.2.2.2 Näherungen zur scheinbaren Wärmekapazität

Bei einstufigen $H_2O/LiBr$-Absorptionskälteanlagen mit üblichen Temperaturhüben liegen die internen Dampfdrücke in einem Bereich von etwa 0,8 kPa bis ca. 20 kPa. Für diesen Bereich ist im Bild 2.23 der Verlauf der mittleren scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ als Funktion eines mittleren Salzmassenanteils dargestellt.

$$x_m = \frac{x_1 + x_2}{2} = \frac{x_1}{2 \cdot (1 - f)} \tag{2.99}$$

Die Abhängigkeit der mittleren scheinbaren Wärmekapazität vom durchlaufenen Temperaturintervall $\Delta T = T_2 - T_1$ bzw. der Entgasungsbreite $\Delta x = x_2 - x_1 = x^{LV}(T_2, p^{LV}) - x^{LV}(T_1, p^{LV})$ wird durch eine Variation des spezifischen Lösungsumlaufs berücksichtigt ($5 < f = \frac{x_2}{x_2 - x_1} < \infty$).
Die Regression der dargestellten Kurven ergibt folgendes Polynom

$$\begin{aligned} \widetilde{c}_p^{\,reg} &= 625,1 - 2768,1 \cdot x_m + 4261,8 \cdot x_m^2 - 2207,8 \cdot x_m^3 \\ [x_m] &= \frac{kg}{kg} \quad [\tilde{c}_p] = kJ\, kg^{-1} K^{-1} \end{aligned} \tag{2.100}$$

mit dem die mittlere scheinbare spezifische Wärmekapazität $\tilde{c}_p$ als alleinige Funktion des mittleren Massenanteils mit einer maximalen Abweichung von +14% bzw. -18% im dargestellten Bereich berechnet werden kann. Für konkrete Sorptionswärmewandler, deren Betriebsbereich hinsichtlich möglicher Werte von p und f näher eingrenzbar ist, lassen sich auch Näherungen mit Abweichungen von weniger als $\pm 10\%$ ermitteln.

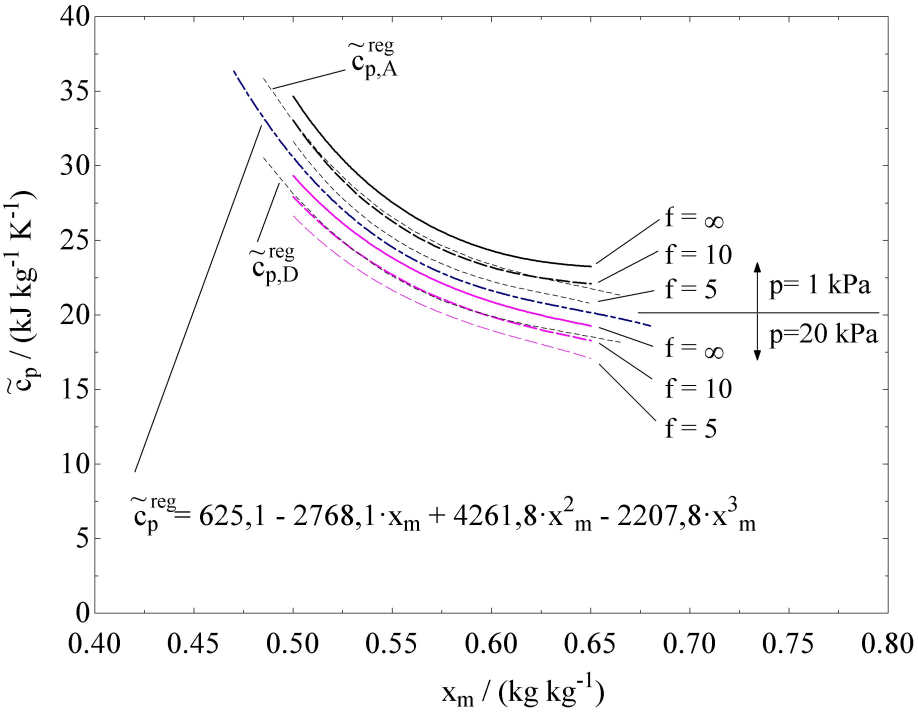


Bild 2.23: Mittlere scheinbare Wärmekapazität als Funktion des Salzmassenanteils und des spezifischen Lösungsumlaufs.

Für typische spezifische Lösungsumläufe von $f \approx 10$ ergibt sich z.B. im Absorber bei $p^{LV} \approx 1$ kPa

$$\tilde{c}_{p,D}^{reg} \approx \tilde{c}_p^{reg} \cdot 1,08 \tag{2.101}$$

und im Desorber bei $p^{LV} \approx 20$ kPa (siehe Bild 2.23).

$$\tilde{c}_{p,D}^{reg} \approx \tilde{c}_p^{reg} \cdot 0,92 \tag{2.102}$$

Diese Korrelationen können später in der erweiterten Berechnungsmethode zur näherungsweisen Berücksichtigung von variablen bzw. lastabhängigen Stoffdaten bei der Wärmeübertragungsrechnung verwendet werden.

2.3 Wärmeübertragung

Werden zwei Fluidströme, die durch eine Wand bzw. Fläche A hydraulisch voneinander getrennt sind, aneinander vorbeigeführt und haben die beiden Fluide unterschiedliche Temperaturen, dann kühlt sich der eine Strom ab und der andere wird erwärmt. Dieser Prozess, bei dem sich der thermische Energiegehalt beider Ströme ändert, wird als Wärmeübertragung bezeichnet.
Für die Stromführung der beiden Fluide gibt es verschiedene Möglichkeiten. Man unterscheidet im Wesentlichen Gleich-, Gegen- und Kreuzstromführungen. Soweit keine gesonderte Hervorhebung erfolgt, wird im Weiteren immer von reiner Gegenstromführung ausgegangen (siehe Bild 2.24).

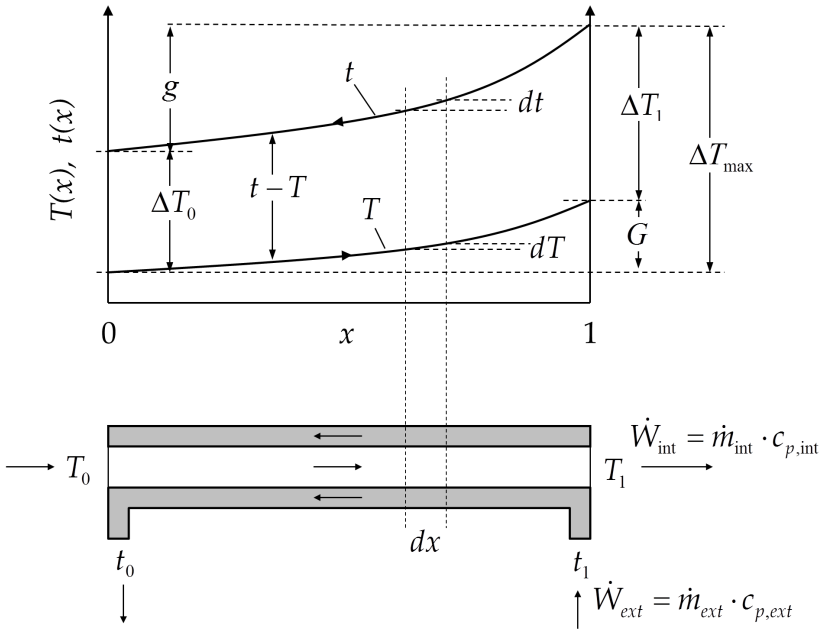


Bild 2.24: Gegenstromwärmeübertrager.

Darin ist x die dimensionslose Lauflänge $0 \leq x \leq 1$, die bei konstantem Strömungsquerschnitt auch den Flächenanteil angibt, der in Bezug zur Gesamtfläche von einem Ende aus bis zur betrachteten Stelle x von einem Fluid überstrichen wurde.

$$x = \frac{1}{A} \int_{F=0}^{F=A\cdot x} dF \tag{2.103}$$

In Vorbereitung auf die Wärmeübertragungsrechnungen bei Absorptionskälteanlagen werden die beiden Seiten des betrachteten Wärmeübertragers als interne

und externe Seite bezeichnet. Diese Unterscheidung ergibt sich aus dem (internen) Kälteprozess, der bei den hier behandelten geschlossenen Absorptionskreisläufen hermetisch aber diabat von der (externen) Umgebung getrennt ist. Die Temperaturen der internen Seite erhalten Großbuchstaben T und die der externen Seite Kleinbuchstaben t. Über ein differenziell kleines Flächenelement $dF = A \cdot dx$ wird dann proportional zur lokalen Temperaturdifferenz zwischen den beiden Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{ext}$ und $\dot{W}_{int}$ der Wärmestrom $d\dot{Q}$ übertragen.

$$d\dot{Q} = U \cdot (t - T) dF \tag{2.104}$$

Der Wärmestrom ist umso größer, je größer der lokale Wärmedurchgangskoeffizient U ist. Dieser Koeffizient fasst alle Wärmeleit- und Wärmeübergangswiderstände zusammen, die beim Transport von thermischer Energie d.h. bei der Wärmeübertragung auftreten können.

$$U = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{int}} + \sum_{i=1}^{n} \frac{s_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_{ext}}} \tag{2.105}$$

Durch Integration der lokalen Wärmestromdichte $\dot{q} = U \cdot (t - T)$ entlang des Strömungsweges bzw. über die Fläche des Wärmeübertragers erhält man den insgesamt übertragenen Wärmestrom $\dot{Q}$. Dieser ist proportional zu den externen und internen Temperaturänderungen g bzw. G (engl.: *glide*, siehe Bild 2.24).

$$\dot{Q} = \int_{F=0}^{A} U \cdot (t - T)\, dF \tag{2.106}$$

$$\dot{Q} = \dot{W}_{ext} \cdot g = \dot{W}_{ext} \cdot (t_1 - t_0) \tag{2.107}$$

$$\dot{Q} = \dot{W}_{int} \cdot G = \dot{W}_{int} \cdot (T_1 - T_0) \tag{2.108}$$

Der im Flächenelement dF übertragene Wärmestrom $d\dot{Q}$ nach Gleichung (2.104) wird von dem einen (internen) Stoffstrom aufgenommen (d.h. $d\dot{Q}_{int} > 0$) und vom anderen (externen) Stoffstrom abgegeben (d.h. $d\dot{Q}_{ext} < 0$). Bei Betrachtung entlang des dimensionslosen Strömungsweges x ist sowohl $dT/dx > 0$ als auch $dt/dx > 0$. Mit Berücksichtigung der entgegengesetzten Strömungsrichtung beider Wärmekapazitätsströme ergibt sich dann bei Verwendung von positiven Zahlenwerten für $\dot{W}$ und $\dot{m}$

$$\begin{aligned} d\dot{Q} &= U \cdot (t - T)\, dF = -d\dot{Q}_{ext} = -(-\dot{W}_{ext}\, dt) = \dot{m}_{ext} \cdot c_{p,ext}\, dt \\ d\dot{Q} &= U \cdot (t - T)\, dF = \quad d\dot{Q}_{int} = \qquad \dot{W}_{int}\, dT = \dot{m}_{int} \cdot c_{p,int}\, dT\ . \end{aligned} \tag{2.109}$$

Mit $dF = A\ dx$ und $dt - dT = d(t-T)$ ergibt sich daraus für den Verlauf der lokalen Temperaturdifferenz $(t-T)$ eine homogene Differentialgleichung erster Ordnung.

$$0 = \frac{d(t-T)}{dx} + \left(\frac{U \cdot A}{\dot{W}_{ext}} - \frac{U \cdot A}{\dot{W}_{int}} \right) \cdot (t-T) \tag{2.110}$$

Für die Auslegung, Nachrechnung und Vermessung von Wärmeübertragern sind die lokalen Temperaturverläufe $t(x)$ und $T(x)$ bzw. der Verlauf der Temperaturdifferenz $\Delta T = t(x) - T(x)$ häufig von untergeordneter Bedeutung. Stattdessen ist man an globalen bzw. mittleren Werten interessiert, die den Wärmeübertrager als Gesamtapparat hinreichend genau beschreiben.
Aus diesem Grund können sowohl für die treibende Temperaturdifferenz als auch für den Wärmeübergangskoeffizienten (Flächen-)Mittelwerte eingeführt werden, die sich aus einer Integration der lokalen Werte entlang der Wärmeübertragungsfläche bzw. der dimensionslosen Lauflänge mit anschließendem Bezug auf die Gesamtfläche A ergeben.

$$\Delta T_m = \frac{1}{A} \int_{F=0}^{A} (t-T)\ dF = \int_{x=0}^{1} \Big(t(x) - T(x) \Big)\ dx \tag{2.111}$$

$$U_m = \frac{1}{A} \int_{F=0}^{A} U\ dF = \int_{x=0}^{1} U(x)\ dx \tag{2.112}$$

Mit diesen Mittelwerten berechnet sich der insgesamt übertragene Wärmestrom für den stationären Fall zu

$$\dot{Q} = U_m \cdot A \cdot \Delta T_m\ . \tag{2.113}$$

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient U_m und die mittlere treibende Temperaturdifferenz ΔT_m in Gleichung (2.111) sind jedoch nicht unabhängig von einander [Spang, 1998], da sich U_m auf eine mittlere Temperaturdifferenz bezieht, aber ΔT_m nur bei bekanntem Verlauf von $(t-T)$ – der allerdings von U bzw. U_m abhängt – berechenbar ist. Daher muss eine der beiden Größen gesondert festgelegt werden. Üblicherweise wird diejenige Temperaturdifferenz verwendet, die sich aus einem flächengemittelten Verlauf von hypothetischen lokalen Temperaturen t^* und T^* ergibt (siehe [Spang, 1998] und [Roetzel und Spang, 2006b]). Diesen hypothetischen lokalen Temperaturen liegt die Annahme von temperatur- und orts*un*abhängigen Wärmekapazitätsströmen und Wärmeübergangskoeffizienten zu Grunde.

$$\Delta T_m := \frac{1}{A} \int_{F=0}^{A} (t^* - T^*)\ dF, \tag{2.114}$$

Bei Annahme konstanter Wärmekapazitätsströme $\dot{W}$ und -übergangskoeffizienten U lässt sich die Differentialgleichung (2.110) analytisch lösen. Der Verlauf der hypothetischen Temperaturdifferenz, der identisch zum Verlauf der realen Temperaturdifferenz $(t - T)$ ist, wenn $\dot{W}$ und U tatsächlich konstant sind, ermittelt sich als Funktion der dimensionslosen Lauflänge x zu

$$(t^* - T^*) = \Delta T_0 \cdot e^{-\left(\frac{U_m \cdot A}{\dot{W}_{ext}} - \frac{U_m \cdot A}{\dot{W}_{int}}\right) \cdot x} \tag{2.115}$$

mit der Randbedingung $\Delta T_0 = t(x = 0) - T(x = 0)$. Aus der Integration dieses Verlaufs entsprechend (2.114) ergibt sich die mittlere treibende Temperaturdifferenz ΔT_m als logarithmischer Mittelwert der Temperaturdifferenzen ΔT_0 und ΔT_1 an den beiden Enden des Wärmeübertragers.

$$\Delta T_m = \frac{(t_1 - T_1) - (t_0 - T_0)}{ln(t_1 - T_1) - ln(t_0 - T_0)} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_0}{ln(\Delta T_1) - ln(\Delta T_0)} = \Delta T_{log} \tag{2.116}$$

Dabei sind die lokalen treibenden Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt ΔT_0 und ΔT_1 für den realen und hypothetischen Temperaturverlauf immer identisch, auch wenn $\dot{W}$ oder U nicht konstant sind.

$$\begin{aligned} \Delta T_1 &= (t_1 - T_1) = (t_1^* - T_1^*) \\ \Delta T_0 &= (t_0 - T_0) = (t_0^* - T_0^*) \end{aligned} \tag{2.117}$$

Aus der Festlegung auf den logarithmischen Mittelwert ΔT_{log} der Temperaturdifferenzen ΔT_0 und ΔT_1 zur Bestimmung von U_m folgt, dass ΔT_{log} nur dann mit der tatsächlichen mittleren treibenden Temperaturdifferenz ΔT_m übereinstimmt, wenn die getroffenen Annahmen (d.h. reiner Gegen- oder Gleichstrom, sowie konstante Wärmekapazitätsströme und Wärmeübergangskoeffizienten) zutreffend sind. Ist dies nicht der Fall, muss der Unterschied von ΔT_{log} und ΔT_m bei der Berechnung von Wärmeübertragern durch einen Temperaturdifferenzkorrekturfaktor τ berücksichtigt werden.

$$\dot{Q} = U_m \cdot A \cdot \Delta T_m = U_m \cdot A \cdot \Delta T_{log} \cdot \tau \tag{2.118}$$

Der Temperaturdifferenzkorrekturfaktor setzt sich aus dem Stromführungskorrekturfaktor F, dem Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ sowie einem Korrekturfaktor ν zur Berücksichtigung temperaturabhängiger Wärmedurchgangskoeffizienten zusammen.

$$\tau = F \cdot \kappa \cdot \nu \tag{2.119}$$

Dabei berücksichtigt F den Unterschied zwischen der tatsächlichen mittleren Temperaturdifferenz und dem logarithmischen Mittelwert aus ΔT_0 und ΔT_1 bei Wärmeübertragern, die nicht als reine Gleich- oder Gegenstromapparate aufgefasst werden können. Der Stromführungskorrekturfaktor kann für viele Anordnungen näherungsweise berechnet werden (siehe [Spang, 1998]) und ist z.B. im VDI-Wärmeatlas graphisch aufbereitet nachzuschlagen [Roetzel und Spang, 2006b]. Der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ berücksichtigt dagegen den Unterschied zwischen der tatsächlichen mittleren Temperaturdifferenz ΔT_m und dem logarithmischen Mittelwert ΔT_{log} bei temperatur*ab*hängigen Wärmekapazitätsströmen. Die Temperaturabhängigkeit kann dabei durch temperaturabhängige spezifische Wärmekapazitäten c_p und/oder einer Änderung von Massenströmen (z.B. durch Ab- oder Desorption von Kältemittel) verursacht werden. Der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ lässt sich ebenfalls nur näherungsweise ermitteln (z.B. mit dem von Roetzel [1969] bzw. Roetzel und Spang [2006a] beschriebenen Drei-Punkt-Verfahren), da eine analytische Lösung der Differentialgleichung (2.110) bei temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen bisher nicht bekannt ist.
Mit dem Wärmedurchgangskorrekturfaktor ν werden temperaturabhängige Wärmedurchgangskoeffizienten $U(t)$ bzw. $U(T)$ berücksichtigt. Dabei ist die Temperaturabhängigkeit nach [Spang, 1998] in einen Längen- und einen Temperatureffekt zu unterteilen. Der Längeneffekt resultiert aus einer Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten entlang des Strömungsweges (z.B. veränderliche Grenzschichtdicke bei laminarer Strömung) und der Temperatureffekt resultiert aus dem Einfluss temperaturabhängiger Stoffdaten auf den Wärmeübergang. Die Temperaturabhängigkeit von ν ist nicht zu verwechseln mit der temperaturabhängigen Änderung des Wärmekapazitätsstromes, die im Korrekturfaktor κ berücksichtigt wird. Dennoch wird die Gültigkeit von Korrekturverfahren für ν auch für das Produkt $\kappa \cdot \nu$ angenommen, siehe [Roetzel, 1969], [Spang, 1998], [Roetzel und Spang, 2006a]. Auf die dabei auftretenden Probleme sowie auf die unterschiedlichen Berechnungsmöglichkeiten von κ wird im Abschnitt 2.3.4 näher eingegangen. Zuvor sollen dimensionslose Kennzahlen eingeführt werden.

2.3.1 Dimensionslose Kennzahlen

Zur Berechnung von Wärmeübertragern hat sich die Verwendung von dimensionslosen Kennzahlen etabliert. Dabei wird der übertragene Wärmestrom durch Bezug auf einen der beiden Wärmekapazitätsströme und die maximale Temperaturdifferenz ΔT_{max} dimensionslos gemacht. Unter der Voraussetzung temperatur*un*ab-

hängiger Stoffdaten und Wärmeübergangskoeffizienten ergeben sich daraus folgende dimensionslose Kennzahlen (siehe [Roetzel und Spang, 2006b]):

Dimensionslose mittlere Temperaturdifferenz

$$\theta = \frac{\Delta T_{log}}{\Delta T_{max}} \tag{2.120}$$

Dimensionslose Temperaturänderung des externen und internen Stoffstroms

$$\begin{aligned} P_{ext} &= \frac{t_1 - t_0}{\Delta T_{max}} = \frac{g}{\Delta T_{max}} \\ P_{int} &= \frac{T_1 - T_0}{\Delta T_{max}} = \frac{G}{\Delta T_{max}} \end{aligned} \tag{2.121}$$

Dimensionslose Wärmedurchlässigkeit

$$\begin{aligned} NTU_{ext} &= \frac{U \cdot A}{\dot{m}_{ext} \cdot c_{p,ext}} = \frac{g}{\Delta T_{log}} \\ NTU_{int} &= \frac{U \cdot A}{\dot{m}_{int} \cdot c_{p,int}} = \frac{G}{\Delta T_{log}} \end{aligned} \tag{2.122}$$

Dimensionsloser Wärmekapazitätsstrom bzw. Wärmekapazitätsstromverhältnis

$$\begin{aligned} R_{ext} &= \frac{\dot{W}_{ext}}{\dot{W}_{int}} = \frac{G}{g} \\ R_{int} &= \frac{\dot{W}_{int}}{\dot{W}_{ext}} = \frac{g}{G} \end{aligned} \tag{2.123}$$

Zwischen den dimensionslosen Kennzahlen bestehen folgende Zusammenhänge:

$$\frac{P_{ext}}{P_{int}} = \frac{NTU_{ext}}{NTU_{int}} = \frac{1}{R_{ext}} = R_{int} = \frac{g}{G} \tag{2.124}$$

$$\theta = \frac{\Delta T_{log}}{\Delta T_{max}} = \frac{P_{ext}}{NTU_{ext}} = \frac{P_{int}}{NTU_{int}} \tag{2.125}$$

Der übertragene bzw. zu- oder abgeführte Wärmestrom berechnet sich damit zu

$$\dot{Q} = U \cdot A \cdot \Delta T_{log} = \dot{W} \cdot P \cdot \Delta T_{max} = \dot{W} \cdot NTU \cdot \theta \cdot \Delta T_{max} \ . \tag{2.126}$$

Bei vorgegebenen Temperaturen ist der Wärmestrom $\dot{Q}$ eindeutig durch das Produkt aus Wärmeübertragungsfläche A und dem mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten U_m bestimmt.

$$Y = A \cdot U_m \tag{2.127}$$

Dieses Produkt beschreibt die Durchlässigkeit eines Wärmeübertragers für den Transport von thermischer Energie und wird nach Baehr [2002], S. 108 als Wärmedurchlässigkeit Y bezeichnet.
Für die dimensionslose Wärmedurchlässigkeit NTU und Temperaturänderung P muss zusätzlich angegeben werden, auf welchen Wärmekapazitätsstrom sie bezogen ist. Dies wird üblicherweise durch Indizierung kenntlich gemacht. Aus Übersichtlichkeitsgründen erfolgt im Rahmen dieser Arbeit die Berechnung stets mit dem externen Wärmekapazitätsstrom bzw. der externen Temperaturänderung, so dass die Indizierung entfallen kann, d.h. $\dot{W} = \dot{W}_{ext}$, $P = P_{ext}$, $NTU = NTU_{ext}$ und $R = R_{ext}$ nach den jeweils oberen Gleichungen (2.121), (2.122) und (2.123). Bei der Wärmeübertragung zwischen internen Fluiden erfolgt die Berechnung von P und NTU mit Bezug zur gepumpten reichen Lösung. Abweichungen von dieser Vereinbarung werden durch ergänzende Indizes kenntlich gemacht. Am Lösungswärmeübertrager (Index S) ist daher

$$P_S = \frac{G_{S,r}}{\Delta T_{max,S}} \qquad NTU_S = \frac{Y_S}{\dot{W}_r} \qquad R_S = \frac{\dot{W}_r}{\dot{W}_p} \,. \tag{2.128}$$

Die dimensionslose Temperaturänderung P ist bei gegebener und auf ΔT_{log} bezogener Wärmedurchlässigkeit Y über die mittlere Temperaturdifferenz ΔT_m abhängig von der Stromführung sowie einer möglichen Temperaturabhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten und der Wärmekapazitätsströme. Für den nachfolgend häufig angenommenen Referenzfall einer reinen Gegenstromführung mit temperatur*un*abhängigen Wärmeübergangskoeffizienten und Stoffdaten berechnet sie sich zu (siehe [Roetzel und Spang, 2006b])

$$P = \begin{cases} \dfrac{1 - e^{(R-1)\cdot NTU}}{1 - R \cdot e^{(R-1)\cdot NTU}} & \text{für } R \neq 1 \\ \dfrac{NTU}{1 + NTU} & \text{für } R = 1 \end{cases} \tag{2.129}$$

2.3.2 Temperaturdifferenzfaktoren

In Ergänzung zu den Korrekturfaktoren ν, κ und F sowie den dimensionslosen Kennzahlen kann zur Berechnung der übertragenen Wärmeleistung nach Gleichung (2.127) ein Umrechnungsfaktor z eingeführt werden, so dass anstelle des logarithmischen Mittelwertes der Temperaturdifferenzen ΔT_{log} der arithmetische Mittelwert ΔT_{arith} an den beiden Enden des Wärmeübertragers verwendet werden kann.

$$\dot{Q} = U \cdot A \cdot \Delta T_{log} = U \cdot A \cdot \Delta T_{arith} \cdot z = Y \cdot \Delta T_{arith} \cdot z \tag{2.130}$$

Dieser Umrechnungsfaktor

$$z = \frac{\Delta T_{log}}{\Delta T_{arith}} = \frac{\frac{\Delta T_1 - \Delta T_0}{ln(\Delta T_1) - ln(\Delta T_0)}}{\frac{\Delta T_1 + \Delta T_0}{2}} = \frac{2 \cdot (\Delta T_1 - \Delta T_0)}{(\Delta T_1 + \Delta T_0) \cdot [ln(\Delta T_1) - ln(\Delta T_0)]} \tag{2.131}$$

wird als Mittelwert- oder Temperaturdifferenzfaktor bezeichnet. Seine Einführung ist vor allem mathematisch motiviert, um bei der in Kapitel 3 behandelten Methode die Kopplung zwischen internen und externen Wärmeträgerströmen vereinfachen zu können. Häufig ist bei der Wärmeübertragung in Absorptionskälteanlagen das Verhältnis z nur wenig verschieden von Eins, so dass zur Herleitung von Näherungslösungen zunächst mit der arithmetisch gemittelten Temperaturdifferenz

$$\begin{aligned} \Delta T_{arith} = \frac{\Delta T_1 + \Delta T_0}{2} &= \frac{(t_1 - T_1)}{2} + \frac{(t_0 - T_0)}{2} \\ &= \frac{(t_1 + t_0)}{2} - \frac{(T_1 + T_0)}{2} = t - T = \frac{\Delta T_{log}}{z} \end{aligned} \tag{2.132}$$

gerechnet wird und z als häufig näherungsweise konstanter Faktor für den dabei auftretenden Unterschied mitgeführt wird [17].

Nachteilig an der Formulierung von z nach Gleichung (2.131) ist dagegen, dass für exakte Berechnungen die Temperaturen auf beiden Seiten des Wärmeübertragers bekannt sein müssen, d.h. für den hier betrachteten Anwendungsfall auch die internen Temperaturen T_1 und T_0 des Absorptionskälteprozesses. Ausgehend von Überlegungen in [Riesch, 1991], S. 134 und [Ziegler, 1998a] wird daher ein neuer Berechnungsweg abgeleitet, mit dem dieser Nachteil vermieden werden kann, indem der Temperaturdifferenzfaktor z auf dimensionslose Kennzahlen von Wärmeübertragern zurückgeführt wird. Diese Betrachtungen gehen daher ebenfalls von reinen Gleich- oder Gegenstromwärmeübertragern mit endlichen oder konstanten Wärmekapazitätsströmen auf beiden Seiten sowie einer konstanten Wärmedurchlässigkeit $Y = U_m \cdot A$ aus.

Der logarithmische Mittelwert ΔT_{log} der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt eines Wärmeübertragers lässt sich nach [Ziegler, 1998a] durch Normierung des Unterschiedes zwischen den beiden Spreizungen g und G auf den arithmetischen

[17] Die Bezeichnung 'Temperaturdifferenz*korrektur*faktor' für z (siehe [Albers et al., 2009b]) wird dagegen nicht fortgeführt, weil es sich bei z nicht im eigentlichen Sinne um die Korrektur einer Temperaturdifferenz handelt, sondern lediglich um eine mathematische Beziehung zwischen logarithmischem und arithmetischem Mittelwert. Bei dem mit Gleichung (2.119) eingeführten Temperaturdifferenzkorrekturfaktor τ ist diese exakte Umrechnung dagegen nicht immer gegeben, da man oftmals auf Näherungen zur Berechnung von F, ν oder κ angewiesen ist.

Mittelwert dieser Temperaturdifferenzen

$$\frac{g-G}{t-T} = \frac{g-G}{\Delta T_{arith}} = \mathfrak{X} \tag{2.133}$$

auch wie folgt berechnen

$$\Delta T_{log} = \frac{g-G}{ln\left(\frac{1+\frac{1}{2}\cdot\mathfrak{X}}{1-\frac{1}{2}\cdot\mathfrak{X}}\right)} \; . \tag{2.134}$$

Der Temperaturdifferenzfaktor schreibt sich damit

$$z = \frac{\mathfrak{X}}{ln\left(\frac{1+\frac{1}{2}\cdot\mathfrak{X}}{1-\frac{1}{2}\cdot\mathfrak{X}}\right)} \; . \tag{2.135}$$

Erweitert man nun den Ausdruck $\mathfrak{X}$ in (2.133) mit ΔT_{log}

$$\mathfrak{X} = \frac{g-G}{\Delta T_{arith}} = \frac{g-G}{\Delta T_{log}} \cdot \frac{\Delta T_{log}}{\Delta T_{arith}} = \left(\frac{g}{\Delta T_{log}} - \frac{G}{\Delta T_{log}}\right) \cdot z \tag{2.136}$$

und ersetzt die auf ΔT_{log} normierten Spreizungen durch die dimensionslose Wärmedurchlässigkeit NTU entsprechend Gleichung (2.122) und (2.124) erhält man

$$\mathfrak{X} = (1-R) \cdot NTU \cdot z \; , \tag{2.137}$$

so dass Gleichung (2.135) auch wie folgt geschrieben werden kann

$$(1-R) \cdot NTU = ln\left(\frac{1+\frac{1}{2}\cdot z\cdot(1-R)\cdot NTU}{1-\frac{1}{2}\cdot z\cdot(1-R)\cdot NTU}\right) \; . \tag{2.138}$$

Nach wenigen Umformungen ohne Näherung folgt daraus für den Temperaturdifferenzfaktor

$$z = \frac{2\cdot(e^{(R-1)\cdot NTU}-1)}{(R-1)\cdot NTU\cdot(e^{(R-1)\cdot NTU}+1)} \; . \tag{2.139}$$

Im Falle gleicher Wärmekapazitätsströme (d.h. $R=1$) ergibt sich aus (2.139) zunächst ein undefinierter Ausdruck $z = \frac{0}{0}$. Durch eine Grenzwertbetrachtung für $R \to 1$ unter Anwendung der Regel von L'Hospital kann dieser zu $z(R=1)=1$ umgewandelt werden, siehe auch Bild 2.25. Unabhängig von der Größe der Wärmedurchlässigkeit Y in Bezug zum Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}$, d.h. unabhängig von der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeit NTU, stimmt bei gleichen Wärmekapazitätsströmen auf beiden Seiten des Wärmeübertragers (d.h. $R=1$) der logarith-

mische Mittelwert immer mit dem arithmetischen Mittelwert der Temperaturdifferenzen ΔT_0 und ΔT_1 überein.

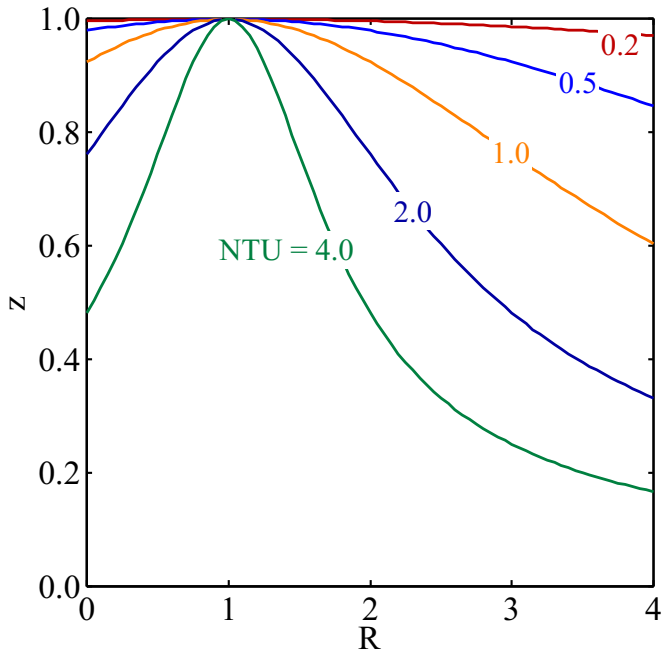


Bild 2.25: Temperaturdifferenzfaktor z als Funktion des Wärmekapazitätsstromverhältnisses R für Gegenstrom-Wärmeübertrager mit unterschiedlichen dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten NTU.

Findet dagegen auf einer Seite des Wärmeübertragers ein Phasenwechsel bei konstanter Temperatur statt, dann wird $R = \frac{\dot{W}}{\dot{W}_{int}}$ wegen des internen, scheinbar unendlich hohen Wärmekapazitätsstroms Null, so dass

$$z = \frac{2 \cdot (e^{NTU} - 1)}{NTU \cdot (e^{NTU} + 1)} \,. \tag{2.140}$$

Diese einfache Berechnung nach Gleichung (2.140) stellt für die Temperaturdifferenzfaktoren am Ab- und Desorber einer Absorptionskälteanlage nur eine Näherung dar, siehe [Albers et al., 2009b]. Obwohl auch im Ab- und Desorber der wesentliche Anteil des übertragenen Wärmestroms aus dem Phasenwechsel resultiert, tritt hier eine endliche, ähnlich große interne Temperaturspreizung auf, wie auf der externen Seite. Daher kann der interne Wärmekapazitätsstrom auch näherungsweise nicht als unendlich groß angenommen werden (d.h. $R \neq 0$). In wie weit für diese Wärmeübertrager eine genaue Berechnung von z nach Gleichung (2.139) möglich ist, hängt davon ab, wie gut das Wärmekapazitätsstromverhältnis R für den gesamten Wärmeübertrager – der sich ggf. aus mehreren Bereichen mit unterschiedlichen Wärmekapazitätsstromverhältnissen zusammensetzt – ermittelt werden kann

bzw. in wie weit eine tatsächlich vorhandene Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms berücksichtigt werden kann.
Hierzu werden im nachfolgenden Abschnitt zunächst alle Wärmeübertragungsbereiche bei einer einstufigen Absorptionskälteanlage mit einer systematischen Bezeichnung eingeführt. Außerdem werden zur Berücksichtigung unterschiedlicher Bauformen von Wärmeübertragern zwei Varianten für die Wärmeübertragungsberechung erläutert. Im Anschluss daran erfolgt eine Untersuchung zum Einfluss der Temperaturabhängigkeit der (scheinbaren) spezifischen Wärmekapazitäten von $H_2O/LiBr$-Lösungen auf die Wärmeübertragung.

2.3.3 Bereichsweise Berechnung der Wärmeübertragung

Die Wärmeübertragung in Absorptionskälteanlagen ist in allen Hauptwärmeübertragern mit einem Wechsel zwischen Gas- und Flüssigphase verbunden. Da die Fluide im allgemeinen nicht mit Phasengleichgewichtstemperatur ein- und austreten, sind die einzelnen Wärmeübetrager als gekoppelte Wärmeübertragersysteme zu berechnen (siehe [Roetzel und Spang, 2006b, S. 15]). Dabei wird der betrachtete Wärmeübertrager gedanklich in einzelne Bereiche aufgeteilt, die jeweils als eigenständige Wärmeübertrager mit konstanten Werten für $\dot{W}$ und U berechnet werden müssen.

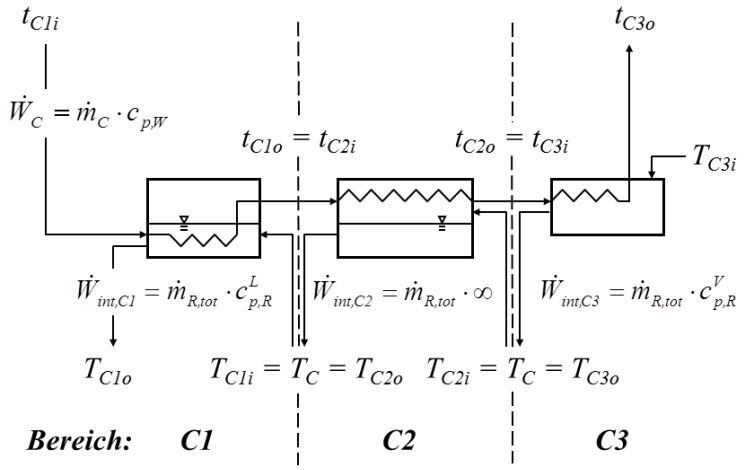


Bild 2.26: Kondensator mit drei Teilbereichen der Wärmeübertragung.
Bereich C1 mit endlichem Wärmekapazitätsstrom des Kondensats,
Bereich C2 mit unendlichem Wärmekapazitätsstrom,
Bereich C3 mit endlichem Wärmekapazitätsstrom des Dampfes.

An den Schnittstellen der gekoppelten, eigenständigen Wärmeübertragerbereiche sind nur die Ein- und Austrittstemperaturen identisch. Die Wärmekapazitätsströme $\dot{W}$ können sich dagegen sowohl in der spezifischen Wärmekapazität c_p als auch

im Massenstrom $\dot{m}$ unterscheiden. Sie können daher auch als vollkommen getrennte Fluidströme betrachtet werden. Dies ist in Bild 2.26 schematisch für einen Kondensator dargestellt, in den überhitzter Dampf in den Bereich C3 eintritt und von seiner Eintrittstemperatur T_{C3i} auf die Gleichgewichtstemperatur $T_C(p_C)$ abgekühlt wird. Anschließend wird im Bereich C2 der gesamte Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot}$ bei konstanter Temperatur T_C kondensiert und im Bereich C1 auf eine Austrittstemperatur von T_{C1o} unterkühlt. Der insgesamt im Kondensator übertragene Wärmestrom ist die Summe aus allen Teilwärmeströmen in den Bereichen C1, C2, C3.

$$\dot{Q}_C = \dot{Q}_{C1} + \dot{Q}_{C2} + \dot{Q}_{C3} \tag{2.141}$$

Der Wärmekapazitätsstrom des externen Kühlwassers wird als konstant betrachtet, weil die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität von Wasser im Temperaturbereich zwischen ca. 5 °C und 95 °C gering ist und vernachlässigt werden kann (siehe Abschnitt 2.2.2). Die spezifischen Wärmekapazitäten des internen Kältemittels sind dagegen in den einzelnen Teilbereichen stark unterschiedlich. Innerhalb der Teilbereiche können sie jedoch als konstant bzw. temperatur*un*abhängig angenommen werden, so dass für die Berechnung des Wärmeübertragers bereichsweise die vorgestellten dimensionslosen Kennzahlen verwendet werden können. Dies wird ab Kapitel 3.3.2 bei Erweiterung der Berechnungsmethode ausgenutzt und detailliert beschrieben. Zunächst sollen jedoch alle weiteren Bereiche der Wärmeübertragung in einer einstufigen Absorptionskälteanlage dargestellt werden. Dazu wird die in Abbildung 2.26 verwendete Bereichskennzeichnung am Kondensator auch für die anderen Hauptwärmeübertrager übernommen. Der erste Buchstabe steht für die Kennung des Wärmeübertragers (z.B. C für Kondensator) und die anschließende Ziffer für das Temperaturniveau innerhalb des Wärmeübertragers (dieses ist z.B. in C3 höher als in C1). Gelten bestimmte Aussagen für gleichartige Bereiche in verschiedenen Wärmeübertragern wird ein X anstelle des Kennzeichnungsbuchstaben verwendet. Die Bereiche X1 bezeichnen z.B. immer Bereiche mit unterkühltem Fluid und die Bereiche X3 immer mit überhitztem Fluid in Bezug zur jeweiligen Gleichgewichtstemperatur T_{X2}. Sollen gleichzeitig auch die Nummern der Bereiche variabel gehalten werden, wird die numerische Bereichsbezeichnung durch N ersetzt.
Beispiel: Der insgesamt im Kondensator übertragene Wärmestrom $\dot{Q}_C$ setzt sich aus den Teilwärmeströmen $\dot{Q}_{XN}$ mit $X = C$ und $N = 1, 2, 3$ zusammen.

2.3.3.1 Bauartabhängige Wärmeübertragung im Desorber

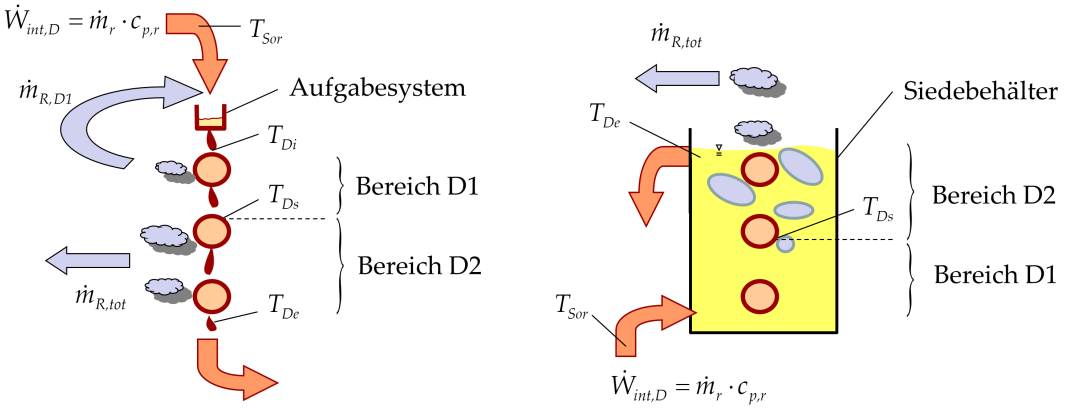
Aufgrund der erhöhten Siedetemperatur, bei der die Desorption des Kältemittels in Bezug zum Siede- bzw. Kondensationsdruck p_C stattfindet, tritt der Kältemitteldampf in den Kondensator einer Absorptionskälteanlage immer in einem überhitzten Zustand ein (Bereich C3 im vorangegangenen Abschnitt). Dies trifft für den Eintrittszustand der Lösung in den Behälter des Desorbers nicht zu. Dieser Eintrittszustand ist durch den Austrittszustand aus dem Lösungswärmeübertrager bestimmt, so dass die Lösung sowohl überhitzt als auch unterkühlt eintreten kann. Zusätzlich zu überhitztem oder unterkühltem Lösungseintritt muss bei Berechnung der Wärmeübertragung auch zwischen dem Eintrittszustand in den Behälter und dem Zustand beim Auftreffen auf die Wärmeübertragungsfläche unterschieden werden. Je nach konstruktiver Gestaltung des Wärmeübertragers kann es zwischen diesen beiden Zuständen zu einem adiabaten Sorptionsvorgang kommen[18], durch den die Eintrittsbedingungen für die Wärmeübertragungsrechnung, d.h. Lösungstemperatur und -zusammensetzung verändert werden.
Der Unterschied zwischen dem Eintrittszustand in den Behälter und dem Zustand beim Auftreffen auf die Wärmeübertragungsfläche ist abhängig von der Bauart des Desorbers. Im Wesentlichen lassen sich beim heutigen Stand der Technik folgende Bauarten unterscheiden:

- Berieselte Desorber
- Überflutete Desorber
- Rotierende Desorber
- Thermosiphon-Desorber

Berieselte Desorber werden z.B. in den Forschungsanlagen FA2 [Schweigler et al., 1996], [Kohlenbach et al., 2004], FM050 und FM160 [Petersen et al., 2011], [Petersen et al., 2013a] ebenso wie bei den Anlagentypen WEGRACAL der Firma EAW [EAW, 2012] eingesetzt, um niedrige Antriebstemperaturen bei gleichzeitig hoher Heißwasserauskühlung zu erreichen. Überflutete Desorber werden dagegen vorrangig für Absorptionskälteanlagen größerer Leistung verwendet [York, 1994], [Trane, 2001], [Carrier, 2006] etc., da diese häufig mit hohen Antriebstemperaturen betrieben werden. Die beiden erstgenannten Bauformen haben damit die größte Bedeutung für die Berechnung von Absorptionskälteanlagen. Die beiden letztgenannten stellen dagegen Sonderformen dar, die jeweils nur von einem Hersteller realisiert werden

[18] Unter einem adiabaten Sorptionsvorgang wird ein Mischungs- oder Trennungsvorgang zwischen Kältemitteldampf und Sorptionslösung ohne Wärmeumsatz mit einem externen Wärmeträger verstanden.

bzw. wurden [York, 1999c], [Rotartica, 2010]. Aufgrund der geringen Verbreitung wird auf diese zunächst nicht näher eingegangen[19].



Variante A Variante B

Bild 2.27: Schematische Darstellung zu Desorber-Bauformen mit und ohne Möglichkeit zur adiabaten Sorption vor dem Auftreffen auf die Wärmeübertragungsfläche (links: berieselter Desorber, rechts: überfluteter Desorber)

Bild 2.27 zeigt eine vereinfachte Darstellung zur Lösungsführung bei berieseltem und überflutetem Desorber. Obwohl die nachfolgend beschriebenen, bauartabhängigen Auswirkungen der unterschiedlichen Prozessführung auf die Wärmeübertragung sowohl für überhitzt als auch unterkühlt in den Behälter eintretende Lösung gilt, wird zur Erläuterung der daraus resultierenden Berechnungsvarianten zunächst nur der Fall eines unterkühlten Lösungseintritts behandelt. Die Erläuterung von überhitzten Eintrittszuständen erfolgt bei der detaillierten Kreislaufsimulation in Abschnitt 2.4.2.
Um die Auswirkungen der unterschiedlichen Bauarten bzw. die daraus resultierenden Varianten der Prozessführung bei Berechnung der Wärmeübertragung berücksichtigen zu können, wird folgende Unterscheidung eingeführt:

Variante A: Sorptionslösung ist beim Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche im Gleichgewicht (z.B. wegen vorgelagerter adiabater Sorption).

Variante B: Sorptionslösung ist beim Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche *nicht* im Gleichgewicht (d.h. ohne vorgelagerte adiabate Sorption).

[19] Eine weniger allgemeingültige Anwendung der im Kapitel 3 beschriebenen Berechnungsmethode ist jedoch auch für diese Bauformen möglich (siehe z.B. [Lecuona et al., 2009], [Monne et al., 2011] zur Anlage ROTARTICA045 sowie [Albers und Ziegler, 2008a], [Albers und Ziegler, 2008b] zur Anlage YAZAKI WFC-10).

Bei einem vollständig überfluteten Desorber (Bild 2.27, rechts), bei dem die eintretende, kältemittelreiche Lösung aus konstruktiven Gründen keinen Kontakt zum desorbierten Kältmitteldampf bekommt, wird die mit T_{Sor} auf die Wärmeübertragerfläche treffende Lösung in einem Bereich D1 ohne Stoffaustausch mit dem Kältemitteldampf direkt durch Zufuhr eines Wärmestroms $\dot{Q}_{D1}$ auf die Gleichgewichtstemperatur T_{Ds} erwärmt. Erst nachdem diese Sättigungs- bzw. Starttemperatur des Desorptionsvorgangs erreicht ist, kann die Bildung von Dampfblasen und damit eine Änderung der Lösungszusammensetzung erfolgen.
Bei einem berieselten Desorber (Bild 2.27, links) kann dagegen der Abbau der Unterkühlung auch *vor* dem Auftreffen auf die Wärmeübertragungsfläche erfolgen, wenn die in den Behälter eintretende Lösung ausreichenden Kontakt zur Dampfatmosphäre bekommt (z.B. in den Aufgabevorrichtungen eines Fallfilmdesorbers). Durch adiabate Absorption von Kältemitteldampf wird die kältemittelreiche Lösung dann zuerst von der Austrittstemperatur aus dem Lösungswärmeübertrager T_{Sor} auf die Eintrittstemperatur T_{D1i} in den Bereich D1 erwärmt und dabei gleichzeitig weiter verdünnt $x_{Di} < x_r$. Bei vollständiger adiabater Sorption (siehe Seite 86) stimmt der zwischen T_{Sor} und T_{D1i} *ab*sorbierte Kältemittelmassenstrom mit dem anschließend im Bereich D1 zwischen T_{D1i} und T_{Ds} durch einen externen Wärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ *de*sorbierten Kältemassenstrom $\dot{m}_{R,D1}$ überein.
Aufgrund der unterschiedlichen Prozessführung bei berieselten und überfluteten Desorbern ($T_{Sor} \rightarrow T_{D1i} \rightarrow T_{Ds}$ bzw. $T_{Sor} \rightarrow T_{Ds}$) treten im Wärmeübertragungsbereich D1, in dem der Wärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ zum Abbau der Unterkühlung übertragen wird, unterschiedliche Spreizungen G_{D1} sowie arithmetische Mitteltemperaturen T_{D1} auf. Dies wird in Gleichung (2.142) durch einen zusätzlichen Index $V = A, B$ für Variante A und B kenntlich gemacht.

Berieselter Desorber	Überfluteter Desorber
Variante A	Variante B
$G_{D1,A} = T_{Ds} - T_{Di}$	$G_{D1,B} = T_{Ds} - T_{Sor}$
$T_{D1,A} = \frac{T_{Ds}+T_{Di}}{2}$	$T_{D1,B} = \frac{T_{Ds}+T_{Sor}}{2}$
$\Delta T_{log,D1,A} = (t_{D1} - T_{D1,A}) \cdot z_{D1,A}$	$\Delta T_{log,D1,B} = (t_{D1} - T_{D1,B}) \cdot z_{D1,B}$
$\dot{W}_{int,D1,A} = (\dot{m}_r + \dot{m}_{R,D1}) \cdot \widetilde{c}_{p,D1}$	$\dot{W}_{int,D1,B} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r}$
$\dot{Q}_{D1,A} = \dot{W}_{int,D1,A} \cdot G_{D1,A}$	$\dot{Q}_{D1,B} = \dot{W}_{int,D1,B} \cdot G_{D1,B}$

(2.142)

Auch die internen Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_{int,D1}$ sowie die arithmetische und maximale Temperaturdifferenz zum externen Wärmeträger (ΔT_{D1} bzw. $\Delta T_{max,D1}$) zur Übertragung des Wärmestroms $\dot{Q}_{D1}$ sind im Bereich D1 bei berieselten und überfluteten Desorbern verschieden (siehe Bild 2.28).

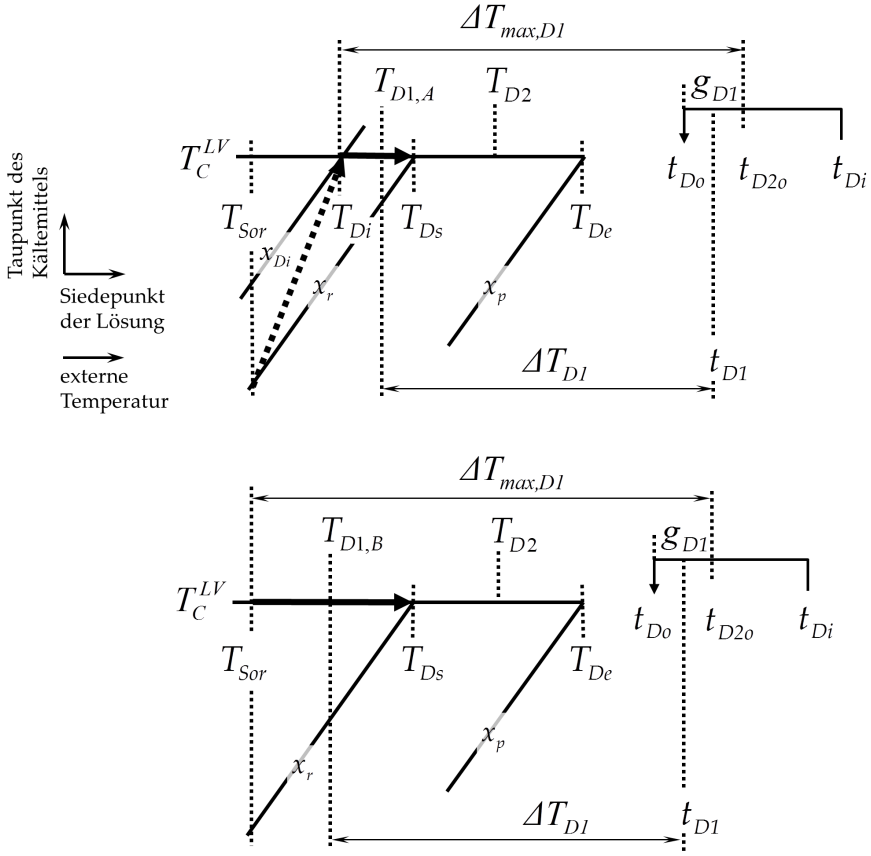


Bild 2.28: Interne und externe Temperaturen zur Wärmeübertragungsrechnung im Desorber Bereich D1 bei unterkühltem Lösungseintritt nach Variante A (oben) und Variante B (unten).

Bei beiden Bauformen bzw. Berechnungsvarianten findet im Bereich D2 die Desorption des umlaufenden Kältemittelmassenstroms $\dot{m}_{R,tot}$ statt. Gleichzeitig wird die Lösung von der Starttemperatur des Desorptionsvorgangs bis zur Endtemperatur erwärmt $T_{Ds} \rightarrow T_{De}$. Der für den Phasenwechsel und die Temperaturänderung $G_{D2} = T_{De} - T_{Ds}$ notwendige Wärmestrom kann mit Hilfe der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,D2}$ und dem daraus resultierenden Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_{int,D2} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}$ ausgedrückt werden ($\dot{Q}_{D2} = \dot{W}_{int,D2} \cdot G_{D2}$, siehe Abschnitt 2.2.2). Auf der externen Seite wird das Heißwasser im Bereich D2 durch Übertragung von $\dot{Q}_{D2}$ von der Eintrittstemperatur t_{D2i} (die der Gesamteintrittstemperatur entspricht $t_{D2i} = t_{Di}$) auf die Austrittstemperatur t_{D2o} abgekühlt. Diese ist identisch mit der externen Eintrittstemperatur in den Bereich D1 $t_{D1i} = t_{D2o}$ in dem das Heißwasser durch Übertragung von $\dot{Q}_{D1}$ auf die Gesamtaustrittstemperatur $t_{D1o} = t_{Do}$ abgekühlt wird.
Wegen der verschiedenen internen Wärmekapazitätsströme ($\dot{W}_{int,DN}$ mit $N = 1, 2$) beim Umströmen der gesamten Wärmeübertragungsfläche, muss die Berechnung

im Desorber für beide Bauformen – ebenso wie beim Kondensator – in Bereiche mit konstanten Wärmekapazitätsströmen aufgeteilt werden [20]. In Bild 2.29 ist diese Aufteilung zusammen mit der verwendeten Nomenklatur für die bereichsweise Berechnung der Wärmeübertragung schematisch dargestellt. Da für alle Hauptwärmeübertrager unabhängig von der Bauart angenommen wird, dass sich die internen Fluide am Austritt im Phasengleichgewicht befinden, ist ein Bereich D3 nicht vorhanden. Die Gesamtwärmeübertragung im Desorber ist dann in beiden Fällen $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$.

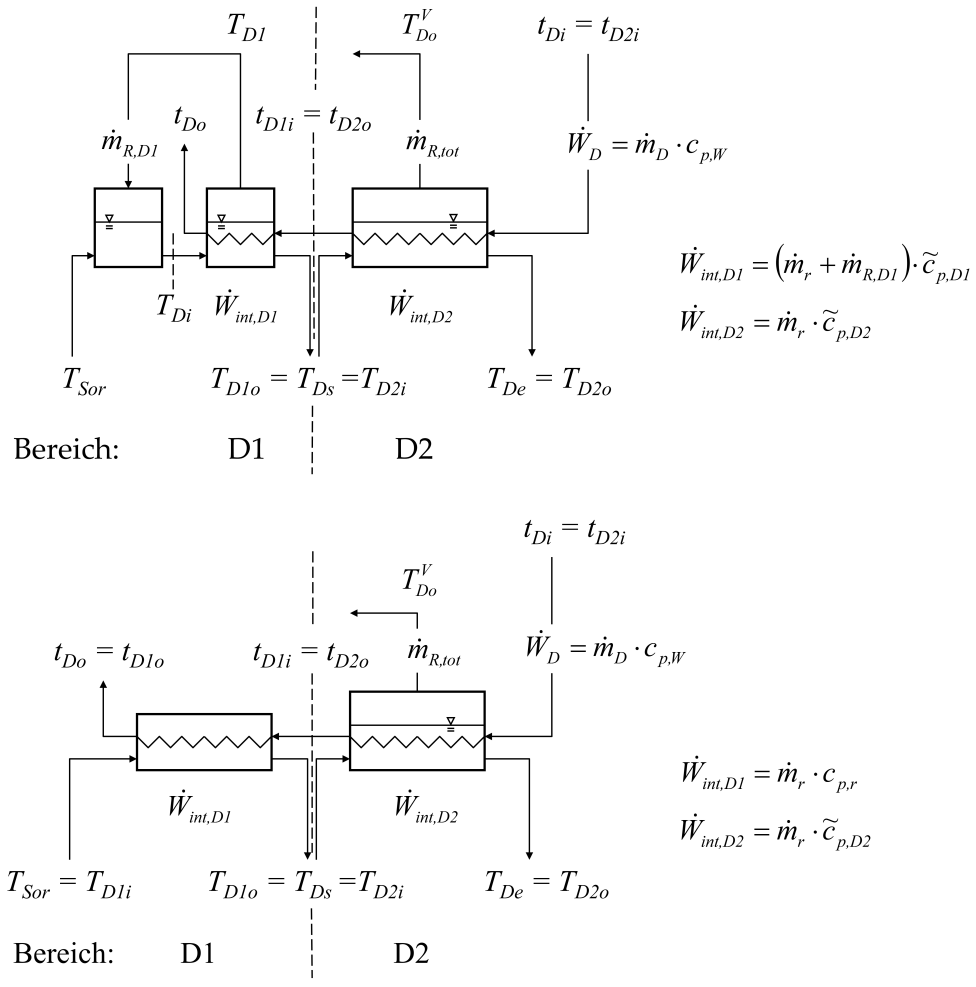


Bild 2.29: Bereichsweise Wärmeübertragung im Desorber
bei unterkühlt eintretender Lösung.
oben: mit adiabater Sorption (Variante A)
unten: ohne adiabate Sorption (Variante B)

[20] In wie weit dabei die Annahme temperatur*un*abhängiger scheinbarere Wärmekapazitätsströme $\widetilde{W}_{XN} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,XN}$ innerhalb der Bereich D1 und D2 gerechtfertigt ist, wird in 2.3.4 untersucht.

Obwohl die Unterscheidung in die Berechnungsvarianten A und B vorrangig wegen der bauartabhängigen Wärmekapazitätsströme im Bereich D1 notwendig ist, hat sie auch Auswirkungen auf die Gesamtwärmeübertragung im Desorber. Denn bei gleicher Gesamtwärmedurchlässigkeit $Y_D = Y_{D1} + Y_{D2}$ ist die Aufteilung in die Teilbereiche D1 und D2 mit den Durchlässigkeiten $Y_{D1} = U_{D1} \cdot A_{D1}$ bzw. $Y_{D2} = U_{D2} \cdot A_{D2}$ und damit die notwendige Antriebstemperatur t_{Di} zur Desorption des gleichen Kältemittelmassenstroms $\dot{m}_{R,tot} = \dot{m}_{R,tot,A} = \dot{m}_{R,tot,B}$ abhängig von der Bauform des Wärmeübertragers bzw. der zugehörigen Berechnungsvariante. Um mit beiden Bauformen bei gleichem Austrittszustand aus dem Lösungswärmeübertrager den gleichen Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot}$ im Bereich D2 zwischen $T_{D2i} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_r) = T_{Ds}$ und $T_{D2o} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_p) = T_{De}$ zu desorbieren, der diesen mit einer mittleren Dampftemperatur $T^V_{Do} \approx T_{D2} = \frac{T_{Ds}+T_{De}}{2}$ in Richtung Kondensator verlässt, steht bei Variante B nicht nur im Bereich D1 eine größere treibende bzw. maximale Temperaturdifferenz zur Verfügung sondern auch für die Gesamtwärmeübertragung (siehe $t_{Di} - T_{Sor} = \Delta T_{max,D,B} > \Delta T_{max,D,A} = t_{Di} - T_{Di}$ in Bild 2.28). Unter Voraussetzung, dass die Wärmedurchgangskoeffizienten in beiden Varianten und in beiden Bereichen gleich sind (d.h. $U_{D1,A} = U_{D1,B} = U_{D2} = U_D$), ist damit die notwendige Übertragungsfläche A_{D1} zum Abbau der Unterkühlung bei Variante B kleiner. Damit steht mehr Fläche für die Desorption von $\dot{m}_{R,tot}$ im Bereich D2 zur Verfügung und die notwendige treibende Temperaturdifferenz bzw. die notwendige Antriebstemperatur t_{Di} ist kleiner. Die quantitativen Unterschiede zwischen Variante A und B werden mit Hilfe von Simulationsrechnungen im Abschnitt 2.4 bzw. im Anhang G.3 ermittelt.

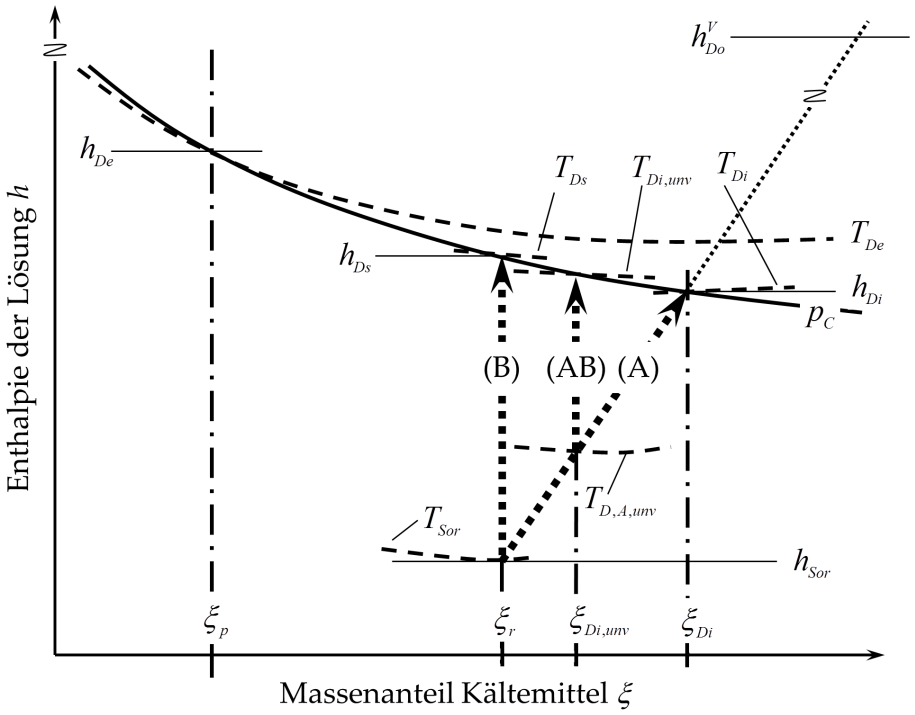


Bild 2.30: h-ξ-Diagramm zur vollständigen und unvollständigen adiabaten Absorption z.B. im Aufgabesystem eines Fallfilmdesorbers.

Die beiden hier beschriebenen Varianten A und B stellen Grenzfälle dar. In der Realität sind Mischformen möglich, wenn z.B. die Verweilzeit für den adiabaten Sorptionsvorgang in der Aufgabevorrichtung eines Fallfilmdesorbers zu kurz ist, um den Gleichgewichtszustand mit T_{Di} und x_{Di} zu erreichen. In diesem Fall ist die auf das erste, extern beheizte Rohr auftreffende Lösung zwar weniger stark unterkühlt als beim Auftreffen mit T_{Sor}, sie befindet sich aber dennoch nicht im Gleichgewicht. Dieser unvollständige adiabate Absorptionsvorgang ist in Abbildung 2.30 durch eine dick punktierte Linie mit der Kennzeichnung (AB) dem für Variante A angenommenen vollständigen Absorptionsvorgang mit der Kennzeichnung (A) sowie dem Verlauf bei Variante B ohne adiabate Sorption gegenübergestellt. Beim unvollständigen Sorptionsprozess erwärmt sich die mit T_{Sor} unterkühlt eintretende Lösung zuerst durch adiabate Absorption bis zu einer Temperatur $T_{D,A,unv}$ (bleibt aber unterkühlt). Die restliche Aufwärmung des internen Wärmkapazitätsstroms $\dot{W}_{int,D1}$ bis zum Beginn des Desorptionsprozesses bei der Gleichgewichtstemperatur $T_{Di,unv}$ erfolgt dann durch Wärmezufuhr aus dem externen Wärmeträgermedium auf den ersten Rohren des Fallfilmdesorbers entsprechend Variante B, d.h. im Bereich D1 des Desorbers mit einer spezifischen Wärmekapazität der Lösung von $c_{p,D1} = c_{p,H_2O/LiBr}(T_{D,A,unv}, x_{Di,unv})$. Nach Erreichen der Gleich-

gewichtstemperatur $T_{Di,unv}$ beginnt der Desorptionsvorgang bei konstantem Druck $p = p_C$, wobei rechnerisch zunächst derjenige Kältemittelmassenstrom zwischen $\xi_{Di,unv}$ und ξ_r desorbiert wird, der zur unvollständigen adiabaten Absorption verwendet wurde. Die Berechnung der gesamten Wärmeübertragung in diesem Bereich $D2_{AB}$ zwischen $\xi_{Di,unv}$ und ξ_p erfolgt dann mit einer anderen, deutlich größeren scheinbaren spezifischen Wärmekapazität (d.h. $\widetilde{c}_{p,D2_{AB}} \gg c_{p,D1_{AB}}$ siehe Abschnitt 2.2.2), da diese den latenten Wärmeumsatz bei der Desorption mit berücksichtigt. Zur Berechnung dieser gemischten Übertragungsvariante müsste die Temperatur $T_{D,A,unv}$ (die keine Gleichgewichtstemperatur ist) über den adiabaten Absorptionsvorgang in der Aufgabevorrichtung des Desorbers gesondert bestimmt werden. Da dies über das hier verfolgte Ziel einer einfachen Berechnungsmethodik hinaus geht, wird im Weiteren nur noch mit den Grenzfällen A und B gerechnet. Außerdem wird bei allen adiabaten Sorptionsvorgängen davon ausgegangen, dass diese vollständig abgeschlossen werden (d.h. der Gleichgewichtszustand 'Xi' mit $X = D, A, E$ wird vor dem Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche erreicht).

2.3.3.2 Wärmeübertragungsrechnung im Absorber

Die bauartabhängige Unterscheidung zwischen Variante A und B, mit der berücksichtigt wird, ob es zwischen Behältereintritt und Auftreffen der Lösung auf die Wärmeübertragungsfläche zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommt (Variante A) oder nicht (Variante B) ist am Absorber identisch zum Desorber.
Bei überhitzt eintretender Lösung in den Behälter des Absorbers wird davon ausgegangen, dass instantan und adiabat ein Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,A3}$ desorbiert wird und sich dabei die Lösung soweit abkühlt, dass die Temperatur beim Auftreffen auf die Wärmeübertragungsfläche im Bereich A3 der Sättigungstemperatur bei Absorberdruck $p_A = p_E$ und zugehörigem Gleichgewichtsmassenanteil entspricht $T_{A3i} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x_{Ai}) = T_{Ai}$ (d.h. vollständige adiabate Desorption, siehe Bild 2.31, oben). Zwischen den Phasengleichgewichtstemperaturen T_{Ai} und $T_{As} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x_p)$ wird dann im Bereich A3 der Wärmestrom $\dot{Q}_{A3}$ an externes Kühlwasser abgeführt. Dieser Wärmestrom entspricht der Absorptionswärme, die bei Resorption des zuvor zwischen T_{Sop} und T_{Ai} desorbierten Kältemittelmassenstroms $\dot{m}_{R,A3}$ auftritt (Variante A).

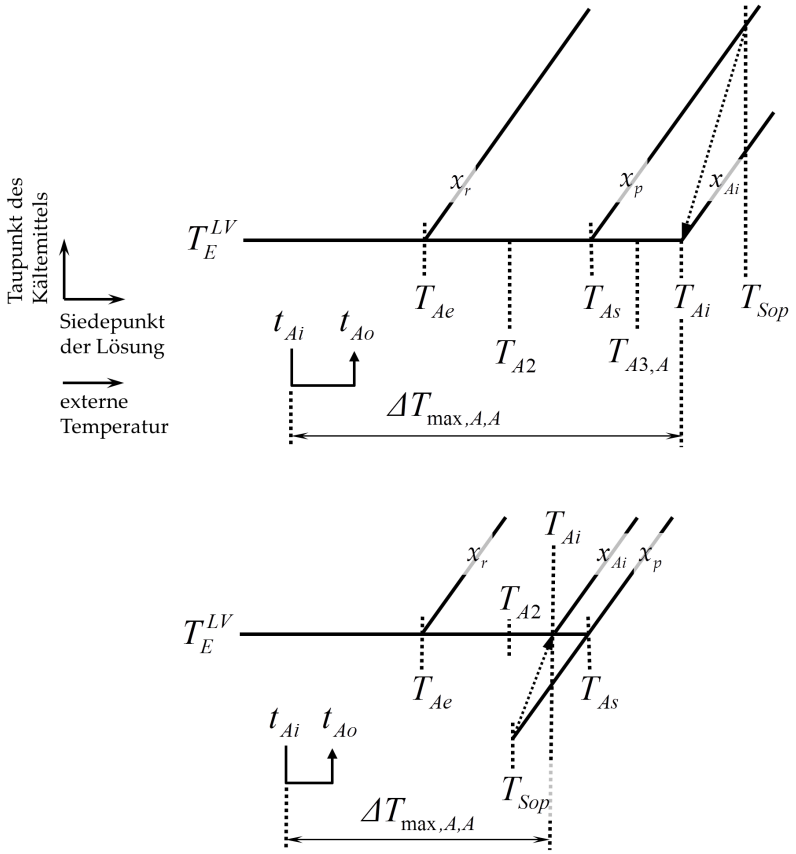


Bild 2.31: Interne und externe Temperaturen zur Berechnung der Wärmeübertragung im Absorber nach Variante A.
oben: bei überhitzt eintretender Lösung
unten: bei unterkühlt eintretender Lösung

Analog dazu wird bei unterkühlt eintretender Lösung angenommen, dass sich die Lösung vor dem Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche instantan durch adiabate Absorption bis zum Erreichen eines Sättigungszustandes erwärmt (d.h. ebenfalls Variante A). Der Bereich A3 entfällt in diesem Fall und die Wärmedurchlässigkeit im Bereich A2 entspricht der Gesamtwärmedurchlässigkeit ($Y_{A2} = Y_A$).
Auch am Absorber ist vorstellbar, dass es – unterstützt durch konstruktive Vorkehrungen – zu einer Ver- oder Behinderung der adiabaten Desorption kommt und damit das Abkühlen der überhitzten Lösung direkt durch externes Kühlwasser erfolgt. Die Wärmeübertragung würde dann im Bereich A3 zwischen $T_{A3i,B} = T_{Sop}$ und $T_{A3o} = T_{As}$ erfolgen und wäre mit $\dot{W}_{int,A3} = \dot{W}_p = \dot{m}_p \cdot c_{p,p}$ nach Variante B zu berechnen. Die unterschiedlichen Spreizungen, arithmetischen Mitteltemperaturen und treibenden Temperaturdifferenzen ergeben sich daher für Variante A und B am Absorber analog zum Desorber.

Variante A	Variante B
$G_{A3,A} = T_{As} - T_{Ai}$	$G_{A3,B} = T_{As} - T_{Sop}$
$T_{A3,A} = \frac{T_{As}+T_{Ai}}{2}$	$T_{A3,B} = \frac{T_{As}+T_{Sop}}{2}$
$\Delta T_{log,A3,A} = (t_{A3} - T_{A3,A}) \cdot z_{A3,A}$	$\Delta T_{log,A3,B} = (t_{A3} - T_{A3,B}) \cdot z_{A3,B}$
$\dot{W}_{int,A3,A} = \dot{m}_p \cdot \widetilde{c}_{p,A3}$	$\dot{W}_{int,A3,B} = \dot{m}_p \cdot c_{p,p}$

(2.143)

Bei obigen Gleichungen beachte man, dass die abgeführten Wärmeströme $\dot{Q}_{AN}$ mit $N = 2, 3$ und damit auch die Spreizungen G_{AN} zwischen Ein- und Austrittstemperatur sowie die treibenden Temperaturdifferenzen bei systemorientierter Vorzeichenkonvention kleiner null sind.

Zusammenfassend sind in Abb. 2.32 alle hier behandelten Bereiche einer einstufigen Absorptionskälteanlage dargestellt. Für den Lösungswärmeübertrager erfolgt keine Bereichsaufteilung, da die Stoffeigenschaften für den jeweils betrachteten Lastzustand der Anlage entlang der Wärmeübertragerfläche als konstant angenommen werden können. Die Bereiche A1 und C1 (Unterkühlung der Sorptionslösung bzw. des Kältemittelkondensats) sowie D3 und E3 (Überhitzung der Sorptionslösung bzw. des Kältemitteldampfes) treten nicht auf, weil für den Austritt der Fluide aus den Wärmeübertragern immer der Phasengleichgewichtszustand angenommen wird. In Bild 2.32 ist für den Absorber Variante A und für den Desorber Variante B dargestellt.

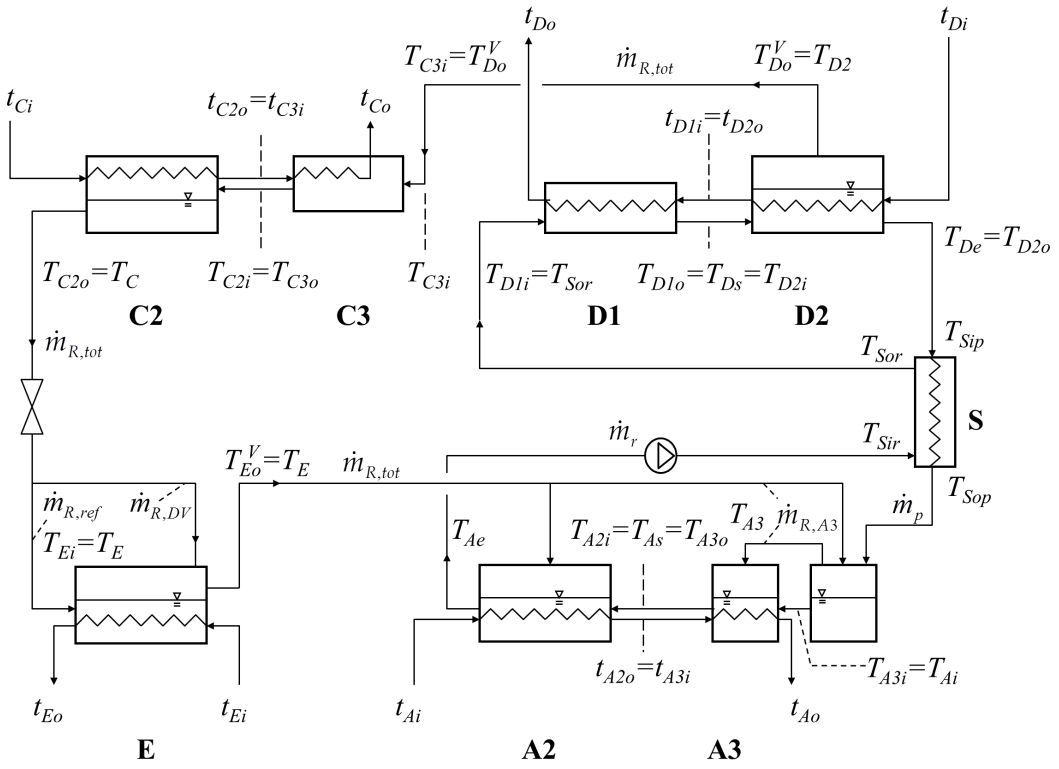


Bild 2.32: Wärmeübertragungsbereiche in einer einstufigen Absorptionskälteanlage (ohne Überhitzung der Lösung im Desorber bzw. des Kältemittels im Verdampfer, ohne Unterkühlung des Kondensats im Kondensator bzw. der Lösung im Absorber). Im Absorber erfolgt Wärmeübertragungsberechnung nach Variante A, im Desorber nach Variante B.

2.3.4 Einseitig temperaturabhängige Wärmekapazitätsströme

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die bereichsweise Berechnung der Wärmeübertragung für einstufige Absorptionskälteanlagen eingeführt, weil sich durch die bauartabhängige Prozessführung Bereiche mit unterschiedlichen internen Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{int,XN}$ ergeben können. Dabei wurde angenommen, dass die Wärmekapazitätsströme innerhalb eines jeden Bereiches konstant bzw. temperatur*un*abhängig sind. Im Abschnitt 2.2.2 wurde jedoch dargestellt, dass die scheinbare spezifische Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ bzw. deren integraler Mittelwert $\widetilde{c}_p$, die zur Berechnung der Wärmeübertragung in den Bereichen A2 und D2 verwendet wird, im Vergleich zur spezifischen Wärmekapazität von Wasser bzw. $H_2O/LiBr$-Lösungen mit konstanter Zusammensetzung eine deutlich größere Temperaturabhängigkeit aufweist. Aus diesem Grund sollen in den beiden nächsten Abschnitten die Auswirkungen temperatur*ab*hängiger Wärmekapazitätsströme innerhalb

eines einzelnen Wärmeübertragungsbereiches untersucht werden, bevor auf die Simulation der gesamten Absorptionskälteanlage eingegangen wird.
Für diese Überlegungen wird von einem reinen Gegenstrom-Wärmeübertrager mit konstanten Wärmedurchgangskoeffizienten U_m ausgegangen. In diesem Fall sind Stromführungskorrekturfaktor F und Wärmedurchgangskorrekturfaktor ν gleich Eins und der Temperaturdifferenzkorrekturfaktor $\tau = F \cdot \kappa \cdot \nu$ ist identisch dem Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ. Für den Fall, dass die Wärmekapazitätsströme auf beiden Seiten der Wärmeübertragungsfläche ebenfalls konstant bzw. keine Funktion der Temperatur sind (d.h. $\kappa = 1$), ergibt sich der übertragene Wärmestrom $\dot{Q}$ bei vorgegebenen Eintrittstemperaturen t_1 und T_0 sowie bekannter Wärmedurchlässigkeit $Y = U_m \cdot A$ aus der Kopplung der Wärmeübertragungsgleichung mit den Enthalpiebilanzen der beiden Stoffströme über den logarithmischen Mittelwert ΔT_{log} der Temperaturdifferenzen ΔT_0 und ΔT_1 an den beiden Enden des Wärmeübertragers.

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \dot{m}_{int} \cdot c_{p,int} \cdot (T_1 - T_0) \\ \dot{Q} &= Y \cdot \Delta T_m = U_m \cdot A \cdot \Delta T_{log} \\ \dot{Q} &= \dot{m}_{ext} \cdot c_{p,ext} \cdot (t_1 - t_0) \end{aligned} \tag{2.144}$$

Neben der Wärmeleistung $\dot{Q}$ sind durch die drei Gleichungen (2.144) auch die beiden Austrittstemperaturen t_0 und T_1 bestimmt. Ist dagegen die temperaturabhängige Änderung der spezifischen Wärmekapazität eines Stoffstroms nicht mehr vernachlässigbar, stimmt die mittlere Temperaturdifferenz ΔT_m nicht mehr mit dem logarithmischen Mittelwert ΔT_{log} überein. Die tatsächlichen Temperaturverläufe $T(x)$, $t(x)$ unterscheiden sich dann von den hypothetischen Verläufen $T^*(x)$, $t^*(x)$. Dies ist im Bild 2.33 schematisch für einen internen, linear temperaturabhängigen Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_{int}(T) = a + b \cdot T$ in drei verschiedenen Fällen dargestellt:

1. positiv linear temperaturabhängiger interner Wärmekapazitätsstrom, $b > 0$

2. temperatur*un*abhängiger interner Wärmekapazitätsstrom, $b = 0$

3. negativ linear temperaturabhängiger interner Wärmekapazitätsstrom, $b < 0$

Der externe Wärmekapazitätsstrom ist in allen drei Fällen über die dimensionslose Lauflänge x konstant aber unterschiedlich groß, so dass sich für die gleichen Temperaturdifferenzen ΔT_0, ΔT_1 (d.h. bei gleichem logarithmischen Mittelwert) verschiedene übertragene Leistungen ergeben. Es gilt

$$\dot{Q}_{b>0} < \dot{Q}_{b=0} < \dot{Q}_{b<0} \ , \tag{2.145}$$

da sich die lokalen treibenden Temperaturdifferenzen $t-T$ bei negativer Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms gegenüber der hypothetischen Differenz $t^* - T^*$ erhöhen und bei positiver Abhängigkeit verringern. Dementsprechend ist in Bild 2.33 auch $\dot{W}_{b>0} < \dot{W}_{b=0} < \dot{W}_{b<0}$. In Abhängigkeit vom mittleren Verhältnis aus externem und internem Wärmekapazitätsstrom und der Größe der Temperaturabhängigkeit b können sich auch Temperaturverläufe mit wechselnder Krümmung bzw. mit einem Maximum oder Minimum in der lokalen Temperaturdifferenz ergeben. Diese Fälle sind aus Übersichtlichkeitsgründen in Bild 2.33 nicht dargestellt, da die qualitative Aussage (2.145) zur ansteigenden Leistungsübertragung bei $t > T$ und negativer Temperaturabhängigkeit davon unabhängig ist [21].

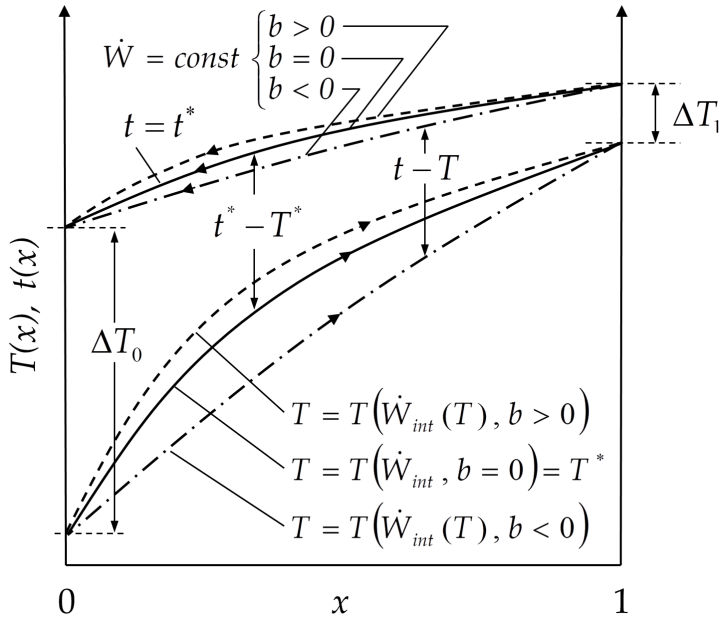


Bild 2.33: T-x-Diagramm für einen Gegenstrom-Wärmeübertrager mit einseitig linear temperaturabhängigem Wärmekapazitässtrom.

Im Weiteren wird stets davon ausgegangen, dass die Temperaturabhängigkeit des einen (externen) Wärmekapazitätsstromes $\dot{W}$ vernachlässigbar klein ist gegenüber der Temperaturabhängigkeit des anderen (internen) Wärmekapazitätsstroms $\dot{W}_{int}$. Diese Randbedingung ist z.B. in Ab- und Desorbern von Absorptionskälteanlagen mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ und der internen temperatur*ab*hängigen scheinbaren spezifischer Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ gegeben, die mit dem externen Wärmeträger Wasser mit nahezu konstanter spezifischer Wärmekapazität c_{p,H_2O} gekühlt bzw. be-

[21] Bei umgekehrter Wärmestromrichtung (z.B. in einem Absorber mit $T > t$) kehrt sich die Reihenfolge von $\dot{Q}_b$ und $\dot{W}_b$ entsprechend um.

heizt werden[22]. Für den temperaturabhängigen Wärmekapazitätsstrom sei es dabei unerheblich, ob die Variation von $\dot{W}_{int}$ aus einer temperaturabhängigen spezifischen Wärmekapazität und/oder aus einer Änderung des Massenstroms resultiert (z.B. bei Ab- oder Desorption von Kältemittel in bzw. aus einem Sorbens). Es wird jedoch vorausgesetzt, dass sich die Variation des Wärmekapazitätsstromes als lineare Funktion der Temperatur darstellen lässt.

$$\dot{W}_{int}(T) = \dot{m}(T) \cdot c_p(T) = a + b \cdot T \tag{2.146}$$

Für die weiteren Betrachtungen werden folgende interne Wärmekapazitätsströme und daraus abgeleitete Wärmekapazitätsstromverhältnisse eingeführt:

- Wärmekapazitätsstrom am kalten und warmen Ende des Wärmeübertragers

$$\dot{W}_{int,0} = \dot{m}(T_0) \cdot c_p(T_0) \qquad \dot{W}_{int,1} = \dot{m}(T_1) \cdot c_p(T_1) \tag{2.147}$$

- Arithmetisch gemittelter Wärmekapazitätsstrom

$$\overline{\dot{W}} = \frac{\dot{W}_{int,0} + \dot{W}_{int,1}}{2} \tag{2.148}$$

- Hypothetischer Wärmekapazitätsstrom (integraler Mittelwert)

$$\dot{W}^* = \frac{\dot{Q}}{T_1^* - T_0^*} = \frac{1}{T_1 - T_0} \cdot \int_{T_0}^{T_1} \dot{W}_{int}(T)\, dT \tag{2.149}$$

- Arithmetisches Wärmekapazitätsstromverhältnis

$$\overline{R} = \frac{\dot{W}}{\overline{\dot{W}}} \tag{2.150}$$

- Integrales Wärmekapazitätsstromverhältnis

$$R^* = \frac{\dot{W}}{\dot{W}^*} \tag{2.151}$$

Bei konstanten oder über die gesamte Lauflänge linear von der Temperatur abhängigen Wärmekapazitätsströmen ist das Verhältnis aus hypothetischem und

[22] Die scheinbare spezifische Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ von $H_2O/LiBr$-Lösungen ist negativ temperaturabhängig; die spezifische Wärmekapazität c_p^L mit konstantem Salzmassenanteil ist dagegen positiv temperaturabhängig (siehe Bild 2.22).

arithmetischem Wärmekapazitätsstrom

$$\frac{\dot{W}^*}{\overline{\dot{W}}} = \frac{\dfrac{1}{T_1 - T_0}\int\limits_{T_0}^{T_1} \dot{W}_{int}(T)\; dT}{\dfrac{\dot{W}_{int,0} + \dot{W}_{int,1}}{2}} = \frac{a \cdot (T_1 - T_0) + \dfrac{b}{2} \cdot (T_1^2 - T_0^2)}{(T_1 - T_0) \cdot \left(a + b \cdot \dfrac{T_1 + T_0}{2}\right)} = 1\;, \tag{2.152}$$

so dass integrales und arithmetisches Wärmekapazitätsstromverhältnis übereinstimmen, d.h. $\frac{\dot{W}^*}{\overline{\dot{W}}} = \frac{\overline{R}}{R^*} = \overline{R}^* = 1$. Ist der Wärmekapazitätsstrom höhergradig von der Temperatur abhängig, wird $\overline{\dot{W}} \neq \dot{W}^*$ und damit $\overline{R}^* \neq 1$ [23]. Damit schreibt sich das Gleichungssystem (2.144) unter der Annahme, dass sich nur auf der internen Seite des Wärmeübertragers der Wärmekapazitätsstrom (ggf. auch nicht-linear) mit der Temperatur ändert, wie folgt:

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \dot{W}^* \cdot (T_1 - T_0) = \overline{\dot{W}}_{int} \cdot \overline{R}^* \cdot (T_1 - T_0) \\ \dot{Q} &= Y \cdot \Delta T_m = U_m \cdot A \cdot \Delta T_{log} \cdot \kappa \\ \dot{Q} &= \dot{W} \cdot (t_1 - t_0)\;. \end{aligned} \tag{2.153}$$

Für die Bestimmung des Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktors κ bzw. die Berücksichtigung einseitig temperaturabhängiger Wärmekapazitätsströme werden nachfolgend drei Verfahren behandelt:

- Näherungsverfahren bzw. Drei-Punkt-Verfahren
  nach Roetzel und Spang [2006a]
- Diskretisierungsverfahren bzw. Zellenmethode
  nach Roetzel und Spang [2006b]
- exakte Berechnung von κ unter speziellen Randbedingungen.

Beim Drei-Punkt-Verfahren wird anstelle des Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktors κ in Gleichung (2.153) ein scheinbarer mittlerer Wärmeübergangskoeffizient U_m^* anstelle von U_m zur Berücksichtigung von temperaturabhängigen Stoffwerten verwendet, so dass $\kappa \approx U_m^*/U_m$ (siehe Anhang D). Die Anwendung des Drei-Punkt-Verfahrens ist bei Absorptionskälteanlagen jedoch nicht unproblematisch, denn für die Wärmeübertragungsbereiche mit Ab- und Desorption müsste zum einen die Umkehrfunktion zur partiellen spezifischen Desorptionsenthalpie $\widehat{h}_D = f(T)$ (d.h. $T = f(\widehat{h}_D)$) verfügbar sein, um eine lokale Temperaturdifferenz $\Delta T_{1/2} = t_{1/2} - T_{1/2}$ an einer mittleren Stützstelle "1/2" bestimmen zu können (siehe Roetzel und Spang

[23] Grundsätzlich ist der Fall $\overline{R}^* = 1$ auch für nicht lineare Abhängigkeiten möglich, er lässt sich dann jedoch nur im Ausnahmefall, d.h. für bestimmte Temperaturen T_0 und T_1 erreichen und ist damit ohne allgemeine Bedeutung.

[2006a] bzw. Anhang D Gleichung (D.7)). Zum anderen wird über die spezifischen Enthalpien die auftretende Änderung des Massenstroms beim Sorptionsprozess nicht erfasst. Im nachfolgenden Abschnitt wird daher ein Verfahren entwickelt, mit dem eine direkte analytische Bestimmung des Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktors ermöglicht wird. Dabei wird die Temperaturabhängigkeit der Stoffgrößen sowie des Massenstroms unter speziellen Randbedingungen zusammengefasst.
Bei dem Diskretisierungsverfahren (d.h. der im VDI-Wärmeatlas beschriebenen Zellenmethode [Roetzel und Spang, 2006b, S. 2]) wird der Wärmeübertrager in eine genügend große Anzahl an Zellen unterteilt, so dass innerhalb jeder Zelle nur noch eine vernachlässigbar kleine Temperaturänderung auftritt und die Wärmeübertragung mit den üblichen, temperatur*un*abhängigen dimensionslosen Kennzahlen berechnet werden kann. Die Auswirkung der Temperaturabhängigkeit ergibt sich dann aus der Aneinanderreihung der Wärmeübertragungszellen, die in Abhängigkeit von der Temperatur mit jeweils unterschiedlichen Stoffdaten berechnet werden. Vorteil der Zellenmethode ist, dass keine einschränkenden Randbedingungen notwendig sind [24]. Nachteilig ist der hohe Rechenaufwand, da bei starker Temperaturabhängigkeit mitunter mehrere hundert Zellen zu berechnen sind, um in jeder Zelle die Temperaturänderung vernachlässigbar klein zu halten. Damit unterscheidet sich die Zellenmethode von den beiden anderen Verfahren, die auch als Handrechenverfahren möglich sind. Sie wird daher erst im übernächsten Abschnitt 2.3.5, S. 101 zusammen mit einem Vergleich der Verfahren behandelt.

2.3.4.1 Exakte Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz

Alternativ zu dem in [Roetzel und Spang, 2006a] beschriebenen Näherungsverfahren kann die Differentialgleichung (2.110), S. 70 auch exakt gelöst werden, wenn die Voraussetzungen von nur einseitig temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen bei gleichzeitig konstanter Wärmedurchlässigkeit als erfüllt betrachtet werden können. Dies soll im Nachfolgenden näher erläutert werden, so dass mit der analytischen Lösung für die mittlere treibende Temperaturdifferenz ΔT_m im Verhältnis zum logarithmischen Mittelwert ΔT_{log} auch ein Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ exakt bestimmt werden kann.
Aus der Kopplung der differentiellen Wärmeübertragungsgleichung mit der Energiebilanz eines Stoffstromes $d\dot{Q} = U \cdot (t - T)\, dF = \dot{W}_{int}\, dT$ ergibt sich die Differential-

[24] Die nachfolgend dargestellte analytischen Berechnung beschränkt sich z.B. auf nur einseitig temperaturabhängige Wärmekapazitätsströme. Mit der Zellenmethode können dagegen auch beidseitig temperaturabhängige Wärmekapazitätsströme und Wärmeübergangskoeffizienten berücksichtigt werden.

gleichung für den Temperaturverlauf in diesem Stoffstrom (hier des internen) zu

$$U\ dF = \frac{\dot{W}_{int}(T)}{(t-T)}\ dT. \tag{2.154}$$

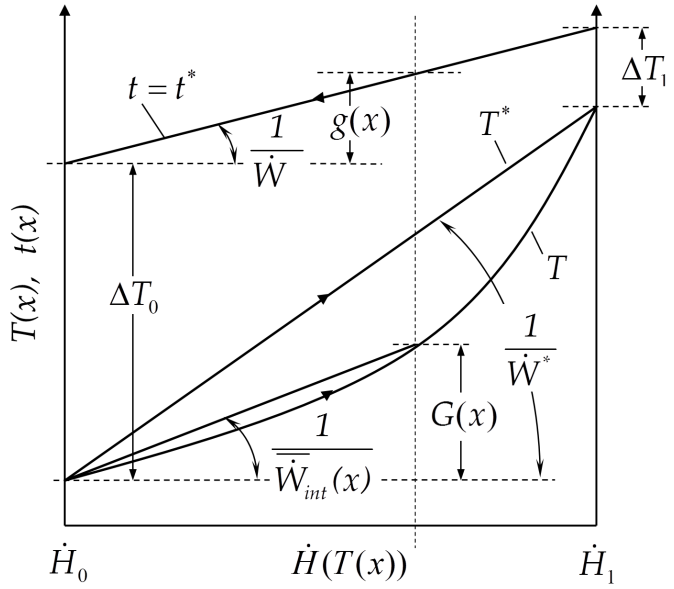


Bild 2.34: T-$\dot{H}$-Diagramm mit Darstellung der Zusammenhänge für das örtliche Wärmekapazitätsstromverhältnis $R(x) = G(x)/g(x)$.

Diese Differentialgleichung ist über die Temperaturdifferenz $(t-T)$ gekoppelt an den Temperaturverlauf des anderen Stoffstroms. Zur Elimination einer der beiden Temperaturen (hier t) kann ausgenutzt werden, dass bei linearer Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms gilt $\dot{W}^* = \overline{\dot{W}}$, wie mit Gleichung (2.152) gezeigt wurde. Somit lässt sich das Wärmekapazitätstromverhältnis an jedem Ort des Wärmeübertragers wie bei konstanten Wärmekapazitätsströmen darstellen (siehe auch Bild 2.34).

$$R(x) = \frac{G(x)}{g(x)} = \frac{\dot{W}}{\overline{\dot{W}}_{int}(x)} = \frac{\dot{W}}{a + b \cdot \frac{T(x)+T_0}{2}} \tag{2.155}$$

Dabei ist zu beachten, dass die ortsabhängige Variation des Wärmekapazitätsstromverhältnisses $R(x)$ (das entsprechend Bild 2.34 bzw. Gleichung (2.155) als Verhältnis der bis zu diesem Ort erreichten Temperaturänderungen verstanden werden kann) nicht als direkte Funktion des Ortes bzw. der dimensionslosen Laufvariable x dargestellt wird, sondern als Funktion der tatsächlichen Temperaturen (die ortsabhän-

gig sind).

$$R(x) = \frac{G(x)}{g(x)} = \frac{T(x) - T_0}{t(x) - t_0} \tag{2.156}$$

Durch Addition von $0 = T(x) - T(x)$ im Nenner von Gleichung 2.156 lässt sich eine Darstellung für die lokale Temperaturdifferenz $t - T = t(x) - T(x)$ gewinnen, die nur noch von T sowie den Randbedingungen t_0 und T_0 abhängig ist.

$$(t - T) = \left(\frac{1}{R} - 1\right) \cdot T - \frac{1}{R} \cdot T_0 + t_0 \tag{2.157}$$

Denn auch R ist nach Gleichung 2.155 bei einseitig temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen nur noch Funktion einer Temperatur (hier T), so dass nach Einsetzen in (2.157) folgt

$$(t - T) = \left(\frac{a + b \cdot \frac{T+T_0}{2}}{\dot{W}} - 1\right) \cdot T - \frac{a + b \cdot \frac{T+T_0}{2}}{\dot{W}} \cdot T_0 + t_0 \; . \tag{2.158}$$

Über diesen Zusammenhang zwischen lokaler Temperaturdifferenz und ortsabhängigem Wärmekapazitätsstromverhältnis kann bei einseitig linear temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen die Kopplung an eine zweite Differentialgleichung vermieden werden. Nach Einsetzen von (2.158) in die Differentialgleichung (2.154) und Integration unter Annahme eines konstanten Wärmedurchgangskoeffizienten $U = U_m$ folgt daher

$$U_m \cdot A = \int_{T_0}^{T_1} \frac{a + b \cdot T}{\left(\frac{a + b \cdot \frac{T+T_0}{2}}{\dot{W}} - 1\right) \cdot T - \frac{a + b \cdot \frac{T+T_0}{2}}{\dot{W}} \cdot T_0 + t_0} \, dT. \tag{2.159}$$

Das Integral in (2.159) lässt sich durch Zusammenfassen der Koeffizienten im Nenner überführen in die Summe aus zwei Integralen mit dem gleichen Nenner-Polynom:

$$\Im = \alpha\, T^2 + \beta\, T + \gamma \tag{2.160}$$

$$\text{mit} \quad \alpha = b \qquad \beta = 2 \cdot (a - \dot{W}) \qquad \gamma = 2 \cdot (\dot{W} \cdot t_0 - a \cdot T_0) - b \cdot T_0^2, \tag{2.161}$$

so dass

$$U_m \cdot A = 2 \cdot \dot{W} \cdot \left(a \int_{T_0}^{T_1} \frac{1}{\Im} \, dT + b \int_{T_0}^{T_1} \frac{T}{\Im} \, dT \right) . \tag{2.162}$$

Nach Rückführung des rechten Integrals in (2.162) mit Hilfe der Tabelle unbestimmter Integrale z.B. in Bronstein und Semendjajew [1989], S. 37, Nr. 44 und anschließender Zusammenfassung mit dem linken Integral in (2.162) ergibt sich

$$\begin{aligned} U_m \cdot A &= 2 \cdot \dot{W} \cdot \left(a \int_{T_0}^{T_1} \frac{1}{\Im} \, dT + b \cdot \Big(\frac{1}{2\alpha} \left[ln(\Im) \right]_{T_0}^{T_1} - \frac{\beta}{2\alpha} \int_{T_0}^{T_1} \frac{1}{\Im} \, dT \Big) \right) \\ &= 2 \cdot \dot{W} \cdot \left(\frac{b}{2\alpha} \left[ln(\Im) \right]_{T_0}^{T_1} + \Big(a - \frac{b \cdot \beta}{2\alpha} \Big) \int_{T_0}^{T_1} \frac{1}{\Im} \, dT \right) . \end{aligned} \tag{2.163}$$

Die Lösung des verbleibenden Integrals in (2.163) ist abhängig von der Anzahl der reellen Nullstellen des Nenner-Polynoms. Diese Anzahl kann durch die negative Pseudo-Diskriminante[25] $\Delta = 4\alpha\gamma - \beta^2$ ermittelt werden. Das Integral löst sich nach Partialbruchzerlegung entsprechend unterschiedlich auf (siehe Anhang E und [Bronstein und Semendjajew, 1989]).

- Für $\Delta < 0$, d.h. zwei verschiedene reelle Nullstellen:

$$\begin{aligned} U_m \cdot A = 2 \cdot \dot{W} \cdot \Bigg[& \frac{1}{2} \cdot ln(\alpha \cdot T^2 + \beta \cdot T + \gamma) \\ & + \dot{W} \cdot \frac{1}{\sqrt{-\Delta}} \cdot ln\left(\frac{2\alpha \cdot T + \beta - \sqrt{-\Delta}}{2\alpha \cdot T + \beta + \sqrt{-\Delta}} \right) \Bigg]_{T_0}^{T_1} \end{aligned} \tag{2.164}$$

- Für $\Delta > 0$, d.h. keine reelle Nullstelle:

$$\begin{aligned} U_m \cdot A = 2 \cdot \dot{W} \cdot \Bigg[& \frac{1}{2} \cdot ln(\alpha \cdot T^2 + \beta \cdot T + \gamma) \\ & + \dot{W} \cdot \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \cdot arctan\left(\frac{2\alpha \cdot T + \beta}{\sqrt{\Delta}} \right) \Bigg]_{T_0}^{T_1} \end{aligned} \tag{2.165}$$

- Für $\Delta = 0$, d.h. eine reelle (Doppel-)Nullstelle:

$$U_m \cdot A = 2 \cdot \dot{W} \cdot \left[\frac{\dot{W}}{2\alpha \cdot T + \beta} + ln\Big(\frac{2\alpha \cdot T + \beta}{2\alpha} \Big) \right]_{T_0}^{T_1} \tag{2.166}$$

[25] Die Diskriminante einer quadratischen Gleichung in Normalform $0 = x^2 + px + q$ ist definiert als $D = \frac{p^2}{4} - q$. Für die Form $0 = ax^2 + bx + c$ ist $D = (\frac{b}{2a})^2 - \frac{c}{a}$. Man kann jedoch auch den Ausdruck $\Delta' = b^2 - 4ac$ als Diskriminante benutzen, da $b^2 - 4ac = 4a^2 \cdot D$. Bei den Lösungen der unbestimmten Integrale in [Bronstein und Semendjajew, 1989] wird jedoch ein Δ-Ausdruck mit umgekehrtem Vorzeichen zur Fallunterscheidung genutzt. Dieser Ausdruck wird auch hier verwendet und als negative Pseudo-Diskriminante $\Delta = 4\alpha\gamma - \beta^2$ bezeichnet.

Durch Auflösen der Stammfunktionen (2.164) bis (2.166) lässt sich schließlich über die Kopplung $\dot{Q} = U_m \cdot A \cdot \Delta T_m = \dot{W} \cdot (t_1 - t_0)$ die mittlere treibende Temperaturdifferenz für den jeweiligen Fall ermitteln. Führt man noch ein spezielles Eintrittswärmekapazitätsstromverhältnis R_0^t ein, mit einem *internen* Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_{int,0}^t$, der durch die *externe* Temperatur t_0 an der Stelle $x = 0$ bestimmt ist, d.h.:

$$\begin{aligned} \dot{W}_{int,0}^t &= a + b \cdot t_0 \\ R_0^t &= \frac{\dot{W}}{\dot{W}_{int,0}^t} \\ \varrho_0 &= 1 - \frac{2}{R_0^t} + \frac{1}{(R_0)^2} \qquad \text{Ersatz-Diskriminante} \end{aligned} \tag{2.167}$$

dann ergeben sich die analytischen Lösungen der mittleren Temperaturdifferenz bei einseitig linear temperaturabhängigem Wärmekapazitätsstrom und konstanter Wärmedurchlässigkeit in Abhängigkeit von den dargestellten Fällen wie folgt:

- Für $\varrho_0 > 0$ (entspricht $\Delta < 0$):

$$\Delta T_m = \frac{t_1 - t_0}{ln\left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_0}\right) + \frac{1}{\sqrt{\varrho_0}} \cdot ln\left(\frac{1 + R_1 \cdot R_0 \cdot (1 - \varrho_0) - R_0 \cdot (1 - \sqrt{\varrho_0}) - R_1 \cdot (1 + \sqrt{\varrho_0})}{1 + R_1 \cdot R_0 \cdot (1 - \varrho_0) - R_0 \cdot (1 + \sqrt{\varrho_0}) - R_1 \cdot (1 - \sqrt{\varrho_0})}\right)} \tag{2.168}$$

- Für $\varrho_0 < 0$ (entspricht $\Delta > 0$):

$$\Delta T_m = \frac{t_1 - t_0}{ln\left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_0}\right) + \frac{2}{\sqrt{-\varrho_0}} \cdot arctan\left(\sqrt{-\varrho_0} \Big/ \left(\frac{\Delta T_0 + \Delta T_1}{T_1 - T_0} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1}\right)\right)\right)} \tag{2.169}$$

- Für $\varrho_0 = 0$ (entspricht $\Delta = 0$):

$$\Delta T_m = \frac{1}{2} \cdot \frac{t_1 - t_0}{\frac{R_0}{1 - R_0} - \frac{R_1}{1 - R_1} - ln\left(\frac{R_1}{R_0} \cdot \frac{(1 - R_0)}{(1 - R_1)}\right)} \tag{2.170}$$

Die Zusammenfassung der beiden $arctan$-Argumente in Gleichung (2.165) zur Gleichung (2.169) für den Fall $\Delta > 0$, d.h.

$$arctan(x) - arctan(y) = arctan\left(\frac{x - y}{1 + x \cdot y}\right) \tag{2.171}$$

die sich aus oberer und unterer Integrationsgrenze ergeben (d.h. $x = f(T_1)$ und $y = f(T_0)$), ist nur dann eindeutig, wenn die Spreizung $G = T_1 - T_0$ nicht zu groß ist. Bei großen Werten für G von ca. 600 K – die hier nicht relevant sind – ist eine

weitere Fallunterscheidung in Abhängigkeit zu den Parametern α und β notwendig. Dies ist im Anhang E zusammen mit weiteren Zwischenschritten zur Ermittlung von ΔT_m aus den Stammfunktionen (2.164) bis (2.166) dargestellt.

2.3.4.2 Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor

In gleicher Weise wie mit dem logarithmischen Mittelwert bei konstanten Wärmekapazitätsströmen kann mit den Gleichungen (2.168) bis (2.170) aus den lokalen Temperaturdifferenzen ΔT_0 und ΔT_1 am Ein- und Austritt eines Wärmeübertragers bzw. eines Wärmeübertragerbereiches die treibende mittlere Temperaturdifferenz bei linearer Temperaturabhängigkeit eines Wärmekapazitätsstroms analytisch berechnet werden. Als einzige Zusatzinformation werden die Koeffizienten a und b zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms benötigt.

Aus der analytisch bestimmbaren mittleren treibenden Temperaturdifferenz ΔT_m ist im Verhältnis zum logarithmischen Mittelwert von ΔT_0 und ΔT_1 auch der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor ermittelbar.

$$\kappa = \frac{\Delta T_m}{\Delta T_{log}} \tag{2.172}$$

Dieses Verhältnis wird bei Berechnung eines einzelnen Wärmeübertragerbereiches in einem Absorptionskälteprozess dazu verwendet, um die Effekte aus temperatur*ab*hängigen (scheinbaren) Wärmekapazitätsströmen zu berücksichtigen. Die Vernachlässigung dieser Effekte kann bei den Sorptionsvorgängen im Ab- und Desorber zu Abweichungen in der Leistungsberechnung von ca. 3% bis 5% führen (siehe nachfolgenden Abschnitt 2.3.5). Die Abweichungen liegen damit in der gleichen Größenordnung, wie die später ermittelten Unterschiede zwischen den Ergebnissen der erweiterten Berechnungsmethode und einer als exakt angenommenen Simulation, so dass eine ungeprüfte Vernachlässigung der Effekte mit $\kappa \stackrel{!}{=} 1$ nicht sinnvoll ist.

Neben der Anwendung des Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktors innerhalb eines Bereiches ist dieser auch für die bereichsübergreifende Gesamt-Wärmeübertragungsrechnung von Bedeutung (siehe Abschnitt 2.3.7). Dies wird auch bei Diskussion der herkömmlichen Berechnungsmethode in Abschnitt 3.2 und bei Erweiterung der Methode in Abschnitt 3.3 detaillierter ausgeführt.

2.3.5 Zellenmethode

In diesem Abschnitt soll am Beispiel eines Desorptionsprozesses untersucht werden, wie groß der Einfluss eines internen, temperatur*ab*hängigen Wärmekapazitätsstroms auf die übertragene Wärmeleistung unter typischen Betriebsbedingungen einer Absorptionskälteanlage ist. Gleichzeitig wird der Unterschied zwischen einem realen Arbeitsstoff ($H_2O/LiBr$-Lösung) und einem idealisierten Fluid mit tatsächlich linearer Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms zur Überprüfung der Verwendbarkeit des analytischen Verfahrens aus Abschnitt 2.3.4 ermittelt.

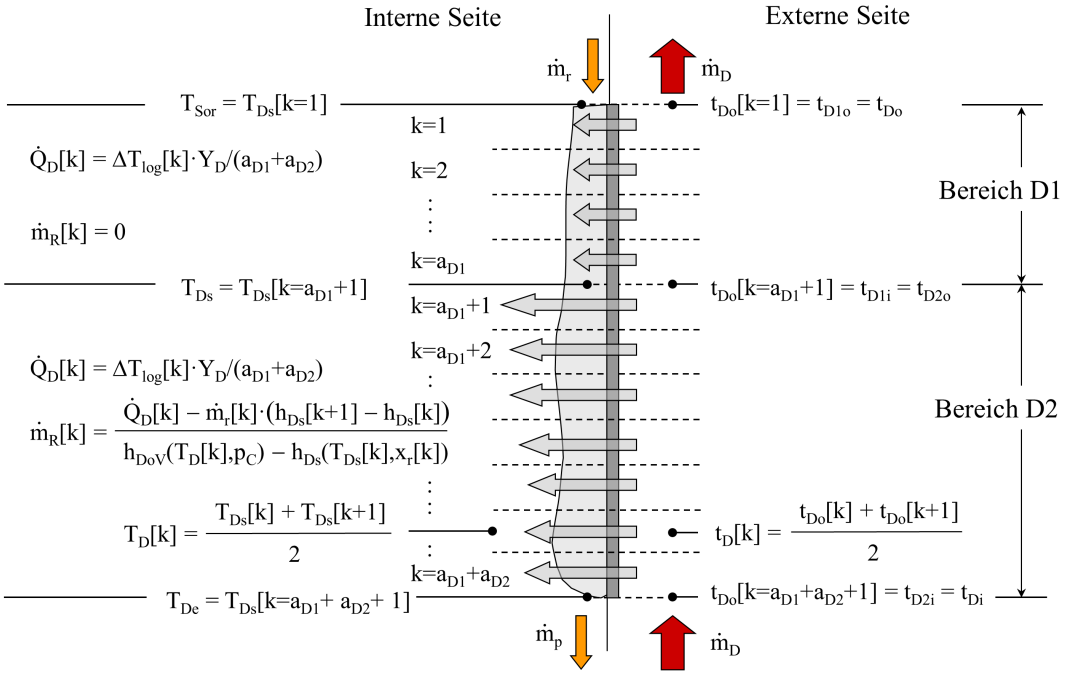


Bild 2.35: Darstellung der Nomenklatur zur Anwendung der Zellenmethode in einem Fallfilmdesorber für Variante B, d.h. ohne adiabate Absorption im Bereich D1.

Hierzu wird die von Roetzel und Spang [2006b, S. 2] beschriebene Zellenmethode zur Berechnung der Wärmeübertragung in einem Fallfilm-Desorber angewendet. Dabei wird die Wärmeübertragungsfläche bereichsweise in eine so hohe Anzahl an Zellen $a_D = a_{D1} + a_{D2}$ unterteilt, dass eine quasi lokale Berechnung des Wärmeübergangs ermöglicht wird (siehe Prinzipdarstellung im Bild 2.35). In jeder Zelle k mit der Übertragungsfläche $A_D[k] = \frac{A_D}{a_D}$ sind die Energiebilanzen der externen und internen Wärmekapazitätsströme über die Wärmeübertragungsgleichung gekoppelt.

$$\begin{aligned}
\dot{Q}_D[k] &= \dot{W}[k] \cdot (t_{Di}[k] - t_{Do}[k]) = \dot{W}[k] \cdot (t_{Do}[k+1] - t_{Do}[k]) \\
\dot{Q}_D[k] &= U_D[k] \cdot A_D[k] \cdot \Delta T_{log,D}[k] \\
&= U_D[k] \cdot A_D[k] \cdot \frac{(t_{Do}[k+1] - T_{Ds}[k+1]) - (t_{Do}[k] - T_{Ds}[k])}{ln(t_{Do}[k+1] - T_{Ds}[k+1]) - ln(t_{Do}[k] - T_{Ds}[k])} \\
\dot{Q}_D[k] &= \dot{W}_{int}[k] \cdot (T_{Do}[k] - T_{Di}[k]) = \dot{W}_{int}[k] \cdot (T_{Ds}[k+1] - T_{Ds}[k])
\end{aligned} \tag{2.173}$$

Für die internen Ein- und Austrittstemperaturen einer Zelle im Bereich D2 wird angenommen, dass es sich um Phasengleichgewichtstemperaturen handelt (d.h. $T_{Di}[k] = T_{Ds}[k]$ bzw. $T_{Do}[k] = T_{De}[k]$). Die Endtemperatur des Desorptionsprozesses T_{De} in einer Zelle k entspricht dabei der Starttemperatur des Desorptionsprozesses T_{Ds} in der darauffolgenden Zelle, d.h. $T_{De}[k] = T_{Ds}[k+1]$. Dementsprechend ist die Zusammensetzung der kältemittelarmen Lösung am Austritt einer Zelle $x_p[k]$ identisch mit der Zusammensetzung der kältemittelreichen Lösung am Eintritt der folgenden Zelle $x_r[k+1] = x_p[k]$. Im Bereich D1 ist der desorbierte Kältemittelmassenstrom in jeder Zelle $\dot{m}_R[k] = 0$ und sowohl die Ein- und Austrittstemperatur einer Zelle $T_{Di}[k]$ bzw. $T_{Do}[k]$ liegt bei unterkühlt eintretender Lösung unter der Starttemperatur des Desorptionsprozesses $T_{Ds} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(x_r, p_C)$. Allein aus numerischen Gründen wird der $T_{Ds}[k]$-Vektor auch bei $k = [1 \dots a_{D1}]$, d.h. im Bereich D1, für die Zellentemperaturen verwendet. Auf der externen Seite gilt für die Ein- und Austrittstemperaturen $t_{Di}[k] = t_{Do}[k+1]$ wobei zu beachten ist, dass hier die Zellennummer k mit der Strömungsrichtung fällt (siehe Bild 2.35).
Im Anschluss an die Lösung des aus (2.173) resultierenden Gleichungssystems (z.B. mit Hilfe des *Engineering Equation Solver* [EES, 2012]) kann durch eine Summierung der Temperaturdifferenzen zwischen den internen und externen Zellen mit flächengewichteter Mittlung auch eine mittlere treibende Temperaturdifferenz $\Delta T^{var}_{m,D}$ für die Gesamtwärmeübertragung im Desorber berechnet werden. Bei genügend hoher Zellenzahl weicht diese nur noch geringfügig vom exakten Ergebnis $\Delta T_{m,D}$ ab.

$$\Delta T^{var}_{m,D} = \frac{1}{A_D} \sum_{k=1}^{\substack{a_D = \\ a_{D1}+a_{D2}}} \Delta T_{log,D}[k] \cdot A_D[k] \approx \frac{1}{A_D} \int_{F=0}^{F=A_D} (t - T)\, dF = \Delta T_{m,D} \tag{2.174}$$

Die mit Gleichung (2.174) berechnete mittlere Temperaturdifferenz $\Delta T^{var}_{m,D}$ kann ohne erneute Aufteilung sowohl die temperaturabhängige Änderung der spezifischen Wärmekapazität der Lösung $c_{p,H_2O/LiBr}$ im Bereich D1, als auch die Temperaturabhängigkeit der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widehat{c}_{p,H_2O/LiBr}$ im Bereich D2 berücksichtigen. Der Bereich D1, in dem die mit $T_{Sor} < T_{Ds}$ unterkühlt eintretende Lösung auf die Starttemperatur des Desorptionsprozesses T_{Ds} erwärmt

wird (in Bild 2.35 ohne adiabate Sorption dargestellt), bleibt im Weiteren jedoch unberücksichtigt, da im Abschnitt 2.2.2.1 gezeigt wurde, dass die Temperaturabhängigkeit von $c_{p,H_2O/LiBr}$ sehr viel kleiner ist als die Temperaturabhängigkeit von $\widehat{c}_{p,H_2O/LiBr}$. Die folgenden Betrachtungen und Beispielrechnungen beschränken sich daher auf einen als isobar angenommenen Desorptionsprozess im Bereich D2 zwischen den beiden Gleichgewichtszuständen $T_{D2i} = T_{Ds} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(x_r, p_C)$ und $T_{D2o} = T_{De} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(x_p, p_C)$. Die internen und externen Eintrittszustände der Wärmeträger sowie die Größe des Wärmeübertragers sind in Tabelle 2.8 zusammengefasst. Die Werte wurden dabei so gewählt, dass sie typischen Betriebsbedingungen der ab Kapitel 3 untersuchten Absorptionskälteanlage FA2 entsprechen.

Tabelle 2.8: Daten zur Konfiguration des Desorbers ähnlich zur Anlage FA2

Wärmedurchlässigkeit	Y_{D2}	$\frac{kW}{K}$	2
Zellenanzahl	a_{D2}		100
extern			
Eintrittstemperatur	t_{Di}	°C	85
Massenstrom	$\dot{m}_D$	$\frac{kg}{s}$	0,3
Spez. Wärmekapazität	$c_{p,D}$	$\frac{kJ}{kg\,K}$	4,2
intern			
Eintrittstemperatur	T_{Ds}	°C	60
Massenstrom	$\dot{m}_r$	$\frac{kg}{s}$	0,05
Eintrittskonzentration	x_r	$\frac{kg}{kg}$	0,50

Für die nachfolgenden Berechnungen wird der Bereich D2 auf der internen und externen Seite in $a_{D2} = 100$ Zellen unterteilt. Auf der externen Seite wird in allen Fällen mit einem konstanten Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_D = c_{p,D} \cdot \dot{m}_D$ gerechnet. Der Wärmeübergangskoeffizient U_D sei ebenfalls in jeder Zelle konstant, so dass mit der Zellenanzahl a_{D2} die Wärmedurchlässigkeit des Wärmeübertragerbereiches D2 ermittelt werden kann bzw. bei Vorgabe von Y_{D2} die Wärmeübertragungsfläche in jeder Zelle $A_D[k]$ bestimmt ist.

$$Y_{D2} = \sum_{k=a_{D1}+1}^{a_{D1}+a_{D2}} U_D[k] \cdot A_D[k] \tag{2.175}$$

Die Zellenanzahl a_{D2} wurde so hoch gewählt, dass innerhalb jeder Zelle von einer konstanten, integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_p[k]$ ausgegangen werden kann, die nach Gleichung (2.83) aus den Salzmassenanteilen am Ein- und Austritt der Zelle zum vorherrschenden Siededruck p_C berechnet wird. Diese scheinbare Wärmekapazität ändert sich jedoch von Zelle zu Zelle in Abhängigkeit von dem dort durchlaufenen Temperatur- bzw. Konzentrationsintervall.

$$\begin{aligned} G[k] &= T_{De}[k] - T_{Ds}[k] = T_{Ds}[k+1] - T_{Ds}[k] \\ \Delta x[k] &= x_p[k] - x_r[k] \quad\;\; = x_r[k+1] - x_r[k] \\ \widetilde{c}_p[k] &= \widetilde{c}_p(x_r[k], x_r[k+1], p_C) \end{aligned} \tag{2.176}$$

Aufgrund des desorbierten Kältemittelmassenstroms $\dot{m}_R[k]$ ändert sich neben der mittleren, integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_p[k]$ auch der in jede Zelle eintretende Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r[k]$. Der aus beiden Effekten resultierende variable interne scheinbare Wärmekapazitätsstrom

$$\widetilde{\dot{W}}_{var}[k] = \dot{m}_r[k] \cdot \widetilde{c}_p(x_r[k], x_r[k+1], p_C) \tag{2.177}$$

ist in Bild 2.36 als Funktion der mittleren Zellentemperatur $T_D[k] = \frac{T_{Ds}[k]+T_{De}[k]}{2}$ dargestellt. Aus den Zellenergebnissen von (2.177) lässt sich auch der später in Gleichung (2.184) benötigte hypothetische Wärmekapazitätsstrom berechnen.

$$\dot{W}^*_{var} = \frac{1}{T^{var}_{De} - T_{Ds}} \cdot \sum_{k=a_{D1}+1}^{a_D = a_{D1}+a_{D2}} \widetilde{\dot{W}}_{var}[k] \cdot T_D[k] \tag{2.178}$$

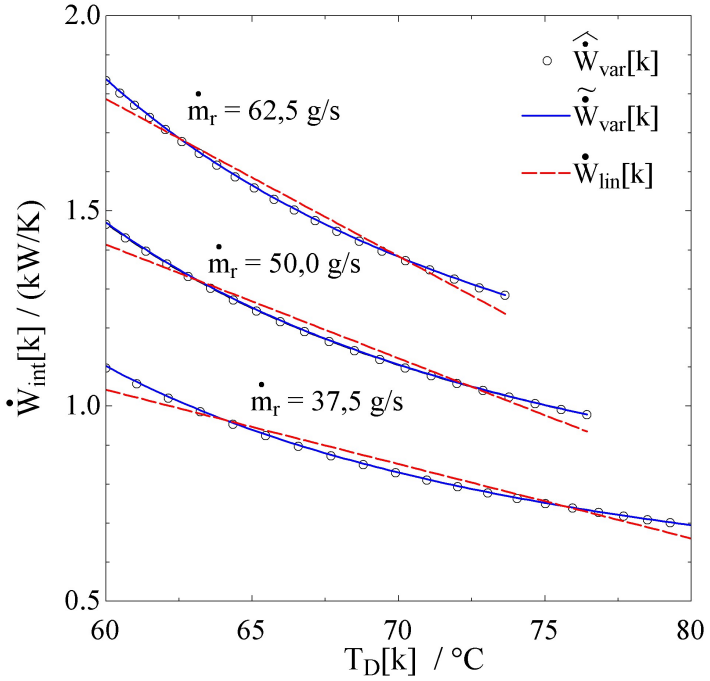


Bild 2.36: Intern variable Wärmekapazitätsströme.

Außerdem ist in Bild 2.36 der differenzielle interne Wärmekapazitätsstrom

$$\widehat{\dot{W}}_{var}[k] = \frac{\dot{m}_r[k] + \dot{m}_r[k+1]}{2} \cdot \widehat{c}_p\Big(\frac{x_r[k] + x_r[k+1]}{2}, p_C\Big) \tag{2.179}$$

gegen $T_D[k]$ aufgetragen, dessen Berechnung aus Gründen der Übersichtlichkeit nur für die markierten Punkte erfolgte. Aus dem kaum erkennbaren Unterschied zwischen $\widetilde{\dot{W}}_{var}[k]$ und $\widehat{\dot{W}}_{var}[k]$ wird deutlich, dass die Zellengröße mit $a_{D2} = 100$ für diesen Anwendungsfall hinreichend klein gewählt wurde, da der integral gemittelte scheinbare Wärmekapazitätsstrom $\widetilde{\dot{W}}_{var}[k]$ zwischen den beiden Zellenenden nahezu identisch ist zu $\widehat{\dot{W}}_{var}[k]$, den man nach Gleichung (2.179) aus der differenziellen scheinbaren Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ sowie aus linear gemittelten Werten des Massenstroms und der Lösungszusammensetzung beim Druck p_C ermittelt. Damit kann auch $\widetilde{\dot{W}}_{var}[k]$ in jeder Zelle als quasi lokale und temperatur*un*abhängige, konstante Größe aufgefasst werden. Dementsprechend ist der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor in jeder Zelle $\kappa[k] = 1$ und die mittlere treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_m[k]$ stimmt mit dem logarithmischen Mittelwert $\Delta T_{log}[k]$ der Differenzen am Ein- und Austritt der Zelle überein.

$$\Delta T_m[k] = \Delta T_{log}[k] = \frac{(t_{Di}[k] - T_{De}[k]) - (t_{Do}[k] - T_{Ds}[k])}{ln\Big(t_{Di}[k] - T_{De}[k]\Big) - ln\Big(t_{Do}[k] - T_{Ds}[k]\Big)} \tag{2.180}$$

Analog zur Gleichung (2.174) lässt sich damit die quasi exakte mittlere treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T^{var}_{m,D2}$ mit Berücksichtigung eines temperaturabhängigen Wärmekapazitätsstroms angeben und zur Berechnung der insgesamt im Bereich D2 übertragenen Leistung $\dot{Q}_{D2}$ verwenden.

Die Anwendung der Zellenmethode zur Berechnung der Leistung $\dot{Q}_{D2}$ mit der mittleren Temperaturdifferenz $\Delta T^{var}_{m,D2}$ im Vergleich zur analytisch bestimmten Differenz bei linearer Temperaturabhängigkeit des internen Wärmekapazitätsstroms $\Delta T^{lin}_{m,D2}$ mit dem Verfahren aus Abschnitt 2.3.4 erfolgt nun beispielhaft für drei verschiedene Lösungsmassenströme. Zum Vergleich der beiden Verfahren (d.h. Zellenmethode und analytisches Verfahren) mit der Basisvariante der Wärmeübertragungsrechnung unter Vernachlässigung eines temperaturabhängigen Wärmekapazitätsstroms (d.h. $\kappa_{D2} = 1$) wird zu jedem Lösungsmassenstrom der zugehörige mittlere, scheinbare Wärmekapazitätsstroms ermittelt.

$$\widetilde{\dot{W}}_{D2} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2} \tag{2.181}$$

Dieser mittlere Wärmekapazitätsstrom ergibt sich aus dem eintretenden Massenstrom $\dot{m}_r$ sowie der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,D2}$, die

sich entsprechend Gleichung (2.83) aus den Zustandsgrößen T und x der Lösung am Ein- und Austritt des Bereiches D2 berechnen lässt. Sie beträgt für die drei untersuchten Fälle 23,7 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg \cdot K}}$, 24,7 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg \cdot K}}$ und 25,5 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg \cdot K}}$.
Durch die unterschiedlichen Lösungsmassenströme $\dot{m}_r$ ergeben sich bei sonst unveränderten Eintrittsbedingungen (siehe Tabelle 2.8) unterschiedliche Ausgasungsbreiten und Desorptionsleistungen bzw. übertragene Wärmeströme $\dot{Q}_{D2}$. In Abhängigkeit vom insgesamt durchlaufenen Intervall der Lösungszusammensetzung $[x_r = 0,5 \ldots x_p]$ ändern sich daher auch die Koeffizienten a und b einer linearen Regression zur vereinfachten Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms.

$$\dot{W}_{lin}[k] = a + b \cdot T_D[k] \tag{2.182}$$

Dieser linear temperaturabhängige interne Wärmekapazitätsstrom ist ebenfalls in Bild 2.36 dargestellt. Er besitzt den Mittelwert:

$$\overline{\dot{W}}_{lin} = a + b \cdot \frac{T_{Ds} + T_{De}^{lin}}{2} \ . \tag{2.183}$$

Aus der unterschiedlichen Berücksichtigung des temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsstroms resultieren drei Gleichungssysteme in denen jeweils die internen und externen Energiebilanzen über die Wärmetragungsrechnung aneinander gekoppelt sind.

$$\begin{aligned}
\dot{Q}_{D2}^{avg} &= \dot{W}_D \cdot \left(t_{Di} - t_{D2o}^{avg}\right) & \dot{Q}_{D2}^{lin} &= \dot{W}_D \cdot \left(t_{Di} - t_{D2o}^{lin}\right) & \dot{Q}_{D2}^{var} &= \dot{W}_D \cdot \left(t_{Di} - t_{D2o}^{var}\right) \\
&= U_D \cdot A_D \cdot \Delta T_{log,D2}^{avg} & &= U_D \cdot A_D \cdot \Delta T_{m,D2}^{lin} & &= U_D \cdot A_D \cdot \Delta T_{m,D2}^{var} \\
&= \widetilde{\dot{W}}_{D2} \cdot \left(T_{De}^{avg} - T_{Ds}\right) & &= \overline{\dot{W}}_{lin} \cdot \left(T_{De}^{lin} - T_{Ds}\right) & &= \dot{W}_{var}^{*} \cdot \left(T_{De}^{var} - T_{Ds}\right)
\end{aligned} \tag{2.184}$$

In Tabelle 2.9 sind die Ergebnisse für die quasi exakte Berechnung von $\dot{Q}_{D2}$ mit Hilfe der Zellenmethode bei variablem Wärmekapazitätsstrom nach Gleichung (2.177) (Spalte 'var') und die Ergebnisse der analytischen Berechnung mit angenommener linearer Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms nach Gleichung (2.182) (Spalte 'lin') den Ergebnissen unter Annahme eines über den Strömungsweg konstanten mittleren Wärmekapazitätsstroms nach Gleichung (2.181) (Spalte 'avg') gegenübergestellt.

Tabelle 2.9: Berechnungsergebnisse der Wärmeübertragung bei temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom durch Anwendung der Zellenmethode (Spalte 'var') und Anwendung der analytischen Lösung für lineare Temperaturabhängigkeit (Spalte 'lin') im Vergleich zur Annahme eines konstanten, mittleren Wärmekapazitätsstroms (Spalte 'avg').

		$\dot{m}_r = 37,5\,\frac{g}{s}$			$\dot{m}_r = 50,0\,\frac{g}{s}$			$\dot{m}_r = 62,5\,\frac{g}{s}$		
		avg	*var*	*lin*	*avg*	*var*	*lin*	*avg*	*var*	*lin*
$\dot{Q}_{D2}$	kW	16,93	17,40	17,45	19,20	19,62	19,64	20,57	20,90	20,91
$\Delta T_{log,D2}$	K	8,46	7,88	7,82	9,60	9,21	9,20	10,28	10,02	10,02
$\Delta T_{m,D2}$	K	8,46	8,70	8,73	9,60	9,81	9,82	10,28	10,45	10,46
t_{D2o}	°C	71,56	71,19	71,15	69,77	69,43	69,41	68,68	68,41	68,40
T_{De}	°C	79,02	79,71	79,77	75,57	76,00	76,00	72,92	73,18	73,18
x_p	$\frac{kg}{kg}$	0,595	0,598	0,598	0,579	0,581	0,581	0,567	0,568	0,568
κ_{D2}	-	1	1,104	1,116	1	1,065	1,067	1	1,043	1,044
$\epsilon_{\dot{Q}}$	-	0	0,028	0,031	0	0,022	0,023	0	0,016	0,017

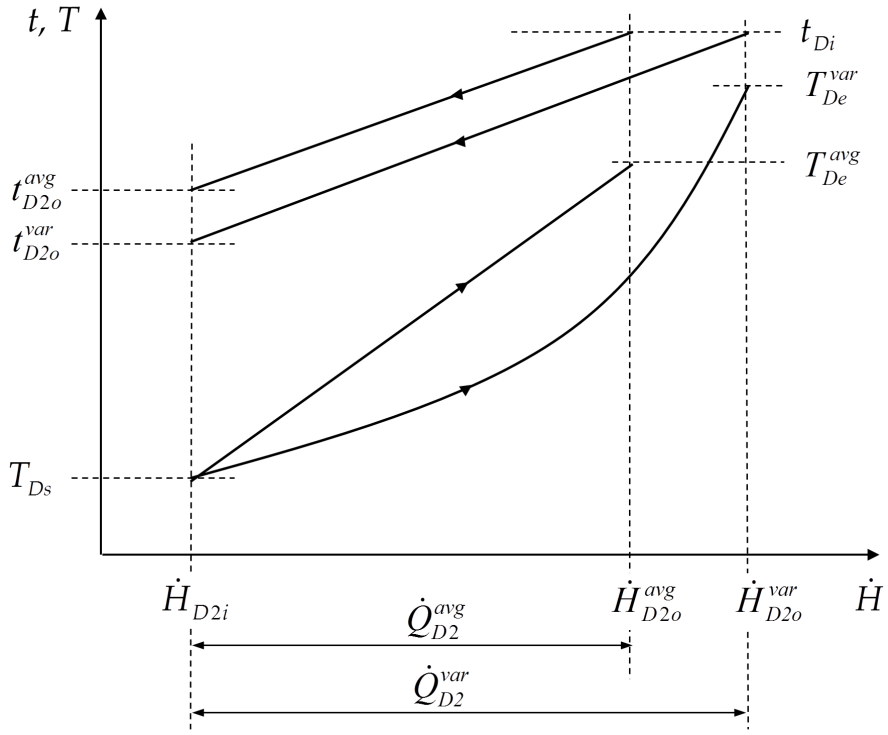


Bild 2.37: Schematische Darstellung der Temperaturverläufe bei konstantem und temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom.

Außerdem sind in Tabelle 2.9 die relativen Unterschiede $\epsilon_{\dot{Q}}$ in den berechneten Leistungen mit Bezug zur konventionellen Annahme temperatur*un*abhängiger Wärmekapazitätsströmen angegeben.

$$\epsilon_{\dot{Q}}^{var} = \frac{\dot{Q}_{D2}^{var} - \dot{Q}_{D2}^{avg}}{\dot{Q}_{D2}^{avg}} \qquad \epsilon_{\dot{Q}}^{lin} = \frac{\dot{Q}_{D2}^{lin} - \dot{Q}_{D2}^{avg}}{\dot{Q}_{D2}^{avg}} \tag{2.185}$$

In Ergänzung zu den Zahlenwerten der Austrittstemperaturen und Massenanteile x_p in Tabelle 2.9 zeigt Bild 2.37 die zugehörigen qualitativen Temperaturverläufe, die sich bei konstantem mittleren und variablem Wärmekapazitätsstrom ergeben.

Obwohl durch die Zellenmethode bei geringem Massenstrom $\dot{m}_r$=37,5 $\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{s}}$ und relativ hoher Ausgasungsbreite $\Delta x \approx$ 0,1 $\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{kg}}$ ein Unterschied zwischen mittlerer treibender Temperaturdifferenz und logarithmischem Mittelwert von etwa 10% ermittelt wird (d.h $\kappa_{D2} = \frac{\Delta T_{m,D2}^{var}}{\Delta T_{log,D2}^{var}} = 1,104$), beträgt der Unterschied $\epsilon_{\dot{Q}}$ in den berechneten Leistungen lediglich ca. 3%. Dies liegt daran, dass an beiden Enden des Wärmeübertragers die lokalen Temperaturdifferenzen bei variablem Wärmekapazitätsstrom kleiner sind als bei mittlerem Wärmekapazitätsstrom, und dementsprechend auch deren logarithmischer Mittelwert (d.h. $\Delta T_{log,D2}^{var} < \Delta T_{log,D2}^{avg}$). Die im Innern des Wärmeübertragers höheren lokalen treibenden Temperaturdifferenzen bei temperaturabhängigem Wärmekapazitätsstrom (siehe Bild 2.33 bzw. 2.37) führen jedoch zu einer mittleren Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,D2}^{var}$, die ca. 0,25 K über der mittleren Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,D2}^{avg} = \Delta T_{log,D2}^{avg}$ bei konstantem mittleren Wärmekapazitätsstrom liegt. Wegen des niedrigeren ΔT_{log} bei gleichzeitig höherer mittlere Temperaturdifferenz ΔT_m ist der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_{D2} größer als das Verhältnis der berechneten Leistungen mit und ohne variablem Wärmekapazitätsstrom. Der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor darf daher nicht mit einem 'Leistungskorrekturfaktor' verwechselt werden, da dieser auch den Unterschied des logarithmischen Mittelwertes in beiden Fällen berücksichtigen müsste.

$$\frac{\dot{Q}_{D2}^{var}}{\dot{Q}_{D2}^{avg}} = \frac{\Delta T_{m,D2}^{var}}{\Delta T_{m,D2}^{avg}} = \kappa_{D2} \cdot \frac{\Delta T_{log,D2}^{var}}{\Delta T_{log,D2}^{avg}} = 1,104 \cdot 0,931 = 1,028 \tag{2.186}$$

Vergleicht man die Werte von $\epsilon_{\dot{Q}}$ bzw. die Berechnungsergebnisse der analytischen Lösung für ΔT_m (Spalte 'lin') mit den Ergebnissen der quasi exakten Zellenmethode (Spalte 'var') zeigen sich lediglich kleine Unterschiede. Diese resultieren aus der realen Temperaturabhängigkeit des scheinbaren Wärmekapazitätsstroms, die nicht linear ist (siehe Bild 2.36). Damit stellt die mittlere treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,D2}^{lin}$, die mit dem Verfahren aus Abschnitt 2.3.4.1 bei tatsächlich linearem Verlauf exakt bestimmt werden kann, hier nur eine gute Näherung dar.

Darüber hinaus müssen zur Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz ΔT_m^{lin} die Koeffizienten a und b zur Berechnung der Wärmekapazitätsströme am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers $\dot{W}_{int,0}$, $\dot{W}'_{int,0}$ und $\dot{W}_{int,1}$ bzw. der daraus gebildeten Verhältnisse R_0, ρ_0 und R_1 bekannt sein (siehe Gleichung (2.167) S. 99 f.). Die Koeffizienten a und b wurden hier ebenfalls nur näherungsweise bestimmt, obwohl sie sich im Nachhinein auch exakt aus den Ergebnissen der Zellenberechnung durch lineare Regressionen der Wärmekapazitätsstromverläufe ermitteln ließen. Aber damit ginge die Möglichkeit verloren, durch das analytischen Verfahren die rechenintensive Zellenmethode zu vermeiden. Daher ist im Anhang F eine Berechnungsvorschrift dargestellt, mit der die Koeffizienten a und b einer Ausgleichsgerade bei tatsächlich nichtlinearer Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms in Abhängigkeit von den jeweiligen Betriebsbedingungen näherungsweise, aber ohne Zellenmethode ermittelt werden können. Die in Tabelle 2.9 Spalte 'lin' genannten Ergebnisse wurden mit den Näherungswerten a_{lin} und b_{lin} aus diesem Verfahren bestimmt.
Die Auswirkungen der nur näherungsweise bestimmten Koeffizienten $a_{lin} \approx a_{var}$ und $b_{lin} \approx b_{var}$ auf die Berechnungsergebnisse bleiben gering. Denn im Vergleich zur Annahme eines konstanten Wärmekapazitätsstroms (Spalte 'avg') wird durch die Berücksichtigung eines temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsstroms bei den hier untersuchten Betriebsbedingungen eine um ca. 1 bis 3% höhere Wärmeleistung berechnet. Die Ungenauigkeit im analytischen Berechnungsverfahren mit genährten Werten für a und b (Spalte 'lin') gegenüber der quasi exakten Zellenmethode (Spalte 'var') zur Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit ist hierzu um den Faktor 10 kleiner und mit einem $\Delta\epsilon_{\dot{Q}} = \epsilon_{\dot{Q}}^{lin} - \epsilon_{\dot{Q}}^{var}$ von ca. 3‰ vernachlässigbar klein. Aus diesem Grund wird für die im Abschnitt 2.4 beschriebene Simulation eines einstufigen Kältekreislaufs auf die Anwendung der rechenintensiven Zellenmethode verzichtet und stattdessen die Temperaturabhängigkeit von internen Wärmekapazitätsströmen über das in Abschnitt 2.3.4.1 hergeleitete analytische Verfahren für lineare Temperaturabhängigkeit berücksichtigt.

2.3.6 Variable externe Wärmekapazitätsströme

Im vorherigen Abschnitt wurde der Einfluss variabler *interner* Wärmekapazitätsströme aufgrund von temperaturabhängigen Stoffdaten auf die Wärmeübertragung behandelt. Dabei wurde eine Änderung der internen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{int,X}$ vernachlässigt, da angenommen wurde, dass sich auch bei temperaturabhängigen Stoffdaten bzw. sich änderndem Massenstrom durch die ab- bzw. desorbierte Kältemittelmenge die Fließgeschwindigkeiten und Transporteigenschaften der internen Wärmekapazitätsströme kaum ändern.
Von dieser örtlichen (hier vernachlässigten) Änderung der Strömungsgeschwindigkeit entlang des Strömungsweges ist die zeitliche Änderung in Abhängigkeit von

den Betriebsbedingungen zu unterscheiden. Auf der *externen* Seite kann es z.B. zu einer deutlichen Änderung der Strömungsgeschwindigkeiten kommen, wenn eine Mindestauskühlung des Heißwassers in verschiedenen Betriebssituationen durch Anpassung der externen Wärmekapazitätsströme erreicht werden soll. Dies ist beispielsweise bei Einbindung von Absorptionskälteanlagen in KWKK-Systeme von Bedeutung. Mit den zeitlich veränderlichen externen Strömungsgeschwindigkeiten ändern sich dann auch die externen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{ext,X}$ und damit die Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = U_X \cdot A_X$ der betroffenen Hauptwärmeübertrager $X = D, A, C, E$.
Der Einfluss von veränderlichen Volumenströmen auf die Wärmedurchlässigkeiten wurden z.B. von Kim et al. [2005] vermessen, allerdings ohne Herausarbeitung eines analytischen Zusammenhangs. Von Witte et al. [2008] wurde ebenfalls anhand von Messwerten dargestellt, das Fehler von bis zu 35% bei der Simulation bzw. Modellierung von Absorptionskälteanlagen mit Hilfe von kommerziellen Simulationsprogrammen auftreten können, wenn die Effekte nicht ausreichend beachtet werden. Ausgehend von einem durch Thorton [2006] dargestellten Berechnungsweg für Trockenkühler mit variablem Luftvolumenstrom wurde daher von Albers und Ziegler [2009a] sowie Albers et al. [2009b] ein Verfahren hergeleitet und anhand von Messwerten verifiziert, mit dem auch bei Absorptionskälteanlagen zeitlich variable Volumen- bzw. Wärmekapazitätsströme der externen Wärmeträger berücksichtigt werden können. Hierzu wurde für jeden Wärmeübertrager X ein Wärmedurchlässigkeitsfaktor ψ_X eingeführt, mit dem das Verhältnis der Wärmedurchlässigkeit bei variierendem Kapazitätsstrom $Y_X(\dot{W}_X)$ in Bezug zur Wärmedurchlässigkeit bei Nennbedingungen $Y_X(\dot{W}_{X,0}) = Y_{X,0}$ erfasst wird.

$$\psi_X = \frac{Y_X(\dot{W}_X)}{Y_X(\dot{W}_{X,0})} = \frac{Y_X}{Y_{X,0}} = \frac{U_X \cdot A_X}{U_{X,0} \cdot A_{X,0}} \tag{2.187}$$

Bei Vernachlässigung des Wärmeleitwiderstandes der Wand sowie des Unterschiedes zwischen der internen und externen Wärmeübertragungsfläche (z.B. bei kreisförmigen Rohren mit geringer Wandstärke) ergeben sich die Wärmedurchgangskoeffizienten in (2.187) näherungsweise zu

$$U_X \approx \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{ext,X}} + \frac{1}{\alpha_{int,X}}} \qquad U_{X,0} \approx \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{ext,X,0}} + \frac{1}{\alpha_{int,X,0}}}\,, \tag{2.188}$$

so dass bei konstanter Benetzung der Fläche (d.h $A_X = A_{X,0}$) folgt

$$\psi_X = \frac{1 + \frac{\alpha_{ext,X,0}}{\alpha_{int,X,0}}}{\frac{\alpha_{ext,X,0}}{\alpha_{ext,X}} + \frac{\alpha_{ext,X,0}}{\alpha_{int,X}}} \cdot \tag{2.189}$$

Üblicherweise erfolgt die Durchströmung der Wärmeübertragerrohre durch die externen Fluide auf der Rohrinnenseite. Für die externen, rohrinnenseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{ext,X}$ kann dann bei ausgeprägt turbulenter Strömung die Dittus-Boelter-Gleichung (2.190) verwendet werden, da eine Reduktion der Volumenströme bis zum Umschlag in den laminaren Strömungsbereich ausgeschlossen werden soll.

$$\alpha_{ext,X} = Nu_{ext,X} \cdot \frac{\lambda_X}{D_{ext,X}} = 0,023 \cdot Re_{ext,X}^{0,8} \cdot Pr_{ext,X}^{0,4} \cdot \frac{\lambda_X}{D_{ext,X}} \tag{2.190}$$

Unter Annahme konstanter Stoffeigenschaften lässt sich damit die Änderung der externen Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion eines auf den jeweiligen Nennwert $\dot{m}_{ext,X,0}$ normierten Massenstroms γ_X berechnen.

$$\frac{\alpha_{ext,X}}{\alpha_{ext,X,0}} \approx \frac{Re_{ext,X}^{0,8}}{Re_{ext,X,0}^{0,8}} \approx \left(\frac{\dot{m}_{ext,X}}{\dot{m}_{ext,X,0}}\right)^{0,8} = \gamma_X^{0,8} \tag{2.191}$$

Durch Einführung von Verhältnissen der externen zu internen Wärmeübergangskoeffizienten unter Nennbedingungen

$$a_{X,0} = \frac{\alpha_{ext,X,0}}{\alpha_{int,X,0}} \tag{2.192}$$

sowie den Verhältnissen der internen Wärmeübergangskoeffizienten unter Nennbedingungen in Bezug zu den Werten bei variierenden Wärmekapazitätsströmen

$$a_X^* = \frac{\alpha_{int,X,0}}{\alpha_{int,X}} \tag{2.193}$$

ergeben sich die Wärmedurchlässigkeitsfaktoren nach Einsetzen in (2.189) zu

$$\psi_X = \frac{Y_X}{Y_{X,0}} = \frac{1 + a_{X,0}}{\gamma_X^{-0,8} + a_{X,0} \cdot a_X^*} \cdot \tag{2.194}$$

Von Albers et al. [2009b] wurde für die Absorptionskälteanlage FA2 gezeigt, dass sich bei konstanten externen Eintrittstemperaturen die internen Wärmeübergangskoeffizienten bei variablem externen Wärmekapazitätsstrom kaum von den Werten unter Auslegungsbedingungen unterscheiden. In diesem Fall sind die Verhältnisse

$a_X^* \approx 1$. Außerdem wurde gezeigt, dass sich bereits bei grober Abschätzung der Verhältnisse $a_{X,0}$ mit den Wärmedurchlässigkeitsfaktoren entsprechend Gleichung (2.194) eine gute Übereinstimmung mit Messwerten erzielen lässt.
In Bild 2.38 ist der Verlauf der Wärmedurchlässigkeitsfaktoren als Funktion der normierten externen Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Verhältnisse $a_{X,0}$ dargestellt. Je geringer das Verhältnis $a_{X,0}$ ist, d.h. je mehr der gesamte Wärmeübergangswiderstand bei Nennbedingungen von der externen Seite bestimmt wird, umso größer ist der Einfluss variabler externer Wärmekapazitätsströme auf die Wärmedurchlässigkeit. Die Variationsbreite des Wärmedurchlässigkeitsfaktors $\psi_X(\gamma_X)$ ist dementsprechend groß.

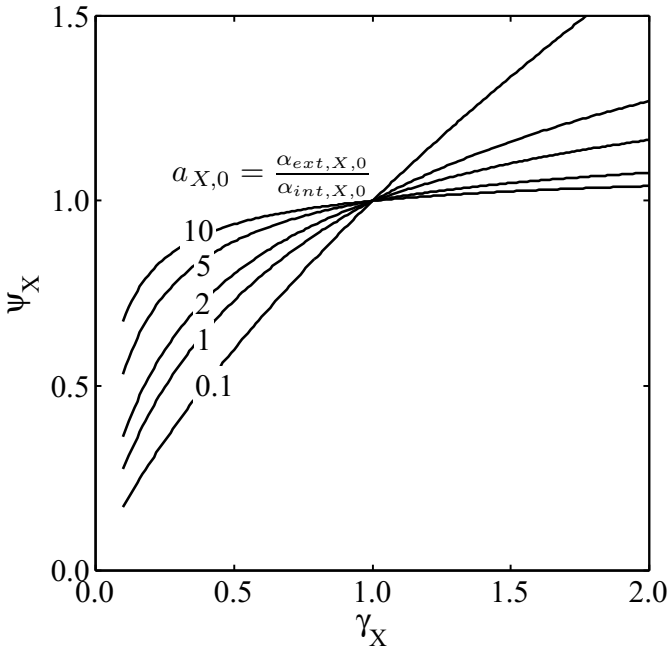


Bild 2.38: Wärmedurchlässigkeitsfaktor ψ_X als Funktion der normierten externen Strömungsgeschwindigkeit γ_X mit dem Verhältnis der externen und internen Nenn-Wärmeübergangskoeffizienten $a_{X,0}$ als Parameter.

Die Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X haben wie die Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren κ_X auch Einfluss auf die Temperaturdifferenzfaktoren z_X. Diese Einflüsse werden analog zum Stromführungsfaktor F_X (siehe [Roetzel und Spang, 2006b, S. 8]) durch Multiplikation der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeit $NTU_{X,0} = \frac{Y_{X,0}}{\dot{W}_{X,0}}$ mit dem jeweiligen Faktor ψ_X bzw. κ_X berücksichtigt, so dass:

$$z_X = \frac{2 \cdot (e^{(R_X-1)\cdot NTU_{X,0}\cdot\kappa_X\cdot\psi_X} - 1)}{(R_X-1)\cdot NTU_{X,0}\cdot\kappa_X\cdot\psi_X\cdot(e^{(R_X-1)\cdot NTU_{X,0}\cdot\kappa_X\cdot\psi_X}+1)} \,. \tag{2.195}$$

2.3.7 Gesamtwärmeübertragungsrechnung

Mit den zuvor eingeführten und untersuchten Temperaturdifferenzfaktoren z_X, Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren κ_X und Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X kann die Wärmeübertragungsgleichung (2.113) auch in Bezug zur arithmetischen Temperaturdifferenz $\Delta T_X = t_X - T_X$ formuliert werden, indem der Unterschied zur mittleren Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,X}$ über diese Faktoren berücksichtigt wird.

$$\dot{Q}_X = U_{X,0} \cdot A_X \cdot \Delta T_{m,X} = Y_{X,0} \cdot z_X \cdot \kappa_X \cdot \psi_X \cdot (t_X - T_X) \tag{2.196}$$

Darin sind $t_X = (t_{Xi} + t_{Xo})/2$ und $T_X = (T_{Xi} + T_{Xo})/2$ die arithmetischen Mittelwerte aus den lokalen externen bzw. internen Temperaturen an den beiden Enden des Wärmeübertragers bzw. Wärmeübertragerbereiches und die Faktoren z_X, ψ_X und κ_X berücksichtigen die Effekte von variablen und ggf. temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen in einem Gegenstrom-Wärmeübertrager (d.h. $F_X = 1$) mit temperatur*un*abhängigen bzw. konstanten Wärmeübergangskoeffizienten entlang des Strömungsweges (d.h. $\nu_X = 1$). Die Wärmedurchgangskoeffizienten $U_{X,0}$ und die daraus bei unveränderlicher Wärmeübertragungsfläche $A_X = A_{X,0}$ resultierenden Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0}$ gelten für die internen und externen (Nenn-) Wärmekapazitätsströme und Temperaturen, d.h. den Referenzbedingungen bei denen sie mit Bezug zum logarithmischen Mittelwert $\Delta T_{log,X,0}$ ermittelt wurden.

$$Y_{X,0} = Y_X(\dot{W}_{ext,X,0}, \dot{W}_{int,X,0}, t_{Xi,0}, t_{Xo,0}, T_{Xi,0}, T_{Xo,0}). \tag{2.197}$$

Die Wärmeübertragungsgleichung (2.196) wird zum Einen bei den nachfolgend beschriebenen Simulationen eines Absorptionskältekreislaufs zur Berechnung der Wärmeübertragung in den einzelnen Bereichen XN verwendet,

$$\dot{Q}_{XN} = Y_{X,0} \cdot n_{XN} \cdot z_{XN} \cdot \kappa_{XN} \cdot \psi_{XN} \cdot (t_{XN} - T_{XN}) \tag{2.198}$$

wobei die Wärmedurchlässigkeitsanteile n_{XN} (die bei konstanten Wärmedurchgangskoeffizienten $U_{XN} = U_X$ einem Flächenanteil entsprechen) innerhalb der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung aus der Kopplung der Energiebilanzen in den einzelnen Bereichen mit den Wärmeübertragungsgleichungen (2.198) ermittelt werden müssen.

$$n_{XN} = \frac{Y_{XN}}{Y_X} = \frac{U_{XN} \cdot A_{XN}}{U_X \cdot A_X} = \frac{A_{XN}}{A_X} \tag{2.199}$$

Für Simulationsrechnungen stellt diese bereichsweise Wärmeübertragungsrechnung i.A. kein Problem dar, denn die Aufteilung bzw. Größe der Teilbereiche XN mit den zugehörigen Teilwärmedurchlässigkeiten Y_{XN} (die zusammen die Gesamtwärme-

durchlässigkeit $Y_X = \sum_N Y_{XN}$ des bereichsweise berechneten Wärmeübertragers X ergeben) kann durch Iteration bestimmt werden. Dieser Rechenaufwand lässt sich nur verringern bzw. die bereichsweise Wärmeübertragungsrechnung gänzlich vermeiden, wenn der Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_X bekannt wäre, mit dem selbst bei bereichsweise konstanten (d.h. $\kappa_{XN} = 1$), aber verschiedenen Wärmekapazitätsströmen in den Bereichen XN (z.B. $\dot{W}_{int,D1} \neq \dot{W}_{int,D2}$) der Unterschied zwischen dem logarithmischen Mittelwert der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des gesamten Wärmeübertragers $\Delta T_{log,X}$ und der mittleren treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,X}$ Rechnung getragen wird.
Daher lautet die Wärmeübertragungsgleichung (2.196) z.B. für einen Desorber entsprechend Bild 2.29 unten mit den Bereichen D1 und D2 bei reiner Gegenstromführung (d.h. $F_D = 1$) mit Nennvolumenströmen (d.h. $\psi_D = 1$) und temperatur*un*abhängigen Wärmedurchgangskoeffizienten (d.h. $\nu_D = 1$)

$$\dot{Q}_D = U_{D,0} \cdot A_{D,0} \cdot \Delta T_{m,D} = Y_{D,0} \cdot \kappa_D \cdot \Delta T_{log,D} \tag{2.200}$$

bzw. mit bereichsweiser Aufteilung $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ und $Y_{D,0} = Y_{D1} + Y_{D2}$

$$\dot{Q}_D = Y_{D1} \cdot \kappa_{D1} \cdot \Delta T_{log,D1} + Y_{D2} \cdot \kappa_{D2} \cdot \Delta T_{log,D2} \; . \tag{2.201}$$

Durch Gleichsetzen von (2.200) und (2.201) ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D und den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren κ_{DN} in den Bereichen D1 und D2.

$$\begin{aligned} \kappa_D = \frac{\Delta T_{m,D}}{\Delta T_{log,D}} = \frac{\dot{Q}_D / Y_D}{\Delta T_{log,D}} &= \frac{\dot{Q}_{D1}/Y_D + \dot{Q}_{D2}/Y_D}{\Delta T_{log,D}} \\ &= \frac{Y_{D1}}{Y_D} \cdot \frac{\Delta T_{m,D1}}{\Delta T_{log,D}} + \frac{Y_{D2}}{Y_D} \cdot \frac{\Delta T_{m,D2}}{\Delta T_{log,D}} \\ &= \kappa_{D1} \cdot n_{D1} \cdot \frac{\Delta T_{log,D1}}{\Delta T_{log,D}} + \kappa_{D2} \cdot n_{D2} \cdot \frac{\Delta T_{log,D2}}{\Delta T_{log,D}} \end{aligned} \tag{2.202}$$

Auch bei temperatur*un*abhängigen Wärmekapazitätsströmen entlang des Strömungsweges (d.h. $\Delta T_{m,DN} = \Delta T_{log,DN}$ bzw. $\kappa_{DN} = 1$) folgt bei bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{int,D1} \neq \dot{W}_{int,D2}$ und daher $\frac{\Delta T_{log,DN}}{\Delta T_{log,D}} \neq 1$ für den Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor ebenfalls $\kappa_D \neq 1$.
Die Bestimmung der Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren κ_X in der Wärmeübertragungsgleichung (2.196) für die Wärmeströme $\dot{Q}_X = \sum \dot{Q}_{XN}$ ist aus den Simulationsergebnissen der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung mit Gleichung (2.202) problemlos möglich (siehe z.B. Anhang G.2 und G.3), so dass mit κ_X bei Anwendung und Diskussion der herkömmlichen Berechnungsmethode die

möglichen Effekte bei Vernachlässigung von bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen diskutiert werden können (z.B. durch Annahme von $\kappa_D = 1$ bei Anlagen mit überfluteten Desorbern, siehe Abschnitt 3.2). Für die Herleitung der erweiterten Berechnungsmethode in Abschnitt 3.3 wird hingegen ein Verfahren ohne bereichsweise Wärmeübertragungsrechnung zur näherungsweisen Bestimmung von $\kappa_D \neq 1$ verwendet (siehe Anhang L mit Vergleich von Näherungs- und Simulationsergebnissen).
Mit dem Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_X bzw. den bereichsweise ermittelten Werten κ_{XN} ist daher eine einheitliche Diskussion von Effekten aus bereichsweise verschiedenen und ggf. temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen sowohl bei den nachfolgenden Simulationsrechnungen als auch bei der anschließend behandelten Berechnungsmethode möglich.

2.4 Simulation des einstufigen Absorptionskältekreislaufs

Zur Überprüfung der ab Kapitel 3 behandelten Methode der charakteristischen Gleichungen wird neben Messwerten auch eine genaue Simulation von einstufigen Absorptionskältekreisläufen verwendet. Dadurch lassen sich die Auswirkungen der für die Berechnungsmethode vorgenommenen Näherungen analysieren und quantifizieren. In diesem Abschnitt sollen die Grundzüge zum Aufbau des Gleichungssystems beschrieben werden. Die programmtechnische Umsetzung und Lösung des Gleichungssystems erfolgte mit Hilfe des *Engineering Equation Solver*, [EES, 2012]. Die Ergebnisse dieses Programms werden im weiteren Verlauf der Arbeit auch als Simulationsergebnisse oder 'exakte' Ergebnisse bezeichnet, um sie begrifflich besser von Näherungslösungen aus der herkömmlichen und weiterentwickelten Berechnungsmethode abgrenzen zu können. Letztendlich stellen aber auch die Simulationsergebnisse natürlich nur eine Näherung der Realität dar.

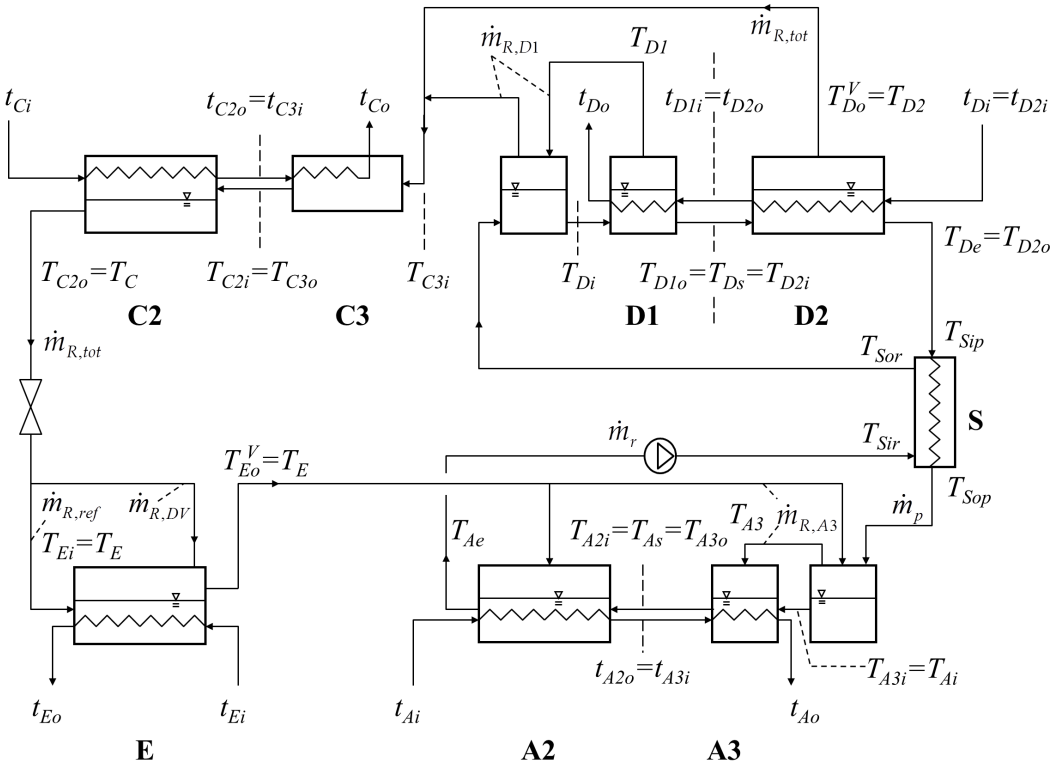


Bild 2.39: Wärmeübertragungsbereiche in einer einstufigen Absorptionskälteanlage (ohne Überhitzung der Lösung am Desorberaustritt bzw. des Kältemittels am Verdampferaustritt, ohne Unterkühlung des Kondensats am Kondensatoraustritt bzw. der Lösung am Absorberaustritt). Berechnung der Wärmeübertragung im Ab- und Desorber mit vollständiger adiabater Sorption vor dem Auftreffen auf die Übertragungsfläche (Variante A).

Die Simulation des einstufigen Absorptionskältekreislaufs basiert auf der Kopplung von Zustandsänderungen der Arbeitsstoffe im Inneren der Anlage mit den Änderungen der thermischen Energie in den externen Fluiden durch Berechnung der Wärmeübertragung. Die Ermittlung der einzelnen Wärmeströme $\dot{Q}_{XN}$ erfolgt dabei bereichsweise, d.h. aufgetrennt in die im Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Bereiche XN. Für die Bereiche D1 und D2 sowie A1 und A2 im De- und Absorber besteht die Möglichkeit, die tatsächlich vorhandene Temperaturabhängigkeit des internen Wärmekapazitätsstroms durch Berechnung von Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren κ_{XN} zu berücksichtigen oder sie mit $\kappa_{XN} = 1$ zu vernachlässigen.
Die Wärmedurchlässigkeiten der einzelnen Übertragungsbereiche Y_{XN} ändern sich nur, wenn die externen Volumen- bzw. Wärmekapazitätsströme ($\dot{V}_X$ bzw. $\dot{W}_X$) von denjenigen Werten abweichen, bei denen die Nennwerte $Y_{X,0}$ bestimmt wurden. Für die Änderungen der Wärmedurchgangskoeffizienten U_X, die in Abhängigkeit von den externen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{ext,X}$ mit den Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X berücksichtigt werden, wird angenommen, dass sie sich in allen Bereichen eines Wärmeübertragers gleich auswirken. Außerdem werden Änderungen der wärmeübertragenden bzw. benetzten Flächen A_{XN} sowie der internen Wärmeübergangskoeffizienten ausgeschlossen (d.h. $\alpha_{int,X} = \alpha_{int,X,0} = const.$).
Sämtliche Wärmeübertrager(bereiche) werden als Zwei-Strom-Wärmeübertrager in reiner Gegenstromführung und ohne Wärmeverluste an die Umgebung berechnet. Nachfolgend wird zunächst die Simulation des internen Kältekreislaufs erläutert. Danach werden die bauartabhängigen Kopplungen zwischen internem Kältekreislauf und externen Wärmeträgern behandelt. Am Ende dieses Abschnitts liegen damit alle Grundlagen zur exakten Bestimmung des Teillastverhaltens von einstufigen Absorptionskälteanlagen vor, auf deren Basis eine erweiterte Methode von charakteristischen Gleichungen für eine deutlich einfachere Berechnung abgeleitet und diskutiert werden kann.

2.4.1 Interne Kreislaufberechnung und Enthalpiebilanzen

Die interne Kreislaufberechnung erfolgt im Wesentlichen durch das Aufstellen von Enthalpie- und Massenbilanzen für das Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ in den vier Hauptwärmeübertragern, dem Lösungswärmeübertrager sowie ggf. vorhandenen Mischbehältern. Als Mischbehälter werden z.B. die Sümpfe und Aufgabevorrichtungen von Fallfilmwärmeübertragern aufgefasst, in denen es zu adiabaten Sorptions- oder Mischvorgängen kommen kann. In diesem Sinne stellt z.B. auch der Injector im Lösungsumlauf des Absorbers bei den Kälteanlagen vom Typ YIA (siehe [York, 1994] bzw. Abschnitt 2.1.2.1) eine eigenständige interne Komponente dar, für die eine separate Formulierung der Enthalpie- und Massenbilanzen notwendig

ist [26]. Bei der prinzipiellen Beschreibung der internen Kreislaufsimulation wird jedoch nur auf die Mischbehälter bzw. Aufgabevorrichtungen eingegangen, die den Absorber- und Desorberflächen vorgelagerten sind. Die Behandlung von Anlagen mit Absorberumlauf und Injektor erfolgt separat im Anhang M.
Die einzelnen Enthalpie- und Massenbilanzen aller Komponenten sind dem Programmcode in [Albers, 2019b] zu entnehmen. Am Beispiel des Desorbers soll deren Struktur sowie die Ankopplung an die externen Medien zur Wärmeübertragungsrechnung erläutert werden. Hierzu sind in Bild 2.40 alle betrachteten internen zu- und abfließenden Enthalpie- und Massenströme dargestellt. Deren Bilanzierung kann zunächst unabhängig von der Wärmeübertragungsrechnung bzw. der Bauart über die Komponentenbilanz des offenen Systems 'Desorber intern' erfolgen.

$$\frac{dU_D}{d\tau} = \dot{Q}_D + \sum_{k=L,V} \dot{H}^k_{int,D,in} - \sum_{k=L,V} \dot{H}^k_{int,D,out} + \sum_i W^i_{tech} + \sum_{Z=E,C,A,S} \dot{Q}_{int,DZ} \tag{2.203}$$

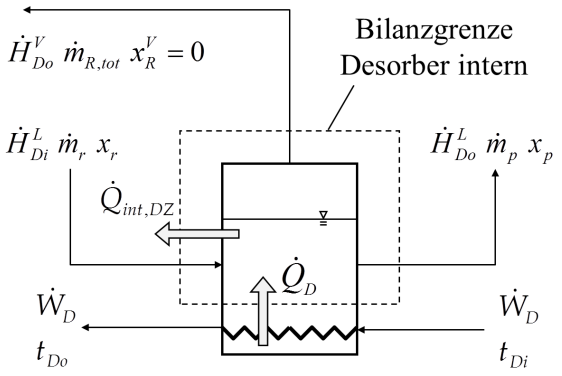


Bild 2.40: Schematische Darstellung der internen zu- und abfließenden Enthalpie-, Massen- und Wärmeströme in einem Desorber.

Im stationären Fall ist keine Änderung der bilanzierten inneren Energie im Desorber vorhanden (d.h. $\frac{dU_D}{d\tau} = 0$). Ohne Zu- und Abfuhr von technischer Arbeit bzw. Wandlung einer beliebigen Energieform in thermische Energie und Vernachlässigung aller Bypass-Wärmeströme (d.h. $\dot{Q}_{int,DZ} = 0$ mit $Z = E, C, A, S$ die im Anhang H.1.2 erläutert werden), verbleibt bei systemorientierter Vorzeichenkonvention [27]

$$\begin{aligned} 0 &= \dot{Q}_D + \dot{H}^L_{int,D,in} + \dot{H}^V_{int,D,in} - \dot{H}^L_{int,D,out} - \dot{H}^V_{int,D,out} \\ &= \dot{Q}_D + \dot{m}_r \cdot h^L_{Di} + \quad 0 \quad - \dot{m}_p \cdot h^L_{Do} - \dot{m}_{R,tot} \cdot h^V_{Do} \end{aligned} \tag{2.204}$$

[26] Gleiches gilt z.B. für den Überlauf von unverdampftem Kältemittel aus dem Verdampferraum in den Absorbersumpf beim Anlagentyp WFC-10 des japanischen Herstellers YAZAKI (siehe z.B. Albers und Ziegler [2003] sowie Albers et al. [2008] und Kim und Ferreira [2008]).

[27] d.h. Wärmeaufnahme im System = positiver Wärmestrom, also hier $\dot{Q}_D > 0$

mit der stationären Salz- und Gesamtmassenbilanz

$$0 = \dot{m}_r \cdot x_r - \dot{m}_p \cdot x_p \tag{2.205}$$

$$0 = \dot{m}_r - \dot{m}_p - \dot{m}_{R,tot} \; . \tag{2.206}$$

Für die spezifische Enthalpie $h^V_{Do} = h^V_{H_2O}(T^V, p)$ wird angenommen, dass der Kältemitteldampf den Desorber bei einem Druck $p = p_C$ mit einer mittleren Temperatur $T^V = (T_{Ds} + T_{De})/2 = T_{D2}$ zwischen Start- und Endtemperatur des Desorptionsvorgangs verlässt. Daher ist $h^V_{Do} = h^V_{D2}$. Eine detailliertere Betrachtung erfolgte in Abschnitt 2.2.1.3.
Durch Einsetzen von (2.206) in (2.204) lässt sich die Antriebsleistung für den internen Kältekreislauf in eine Wärmeaufnahme durch den Lösungsmassenstrom und eine durch den Kältemittelmassenstrom aufteilen.

$$\dot{Q}_D = \dot{m}_r \cdot (h^L_{Do} - h^L_{Di}) + \dot{m}_{R,tot} \cdot (h^V_{D2} - h^L_{Do}) \tag{2.207}$$

Bezieht man beide Teilwärmeströme auf den im Kältemittelkreis umlaufenden Massenstrom $\dot{m}_{R,tot}$, folgt mit dem spezifischen Lösungsumlauf

$$f = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_{R,tot}} = \frac{x_p}{x_r - x_p} \tag{2.208}$$

die interne spezifische Desorberwärme,

$$q_D = \underbrace{f \cdot (h^L_{Do} - h^L_{Di})}_{\dot{q}_{ST}} + \underbrace{(h^V_{D2} - h^L_{Do})}_{\dot{q}_{RT}} \tag{2.209}$$

welche sich aus zwei Termen zusammensetzt, die dem Lösungs- und Kältemittelmassenstrom zugeordnet werden können ($\dot{q}_{ST}$ bzw. $\dot{q}_{RT}$). Wegen der hohen Enthalpiedifferenz zwischen Wasserdampf und $H_2O/LiBr$-Lösung ist der Term $\dot{q}_{RT}$ üblicherweise dominierend (außer bei geringer Last bzw. Ausgasungsbreite $\Delta x = x_r - x_p$ und hohem f).
Da angenommen wird, dass die Lösung am Desorberaustritt nicht überhitzt ist, stimmt die interne Austrittstemperatur T^L_{Do} mit der des Gleichgewichtszustandes am Ende des Desorptionsprozesses überein $T_{De} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_p)$, so dass $h^L_{Do} = h_{De} = h_{H_2O/LiBr}(T_{De}, x_p)$. Der Zustand am Desorbereintritt ist hingegen identisch mit dem Austrittszustand aus dem Lösungswärmeübertrager. Daher gilt für die spezifische Enthalpie $h^L_{Di} = h_{Sor} = h_{H_2O/LiBr}(T_{Sor}, x_r)$. Mit der Enthalpiedifferenz $\Delta h^{loss}_D = h_{De} - h_{Sor}$ berechnet sich dann der Wärmestrom $\dot{Q}^{loss}_D$, der dem Kreisprozess zugeführt werden muss, um den Lösungsstrom von T_{Sor} auf die Temperatur am Ende des Desorptionsprozesses zu erwärmen ($Sor \rightarrow De$). Die interne Desorber-

leistung ergibt sich damit zu:

$$\dot{Q}_D = \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{De} - h_{Sor})}_{\dot{Q}_D^{loss}} + \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{D2}^V - h_{De}) \tag{2.210}$$

Andererseits lässt sich die Wärmeaufnahme durch die Lösung auch in einen Anteil $\dot{Q}_{D1}$ aufteilen, der bei unterkühlt eintretender Lösung bis zum Start des Desorptionsprozesses aufgebracht werden muss ($Sor \rightarrow Ds$), sowie einen zweiten Anteil $\dot{Q}_{D2}$ zwischen Start- und Endzustand der Desorption ($Ds \rightarrow De$) .

$$\dot{Q}_D = \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{Ds} - h_{Sor})}_{\dot{Q}_{D1}} + \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{De} - h_{Ds}) + \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{D2}^V - h_{De})}_{\dot{Q}_{D2}} \tag{2.211a}$$

In analoger Weise ergeben sich die Enthalpiebilanzen in den anderen Komponenten.

$$\dot{Q}_E = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Eo}^V - h_{Co}^L) \tag{2.211b}$$

$$\dot{Q}_C = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Co}^L - h_{D2}^V) \tag{2.211c}$$

$$\dot{Q}_A = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Sop} - h_{Eo}^V) + \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{Ae} - h_{Sop})}_{\dot{Q}_A^{loss}} \tag{2.211d}$$

$$= \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{Ae} - h_{As}) + \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{As} - h_{Eo}^V)}_{\dot{Q}_{A2}} + \underbrace{\dot{m}_p \cdot (h_{As} - h_{Sop})}_{\dot{Q}_{A3}} \tag{2.211e}$$

Für die Stoffdatenfunktionen der spezifischen Enthalpie der Lösung $h_{H_2O/LiBr}(T, x)$ und der Phasengleichgewichtstemperaturen $T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p, x)$ werden die Korrelationen von Feuerecker [1994] verwendet. Zusammen mit ergänzenden (Umkehr-)Funktionen und partiellen Ableitungen wurden diese für das Simulationsprogramm EES als gesonderte Stoffdatenbibliothek programmiert (siehe Albers [2019b]). Die Stoffdaten des Kältemittels (H_2O) werden hingegen mit den in EES verfügbaren Korrelationen von Haar [1988] berechnet (und nicht mit neueren, z.B. IAPWS [1997]), da die vorgenannten auch den Gleichgewichtsdaten von Feuerecker [1994] zugrunde liegen. Im Gegensatz dazu werden für die externen Wärmeträger in allen Wärmeübertragern $X = D, E, C, A$ genäherte, konstante Stoffeigenschaften für reines Wasser verwendet,

$$c_{p,X} = 4,2 \; \frac{kJ}{kg \cdot K} \qquad\qquad \rho_X = 1000 \; \frac{kg}{m^3} \tag{2.212}$$

da in Abschnitt 2.2.2 gezeigt wurde, dass die Temperaturabhängigkeit der externen Stoffdaten sehr viel geringer ist, als die der internen. Außerdem ist damit sicher-

gestellt, dass Effekte aus variablen bzw. temperaturabhängigen Stoffeigenschaften ausschließlich aus der internen Prozesssimulation resultieren können.
Die Notwendigkeit zur veränderten Aufteilung des Wärmestroms in (2.211a) gegenüber (2.210) bzw. (2.211e) gegenüber (2.211d) ergibt sich aus den unterschiedlichen Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{int,XN}$ bzw. den (scheinbaren) spezifischen Wärmekapazitäten in den Bereichen D1, D2 und A2, A3 (d.h. $c_{p,r}$, $\widetilde{c}_{p,D2}$ und $c_{p,p}$, $\widetilde{c}_{p,A2}$ bei Variante B sowie $\widetilde{c}_{p,D1}$, $\widetilde{c}_{p,D2}$ und $\widetilde{c}_{p,A3}$, $\widetilde{c}_{p,A2}$ bei Variante A). Dies wird bei Kopplung der internen und externen Energiebilanzen näher erläutert.

2.4.2 Kopplung mit externen Wärmeträgern

Im stationären Fall eines gegen die Umgebung adiabaten Wärmeübertragers ohne Bypass-Wärmeströme stimmen die intern vom Arbeitsmittel aufgenommenen bzw. abgegebenen Wärmeleistungen mit den externen Wärmeleistungen betragsmäßig überein, d.h. $\dot{Q}_{XN} = -\dot{Q}_{ext,XN}$. Im Desorber lassen sich die beiden Terme von $\dot{Q}_{D2}$ in Gleichung (2.211a) für die vom internen Arbeitsmittel aufgenommene Wärmeleistung $\dot{Q}_{D2} > 0$ mit Hilfe der integral gemittelten, scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ problemlos zusammenfassen (siehe Abschnitt 2.2.2). Sie ergeben den im Bereich D2 zur Desorption notwendigen Wärmestrom $\dot{Q}_{D2}$, der sich aus latenten und sensiblen Anteilen zwischen den Gleichgewichtstemperaturen T_{Ds} und T_{De} zusammensetzt (jeweils rechter Term in (2.213)). Für die Übertragung des Wärmestroms $\dot{Q}_{D1}$ im Bereich D1 sind dagegen die internen Eintrittstemperaturen sowie die wirksamen spezifischen Wärmekapazitäten abhängig von der Bauart des Wärmeübertragers, d.h. ob es vor dem Auftreffen des Arbeitsmittels auf die Wärmeübertragerfläche zur adiabaten Sorption von Kältemittel kommen kann (Variante A) oder nicht (Variante B), siehe Abschnitt 2.3.3. Daraus ergibt sich folgende Fallunterscheidung in der Simulation:

$$\dot{Q}_D \begin{cases} = \dot{Q}_{D1} & + \dot{Q}_{D2} & \\ = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D1} \cdot (T_{Ds} - T_{Di}) & + \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2} \cdot (T_{De} - T_{Ds}) & \\ = \widetilde{\dot{W}}_{D1} \cdot (T_{Ds} - T_{Di}) & + \widetilde{\dot{W}}_{D2} \cdot (T_{De} - T_{Ds}) & \text{Variante A} \\ = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor}) & + \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2} \cdot (T_{De} - T_{Ds}) & \\ = \dot{W}_r \cdot (T_{Ds} - T_{Sor}) & + \widetilde{\dot{W}}_{D2} \cdot (T_{De} - T_{Ds}) & \text{Variante B} \end{cases} \tag{2.213}$$

Die Formulierung der externen Leistung ist dagegen unabhängig von der Bauart bzw. der zugehörigen Berechnungsvariante.

$$\dot{Q}_{ext,D} = -\dot{W}_D \cdot g_D = -\dot{m}_D \cdot c_{p,D} \cdot (t_{Di} - t_{Do}) \tag{2.214}$$

$$= -\gamma_D \cdot \dot{V}_{D,0} \cdot \rho_D \cdot c_{p,D} \cdot (t_{Di} - t_{Do}) = -\dot{Q}_D \tag{2.215}$$

Mit Berücksichtigung der bereichsweisen Aufteilung folgt (siehe auch Bild 2.41)

$$\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2} = \dot{W}_D \cdot (t_{Di} - t_{D2o}) + \dot{W}_D \cdot (t_{D2o} - t_{Do}) \; . \tag{2.216}$$

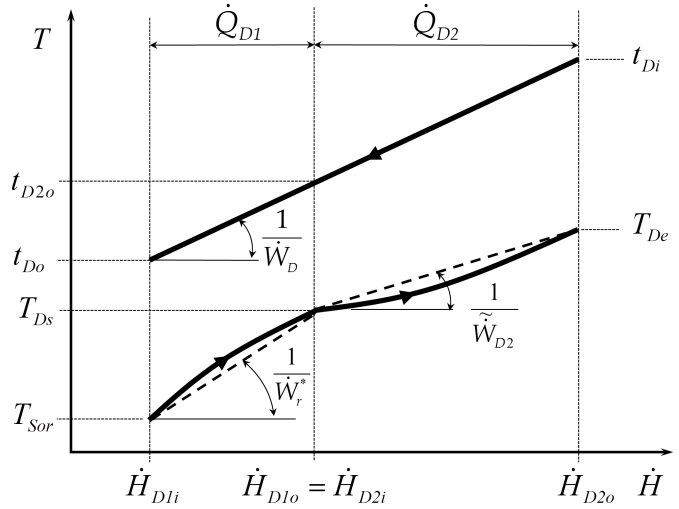


Bild 2.41: Schematische Darstellung der bereichsweisen internen und externen Temperaturverläufe eines Desorbers im T-$\dot{H}$-Diagramm für Variante B (interner Wärmkapazitätsstrom in D1 positiv, in D2 negativ temperaturabhängig, externer Wärmekapazitätsstrom temperatur*un*abhängig).

Für die Kopplung zwischen interner und externer Leistung durch eine Wärmeübertragungsrechnung muss daher in der EES-Simulation einerseits in die Bauart des Wärmeübertragers (Variante A bzw. B) und andererseits in Berechnungen mit und ohne Berücksichtigung von temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen in den Bereichen D1 und D2 unterschieden werden können.

$$\dot{Q}_D = \begin{cases} Y_{D1} \cdot \Delta T_{log,D1,A} \cdot \kappa_{D1,A} + Y_{D2} \cdot \Delta T_{log,D2} \cdot \kappa_{D2} & \text{für Var. A, } \dot{W}_{int} = f(T) \\ Y_{D1} \cdot \Delta T_{log,D1,A} \cdot 1 \quad\;\; + Y_{D2} \cdot \Delta T_{log,D2} \cdot 1 \quad\;\; & \text{für Var. A, } \dot{W}_{int} \neq f(T) \\ Y_{D1} \cdot \Delta T_{log,D1,B} \cdot \kappa_{D1,B} + Y_{D2} \cdot \Delta T_{log,D2} \cdot \kappa_{D2} & \text{für Var. B, } \dot{W}_{int} = f(T) \\ Y_{D1} \cdot \Delta T_{log,D1,B} \cdot 1 \quad\;\; + Y_{D2} \cdot \Delta T_{log,D2} \cdot 1 \quad\;\; & \text{für Var. B, } \dot{W}_{int} \neq f(T) \end{cases} \tag{2.217}$$

Dabei treten in (2.217) folgende logarithmische Mittelwerte der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des jeweiligen Wärmeübertragerbereiches auf (s. Bild 2.41):

$$\Delta T_{log,D1,A} = \frac{(t_{D2o} - T_{Ds}) - (t_{Do} - T_{Di})}{ln(t_{D2o} - T_{Ds}) - ln(t_{Do} - T_{Di})} \,, \tag{2.218a}$$

$$\Delta T_{log,D1,B} = \frac{(t_{D2o} - T_{Ds}) - (t_{Do} - T_{Sor})}{ln(t_{D2o} - T_{Ds}) - ln(t_{Do} - T_{Sor})} \,, \tag{2.218b}$$

$$\Delta T_{log,D2} = \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{D2o} - T_{Ds})}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{D2o} - T_{Ds})} \,. \tag{2.218c}$$

Die zur Berechnung von $\Delta T_{log,D1,A}$ notwendige Auftropftemperatur T_{Di} kann unabhängig von der bauartabhängigen Wärmeübertragungsrechnung allein aus internen Zustandsgrößen berechnet werden. Denn die insgesamt notwendige Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ entsprechend Gleichung (2.207) ist unabhängig von der Prozessführung bei der Wärmeübertragung (d.h. sie ist unabhängig davon, ob es zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommt oder nicht). Gleiches gilt für den Wärmestromanteil $\dot{Q}_{D1}$ in (2.211a) zwischen den Zustandspunkten Sor und Ds. Daher ist

$$\begin{aligned} \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{Ds} - h_{Sor})}_{\dot{Q}_{D1}} &= \underbrace{\dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor})}_{\dot{Q}_{D1,B}} \\ &= \underbrace{(\dot{m}_r + \dot{m}_{R,D1}) \cdot \tilde{c}_{p,D1} \cdot (T_{Ds} - T_{Di})}_{\dot{Q}_{D1,A}} \end{aligned} \tag{2.219}$$

wobei der im Bereich D1 zwischen x_{Di} und x_r durch Übertragung von $\dot{Q}_{D1}$ desorbierte Massenstrom $\dot{m}_{R,D1}$ (siehe Bild 2.42) mit dem zuvor zwischen den Zustandspunkten Sor und Di adiabat absorbierten Massenstrom übereinstimmt.

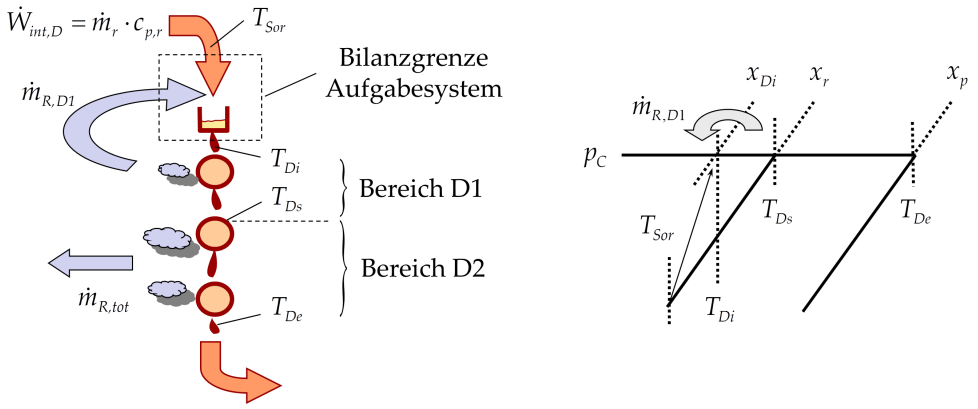


Bild 2.42: Adiabate Absorption von $\dot{m}_{R,D1}$ im Desorber bei Variante A.

Der Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,D1}$ ergibt sich aus der Salz- und Gesamtmassenbilanz z.B. um das Aufgabesystem eines Fallfilm-Desorbers (siehe Bild 2.42, links):

$$\dot{m}_{R,D1} = \dot{m}_r \cdot \left(1 - \frac{x_r}{x_{Di}}\right) . \tag{2.220}$$

Zu einem bekannten Druck $p = p_C$ im Desorber kann somit aus dem Eintrittszustand in den Behälter (d.h. mit $\dot{m}_r$, T_{Sor} und x_r) zunächst die Temperatur $T_{Ds} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_r)$ bestimmt werden, so dass mit (2.220) und der Stofffunktion $\widetilde{c}_{p,D1} = \widetilde{c}_p(x_{Di}, x_r, p_C)$ nur noch T_{Di} und x_{Di} in (2.219) unbekannt sind. Unter Voraussetzung einer vollständigen adiabaten Sorption sind T_{Di} und x_{Di} jedoch über die Phasengleichgewichtsbedingung $T_{Di} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_{Di})$ aneinander gekoppelt, so dass der Zustandspunkt Di implizit aber eindeutig festgelegt ist. Mit den Zustandspunkten der Lösung beim Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche (d.h. T_{Di}, x_{Di} bei Variante A und T_{Sor}, x_r bei Variante B) ist zusammen mit den externen Betriebsbedingungen auch die Aufteilung der Gesamtwärmedurchlässigkeit $Y_D = U_D \cdot A_D$ des Desorbers auf die Bereiche D1 und D2 in Gleichung (2.217) implizit bestimmt und wird in der Simulation durch Iteration ermittelt.

$$Y_D = Y_{D1} + Y_{D2} = Y_D \cdot (1 - n_{D2}) + Y_D \cdot n_{D2} , \tag{2.221}$$

Die Änderung der Größe von Y_{D1} und Y_{D2} bzw. die Änderung des Durchlässigkeitsanteils $n_{D2} = {}^{Y_{D2}}/_{Y_D} \leq 1$, der zur Desorption von Kältemittel genutzt werden kann, mit den externen Betriebsbedingungen (z.B. t_{Di} oder γ_D) ist z.B. im Bild L.1, S. 462 im Anhang L) dargestellt.

Für den Fall überhitzt eintretender Lösung in den Desorber ist der Wärmestrom $\dot{Q}_{D1} < 0$, da die Lösung durch adiabate Desorption von Kältemittel abkühlt. Um zu verhindern, dass sich über die Kopplung $\dot{Q}_{D1} = Y_{D1} \cdot \Delta T_{log,D1} = -\dot{Q}_{ext,D1}$ mit dem externen Wärmeträger in der Simulation eine negative Wärmedurchlässigkeit Y_{D1} bzw. eine Erwärmung des externen Heißwassers im Bereich D1 ergibt, wird der externe Wärmestrom $\dot{Q}_{ext,D1}$ auf Werte kleiner gleich Null begrenzt.

$$\dot{Q}_{ext,D1} = -max(0, \dot{Q}_{D1}) \tag{2.222}$$

Obwohl mit Gleichung (2.222) bei überhitzt eintretender Lösung (d.h. $\dot{Q}_{D1} < 0$) und $\dot{Q}_{ext,D1} = 0 = -\dot{W}_D \cdot g_{D1}$ auch die externe Temperaturänderung g_{D1} null wird (d.h. $t_{Do} = t_{D2o} = t_{D1}$), verbleibt im Bereich D1 eine treibende Temperaturdifferenz.

$$\Delta T_{log,D1} = \frac{T_{Di} - T_{Ds}}{ln(t_{D1} - T_{Ds}) - ln(t_{D1} - T_{Di})} = (t_{D1} - T_{D1}) \cdot z_{D1} \neq 0 \tag{2.223}$$

Unabhängig von der Bauform des Desorbers und der Höhe der Überhitzung muss daher bei nicht vorhandener Wärmeübertragung im Bereich D1 die Wärmedurchlässigkeit $Y_{D1} = 0$ gesetzt werden [28]. Gleichzeitig wird bei überhitztem Lösungseintritt nicht mehr das Intervall $T_{Ds} \rightarrow T_{De}$ auf der internen Seite der Wärmeübertragerfläche durchlaufen, sondern nur noch $T_{Di} \rightarrow T_{De}$, siehe Bild 2.43.

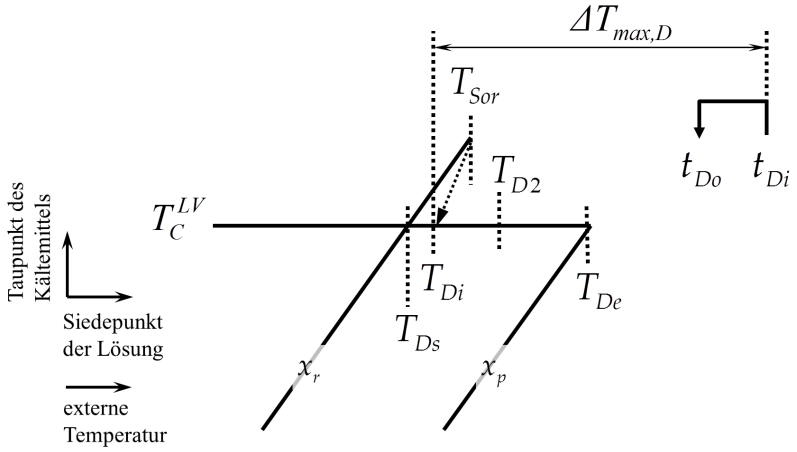


Bild 2.43: Interne und externe Temperaturen zur Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber bei überhitzt eintretender Lösung mit Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit auf Werte $Y_{D1} \geq 0$.

In Ergänzung zu (2.222) muss daher der interne Wärmestrom $\dot{Q}_{D2}$, der mit Gleichung (2.211a) zwischen den Gleichgewichtspunkten Ds und De eingeführt wurde, um die bereits erfolgte Desorptionsleistung $\dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor}) < 0$ vermindert werden. Der vom externen Wärmeträger bereitgestellte (d.h. abgeführte) Wärmestrom ergibt sich damit zu:

$$\dot{Q}_{ext,D2} = -\dot{Q}_{D2} - min(\dot{Q}_{D1}, 0) \ . \tag{2.224}$$

Für die Wärmeübertragungsgleichung im Bereich D2

$$\dot{Q}_{D2} = Y_{D2} \cdot \Delta T_{log,D2} \tag{2.225}$$

ist dann für beide Berechnungsvarianten A und B bei überhitzt eintretender Lösung in den Desorber eine zu (2.218c) präzisierte Formulierung des logarithmischen Mittelwertes zu verwenden. Dieser ist auch im Fall von unterkühlt eintretender

[28] Die Vermeidung numerischer Probleme bei $\dot{Q}_{D1}$ nahe Null wird im Anhang G.4 erläutert.

Lösung anwendbar und stellt numerisch keine Probleme dar.

$$\Delta T_{log,D2} = \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{D2o} - max(T_{Ds}, T_{Di}))}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{D2o} - max(T_{Ds}, T_{Di}))} \; . \tag{2.226}$$

Die quantitativen Auswirkungen der auf positive Werte begrenzten Wärmedurchlässigkeiten $Y_{D1} \geq 0$ werden im Anhang G.4 am Beispiel der Anlage FA2 untersucht. Der Fehler in den simulierten Antriebsleistungen $\dot{Q}_D$ ohne Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit $\epsilon_{ohne} = \frac{\dot{Q}_{D,ohne}}{\dot{Q}_{D,mit}} - 1$ beträgt üblicherweise weniger als ca. 1%. Trotz dieses relativ geringen Fehlers ist die richtige Behandlung der Überhitzung (d.h. mit Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit auf Werte $Y_{D1} \geq 0$) für die numerische Stabilität der Simulation von Bedeutung.

Für den Absorber ist die Bauform bzw. Berechnungsvariante B (d.h. ohne vorgelagerte adiabate Sorptionsvorgänge) von untergeordneter Bedeutung. Alle hier untersuchten bzw. simulierten Absorptionskälteanlagen sind so konstruiert, dass sie mit Variante A zu berechnen sind (siehe Anlagenbeschreibung in Abschnitt 2.1.2). Wegen der fehlenden Notwendigkeit im Absorber zwischen Variante A und B unterscheiden zu können, werden die Bereiche A2 und A3 zu einem Gesamtbereich A=A2+A3 mit der Gesamtwärmedurchlässigkeit Y_A und dem internen scheinbaren Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_{int,A} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A}$ zwischen der Auftropftemperatur auf die Wärmeübertragerfläche T_{Ai} und der Endtemperatur des Absorptionsprozesses T_{Ae} zusammengefasst (siehe auch Bild 2.31, S. 88). Der logarithmische Mittelwert der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des Gesamtbereiches lautet damit:

$$\Delta T_{log,A} = \frac{(t_{Ai} - T_{Ae}) - (t_{Ao} - T_{Ai})}{ln(t_{Ai} - T_{Ae}) - ln(t_{Ao} - T_{Ai})} \; . \tag{2.227}$$

Die Temperatur T_{Ai} muss darin analog zum Desorber mit der Überhitzung bzw. Unterkühlung $G_{A3,B} = T_{As} - T_{Sop}$ über

$$\underbrace{\dot{m}_p \cdot c_{p,p} \cdot G_{A3,B}}_{\dot{Q}_{A3,B}} = \underbrace{\dot{m}_p \cdot \widetilde{c}_{p,A3} \cdot (T_{Ai} - T_{Sop})}_{\dot{Q}_{A3,A}} \tag{2.228}$$

mit der mittleren scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,A3} = \widetilde{c}_p(x_p, x_{Ai}, p_E)$ zwischen den Massenanteilen $x_p = x^{LV}_{H_2O/LiBr}(T_{De}, p_C)$ und $x_{Ai} = x^{LV}_{H_2O/LiBr}(T_{Ai}, p_E)$ iterativ bestimmt werden. Zur Lage dieser Phasengleichgewichtspunkte sei hier nochmals auf Bild 2.31, S. 88 verwiesen.

2.4.3 Struktur und Ergebnisse des Simulationsprogramms

Die Charakterisierung bzw. Parametrisierung eines zu simulierenden Absorptionskälteanlagenprozesses mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ erfolgt durch Festlegung des gepumpten Lösungsmassenstroms $\dot{m}_{r,0}$ sowie der Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0}$ der fünf Wärmeübertrager $X = D, E, C, A, S$ jeweils unter Nennbedingungen (Index 0). Durch diese sechs charakterisierenden Größen ist der einstufige, vereinfacht reale Kreislauf (zusammen mit der Vorgabe von externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} und Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_X$) thermodynamisch eindeutig bestimmt (siehe Alefeld [1983]; Schweigler [1999] und Anhang B).
Bild 2.44 gibt einen Überblick zur Struktur des gesamten Simulationsprogramms, dessen Quellcode unter [Albers, 2019a] verfügbar ist. Die numerische Lösung des daraus resultierenden, nichtlinearen Gleichungssystems (bestehend aus den internen Enthalpie- und Massenbilanzen mit Kopplung an die Energiebilanzen der externen Medien durch Wärmeübertragungsgleichungen) erfolgt in EES durch ein modifiziertes Newton-Verfahren mit einer einstellbaren, numerischen Genauigkeit [EES, 2012]. Für alle Rechnungen, die im Rahmen dieser Arbeit mit dem Programm EES erfolgten, wurden folgende Konvergenzbedingungen verwendet:

$$\begin{aligned} \epsilon_{res} &< 10^{-9} \\ \epsilon_{var} &< 10^{-9} \end{aligned} \tag{2.229}$$

Dabei gibt ϵ_{res} das maximale relative Residuum zwischen den zwei Seiten einer Gleichung an und mit ϵ_{var} wird die maximale Änderung einer Variable im letzten Iterationsschritt begrenzt. Eine konvergente Lösung des Gleichungssystems liegt vor, wenn für jede unabhängige Variable eine der Bedingungen in (2.229) erfüllt ist.

1. **Anlagengröße (Charakterisierung)**
   Vorgabe der Wärmedurchlässigkeiten $Y_{D,0}$, $Y_{E,0}$, $Y_{C,0}$, $Y_{A,0}$, $Y_{S,0}$ sowie der zugehörigen Massenströme $\dot{m}_{D,0}$, $\dot{m}_{E,0}$, $\dot{m}_{C,0}$, $\dot{m}_{A,0}$, $\dot{m}_{r,0}$ unter Nennbedingungen.

2. **Externe Betriebsbedingungen (Vorgabe)**
   Vorgabe der externen Eintrittstemperaturen t_{Di}, t_{Ei}, t_{Ci}, t_{Ai} und Massenströme $\dot{m}_D$, $\dot{m}_E$, $\dot{m}_C$, $\dot{m}_A$, $\dot{m}_r$. Bei serieller Kühlwasserführung ist $\dot{m}_C = \dot{m}_A$ und $t_{Ci} = t_{Ao}$ bzw. $t_{Ai} = t_{Co}$.

3. **Berechnungsverfahren (Festlegung)**
   Auswahl der Bauart des Desorbers bzw. der zugehörigen Berechnungsvariante A oder B sowie Auswahl des Verfahrens zur Berücksichtigung von temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen bei der Wärmeübertragungsrechnung:
   a) Variante A oder B ohne Temperaturabhängigkeit,
      d.h. $\widetilde{\dot{W}}_{X2} \neq \dot{W}(T)$ bzw. $\kappa_{A2} = 1$ und $\kappa_{D2} = 1$
   b) Variante A oder B mit Temperaturabhängigkeit,
      d.h. $\widetilde{\dot{W}}_{X2} = \dot{W}(T)$ bzw. $\kappa_{A2} \neq 1$ und $\kappa_{D2} \neq 1$
   c) Variante A oder B mit Zellenmethode, d.h. $\widetilde{\dot{W}}_{X2} = \sum_{k=a_{D1}+1}^{a_{D2}} \dot{W}(T[k])$

4. **Interne Kreislaufberechnung (Iteration)**
   a) Berechnung von Stoffdaten (Enthalpien, spez. Wärmekapazitäten, Phasengleichgewichtstemperaturen und -massenanteile etc.)
   b) Enthalpie- und Massenbilanzen am Verdampfer und Kondensator
   c) Enthalpie- und Massenbilanzen am Lösungswärmeübertrager
   d) Enthalpie- und Massenbilanzen am Desorber und Absorber inkl. adiabater Sorptionsprozesse im Bereich D1 und A3
   e) Enthalpie- und Massenbilanzen am Injektor (nur bei vorhandenem Absorberumlauf $\mu_{A,U} > 0$, siehe Anhang M)

5. **Ergänzende Berechnungen (Ergebnisse)**
   a) zur Kennzahlenermittlung
   b) zur exakten Bestimmung der Wärmestromverhältnisse
   c) zur Prozessvisualisierung im p-T- und h-ξ-Diagramm

Bild 2.44: Struktur des EES-Programms zur exakten Simulation eines einstufigen Absorptionskältekreislaufs (zum Quellcode siehe [Albers, 2019a]).

Die möglichen Ergebnisse aus dem Simulationsprogramm sollen hier am Beispiel der Anlage FA2 dargestellt werden, wobei sowohl der Desorber als auch der Absorber (beides Fallfilm-Wärmeübertrager mit Aufgabevorrichtungen in denen adiabate Sorptionsvorgänge ablaufen können) nach Variante A berechnet wurden. Eine äquivalente Darstellung der Ergebnisse für die Anlage 6C4 (bei der der überflutete Desorber nach Variante B und der Absorber mit Absorberumlauf nach Variante A berechnet wurde) findet sich im Anhang G.1.
Im Anhang G.2 wird dagegen gezeigt, dass der Einfluss von temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen (d.h. der Unterschied zwischen den Festlegungen 3a und 3b in Bild 2.44)) trotz der im Abschnitt 2.3.5 gezeigten Abweichungen in den übertragenen Leistungen $\epsilon_{\dot{Q}}$ von bis zu ca. 3%, wegen sich aufhebender Effekte im Ab- und Desorber nur geringe Auswirkungen auf die Gesamtkreislaufsimulation und das daraus resultierende Teillastverhalten der Anlage hat. Daher wird hier – wie beim späteren Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Ergebnissen aus der herkömmlichen und erweiterten Berechnungsmethode – von bereichsweise konstanten Wärmekapazitätsströmen ausgegangen, d.h. es werden in der Simulation alle $\kappa_{XN} = 1$ gesetzt [29]. Die mittleren scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten $\widetilde{c}_{p,XN}$ und die spezifischen Wärmekapazitäten $c_{p,r}$ und $c_{p,p}$ der $H_2O/LiBr$-Lösung sind jedoch nicht konstant. Sie werden für jeden Lastpunkt während der Iteration zur bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung aus den Zustandsgrößen am Ein- und Austritt der Bereiche XN mit den Stoffdatenfunktionen aus Albers [2019b] berechnet.
Beispielhaft werden in den nachfolgenden Abbildungen die Ergebnisse der Simulation für ausgewählte Größen bei Variation der Heißwassereintrittstemperatur t_{Di} zwischen 42 °C und 105 °C dargestellt. Die Eintrittstemperaturen von Kalt- und Kühlwasser betragen t_{Ei} = 14 °C bzw. t_{Ai} = 27 °C und sind ebenso wie die Volumenströme $\dot{V}_X$ konstant. Die Volumenströme und Wärmedurchlässigkeiten Y_X entsprechen den Nennwerten der Anlage FA2 (siehe Tabelle 3.2, S. 160).

[29] Für den Fall, dass die Wärmekapazitätsströme bereichsweise konstant, aber verschieden sind (z.B. bei überfluteten Desorbern mit $\dot{W}_{int,D1} \neq \dot{W}_{int,D2}$ und Berechnung nach Variante B) ist jedoch das Gesamtwärmekapazitätsstromverhältnis $\kappa_X \neq 1$ (siehe Abschnitt 2.3.7). Dies wird im Anhang G.3 beim Vergleich von Simulationsergebnissen zur Berechnung der Anlagen RTG und 6C4 nach Variante A und B weiter ausgeführt.

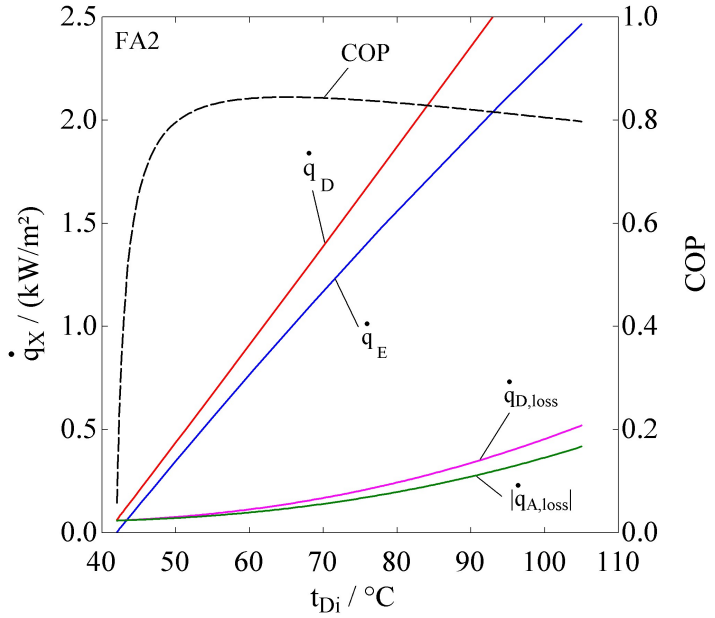


Bild 2.45: Simulationsergebnisse zur spezifischen Antriebs- und Kälteleistung und zu den spezifischen Verlustwärmeströmen im Ab- und Desorber sowie zur Effizienz der Anlage FA2 bei Variation von t_{Di}.

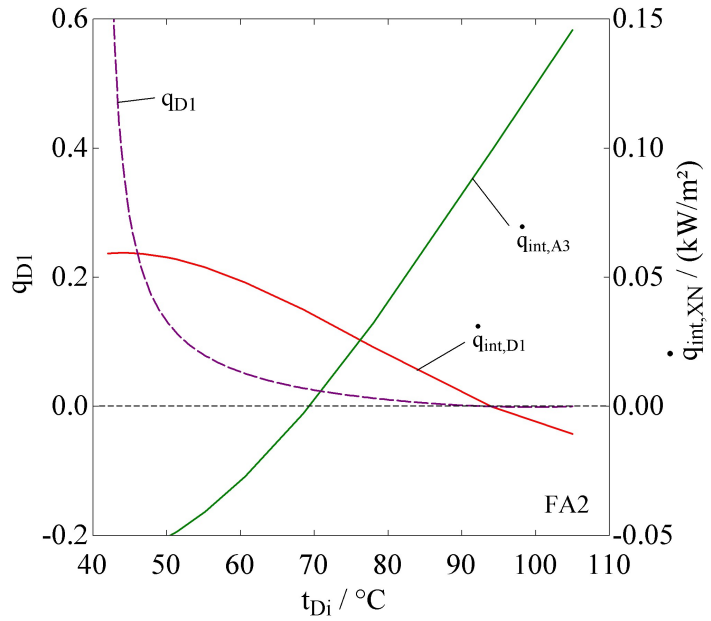


Bild 2.46: Simulationsergebnisse zum Wärmestromanteil q_{D1} und zu den spez. Leistungen in den Wärmeübertragungsbereichen D1 und A3.

In Bild 2.45 sind die simulierten Antriebs- und Kälteleistungen mit Bezug auf die insgesamt vorhandene Wärmeübertragungsfläche dargestellt.

$$\dot{q}_X = \frac{\dot{Q}_X}{A_{tot}} = \frac{\dot{Q}_X}{A_D + A_E + A_C + A_A + A_S} \tag{2.230}$$

Die gleiche Art der Darstellung wird später auch beim Vergleich von Simulationsergebnissen mit den Ergebnissen der herkömmlichen und erweiterten Berechnungsmethode verwendet. Über die spezifischen Größen wird ein Vergleich zwischen Absorptionskälteanlagen unterschiedlicher Größe vereinfacht.
Der Verlauf der spezifischen Antriebsleistung $\dot{q}_D$ ist in Bild 2.45 für die dargestellte Variation von t_{Di} nahezu linear, wohingegen die Zunahme der spezifischen Kälteleistung $\dot{q}_E$ mit steigender Antriebstemperatur leicht abnimmt. Bei geringer Last, d.h. bei niedrigen Antriebstemperaturen $t_{Di} \lesssim 50\,^{\circ}\mathrm{C}$ steigt die Effizienz des Kreisprozesses zunächst steil an (ausgedrückt durch das Verhältnis von Nutzen zu Aufwand $COP = \dot{q}_E/\dot{q}_D$), u.A. weil die Unterkühlung der in den Desorber eintretenden Lösung und vor allem der daraus resultierende Anteil $q_{D1} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{Q}_{D1}+\dot{Q}_{D2}}$ des Wärmestroms $\dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor})$ an der gesamten Antriebswärme mit steigendem t_{Di} immer geringer wird (siehe Bild 2.46). Mit zurückgehender Unterkühlung nimmt der notwendige Flächen- bzw. Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D1} zur Übertragung von $\dot{Q}_{D1}$ immer weiter ab. Bei hohen Antriebstemperaturen (d.h. $t_{Di} \gtrsim 95\,^{\circ}\mathrm{C}$) tritt die Lösung überhitzt ein. Daher ist dann $\dot{Q}_{D1} < 0$ und wegen begrenzter Wärmedurchlässigkeit $Y_{D1} \geq 0$ der Durchlässigkeitsanteil $n_{D1} = 0$ (siehe Anhang G.4). Im Absorber erfolgt der Wechsel zwischen überhitztem (d.h. $\dot{Q}_{A3} = \dot{m}_p \cdot c_{p,p} \cdot (T_{As} - T_{Sop}) < 0$) und unterkühltem Lösungseintritt (d.h. $\dot{Q}_{A3} > 0$) bereits bei niedrigeren Antriebstemperaturen ($t_{Di} \approx 70\,^{\circ}\mathrm{C}$).
In Ergänzung zur spezifischen Antriebs- und Kälteleistung sind in Bild 2.45 die spezifischen Verlustwärmeströme $\dot{q}_D^{loss}$ und $\dot{q}_A^{loss}$ aufgetragen. Die relative Spannweite $\Delta\widetilde{s}$ des Verlustwärmestroms $\dot{q}_D^{loss}$ ergibt sich nach Gleichung (A.3), S. 351 zu $\Delta\widetilde{s}(\dot{q}_D^{loss})$ = 1,6 und ist damit fast genauso groß wie die relative Spannweite der spezifischen Antriebsleistung $\Delta\widetilde{s}(\dot{q}_D)$ von ca. 1,9. Für $\Delta\widetilde{s}(\dot{q}_A^{loss})$ ergeben sich mit ca. 1,5 ähnliche hohe Werte, so dass bei Ansatz einer Grenze von $\Delta\widetilde{s} \lesssim 0,1\,..\,0,2$ für näherungsweise konstante Einflussgrößen die Verlustleistungen nicht konstant sind. Es lässt sich jedoch auch argumentieren, dass die absoluten Spannweiten $\Delta\widehat{s}(\dot{q}_D^{loss})$ und $\Delta\widehat{s}(\dot{q}_A^{loss})$ mit ca. 0,5 $\mathrm{kW/m^2}$ nur etwa 20% der durchlaufenen Lastvariation bei $\dot{q}_E$ von ca. 2,5 $\mathrm{kW/m^2}$ entspricht und damit ihre Änderung um ca. $\pm$0,25 $\mathrm{kW/m^2}$ von vernachlässigbar geringer Bedeutung für den Gesamtleistungsumsatz ist. Auf dieser Argumentation basiert die herkömmliche Berechnungsmethode charakteristischer Gleichungen (siehe Abschnitt 3.1). Bei Erweiterung der Methode in Abschnitt 3.3 wird dagegen der Variation der Verlustwärmeströme $\dot{q}_D^{loss}$ und $\dot{q}_A^{loss}$ Rechnung ge-

tragen, da ihre relative Änderung von gleicher Größenordnung ist, wie die relative Änderung der Gesamtwärmeströme $\dot{q}_D$ und $\dot{q}_A$.

In Bild 2.47 sind die treibenden Temperaturdifferenzen bzw. logarithmischen Mittelwerte in den einzelnen Bereichen des Desorbers nach Gleichung (2.218a), (2.218b) und (2.226) dargestellt. Alle drei Temperaturdifferenzen steigen nahezu linear mit der Antriebstemperatur an. Dies gilt insbesondere für $\Delta T_{log,D2}$ mit der die desorbierte Kältemittelmenge im Bereich D2 skaliert. Da der Desorber nach Variante A berechnet wurde, ist der Wert von $\Delta T_{log,D1,B}$ in der Simulation ohne Wirkung und hier nur zu Vergleichszwecken gestrichelt dargestellt. Aus dem Vergleich von $\Delta T_{log,D1,A}$ und $\Delta T_{log,D1,B}$ bei niedrigen Antriebstemperaturen ist zu erkennen, dass für Desorber, deren Bauform adiabate Sorptionsvorgänge verhindern (und nach Variante B zu berechnen wären), eine höhere treibende Temperaturdifferenz zum Abbau der Unterkühlung verfügbar ist. Dies wird beim Vergleich von Variante A und B im Anhang G.3 ausführlicher erläutert. Bei überhitztem Lösungseintritt in den Desorber ist dagegen $\Delta T_{log,D1,A}$ nicht mehr wirksam, weil im Bereich D1 wegen $Y_{D1} = 0$ keine Wärmeübertragung stattfindet. Daher ist $\Delta T_{log,D1,A}$ für $t_{Di} \gtrsim 95$ °C ebenfalls nur gestrichelt dargestellt.

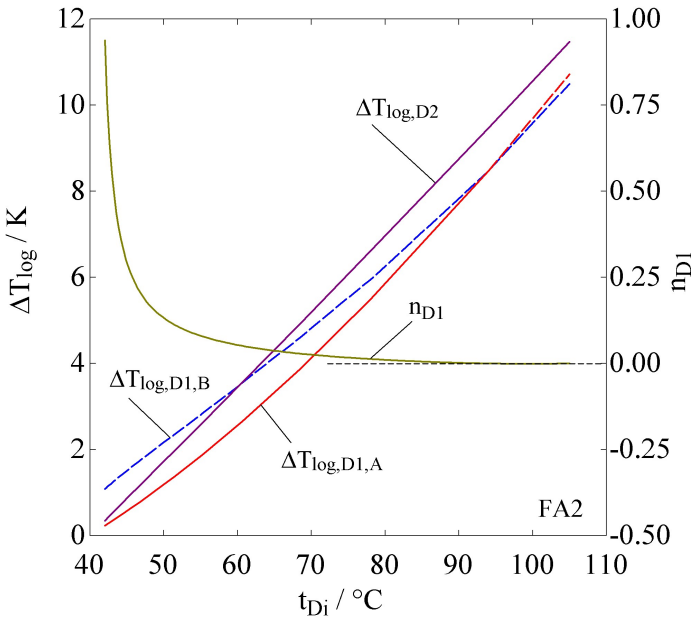


Bild 2.47: Simulationsergebnisse zu den treibenden Temperaturdifferenzen im Desorber der Anlage FA2 und dem Durchlässigkeitsanteil n_{D1}.

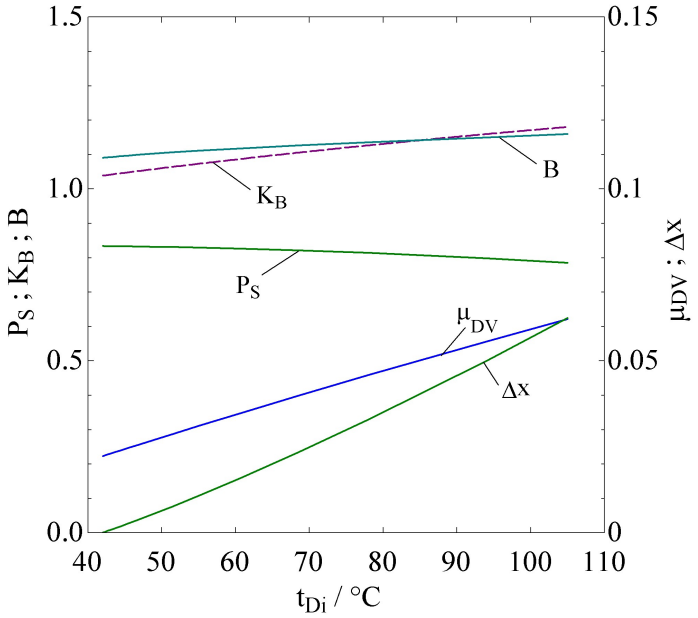


Bild 2.48: Simulationsergebnisse zum Dühring-Parameter und spezifischen Drosselverlust sowie zur Ausgasungsbreite und Effizienz des Lösungswärmeübertragers bei Variation von t_{Di} (Anlage FA2).

Mit steigender Antriebstemperatur nimmt der Leistungsumsatz $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ bzw. $\dot{Q}_E$ wegen der steigenden treibenden Temperaturdifferenzen zu und gleichzeitig wird zwischen ca. 50 °C und 65 °C der Rückgang der Unterkühlung am Desorbereintritt kleiner (siehe $\dot{q}_{D1}$ in Bild 2.46). Beides zusammen (d.h. abnehmende Änderung von $\dot{Q}_{D1}$ bei zunehmendem $\dot{Q}_{D2}$ und $\dot{Q}_E$) führt zunächst zu einem weniger steilen Anstieg des $COP = \dot{Q}_E/(\dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2})$. Bei weiter steigendem t_{Di} wird der Rückgang der notwendigen, externen Antriebsleistung $\dot{Q}_{D1}$ zur Erwärmung der unterkühlten Lösung überwogen durch den Anstieg des spezifischen Drosselverlustes μ_{DV} und der spezifischen Desorptionswärme q_D (siehe Bild 2.48). Letztere ist mit Bezug zur Verdampfungsenthalpie Δh_E^{LV} als $K_B = q_D/\Delta h_E^{LV}$ dargestellt. Das Verhältnis K_B aus spezifischer Desorptionswärme und spezifischer Verdampfungsenthalpie wird später bei Erweiterung der Berechnungsmethode über den Dühring-Parameter B genähert (siehe Bild 2.48 und Anhang K). Gleichzeitig nimmt mit steigendem t_{Di} die dimensionslose Temperaturänderung $P_S = \frac{T_{Sor}-T_{Ae}}{T_{De}-T_{Ae}}$ bzw. die Effizienz des Lösungswärmeübertragers ab, weil die maximale Temperaturdifferenz $\Delta T_{max,S} = T_{De} - T_{Ae}$ hier vor allem wegen steigendem T_{De} zunimmt und auch das Wärmekapazitätsstromverhältnis $R_S = \dot{W}_r/\dot{W}_p$ zusammen mit der Ausgasungsbreite Δx steigt. Wegen der steigenden spezifischen Verluste (ausgedrückt durch μ_{DV} und P_S) sowie dem steigenden spezifischen Aufwand (ausgedrückt

durch K_B) fällt der COP nach dem anfänglichen Anstieg mit weiter steigender Antriebstemperatur $t_{Di} \gtrsim 65$ °C wieder ab (siehe Bild 2.45).
Ursache für den Anstieg der spezifischen Desorptionswärme q_D ist die immer salzreicher werdende Lösung (siehe Bild 2.49). Wegen der zunehmenden Wechselwirkungen zwischen Absorbat (H_2O) und Sorbens ($LiBr$) muss immer mehr Energie pro desorbierter Kältemittelmenge aufgewendet werden. Mit dem Anstieg der Ausgasungsbreite $\Delta x = x_p - x_r$ nimmt auch die interne Spreizung $G_{D2} = T_{De} - T_{Ds}$ zwischen der Start- und Endtemperatur des Desorptionsprozesses zu. Die Zunahme der internen Spreizungen G_{XN} mit steigendem t_{Di} tritt in allen drei Sorptionsbereichen auf (in Bild 2.49 jedoch nur für G_{D2} und G_A dargestellt). Obwohl die zugehörigen mittleren spezifischen Desorptionswärmen $q_{D,XN}$ ansteigen, fallen daher die Werte der mittleren scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten $\widetilde{c}_{p,D1}$, $\widetilde{c}_{p,D2}$ und $\widetilde{c}_{p,A}$ mit steigender Antriebstemperatur ab (siehe Bild 2.49).

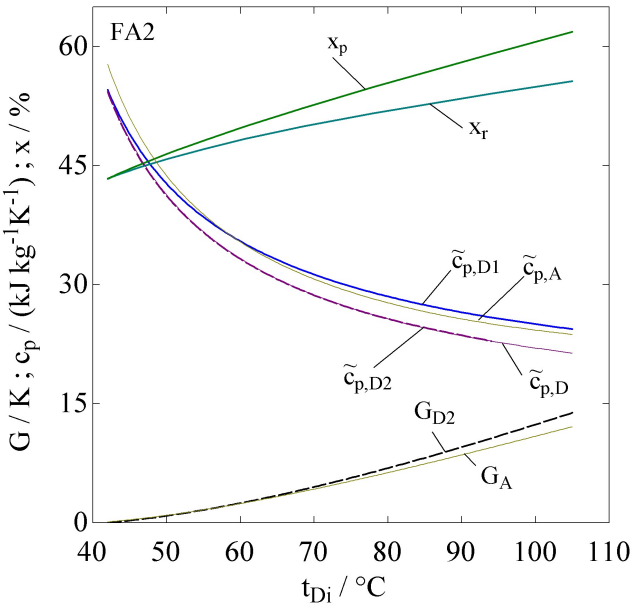


Bild 2.49: Simulationsergebnisse zur Änderung der Lösungszusammensetzung sowie der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität in den Wärmeübertragungsbereichen im De- und Absorber.

In Ergänzung zu den Verläufen einzelner Zustands- und Prozessgrößen steht im EES-Programm für jeden simulierten Lastpunkt eine Übersichtsdarstellung im p-T-Diagramm zur Verfügung (siehe Bild 2.50). Darin sind die Zustandspunkte des internen Kreisprozesses zusammen mit den externen Ein- und Austrittstemperaturen entsprechend den Erläuterungen auf Seite 21 schematisch dargestellt.

Dabei ist zu beachten, dass die Ordinate für die Zustandspunkte, die sich nicht im Phasengleichgewicht befinden, keine Bedeutung hat. Die Zustandspunkte am kältemittelreichen und kältemittelarmen Austritt aus dem Lösungswärmeübertrager (d.h. Sor und Sop) sind daher unabhängig vom Siededruck p als Funktion der Zusammensetzung x und der Temperatur T markiert.

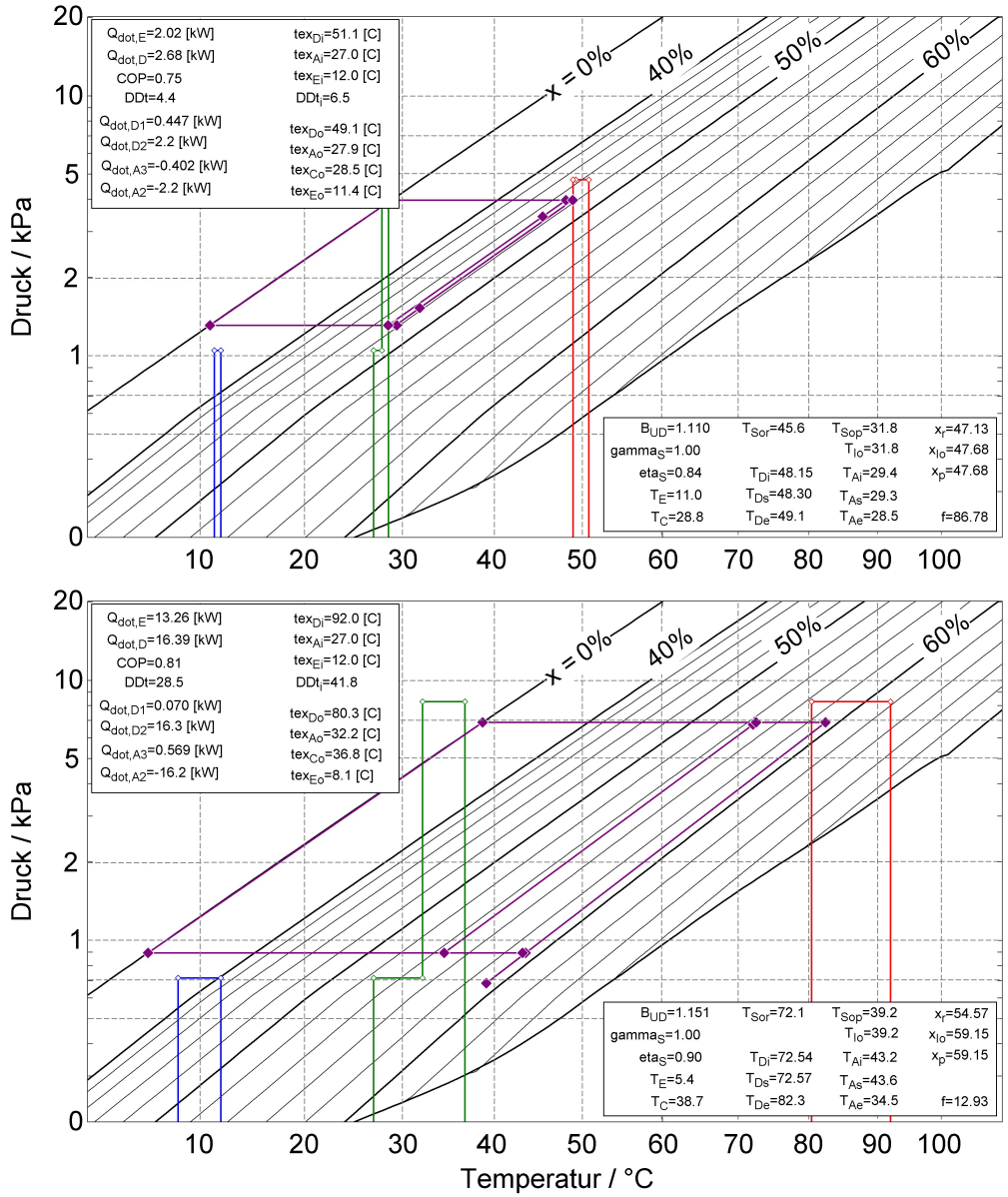


Bild 2.50: Darstellung der Simulationsergebnisse zur Anlage FA2 im p-T-Diagramm für zwei verschiedene Antriebstemperaturen: t_{Di} = 50 °C (oben) mit überhitztem Lösungseintritt am Absorber und t_{Di} = 90 °C (unten) mit unterkühltem Lösungseintritt am Absorber.

Fazit zur Simulation

Zu den hier und ergänzend im Anhang G dargestellten Simulationsergebnissen bleibt folgendes festzuhalten:

- Durch die Kopplung von internen Enthalpiebilanzen mit den Energiebilanzen der externen Wärmeträger über eine bereichsweise Wärmeübertragungsrechnung entsteht ein nichtlineares Gleichungssystem, welches nur iterativ bzw. numerisch mit vertretbarem Aufwand gelöst werden kann.

- Ungeachtet der zahlreichen nicht-linearen Zusammenhänge z.B. bei den thermophysikalischen Stoffdaten und der Wärmeübertragungsrechnung ergeben sich einerseits näherungsweise lineare Verläufe der spezifischen Antriebs- und Kälteleistung ($\dot{q}_D$ und $\dot{q}_E$). Dies gilt nicht nur bei Variation der Antriebstemperatur t_{Di} sondern auch bei Variation der Kühl- und Kaltwassereintrittstemperatur t_{Ai} bzw. t_{Ei} (hier nicht dargestellt).

- Andererseits sind die Effekte aus dem nicht-linearen Verlauf des Wärmestromanteils $\dot{q}_{D1} = \dot{Q}_{D1}/\dot{Q}_D$ auf das Verhältnis von $\dot{q}_E$ und $\dot{q}_D$ so groß, dass sich zumindest bei Variation der Antriebstemperatur ein Maximum in der thermischen Effizienz ergibt (ausgedrückt durch das Wärmestromverhältnis $COP = \dot{q}_E/\dot{q}_D$).

- Auch bei großen Lastvariationen ist der Dühring-Parameter B (bzw. der Pseudo-Dühring-Parameter B' siehe Anhang G.1) und die dimensionslose Temperaturänderung P_S, d.h. auch die Effizienz des Lösungswärmeübertragers η_S, nahezu konstant. Die relativen Spannweiten nach Gleichung (A.3) sind: $\Delta\widetilde{s}(B)$ = 5 – 10 % bzw. $\Delta\widetilde{s}(P_S)$ = 1 – 5 %. Der spezifischer Drosselverlust ändert sich mit $\Delta\widetilde{s}(\mu_{DV}) \approx 90$ % hingegen deutlich.

- Die scheinbare mittlere spezifische Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ ist bei der dargestellten, typischen Lastvariationen nicht konstant. Die relative Spannweite beträgt etwa $\Delta\widetilde{s}(\widetilde{c}_p)$ = 80 – 90 %. Obwohl im Abschnitt 2.3.5 ein Unterschied von bis zu 3 % in der übertragenen Leistung eines Fallfilmdesorbers mit und ohne Berücksichtigung von temperatur*ab*hängigen Wärmekapazitätsströmen ermittelt wurde, erscheint dennoch sogar die Annahme eines konstanten (d.h. last- und temperatur*un*abhängigen) Wertes für $\widetilde{c}_p$ in Bezug auf die spezifischen Antriebs- und Kälteleistung $\dot{q}_D$ und $\dot{q}_E$ der Gesamtkreislaufsimulation akzeptabel. Dies wird im Anhang G.2 erläutert und resultiert aus sich aufhebenden Effekten von $\kappa_D > 1$ und $\kappa_A < 1$.

- Die Auswirkungen von unterschiedlichen Desorber-Bauformen auf das Teillastverhalten von Absorptionskälteanlagen sind um so größer, je größer der Wärmestromanteil q_{D1}, d.h. je größer die Unterkühlung am Eintritt in den Desorber ist (siehe Anhang G.3). Bei Anlagen mit überfluteten Desorbern (d.h. ohne Möglichkeit zu adiabaten Sorptionsvorgängen, Variante B) im *mixed-match-design* für hohe Heißwasserauskühlung ergeben sich bei identischen Betriebsbedingungen Unterschiede von ca. 5–15% in der spezifischen Verdampferleistung gegenüber der gleichen Wärmeübertragerkonfiguration in einer Bauform, die adiabte Sorptionsvorgänge zulässt (z.B. Fallfilm-Desorber, Variante A).

Mit der vorgestellten, detaillierten Kreislaufsimulation eines vereinfacht realen einstufigen Absorptionskältekreislaufs mit variablen bzw. lastabhängigen Stoffdaten und einer bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung sowie der Möglichkeit zur Berücksichtigung von unterschiedlichen Desorberbauformen steht ein geeignetes Vergleichsinstrument für die Überprüfung der nachfolgend in Kapitel 3 behandelten Methode der charakteristischen Gleichungen zur Verfügung. Im Gegensatz zur numerischen Simulation kann diese Methode in erweiterter Form auch zur Regelung von Absorptionskälteanlagen in SPS-Programmen genutzt werden (siehe Kapitel 4).

3 Methode der charakteristischen Gleichungen

Das Teillast- bzw. Energieeffizienzverhalten von Absorptionskälteanlagen ist entscheidend für ökonomisch und ökologisch vorteilhafte Betriebsergebnisse bei der thermischen Kälteerzeugung, weil der Anteil der Betriebsstunden unter Volllast i.d.R. gering ist. Zur Beschreibung des Teilverhaltens können entweder aufwendige, aber genaue Simulationsrechnungen oder einfache Näherungsverfahren verwendet werden. In diesem Kapitel soll die *Methode der charakteristischen Gleichungen* als Näherungsverfahren behandelt werden, da sie im nachfolgenden Kapitel für die Entwicklung von Regelstrategien genutzt wird. Parallel zu der Methode wird die zuvor behandelte Kreislaufsimulation herangezogen, mit der die Auswirkungen von methodisch bedingten Näherungen analysiert werden können.
Die Methode der charakteristischen Gleichungen basiert auf den Überlegungen von Furukawa [1983] sowie Furukawa und Sonoda [1987] und wurde von Ziegler [1998b], Hellmann et al. [1998], Schweigler et al. [1999], Ziegler et al. [1999] sowie Hellmann und Ziegler [1999] in der inzwischen als 'herkömmlich' zu bezeichnenden Form detailliert hergeleitet. Im Abschnitt 3.1 werden diese Herleitungen im Wesentlichen übernommen und in einigen Punkten vereinfacht bzw. weitergehend erläutert. Außerdem werden Verbesserungsmöglichkeiten zur herkömmlichen Methode erarbeitet, die jedoch zu keinem allgemeingültigen Verfahren führen. Für die praktische Anwendung der Berechnungsmethode zur Regelung von Absorptionskälteanlagen mit industriellen SPS-Controllern ist daher eine Weiterentwicklung bzw. Präzisierung der Methode notwendig. Abschnitt 3.1 dient gleichzeitig zur Einführung von Begriffen, die nach einer eingehenden Diskussion zum Verbesserungsbedarf der herkömmlichen Methode in Abschnitt 3.2 auch bei Erweiterung der Methode im Abschnitt 3.3 verwendet werden. Dort wird auf vereinfachende aber genauere Berechnungsmöglichkeiten für die last*ab*hängigen und last*un*abhängigen Irreversibilitäten im Absorptionskälteprozess eingegangen sowie das Berechnungsverfahren zur Berücksichtigung von variablen externen Volumenströmen in die Methode implementiert.
Eine wesentliche Näherung bei Herleitung der herkömmlichen Methode besteht in der Annahme, dass es keinen Unterschied zwischen den Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} (deren Zusammenhang für $X = D, A, C, E$ über die Dühring-Gleichung (2.6) beschrieben wird) und den für die Wärmeübertragungsrechnung relevanten Mitteltemperaturen T_X gibt. Eine Möglichkeit zur Berücksichtigung des tatsächlich vorhandenen Unterschieds besteht in der Verwendung von sogenannten

Pseudo-Dühring-Parametern oder in der Anwendung der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung mit den Mitteltemperaturen T_{XN} der einzelnen Wärmeübertragungsbereiche XN [1]. Bei Erweiterung der Berechnungsmethode in Abschnitt 3.3 wird eine Kombination der beiden Ansätze vorgenommen. Hierdurch kann – abhängig von der Bauform des Ab- bzw. Desorbers – auch berücksichtigt werden, ob es vor dem Auftreffen der Lösung auf die Wärmeübertragerfläche zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommen kann (Variante A) oder nicht (Variante B, siehe S. 81). Bei der Herleitung von charakteristischen Gleichungen für Absorptionskälteanlagen *ohne* vorgelagerte adiabate Sorptionsvorgänge (d.h. bei Variante B) zeigt sich, dass die ursprünglich von Furukawa [1983] verwendete Darstellung der Wärmeübertragungsgleichung

$$\dot{Q}_X = \dot{W}_X \cdot P_X \cdot \kappa_X \cdot \Delta T_{max,X} \tag{3.1}$$

Vorteile gegenüber der Darstellung

$$\dot{Q}_X = Y_X \cdot z_X \cdot \kappa_X \cdot \Delta T_{arith,X} \tag{3.2}$$

hat, da auf die Berechnung einer treibenden Temperaturdifferenz aus den internen und externen arithmetischen Mitteltemperaturen $\Delta T_{arith,X} = t_X - T_X$ verzichtet wird. Stattdessen kann die maximale Temperaturdifferenz $\Delta T_{max,X} = t_{Xi} - T_{Xi}$ in Kombination mit der dimensionslosen Temperaturänderung P_X und dem externen Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_X$ verwendet werden, so dass sich nach Eliminierung der internen Prozesstemperaturen T_{Xi} das Teillastverhalten der Anlage allein mit Hilfe der externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} darstellen lässt. In beiden Fällen müssen bereichsweise unterschiedliche Wärmekapazitätsströme mit den Faktoren κ_X berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 2.3.7).
Darüber hinaus können mit den dimensionslosen Temperaturänderungen P_X auch bei Wärmeübertragern *mit* vorgelagerten adiabaten Sorptionsvorgängen (d.h. bei Variante A) – besser als mit der herkömmlichen Methode – näherungsweise konstante Koeffizienten berechnet werden, mit denen sich das Teillastverhalten als lineare Funktion einer sogenannte effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ ergibt. Mit dieser effektiven Temperaturdifferenz (in der die unabhängigen externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} zusammengefasst sind) wird schließlich eine allgemeine Darstellung von charakteristischen Gleichungen erarbeitet, in der lediglich die auftretenden Koeffizienten K_N abhängig von paralleler bzw. serieller Kühlwasserführung sowie von der Bauform des Ab- und Desorbers sind.

[1] Zur bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung siehe Abschnitt 2.3.3. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Mitteltemperaturen T_{XN}, T_X, T_X^{LV} sind im Anhang J dargestellt.

Die effektive charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ ist vorrangig für die explizite Vorausberechnung des Teillastverhaltens gedacht. Um sie besser für die Entwicklung von Regelstrategien nutzen zu können, ist eine Modifikation notwendig. In der modifizierten charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*$ wird deshalb die Kaltwasser*austritts*temperatur t_{Eo} anstelle der Kaltwasser*eintritts*temperatur t_{Ei} in $\Delta\Delta t_i^*$ verwendet, da t_{Eo} im realen Anlagenbetrieb oftmals durch einen Sollwert t_{Eo}^{set} festgelegt ist.
Abschließend erfolgt im Abschnitt 3.4 eine Diskussion der Berechnungsergebnisse aus der erweiterten Methode im Vergleich zu Simulationsergebnissen. Zur Unterscheidung von gemessenen, simulierten und mit der herkömmlichen bzw. erweiterten Methode berechneten Werten der gleichen Größe (z.B. der Kälteleistung, $\dot{Q}_E$) wird dabei nach Möglichkeit die Indizierung und Symbolik entsprechend Tabelle 3.1 verwendet [2].
Nach einem Fazit 3.5 zur herkömmlichen und erweiterten Methode erfolgt dann im Kapitel 4 die Entwicklung von Regelstrategien mit Hilfe der erweiterten Methode und in Kapitel 5 deren praktische Anwendung.

Tabelle 3.1: Kennzeichnung von gemessenen, simulierten und berechneten Werten.

Index	Beschreibung	Beispiel	Symbol
mes	Ergebnis aus Messung	$\dot{Q}_E^{mes}$	offen
sim	Ergebnis der Simulation	$\dot{Q}_E^{sim}$	offen
reg	Ergebnis einer Regressionsanalyse	$\dot{Q}_E^{reg}$	Linie
est	Ergebnis der herkömmlichen Methode (*established method*)	$\dot{Q}_E^{est}$	Linie
imp	Ergebnis der erweiterten Methode (*improved method*)	$\dot{Q}_E^{imp}$	geschlossen

[2] Im Einzelfall muss jedoch aus Übersichtlichkeitsgründen insbesondere bei der Linien- und Symbolart davon abgewichen werden.

3.1 Erläuterungen zur herkömmlichen Methode

Die von Furukawa [1983], Ziegler [1998b], Hellmann et al. [1998] und Schweigler et al. [1999] entwickelte Methode der charakteristischen Gleichungen hat für die Berechnung und Regelung von Absorptionskälteanlagen eine hohe Attraktivität, da sie ein lineares Teillastverhalten von nur einem Korrelationsparameter – der sogenannten charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ – postuliert, obwohl der interne Kälteprozess mit mindestens drei externen Wärmeträgern in thermischer Wechselwirkung steht. Andererseits wurde von mehreren Autoren dargestellt (z.B. [Hellmann et al., 1998], [Kühn und Ziegler, 2005], [Albers und Ziegler, 2009b], [Puig-Arnavat et al., 2010], [Buchin et al., 2016]), dass durch Auflösung fundamentaler Annahmen [3], die bei Herleitung der Methode verwendet wurden, die Korrelationsgüte bei Anwendung der Methode z.T. deutlich verbessert werden kann.
In diesem Abschnitt soll daher zusammen mit der Diskussion im folgenden Abschnitt nicht nur eine Vorstellung und Kritik der herkömmlichen Methode erfolgen, sondern auch Verbesserungsmöglichkeiten erläutert werden, die bereits ohne eine Veränderung in der Herleitung zur erweiterten Methode möglich sind [4]. Hierbei wird z.B. eine explizite Form der charakteristischen Gleichungen erarbeitet, die identische Ergebnisse zur herkömmlichen Darstellung liefert, aber besser für den Vergleich mit Simulations- oder Messergebnissen geeignet ist, weil sich die Unterschiede z.B. nur in den mit der Methode ermittelten Wärmeströmen $\dot{Q}_E^{est}$ gegenüber $\dot{Q}_E^{sim}$ oder $\dot{Q}_E^{mes}$ niederschlagen, aber nicht im verwendeten Korrelationsparameter [5]. Darüber hinaus werden Pseudo-Dühring-Parameter zur Verbesserung der Korrelationsgenauigkeit bei einstufigen Absorptionskälteanlagen analysiert, obwohl diese von [Ziegler, 1998a] eigentlich zur Anwendung der Methode bei mehrstufigen Anlagen eingeführt wurden.

[3] z.B. zur näherungsweisen Unveränderlichkeit von Dühring-, Steigungs- und Verlustparameter bzw. der Verlustwärmeströme $\dot{Q}_D^{loss}$ und $\dot{Q}_A^{loss}$ in den Enthalpiebilanzen, siehe S. 120

[4] Aber zu keinen allgemeingültigen bzw. in SPS-Controllern nutzbaren Zusammenhängen führen, weil zur Erstellung der charakteristischen Gleichungen anlagenspezifische Regressionsanalysen auf der Basis von Messungen oder Simulationen notwendig sind.

[5] Der berechnete Korrelationsparameter $\Delta\Delta t^{est}$ (d.h. die charakteristische Temperaturdifferenz) ist z.B. trotz gleicher Eintrittstemperatur $t_{Ei}^{est} = t_{Ei}^{sim} = t_{Ei}^{mes}$ wie in der Simulation oder Messung von der berechneten Austrittstemperatur $t_{Eo}^{est} = f(\dot{Q}_E^{est})$ abhängig (und damit von den mehr oder weniger guten Näherungen und Annahmen in der Methode). Bei dem ermittelten Korrelationsparameter $\Delta\Delta t_i^{est}$ (siehe Gleichung (3.29), S. 151) ist das nicht der Fall, weil er unabhängig von der berechneten oder simulierten bzw. gemessenen Leistung bestimmt werden kann.

3.1.1 Charakteristische Gleichung der Kälteleistung

Die Wärmeströme $\dot{Q}_X$ in den Wärmeübertragern einer einstufigen Absorptionskälteanlage (mit $X = D, E, C, A$) sind durch die internen Enthalpiebilanzen (2.211), S. 120 bestimmt. Mit den Enthalpiebilanzen wurden auch die Verlustwärmeströme $\dot{Q}_X^{loss}$ eingeführt. Zusammen mit den sogenannten Enthalpiekoeffizienten K_X^{est}

$$\begin{aligned} K_C^{est} &= \frac{h_{D2}^V - h_{Co}^L}{h_{Eo}^V - h_{Co}^L} & K_D^{est} &= \frac{h_{D2}^V - h_{De}}{h_{Eo}^V - h_{Co}^L} \\ K_E^{est} &= \frac{h_{Eo}^V - h_{Co}^L}{h_{Eo}^V - h_{Co}^L} & K_A^{est} &= \frac{h_{Eo}^V - h_{Sop}}{h_{Eo}^V - h_{Co}^L} \end{aligned} \tag{3.3}$$

lassen sich somit alle Leistungen an den Hauptwärmeübertragern $X = D, A, C$ auf die Verdampferleistung $\dot{Q}_E$ zurückführen.

$$\dot{Q}_X = \pm K_X^{est} \cdot \dot{Q}_E + \dot{Q}_X^{loss} \tag{3.4}$$

Dabei ist zu beachten, dass die Enthalpiekoeffizienten in Gleichung (3.3), wie bei Ziegler [1998b], so formuliert wurden, dass sie unabhängig von Wärmezu- oder -abfuhr positive Werte ergeben. Die Wärmestromrichtung muss daher in (3.4) über ein gesondertes Vorzeichen berücksichtigt werden (für $X = D, E$: + und für $X = A, C$: –). Die Enthalpiekoeffizienten $K_X^{est} = \frac{\Delta h_X}{\Delta h_E}$ beziehen in jedem Hauptwärmeübertrager X eine Enthalpiedifferenz zwischen Dampf und Flüssigkeit auf die Enthalpiedifferenz im Verdampfer zwischen Sattdampf ($h_{Eo}^V = h''(p_E)$) und entspanntem Kältemittel ($h_{Ei} = h'(p_C) = h_{Co}^L$). Die Bezugsenthalpiedifferenz $\Delta h_E = h_{Eo}^V - h_{Co}^L$ in (3.3) ist damit in der Größenordnung der Verdampfungsenthalpie, stimmt aber nicht mit ihr überein, da $\Delta h_E^{LV} \geq \Delta h_E$. Sowohl für die Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} als auch für die Verlustwärmeströme $\dot{Q}_X^{loss}$ wird in der herkömmlichen Methode angenommen, dass ihre Variation klein ist gegenüber den Änderungen von $\dot{Q}_E$ in Teillast und damit vernachlässigt werden kann (d.h. $K_X^{est} \approx const$ und $\dot{Q}_X^{loss} \approx const$, siehe [Ziegler, 1997, S. 136], Schweigler [1999, S. 28]). Für die externen Wärmeträger reduzieren sich die Energiebilanzen ebenfalls auf Enthalpiebilanzen, da alle anderen Energieänderungen vernachlässigt werden.

$$\dot{Q}_X = \dot{m}_X \cdot (h_{Xo} - h_{Xi}) = \dot{m}_X \cdot c_{p,X} \cdot (t_{Xo} - t_{Xi}) \tag{3.5}$$

Außerdem sind die Wärmeströme $\dot{Q}_X$ in den Gleichungen (3.4) und (3.5) über die Wärmeübertragungsgleichungen aneinander gekoppelt.

$$\dot{Q}_X = Y_X \cdot \Delta T_{m,X} \tag{3.6}$$

Die notwendigen treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{m,X}$ zur Übertragung von $\dot{Q}_X$ zwischen den externen Wärmeträgern und den internen Arbeitsmedien (d.h. Kältemittel bzw. Sorptionslösung) sind damit allein durch die thermische Größe der Hauptwärmeübertrager (d.h. durch ihre Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = U_X \cdot A_X$) bestimmt. Zur Herleitung von charakteristischen Gleichungen werden aus Vereinfachungsgründen anstelle der mittleren treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{m,X}$ in Gleichung (3.6) die Differenzen ΔT_X^{est} verwendet, die sich zwischen den externen arithmetischen Mitteltemperaturen t_X und den internen Phasengleichgewichtstemperaturen $T_X^{LV} = T_X^{LV}(p_X, x_{m,X})$ mit mittlerer Zusammensetzung $x_{m,X}$ im Kältemittel- und Lösungskreislauf ergeben[6].

$$\Delta T_X^{est} = t_X - T_X^{LV} = \frac{t_{Xi} + t_{Xo}}{2} - T_X^{LV}(p_X, x_{m,X}) \tag{3.7}$$

Daraus folgt eine Wärmeübertragungsgleichung

$$\dot{Q}_X^{est} = Y_X \cdot \Delta T_X^{est} \cdot z_X^{est} \approx \dot{Q}_X \,, \tag{3.8}$$

bei der zur Berücksichtigung des Unterschieds zwischen $\Delta T_{m,X}$ und ΔT_X^{est} ein Temperaturdifferenzfaktor z_X^{est} eingeführt wird, der nach Riesch et al. [1987, S. 157] und Schweigler [1999, S. 28] näherungsweise konstant bzw. nach Hellmann et al. [1999, S. 170] sowie Hellmann et al. [1998, S. 30] auch zu 1 gesetzt werden kann.

$$z_X^{est} = \frac{\Delta T_{m,X}}{\Delta T_X^{est}} \tag{3.9}$$

Im Abschnitt 2.1.1.4 wurde erläutert, dass die internen Phasengleichgewichtstemperaturen des einstufigen Absorptionskreislaufs nicht unabhängig voneinander sind, sondern über die thermophysikalischen Stoffeigenschaften bzw. die Dampfdruckkurven der Arbeitsmittel aneinander gekoppelt sind. Zur Beschreibung dieser Abhängigkeit wird von Ziegler [1997] die Dühring-Gleichung genutzt. Außerdem wird die geringe Variation des Dühring-Parameters $B(x_m)$ mit dem mittleren Salzmassenanteil x_m vernachlässigt (siehe Abschnitt 2.1.1.4 bzw. [Ziegler, 1997, S. 142 f.]) und stattdessen ein näherungsweise konstanter mittlerer Wert von beispielsweise $B = 1,15$ verwendet, so dass:

$$T_D^{LV} - T_A^{LV} = (T_C^{LV} - T_E^{LV}) \cdot B \,. \tag{3.10}$$

Bei Herleitung der herkömmlichen Methode wird angenommen, dass die Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} in der Dühring-Gleichung (3.10) mit den für die

[6] Im Kältemittelkreislauf (d.h. bei $X = E, C$) ist die mittlere Zusammensetzung $x_{m,X} = 0$ und im Lösungskreis (d.h. bei $X = D, A$) ist $x_{m,X} = x_{m,D} = x_{m,A} = x_m$.

Wärmeübertragung relevanten Mitteltemperaturen T_X in Gleichung (3.2) übereinstimmen bzw. der Unterschied zwischen ihnen vernachlässigbar klein ist (d.h. $T_X \approx T_X^{LV}$) [7].
Durch Kombination der Wärmeübertragungsgleichungen (3.8) mit den Enthalpiebilanzen bzw. den dazu äquivalenten Gleichungen (3.4) können somit die internen Temperaturen in Gleichung (3.10) über die externen Mitteltemperaturen t_X ausgedrückt werden.

$$T_X^{LV} = t_X \pm \frac{\dot{Q}_E^{est} \cdot K_X^{est}}{Y_X \cdot z_X^{est}} - \frac{\dot{Q}_X^{loss}}{Y_X \cdot z_X^{est}} \tag{3.11}$$

Dabei ist für $X = C, A$ die Wärmestromrichtung zu beachten (z.B. beim Kondensator $\dot{Q}_C^{est} = -K_C^{est} \cdot \dot{Q}_E^{est}$). Nach Einsetzen der internen Temperaturen aus (3.11) in die Dühring-Gleichung (3.10) ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} t_D - \frac{\dot{Q}_E^{est} \cdot K_D^{est}}{Y_D \cdot z_D^{est}} - \frac{\dot{Q}_D^{loss}}{Y_D \cdot z_D^{est}} - \left(t_A + \frac{\dot{Q}_E^{est} \cdot K_A^{est}}{Y_A \cdot z_A^{est}} - \frac{\dot{Q}_A^{loss}}{Y_A \cdot z_A^{est}} \right) \\ = B \cdot \left(t_C + \frac{\dot{Q}_E^{est} \cdot K_C^{est}}{Y_C \cdot z_C^{est}} - \left(t_E - \frac{\dot{Q}_E^{est} \cdot 1}{Y_E \cdot z_E^{est}} \right) \right) \end{aligned} \tag{3.12}$$

wobei die Wärmeströme $\dot{Q}_C^{loss}$ und $\dot{Q}_E^{loss}$ aus Gleichung (3.11) identisch null sind, weil die Abkühlung des überhitzten Dampfes im Kondensator von T_D^{LV} nach T_C^{LV} und die Aufwärmung des Kältemitteldampfes von T_E^{LV} nach T_A^{LV} in den Enthalpiekoeffizienten K_C^{est} bzw. K_A^{est} enthalten ist.
Durch die Zusammenfassung der externen Mitteltemperaturen t_X in (3.12) ergibt sich eine aus externem Temperaturschub Δt_T (engl.: *Thrust*) und externem Temperaturhub Δt_L (engl.: *Lift*) bestehende doppelte Temperaturdifferenz:

$$\Delta\Delta t^{est} = (t_D - t_A) - B \cdot (t_C - t_E) = \Delta t_T - B \cdot \Delta t_L \tag{3.13}$$

Von Ziegler [1998b] wurde gezeigt, dass diese Zusammenfassung der externen Temperaturen mit Gewichtung durch den Dühring-Parameter ein Charakteristikum für das Lastverhalten des betreffenden Absorptionskreisprozesses darstellt. Daher wird die doppelte Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ auch als charakteristische Temperaturdifferenz bezeichnet.
Die verbleibenden Größen in Gleichung (3.12) können weiter zusammengefasst werden zu einem sogenannten Steigungsparameter s_E^{est}, der vorrangig durch die Wärmedurchlässigkeiten der Hauptwärmeübertrager Y_X bestimmt ist (gewichtet mit Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} und Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est}).

[7] Auf eine Möglichkeit zur Berücksichtigung des Unterschieds zwischen T_X und T_X^{LV} wird bei Herleitung der erweiterten Methode in den Abschnitten 3.3.2 und 3.3.3 näher eingegangen.

Dieser Steigungsparameter stellt ein Maß für die thermische Größe bzw. Leistungsfähigkeit der Anlage dar.

$$s_E^{est} = \frac{1}{\frac{K_D^{est}}{Y_D \cdot z_D^{est}} + \frac{K_A^{est}}{Y_A \cdot z_A^{est}} + B \cdot \left(\frac{K_C^{est}}{Y_C \cdot z_C^{est}} + \frac{1}{Y_E \cdot z_E^{est}} \right)} \tag{3.14}$$

Außerdem ergibt sich ein sogenannter Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$, der die Wärmeströme $\dot{Q}_A^{loss}$ und $\dot{Q}_D^{loss}$ zusammenfasst, die im Ab- bzw. Desorber aufgrund der Änderung von Lösungstemperatur und -zusammensetzung sowie wegen begrenzter Wärmeübertragung im Lösungswärmeübertrager zusätzlich zu den Wärmeströmen für die reine Ab- und Desorption des Kältemittels aufgebracht werden müssen [8].

$$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \frac{\dot{Q}_D^{loss}}{Y_D \cdot z_D^{est}} - \frac{\dot{Q}_A^{loss}}{Y_A \cdot z_A^{est}} \tag{3.15}$$

Mit den Größen s_E^{est} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$, die gemeinsam als charakteristische Parameter bezeichnet werden, lässt sich die Kälteleistung eines einstufigen Sorptionsprozesses in Form einer einfachen Gleichung schreiben, die als charakteristische Gleichung der Verdampfer- bzw. der Kälteleistung bezeichnet wird.

$$\dot{Q}_E^{est} = s_E^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \right) \tag{3.16}$$

Bei Anwendung der herkömmlichen Methode wird angenommen, dass die charakteristischen Parameter s_E^{est} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ unter Voraussetzung von näherungsweise konstanten Enthalpiekoeffizienten K_X^{est}, Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} und Wärmedurchlässigkeiten Y_X sowie konstanter interner und externer Wärmekapazitätsströme ebenfalls konstant sind [Ziegler, 1998b], [Schweigler et al., 1999], so dass die charakteristische Gleichung (3.16) eine Geradengleichung darstellt. Die Auftragung von Messdaten gegen die charakteristische Temperaturdifferenz scheint diese Annahme zu stützen. In Bild 3.1 sind hierzu zwei Beispiele zu den in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Anlagen dargestellt. Ähnliche Auftragungen sind in [Schweigler et al., 2002b], [Kühn et al., 2004], [Ziegler et al., 2008], [Puig-Arnavat et al., 2010], [Neumann, 2011] auch für andere Anlagen zu finden.

[8] Man beachte beim Vergleich der Formeln z.B. mit Ziegler [1998b] die hier verwendete, systemorientierte Vorzeichenkonvention. Wegen Wärmeabfuhr $\dot{Q}_A^{loss} < 0$ steht in Gleichung (3.15) minus in Ziegler [1998b] jedoch plus.

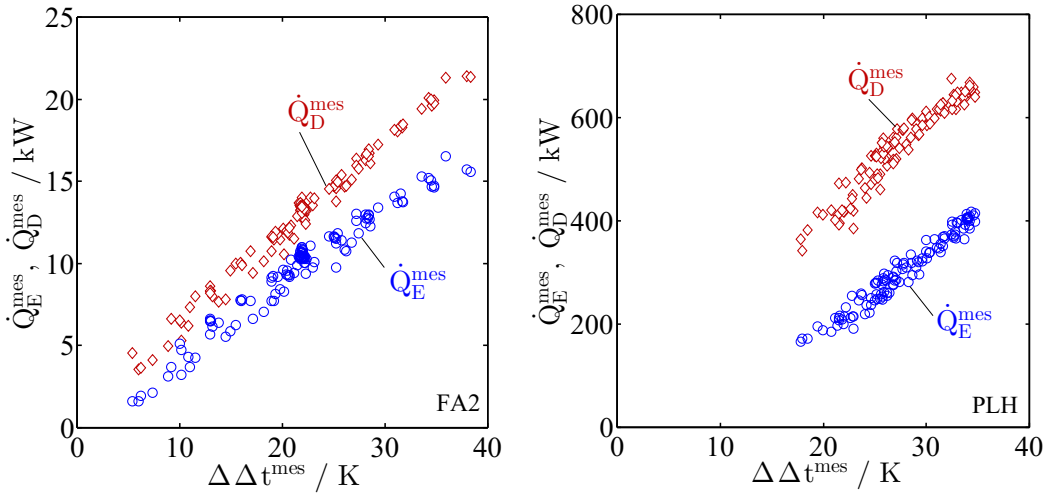


Bild 3.1: Messwerte der Antriebs- und Kälteleistung von einstufigen Absorptionskälteanlagen (FA2, links) mit berieselten und (PLH, rechts) überfluteten Desorbern als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz.

Von Albers und Ziegler [2009b] wurde jedoch gezeigt, dass sich die sichtbare Steigung und vor allem der sichtbare Achsabschnitt einer gedachten Regressionsgerade durch die Messpunkte auch dann als nahezu konstant ergeben, wenn $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ als lineare Funktion vom externen Schub Δt_T und/oder Hub Δt_L darstellbar ist. Der näherungswiese lineare Verlauf von Kälte- und Antriebsleistung in Bild 3.1 darf daher nicht als Bestätigung der methodischen Annahmen gewertet werden. Die Verläufe stellen lediglich keinen Widerspruch zu diesen Annahmen dar. Dies wird bei Diskussion der herkömmlichen Methode in Abschnitt 3.2 vertieft.

3.1.2 Charakteristische Gleichung der Antriebsleistung

Auch für die Antriebs- bzw. Desorberleistung kann eine charakteristische Gleichung hergeleitet werden (siehe [Ziegler et al., 1999], [Hellmann et al., 1999]). Hierzu wird angenommen, dass der betragsmäßige Unterschied zwischen den Wärmeströmen $\dot{Q}_D^{loss}$ und $\dot{Q}_A^{loss}$ vernachlässigbar klein ist (d.h. $\dot{Q}_A^{loss} \approx -\dot{Q}_D^{loss}$) bzw. ihr Verhältnis

$$K_{loss}^{est} = \frac{\dot{Q}_A^{loss}}{\dot{Q}_D^{loss}} = \frac{h_{Ae} - h_{Sop}}{h_{De} - h_{Sor}} \tag{3.17}$$

mit $K_{loss}^{est} \approx -1$ abgeschätzt werden kann [9]. Aus (3.15) folgt für den Verlustparameter:

$$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \left(\frac{1}{Y_D \cdot z_D} - \frac{K_{loss}^{est}}{Y_A \cdot z_A} \right) \cdot \dot{Q}_D^{loss} \tag{3.18}$$

Zusammen mit der Darstellung für die Desorberleistung in Abhängigkeit von der Kälteleistung (d.h. in Gleichung (3.4) mit $X = D$)

$$\dot{Q}_D = \dot{Q}_E \cdot K_D^{est} + \dot{Q}_D^{loss} \tag{3.19}$$

ergibt sich dann durch Einsetzen von $\dot{Q}_D^{loss}$ aus (3.18) und $\dot{Q}_E \approx \dot{Q}_E^{est}$ aus (3.16) in (3.19) eine Berechnungsmöglichkeit für die Antriebsleistung $\dot{Q}_D \approx \dot{Q}_D^{est}$:

$$\dot{Q}_D^{est} = s_E^{est} \cdot K_D^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot \sigma_{min} \right) \tag{3.20}$$

Darin ist σ_{min} ein Parameter, der sich im Wesentlichen aus der Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten Y_X ergibt und als Verteilungsparameter bezeichnet wird.

$$\sigma_{min} = 1 - \frac{1}{K_D^{est} \cdot s_E^{est} \cdot \left(\frac{1}{Y_D \cdot z_D^{est}} - \frac{K_{loss}^{est}}{Y_A \cdot z_A^{est}} \right)} \,. \tag{3.21}$$

Übliche Verteilungen der Wärmedurchlässigkeiten bei einstufigen Absorptionskälteanlagen ergeben Werte im Bereich $\sigma_{min} = [-0,8 \ldots -0,2]$ (siehe Abschnitt 3.2.1 und Anhang I.1). Der Wert von σ_{min} wird betragsmäßig umso geringer, je geringer der Anteil der Wärmedurchlässigkeiten Y_A und Y_D an allen, im Steigungsparameter s_E^{est} zusammengefassten Wärmedurchlässigkeiten Y_X mit $X = D, E, C, A$ ist. Aus der Zusammenfassung von σ_{min} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ in Gleichung (3.20) folgt schließlich eine zu (3.16) analoge Darstellung einer charakteristischen Gleichung für die Antriebsleistung mit ebenfalls als konstant annehmbarem Steigungs- und Verlustparameter s_D^{est} bzw. $\Delta\Delta t_{min,D}^{est}$.

$$\dot{Q}_D^{est} = s_D^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,D}^{est} \right) \tag{3.22}$$

$$s_D^{est} = s_E^{est} \cdot K_D^{est} \tag{3.23}$$

$$\Delta\Delta t_{min,D}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot \sigma_{min} \tag{3.24}$$

[9] Mit dieser Abschätzung wird u.a. die thermische Größe des Lösungswärmeübertragers Y_S bzw. dessen Effizienz ϵ_S festgelegt. Allerdings erfolgt diese Festlegung nur in Relation zu den ebenfalls notwendigen Wärmeströmen, die im Ab- und Desorber zur Änderung der Lösungstemperatur und -zusammensetzung übertragen werden müssen. Dies wird im Abschnitt 3.2.4.2 näher erläutert.

Von den vier charakteristischen Parametern in den charakteristischen Gleichungen (3.16) und (3.22) (d.h. s_E^{est}, $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$, s_D^{est} und $\Delta\Delta t_{min,D}^{est}$) sind jedoch nur drei unabhängig von einander, da der vierte bereits über die Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten bzw. den Parameter σ_{min} in Gleichung (3.24) festgelegt ist. Dies muss bei konsequenter Anwendung der herkömmlichen Methode auch bei Durchführung von Regressionsrechnungen zur Ermittlung von charakteristischen Parametern aus Messdaten beachtet werden. In Bild 3.2 ist der dadurch festgelegte Zusammenhang zwischen den Geradengleichungen für $\dot{Q}_E^{est}$ und $\dot{Q}_D^{est}$ graphisch dargestellt. Der Gültigkeitsbereich der Geradengleichungen ist i.d.R. auf Werte $\dot{Q}_E^{est} > 0$ bzw. $\Delta\Delta t^{est} > \Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ beschränkt, da sich anderenfalls die Wärmestromrichtung im Verdampfer umkehren müsste [10]. Aus diesem Grund sind die charakteristischen Geraden für Werte $\Delta\Delta t^{est} < \Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ gestrichelt dargestellt.

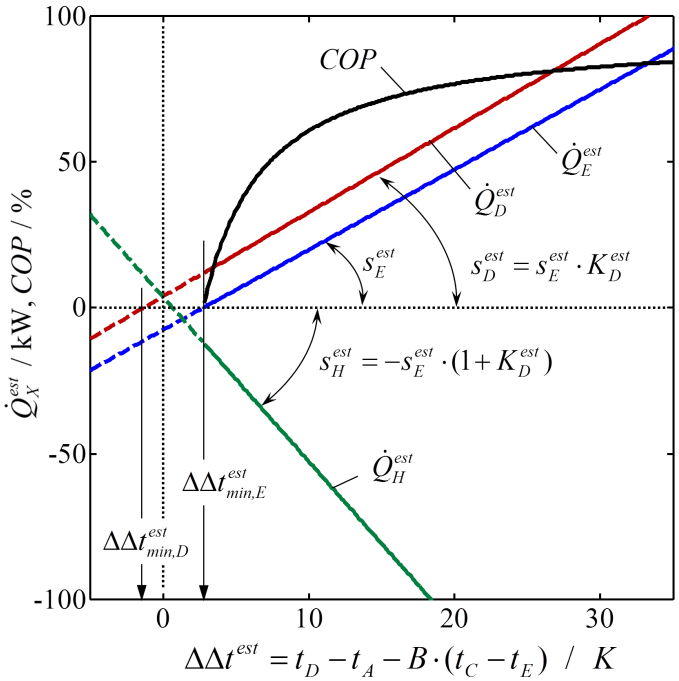


Bild 3.2: Graphische Darstellung der charakteristischen Parameter und Gleichungen für Kälte-, Antriebs- und Abwärmeleistung.

[10] Eine Umkehr der Wärmestromrichtung im Verdampfer ist zwar grundsätzlich möglich, z.B. wenn bei tiefen Kaltwasser- und hohen Kühlwassertemperaturen auch der Absorber als Desorber fungiert und der Verdampfer als Kondensator. Ein stationärer Betriebszustand lässt sich jedoch nur herstellen, wenn das Kältemittel (d.h. das Kondensat aus dem Verdampfer) kontinuierlich in die Lösung zurückgeführt wird (wie z.B. bei der Anlage Yazaki WFC-10) und nicht im Verdampfersumpf angesammelt wird.

Über die Energiebilanz steht mit den beiden charakteristischen Gleichungen der Kälte- und Antriebsleistung auch eine Gleichung zur Berechnung der Abwärmeleistung aus Absorber und Kondensator zur Verfügung. Im Wärmepumpenbetrieb entspricht die Summe der beiden Leistungen der verfügbaren Heizleistung $\dot{Q}_H = \dot{Q}_A + \dot{Q}_C$, so dass:

$$\begin{aligned}
\dot{Q}_H^{est} &= -\left(\dot{Q}_E^{est} + \dot{Q}_D^{est}\right) \\
&= \underbrace{-s_E^{est} \cdot (1 + K_D^{est})}_{s_H^{est}} \cdot \left[\Delta\Delta t^{est} - \underbrace{\frac{\Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot s_E^{est} + \Delta\Delta t_{min,D}^{est} \cdot s_E^{est} \cdot K_D^{est}}{-s_E^{est} \cdot (1 + K_D^{est})}}_{\Delta\Delta t_{min,H}^{est}}\right] \\
&= s_H^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,H}^{est}\right) .
\end{aligned} \tag{3.25}$$

Ebenso lässt sich mit Hilfe der charakteristischen Gleichungen eine einfache Darstellung für die thermische Effizienz der Anlage angeben (ausgedrückt durch die Leistungszahl COP, engl. *coefficient of performance*).

$$COP = \frac{\dot{Q}_E}{\dot{Q}_D} = \frac{\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est}}{K_D^{est} \cdot \left[\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot \sigma_{min}\right]} \tag{3.26}$$

Durch die beiden charakteristischen Gleichungen für Kälte- und Antriebsleistung ist das stationäre Energieeffizienzverhalten einer Absorptionskälteanlage vollständig beschrieben. In Abhängigkeit von der charakteristischen Temperaturdifferenz der externen Mitteltemperaturen $\Delta\Delta t^{est}$ sind damit alle anderen Größen – d.h. auch die internen Prozessgrößen – über die als konstant angenommenen charakteristischen Parameter eindeutig bestimmt.

3.1.3 Explizite Darstellung der herkömmlichen Methode

Unabhängig von der Fragestellung, in wie weit die Annahme konstanter charakteristischer Parameter tatsächlich gerechtfertigt ist, stellt sich bei Anwendung der herkömmlichen Methode die notwendige Kenntnis über die arithmetischen Mitteltemperaturen t_X zur Berechnung von $\Delta\Delta t^{est}$ als nachteilig heraus. Denn selbst bei bekannten charakteristischen Parametern s_E^{est}, $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ sowie Eintrittstemperaturen t_{Xi} und Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_X$ ist z.B. in

$$\dot{Q}_E^{est} = s_E^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est}\right) = \dot{W}_E \cdot (t_{Ei} - t_{Eo}) = 2 \cdot \dot{W}_E \cdot (t_{Ei} - t_E) \tag{3.27}$$

sowohl die Austrittstemperatur t_{Eo} und damit der Mittelwert t_E bzw. $\Delta\Delta t^{est}$ als auch die Kälteleistung $\dot{Q}_E^{est}$ unbekannt.
Eine explizite Berechnung von $\dot{Q}_E^{est}$ und $\dot{Q}_D^{est}$ aus bekannten externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} und Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_X$ sowie den unabhängigen charakteristischen Parametern s_E^{est}, $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ und σ_{min} ist jedoch möglich, wenn die charakteristischen Gleichungen (3.16) und (3.22) mit den externen Energiebilanzen sowie der Definitionsgleichung für $\Delta\Delta t^{est}$ zu einem linearen Gleichungssystem kombiniert werden.

$$\dot{Q}_E^{est} = s_E^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est}\right) \tag{3.28a}$$

$$\dot{Q}_D^{est} = s_D^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t^{est} - \Delta\Delta t_{min,D}^{est}\right) \tag{3.28b}$$

$$t_{Do}^{est} = t_{Di} - \dot{Q}_D^{est} \Big/ \dot{W}_D \tag{3.28c}$$

$$t_{Eo}^{est} = t_{Ei} - \dot{Q}_E^{est} \Big/ \dot{W}_E \tag{3.28d}$$

$$t_{Co}^{est} = t_{Ai} + (\dot{Q}_D^{est} + \dot{Q}_E^{est}) \Big/ \dot{W}_H \tag{3.28e}$$

$$t_{Ci}^{est} = t_{Co}^{est} - (K_C^{est} \cdot \dot{Q}_E^{est}) \Big/ \dot{W}_H \tag{3.28f}$$

$$\Delta\Delta t^{est} = \frac{t_{Di} + t_{Do}^{est}}{2} - \frac{t_{Ai} + t_{Ci}^{est}}{2} - B \cdot \left(\frac{t_{Ci}^{est} + t_{Co}^{est}}{2} - \frac{t_{Ei} + t_{Eo}^{est}}{2}\right) \tag{3.28g}$$

Darin sind die Gleichungen (3.28e) und (3.28f) für serielle Durchströmung $A \rightarrow C$ formuliert, bei der die Austrittstemperatur aus dem Absorber identisch mit der Eintrittstemperatur in den Kondensator ist (d.h. $t_{Ao} = t_{Ci}$); außerdem gilt $\dot{W}_A = \dot{W}_C = \dot{W}_H$. Aus der analytischen Lösung dieses Gleichungssystems kann die resultierende charakteristische Temperaturdifferenz der *Mittel*temperaturen $\Delta\Delta t^{est}$ auch als explizite Funktion der *Eintritts*temperaturen berechnet werden. Die unabhängigen Eintrittstemperaturen (die abhängig von der Kühlwasserführung sind) werden ebenfalls zu einer doppelten bzw. charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^{est}$ zusammengefasst[11]. Für serielle Durchströmung $A \rightarrow C$ ist

$$\Delta\Delta t_i^{est} = t_{Di} - t_{Ai} - B \cdot (t_{Ai} - t_{Ei}) \,, \tag{3.29}$$

so dass

$$\Delta\Delta t^{est} = \frac{\Delta\Delta t_i^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot s_E^{est} \cdot \left(\Omega_{DA}^{est} \cdot \sigma_{min} - \Omega_{CE}^{est} + \Omega_A^{est}\right)}{1 + s_E^{est} \cdot \left(\Omega_{DA}^{est} - \Omega_{CE}^{est} + \Omega_A^{est}\right)} \,. \tag{3.30}$$

[11] Die Darstellung des Gleichungssystems für parallele Kühlwasserführung $A \,||\, C$ und umgekehrt serielle Kühlwasserführung $C \rightarrow A$ wird hier nicht weiter ausgeführt, es sind äquivalente Formulierungen für $\Delta\Delta t_i^{est}$ zu erwarten.

Die dazu notwendigen Parameter Ω_{XZ}^{est} in (3.30) mit $X = D, C$ und $Z = E, A$ zur Umrechnung von $\Delta\Delta t_i^{est}$ in $\Delta\Delta t^{est}$ ergeben sich aus der analytischen Lösung von (3.28) und lassen sich mit den bekannten, unabhängigen charakteristischen Parametern s_E^{est}, $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ und σ_{min} sowie den ebenfalls bekannten Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_X$ (d.h. ohne zusätzliche Informationen oder Näherungen) ermitteln:

$$\begin{aligned}
\Omega_{DA}^{est} &= \frac{K_D^{est}}{2 \cdot \dot{W}_D} + (1 + 2 \cdot B) \cdot \frac{K_D^{est}}{2 \cdot \dot{W}_A} \\
\Omega_{CE}^{est} &= (1 + B) \cdot \frac{K_C^{est}}{2 \cdot \dot{W}_C} - B \cdot \frac{1}{2 \cdot \dot{W}_E} \\
\Omega_{A}^{est} &= (1 + 2 \cdot B) \cdot \frac{1}{2 \cdot \dot{W}_A} \quad .
\end{aligned} \tag{3.31}$$

Die Umrechnungsparameter Ω_{XZ}^{est} können damit auch verwendet werden, um die Antriebs- und Kälteleistung mit Hilfe der herkömmlichen Methode (d.h. mit unveränderter Annahme bekannter und konstanter charakteristischer Parameter) explizit als Funktion bekannter Eintrittsbedingungen berechnen zu können, d.h.

$$\dot{Q}_E^{est} = s_{E,i}^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t_i^{est} - \Delta\Delta t_{min,E,i}^{est}\right) \tag{3.32a}$$

$$\dot{Q}_D^{est} = s_{E,i}^{est} \cdot K_D^{est} \cdot \left(\Delta\Delta t_i^{est} - \Delta\Delta t_{min,D,i}^{est}\right) \tag{3.32b}$$

mit:

$$s_{E,i}^{est} = s_E^{est} \cdot \frac{1}{1 + s_E^{est} \cdot (\Omega_{DA}^{est} - \Omega_{CE}^{est} + \Omega_A^{est})} \tag{3.32c}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E,i}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot \left(1 + s_E^{est} \cdot \Omega_{DA}^{est} \cdot (1 - \sigma_{min})\right) \tag{3.32d}$$

$$\Delta\Delta t_{min,D,i}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot \sigma_{min} \cdot \left(1 - s_E^{est} \cdot (\Omega_{CE}^{est} - \Omega_A^{est}) \cdot (1 - 1/\sigma_{min})\right) \tag{3.32e}$$

Zur Unterscheidung der numerischen Werte von s_E^{est} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ mit Bezug zur charakteristischen Temperaturdifferenz der *Mittel*temperaturen $\Delta\Delta t^{est}$ wurde bei den gleichermaßen konstanten charakteristischen Parametern in (3.32) mit Bezug zur charakteristischen Temperaturdifferenz der *Eintritts*temperaturen $\Delta\Delta t_i^{est}$ ebenfalls ein i im Index ergänzt. Aufgrund des eindeutigen Zusammenhangs (3.30) zwischen $\Delta\Delta t^{est}$ und $\Delta\Delta t_i^{est}$ sind die mit den herkömmlichen Gleichungen (3.28a) und (3.28b) ermittelten Werte für $\dot{Q}_E^{est}$ und $\dot{Q}_D^{est}$ identisch zu den explizit ermittelten Werten nach Gleichung (3.32a) und (3.32b). Dieser Vorteil wird später beim Vergleich der Ergebnisse aus der herkömmlichen Berechnungsmethode mit den Ergebnissen einer gleichzeitig durchgeführten Simulation genutzt, in der dieselben Eintrittsbedingungen t_{Xi}, $\dot{W}_X$ verwendet werden, wie im Gleichungssystem (3.32).

3.1.4 Mehrstufige Anlagen und Pseudo-Dühring-Parameter

Von Ziegler [1998b] wurde gezeigt, dass die Berechnungsmethode mit einer charakteristischen Temperaturdifferenz als Korrelationsparameter für das Teillastverhalten auch bei mehrstufigen Anlagen anwendbar ist, wenn in Gleichung (3.10) anstelle des Dühring-Parameters B ein Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'}$ bzw. $R^{'} = \frac{1}{B^{'}}$ verwendet wird, der die Relation zwischen internem Temperaturschub (engl.: *Thrust* ΔT_T) und internem Temperaturhub (engl.: *Lift* ΔT_L) des betrachteten mehrstufigen Kreislaufs berücksichtigt. Dies ist in Abbildung 3.3 schematisch in einem Dühring-Diagramm dargestellt. Bei einem *double-effect*-Kreislauf (oben) mit den inversen Dühring-Parametern R_a und R_b der beiden Lösungskreisläufe mit den mittleren Massenanteilen $x_{m,a}$ und $x_{m,b}$, ist die Wechselwirkung mit den externen Wärmeträgern im Absorber Aa und Desorber Db nicht von der eines gedachten einstufigen Kreislaufes (Bild 3.3 unten) mit dem Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'}$ zu unterscheiden (siehe [Ziegler, 1998b]).

$$(T_D^{'} - T_A^{'}) = (T_C^{LV} - T_E^{LV}) \cdot B^{'} = (T_C^{LV} - T_E^{LV}) \cdot \frac{1}{R^{'}} \tag{3.33}$$

$$\Delta T_T^{'} = \Delta T_L \cdot B^{'} \tag{3.34}$$

Über geometrische Beziehungen im Lösungsfeld sind die Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'}$ mehrstufiger Anlagen aus Dühring-Parametern elementarer Kreisläufe ableitbar (siehe [Ziegler, 1998b]). Im Beispiel ist $B^{'} = B(x_{m,a}) + B(x_{m,b}) = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_b}$. Diese Pseudo-Dühring-Parameter sind damit ebenfalls Stoffparameter, die nur vom Salzmassenanteil der Lösungen abhängig sind. Die Verbindungslinien in Bild 3.3 unten zwischen den Temperaturen $T_D^{'}$ und $T_A^{'}$ mit den mittleren Salzmassenanteilen $x_{m,b}$ und $x_{m,a}$ sind jedoch keine realen Isosteren und wurden daher gestrichelt gezeichnet, ebenso wie die Verbindungslinien zwischen den Start- und Endtemperaturen der Sorptionsvorgänge. Diese Verbindungslinien werden als Pseudo-Isosteren bezeichnet, deren Steigung durch den Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'} = \frac{1}{R^{'}}$ beschreiben wird. Die tatsächlichen, zu $T_D^{'} = T^{LV}(p_C, x_{m,b})$ und $T_A^{'} = T^{LV}(p_E, x_{m,a})$ zugehörigen Isosteren bzw. Dampfdruckkurven sind lediglich als kurze durchgezogenen Linien angedeutet.

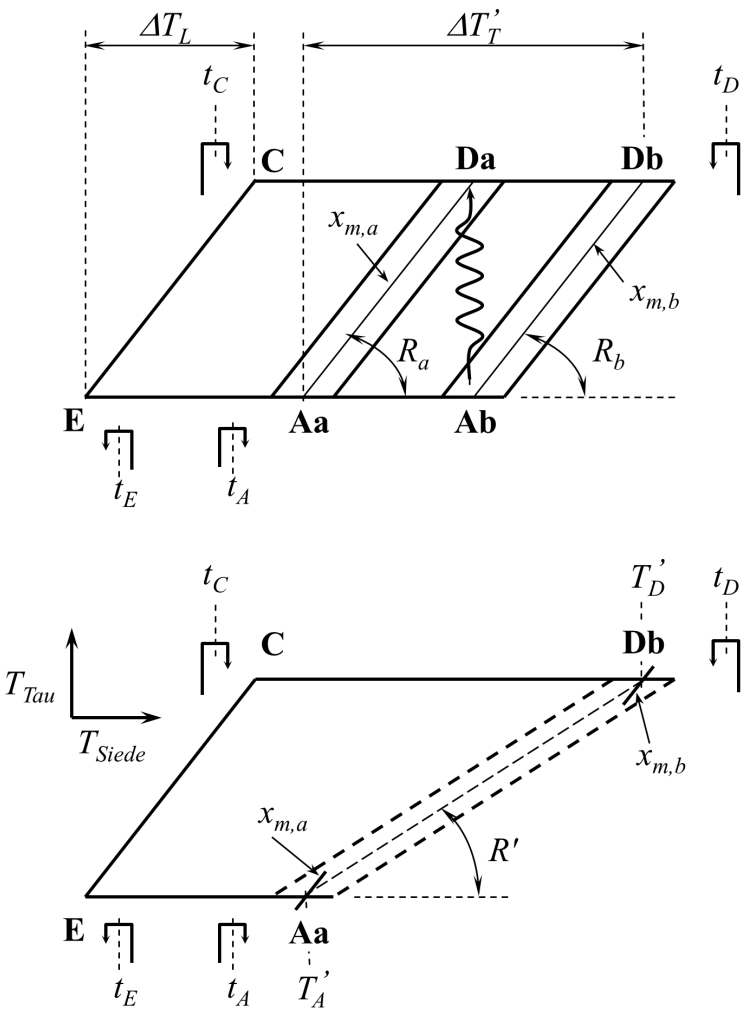


Bild 3.3: Dühring- und Pseudo-Dühring-Parameter für einen *double-effect*-Kreislauf unter Vernachlässigung einer notwendigen Temperaturdifferenz zwischen Ab und Da (nach [Ziegler, 1998b]).

Für komplexere Schaltungen ergibt sich die charakteristische Temperaturdifferenz in der allgemeinen Form [Ziegler, 1997, S. 149]

$$\Delta\Delta t = B_2^{'} \cdot t_2 - B_1^{'} \cdot t_1 + B_0^{'} \cdot t_0 \tag{3.35}$$

mit den Pseudo-Dühring-Parametern $B_N^{'}$, über die der Einfluss der externen Temperaturniveaus t_N (mit $N = 0, 1, 2$) im Kalt-, Kühl- und Heißwasser auf das Teillastverhalten beschrieben wird. Durch die Methode der charakteristischen Gleichungen ist so auch für komplexe mehrstufige Anlagen sehr schnell eine Beurteilung der Betriebskosten im Verhältnis zu den Kapitalkosten möglich, die im Wesentlichen aus den notwendigen Investitionen für die Wärmeübertrager resultieren (deren thermische Größe auch bei mehrstufige Anlagen in einem Steigungsparameter zusammengefasst ist).

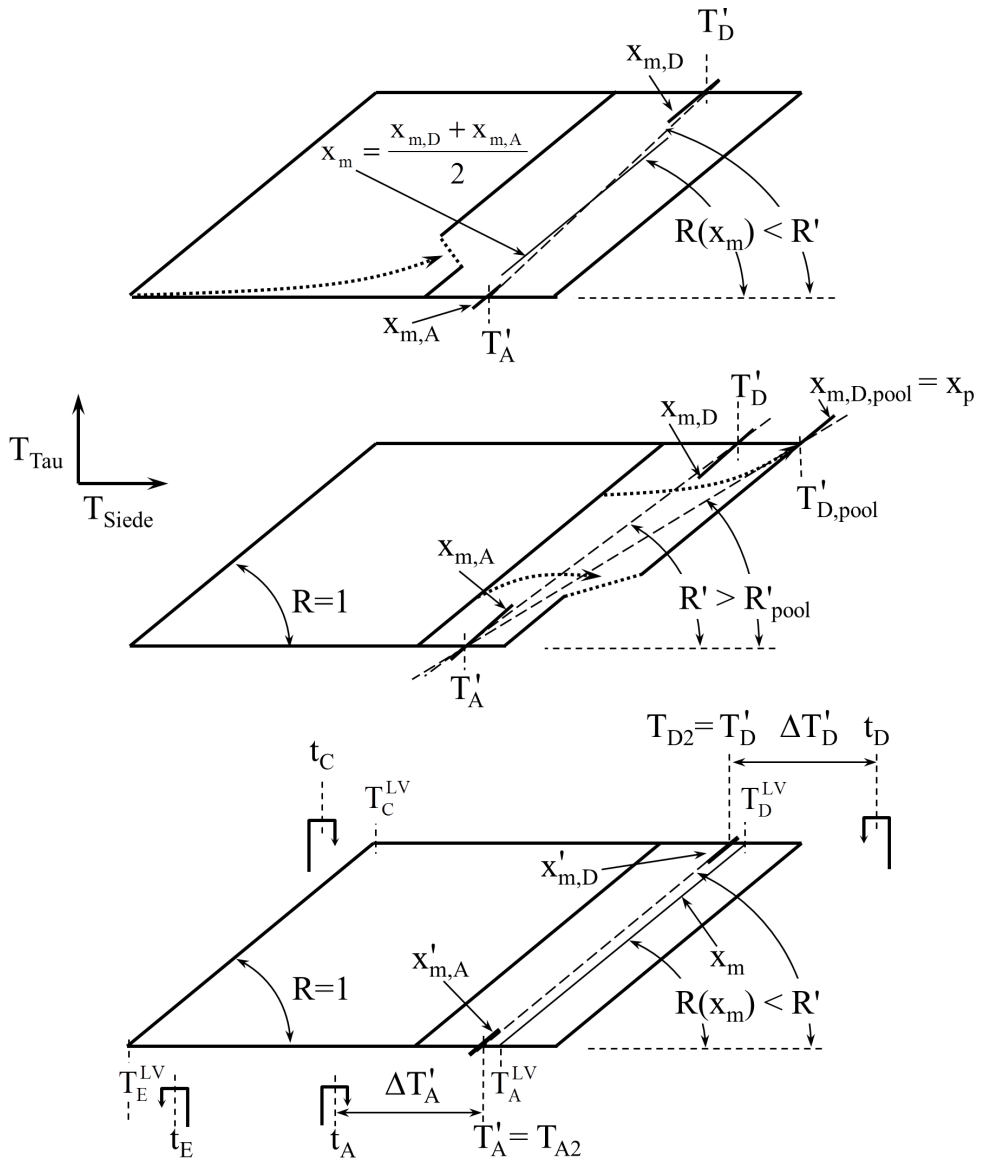


Bild 3.4: Schematische Darstellung zu Dühring- und Pseudo-Dühring-Parametern im einstufigen Absorptionskältekreislauf.

Oben: mit Kältemittelüberlauf aus dem Verdampfer, ohne Lösungsumlauf im Absorber (z.B. Anlage WFC-10 der Firma Yazaki)

Mitte: ohne Kältemittelüberlauf im Verdampfer, mit Lösungsumlauf im Absorber und einem als ideal durchmischt angenommenen, überfluteten Desorber (z.B. Anlagen der Serie YIA der Firma York International)

Unten: ohne Kältemittelüberlauf aus dem Verdampfer, ohne Lösungsumlauf im Absorber (z.B. Anlage FA2 der TU Berlin)

Auch für den einstufigen Kreislauf können Pseudo-Dühring-Parameter von Bedeutung sein, z.B. wenn in realen Anlagen unterschiedliche Ausgasungsbreiten Δx_A und Δx_D bzw. unterschiedliche mittlere Massenanteile $x_{m,A}$ und $x_{m,D}$ im Ab- und Desorber vorhanden sind. Dies ist beispielsweise bei überlaufendem Kältemittel vom Verdampfer in den Absorbersumpf (Bild 3.4 oben) oder bei Mischung von Lösungen im Absorberumlauf (Bild 3.4 Mitte) der Fall. Beides ist durch dicke, gepunktete Linien symbolisiert. Im Falle eines überfluteten Desorbers, der als vollständig durchmischt angenommen wird, und gleichzeitig vorhandenem Absorberumlauf, ist der Unterschied zwischen dem Dühring-Parameter R und dem Pseudo-Dühring-Parameter $R^{'}$ bzw. $R^{'}_{pool}$ besonders offensichtlich. In beiden Fällen liegen die Mitteltemperaturen $T^{'}_{A}$ und $T^{'}_{D}$ – wie bei mehrstufigen Anlagen, siehe Bild 3.3 – auf verschiedenen Isosteren. Die tatsächlichen Isosteren zu $x_{m,A}$ und $x_{m,D}$ sind im Bild 3.4 wiederum nur als kurze durchgezogene Linien und die zugehörigen Pseudo-Isosteren als gestrichelte Linien dargestellt.
Bei diesen einstufigen Kreisläufen kann der interne Temperaturschub, d.h. die Differenz der internen Phasengleichgewichtstemperaturen $T^{'}_{D} - T^{'}_{A} = \Delta T^{'}_{T}$ ebenfalls mit einem Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'} = \frac{1}{R^{'}}$ ins Verhältnis zum internen Temperaturhub $\Delta T_L = T_C^{LV} - T_E^{LV}$ gesetzt werden.

$$B^{'} = \frac{T^{'}_{D} - T^{'}_{A}}{T_C - T_E} = \frac{T^{LV}_{H_2O/LiBr}(x_{m,D}, p_C) - T^{LV}_{H_2O/LiBr}(x_{m,A}, p_E)}{T^{LV}_{H_2O}(p_C) - T^{LV}_{H_2O}(p_E)} \tag{3.36}$$

Auf das methodische Vorgehen zur Herleitung einer charakteristischen Gleichung für den einstufigen Kreislauf hat die Einführung eines Pseudo-Dühring-Parameters $B^{'}$ anstelle des Dühring-Parameters B kaum Auswirkungen, wenn z.B. bei überflutetem Desorber anstelle von T_D^{LV} in der Dühring-Gleichung (3.10) die Phasengleichgewichtstemperatur $T^{'}_{D,pool} = T^{LV}(p_C, x_p)$ als interne, für die Wärmeübertragungsrechnung relevante Mitteltemperatur mit dem zugehören Wärmeübergangskoeffizienten $U_{D,pool}$ verwendet wird. Man hat lediglich zu beachten, dass der Parameter $B^{'}$ nach Gleichung (3.36) in der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^{'}$ bzw. im Steigungsparameter $s^{'}_{E}$ nach Gleichung (3.37) nicht mehr streng an einen mittleren Salzmassenanteil x_m gekoppelt ist, so dass sich durchaus auch andere Werte für $B^{'}$ ergeben können, als im üblichen Betriebsbereich mit $x_m \approx [0,45 \ldots 0,65]$ und dementsprechend $B \approx [1,1 \ldots 1,2]$ (vergl. Bild 2.7, S. 19).

$$\dot{Q}^{'}_{E} = \overbrace{\frac{1}{\frac{K_D^{est}}{Y_D \cdot z_D^{est}} + \frac{K_A^{est}}{Y_A \cdot z_A^{est}} + B^{'} \cdot \left(\frac{K_C^{est}}{Y_C \cdot z_C^{est}} + \frac{1}{Y_E \cdot z_E^{est}} \right)}}^{s^{'}_{E}} \cdot \Big(\underbrace{\Delta t_T - B^{'} \cdot \Delta t_L}_{\Delta\Delta t^{'}} - \Delta\Delta t^{est}_{min,E} \Big) \tag{3.37}$$

Die charakteristische Gleichung (3.37) kann somit grundsätzlich auch ohne die Verwendung der Dühring'schen Regel hergeleitet werden, wenn ein alternativer Zusammenhang zwischen internem Hub ΔT_L und Schub ΔT_T bzw. $\Delta T_T^{'}$ bekannt ist. Dies wurde z.B. von Kern [1991] für eine zweistufige Absorptionswärmepumpe gezeigt. Anstelle der Dühring'schen Regel verwendet Kern den 2. Hauptsatz der Thermodynamik in Verbindung mit einer Entwicklung für die internen Gleichgewichtstemperaturen um den Bezugspunkt einer 60%igen $H_2O/LiBr$-Lösung bei einem Taupunkt des Kältemittels (H_2O) von 50 °C. Als Folge daraus ergibt sich eine andere charakteristische Temperaturdifferenz

$$\Delta\Delta t_{Kern}^{'} = \left(t_D \cdot K_D^{Kern} - t_C \cdot K_C^{Kern}\right) - \left(t_A \cdot K_A^{Kern} - t_E \cdot K_E^{Kern}\right), \tag{3.38}$$

die nicht nur von den externen Mitteltemperaturen t_X und einem, dem Dühring-Parameter sehr ähnlichen Stoffparameter abhängt, sondern über die Koeffizienten K_X^{Kern} auch vom spezifischen Lösungsumlauf f (siehe Kern [1991, S. 52]). Die Koeffizienten sind damit lastabhängig und nicht konstant. Dies ist auch für $B^{'} = \frac{1}{R'}$ in Gleichung (3.37) mit Bezug auf den dargestellten einstufigen Kreislauf in Bild 3.4 Mitte zu erwarten, weil sich bei konstantem Absorberumlauf das Verhältnis von Δx_A zu Δx_D und somit $R^{'}$ lastabhängig ändert. Dennoch lassen sich auch zu diesen Anlagen Geradengleichungen mit näherungsweise konstantem Pseudo-Dühring-Parameter und näherungsweise konstanten charakteristischen Parametern z.B. über eine Regressionsanalyse von Herstellerdaten oder Messdaten ermitteln (siehe Bild 3.1 rechts bzw. Anhang M), mit denen die Auswirkungen der Prozessführung auf die Verschiebung der internen Mitteltemperaturen von T_X^{LV} nach $T_X^{'}$ scheinbar gut wiedergeben werden können. Mit der nachfolgenden Diskussion im Abschnitt 3.2 wird jedoch deutlich, dass die aus der Regressionsanalyse ermittelten charakteristischen Parameter weder mit den Parametern aus Gleichung (3.16) noch denjenigen aus Gleichung (3.37) übereinstimmen.
Bereits durch Kühn und Ziegler [2005] wurde das Konzept der Pseudo-Dühring-Parameter $B_N^{'}$ auch auf einen einfachen, einstufigen Kreislauf (d.h. ohne Lösungsumlauf im Absorber sowie ohne vollständig durchmischter Lösung im Desorber und mit konstruktiver Verhinderung von Kältemittelüberlauf) entsprechend Bild 3.4 unten angewendet. Der in Bild 3.4 unten dargestellte Unterschied zwischen T_X^{LV} und $T_X^{'} = T_{X2}$ für $X = D, A$ sowie der daraus resultierende Unterschied zwischen B und $B^{'} = \frac{1}{R'}$ wird im Anhang J zusammen mit quantitativen Darstellungen näher erläutert. Von Kühn und Ziegler [2005] werden die Pseudo-Dühring-Parameter $B_N^{'}$ ohne physikalische Bedeutung als 'freie' Koeffizienten betrachtet, die zur Berech-

nung einer veränderten charakteristischen Temperaturdifferenz

$$\Delta\Delta t'_{Kühn} = t_D - (1 + B'_1) \cdot t_H + B'_0 \cdot t_E \tag{3.39}$$

mit einer mittleren externen Kühlwassertemperatur $t_H = (t_{Ai} + t_{Co})/2$ aus Messdaten über eine Regressionsanalyse zu $B'_1 = 1,5$ und $B'_0 = 1,8$ bestimmt wurden. In Bild 3.5 links sind die von A. Kühn gemessenen Kälteleistungen als Funktion von $\Delta\Delta t' = t_D - 2,1 \cdot t_H + 1,1 \cdot t_E \approx \Delta\Delta t^{est}$ mit $B'_1 = B'_0 = B = 1,1$ und $\Delta\Delta t'_{Kühn} = t_D - 2,5 \cdot t_H + 1,8 \cdot t_E$ zum Vergleich in einem gemeinsamen Diagramm gegenübergestellt. Trotz der verbesserten Korrelation von $\dot{Q}_E^{reg} = f(\Delta\Delta t'_{Kühn})$ gegenüber $\dot{Q}_E^{reg} = f(\Delta\Delta t')$ (Bild 3.5 rechts) und der einfachen Prozessführung bei der betroffenen Anlage, wird von Kühn und Ziegler [2005] keine physikalische Begründung bzw. Einordnung zu den numerischen Werten von B'_1 und B'_0 gegeben, obwohl diese unerwartet hoch ausfallen. Von Puig-Arnavat et al. [2010] wurde das Verfahren von Kühn und Ziegler [2005] bei einer anderen einstufigen Absorptionskälteanlage angewendet und Werte $B'_1 \approx B'_0 \approx 1,3$ ermittelt.

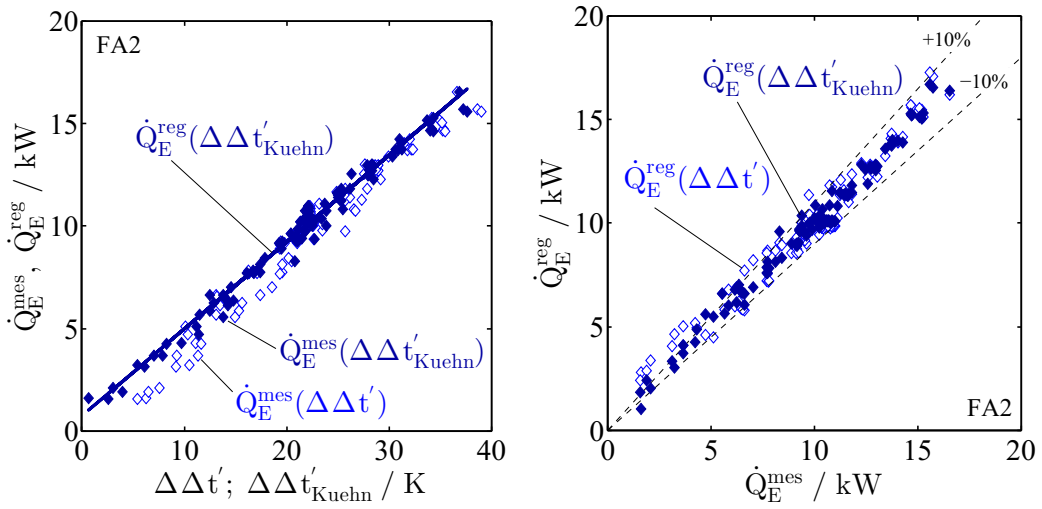


Bild 3.5: Verbesserung der Korrelationsgüte durch Verwendung von Pseudo-Dühring-Parametern bei Anlage FA2 (Messdaten von A. Kühn).

Fazit und Ausblick zu Pseudo-Dühring-Parametern bei einstufigen Anlagen
Von Ziegler [1998b] werden Pseudo-Dühring-Parameter für mehrstufige Sorptionswärmewandler eingeführt. Die Pseudo-Dühring-Parameter können allein aus der Geometrie des mehrstufigen Kreisprozesses berechnet werden und ergeben sich aus einer kreislaufabhängigen Kombination der zugehörigen realen Dühring-Parameter (siehe Tabelle 2.5.2 in [Ziegler, 1998b, S. 149]). Eine Berücksichtigung von Effekten aus der Prozessführung findet dabei nicht statt.

Die Verwendung von Pseudo-Dühring-Parametern in einstufigen Kreisläufen beschränkt sich bisher auf die Nutzung als 'freie' Koeffizienten in Regressionsanalysen. Dies birgt jedoch die Gefahr, dass über die so ermittelten, ggf. nur scheinbar konstanten Regressionskoeffizienten $B_N^{'}$ verschiedene Effekte des Teillastverhaltens (z.B. Überhitzung und/oder Unterkühlung der Arbeitsmittel sowie Um- und Überläufe) mit der tatsächlichen Bedeutung zur Beschreibung von Stoffeigenschaften vermischt werden. Außerdem sind derartige Pseudo-Dühring-Parameter für den behandelten ein- bzw. mehrstufigen Kälteprozess kein anlagenunabhängiges Charakteristikum mehr, sondern sie werden zu charakteristischen – aber i.A. unbekannten – Größen der speziellen Prozessführung in der jeweils betrachteten Kälteanlage.

Bei Herleitung einer präzisierten charakteristischen Gleichung in Abschnitt 3.3 wird erläutert, dass Pseudo-Dühring-Parameter trotzdem auch für einstufige Kreisläufe nützlich sind, wenn gewährleistet ist, dass sie – wie bei ihrer Einführung für mehrstufigen Anlagen – nicht mit Effekten aus der Prozessführung überlagert werden. Hierzu wird mit den arithmetischen Mitteltemperaturen in den Bereichen X2 (d.h. mit Festlegung von $T_D^{'} := T_{D2}$ und $T_A^{'} := T_{A2}$) ein spezieller Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'} = B_{X2}$ definiert.

$$B_{X2} := \frac{T_{D2} - T_{A2}}{T_C - T_E} \tag{3.40}$$

Auch der Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} berücksichtigt lediglich die Stoffeigenschaften der Arbeitsmittel. Er unterscheidet sich nur geringfügig vom Dühring-Parameter B, weil sich die Lösungszusammensetzungen

$$\begin{aligned} x_{m,D}^{'} &:= x_{m,D2} = \overset{LV}{x}_{H_2O/LiBr}(T_{D2}, \overset{LV}{p}_{H_2O}(T_C)) \\ x_{m,A}^{'} &:= x_{m,A2} = \overset{LV}{x}_{H_2O/LiBr}(T_{A2}, \overset{LV}{p}_{H_2O}(T_E)) \ , \end{aligned} \tag{3.41}$$

die sich im Phasengleichgewicht zu den Temperaturen $T_D^{'} = T_{D2}$ und $T_A^{'} = T_{A2}$ beim jeweiligen Druck p_C bzw. p_E ergeben, nur wenig von der mittleren Lösungszusammensetzung x_m der Siedelinie zwischen $T_D^{LV}(p_C, x_m)$ und $T_A^{LV}(p_E, x_m)$ unterscheiden (siehe Bild 3.4 unten bzw. Bild J.3, S. 454). Sämtliche Argumentationen (z.B. in [Ziegler, 1997, S. 141ff.]) zur Annahme bzw. Verwendung eines konstanten Dühring- bzw. Pseudo-Dühring-Parameters B_{X2} behalten damit auch bei Erweiterung der Methode in Abschnitt 3.3 ihre Gültigkeit. Zuvor soll die Anwendung der herkömmliche Methode beispielhaft an zwei unterschiedlichen Anlagentypen mit berieselten und überfluteten Desorbern diskutiert werden.

3.2 Diskussion der herkömmlichen Methode

Die nachfolgende Diskussion vergleicht die als exakt angenommenen Simulationsergebnisse aus Abschnitt 2.4 mit den Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode aus Abschnitt 3.1. Zuerst wird die Ermittlung der charakteristischen Parameter für die in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Absorptionskälteanlagen behandelt. Anschließend werden die häufig verwendeten Erfahrungswerte für die Enthalpiekoeffizienten $K_X^{est} \approx 1$ und die Temperaturdifferenzfaktoren $z_X^{est} \approx 1$ erörtert sowie die als konstant angenommenen Steigungs- und Verlustparameter analysiert.

3.2.1 Bestimmung der charakteristischen Parameter

Für die Simulation der beispielhaft untersuchten Anlagen werden die Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = U_X \cdot A_X$ benötigt, deren Ermittlung im Anhang H.2 für die Anlage FA2 aus Messdaten von Annett Kühn (siehe Anhang H.1) sowie im Anhang H.3 für die Anlagen RTG, PLH und 6C4 aus Herstellerangaben [York, 2000, S. 40 f.] beschrieben ist. Die Ergebnisse fasst Tabelle 3.2 zusammen. Darin gibt $\mu_{A,U}$ den mit Gleichung (2.44), S. 43 eingeführten spezifischen Lösungsumlauf im Absorber der YIA-Serie an. Dieser wurde für die im *mix-match-design* ausgeführten Anlagen im RTG und PLH experimentell ermittelt (siehe [Albers und Ziegler, 2012]).

Tabelle 3.2: Wärmedurchlässigkeiten und Lösungsmassenströme der beispielhaft behandelten Absorptionskälteanlagen unter Nennbedingungen.

		FA2	PLH	RTG	6C4
$Y_{D,0}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	1.9	139.4	283.1	114.3
$Y_{E,0}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	3.0	299.4	669.2	486.8
$Y_{C,0}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	3.7	349.7	730.8	289.8
$Y_{A,0}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	1.7	106.7	235.3	172.4
$Y_{S,0}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	0.8	28.4	55.7	41.0
$\dot{m}_{r,0}$	$\mathrm{kg\,s^{-1}}$	0.073	6.1	13.0	9.2
$\mu_{A,U,0}$	$-$	0.0	1.8	1.8	0.9

Zur Anwendung der herkömmlichen Methode ließen sich aus diesen Wärmedurchlässigkeiten auch die Steigungsparameter s_E^{est} nach Gleichung (3.14), S. 146 bestimmen, wenn weitere interne Daten bekannt wären, wie z.B. der konzentrationsabhängige Dühring-Parameter $B(x_m)$ sowie die Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} und die internen Temperaturen T_X^{LV} zur Bestimmung der Temperaturdifferenzfaktoren $z_X^{est} = \frac{\Delta T_{log}}{t_X - T_X^{LV}}$. Bei konsequenter Anwendung der herkömmlichen Methode (d.h. bei Verzicht auf die Berechnung von internen Prozessgrößen) werden stattdessen Erfahrungswerte z.B. für $K_X^{est} \approx 1$ bzw. für $B = 1,15$ verwendet [Riesch et al., 1987,

S. 158 m.], [Ziegler et al., 1999, S. 3 m.], [Hellmann et al., 1999, S. 171 m.]. Außerdem müssen Werte für z_X^{est} abgeschätzt und als konstant angenommen werden [Schweigler, 1999, S. 28 o.] oder ebenfalls zu eins gesetzt werden [Hellmann et al., 1999, S. 170 o.]. Im Gegensatz zum Steigungsparameter, der mit diesen allgemeinen Annahmen zu z_X^{est} und K_X^{est} bereits bestimmt werden kann, ist man für $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ nach Gleichung (3.15), S. 146 bzw. (3.18) auf weitere Annahmen zu den Verlustgrößen $\dot{Q}_D^{loss} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \Delta h_D^{loss}$ und $\dot{Q}_A^{loss}$ bzw. K_{loss}^{est} angewiesen. Für Anlage FA2 sind im Anhang I.2.2 beispielhaft verschiedene Zahlenwerte gegenübergestellt, aus denen deutlich wird wie groß die Unsicherheit in den so bestimmten Parametern ist. Alternativ zu diesem Vorgehen werden die charakteristischen Parameter oftmals über numerische Regressionen von Messdaten oder Herstellerangaben bestimmt [Ziegler et al., 1999], [Schweigler, 1999], [Hellmann und Ziegler, 1999], [Albers, 2002], [Kühn und Ziegler, 2005], [Puig-Arnavat et al., 2010], [Neumann, 2010]. Dieses Vorgehen beinhaltet jedoch eine unbestimmte und damit unbefriedigende Abweichung von den zugrundeliegenden Berechnungsvorschriften der Methode. In wie weit den charakteristischen Parametern aus einer (linearen) Regressionsanalyse noch die methodisch festgelegte physikalische Bedeutung zukommt, wird von keinem der Autoren diskutiert. Eine eingehendere Untersuchung hierzu erfolgt in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4.

Häufig sind die Wärmedurchlässigkeiten einer Anlage nicht bekannt sondern es steht nur ein Nenn- oder Auslegungspunkt zur Verfügung. Im Anhang I.1 wird für diesen Fall ein Verfahren beschrieben, mit dem die Bestimmung zumindest genäherter charakteristischer Parameter $s_X^{\prime\, est}$ und $\Delta\Delta t_{min,X}^{\prime\, est}$ mit $X = E, D$ aus diesem Referenzpunkt ermöglicht wird.

Für den nachfolgenden Vergleich von Simulationsergebnissen mit den Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode werden die charakteristischen Parameter jedoch exakt bestimmt. Die exakte Bestimmung erfolgt durch Simulation des Nenn- oder Auslegungspunktes (Index *0* bzw. *d*) der Anlage mit den bekannten Wärmedurchlässigkeiten aus Tabelle 3.2. In der Simulation werden die Stoffdaten für die Enthalpiekoeffizienten nach Gleichung (3.3) und den Dühring-Parameter nach Gleichung (3.36) mit Hilfe der Korrelationen von Feuerecker [1994] ermittelt und für die Bestimmung der charakteristischen Parameter am Referenzpunkt nach Gleichung (3.14), (3.15) und (3.24) übernommen (d.h. in Tabelle 3.3: $B_d = B(x_{m,d}^{sim})$, $K_C^{est} = K_{C,d}^{sim}$, $K_D^{est} = K_{D,d}^{sim}$ und $\sigma_{min}^{est} = \sigma_{min,d}^{sim}$). Am Referenzpunkt ist somit $s_X^{est} = s_{X,d}^{sim}$ und $\Delta\Delta t_{min,X}^{est} = \Delta\Delta t_{min,X,d}^{sim}$, so dass die mit den charakteristischen Gleichungen (3.28a) und (3.28b) berechneten Leistungen mit den simulierten Leistungen am Referenzpunkt übereinstimmen, d.h. $\dot{Q}_X^{est} = \dot{Q}_{X,d}^{sim}$ [12]. Bei Berechnung der Teillast-

[12] In den späteren Ergebnisdarstellungen sind die Koordinaten des jeweiligen Referenzpunktes (aus dem die charakteristischen Parameter ermittelt wurden) gesondert hervorgehoben.

zustände mit den herkömmlichen charakteristischen Gleichungen sind s_X^{est} und $\Delta\Delta t_{min,X}^{est}$ konstant, wohingegen die exakten Werte s_X^{sim} und $\Delta\Delta t_{min,X}^{sim}$ in der parallel durchgeführten Simulation der gleichen Teillastzustände variieren. Ein Vergleich der Werte ist im folgenden Abschnitt dargestellt.

Tabelle 3.3: Charakteristische Parameter zur Anwendung der herkömmlichen Methode charakteristischer Gleichungen für Absorptionskälteanlagen auf Basis simulierter Referenzpunkte ohne Nachführung der internen Wärmeübergangskoeffizienten.

Anlage Betriebsart		FA2 KA	PLH KA	PLH WP	RTG KA	RTG WP	6C4 KA
$\dot{Q}_{D,d}$	$\mathrm{k}W$	12.9	635.1	714.2	1409.1	1434.7	2386.8
$\dot{Q}_{E,d}$	$\mathrm{k}W$	11.1	430.5	464.4	921.9	909.8	1754.1
$t_{Di,d}$	°C	75	110	110	110	110	115
$t_{Ai,d}$	°C	27	29	30	27	30	29.4
$t_{Ei,d}$	°C	18	12	12	12	12	12.2
$\dot{V}_{D,d}$	$\mathrm{m^3\ h^{-1}}$	1.2	12.5	20.5	30.0	38.0	303.3
$\dot{V}_{H,d}$	$\mathrm{m^3\ h^{-1}}$	2.6	122.8	80.0	160.0	160.0	425.0
$\dot{V}_{E,d}$	$\mathrm{m^3\ h^{-1}}$	2.9	57.6	57.6	122.0	122.0	282.0
$t_{Do,d}$	°C	65.8	66.5	80.1	69.7	77.6	108.3
$t_{Co,d}$	°C	34.9	36.4	42.6	39.5	42.6	37.8
$t_{Eo,d}$	°C	14.7	5.6	5.1	5.5	5.6	6.9
B_d	-	1.126	1.183	1.192	1.181	1.187	1.243
$K_{C,d}^{est}$	-	1.040	1.054	1.065	1.057	1.063	1.069
$K_{D,d}^{est}$	-	1.044	1.046	1.053	1.051	1.054	1.040
$\dot{Q}_{C,d}$	$\mathrm{k}W$	11.5	454	494	975	967	1874
$t_{Ci,d}$	°C	31.1	33.3	37.3	34.3	37.4	34.0
$\Delta\Delta t_d^{est}$	K	22.6	26.3	23.9	26.0	23.1	47.2
$\sigma_{min,d}$	-	-0.834	-0.461	-0.745	-0.604	-0.728	-0.566
s_E^{est}	$\mathrm{kW\ K^{-1}}$	0.52	21.0	24.5	45.5	50.6	44.5
$\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$	K	1.3	5.8	5.0	5.7	5.2	7.8
s_D^{est}	$\mathrm{kW\ K^{-1}}$	0.54	22.0	25.8	47.8	53.3	46.2
$\Delta\Delta t_{min,D}^{est}$	K	-1.1	-2.7	-3.7	-3.5	-3.8	-4.4

In Tabelle 3.3 sind die exakten charakteristischen Parameter aus der Simulation des Referenzpunktes für die in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Absorptionskälteanlagen und -wärmepumpen dargestellt. Im oberen Teil der Tabelle sind die Referenzbetriebsbedingungen angegeben. Die Berechnung der Austrittstemperaturen $t_{Xo,d}$ aus den vorgegebenen Eintrittstemperaturen und Volumenströmen erfolgte über die

Leistungen $\dot{Q}_X$ und die externen Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_X = \dot{V}_X \cdot \rho_X \cdot c_{p,X}$ (mit $X = D, H, E$). Hierzu wurden – wie bei Simulation der übertragenen Leistungen – genäherte, konstante Stoffwerten verwendet (siehe Gleichung (2.212), S. 120).
Aufgrund der unterschiedlichen Bauformen wurde in der Simulation der Desorber bei FA2 nach Variante A und die Desorber bei PLH, RTG und 6C4 nach Variante B simuliert. Die Absorber aller vier Anlagen wurden dagegen immer nach Variante A berechnet, da es hier entweder im Lösungsaufgabesystem (FA2) oder beim Versprühen der Lösung (PLH, RTG, 6C4) zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommt.
Die Simulation der Referenzpunkte der Anlagen erfolgte ebenso wie die nachfolgend dargestellten Teillastsimulationen mit konstanten internen Wärmeübergangskoeffizienten (d.h. $a_X^* = \frac{\alpha_{int,X,0}}{\alpha_{int,X}} = 1$ in Gleichung (2.194), S. 111). Obwohl sich hierdurch – zusammen mit der Verwendung identischer Stoffdaten in den drei externen Kreisen trotz unterschiedlicher Temperaturniveaus – merkliche Abweichungen zu den Herstellerdaten ergeben (vergl. z.B. $\dot{Q}_{E,d}$ und $\dot{Q}_{D,d}$ in Tabelle 3.3 und Tabelle 2.6, S. 42), lassen sich so die Abweichungen zwischen Simulation und herkömmlicher Methode präzise diskutieren.

3.2.2 Vergleich von Simulations- und Berechnungsergebnissen

In diesem Abschnitt werden die Simulationsergebnisse zu den Anlagen mit überfluteten Desorbern RTG, 6C4 und mit berieseltem Desorber FA2 den Berechnungsergebnissen aus der herkömmlichen Methode graphisch gegenübergestellt [13]. Außerdem werden die Simulationsergebnisse als Datenbasis für eine Regressionsanalyse zur Bestimmung von charakteristischen Parameter s_X^{reg} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{reg}$ verwendet. In den beiden anschließenden Abschnitten werden diese im Vergleich zu exakten Steigungs- und Verlustparametern s_E^{sim}, $\Delta\Delta t_{min,E}^{sim}$ aus der Simulation diskutiert.
Zur Simulation der Teillastzustände wurden bei festen Auslegungsvolumenströmen $\dot{V}_X = \dot{V}_{X,d}$ die externen Eintrittstemperaturen im Bereich 75 °C $\leq t_{Di} \leq$ 115 °C und 21 °C $\leq t_{Ai} \leq$ 33 °C sowie 9 °C $\leq t_{Ei} \leq$ 18 °C variiert. Mit Schrittweiten von Δt_{Di} = 5 K und $\Delta t_{Ai} = \Delta t_{Ei}$ = 3 K resultieren daraus 180 Simulationsrechnungen je Anlage. In den nachfolgenden Abbildungen sind die simulierten spezifischen Leistungen $\dot{q}_E^{sim}$ und $\dot{q}_D^{sim}$ sowie deren Verhältnis COP^{sim} gegen die Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^{sim}$ aufgetragen. Letztere ergibt sich aus den arithmetischen Mittelwerten der vorgegebenen, unabhängigen Eintrittstemperaturen $t_{Di}/t_{Ai}/t_{Ei}$ sowie den simulierten Austrittstemperaturen t_{Xo}^{sim} (mit $X = D, A, C, E$ und $t_{Ci} = t_{Ao}^{sim}$). Aufgrund von Näherungen in der Methode stimmen die mit den herkömmlichen charakteristischen Gleichungen (3.28) bzw. (3.32) ermittelten Austrittstemperaturen

[13] Aufgrund der gleichartigen Wärmeübertragerkonfiguration der im *mixed-match-design* ausgelegten Anlagen im PLH und RTG kann auf eine gesonderte Darstellung zur PLH-Anlage verzichtet werden, da die spezifischen Größen und Ergebnisse sehr ähnlich zur Anlage RTG sind.

t_{Xo}^{est} und damit auch die charakteristische Temperaturdifferenz nicht mit den simulierten (exakten) Werten t_{Xo}^{sim} bzw. $\Delta\Delta t^{sim}$ überein. Daher sind die bei gleichen Eintrittsbedingungen $t_{Xi}^{est} = t_{Xi}^{sim}$, $\dot{W}_X^{est} = \dot{W}_X^{sim}$ mit der herkömmlichen Methode ermittelten spezifischen Leistungen $\dot{q}_E^{est}$ und $\dot{q}_D^{est}$ gegen die zugehörigen bzw. mit t_{Xo}^{est} berechneten Werte der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^{est}$ aufgetragen.

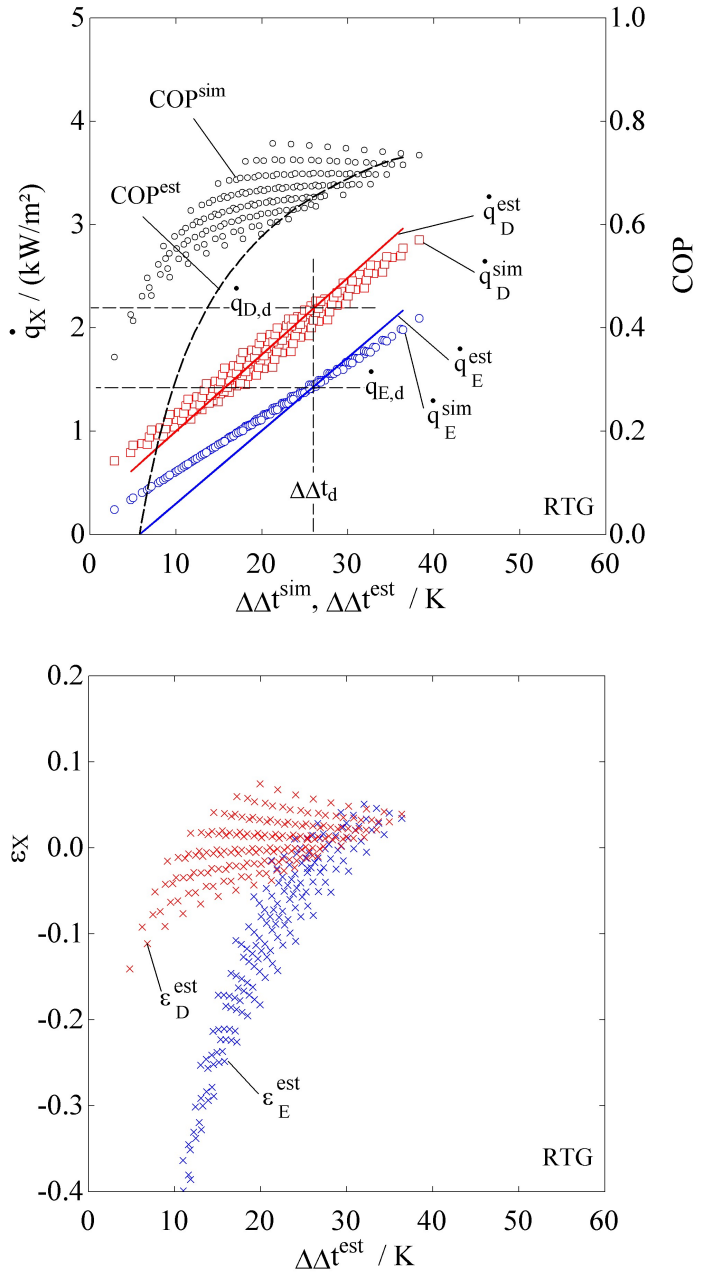


Bild 3.6: Ergebnisse zur Anlage RTG mit überflutetem Desorber aus der Simulation und entsprechend herkömmlicher Berechnungsmethode.

Bei Variation der externen Betriebsbedingungen ändern sich die simulierten internen Stoffdaten in Abhängigkeit von den sich einstellenden Druck- und Temperaturverhältnissen in der Anlage. Bei Berechnung der Wärmeübertragung unter veränderlicher Teillast variieren daher die scheinbaren Wärmekapazitätsströme $\widetilde{W}_{int,XN}$ in den einzelnen Bereichen der Wärmeübertrager $XN = D1, D2, A2, A3$. Aufgrund von sich aufhebenden Effekten im Ab- und Desorber (siehe Anhang G.2) wurde jedoch die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazitätsströme in den Bereichen XN bei allen hier dargestellten Simulationsrechnungen vernachlässigt (d.h. $\kappa_{XN} = 1$ gesetzt). Die internen Stoffdaten in der Simulation sind damit bereichsweise konstant, aber lastabhängig. Bei Berechnung der Teillastzustände mit Hilfe der charakteristischen Gleichungen wird dagegen – wie von der Methode verlangt – von last*un*abhängigen, konstanten internen Stoffdaten ausgegangen.
Aus den Simulationsergebnissen (offene Symbole) zur Anlage RTG in Bild 3.6 oben wird deutlich, dass sich der Verlauf der Kälteleistung über einen großen Teillastbereich gut als lineare Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz darstellen lässt. Dies trifft auch für die Anlagen 6C4 und FA2 zu, wobei hier die Streuung der Werte $\dot{q}_E^{sim}$ etwas größer ist (Bild 3.7 und 3.8, oben). Auch die simulierten spezifischen Antriebsleistungen $\dot{q}_D^{sim}$ liegen bei allen drei Anlagen näherungsweise entlang einer mit $\Delta\Delta t^{sim}$ ansteigenden Geraden. Beim Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Ergebnissen $\dot{q}_E^{est}$ und $\dot{q}_D^{est}$ der herkömmlichen Berechnungsmethode (durchgezogene Linien) fallen jedoch bei allen drei Anlagen die unterschiedlichen Steigungen bzw. Geradengleichungen sowohl bei der Kälte- als auch bei der Antriebsleistung auf. Außerdem ergibt sich der COP bei Anwendung der charakteristischen Gleichungen als monoton steigende Funktion wohingegen die Simulationsergebnisse einen Rückgang bei hohen charakteristischen Temperaturdifferenzen erkennen lassen. Trotz dieser Unterschiede stimmen die Berechnungsergebnisse für die spezifischen Leistungen – zumindest bei Anlage FA2 – relativ gut mit den Simulationsergebnissen überein, so dass sich über den gesamten Teillastbereich Berechnungsfehler $\epsilon_X^{est} = \frac{\dot{q}_X^{est} - \dot{q}_X^{sim}}{\dot{q}_X^{sim}}$ von weniger als ca. $\pm 10\%$ ergeben (Bild 3.8 unten). Bei den Anlagen RTG und 6C4 sind jedoch für die Kälteleistung auch deutlich größerer Berechnungsfehler von bis zu ca. 40% möglich (Bild 3.6 bzw. 3.7 unten). Es ist aber offensichtlich, dass sich aus den Simulationsergebnissen zu den spezifischen Leistungen $\dot{q}_X^{sim}$ durch lineare Regression über den gesamten Wertebereich (charakteristische) Ausgleichsgeraden

$$\dot{q}_X^{reg} = s_X^{reg} \cdot \Delta\Delta t^{sim} + r_X^{reg} = s_X^{reg} \cdot \left(\Delta\Delta t^{sim} - \Delta\Delta t_{min,E}^{reg}\right) \tag{3.42}$$

ermitteln lassen, mit denen diese hohen Fehler nicht mehr auftreten.

Diese Regressionsgeraden sind aus Übersichtlichkeitsgründen in den vorhergehenden Abbildungen nicht dargestellt, da ihr Verlauf wegen der geringen Streuung der Simulationsergebnisse gut zu erahnen ist. Stattdessen sind in Tabelle 3.4 die linearen, lastunabhängigen Regressionskoeffizienten s_E^{reg} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{reg}$ aus Gleichung (3.42)

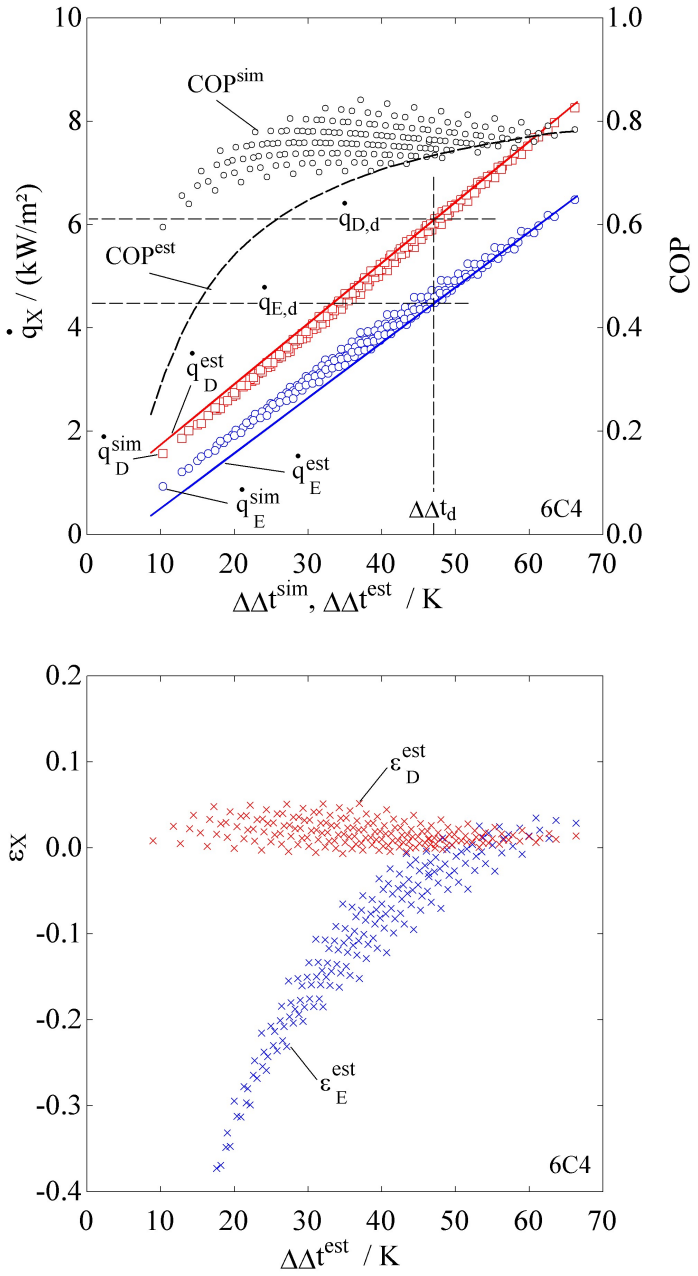


Bild 3.7: Ergebnisse zur Anlage 6C4 mit überflutetem Desorber aus der Simulation und entsprechend herkömmlicher Berechnungsmethode.

den ebenfalls konstanten charakteristischen Parametern $s_E^{est} = s_{E,d}^{sim}$ und $\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E,d}^{sim}$ nach Gleichung (3.14) und (3.15), S. 146 aus der Simulation des Referenzpunktes gegenübergestellt. Die Steigungs- und Verlustparameter aus Gleichung (3.14) und (3.15) können in der Simulation natürlich auch zu jedem Teillastzustand exakt ermittelt werden, da alle erforderlichen Größen wie Stoffdaten und Verlustwärmeströme verfügbar sind.

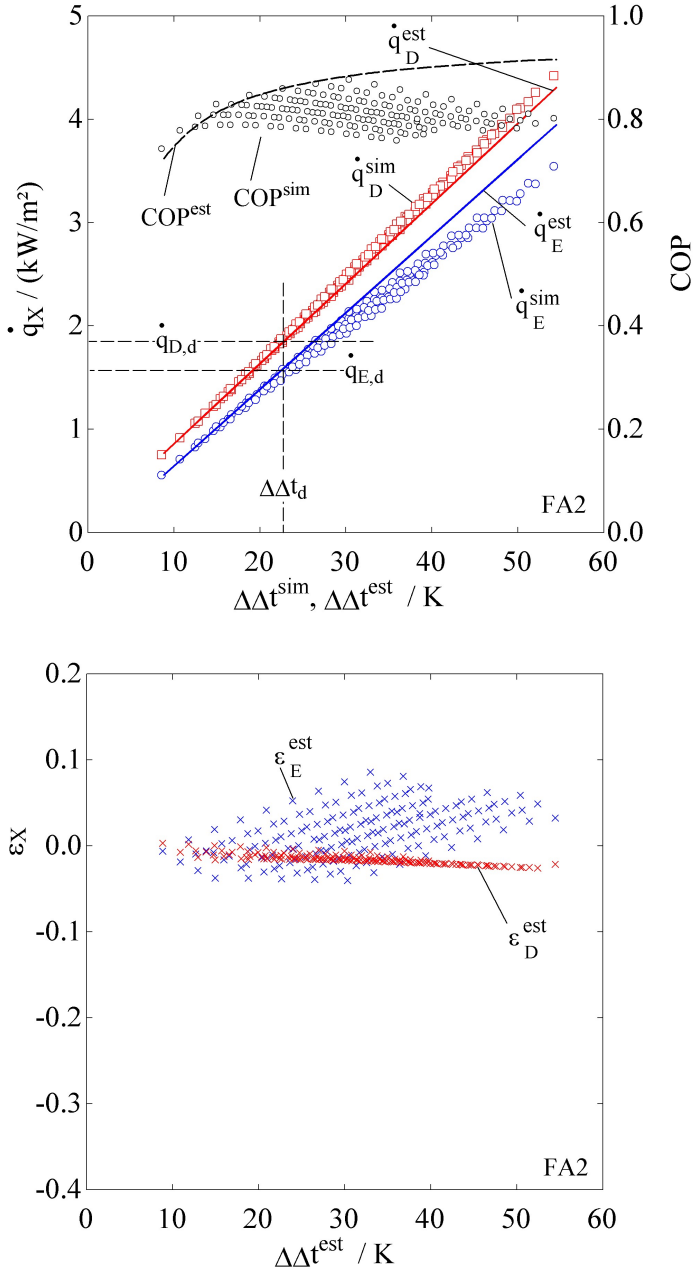


Bild 3.8: Ergebnisse zur Anlage FA2 mit überflutetem Desorber aus der Simulation und entsprechend herkömmlicher Berechnungsmethode.

Tabelle 3.4: Vergleich von simulierten, berechneten und gemittelten charakteristischen Parametern bei den untersuchten Absorptionskälteanlagen.

Anlage		RTG	6C4	FA2
Bauform Desorber		B	B	A
Umlauf Absorber $\mu_{A,U}$		1,78	0,89	0,00
$s_E^{est} = s_{E,d}^{sim}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	46	45	0,52
$s_{E,max}^{sim}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	87	49	0,53
$s_{E,min}^{sim}$	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	42	44	0,50
s_E^{reg}	$\mathrm{kW\,K^{-1}}$	33	38	0,45
$u_E^{est} = u_{E,d}^{sim}$	$\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$	$71^{+91\%}_{-8\%}$	$114^{+11\%}_{-2\%}$	$74^{+2\%}_{-3\%}$
u_E^{reg}	$\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$	52	97	65
$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E,d}^{sim}$	K	$5{,}8^{+0,9}_{-4,8}$	$7{,}8^{+1,4}_{-4,9}$	$1{,}3^{+4,9}_{-0,9}$
$\Delta\Delta t_{min,E}^{reg}$	K	-1,8	-0,4	-0,6
$u_D^{est} = u_{D,d}^{sim}$	$\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$	$74^{+90\%}_{-8\%}$	$118^{+12\%}_{-2\%}$	$78^{+1\%}_{-0\%}$
u_D^{reg}	$\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$	63	121	81
$\Delta\Delta t_{min,D}^{est} = \Delta\Delta t_{min,D,d}^{sim}$	K	$-3{,}5^{+1,8}_{-0,4}$	$-4{,}4^{+2,9}_{-0,9}$	$-1{,}1^{+0,8}_{-3,7}$
$\Delta\Delta t_{min,D}^{reg}$	K	-7,8	-2,4	-0,5
$\Delta\widehat{s}(z_D^{est})$	-	3,51	0,22	0,08
$\Delta\widetilde{s}(u_E^{sim})$	%	93	67	5
$\Delta\widetilde{s}(\Delta\Delta t_{min,E}^{sim})$	%	126	154	157

In Tabelle 3.4 sind die größten Abweichungen der unter Teillastbedingungen ermittelten Werte für s_E^{sim} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{sim}$ gegenüber den Werten am Referenzpunkt in die positive und negative Richtung als hoch- bzw. tiefgestellte Indizes angegeben. In Bild 3.9 bis 3.11 sind sie als Funktion von $\Delta\Delta t^{sim}$dargestellt, wobei zum besseren Vergleich der unterschiedlich großen Anlagen flächenspezifische Steigungsparameter u_X verwendet wurden.

$$u_X = \frac{s_X}{A_{tot}} \tag{3.43}$$

Aus Tabelle 3.4 geht hervor, dass die Steigungsparameter (außer bei Anlage FA2) um mehr als $\pm 10\%$ variieren und sich die Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ gegenüber den Werten am Referenzpunkt auf weniger als die Hälfte reduzieren (RTG, 6C4) oder

auf mehr als das dreifache erhöhen (FA2). Die exakten charakteristischen Parameter aus der Simulation von Teillastzuständen sind also nicht konstant.

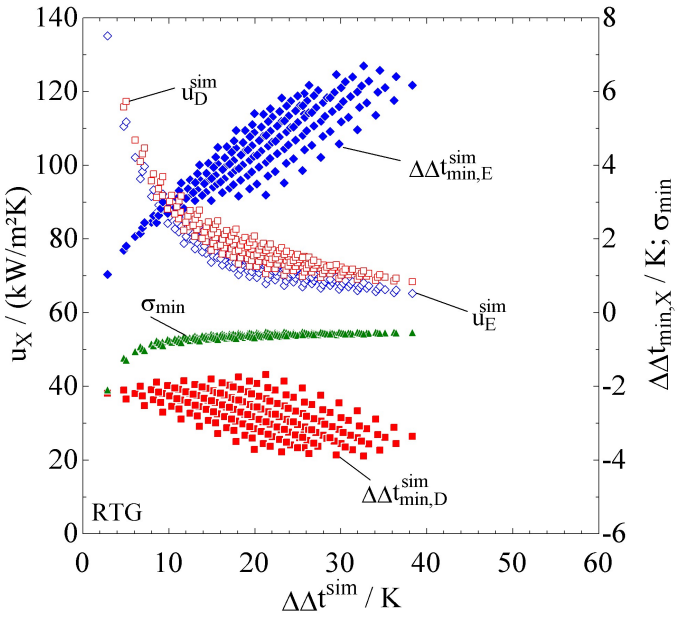


Bild 3.9: Variabilität der charakteristischen Parameter in der herkömmlichen Methode (Anlage RTG).

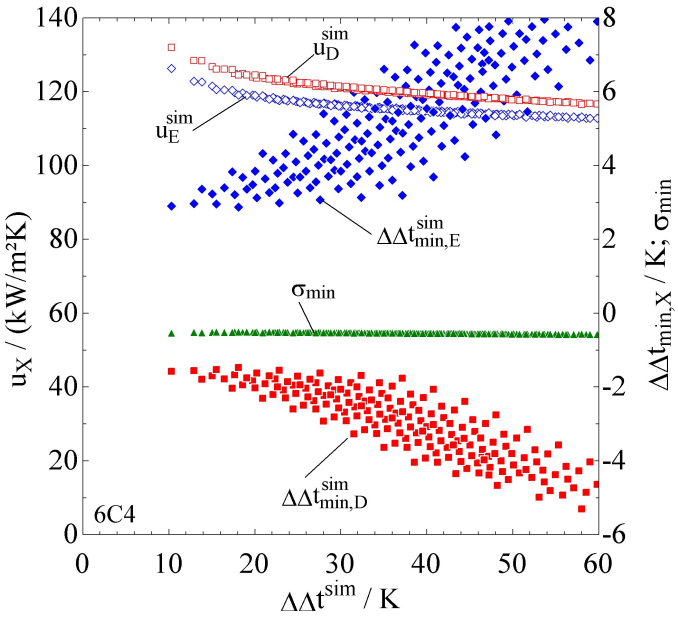


Bild 3.10: Variabilität der charakteristischen Parameter in der herkömmlichen Methode (Anlage 6C4).

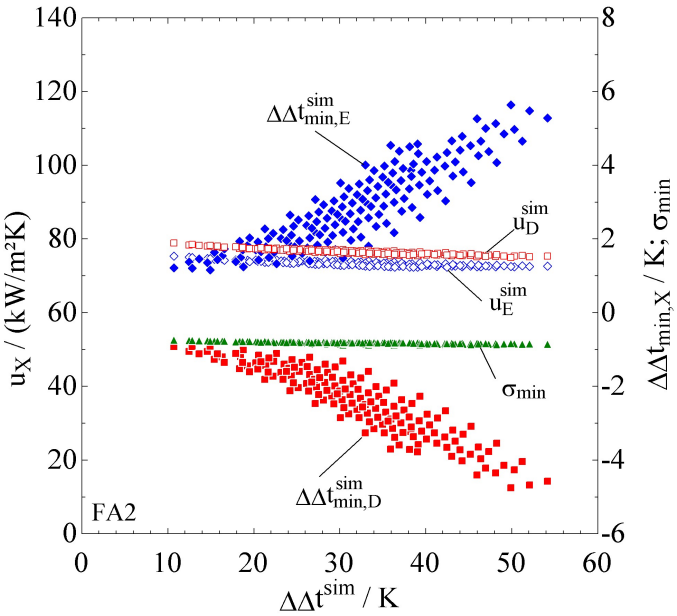


Bild 3.11: Variabilität der charakteristischen Parameter in der herkömmlichen Methode (Anlage FA2).

Mit der folgenden Diskussion zur tatsächlichen Veränderlichkeit der charakteristischen Parameter (die in der herkömmlichen Methode als Konstanten verwendet werden) soll deutlich werden, dass die Abweichungen zwischen den Simulations- und Berechnungsergebnissen hauptsächlich auf den Verlustparameter zurückgeführt werden können. Nur im Ausnahmefall resultiert ein nennenswerter Anteil der Abweichungen aus dem Steigungsparameter. Dies ist z.B. bei den im *mix-match-design* ausgeführten Anlagen im RTG und PLH der Fall, bei denen sich die in der herkömmlichen Methode fehlende bereichsweise Wärmeübertragungsrechnung in Kombination mit einem überdurchschnittlich hohen Wärmestromanteil $q_{D1} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{Q}_D}$ besonders stark auswirkt.

3.2.3 Diskussion zum Steigungsparameter

Bei Betrachtung der Bilder 3.6 bis 3.8 bzw. der Werte in den Tabellen 3.4 und 3.5 fallen folgende Unterschiede in den Steigungsparametern auf:

1. Die Steigungsparameter der Kälteleistung u_E^{reg} aus einer linearen Regression aller simulierten Werte sind um ca. 10 – 25% kleiner als die am Referenzpunkt simulierten Werte, die identisch sind mit dem Steigungsparameter der herkömmlichen Methode ($u_{E,d}^{sim} = u_E^{est}$). Außerdem sind die Steigungsparameter u_E^{reg} aus der Regression bei allen Anlagen kleiner als der jeweils minimale Wert der simulierten Steigungsparameter u_E^{sim}. Trotzdem wird mit den Regressions-

parametern eine höhere Korrelationsgüte erreicht. Dies wird aus dem Vergleich der gedachten Ausgleichsgerade durch die Simulationsergebnisse mit den dargestellten Geraden q_X^{est} der herkömmlichen Methode deutlich.

2. Die Steigungsparameter der Antriebsleistung u_D^{reg} sind um ca. 20 – 25% größer als die Steigungsparameter der Kälteleistung u_E^{reg}, obwohl aus der Herleitung in Abschnitt 3.1.2 über den Enthalpiekoeffizienten K_D^{est} ein maximaler Unterschied von ca. 5% zu erwarten wäre (was für $u_E^{est} = u_{E,d}^{sim}$ und $u_D^{est} = u_{D,d}^{sim}$ am simulierten Referenzpunkt auch zutreffend ist).
3. Speziell bei der Anlage im RTG ist ein sehr großer Unterschied zwischen den simulierten Steigungsparametern $u_{X,d}^{sim}$ und den Regressionsparametern $u_{X,d}^{reg}$ mit $X = D, E$ vorhanden. Dagegen ist das Verhältnis der Steigungsparameter $u_D^{reg} \,/\, u_E^{reg}$ für die Antriebs- und Kälteleistung ähnlich groß, wie bei den anderen Anlagen.

Tabelle 3.5: Verhältnisse von Steigungsparametern aus Regression und Simulation am Referenzpunkt der untersuchten Absorptionskälteanlagen.

Anlage	RTG	6C4	FA2
Bauform Desorber	B	B	A
Umlauf Absorber $\mu_{A,U}$	1,78	0,89	0,00
$u_E^{reg} \,/\, u_{E,d}^{sim}$	0.74	0.85	0.87
$u_D^{reg} \,/\, u_{D,d}^{sim}$	0.84	1.03	1.04
$u_{D,d}^{sim} \,/\, u_{E,d}^{sim}$	1.05	1.04	1.04
$u_D^{reg} \,/\, u_E^{reg}$	1.20	1.25	1.25

Da in der hier betrachteten Simulation eine Änderung der externen Volumenströme ebenso wie eine Änderung von inneren Wärmeübergangskoeffizienten ausgeschlossen wurde, sind die effektiven Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = Y_{X,0} \cdot \psi_X$ in der hergeleiteten Gleichung (3.14), S. 146 für den Steigungsparameter s_E in allen Lastpunkten gleich (d.h. $Y_X = Y_{X,0} = const.$). Die Ursachen für unterschiedliche Steigungsparameter können daher nur in der Variabilität der Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} und/oder der Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} liegen.
Zunächst sollen die Temperaturdifferenzfaktoren behandelt werden, denn der besonders große Unterschied zwischen u_E^{reg} und $u_{E,d}^{sim}$ lässt sich bei der Anlage RTG im Wesentlichen auf den Faktor z_D^{est} im Desorber zurückführen. Nach anschließender Behandlung der Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} folgt schließlich, dass die geringeren, aber besser passenden Werte $u_E^{reg} < u_{E,d}^{sim}$ bei allen Anlagen nicht auf die Berech-

nungsart der Steigungsparameter, sondern auf die veränderlichen Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ zurückzuführen sind. Dies wird im Abschnitt 3.2.4.2 genauer analysiert.

3.2.3.1 Untersuchung der Temperaturdifferenzfaktoren

In den Herleitungen z.B. von Ziegler [1997], Hellmann et al. [1998] und Schweigler et al. [1999] sind die zu verwendenden Berechnungsvorschriften für die Enthalpiekoeffizienten zur Bestimmung von s_E nach Gleichung (3.14) klar beschrieben (siehe auch Gleichung (3.3), S. 143). In keiner der Veröffentlichungen zur herkömmlichen Methode findet sich dagegen eine vergleichbar präzise Angabe für die Temperaturdifferenzfaktoren. Oftmals wird

$$z_X^{'} = \frac{\Delta T_{log,X}}{t_X - T_X^{LV}} \tag{3.44}$$

als Definitionsgleichung aufgeführt [Riesch et al., 1987, S. 157], [Schweigler, 1999, S. 26] oder sie wird im Text beschrieben [Hellmann et al., 1999, S. 170], wobei mit Gleichung (3.44) – im Gegensatz zur Gleichung (3.9) – keine bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströme in einem Wärmeübertrager berücksichtigt werden können, da für die tatsächliche mittlere treibende Temperaturdifferenz bereits $\Delta T_{m,X} = \Delta T_{log,X}$ angenommen wurde [14]. Vereinzelt stimmt die verwendete Begrifflichkeit bzw. Nomenklatur nicht mit der Einführung von Gleichung (3.44) überein (siehe z.B. Hellmann et al. [1999, S. 172], [Gutierrez Urueta, 2009, S. 100]), denn $z_X^{'}$ stellt wegen $T_X^{LV} \neq T_X$ [15] i.d.R. nicht das Verhältnis aus arithmetischem und logarithmischem Mittelwert dar. Zwar wird in Bezug auf die internen Temperaturen T_X^{LV} im Nenner von (3.44) mit $X = D, A$ z.B. von Schweigler [1999, S. 26] auf den Unterschied zwischen den arithmetischen Mittelwerten $T_{X2} = (T_{Xs} + T_{Xe})/2$ und den Gleichgewichtstemperaturen zu einer mittleren Lösungszusammensetzung $T_X^{LV} = T_{H_2O/LiBr}^{LV}(p_X, x_{m,X})$ hingewiesen. Die Auswirkungen dieses Unterschieds werden von Schweigler [1999] als gesonderter Term $\mathsf{X} = \frac{1}{B} \cdot (T_{D2} - T_D^{LV})$ in den charakteristischen Gleichungen mitgeführt. Allerdings wird nicht klar, ob der Unterschied zwischen T_{D2} und T_D^{LV} z.B. auch in die Berechnung des Temperaturdifferenzfaktors z_D^{est} bzw. $z_D^{'}$ eingeht. Außerdem wird i.A. offen gelassen, aus welchen Temperaturen insbesondere die logarithmischen Mittelwerte $\Delta T_{log,X}$ in (3.44) zu berechnen sind.
Die daraus resultierende Problematik für die Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} der herkömmlichen Methode wird nachfolgend vorrangig für überflutete Desorber

[14] Deswegen wird der Temperaturdifferenzfaktor in (3.44) auch als $z_X^{'}$ bezeichnet und nicht als $z_X^{est} = \frac{\Delta T_{m,X}}{t_X - T_X^{LV}}$ wie in Gleichung (3.9), S. 144.

[15] Die Unterschiede zwischen den verschiedenen internen Mitteltemperaturen T_X^{LV}, T_X und T_{X2} sind im Anhang J gebündelt dargestellt.

erläutert (die nach Variante B zu berechnen sind). Sie trifft jedoch in gleicher Weise auch für berieselte Desorber und Absorber zu (Variante A), fällt dort aber wegen des geringeren Unterschieds der Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_{int,XN}$ in den Bereichen XN weniger stark auf. Zunächst wird die Verwendung der Temperaturdifferenzfaktoren in der herkömmlichen Methode entsprechend Abschnitt 3.1.1 mit den Erläuterungen zur Gesamtwärmeübertragungsrechnung in Abschnitt 2.3.7 in Zusammenhang gebracht und anschließend die daraus resultierenden Auswirkungen anhand der Simulationsergebnisse diskutiert.

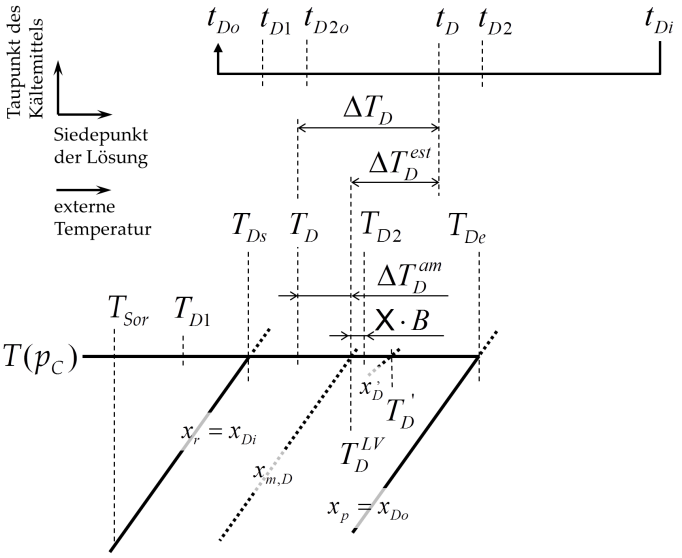


Bild 3.12: Schematische Darstellung zu den internen und externen Temperaturen bei überfluteten Desorbern (Variante B) mit unterkühltem Lösungseintritt sowie den verwendeten treibenden Temperaturdifferenzen.

Bei Herleitung der herkömmlichen Methode wurde eine treibende Temperaturdifferenz ΔT_D^{est} zwischen der externen Mitteltemperatur t_D und der internen Phasengleichgewichtstemperatur T_D^{LV} zu einem mittleren Salzmassenanteil x_m eingeführt, um die Dühring'sche Gleichung benutzen zu können. Die verwendete Temperaturdifferenz ΔT_D^{est} unterscheidet sich von der Differenz der arithmetischen Mitteltemperaturen ΔT_D:

$$\dot{Q}_D = Y_D \cdot z_D^{est} \cdot \Big(\underbrace{t_D - T_D^{LV}}_{\Delta T_D^{est}} \Big) = Y_D \cdot z_D^{est} \cdot \Big(\underbrace{t_D - T_D}_{\Delta T_D} - \Delta T_D^{am} \Big) \tag{3.45}$$

Darin ist ΔT_D^{am} der Unterschied zwischen der Phasengleichgewichtstemperatur T_D^{LV} zur mittleren Zusammensetzung $x_{m,D}$ und der arithmetischen Mitteltemperatur T_D[16]. Dieser Unterschied darf nicht mit dem von Schweigler [1999] dargestellten Unterschied $\mathsf{X} = \frac{1}{B} \cdot (T_{D2} - T_D^{LV})$ verwechselt werden (siehe Bild 3.12). Bei Anlagen mit hohem spezifischem Lösungsumlauf und großer externer Spreizung ist ΔT_D^{am} deutlich größer als $\mathsf{X} \cdot B$ und kann nicht mehr vernachlässigt werden [17]. Außerdem folgt aus der Wärmeübertragungsgleichung (3.2), S. 140 mit den beiden arithmetischen Mittelwerten $t_D = \frac{t_{Di}+t_{Do}}{2}$ und $T_D = \frac{T_{Sor}+T_{De}}{2}$ für Variante B

$$\dot{Q}_D = Y_D \cdot z_D \cdot \kappa_D \cdot (t_D - T_D) \; . \tag{3.46}$$

Der Gesamtwärmekapazitätstromkorrekturfaktor κ_D ergibt sich aus der notwendigen Berücksichtigung unterschiedlicher interner Wärmekapazitätsströme in den Bereichen D1 und D2 bei Berechnung des Gesamtwärmestroms $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$. Denn die spezifische Wärmekapazität der reichen Lösung $c_{p,r}$ ist im Bereich D1 etwa um den Faktor 10 bis 20 kleiner als die mittlere scheinbare spezifische Wärmekapazität $\tilde{c}_{p,D2}$ im Bereich D2. Der Gesamtwärmekapazitätstromkorrekturfaktor κ_D kann entsprechend Gleichung (2.202), S. 114 in der Simulation als Ergebnis der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung ermittelt werden.
Zur Berechnung von z_D in (3.46) nach Gleichung (2.131), S. 75 muss der arithmetische Mittelwert im Nenner mit den gleichen Temperaturen wie der logarithmische Mittelwert im Zähler berechnet werden. In Abhängigkeit von der Bauform des Desorbers bzw. der zugehörigen Berechnungsvariante A oder B ist daher

$$z_{D,A} = \frac{1}{t_D - T_{D,A}} \cdot \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{Do} - T_{Di})}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{Do} - T_{Di})} = \frac{\Delta T_{log,D,A}}{\Delta T_{D,A}} \tag{3.47}$$

bzw.

$$z_{D,B} = \frac{1}{t_D - T_{D,B}} \cdot \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{Do} - T_{Sor})}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{Do} - T_{Sor})} = \frac{\Delta T_{log,D,B}}{\Delta T_{D,B}} \; , \tag{3.48}$$

mit den bauartabhängigen Mitteltemperaturen $T_{D,A}$ bzw. $T_{D,B}$, die sich als arithmetische Mittelwerte der Lösungstemperaturen am Ein- und Austritt der Desorberwärmeübertragerfläche ergeben (siehe Gleichungen (J.6a) und (J.6b) im Anhang J bzw. in Bild 3.12 nur für Variante B). In der Literatur werden dagegen für die Berechnung des Temperaturdifferenzfaktors in (3.45) diverse logarithmische Mittelwerte ohne Berücksichtigung von bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen verwendet.

[16] Wobei die interne arithmetische Mitteltemperatur $T_D = T_{D,V}$ abhängig ist von der Prozessführung bzw. der Bauform $V = A, B$ (siehe Gleichungen (J.6a) und (J.6b) im Anhang J).
[17] Dies wird später im Zusammenhang mit Bild 3.14, S. 178 näher erläutert.

Die Berechnung erfolgt z.B. mit:

- logarithmischem Mittelwert aus internen Ein- und Austrittstemperaturen des Behälters (siehe z.B. [Gutierrez Urueta, 2009, S. 107 f.])

$$z_D^{'} = \frac{1}{t_D - T_D^{LV}} \cdot \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{Do} - T_{Sor})}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{Do} - T_{Sor})} = \frac{\Delta T_{log,D}^{'}}{\Delta T_D^{est}} \ , \tag{3.49}$$

- logarithmischem Mittelwert aus internen Gleichgewichtstemperaturen am Start und Ende des Desorptionsprozesses (siehe z.B. [Schweigler, 1999, S. 142])

$$z_D^{''} = \frac{1}{t_D - T_D^{LV}} \cdot \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{Do} - T_{Ds})}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{Do} - T_{Ds})} = \frac{\Delta T_{log,D}^{''}}{\Delta T_D^{est}} \ , \tag{3.50}$$

- logarithmischem Mittelwert bei Vernachlässigung der internen Spreizung (z.B. bei ideal durchmischtem Rührbehälter)

$$z_D^{'''} = \frac{1}{t_D - T_D^{LV}} \cdot \frac{(t_{Di} - T_D^{LV}) - (t_{Do} - T_D^{LV})}{ln(t_{Di} - T_D^{LV}) - ln(t_{Do} - T_D^{LV})} = \frac{\Delta T_{log,D}^{'''}}{\Delta T_D^{est}} \ . \tag{3.51}$$

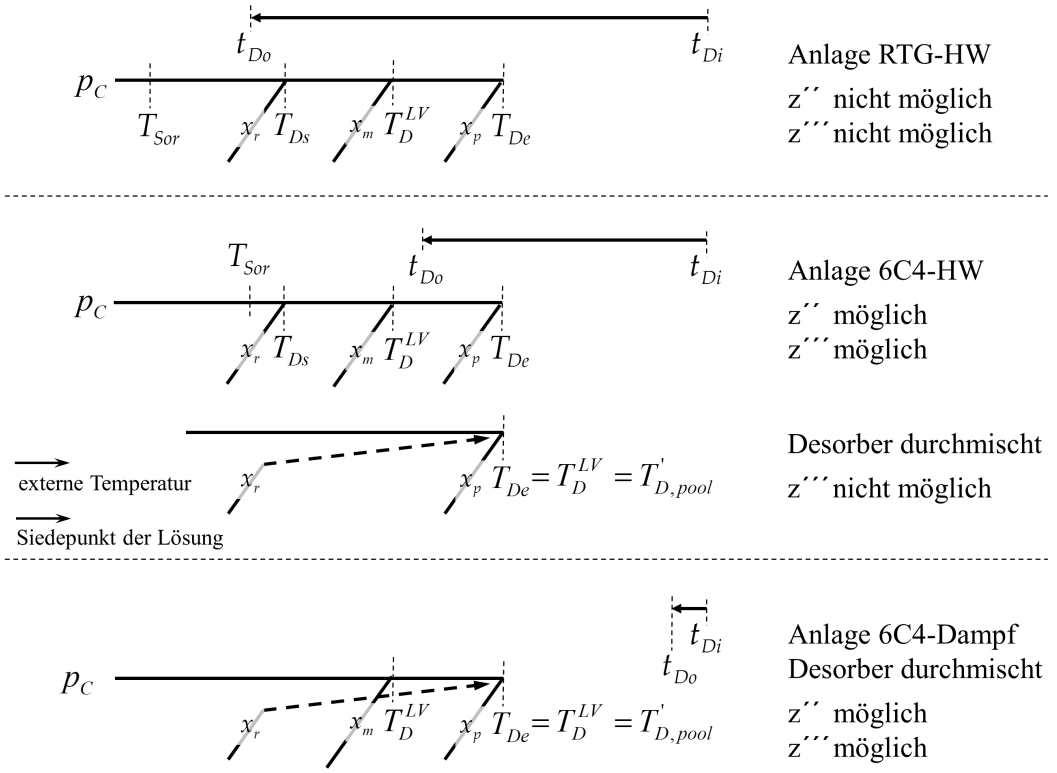


Bild 3.13: Interne und externe Temperaturen zur Berechnung von Temperaturdifferenzfaktoren bei verschiedenen Modellvorstellungen zur Wärmeübertragung im Desorber.

Bei heißwasserbetriebenen Anlagen (HW) mit großer externer Spreizung bzw. großer interner Unterkühlung $T_{Ds} - T_{Sor}$ (wie z.B. bei den Anlagen RTG und PLH) sind die Werte $z_D^{''}$ und $z_D^{'''}$ jedoch für viele Teillastpunkte mit $T_{Sor} < t_{Do} < T_{Ds} < T_D^{LV}$ nicht berechenbar, da der Logarithmus einer negativen Zahl zu bilden wäre (siehe Bild 3.13 oben). Obwohl die Berechnung von $z_D^{''}$ und $z_D^{'''}$ für ähnlich aufgebaute Anlagen (z.B. YIA-6C4 mit geringerer Heißwasserauskühlung oder bei Dampfbetrieb) mathematisch kein Problem darstellt (siehe Bild 3.13 Mitte bzw. unten), werden sie hier nicht weiter behandelt, da ihre Verwendung zu unkalkulierbaren Fehlern führt.
Tatsächlich werden die Korrekturfaktoren z_X^{est} in der herkömmlichen Methode aber *nicht* als Verhältnis aus logarithmischem und arithmetischem Mittelwert und auch nicht als $z_X^{'}$, $z_X^{''}$ oder $z_X^{'''}$ verwendet, sondern als Verhältnis der mittleren Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,X}$ zur methodisch eingeführten Differenz ΔT_X^{est}:

$$\begin{aligned} z_X^{est} = \frac{\Delta T_{m,X}}{\Delta T_X^{est}} &= \underbrace{\frac{\Delta T_{log,X}}{\Delta T_X}}_{z_X} \cdot \underbrace{\frac{\Delta T_{m,X}}{\Delta T_{log,X}}}_{\kappa_X} \cdot \frac{\Delta T_X}{\Delta T_X^{est}} \\ &= z_X \cdot \kappa_X \cdot \underbrace{\frac{\Delta T_{log,X}}{\Delta T_X^{est}}}_{z_X^{'}} \cdot \underbrace{\frac{\Delta T_X}{\Delta T_{log,X}}}_{1/z_X} = z_X^{'} \cdot \kappa_X \end{aligned} \tag{3.52}$$

und damit als Produkt aus Temperaturdifferenzfaktor $z_X^{'}$ nach Gleichung (3.44) und Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_X nach Gleichung (2.202). Der Temperaturdifferenzfaktor z_X^{est} in der herkömmlichen Methode berücksichtigt daher (unabhängig von der Bauform) zum Einen den Unterschied zwischen $\Delta T_{log,X}^{'}$ und ΔT_X^{est} (der nicht identisch ist mit dem rein mathematischen Unterschied zwischen logarithmischem und arithmetischem Mittelwert z_X nach Gleichung (3.47) bzw. (3.48)) und zum Anderen werden die Unterschiede zwischen den Temperaturdifferenzen bei konstanten und variablen bzw. bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen erfasst. Für beide Unterschiede wird in der herkömmlichen Methode angenommen, dass sie unabhängig vom Teillastverhalten sind.
In Bild 3.14 sind die auftretenden Temperaturdifferenzverhältnisse $z_X^{est} = z_X^{'} \cdot \kappa_X = \Delta T_{m,X}/\Delta T_X^{est}$ für die drei Anlagen RTG, 6C4 und FA2 zu allen simulierten Teillastpunkten dargestellt. Die dargestellten Werte für z_X^{est} ergeben sich auf Basis von Gleichung (3.8) mit $\dot{Q}_X = \dot{Q}_X^{sim}$ aus den Simulationsergebnissen der (bereichsweisen) Wärmeübertragungsrechnung.

$$z_X^{est} = \frac{\dot{Q}_X^{sim}}{Y_X \cdot \Delta T_X^{est}} \tag{3.53}$$

Für Ab- und Desorber sind darüber hinaus die bauartabhängigen Werte $z_{X,V}$ mit $V = A, B$ entsprechend Gleichung (3.47) bzw. (3.48) aufgeführt. Für die Wärmeübertrager ohne interne Spreizung (d.h. $X = C, E$) ist dagegen kein Unterschied zwischen z_X^{est} und z_X nach Gleichung (2.139) vorhanden.
Auf der rechten Seite von Bild 3.14 ist zu sehen, dass die Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} für die Wärmeübertrager mit nur einem Wärmeübertragungsbereich (d.h. $X = A, C, E$) über den gesamten simulierten Teillastbereich näherungsweise konstant und nahe Eins sind. Die niedrigen Werte für $X = C$ und E bei der Anlage RTG sind im *mixed match design* begründet, aus dem große dimensionslose Wärmedurchlässigkeiten von $NTU_X \gtrsim 4$ resultieren. Mit Hilfe von Bild 2.25, S. 77 sind die Werte $z_X^{est} \approx z_X \lesssim 0,6$ damit plausibel, können aber die Veränderlichkeit der Steigungsparameter bei Anwendung der herkömmlichen Methode nicht erklären.
Auf der linken Seite von Bild 3.14 ist jedoch zu erkennen, dass z_D^{est} bei allen Anlagen (d.h. unabhängig von der Bauform bzw. Berechnungsvariante) Werte größer Eins annehmen kann[18] und im simulierten Lastbereich auch näherungsweise nicht konstant ist (mit Ausnahme von Anlage FA2). Die Empfehlung $z_D^{est} = 1$ zu setzen (siehe z.B. Riesch et al. [1987, S. 158], Ziegler et al. [1999, S. 3] und Hellmann et al. [1999, S. 170]) muss daher zumindest bei Anlagen mit überfluteten Desorbern kritisch überprüft werden. Die Problematik resultiert aus den großen Werten und der großen Spannweite von $z_D^{'}$, d.h. dem Verhältnis des logarithmischen Mittelwertes der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des Desorbers $\Delta T_{log,D}^{'}$ im Verhältnis zur verwendeten Temperaturdifferenz ΔT_D^{est}. Denn auch die Verminderung von $z_D^{'}$ durch die Berücksichtigung der unterschiedlichen Wärmekapazitätsströme über den bisher verborgenen Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D in z_D^{est} (siehe Gleichung (3.52)) ändert nur wenig. Die Veränderlichkeit von z_D^{est} bzw. $z_D^{'}$ ergibt sich daraus, dass der Anteil der notwendigen Temperaturdifferenz zum Abbau der Unterkühlung $\Delta T_{log,D1} = \Delta T_{log,D}^{'} \cdot \kappa_D \cdot q_{D1}/n_{D1}$ (siehe Gleichung (2.202)) an der Temperaturdifferenz $\Delta T_{log,D}^{'}$ für die Gesamtwärmeübertragung nicht konstant ist. Je größer die Variation dieses Anteils ist bzw. je größer die Spannweite $\Delta\widehat{s}(z_D^{est}) = max(z_D^{est}) - min(z_D^{est})$, umso größer ist auch die Spannweite bzw. Veränderlichkeit der spezifischen Steigungsparameter u_X (vergl. Bild 3.14 links mit Bild 3.9 bis 3.11 bzw. Werte in Tabelle 3.4 unten).

[18] Dies ist beim Verhältnis von logarithmischem zum arithmetischen Mittelwert nicht möglich.

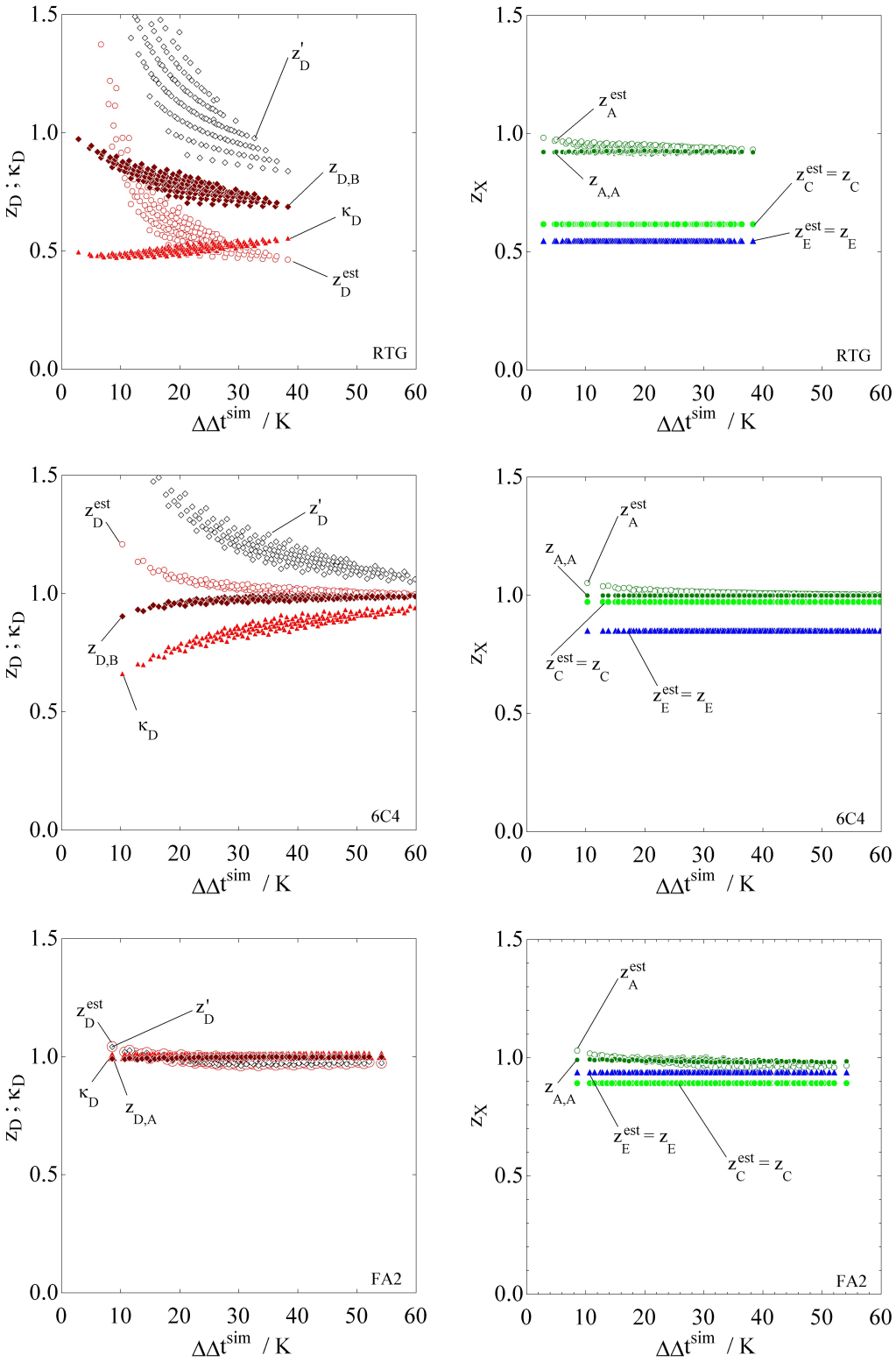


Bild 3.14: Temperaturdifferenzfaktoren in der herkömmlichen Berechnungsmethode für die Anlagen RTG (oben), YIA-6C4 (Mitte) und FA2 (unten).

Der Unterschied zwischen dem Steigungsparameter $s_E^{est} = s_{E,d}^{sim}$ der herkömmlichen Methode nach Gleichung 3.14 und dem Steigungsparameter s_E^{reg} der Regressionsgerade (3.42) resultiert dagegen aus einem Effekt von z_D^{est} auf $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ in Gleichung (3.15) (und nicht auf s_E^{est} wie bisher diskutiert). Zur Erläuterung wird der Steigungsparameter einer linearen Regression zwischen zwei beliebigen simulierten Lastpunkten in Bild 3.15 betrachtet.

$$\begin{aligned} s_E^{reg} &= \frac{\dot{Q}_{E,1}^{sim} - \dot{Q}_{E,2}^{sim}}{\Delta\Delta t_1 - \Delta\Delta t_2} \\ &= \frac{s_{E,1} \cdot (\Delta\Delta t_1 - \Delta\Delta t_{min,E,1}) - s_{E,2} \cdot (\Delta\Delta t_2 - \Delta\Delta t_{min,E,2})}{\Delta\Delta t_1 - \Delta\Delta t_2} \end{aligned} \tag{3.54}$$

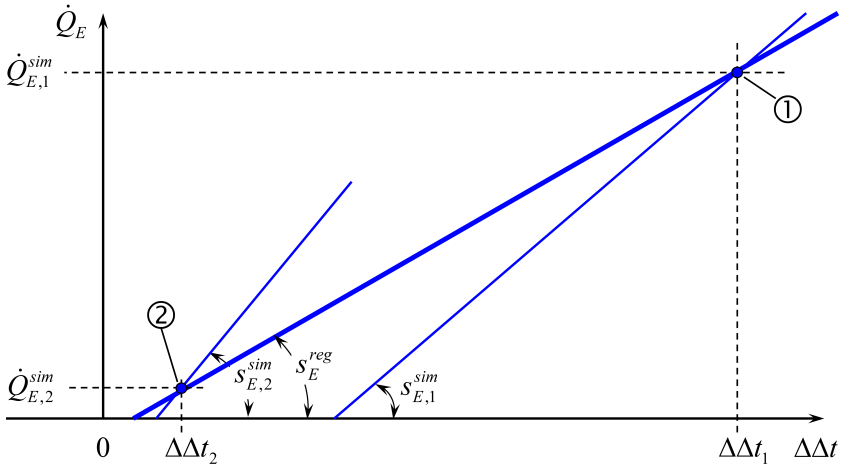


Bild 3.15: Schematische Darstellung zur Abhängigkeit des Steigungsparameters s_E^{reg} vom veränderlichen exakten Steigungsparameter s_E^{sim} nach Gleichung 3.14.

Wählt man als ersten Betriebspunkt z.B. den Referenzpunkt und als zweiten Betriebspunkt denjenigen bei dem die Kälteleistung Null wird, folgt mit $\Delta\Delta t_1 = \Delta\Delta t_d^{sim}$, $s_{E,1} = s_{E,d}^{sim}$ und $\Delta\Delta t_{min,E,1} = \Delta\Delta t_{min,E,d}^{sim}$ sowie $\Delta\Delta t_2 = \Delta\Delta t_{min,E,2}^{sim}$ in Gleichung (3.54) für das Verhältnis

$$\frac{s_E^{reg}}{s_{E,d}^{sim}} = \frac{\Delta\Delta t_d^{sim} - \Delta\Delta t_{min,E,d}^{sim}}{\Delta\Delta t_d^{sim} - \Delta\Delta t_{min,E,2}^{sim}} \,. \tag{3.55}$$

Zusammen mit den dargestellten Verläufen für z_D^{est} bei den Anlagen RTG, 6C4 und FA in Bild 3.14 wird mit Gleichung (3.55) der Unterschied zwischen dem Steigungsparameter aus der Regression und Simulation von ca. 15-25 % am Referenzpunkt verständlich (siehe Werte in Tabelle 3.5). Der Unterschied ist bei Anlage RTG besonders groß, weil sich bei niedrigen $\Delta\Delta t$-Werten (d.h. bei geringer Kälteleistung

nahe Null) aufgrund der hohen Werte von z_D^{est} ein entsprechend kleiner Wert für $\Delta\Delta t_{min,E,2}$ nach Gleichung (3.15) ergibt. Daher ist der Nenner von (3.55) im Verhältnis zum Zähler bei der Anlage RTG am größten und erklärt das besonders kleine Verhältnis von $s_E^{reg}/s_{E,d}^{sim}$. Da sich z_D^{est} auf den Steigungs- und Verlustparameter der Antriebsleistung in gleicher Weise auswirkt wie auf die Parameter der Kälteleistung, ist diese Besonderheit der RTG-Anlage in den Verhältnissen $s_{D,d}^{sim}/s_{E,d}^{sim}$ bzw. s_D^{reg}/s_E^{reg} dagegen nicht zu erkennen (siehe Werte im unteren Bereich von Tabelle 3.5) .

Bei der Anlage FA2 ist die Variation von $z_D^{'}$ und κ_D und damit der Effekt auf z_D^{est} jedoch deutlich geringer, weil bei geringer Last (bzw. niedrigen $\Delta\Delta t$-Werten) die Unterkühlung der in den Desorber eintretenden Lösung bzw. der Wärmestromanteil q_{D1} deutlich geringer ist als bei der Anlage RTG. Da bei Anlage FA2 außerdem alle z_X^{est} nahe Eins sind, zieht die bisher geführte Argumentation über große z_D^{est} bei niedriger Last, die zu großen $\Delta\Delta t_{min,E,2}$-Werten und damit nach Gleichung (3.55) zu einem Verhältnis $s_E^{reg}/s_{E,d}^{sim} < 1$ führen, nicht. Dennoch ist die Steigung der Regressionsgeraden zur simulierten Kälteleistung sichtbar kleiner als die Steigung der charakteristischen Gerade. Zur Ermittlung weiterer Ursachen für den Unterschied zwischen den Steigungsparametern u_X^{reg} und $u_X^{est} = u_{X,d}^{sim}$ sollen daher nachfolgend die Enthalpiekoeffizienten analysiert werden.

3.2.3.2 Untersuchung der Enthalpiekoeffizienten

Eine wesentliche Vereinfachung in der herkömmlichen Methode resultiert aus der Annahme, dass die Enthalpiekoeffizienten über den gesamten Lastbereich näherungsweise konstant und darüber hinaus nahe Eins sind [Riesch et al., 1987, S. 158], [Ziegler et al., 1999, S. 3], [Hellmann et al., 1999, S. 171]. Damit lassen sich bei Anwendung der Methode aufwendige und z.T. implizite Stoffdatenberechnungen vermeiden. Andererseits zeigen die Simulationsergebnisse, dass die mit den exakten Enthalpiekoeffizienten $K_X^{est} = K_{X,d}^{sim}$ aus der Simulation des Referenzpunktes ermittelten Steigungsparameter $u_E^{est} = u_{E,d}^{sim}$ größer sind, als die offensichtlichen Steigungen der Regressionsgeraden u_E^{reg}. Es müssen daher Argumente gefunden werden, die z.B. $s_E^{est} < s_{E,d}^{sim}$ rechtfertigen würden. Die mögliche Verwendung der herkömmlichen Näherung $K_X^{est} = 1$ mit der andere Näherungseffekte in der Methode überkompensiert werden könnten, ist hierfür jedoch nicht geeignet, da die exakten, variablen Enthalpiekoeffizienten K_X^{sim} i.A. größer als Eins sind (siehe Anhang I.3). Durch $K_X^{est} = 1$ würde der Nenner in Gleichung (3.14) kleiner und damit der Steigungsparameter noch größer werden, d.h. $s_{E,K=1} > s_{E,K=K_X^{sim}} = s_{E,d}^{sim} = s_E^{est} > s_E^{reg}$ (siehe auch Bild 3.16).

Als nächstes soll untersucht werden, ob durch gesonderte Berücksichtigung des spezifischen Drosselverlustes im Steigungsparameter geringere Werte für u_E^{est} bzw. s_E^{est} begründbar sind. Der Drosselverlust lässt sich im Steigungsparameter als separate Größe darstellen, wenn als Bezugsgröße für die Enthalpiekoeffizienten nicht mehr die Differenz $\Delta h_E = h_{Eo}^V - h_{Co}^L$ verwendet wird, sondern die Verdampfungsenthalpie $\Delta h_E^{LV} = h_E'' - h_E'$ beim Druck p_E.

$$K_C' = \frac{h_{Do}^V - h_{Co}^L}{h_E'' - h_E'} \qquad K_D' = \frac{h_{Do}^V - h_{Sip}^L}{h_E'' - h_E'} \qquad K_A' = \frac{h_{Eo}^V - h_{Sop}^L}{h_E'' - h_E'} \tag{3.56}$$

Auch mit diesen modifizierten Enthalpiekoeffizienten können die latenten Wärmeströme in den internen Enthalpiebilanzen für $\dot{Q}_C$, $\dot{Q}_A$ und $\dot{Q}_D$ auf die Kälteleistung zurückgeführt werden, indem der insgesamt umlaufenden Kältemittelmassenstrom mit Hilfe des spezifischen Drosselverlustes μ_{DV} nach Gleichung (2.22) über

$$\dot{m}_{R,tot} = \frac{\dot{Q}_E}{(1-\mu_{DV}) \cdot \Delta h_E^{LV}} \tag{3.57}$$

ausgedrückt wird. Damit ergibt sich z.B. die interne Kondensatortemperatur zu:

$$\begin{aligned} T_C &= t_C - \frac{\dot{Q}_C}{Y_C} = t_C - \frac{\dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Co}^L - h_{Do}^V)}{Y_C} = t_C - \frac{\dot{Q}_E \cdot (h_{Co}^L - h_{Do}^V)}{Y_C \cdot (1-\mu_{DV}) \cdot \Delta h_E^{LV}} \\ &= t_C + \frac{\dot{Q}_E \cdot K_C'}{Y_C \cdot (1-\mu_{DV})}. \end{aligned} \tag{3.58}$$

Der spezifische Drosselverlust, d.h. das Massenstromverhältnis μ_{DV} aus *Flash*dampf $\dot{m}_{R,DV}$ und Gesamtkältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot}$ könnte ebenfalls als Enthalpiekoeffizient interpretiert werden.

$$\mu_{DV} = \frac{\dot{m}_{R,DV}}{\dot{m}_{R,tot}} = \frac{h_{Co}^L - h_E'}{h_E'' - h_E'} = K_E' \tag{3.59}$$

Im Gegensatz zu den Enthalpiekoeffizienten nach Gleichung (3.56), ergibt sich K_E' jedoch in der Größenordnung von null und nicht von Eins. Aus diesem Grund wird der spezifische Drosselverlust weiterhin als Massenstromverhältnis μ_{DV} bezeichnet und nicht als Enthalpiekoeffizient K_E'.

Durch analoges Verwenden der modifizierten Enthalpiekoeffizienten $K_D^{'}$ und $K_A^{'}$ in Gleichung (3.11), S. 145 für die Darstellung von T_D und T_A mit Einsetzen der Resultate in die Dühring-Gleichung (3.10) und anschließendem Zusammenfassen, wie im Abschnitt 3.1 beschrieben, ist der Einfluss des spezifischen Drosselverlustes auf den Steigungsparameter direkt erkennbar.

$$s_E^{\mu} = \frac{1 - \mu_{DV}}{\frac{K_D^{'}}{Y_D \cdot z_D^{est}} + \frac{K_A^{'}}{Y_A \cdot z_A^{est}} + B_{X2} \cdot \left(\frac{K_C^{'}}{Y_C \cdot z_C^{est}} + \frac{1 - \mu_{DV}}{Y_E \cdot z_E^{est}} \right)} \tag{3.60}$$

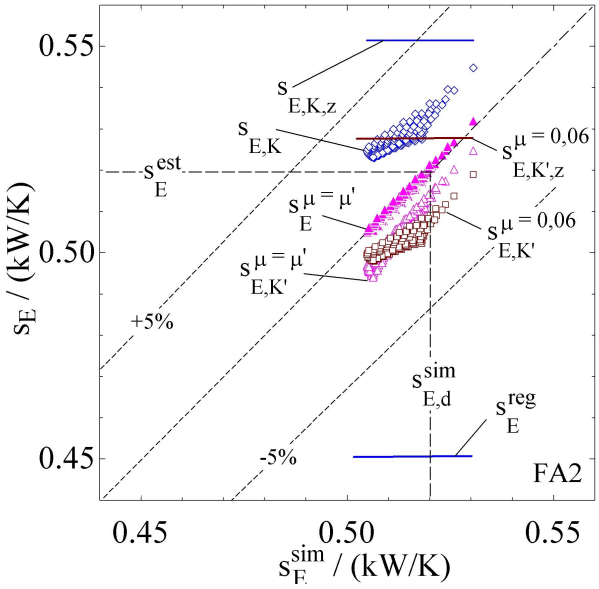


Bild 3.16: Steigungsparameter für Anlage FA2 mit verschiedenen Annahmen zum spezifischen Drosselverlust μ_{DV}, den Enthalpiekoeffizienten K_X^{est}, $K_X^{'}$ und den Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} gegenüber simulierten Steigungsparametern s_E^{sim} und dem Steigungsparameter s_E^{reg} aus einer linearen Regression.

$s_{E,K,z}$: s_E nach Gl. (3.14) mit $K_X^{est} = 1$ und $z_X^{est} = 1$

$s_{E,K}$: s_E nach Gl. (3.14) mit $K_X^{est} = 1$ und z_X^{est} nach Gl.(3.53)

$s_{E,K',z}^{\mu=0,06}$: s_E nach Gl. (3.60) mit $K_X^{'} = 1$ und $z_X = 1$

$s_{E,K'}^{\mu=0,06}$: s_E nach Gl. (3.60) mit $K_X^{'} = 1$ und z_X^{est} nach Gl.(3.53)

$s_{E,K'}^{\mu=\mu'}$: s_E nach Gl. (3.60) mit $K_X^{'} = 1$ und z_X^{est} nach Gl.(3.53)

$s_E^{\mu=\mu'}$: s_E nach Gl. (3.60) mit $K_X^{'}$ nach Gl. (3.56) und z_X^{est} nach Gl.(3.53)

s_E^{reg} : s_E nach Gl. (3.54)

Die ermittelten Werte für s_E nach Gleichung (3.14), S. 146 und (3.60) sind bei Verwendung konsistenter Stoffdatenfunktionen in der Simulation identisch. Der Vorteil von Gleichung (3.60) ergibt sich daraus, dass die modifizierten Enthalpiekoeffizienten $K_X^{'}$ dichter an Eins liegen als die herkömmlichen Koeffizienten K_X^{est} (siehe Anhang I.3). Verwendet man Gleichung (3.60) mit $K_X^{'} = 1$ und einer Abschätzung von z.B. $\mu_{DV} \approx 0{,}06$ = const., dann ergeben sich Werte $s_{E,K'}^{\mu=0{,}06}$ die kleiner sind als s_E^{est} und damit näher an der Steigung s_E^{reg} der Regressionsgeraden liegen (siehe Bild 3.16)[19]. Allerdings müsste μ_{DV} bei allen Anlagen mit mindestens 0,2 abgeschätzt werden, um $s_E^{est} \approx s_E^{\mu} \approx s_E^{reg}$ zu erreichen. Dies steht allerdings im Widerspruch zu den physikalisch möglichen Werten in einstufigen Kreisläufen mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ bzw. dem Kältemittel H_2O, da für die möglichen Temperaturhübe ΔT_L von ca. 15 bis 50 K der Drosselverlust μ_{DV} nur in einem Bereich von ca. 0,03 bis maximal 0,09 liegen kann.

Unabhängig davon, dass es auch über den Drosselverlust nicht gelingt den Unterschied zwischen u_E^{est} und u_E^{reg} zu erklären, kann Gleichung (3.60) dazu genutzt werden, um die Variation des Steigungsparameters zu analysieren bzw. die relativen Spannweiten der Steigungsparameter $\Delta\widetilde{s}(u_E)$ von ca. 5 % am Beispiel der Anlage FA2 zu erklären. Denn in Abschnitt 3.2.3.1 konnte bei Anlage FA2 die Variation von u_X^{sim} – anders als bei der Anlage RTG – nur eingeschränkt auf die Variation der Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} zurückgeführt werden, da diese bei FA2 mit relativen Spannweiten $\Delta\widetilde{s}(z_X^{est}) \lesssim 10$ % als nahezu konstant betrachtet werden können (siehe Bild 3.14, unten).

Der spezifische Drosselverlust in Gleichung 3.60 hängt nur von den Absolutdrücken und deren Differenz $\Delta p_{CE} = p_C - p_E$ bzw. dem *internen* Temperaturhub $\Delta T_L = T_{H_2O}^{LV}(p_C) - T_{H_2O}^{LV}(p_E)$ ab. Da dieser durch Änderung von *externem* Temperaturhub Δt_L *oder* -schub Δt_T in gleichsinniger Richtung beeinflusst wird [20], kann mit der Summe aus externem Temperaturschub und -hub (d.h. $\Sigma\Delta t = \Delta t_T + \Delta t_L$) die Variation des spezifischen Drosselverlustes besser korreliert werden als mit $\Delta\Delta t$. Dies verdeutlicht Bild 3.17, in dem die nach Gleichung (2.22) bei der Simulation aus Stoffdatenfunktionen ermittelten exakten Werte für μ_{DV} sowohl gegen $\Delta\Delta t$ als auch gegen $\Sigma\Delta t$ aufgetragen sind.

[19] Dabei wurde angenommen, dass die Temperaturdifferenzfaktoren $z_X^{est} \neq 1$ bekannt sind oder z.B. über das Verfahren aus Abschnitt 2.3.2 bestimmt wurden, denn bei Annahme $z_X^{est} = 1$ ist der resultierende Steigungsparameter $s_{E,K,z}^{\mu=0{,}06}$ wieder größer als $s_E^{est} = s_{E,d}^{sim}$ (siehe Bild 3.16)

[20] Im Gegensatz zur Kälteleistung, die über $\Delta\Delta t$ durch Δt_T und Δt_L in gegensinniger Richtung beeinflusst wird.

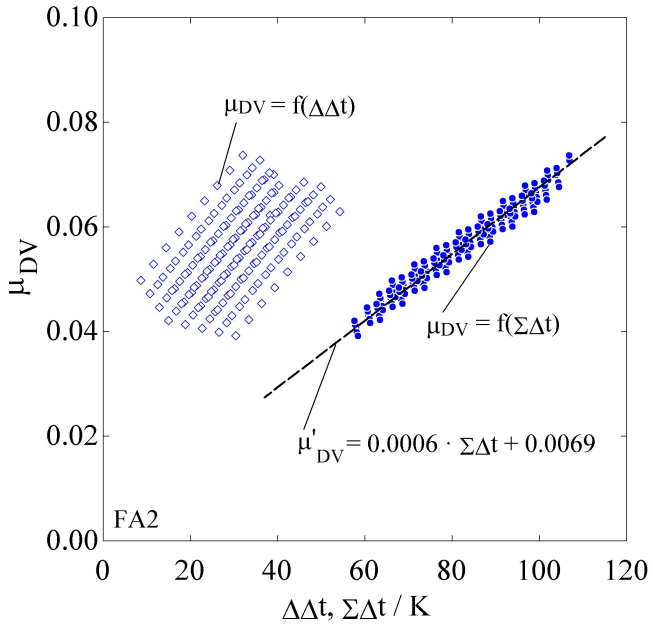


Bild 3.17: Drosselverlust als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz bzw. der Summe aus ext. Temperaturschub und -hub bei Anlage FA2.

Der aus Bild 3.17 erkennbare, näherungsweise lineare Zusammenhang

$$\mu_{DV} \approx a_\mu \cdot \Sigma\Delta t + b_\mu = \mu'_{DV} \tag{3.61}$$

ist zwar nur anlagenspezifisch und bei vorhandenen Teillastdaten bzw. Simulationsergebnissen nutzbar, da die Regressionskoeffizienten a_μ und b_μ nicht nur vom Kältemittel sondern auch von der Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten und den Verlusten im Lösungskreis abhängig sind. Bei Erweiterung der Methode kann hierzu jedoch ein genäherter Zusammenhang hergeleitet werden, dessen Koeffizienten mit konstanten Stoffdaten explizit aus den Wärmedurchlässigkeiten Y_X und dem Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r$ bestimmt werden können (siehe Anhang K.1). Nimmt man daher an, dass die Regressionskoeffizienten zur Berechnung von μ_{DV} verfügbar wären, dann lässt sich damit wegen $s_E^{\mu=\mu'} \approx s_E^{sim}$ in Bild 3.16 die Variation des Steigungsparameters bei FA2 trotz annähernd konstanter Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} mit der Variation des spezifischen Drosselverlustes unter Teillastbedingungen erklären. Bei Verwendung der Näherung $K_X^{'} = 1$ ergibt sich dann wie beim zuvor besprochenen Fall mit μ_{DV} = const. in Gleichung (3.60) eine leichte Verringerung auf $s_{E,K'=1}^{\mu=\mu'}$ (siehe Bild 3.16), aber diese Verringerung reicht bei weitem nicht aus, um den noch viel kleineren Wert $s_E^{reg} < s_{E,K'=1}^{\mu=\mu'} < s_E^{\mu=\mu'} \approx s_E^{sim} < s_{E,K=1} < s_{E,K=1,z=1}$ zu erklären. Dies liegt daran, dass in der herkömmlichen Methode ein Teil der

tatsächlich lastabhängigen Verluste nicht dem Steigungsparameter s_E^{est} sondern dem Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ zugeordnet sind. Im nachfolgenden Abschnitt wird dies detailliert untersucht.

Fazit zum Steigungsparameter

Der grundsätzliche, anlagenunabhängige Unterschied zwischen dem exakten Wert $u_E^{est} = u_{E,d}^{sim}$ aus der Simulation des Referenzpunktes und dem offensichtlich besser passenden Wert u_E^{reg} aus einer Regressionsanalyse der simulierten Teillastverläufe von $\dot{q}_E$ und $\dot{q}_D$ kann mit den Näherungen und Effekten innerhalb des Steigungsparameters nach Gleichung (3.14) bzw. (3.60), die aus konstant angenommenen aber tatsächlich variablen Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} und Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} bzw. $K_X^{'}$ resultieren, nicht erklärt werden.

Dennoch lassen sich aus der Diskussion zur Anwendung der herkömmlichen Berechnungsmethode auf drei unterschiedliche Absorptionskälteanlagen folgende Teilergebnisse festhalten:

- Die Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} in der herkömmlichen Methode bilden nicht das Verhältnis aus logarithmischem und arithmetischem Mittelwert ($\Delta T_{log,X}$ bzw. ΔT_X) der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt eines Wärmeübertragers ab, sondern das Verhältnis aus der mittleren treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,X}$ der Gesamtwärmeübertragung und der in der Methode verwendeten treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_X^{est} = t_X - T_X^{LV}$.

- Die Steigungsparameter der herkömmlichen Methode u_X^{est} stimmen auch bei konstanten Wärmedurchlässigkeiten Y_X nicht mit den Steigungen u_X^{reg} der Regressionsgeraden aus der Auftragung der Kälte- und Antriebsleistung gegen die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ überein.

  Der besonders große Unterschied zwischen u_X^{reg} und $u_X^{est} = u_{X,d}^{sim}$ bei der Anlage RTG lässt sich auf eine große Spannweite bzw. Veränderlichkeit des Temperaturdifferenzfaktors z_D^{est} zurückführen, die aus einem großen – und in Teillast veränderlichen – Unterschied zwischen $\Delta T_{m,X}$ und $\Delta T_{log,X}$ resultiert.

- Die Steigungsparameter der herkömmlichen Methode sind bei konstanten Wärmedurchlässigkeiten Y_X und nahezu konstanten Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} ebenfalls nahezu konstant. Es verbleibt jedoch eine Veränderlichkeit mit einer relativen Spannweite $\Delta\widetilde{s}(u_X)$ von ca. 5 – 10%, die z.T. aus den veränderlichen Enthalpiekoeffizienten resultiert und im wesentlichen auf den veränderlichen spezifischen Drosselverlust μ_{DV} zurückzuführen ist.

Die Veränderlichkeit der Steigungsparameter bei Anlagen mit überfluteten Desorbern ist umso größer, je stärker sich die Faktoren $z_X^{est} = \kappa_X \cdot \frac{\Delta T_{log,X}}{t_X - T_X}$ aufgrund unterschiedlicher Wärmekapazitätsströme in Teilbereichen des Wärmeübertragers X

ändern. Der aus dem Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_X resultierende Effekt auf z_X^{est} bzw. den Steigungsparameter ist umso größer je höher der Wärmestromanteil q_{D1} bei unterkühlt eintretender Lösung in den Desorber bzw. q_{A3} bei überhitzt eintretender Lösung in den Absorber ist. Durch die fehlende methodische Unterscheidung von Effekten aus bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen und Effekten aus verschiedenen, methodisch begründeten Temperaturdifferenzen kommt es je nach Bauart und Größenverteilung der vier Hauptwärmeübertrager ($X = D, E, C, A$) zu mehr oder weniger stark variierenden Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} bzw. Steigungsparametern u_E^{est}.
Die Untersuchung der Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} hat gezeigt, dass die von z_X^{est} unabhängige Veränderlichkeit des Steigungsparameters durch gesonderte, nicht lastproportionale Berücksichtigung von μ_{DV} als Funktion von $\Sigma\Delta t = \Delta t_T + \Delta t_L$ gut abgebildet werden kann. Es ist daher zu erwarten, dass sich durch eine Weiterentwicklung in der Zuordnung von Irreversibilitäten im Lösungs- und Kältemittelkreis sowie deren Veränderlichkeit in Abhängigkeit vom externen Temperaturschub und -hub (Δt_T bzw. Δt_L) eine bessere Wiedergabegenauigkeit des Teillastverhaltens gegenüber der herkömmlichen Berechnungsmethode erzielen lässt. Dieser Eindruck wird bei Betrachtung des Verlustparameters noch verstärkt.

3.2.4 Diskussion zum Verlustparameter

Die Abbildungen 3.9 bis 3.11 verdeutlichen, dass der aus Simulationsergebnissen bestimmte Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ der charakteristischen Gleichung (3.16) nicht konstant ist, sondern bei allen Anlagen zwischen ca. 1 und 8 K variiert. Daraus resultieren relative Spannweiten von über 150%. Darüber hinaus ergeben sich aus der linearen Regression der Simulationsergebnisse trotz positiver $\Delta\Delta t_{min,E}$-Werte für alle Anlagen negative Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}^{reg}$ (siehe Tabelle 3.4).
Die Ursachen und Hintergründe für veränderliche Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ wurden bereits in [Albers und Ziegler, 2009b] erläutert. Wegen ihrer großen Bedeutung im Hinblick auf eine notwendige Erweiterung der Berechnungsmethode werden sie hier mit ergänzenden Schlussfolgerungen nochmals aufgeführt. Zuvor sollen jedoch die verschiedenen und sich z.T. überlagernden Ursachen für negative Verlustparameter behandelt werden.

3.2.4.1 Untersuchung negativer Verlustparameter

Im Abschnitt 3.2.3.1 konnte durch die Untersuchung der Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} erklärt werden, warum die Steigungsparameter s_E^{reg} aus einer linearen Regression der Simulationsergebnisse bei allen Anlagen kleiner sind als die Steigungsparameter $s_{E,d}^{sim}$ an den jeweiligen Referenzpunkten. Obwohl sich die

(stark) variierenden Werte z_D^{est} und z_A^{est} auch auf den Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ entsprechend Gleichung (3.15) auswirken, lassen sich die negativen Werte der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}^{reg}$ in Tabelle 3.4 damit nicht begründen. Denn alle Werte von $\Delta\Delta t_{min,E}^{sim}$ sind im simulierten Bereich der Betriebsbedingungen größer Null (siehe Bilder S. 169 f.). Im Folgenden werden die Ursachen für $\Delta\Delta t_{min,E}^{reg} < 0$ erläutert.
Die mit Gleichung (3.13) eingeführte charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ der herkömmlichen Methode lässt sich mit Hilfe der Dühring'schen Gleichung (3.10) auch als gewichtete Summe aller bei Herleitung der Methode verwendeten treibenden Temperaturdifferenzen ΔT_X^{est} an den vier Hauptwärmeübertragern $X = D, A, C, E$ interpretieren [Riesch, 1991, S. 42].

$$\begin{aligned}\Delta\Delta t &= t_D - t_A - B\cdot(t_C - t_E) - \Big(\overbrace{T_D^{LV} - T_A^{LV} - B\cdot(T_C^{LV} - T_E^{LV})}^{=0}\Big)\\ &= t_D - T_D^{LV} + t_A - T_A^{LV} + B\cdot(t_C - T_C^{LV} + t_E - T_E^{LV})\\ &= \Delta T_D^{est} + \Delta T_A^{est} + B\cdot(\Delta T_C^{est} + \Delta T_E^{est})\end{aligned} \tag{3.62}$$

Der herkömmlichen Methode liegen damit als treibende Temperaturdifferenzen für die Wärmeübertragung die Differenzen zwischen den arithmetisch gemittelten Temperaturen der externen Seite t_X und den Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} der Dühring'schen Gleichung auf der internen Seite zugrunde. Beim Ab- bzw. Desorber stimmen diese weder mit den arithmetischen Mittelwerten der Gleichgewichtstemperaturen am Start und Ende des jeweiligen Sorptionsprozesses überein $T_X \neq (T_{Xs} + T_{Xe})/2$ noch mit den arithmetischen Mittelwerten der Ein- und Austrittstemperaturen einer ggf. überhitzt oder unterkühlt vorliegenden Lösung $T_X \neq (T_{Xi} + T_{Xo})/2$ (siehe Anhang J). In Ergänzung zu den Effekten aus verschiedenen Wärmekapazitätsströmen in den Bereichen D1 und D2, die sich über κ_D bzw. z_D^{est} auf den Steigungsparameter auswirken (siehe Abschnitt 3.2.3), ergibt sich so z.B. bei unterkühltem Lösungseintritt in den Desorber eine niedrigere, über die beiden Bereiche D1 und D2 gemittelte interne Temperatur $T_D < T_D^{est}$. Die für die Wärmeübertragungsrechnung relevante, arithmetisch gemittelte Temperaturdifferenz $\Delta T_D = t_D - T_D$ ist damit in der Simulation (und in Realität) größer, als die in der herkömmlichen Methode berücksichtigte Temperaturdifferenz ΔT_D^{est} (siehe auch Bild 3.12, S. 173). Bei überhitztem Lösungseintritt ist sie entsprechend kleiner. Zur Untersuchung der Auswirkungen dieses Unterschieds auf den (ggf. negativen) Verlustparameter werden im Folgenden für die Anlage RTG (mit überflutetem Desorber) und die Anlage FA2 (mit berieseltem Desorber) Simulationsrechnungen bei geringem Leistungsumsatz betrachtet.

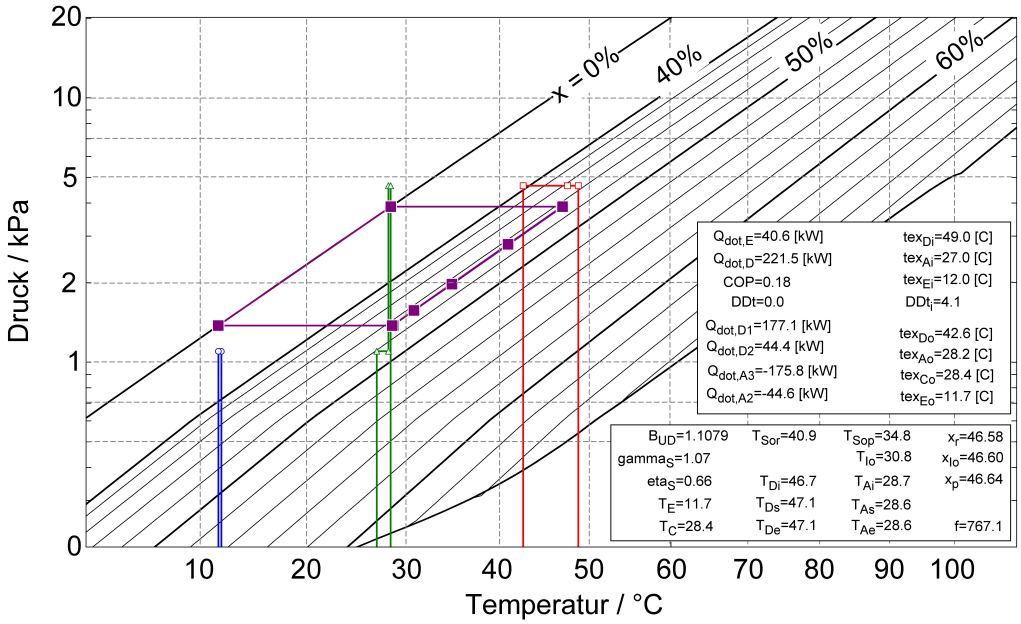


Bild 3.18: p-T-Diagramm zum Schwachlastpunkt mit $\Delta\Delta t = 0$ K für Anlage RTG bei sehr niedriger Antriebstemperatur (Eintrittstemperatur im Kalt- und Kühlwasser entsprechend Auslegung).

Der in Abbildung 3.18 dargestellte Schwachlastpunkt mit ca. 5% der Auslegungsleistung der RTG-Anlage ist Teil einer in Bild 3.19, oben dargestellten Variationsreihe der Heißwassereintrittstemperatur bei konstanter Eintrittstemperatur im Kalt- und Kühlwasser. Anders als bei den Simulationsrechnungen zu üblichen Betriebsbedingungen in Abschnitt 3.2.2 wurden hier so niedrige Heißwassereintrittstemperaturen verwendet, dass sich für $t_{Di} \lesssim 49$ °C auch negative Verlustparameter $\Delta\Delta t^{sim}_{min,E}$ aus Gleichung (3.15) ergeben (siehe Bild 3.20). Eine äquivalente Variation erfolgte für die Anlage FA2 in Bild 3.19 unten, wobei sich hier selbst mit sehr niedrigen $\Delta\Delta t$-Werten bzw. Heißwassereintrittstemperaturen $t_{Di} \lesssim 40$ °C keine Werte $\Delta\Delta t^{sim}_{min,E} < 0$ ergeben (siehe Bild 3.20).
In Ergänzung zu den Simulationsergebnissen (offene Symbole) für die spezifische Kälteleistung $\dot{q}_E$ und den COP sind in Bild 3.19 auch quadratische Regressionsgleichungen durch alle Lastpunkte der jeweiligen t_{Di}-Variation als dünne durchgezogene Linien gezeigt. Für die ebenfalls dargestellten linearen Regressionsgleichungen der t_{Di}-Variation wurden dagegen nur die ersten fünf Stützstellen mit hohem $\Delta\Delta t$ verwendet. Die zu niedrigeren $\Delta\Delta t$-Werten extrapolierten Geraden sind als dicke gestrichelte Linien dargestellt.

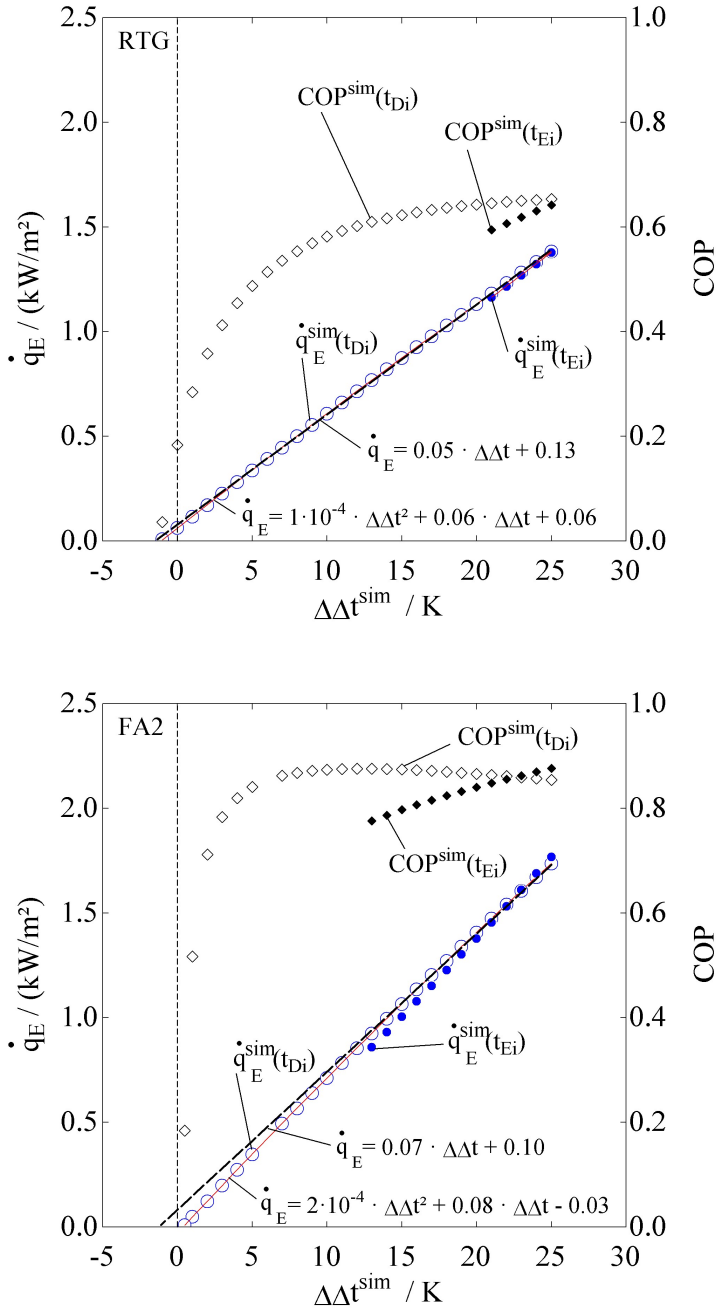


Bild 3.19: Simulationsergebnisse zur Anlage RTG (oben) und FA2 (unten) bei Variation von t_{Di} mit $t_{Ei} = t_{Ei,0}$ = const. und $t_{Ai} = t_{Ai,0}$ = const. (offene Symbole) bzw. bei Variation von t_{Ei} mit $t_{Di} = t_{Di,0}$ und $t_{Ai} = t_{Ai,0}$ (geschlossene Symbole).

Bei der Anlage RTG ist trotz des geringeren Stützstellenbereiches für die lineare Regression der t_{Di}-Variation kaum ein Unterschied zur quadratischen Regression

zu erkennen (Bild 3.19, oben). Dies gilt auch bei Verringerung der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ durch Absenkung der Kaltwassereintrittstemperatur t_{Ei} von 10 °C auf 4 °C (geschlossene Symbole). Die Variationsmöglichkeit ist hier wegen der internen Verdampfungstemperatur $T_E > 0$ zwar begrenzt, liefert aber eine im Bild nicht dargestellte Regressionsgleichung $\dot{q}_E = 0,04 \cdot \Delta\Delta t + 0,04$ mit ebenfalls $\Delta\Delta t^{reg}_{min,E} < 0$. Bei der Anlage RTG resultieren die negativen Verlustparameter daher vorrangig aus den Effekten der verwendeten treibenden Temperaturdifferenzen (speziell $\Delta T_D^{est} < \Delta T_D$), die wegen der nennenswerten Eintrittsunterkühlung der Lösung in den überfluteten Desorber zu einer tatsächlich höheren Summe der treibenden Temperaturdifferenzen führen, als dies mit $\Delta\Delta t$ berücksichtigt wird.

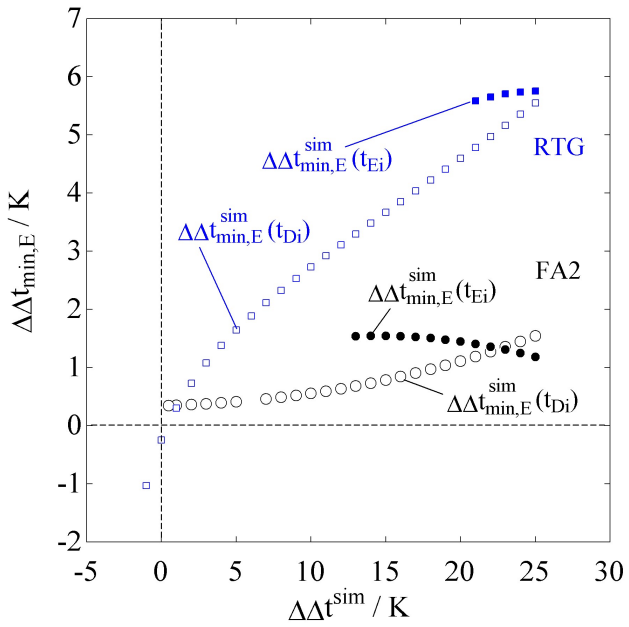


Bild 3.20: Simulationsergebnisse zum Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ für die Anlagen RTG (oberer Bereich) und FA2 (unterer Bereich) bei Variation von t_{Di} mit $t_{Ei} = t_{Ei,0}$ und $t_{Ai} = t_{Ai,0}$ (offene Symbole) bzw. bei Variation von t_{Ei} mit $t_{Di} = t_{Di,0}$ und $t_{Ai} = t_{Ai,0}$ (geschlossene Symbole).

Bei Anlage FA2 ist dies nicht der Fall. Hier unterscheiden sich die Differenzen ΔT_D^{est} und ΔT_D nur wenig. Dementsprechend sind alle Werte $\Delta\Delta t^{sim}_{min,E} > 0$ (siehe Bild 3.20). Stattdessen kann hier ein linearer Regressionskoeffizient $\Delta\Delta t^{reg}_{min,E} < 0$ mit einem tatsächlich nichtlinearen Verlauf $\dot{q}_E(\Delta\Delta t)$ begründet werden. Durch diese Nichtlinearität kommt der Auswahl der simulierten (oder gemessenen) Betriebspunkte eine Bedeutung zu, die in einer Regressionsanalyse verwendet werden. Würde man z.B. eine lineare Regression nur über die niedrigen Werte $\Delta\Delta t < 10$ K

bzw. $t_{Di} < 54$ °C in Bild 3.19 unten durchführen, wäre der Verlust- bzw. Regressionsparameter dieser Auswahl $\Delta\Delta t^{reg}_{min,E} > 0$. Gleiches gilt für die Regression über die t_{Ei}-Variation. Auch die in Bild 3.19 unten aus Übersichtlichkeitsgründen nur im mittleren $\Delta\Delta t$-Bereich dargestellte Regressionsgerade über *alle* Betriebspunkte (d.h. unabhängig von t_{Di}- oder t_{Ei}-Variation) weist mit $\dot{q}^{reg}_E = 0,07 \cdot \Delta\Delta t - 0,01$ ebenfalls einen positiven x-Achsenabschnitt bzw. $\Delta\Delta t^{reg}_{min,E}$-Wert aus. Dass durch lineare Regression über alle Simulationsergebnissen zur Anlage FA2 in Abschnitt 3.2.2 dennoch ein negativer Wert für den Verlustparameter $\Delta\Delta t^{reg}_{min,E}$ ermittelt wird (siehe Tabelle 3.4), liegt daher weniger an dem insgesamt zu schwachen Effekt aus einem nichtlinearen Verlauf $\dot{q}_E(\Delta\Delta t)$, sondern wiederum an der Veränderlichkeit des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E}$ selbst [21].
Neben der Problematik eines negativen Verlustparameters $\Delta\Delta t^{reg}_{min,E}$ trotz positiver $\Delta\Delta t^{sim}_{min,E}$-Werte ist aus Bild 3.19, unten auch zu erkennen, dass bei Verringerung von t_{Ei} der COP abfällt, wohingegen er bei gleicher Variation von $\Delta\Delta t$ aber durch Verringerung von t_{Di} zunächst noch leicht ansteigt. Dies lässt sich mit der herkömmlichen Methode – die zwei Geradengleichungen für Kälte- und Antriebsleistung mit monoton steigendem $COP(\Delta\Delta t)$ postuliert – nicht vereinbaren und ist ebenfalls auf eine last*un*abhängige Veränderlichkeit des Verlustparameters zurückzuführen, die nachfolgend erläutert wird.

3.2.4.2 Veränderlichkeit des Verlustparameters

In der herkömmlichen Methode werden die thermodynamischen Verluste bei der Wärmeübertragung im Lösungswärmeübertrager sowie die Effekte aus Lösungsunterkühlung und/oder -überhitzung in den Teilwärmeströmen $\dot{Q}^{loss}_D$ und $\dot{Q}^{loss}_A$ zusammengefasst (siehe Ziegler [1998b]).

$$\dot{Q}_D = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h^{V}_{Do} - h_{De}) + \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{De} - h_{Sor})}_{\dot{Q}^{loss}_D} > 0 \tag{3.63}$$

$$\dot{Q}_A = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Sop} - h^{V}_{Eo}) + \underbrace{\dot{m}_r \cdot (h_{Ae} - h_{Sop})}_{\dot{Q}^{loss}_A} < 0 \tag{3.64}$$

Diese Wärmeströme bilden die Grundlage für den Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ (siehe Gleichung (3.15), S. 146). Als Alternative dazu wurde von Albers und Ziegler [2009b] gezeigt, dass $\Delta\Delta t_{min,E}$ auch über die Energiebilanz am Lösungswärmeüber-

[21] Aus Bild 3.20 folgt z.B., dass bei Änderung von $\Delta\Delta t$ zwischen 25 und 15 K die Werte $\Delta\Delta t^{sim}_{min,E}$ bei Variation von t_{Ei} ansteigen und bei Variation von t_{Di} geringer werden, obwohl in beiden Fällen eine annähernd gleiche Laständerung $\dot{q}_E$ von ca. 1,8 $\mathrm{kW/m^2}$ auf 0,8 $\mathrm{kW/m^2}$ vorhanden ist.

trager hergeleitet werden kann.

$$\dot{Q}_{S,p} = \dot{W}_p \cdot (T_{Sop} - T_{De}) = -\dot{W}_r \cdot (T_{Sor} - T_{Ae}) \tag{3.65}$$

Aus (3.64) ergibt sich durch Verwendung der Gesamtmassenbilanz $\dot{m}_r = \dot{m}_p + \dot{m}_{R,tot}$

$$\dot{Q}_A = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Ae} - h^V_{Eo}) + \underbrace{\dot{m}_p \cdot (h_{Ae} - h_{Sop})}_{\dot{Q}_A^{\prime\, loss}}, \tag{3.66}$$

so dass durch Addition von $0 = -h^{id}_{Sop} + h^{id}_{Sop}$ der Lösungswärmeübertragerverlust $\dot{Q}_S^{loss}$ aus dem Wärmestrom $\dot{Q}_A^{\prime\, loss}$ in Gleichung (3.66) separiert werden kann.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_A^{\prime\, loss} &= \dot{m}_p \cdot \Big((h_{Ae} - h^{id}_{Sop}) + (h^{id}_{Sop} - h_{Sop}) \Big) \\ &= \underbrace{-\dot{m}_p \cdot \Delta h^{id}_A}_{\dot{Q}^{id}_{A,h}} \underbrace{- \dot{m}_p \cdot (1 - \eta_S) \cdot \Delta h_{max}}_{\dot{Q}_S^{loss}} \end{aligned} \tag{3.67}$$

Dabei ist h^{id}_{Sop} die Enthalpie, die sich im idealen Fall eines unendlich großen Lösungswärmeübertragers mit $T^{id}_{Sop} = T_{Ae}$ ergeben würde und Δh_{max} ist die zur maximalen Temperaturdifferenz $\Delta T_{max,S} = T_{De} - T_{Ae} = T_{De} - T^{id}_{Sop}$ zugehörige Enthalpiedifferenz auf der kältemittelarmen Seite des LWT (siehe Bild 2.13, S. 32).
In analoger Weise ergeben sich die Teilwärmeströme von $\dot{Q}_D^{loss}$

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D^{loss} &= \dot{m}_r \cdot \Big((h_{De} - h^{id}_{Sor}) + (h^{id}_{Sor} - h_{Sor}) \Big) \\ &= \underbrace{\dot{m}_r \cdot \Delta h^{id}_D}_{\dot{Q}^{id}_{D,h}} + \underbrace{\dot{m}_p \cdot (1 - \eta_S) \cdot \Delta h_{max}}_{\dot{Q}_S^{loss}}, \end{aligned} \tag{3.68}$$

wobei durch $h^{id}_{Sor} = h(T^{id}_{Sor}, x_r)$ die maximal mögliche Temperatur T^{id}_{Sor} festgelegt ist, die auch bei unendlich großer Wärmedurchlässigkeit Y_S wegen des größeren Wärmekapazitätsstroms $\dot{W}_r > \dot{W}_p$ kleiner als T_{De} ist (siehe Abschnitt 2.1.1.5, S. 32).
Durch Einsetzen von (3.67) und (3.68) in Gleichung (3.15) kann der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ schließlich auch wie folgt geschrieben werden:

$$\Delta\Delta t_{min,E} = \underbrace{\overbrace{\dot{Q}^{id}_S \cdot (1 - \eta_S)}^{\dot{Q}_S^{loss}} \cdot \left(\frac{1}{Y_D \cdot z_D^{est}} + \frac{1}{Y_A \cdot z_A^{est}} \right)}_{\Lambda} + \underbrace{\frac{\dot{Q}^{id}_{D,h}}{Y_D \cdot z_D^{est}}}_{\Gamma} \underbrace{- \frac{\dot{Q}^{id}_{A,h}}{Y_A \cdot z_A^{est}}}_{\Omega} \tag{3.69}$$

Aus den Termen Λ, Γ und Ω ist zu erkennen, dass der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ nicht nur den Lösungswärmeübertragerverlust $\dot{Q}_S^{loss}$ berücksichtigt, sondern auch

diejenigen Wärmeströme $\dot{Q}^{id}_{A,h}$ und $\dot{Q}^{id}_{D,h}$, die im Ab- und Desorber selbst bei unendlich großem Lösungswärmeübertrager zur Änderung der Enthalpie der reichen und armen Lösung bis zur Austrittszusammensetzung und -temperatur (d.h. bei Vernachlässigung von Überhitzung und Unterkühlung $h_{Ao} = h_{Ae}(T_{Ae} = T_{Sir}, x_r)$ bzw. $h_{Do} = h_{De}(T_{De} = T_{Sip}, x_p)$) übertragen werden müssen. Diese Wärmeströme können insbesondere bei Anlagen mit einer hohen thermischen Effizienz den Effekt des Lösungswärmeübertragerverlusts übersteigen und zur dominierenden Größe im Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ werden.

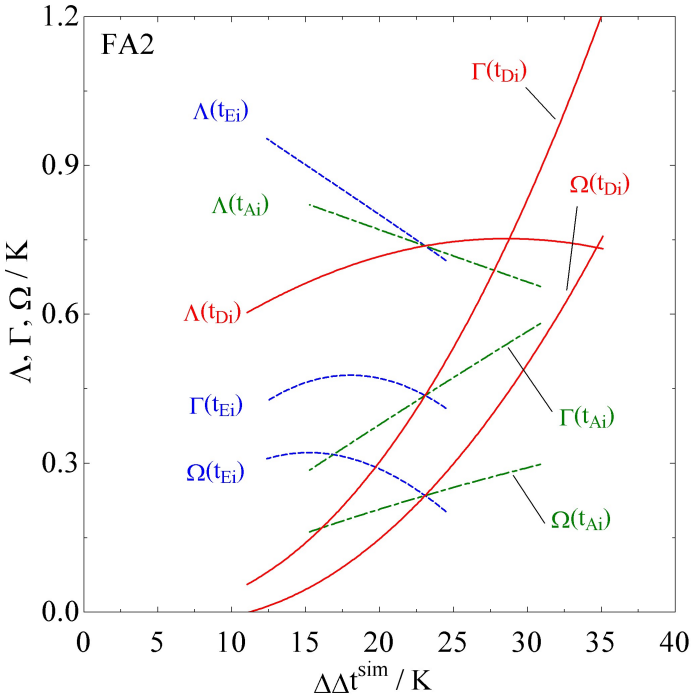


Bild 3.21: Abhängigkeit der Verlustterme Λ, Γ und Ω bei Variation der externen Eintrittstemperaturen t_{Xi}.

In Bild 3.21 ist dies beispielhaft für die Variationen der Eintrittstemperaturen (t_{Di}, t_{Ai}, t_{Ei}) bei der Kälteanlage FA2 dargestellt. Die drei Terme Λ, Γ und Ω des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E}$ nach Gleichung (3.69) sind als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^{sim}$ aufgetragen. Mit steigender Antriebstemperatur t_{Di} (bzw. steigendem Schub Δt_T) steigen im Mittel über den betrachteten Bereich 10 K $\lesssim \Delta\Delta t^{sim} \lesssim$ 35 K alle drei Terme an (siehe Verläufe von $\Lambda(t_{Di})$, $\Gamma(t_{Di})$ und $\Omega(t_{Di})$). Mit steigender Kaltwassertemperatur t_{Ei} (bzw. fallendem Hub Δt_L) ist die Tendenz umgekehrt bzw. die Summe aus allen drei Termen $\Lambda(t_{Ei})$, $\Gamma(t_{Ei})$ und $\Omega(t_{Ei})$ verringert sich. Im Gegensatz dazu ändert sich die Summe der drei Terme (und damit auch $\Delta\Delta t_{min,E}$) bei Variation der Kühlwassertemperatur nur schwach, da

$\Lambda(t_{Ai})$ fällt, aber gleichzeitig $\Gamma(t_{Ai})$ und $\Omega(t_{Ai})$ ansteigen. Ein einheitlicheres Bild ergibt sich, wenn $\Delta\Delta t_{min,E}$ als Funktion der Summe aus externem Temperaturschub und -hub ($\Sigma\Delta t = \Delta t_T + \Delta t_L$) dargestellt wird (siehe Bild 3.22).

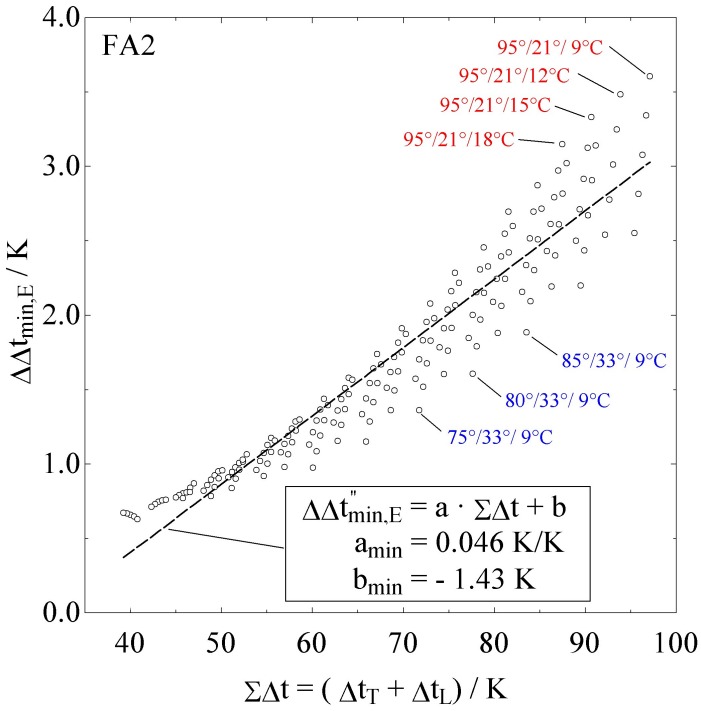


Bild 3.22: Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ und Näherung $\Delta\Delta t''_{min,E}$ als Funktion der Summe aus externem Temperaturschub und -hub $\Sigma\Delta t$.

Ursache für die gute Korrelation von $\Delta\Delta t_{min,E}$ mit Δt_L bzw. $\Sigma\Delta t$ ist, dass im Gegensatz zur Differenz $\Delta\Delta t = \Delta t_T - B \cdot \Delta t_L$ über die Summe von Δt_T und Δt_L die Lage bzw. geometrische Form des Prozesses im Lösungsfeld, d.h. die Breite des Doppeltrapezes sowie dessen Höhe und damit indirekt die Größe der Irreversibilitäten, parametrierbar ist. Je größer bzw. breiter das Doppeltrapez, umso größer ist z.B. auch der Lösungswärmeübertragerverlust, der in Bild 3.23 durch $\Delta T_{max,S}$ symbolisiert ist. Eine quantitative Darstellung dieses Zusammenhangs am Beispiel der in Bild 3.23 durch helle Doppeltrapeze angedeuteten Laständerung bei Variation von t_{Ei} im Vergleich zur gleichen Laständerung durch Variation von t_{Di}, findet sich im Anhang I.4.
In Albers und Ziegler [2009b] wurde gezeigt, dass eine lineare Regressionsgleichung

$$\Delta\Delta t''_{min,E} = a_{min} \cdot \Sigma\Delta t + b_{min} \tag{3.70}$$

gefunden werden kann (siehe gestrichelte Linie in Bild 3.22 mit Werten für a_{min} und b_{min}), die für alle Lastzustände den veränderlichen Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ auf

ca. $\pm 0,5$ K genau wiedergibt. Trotz der qualitativ guten Korrelation besteht auch hier (wie schon beim Drosselverlust $\mu_{DV} \approx a_\mu \cdot \Sigma\Delta t + b_\mu$, S. 184) für eine allgemeine Anwendbarkeit des Zusammenhangs die Schwierigkeit in der quantitativen Bestimmung der Regressionskoeffizienten a_{min} und b_{min}.

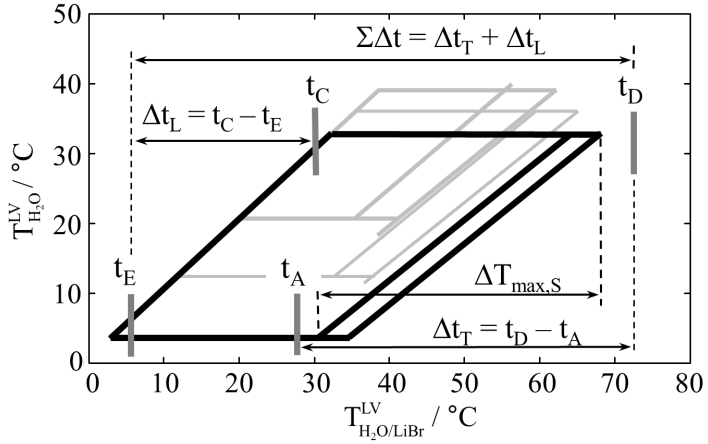


Bild 3.23: Darstellung zum Zusammenhang zwischen $\Sigma\Delta t$ und der geometrischen Form des Prozesses bzw. der Größe des Doppeltrapezes im Lösungsfeld.

Andererseits können mit der erläuterten Veränderlichkeit des Verlustparameters zumindest die negativen Verlustparameter der Regressionsgeraden erklärt werden, ebenso wie das Verhältnis $u_D^{reg}/u_E^{reg} > K_D^{est}$. Denn durch Einsetzen der Regressionsgleichung (3.70) in die charakteristische Gleichung (3.16), S. 146 folgt:

$$\dot{Q}_E = \underbrace{s_E \cdot (1 - a_{min})}_{s'_E} \cdot \left(\underbrace{\Delta t_T - \frac{B + a_{min}}{1 - a_{min}} \cdot \Delta t_L}_{\Delta\Delta t'_E} - \underbrace{\frac{b_{min}}{1 - a_{min}}}_{\Delta\Delta t'_{min,E}} \right) . \tag{3.71}$$

Bei Verwendung von konstanten Werten für a_{min} und b_{min} ist Gleichung (3.71) wiederum eine lineare Gleichung einer veränderten charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t'_E$ mit den charakteristischen Parametern s'_E, $\Delta\Delta t'_{min,E}$ und einem Pseudo-Dühring-Parameter $B'_E = \frac{B+a_{min}}{1-a_{min}}$. Zusammen berücksichtigen diese die mittlere, lineare Veränderlichkeit der Irreversibilitäten im Lösungskreis (ausgedrückt durch den veränderlichen Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ als Funktion von $\Sigma\Delta t$). Da diese Irreversibilitäten mit $\Sigma\Delta t$ ansteigen (d.h. $a_{min} > 0$) wird verständlich, warum der Steigungsparameter aus der Regression $s_E^{reg} \approx s'_E$ in jedem Lastpunkt kleiner ist als der durch die herkömmlichen Methode postulierte Steigungsparameter s_E^{est}. Wegen $a_{min} < 1$ und $b_{min} < 0$ ist dann auch $\Delta\Delta t'_{min,E} \approx \Delta\Delta t^{reg}_{min,E} < 0$ plausibel.

Durch Einsetzen der Regressionsgleichung (3.70) in die charakteristische Gleichung (3.22) der Antriebsleistung ergibt sich dagegen

$$\dot{Q}_D = \underbrace{s_E^{est} \cdot (1 - \sigma_{min} \cdot a_{min})}_{s_D'} \cdot \left(\underbrace{\Delta t_T - B_D' \cdot \Delta t_L}_{\Delta\Delta t_D'} - \underbrace{\frac{b_{min}}{1 - \sigma_{min} \cdot a_{min}}}_{\Delta\Delta t_{min,D}'} \right) \tag{3.72}$$

mit

$$B_D' = \frac{B + \sigma_{min} \cdot a_{min}}{1 - \sigma_{min} \cdot a_{min}} \,, \tag{3.73}$$

so dass für das Verhältnis $u_D^{reg} \,/\, u_E^{reg} \approx s_D' \,/\, s_E'$ folgt

$$\frac{s_D'}{s_E'} = K_D^{est} \cdot \frac{1 - \sigma_{min} \cdot a_{min}}{1 - a_{min}} \,. \tag{3.74}$$

Das Verhältnis der Steigungsparameter für Antriebs- und Kälteleistung ist damit nicht nur durch den Enthalpiekoeffizienten $K_D^{est} \approx 1,05$ festgelegt, sondern wird ebenfalls durch die veränderlichen Irreversibilitäten im Lösungskreis (ausgedrückt durch a_{min}) sowie die Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten (ausgedrückt durch σ_{min}, siehe Abschnitt 3.2.1) bestimmt. Mit den Koeffizienten $a_{min} < 1$ und $\sigma_{min} < 0$ wird damit auch das aus den Simulationsergebnissen S. 164 f. erkennbare Verhältnis $u_D^{reg} \,/\, u_E^{reg} > K_D^{est}$ verständlich.

Fazit zum Verlustparameter

Es wurden drei Effekte diskutiert, durch die die scheinbare bzw. sichtbare Größe des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ bzw. $\Delta\Delta t_{min,E}^{reg}$ in der Auftragung $\dot{Q}_E$ gegen $\Delta\Delta t$ beeinflusst wird:

- Auswirkung des Unterschieds zwischen den in der herkömmlichen Methode verwendeten treibenden Temperaturdifferenzen ΔT_X^{est} und den tatsächlichen mittleren treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{m,X}$ in den Hauptwärmeübertragern $X = D, E, C, A$.
- Auswirkung der Nichtlinearität im Verlauf $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E(\Delta\Delta t)$.
- Veränderlichkeit des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ als Funktion von externem Temperaturhub Δt_T und -schub Δt_L.

Die Unterschiede zwischen ΔT_X^{est} und $\Delta T_{m,X}$ resultieren aus bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen, die vor allem bei unterkühlt oder überhitzt eintretender Lösung in den De- bzw. Absorber auftreten. Bei hinreichend großer Unterkühlung bzw. Überhitzung ist auch $\dot{Q}_E > 0$ bei $\Delta\Delta t = 0$ möglich [22].

[22] Die prinzipielle Möglichkeit bei $\Delta\Delta t \lesssim 0$ eine Kälteleistung $\dot{Q}_E > 0$ zu erzielen wurde von Schweigler et al. [2002b] auch für Adsorptionskälteanlagen festgestellt. Anstelle einer Weiterent-

Negative Verlustparameter $\Delta\Delta t^{est}_{min,E} < 0$ bzw. $\Delta\Delta t^{reg}_{min,E} < 0$ können dagegen sowohl aus den verwendeten Temperaturdifferenzen ΔT^{est}_X in der herkömmlichen Methode als auch aus einem tatsächlich nichtlinearen Verlauf $\dot{Q}_E(\Delta\Delta t)$ resultieren. Für die Gesamtcharakteristik des Teillastverhaltens von einstufigen Absorptionskälteanlagen sind die Nichtlinearitäten jedoch von untergeordneter Bedeutung. Sie werden i.A. durch einen wesentlicheren Effekt überlagert, der aus einer Veränderlichkeit des Verlustparameters resultiert, die mit der Summe $\Sigma\Delta t = \Delta t_T + \Delta t_L$ aus externem Hub und Schub korreliert werden kann.

Bereits von Hellmann et al. [1998] wurde festgestellt, dass durch Variation des Verlustparameters $\Delta\Delta t^{est}_{min,E}$ (dort als Funktion von $\Delta\Delta t$ und nicht Δt_L bzw. $\Sigma\Delta t$) die Ergebnisse der Berechnungsmethode besser mit Ergebnissen aus Kreislaufsimulationen in Übereinstimmung gebracht werden können, als mit konstantem Verlustparameter. Im Gegensatz zur $\Sigma\Delta t$-Korrelation (3.70), die für alle Lastzustände zufriedenstellende Ergebnisse liefert, konnten die Parameter a und b für den Zusammenhang $\Delta\Delta t^{est}_{min,E} = a \cdot \Delta\Delta t + b$ in Hellmann et al. [1998] aber nur für einen einzigen Temperaturhub angegeben werden. Von Hellmann et al. [1998, S. 225] wurde daraus folgendes Fazit gezogen: "*The significant improvement in accuracy is obtained at the expense of having to provide [...] two parameters [...] that reflect the correlation between $\Delta\Delta t_{min}$ and $\Delta\Delta t$. Those two parameters do not result from the exact numerical simulations in a straightforward way, or cannot be estimated based on the UA values, heat exchanger loss, and internal fluid properties, as is possible for the [other characteristic,* Albers*] parameters [...] and they are therefore somewhat difficult to determine for a particular chiller.*"
Im nachfolgenden Kapitel soll gezeigt werden, dass es durch eine andere Aufteilung der Gesamtwärmeströme $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ und $\dot{Q}_A = \dot{Q}_{A1} + \dot{Q}_{A2}$ mit Berücksichtigung von ggf. bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen, *doch* gelingen kann, einen Zusammenhang für den Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ zu ermitteln, dessen Koeffizienten explizit aus den Wärmedurchlässigkeiten, dem Lösungsmassenstrom und als konstant annehmbarer Stoffeigenschaften abgeleitet werden können. In Abschnitt 3.3.2 und 3.3.3 erfolgt dann die Berücksichtigung dieses Zusammenhangs zur Ermittlung von variablen Verlustparametern für eine erweiterte Methode der charakteristischen Gleichungen.

wicklung der Berechnungsmethode zur Berücksichtigung dieser Effekte wird dort allerdings wieder auf eine rechenintensive Kreislaufsimulation zurückgegriffen. Durch die in Kapitel 3.3 dargestellte Erweiterung der charakteristischen Gleichungen kann dieser Aufwand sowohl für Ad- als auch für Absorptionskälteanalgen vermieden werden (vergl. [Albers et al., 2013a]).

3.3 Erweiterung der Berechnungsmethode

Ein wesentliches Hindernis für die praktische Anwendung der herkömmlichen Methode liegt darin, dass gemessene oder simulierte Teillastzustände lediglich nachgerechnet, aber nur ungenau postuliert werden können. Mit der herkömmlichen Methode kann zwar erklärt werden, warum sich das Teillastverhalten einer Anlage näherungsweise linear mit der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ verhält. Eine hinreichend genaue Berechnungsvorschrift, wie diese charakteristischen Geraden- bzw. Regressionsgleichungen ohne interne Prozessrechnungen zu ermitteln sind, liegt jedoch bisher nicht vor. Dies gilt insbesondere für den Fall variierender externer Volumenströme, da dann die notwendige Voraussetzung für konstante Wärmedurchlässigkeiten bzw. konstante charakteristische Parameter nicht mehr erfüllt ist. Bei konsequenter Anwendung (d.h. bei Verzicht auf interne Kreislaufrechnungen und anlagenspezifische Regressionsanalysen) ergeben sich durch die herkömmliche Methode Fehler von bis zu 20% (siehe Schweigler [1999, S. 28], Hellmann et al. [1998, S. 225]), die für einzelne Anlagen jedoch auch größer ausfallen können (siehe Abschnitt 3.2). Die Größe der Fehler ist außerdem vom gewählten Referenzpunkt abhängig, an dem die charakteristischen Parameter bestimmt wurden. Damit ist eine allgemeingültige Verwendung der herkömmlichen Methode für die Regelung von Absorptionskälteanlagen stark eingeschränkt, wenn nicht gar unmöglich.
In den folgenden Abschnitten 3.3.1 bis 3.3.5 wird deshalb eine Erweiterung der Berechnungsmethode beschrieben, durch die den realen Variationen im Steigungs- und Verlustparameter (die in der herkömmlichen Methode als konstant angenommen werden) besser Rechnung getragen wird. Hierbei wird auch das Verfahren aus 2.3.6 zur Berücksichtigung von variablen externen Volumenströmen integriert.
Als Ausgangspunkt der Herleitung wird wie bei der herkömmlichen Methode die Dühring-Gleichung genutzt, mit der die Siedepunktserhöhung der Lösung im De- und Absorber gegenüber dem reinen Kältemittel im Kondensator und Verdampfer abgebildet wird.

$$T_{D2} - T_{A2} = B_{X2} \cdot (T_C - T_E) \tag{3.75}$$

Der Dühring-Parameter B_{X2} ist hier als Pseudo-Dühring-Parameter zu verstehen, der die arithmetischen Mitteltemperaturen in den Wärmeübertragungsbereichen A2 und D2 verbindet, die aber nicht genau auf der Isostere einer Lösung mit mittlerem Salzmassenanteil x_m liegen, d.h. $B_{X2} \neq B(x_m)$. Der Unterschied zwischen B_{X2} und $B(x_m)$ ist jedoch so klein, dass Gleichung (3.75) äquivalent zur Dühring-Gleichung (2.6), S. 16 verwendet werden kann (siehe auch Anhang J).

In den Bereichen D2 und A2 erfolgt die Desorption bzw. Absorption des umlaufenden Kältemittelmassenstroms im Phasengleichgewicht bei konstantem Siededruck $p_D = p_C = p^{LV}(T_C)$ bzw. $p_A = p_E = p^{LV}(T_E)$ (siehe Abschnitt 2.2.1 und 2.3.3). Der Eintrittszustand der kältemittelreichen bzw. kältemittelarmen Lösung in den Desorber- bzw. Absorberbehälter ist jedoch i.d.R. überhitzt oder unterkühlt. Zum Abbau der Überhitzung oder Unterkühlung bzw. zur Übertragung der damit verbundenen Wärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ bzw. $\dot{Q}_{A3}$ (in einem dem Bereich D2 bzw. A2 vorgelagerten Wärmeübertragungsbereich D1 bzw. A3) ergeben sich verschiedene Möglichkeiten der Prozessführung. Abhängig von der Bauform des jeweiligen Wärmeübertragers kann es dabei vor dem Auftreffen der Lösung auf die Wärmeübertragungsfläche zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommen (z.B. bei berieselten Desorbern) oder auch nicht (z.B. bei überfluteten Desorber).
Die Bauform bzw. die daraus resultierende Prozessführung (mit der zugehörigen Berechnungsvariante $V = A, B$ zur bereichsweisen Wärmeübertragung, siehe S. 81) hat nicht nur Auswirkungen auf die treibenden Temperaturdifferenzen für die Übertragung der Teilwärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ bzw. $\dot{Q}_{A3}$, sondern auch auf die Übertragung der Gesamtwärmeströme $\dot{Q}_{X,V}$ mit $X = D, A$. Die Leistungscharakteristik von Absorptionskälteanlagen wird damit sowohl durch die thermische Größe der Wärmeübertrager als auch durch ihre Bauform bzw. die damit verbundene interne Prozessführung beeinflusst.
Es unterscheiden sich also zum Einen die Mitteltemperaturen T_{X2} in der Dühring-Gleichung (3.75) von den arithmetischen Mitteltemperaturen $T_{X,V}$ zur Berechnung der Wärmeströme $\dot{Q}_{X,V}$ (siehe Gleichung (3.76)) und zum Anderen sind die Temperaturen $T_{X,V}$ abhängig von der Prozessführung und der daraus resultierenden Unterschiedlichkeit der intern wirksamen Wärmekapazitätsströme, die zu unterschiedlichen Temperaturdifferenz- und Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren ($z_{X,V}$ bzw. $\kappa_{X,V}$) für die Gesamtwärmeübertragungsrechnung führen[23].

$$T_{X,V} = \frac{T_{Xi} + T_{Xo}}{2} = t_X - \frac{\dot{Q}_{X,V}}{Y_X \cdot z_{X,V} \cdot \kappa_{X,V}} \tag{3.76}$$

Deshalb erfolgt die Herleitung von charakteristischen Gleichungen in Abschnitt 3.3.2 und 3.3.3 sowie der dazu notwendigen Zusammenhänge zwischen $T_{X,V}$ und T_{X2} getrennt für Bauformen mit und ohne Möglichkeit zu adiabaten Sorptionsvorgängen.

[23] Zur Gesamtwärmeübertragungsrechnung siehe Abschnitt 2.3.7. Die Unterschiede zwischen den Mitteltemperaturen T_{X2}, $T_{X,V}$, T_X^{LV} etc. sind dagegen im Anhang J geschlossen dargestellt

Für die Berechnung der Produkte $z_{X,V} \cdot \kappa_{X,V}$ in Gleichung (3.76) zur Berücksichtigung von unterschiedlichen Wärmekapazitätsströme in den Bereichen D1 und A3 gegenüber den Bereichen D2 und A2 wird für beide Bauformen (bzw. Berechnungsvarianten $V = A, B$) die bereichsweise Aufteilung des Gesamtwärmestroms in $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ bzw. $\dot{Q}_A = \dot{Q}_{A2} + \dot{Q}_{A3}$ benötigt. Deswegen wird den Herleitungen von charakteristischen Gleichungen für Variante A und B ein Abschnitt zur Berücksichtigung der Wärmestromaufteilung vorangestellt.
Bei der anschließenden getrennten Herleitung ergibt sich für Bauformen ohne Möglichkeit zu adiabaten Sorptionsvorgängen (d.h. bei Variante B) ein Vorteil aus der Verwendung von dimensionslosen Temperaturänderungen P_X zusammen mit den maximalen Temperaturdifferenzen $\Delta T_{max,X}$ anstelle der Temperaturdifferenzfaktoren z_X zusammen mit den arithmetischen Temperaturdifferenzen $\Delta T_{arith,X}$ zur Vermeidung der logarithmischen Mittelwerte $\Delta T_{log,X}$[24]. Damit lässt sich das Teillastverhalten von Absorptionskälteanlagen direkt als Funktion der *Eintritts*temperaturen t_{Xi} beschreiben (die zu einer charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ zusammengefasst werden), ohne dass die Austrittstemperaturen t_{Xo} für die Bildung der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ (siehe Gleichung (3.13), S. 145) aus den externen *Mittel*temperaturen $t_X = (t_{Xi} + t_{Xo})/2$ benötigt werden. Dieser Vorteil wird anschließend auch für eine allgemeine Darstellung der charakteristischen Gleichungen genutzt.
Zusätzlich zu verschiedenen Bauformen des De- und Absorbers werden Absorptionskälteanlagen mit serieller und paralleler Kühlwasserführung zwischen Absorber und Kondensator realisiert. Zur Strukturierung der aus Bauform, Wärmestromaufteilung und Kühlwasserführung resultierenden Kombinationsmöglichkeiten, sowie der damit verbundenen Effekte auf das Teillastverhalten, wird die Erweiterung der Berechnungsmethode in fünf Schritten vollzogen:

1. Lastabhängige Darstellung der Wärmestromaufteilung $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ und $\dot{Q}_A = \dot{Q}_{A2} + \dot{Q}_{A3}$, die unabhängig von Bauform und Kühlwasserführung ist,

2. Herleitung von charakteristischen Gleichungen für Ab- und Desorberbauformen mit vorgelagerten adiabaten Sorptionsvorgängen (Variante A),

3. Herleitung von charakteristischen Gleichungen für Ab- und Desorberbauformen ohne vorgelagerte adiabate Sorptionsvorgänge (Variante B),

4. Berücksichtigung der seriellen Kühlwasserführung für alle Bauformen bzw. Berechnungsvarianten in einer allgemeinen Darstellung,

5. Darstellung von charakteristischen Gleichungen für die Regelung.

[24] Der analytische Zusammenhang zwischen z und P ist in Anhang C dargestellt.

3.3.1 Wärmestromaufteilung

Ziel dieses Abschnitts ist es, den internen Teilwärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ – und analog dazu $\dot{Q}_{A3}$ – lastabhängig (d.h. als explizite Funktion von $\dot{Q}_E$) zu ermitteln, um diese Darstellung für den bauartabhängigen Zusammenhang zwischen der mittleren Temperatur $T_{D,V}$ bzw. $T_{A,V}$ in der Wärmeübertragungsgleichung (3.76) und der verwendeten Temperatur T_{D2} bzw. T_{A2} in der Dühring-Gleichung (3.75) bei Herleitung von charakteristischen Gleichungen in Abschnitt 3.3.2 und 3.3.3 nutzen zu können. Der entscheidende Unterschied zur herkömmlichen Methode liegt dabei darin, dass der Gesamtwärmestrom (z.B. $\dot{Q}_D$) nicht in die Teilwärmeströme an den Kältemittel- und Lösungsmassenstrom unterteilt wird (d.h. $\dot{Q}_E \cdot K_D^{est}$ und $\dot{Q}_D^{loss}$ s. Gl. (3.4), S. 143), sondern in Teilwärmeströme mit gleicher spezifischer Wärmekapazität.

$$\begin{aligned}\dot{Q}_D &= \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2} \\ &= (T_{Ds} - T_{Sor}) \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r} + (T_{De} - T_{Ds}) \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}\end{aligned} \tag{3.77}$$

Für die Ermittlung wird ausgenutzt, dass der interne Absorptionskältekreislauf bei vorgegebenen externen Eintrittstemperaturen und -volumenströmen durch die fünf Wärmedurchlässigkeiten Y_D, Y_A, Y_C, Y_E, Y_S und den gepumpten Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r$ eindeutig fixiert ist (siehe Anhang B). D.h. außer den in Abschnitt 2.1.1.5 aufgeführten Irreversibilitäten treten keine weiteren auf. Neben den Wärmeströmen in den Hauptwärmeübertragern sind damit auch alle Teilwärmeströme festgelegt (wie z.B. die Leistung des Lösungswärmeübertragers $\dot{Q}_S$ bzw. der Lösungswärmeübertragerverlust $\dot{Q}_S^{loss}$ oder der Drosselverlust $\dot{Q}_{DV}$). Am Beispiel einer unterkühlt eintretenden Lösung in den Desorber soll gezeigt werden, wie der Teilwärmestrom

$$\dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor}) \,, \tag{3.78}$$

der notwendig ist, um die Lösung von der Austrittstemperatur aus dem Lösungswärmeübertrager T_{Sor} auf die Starttemperatur des Desorptionsprozesses T_{Ds} zu erwärmen, durch die charakterisierenden Größen (Y_D, Y_A, Y_C, Y_E, Y_S und $\dot{m}_r$) als Funktion von $\dot{Q}_E$ bzw. in Abhängigkeit von den externen Betriebsbedingungen t_{Xi}, $\dot{V}_X$ mit $X = D, E, C, A$ explizit dargestellt werden kann. Dieser Zusammenhang wird dann bei Herleitung der charakteristischen Gleichungen in Abschnitt 3.3.2 und 3.3.3 genutzt.

Die Austrittstemperatur T_{Sor} aus dem Lösungswärmeübertrager kann über die thermische Länge des Lösungswärmeübertragers $\Delta T_{max,S} = T_{De} - T_{Ae}$ und den Wirkungsgrad bzw. die dimensionslose Temperaturänderung ($\epsilon_S = P_{S,p}$) ausgedrückt werden. Letztere ist durch das Wärmekapazitätsstromverhältnis von reicher zu armer Lösung $R_S = \frac{\dot{m}_r \cdot c_{p,r}}{\dot{m}_p \cdot c_{p,p}}$ und die dimensionslose Wärmedurchlässigkeit

$NTU_S = Y_S\,/(\dot{m}_r \cdot c_{p,r})$ bestimmt (s. Gleichung (2.129), S. 74). Damit ergibt sich aus $\dot{Q}_S = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Sor} - T_{Sir})$ bei Annahme von Phasengleichgewicht zwischen Dampf und Lösung am Ende der Absorption und Vernachlässigung einer nachfolgenden Änderung der Lösungstemperatur (z.B. durch Erwärmung in der Umlaufpumpe, siehe Bild 2.4, S. 13), d.h. $T_{Sir} = T_{Ae} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E; x_r)$:

$$\begin{aligned} T_{Sor} &= T_{Ae} + \frac{\dot{Q}_S}{\dot{m}_r \cdot c_{p,r}} && = T_{Ae} + \frac{\dot{m}_p \cdot c_{p,p} \cdot (T_{De} - T_{Sop})}{\dot{m}_r \cdot c_{p,r}} \\ &= T_{Ae} + \frac{P_{S,p}}{R_S} \cdot \Delta T_{max,S} && = T_{Ae} + P_S \cdot \Delta T_{max,S}\ . \end{aligned} \tag{3.79}$$

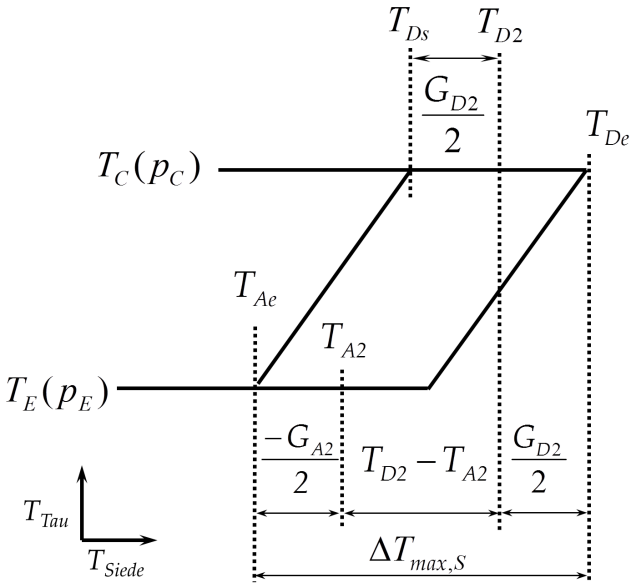


Bild 3.24: Thermische Länge am Lösungswärmeübertrager sowie interne Spreizungen im Bereich A2 und D2.

Aus Abbildung 3.24 ist zu erkennen, dass die thermische Länge $\Delta T_{max,S}$ des Lösungswärmeübertragers auch durch die Differenz der arithmetischen Mitteltemperaturen zuzüglich der jeweils halben internen Spreizung im Bereich D2 bzw. A2 ausgedrückt werden kann (man beachte $G_{A2} < 0$ und $\dot{Q}_{A2} < 0$).

$$\begin{aligned} \Delta T_{max,S} &= T_{D2} - T_{A2} + \frac{G_{D2}}{2} - \frac{G_{A2}}{2} \\ &= T_{D2} - T_{A2} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} - \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} \end{aligned} \tag{3.80}$$

Ebenso können T_{Ds} in Gleichung (3.78) und T_{Ae} in Gleichung (3.79) über die halbe interne Spreizung ausgedrückt werden,

$$T_{Ds} = T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} \tag{3.81}$$

$$T_{Ae} = T_{A2} + \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} \tag{3.82}$$

so dass nach Einsetzen von (3.82) und (3.80) in (3.79) folgt

$$T_{Sor} = T_{A2} + \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} + P_S \cdot \left(T_{D2} - T_{A2} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} - \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} \right) . \tag{3.83}$$

Wird diese Darstellung von T_{Sor} zusammen mit (3.81) in Gleichung (3.78) eingesetzt

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \Bigg[& T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} - \left(T_{A2} + \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} \right. \\ & \left. + P_S \cdot \left(T_{D2} - T_{A2} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} - \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} \right) \right) \Bigg] \end{aligned} \tag{3.84}$$

und der interne Temperaturschub ($T_{D2} - T_{A2}$) über die Dühring-Gleichung (3.75) durch den internen Hub ($T_C - T_E$) ausgedrückt, ergibt sich zusammen mit den Wärmeübertragungsgleichungen (3.76) am Kondensator und Verdampfer zur Elimination von T_C und T_E mit $\Delta t_L = t_C - t_E$ nach wenigen Umformungen:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (1 - P_S) \cdot \Bigg[& \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} - \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} \\ & + B_{X2} \cdot \left(\frac{-\dot{Q}_C}{Y_C \cdot z_C} + \frac{\dot{Q}_E}{Y_E \cdot z_E} \right) - \frac{\dot{Q}_{D2}}{(1 - P_S) \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} \Bigg] \\ & + \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (1 - P_S) \cdot B_{X2} \cdot \Delta t_L \ , \end{aligned} \tag{3.85}$$

wobei die Aufteilung im Kondensator in die Bereiche C2 und C3 vernachlässigt wurde[25].

[25] Der Fehler dieser vernachlässigten Unterteilung führt bei üblichen Überhitzungen des Dampfes $T_{D2} - T_C$ von ca. 30 – 50 K zu einer Überschätzung von T_C um lediglich ca. 0,1 bis 0,4 K, weil der Anteil $q_{C3} = \frac{\dot{Q}_{C3}}{\dot{Q}_C}$ nur ca. 1 – 4 % beträgt. Auch der deutlich größere logarithmische Mittelwert $\Delta T_{log,C3}$ im Bereich C3 wirkt sich nur schwach auf die Gesamtübertragung bzw. die Berechnung von T_C aus, da die tatsächliche mittlere treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,C} = \Delta T_{log,C} \cdot \kappa_C$ durch den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_C deutlich vermindert wird. Mit $\kappa_C \approx 0{,}1$ bis 0,4 könnten die unterschiedlich großen spezifischen Wärmekapazitäten im Bereich C2 und C3 exakt berücksichtigt werden ($c_{p,C2} = \infty$ und $c_{p,C3} \approx c''_{p,H_2O} \approx 1,9 \frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg \cdot K}}$, siehe Abschnitt 2.3.7).

Mit Hilfe von Näherungen für die Wärmestromverhältnisse (siehe Anhang K)

$$K_{D2} = \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{Q}_E} \approx \frac{B_{X2}}{1-\mu_{DV}} \qquad K_{A2} = \frac{\dot{Q}_{A2}}{\dot{Q}_E} \approx \frac{-B_{X2}}{1-\mu_{DV}}$$
$$K_C = \frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E} \approx \frac{-1}{1-\mu_{DV}} \tag{3.86}$$

lässt sich der Wärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ als explizite Funktion der Betriebsbedingungen (ausgedrückt durch $\dot{Q}_E$ und dem externen Temperaturhub $\Delta t_L = t_C - t_E$) sowie der charakterisierenden Größen (Y_X und $\dot{m}_r$) darstellen.

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (1-P_S) \cdot \Bigg[& \frac{K_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A2}} \\ & + B_{X2} \cdot \left(\frac{-K_C}{Y_C \cdot z_C} + \frac{1}{Y_E \cdot z_E} \right) - \frac{K_{D2}}{(1-P_S) \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} \Bigg] \cdot \dot{Q}_E \\ & + \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (1-P_S) \cdot B_{X2} \cdot \Delta t_L\end{aligned} \tag{3.87}$$

Die Koeffizienten in Gleichung (3.87) können unter Verwendung von internen Wärmekapazitätsströmen (d.h. $\dot{W}_r = \dot{m}_r \cdot c_{p,r}$, $\widetilde{\dot{W}}_D = \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D}$ und $\widetilde{\dot{W}}_A = \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A}$) weiter zusammengefasst werden:

$$\begin{aligned}K_{D1s} = \dot{W}_r \cdot (1-P_S) \cdot \Bigg[& \frac{K_{D2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \\ & + B_{X2} \cdot \left(\frac{-K_C}{Y_C \cdot z_C} + \frac{1}{Y_E \cdot z_E} \right) - \frac{K_{D2}}{(1-P_S) \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} \Bigg]\end{aligned} \tag{3.88}$$

$$K_{D1r} = \dot{W}_r \cdot (1-P_S) \cdot B_{X2} \ ,$$

so dass

$$\dot{Q}_{D1} = K_{D1s} \cdot \dot{Q}_E + K_{D1r} \cdot \Delta t_L \ . \tag{3.89}$$

Der dabei vernachlässigte Unterschied zwischen $\tilde{c}_{p,X2}$ und $\tilde{c}_{p,X}$ ist i.d.R. klein und liegt selbst bei großer Unterkühlung $\frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{Q}_D} \gtrsim 0{,}8$ unter 1% (und ist daher z.B. in Bild 2.49, S. 134 kaum zu erkennen). Bei konstanten Wärmedurchlässigkeiten sowie konstanten internen und externen Wärmekapazitätsströmen sind auch die Koeffizienten K_{D1s} und K_{D1r} in erster Näherung konstant[26]. Bei variablen Wärme-

[26] Die tatsächlich vorhandene, geringe Veränderlichkeit der Koeffizienten K_{D1s} und K_{D1r} in Abhängigkeit vom internen Wärmekapazitätsstromverhältnis der kältemittelreichen und -armen Lösung R_S, dem spezifischen Drosselverlust μ_{DV} sowie dem Pseudo-Dühringparameter B_{X2} (die zusammengenommen als Geometrieparameter bezeichnet werden, siehe Anhang B) wird im Abschnitt 3.4 in Kombination mit anderen Koeffizienten K_N analysiert.

kapazitätsströmen können die Effekte von dann ebenfalls variablen Koeffizienten K_{D1s} und K_{D1r} auf die Variation von $\dot{Q}_{D1}$ über die sich ändernden Wärmedurchlässigkeiten Y_X durch die Nachführung der Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X entsprechend Abschnitt 2.3.6 berücksichtigt werden.
Es ist aber offensichtlich, dass selbst bei konstanten Werten von K_{D1s} und K_{D1r} das Wärmestromverhältnis $\frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{Q}_E} = K_{D1s} + K_{D1r} \cdot \frac{\Delta t_L}{\dot{Q}_E}$ nicht konstant ist, sondern mit den Betriebsbedingungen $\dot{Q}_E$ bzw. Δt_L variiert.

Für den Wärmestrom im Bereich A3 des Absorbers lässt sich auf gleiche Weise ein analoger Zusammenhang herleiten.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{A3} &= \dot{m}_p \cdot c_{p,p} \cdot (T_{As} - T_{Sop}) \\ &= K_{A3s} \cdot \dot{Q}_E + K_{A3r} \cdot \Delta t_L \end{aligned} \tag{3.90}$$

Bei Anlagen mit einem Umlaufmassenstrom $\dot{m}_{A,U}$ im Absorber (wie z.B. bei den Anlagen im PLH und RTG) sind hierzu jedoch weitere Näherungen erforderlich, die im Anhang M zusammen mit der Herleitung von Gleichung (3.90) erläutert werden. Danach ergeben sich die Koeffizienten in Gleichung (3.90) mit dem Umlaufverhältnis $\mu_{A,U}$ nach Gleichung (2.44) zu

$$\begin{aligned} K_{A3s} = \dot{W}_r \cdot \Bigg(P_S - \frac{1}{R_S} \Bigg) \cdot \Bigg[& \frac{K_{D2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \\ & + B_{X2} \cdot \left(\frac{-K_C}{Y_C \cdot z_C} + \frac{1}{Y_E \cdot z_E} \right) - \frac{K_{A2} \cdot (1 + R_S \cdot \mu_{A,U})}{(1+\mu_{A,U}) \cdot \widetilde{\dot{W}}_A \cdot (R_S \cdot P_S - 1)} \Bigg] \\ K_{A3r} = \dot{W}_r \cdot \Bigg(P_S - \frac{1}{R_S} \Bigg) \cdot B_{X2} \ , & \end{aligned} \tag{3.91}$$

wobei im Fall ohne Absorberumlauf das Umlaufverhältnis $\mu_{A,U} = 0$ ist.

Fazit
Durch die eingeführten Koeffizienten K_{XNx} (mit $X = D, C, A$ sowie $N = 1, 2, 3$ und $x = s, r$) können die Teilwärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ und $\dot{Q}_{A3}$ und damit die Aufteilung der Gesamtwärmeströme $\dot{Q}_D$ und $\dot{Q}_A$ lastabhängig, d.h. als Funktion von $\dot{Q}_E$ berechnet werden. Die Zusammenhänge (3.89) und (3.90) können somit auch zur Herleitung von charakteristischen Gleichungen unter Berücksichtigung der bereichsweisen Wärmeübertragerberechnung genutzt werden.

3.3.2 Berechnungsmethode bei adiabaten Sorptionsvorgängen

Damit bei Herleitung von charakteristischen Gleichungen die Dühring-Gleichung (3.75) mit den Gesamtwärmeübertragungsgleichungen (3.2) bzw. (3.76) im Ab- und Desorber gekoppelt werden kann, muss die Differenz zwischen den Mitteltemperaturen $T_{X,V}$ und T_{X2} zumindest näherungsweise berechenbar sein [27]. Zur Berechnung der Differenz wird in diesem Abschnitt davon ausgegangen, dass es in den Behältern des Ab- und Desorbers bauformbedingt zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommt, die vor dem Auftreffen der Lösung auf die Wärmeübertragerfläche (z.B. im vorgelagerten Aufgabesystem eines berieselten Desorbers, siehe Bild 2.27 links) vollständig abgeschlossen sind. Bei der Eintritts- bzw. Auftropftemperatur T_{Di} auf die Wärmeübertragungsfläche im Bereich D1 handelt es sich damit um eine Phasengleichgewichtstemperatur (d.h. $T_{Di} = T_{D1i} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p,x)$, siehe Bild 2.30). Die Berechnung dieser Eintrittstemperatur erfolgt über den im vorangegangenen Abschnitt behandelten Teilwärmestrom $\dot{Q}_{D1}$. Mit den daraus folgenden Mitteltemperaturen $T_{X,V}$ bzw. den treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_X = t_X - T_{X,V}$ werden schließlich die charakteristischen Gleichungen hergeleitet.

Interne Eintritts- und Mitteltemperatur im Desorber

Zur Berechnung der treibenden Temperaturdifferenz ΔT_D für die Gesamtwärmeübertragung entsprechend Gleichungen (3.76) wird die interne Eintrittstemperatur in den Bereich D1 benötigt ($T_{D1i} = T_{Di}$). Diese unterscheidet sich aufgrund der adiabaten Absorption bei Berechnungsvariante A von der Austrittstemperatur aus dem Lösungswärmeübertrager ($T_{Di} \neq T_{Sor}$). Die Eintrittstemperatur T_{Di} kann jedoch – ähnlich zu T_{Sor} im vorhergehenden Abschnitt – näherungsweise auch ohne interne Kreislaufsimulationen bzw. Stoffdatenfunktionen bestimmt werden, weil der Wärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ durch die Zustandspunkte des internen Kreislaufs bzw. bei vorgegebenen externen Randbedingungen durch die sechs charakterisierenden Größen Y_X und $\dot{m}_r$ festgelegt ist (siehe Anhang B). Damit ist der Wert von $\dot{Q}_{D1}$ auch unabhängig von der Prozessführung bei der Wärmeübertragung an den externen Wärmeträger, d.h. $\dot{Q}_{D1,A} = \dot{Q}_{D1,B}$. Unter Verwendung einer scheinbaren spezifischen Wärmekapazität im Bereich D1 mit dem zugehörigen, eintretenden Massenstrom $\dot{m}_{Di} = \dot{m}_r + \dot{m}_{R,D1}$ folgt daraus:

$$\underbrace{(\dot{m}_r + \dot{m}_{R,D1}) \cdot \widetilde{c}_{p,D1} \cdot (T_{Ds} - T_{Di})}_{\dot{Q}_{D1,A}} = \underbrace{\dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor})}_{\dot{Q}_{D1,B}} \; . \tag{3.92}$$

[27] Die Unterschiede zwischen den Mitteltemperaturen T_{X2}, $T_{X,V}$, T^{LV}_X sind im Anhang J dargestellt.

Der desorbierte Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,D1}$ ergibt sich dabei aus der Salz- und Gesamtmassenbilanz zwischen den Punkten 'Di' und 'Ds' (siehe Bild 3.25) zu:

$$\dot{m}_{R,D1} = \dot{m}_r \cdot \left(\frac{x_r}{x_{Di}} - 1 \right) . \tag{3.93}$$

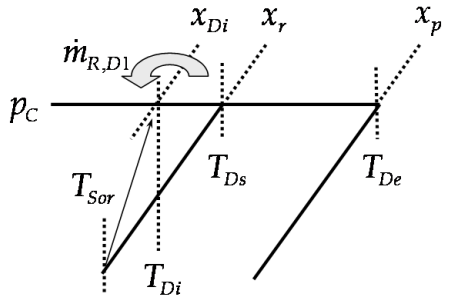


Bild 3.25: Adiabate Absorption im Desorber bei Variante A.

Mit Hilfe von Stoffdatenfunktionen ließe sich der unbekannte Salzmassenanteil x_{Di} über die Gleichgewichtsbedingung $T_{Di} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_{Di})$ und damit auch $\dot{m}_{R,D1}$ iterativ bestimmen. Vernachlässigt man diesen Massenstrom (der zumindest beim Stoffpaar $H_2O/LiBr$ aufgrund des großen Anteils latenter Wärme in $\widetilde{c}_{p,D1}$ gegenüber der rein sensiblen Wärme in $c_{p,r}$ sehr klein ist gegenüber $\dot{m}_r$) kann T_{Di} auch direkt bestimmt werden. Mit Verwendung der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,D}$ des Gesamtbereiches D = D1+D2, deren Unterschied zum exakten Wert $\widetilde{c}_{p,D1}$ im Bereich D1 auch bei großen Ausgasungsbreiten $\Delta x \gtrsim 0{,}1 \ \frac{\text{kg}}{\text{kg}}$ kleiner als ca. 10% ist (siehe Bild 2.49, S. 134), folgt dann aus (3.92) näherungsweise:

$$\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D} \cdot (T_{Ds} - T_{Di}) = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor}). \tag{3.94}$$

Die Eintrittstemperatur in den Bereich D1 (d.h. $T_{D1,i} = T_{Di}$) kann so für Bauformen bzw. Prozessführungen mit vorgelagerter adiabater Sorption (Variante A) näherungsweise aus der Unterkühlung bzw. Überhitzung ($G_{D1,B} = T_{Ds} - T_{Sor}$) und dem internen Wärmekapazitätsstromverhältnis bzw. über den Teilwärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ berechnet werden.

$$T_{Di} = T_{Ds} - \frac{\dot{m}_r \cdot c_{p,r}}{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D}} \cdot G_{D1,B} = T_{Ds} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{\widetilde{\dot{W}}_D} \tag{3.95}$$

Mit der Eintrittstemperatur T_{Di} auf der Wärmeübertragerfläche ist auch der interne arithmetische Mittelwert $T_{D,V}$ für den Gesamtbereich des Desorbers (D = D1+D2)

bei Berechnungsvariante $V = A$ in Relation zum Mittelwert $T_{D2} = (T_{Ds} + T_{De})/2$ im Bereich D2 festgelegt.

$$\begin{aligned} T_{D,A} &= \frac{T_{De} + T_{Di}}{2} \\ &= T_{D2} - \frac{\dot{m}_r \cdot c_{p,r}}{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D}} \cdot \frac{G_{D1,B}}{2} \\ &= T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D}} \end{aligned} \tag{3.96}$$

Die für die Gesamtwärmeübertragung von $\dot{Q}_D$ relevante Mitteltemperatur $T_{D,A}$ weicht von der Mitteltemperatur im Bereich D2 umso stärker ab, je größer die Unterkühlung (bzw. Überhitzung) und der damit verbundene Wärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ ist. Der arithmetische Mittelwert $T_{D,A}$ ist auch in der Wärmeübertragungsgleichung (3.2) bzw. (3.76) zu verwenden, wenn auf der externen Seite ebenfalls mit dem arithmetischen Mittelwert t_D gerechnet wird und der Unterschied zum logarithmischen Mittelwert der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers durch das Produkt aus Temperaturdifferenzfaktor $z_{D,A}$ und Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor $\kappa_{D,A}$ kompensiert wird.

$$\dot{Q}_D = (t_D - T_{D,A}) \cdot Y_D \cdot z_{D,A} \cdot \kappa_{D,A} \tag{3.97}$$

Im Weiteren wird jedoch davon ausgegangen, dass die Temperaturabhängigkeit der internen Wärmekapazitätsströme in beiden Bereichen D1 und D2 vernachlässigt werden kann, so dass wegen $\widetilde{\dot{W}}_{D1} \approx \widetilde{\dot{W}}_{D2} \approx \widetilde{\dot{W}}_D$ auch $\kappa_{D1,A} \approx \kappa_{D2,A} \approx \kappa_{D,A} \approx 1$. Wie in Abschnitt 2.3.2 dargestellt, kann der Temperaturdifferenzfaktor durch die dimensionslose Wärmedurchlässigkeit ($NTU_D = NTU_{D1} + NTU_{D2}$) und das Wärmekapazitätsstromverhältnis R_D im Gesamtbereich ausgedrückt werden.

$$\begin{aligned} z_{D,A} &= \frac{\Delta T_{log,D,A}}{\Delta T_{arith,D,A}} = \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{Do} - T_{Di})}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{Do} - T_{Di})} \cdot \frac{1}{t_D - T_{D,A}} \\ &= \frac{2 \cdot (e^{NTU_D \cdot (R_D - 1)} - 1)}{NTU_D \cdot (R_D - 1) \cdot (e^{NTU_D \cdot (R_D - 1)} + 1)} \end{aligned} \tag{3.98}$$

Für Variante A ist das Gesamtwärmekapazitätsstromverhältnis darin ohne Probleme berechenbar, weil sich die integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten bzw. die Wärmekapazitätsströme im Bereich D1 und D2 kaum unterscheiden (s.o.).

$$\begin{aligned} R_D &\approx R_{D1} \approx R_{D2} \\ &\approx \frac{G_{D1}}{g_{D1}} \approx \frac{G_{D2}}{g_{D2}} \approx \frac{G_{D1} + G_{D2}}{g_{D1} + g_{D2}} \approx \frac{\dot{W}_D}{\widetilde{\dot{W}}_D} = \frac{\dot{m}_D \cdot c_{p,W}}{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D}} \end{aligned} \tag{3.99}$$

Für die Wärmeübertragungsrechnung bei vorgelagerter vollständiger adiabater Sorption (Variante A) kann damit näherungsweise von einem temperatur*un*abhängigen, mittleren Wert R_D im Gesamtbereich ausgegangen werden. Dies ist bei Bauformen bzw. einer Prozessführung ohne vorgelagerte vollständige adiabate Sorption (Variante B) nicht der Fall und wird im Abschnitt 3.3.3 behandelt.

Interne Eintritts- und Mitteltemperatur im Absorber
Unter der Voraussetzung, dass kein Absorberumlaufmassenstrom vorhanden ist, erfolgt die Berechnung am Absorber in gleicher Weise wie beim Desorber. Die Berechnungen mit Absorberumlauf werden im Anhang M erläutert. Wegen der Unabhängigkeit der Überhitzung bzw. Unterkühlung von der Bauform, d.h.

$$\underbrace{\dot{m}_p \cdot \widetilde{c}_{p,A3} \cdot (T_{As} - T_{Ai})}_{\dot{Q}_{A3,A}} = \underbrace{\dot{m}_p \cdot c_{p,p} \cdot (T_{As} - T_{Sop})}_{\dot{Q}_{A3,B}} \tag{3.100}$$

ergibt sich die interne Eintrittstemperatur bei Variante A zu

$$T_{Ai} = T_{As} - \frac{\dot{m}_p \cdot c_{p,p}}{\dot{m}_p \cdot \widetilde{c}_{p,A3}} \cdot G_{A3,B} = T_{As} - \frac{\dot{Q}_{A3}}{\widetilde{\dot{W}}_{A3}} \; . \tag{3.101}$$

Bei diesem Vorgehen tritt der Massenstrom $\dot{m}_{R,A3} = \dot{m}_{Ai} - \dot{m}_p$ nicht explizit auf, da die scheinbare Wärmekapazität auf den kältemittelreicheren Lösungsmassenstrom (d.h. hier $\dot{m}_p$) bezogen ist. Er wird daher – anders als beim Desorber – auch nicht vernachlässigt. Durch die Verwendung einer integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,A}$ für den Gesamtbereich A = A2+A3 (die sich wie beim Desorber nur wenig von den Werten $\widetilde{c}_{p,A2}$ und $\widetilde{c}_{p,A3}$ in den Einzelbereichen unterscheidet) bzw. eines Gesamtwärmekapazitätsstroms $\widetilde{\dot{W}}_A \approx \widetilde{\dot{W}}_{A2} \approx \widetilde{\dot{W}}_{A3}$ berechnet sich jedoch die interne Mitteltemperatur $T_{A,A}$ ebenfalls nur näherungsweise zu:

$$\begin{aligned} T_{A,A} &= \frac{T_{Ae} + T_{Ai}}{2} \\ &= T_{A2} - \frac{\dot{m}_p \cdot c_{p,p} \cdot G_{A3,B}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A}} \\ &\approx T_{A2} - \frac{\dot{Q}_{A3}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \; . \end{aligned} \tag{3.102}$$

Die Wärmeübertragung des Gesamtwärmestroms $\dot{Q}_A$ lässt sich damit analog zum Desorber ermitteln.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_A &= \dot{Q}_{A2} + \dot{Q}_{A3} \\ &= (t_A - T_{A,A}) \cdot Y_A \cdot z_{A,A} \cdot \kappa_{A,A} \end{aligned} \tag{3.103}$$

Wegen der bei Variante A zulässigen Annahme temperaturunabhängiger Wärmekapazitätsströme ist auch $\kappa_{A,A} = 1$, so dass der Temperaturdifferenzfaktor für die Gesamtwärmeübertragung (s.a. Gleichung (2.195))

$$z_{A,A} = \frac{2 \cdot (e^{NTU_A \cdot (R_A - 1)} - 1)}{NTU_A \cdot (R_A - 1) \cdot (e^{NTU_A \cdot (R_A - 1)} + 1)} \tag{3.104}$$

mit dem benötigten Gesamtwärmekapazitätsstromverhältnis R_A auch am Absorber leicht zu bestimmen ist, da

$$R_A \approx R_{A2} \approx R_{A3} \approx \frac{\dot{W}_A}{\widetilde{\dot{W}_A}} = \frac{\dot{m}_A \cdot c_{p,W}}{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A}} \; . \tag{3.105}$$

Die Verwendung des scheinbaren Wärmekapazitätsstroms $\widetilde{\dot{W}_A} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A}$ ist dabei nur möglich, weil der interne Wärmestrom

$$\dot{Q}_{E3} = \dot{m}_{R,tot} \cdot \overset{V}{c}_{p,R} \cdot (T_E - T_{A2}) \tag{3.106}$$

zur Aufwärmung des Kältemitteldampfes von T_E auf T_{A2} vernachlässigt werden kann. Für Anlagen mit dem Arbeitsstoffpaar $H_2O/LiBr$ liegt das Verhältnis $\frac{\dot{Q}_{E3}}{\dot{Q}_A}$ i.A. unter 3%. Der Wärmestrom $\dot{Q}_{E3}$ wird nicht im Verdampfer aus dem externen Medium übertragen, sondern bewirkt eine betragsmäßige Verringerung des insgesamt im Absorber an das Kühlwasser abzuführenden Wärmestrom:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_A &= \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Sop} - h^V_{Eo}) + \dot{m}_r \cdot (h_{Sop} - h_{Ae}) \\ &= \underbrace{(T_{Ae} - T_{As}) \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A2}}_{\dot{Q}_{A2}} + \underbrace{(T_{As} - T_{Ai}) \cdot \dot{m}_p \cdot \widetilde{c}_{p,A3}}_{\dot{Q}_{A3}} \\ &\quad - \underbrace{(T_E - T_{A2}) \cdot \dot{m}_{R,tot} \cdot c^V_{p,R}}_{\dot{Q}_{E3} \approx 0} \; . \end{aligned} \tag{3.107}$$

Die wesentliche Näherung am Absorber resultiert daher nicht wie beim Desorber aus der Vernachlässigung des adiabat ab- oder desorbierten Massenstroms $\dot{m}_{R,D1}$ bzw. $\dot{m}_{R,A3}$, sondern aus der Vernachlässigung des Wärmestroms $\dot{Q}_{E3}$. Die geringen Auswirkungen dieser Näherung werden im Abschnitt 3.4.1 behandelt.

Herleitung charakteristischer Gleichungen

Mit den vorhergehenden Erläuterungen stehen alle Zusammenhängen zur Verfügung, die zur Herleitung von charakteristischen Gleichungen über die Dühring-Gleichung (3.75) mit einer anderen Aufteilung von Verlustwärmeströmen im Vergleich zur herkömmlichen Methode benötigt werden.

Ausgehend von den vier Gesamtwärmeübertragungsgleichungen (3.76) mit $X = D, A, C, E$ ergeben sich die internen arithmetischen Mitteltemperaturen zusammen mit den Wärmestromverhältnissen aus Anhang K für die (Teil-)Wärmeströme $\dot{Q}_{D2}$, $\dot{Q}_{A2}$ und $\dot{Q}_C$ sowie den im Abschnitt 3.3.1 eingeführten Koeffizienten K_{XNx} zur Berechnung der Teilwärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ und $\dot{Q}_{A3}$ zu:

$$\begin{aligned}
T_{D,A} &= t_D - \left(\overbrace{\frac{K_{D2} \cdot \dot{Q}_E}{Y_D \cdot z_{D,A}}}^{\dot{Q}_{D2}} + \overbrace{\frac{K_{D1s} \cdot \dot{Q}_E + K_{D1r} \cdot \Delta t_L}{Y_D \cdot z_{D,A}}}^{\dot{Q}_{D1}} \right) \\
T_{A,A} &= t_A - \left(\overbrace{\frac{K_{A2} \cdot \dot{Q}_E}{Y_A \cdot z_{A,A}}}^{\dot{Q}_{A2}} + \overbrace{\frac{K_{A3s} \cdot \dot{Q}_E + K_{A3r} \cdot \Delta t_L}{Y_A \cdot z_{A,A}}}^{\dot{Q}_{A3}} \right) \\
T_C &= t_C - \overbrace{\frac{K_C \cdot \dot{Q}_E}{Y_C \cdot z_C}}^{\dot{Q}_C} \\
T_E &= t_E - \frac{\dot{Q}_E}{Y_E \cdot z_E}
\end{aligned} \tag{3.108}$$

Darin sind die Mitteltemperaturen $T_{A,A}$ und $T_{D,A}$ der Wärmeübertragungsrechnung im Ab- und Desorber über die Gleichungen (3.102) und (3.96) mit den Mitteltemperaturen T_{A2} und T_{D2} der Dühring-Gleichung 3.75 verbunden, so dass durch deren Verwendung in Gleichung (3.108) folgt:

$$\begin{aligned}
T_{D2} &= t_D - \dot{Q}_E \cdot \left(\frac{K_{D2}+K_{D1s}}{Y_D \cdot z_{D,A}} - \frac{K_{D1s}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} \right) - \Delta t_L \cdot \left(\frac{K_{D1r}}{Y_D \cdot z_{D,A}} - \frac{K_{D1r}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} \right) \\
T_{A2} &= t_A - \dot{Q}_E \cdot \left(\frac{K_{A2}+K_{A3s}}{Y_A \cdot z_{A,A}} - \frac{K_{A3s}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right) - \Delta t_L \cdot \left(\frac{K_{A3r}}{Y_A \cdot z_{A,A}} - \frac{K_{A3r}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right) \\
T_C &= t_C - \dot{Q}_E \cdot \frac{K_C}{Y_C \cdot z_C} \\
T_E &= t_E - \dot{Q}_E \cdot \frac{1}{Y_E \cdot z_E}
\end{aligned} \tag{3.109}$$

Nach Einsetzen von (3.109) in die Dühring-Gleichung (3.75) und Zusammenfassen der Koeffizienten zu einem Steigungs- und Verlustparameter

$$\begin{aligned}
s_{E,AA} = \Bigg[& \frac{K_{D2} + K_{D1s}}{Y_D \cdot z_{D,A}} - \frac{K_{D1s}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} - \left(\frac{K_{A2} + K_{A3s}}{Y_A \cdot z_{A,A}} - \frac{K_{A3s}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right) \\
& + B_{X2} \cdot \left(\frac{-K_C}{Y_C \cdot z_C} + \frac{1}{Y_E \cdot z_E} \right) \Bigg]^{-1}
\end{aligned} \tag{3.110}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E,AA} = \Bigg[\underbrace{\frac{K_{D1r}}{Y_D \cdot z_{D,A}} - \frac{K_{D1r}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D}}_{K_{Dt,A}} - \underbrace{\left(\frac{K_{A3r}}{Y_A \cdot z_A} - \frac{K_{A3r}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right)}_{K_{At,A}} \Bigg] \cdot \Delta t_L \tag{3.111}$$

folgt mit $\Delta\Delta t = \Delta t_T - B_{X2} \cdot \Delta t_L$ die charakteristische Gleichung für die Kälteleistung von einstufigen Absorptionskälteanlagen, bei denen die Wärmeübertragung im Ab- und Desorber bauartbedingt (d.h. wegen der vorgelagerten adiabaten Sorptionsprozesse) nach Variante A zu berechnen ist (Index 'AA') :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{E,AA} &= s_{E,AA} \cdot \left[\Delta\Delta t - \Delta\Delta t_{min,E,AA}\right] \\ &= s_{E,AA} \cdot \left[\Delta t_T - (B_{X2} + K_{Dt,A} - K_{At,A}) \cdot \Delta t_L\right] . \end{aligned} \tag{3.112}$$

Die Zusammenfassung des Pseudo-Dühring-Parameters B_{X2} mit den Koeffizienten $K_{Dt,A}$ und $K_{At,A}$ wird im weiteren als Prozessparameter B^*_{VV} bezeichnet.

$$B^*_{VV} = B_{X2} + K_{Dt,V} - K_{At,V} . \tag{3.113}$$

Durch den Prozessparameter B^*_{VV} wird die bauartabhängige Verschiebung der intern wirksamen Temperaturen für die Wärmeübertragung $T_{X,V}$ gegenüber den Gleichgewichtstemperaturen T_{X2} in der Dühring-Gleichung berücksichtigt bzw. mit der Siedepunktserhöhung der Arbeitsstoffpaarung zusammengefasst, die durch den Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} ausgedrückt wird.
Mit Hilfe der im Abschnitt 3.3.1 eingeführten Wärmestromaufteilung kann mit den selben Koeffizienten auch direkt eine charakteristische Gleichung für die Antriebsleistung formuliert werden

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{D,AA} &= \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2} = K_{D1s} \cdot \dot{Q}_{E,AA} + K_{D1r} \cdot \Delta t_L + K_{D2} \cdot \dot{Q}_{E,AA} \\ &= s_{D,AA} \cdot \left[\Delta\Delta t - \Delta\Delta t_{min,D,AA}\right] \end{aligned} \tag{3.114}$$

mit dem Steigungs- und Verlustparameter

$$s_{D,AA} = (K_{D1s} + K_{D2}) \cdot s_{E,AA} \tag{3.115}$$

$$\Delta\Delta t_{min,D,AA} = \Delta\Delta t_{min,E,AA} - \frac{K_{D1r}}{s_{D,AA}} \cdot \Delta t_L . \tag{3.116}$$

Eine Analyse der Berechnungsergebnisse der charakteristischen Gleichungen (3.112) und (3.114) im Vergleich zum simulierten Teillastverhalten und zu den Berechnungsergebnissen der herkömmlichen charakteristischen Gleichungen (3.16), (3.22) wird im Abschnitt (3.4) durchgeführt. Zuvor sollen die charakteristischen Gleichungen für den Fall ohne adiabate Sorptionsvorgänge hergeleitet werden.

3.3.3 Berechnungsmethode ohne adiabate Sorptionsvorgänge

Im Gegensatz zur Wärmeübertragungsrechnung nach Variante A kann bei einer Berechnung nach Variante B (d.h. ohne adiabate Sorption) nicht von näherungsweise gleichen Wärmekapazitätsstromverhältnissen in den jeweils zwei Bereichen von Ab- und Desorber ausgegangen werden. Die spezifischen Wärmekapazitäten der reichen und armen Lösung $c_{p,r}$ bzw. $c_{p,p}$ im Bereich D1 bzw. A3 sind etwa um den Faktor 10 bis 20 kleiner, als die integralen, scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten $\tilde{c}_{p,X2}$ im Bereich D2 bzw. A2. Bei Berechnung der übertragenen Gesamtwärmeströme $\dot{Q}_X$ (mit $X = D, A$) bzw. der mittleren treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{m,X}$ muss daher die Änderung der Wärmekapazitätsströme über einen Temperaturdifferenzkorrekturfaktor $\tau_X = \nu_X \cdot F_X \cdot \kappa_X$ berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 2.3). Für die weiteren Betrachtungen wird jedoch angenommen, dass die Wärmedurchgangskoeffizienten in beiden Bereichen identisch sind ($U_{X1} = U_{X2}$ bzw. $\nu_X = 1$) und die Einflüsse aus Abweichungen von der reinen Gegenstromführung vernachlässigt werden können (d.h. $F_{XN} = 1$ mit $X = D, A$ und $N = 1, 2, 3$). Damit reduzieren sich die Überlegungen zum Temperaturdifferenzkorrekturfaktor τ auf den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ. Des Weiteren werden detaillierte Herleitungen jeweils nur für den Desorber dargestellt und die Ergebnisse dann analog für den Absorber verwendet.

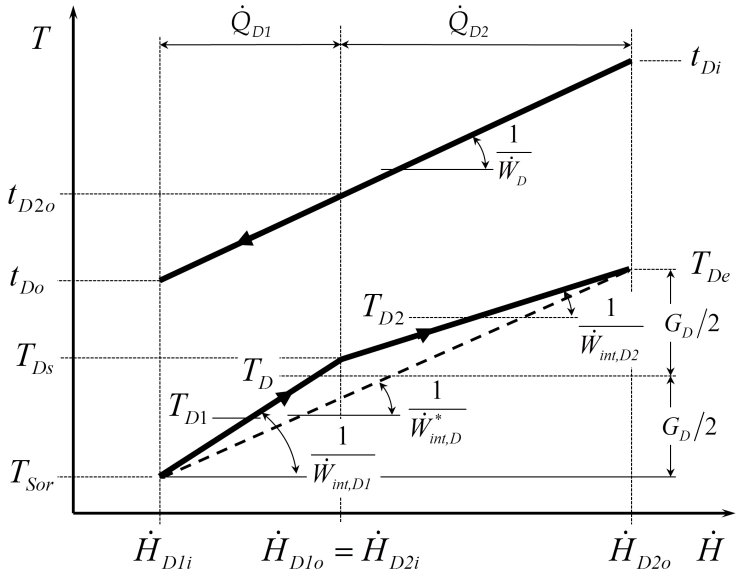


Bild 3.26: Bereiche D1 und D2 im T-$\dot{H}$-Diagramm.

Findet die Wärmeübertragung im Desorber ohne adiabate Absorption statt, d.h. entsprechend Variante B, ist die Eintrittstemperatur in den Bereich D1 identisch mit der Austrittstemperatur aus dem Lösungswärmeübertrager ($T_{D1i} = T_{Sor}$).

Wegen der unterschiedlichen Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_{int,D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r}$ und $\dot{W}_{int,D2} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}$ stimmt der logarithmische Mittelwert $\Delta T_{log,D}$ – gebildet aus den Ein- und Austrittstemperaturen des Desorbers – nicht mehr mit der mittleren treibenden Temperaturdifferenz überein.

$$\Delta T_{log,D} = \frac{(t_{Di} - T_{De}) - (t_{Do} - T_{Sor})}{ln(t_{Di} - T_{De}) - ln(t_{Do} - T_{Sor})} \neq \Delta T_{m,D} \tag{3.117}$$

Bei Berechnung der Antriebswärme $\dot{Q}_D$ in Variante B muss dieser Unterschied über einen Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D berücksichtigt werden:

$$\dot{Q}_D = Y_D \cdot \Delta T_{m,D} = Y_D \cdot \Delta T_{log,D} \cdot \kappa_D = Y_D \cdot (t_D - T_D) \cdot z_D \cdot \kappa_D \tag{3.118}$$

mit dem Temperaturdifferenzfaktor nach Abschnitt 2.3.2 bzw. Gleichung (2.195) zur Umrechnung des logarithmischen in den arithmetischen Mittelwert der Temperaturdifferenzen an den beiden Endes des Wärmeübertragers

$$z_D = \frac{\Delta T_{log,D}}{t_D - T_D} = \frac{2 \cdot e^{(R_D - 1) \cdot NTU_D \cdot \kappa_D} - 1}{(R_D - 1) \cdot NTU_D \cdot \kappa_D \cdot e^{(R_D - 1) \cdot NTU_D \cdot \kappa_D} + 1} \tag{3.119}$$

der ebenfalls vom Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D abhängig ist. Das integrale Wärmekapazitätsstromverhältnis $R_D = \frac{G_{D,B}}{g_D} = \frac{T_{De} - T_{Sor}}{t_{Di} - t_{Do}} = R_D^*$ in Gleichung (3.119) lässt sich bei bereichsweise verschiedenen aber temperatur*un*abhängigen Wärmekapazitätsströmen auch ohne den unbekannten, internen hypothetischen Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_{int,D}^*$ (siehe Bild 3.26 bzw. Gleichung (2.151) und (2.153), S. 94) aus den Wärmekapazitätsstromverhältnissen der Teilbereiche sowie dem Wärmestromanteil q_{D1} berechnen. Denn mit

$$R_D = \frac{G_D}{g_D} = \frac{G_{D1}}{g_D} + \frac{G_{D2}}{g_D} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{W}_{int,D1}} \cdot \frac{\dot{W}_D}{\dot{Q}_D} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{W}_{int,D2}} \cdot \frac{\dot{W}_D}{\dot{Q}_D} \tag{3.120}$$

folgt

$$R_D = R_{D1} \cdot q_{D1} + R_{D2} \cdot (1 - q_{D1}) = \frac{\dot{W}_D}{\dot{W}_{int,D}^*} = R_D^* \,, \tag{3.121}$$

wobei der Wärmestromanteil q_{D1} mit Hilfe der in Abschnitt 3.3.1 Gleichung (3.88) und (3.89) eingeführten Koeffizienten K_{XNx} lastabhängig ermittelbar ist.

$$q_{D1} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{Q}_D} = \frac{K_{D1s} \cdot \dot{Q}_E + K_{D1r} \cdot \Delta t_L}{(K_{D2} + K_{D1s}) \cdot \dot{Q}_E + K_{D1r} \cdot \Delta t_L} \tag{3.122}$$

Auch die interne arithmetische Mitteltemperatur in Gleichung (3.123) lässt sich – wie bei Variante A – auf die Mitteltemperatur im Bereich D2 zurückzuführen:

$$T_{D,B} = \frac{T_{De} - T_{Sor}}{2} = T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D1}} = T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r}} \tag{3.123}$$

und unterscheidet sich damit von Gleichung (3.96), S. 208 lediglich im internen Wärmekapazitätsstrom, der jedoch bei Annahme konstanter Stoffdaten in beiden Varianten gleichermaßen bekannt ist.

Problemstellung

Unter der Voraussetzung, dass der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D bzw. das Produkt $z_D \cdot \kappa_D$ in Gleichung (3.118) ähnlich wie das Wärmekapazitätsstromverhältnis R_D aus dem Wärmestromanteil q_{D1}, der Wärmedurchlässigkeit Y_D (bzw. NTU_D) sowie den Wärmekapazitätsstromverhältnissen der Teilbereiche R_{D1} und R_{D2} explizit bestimmt werden könnte, wäre Variante B methodisch in gleicher Weise zu berechnen, wie Variante A. Diese Voraussetzung lässt sich jedoch – nach bisherigem Kenntnisstand – nicht erfüllen.

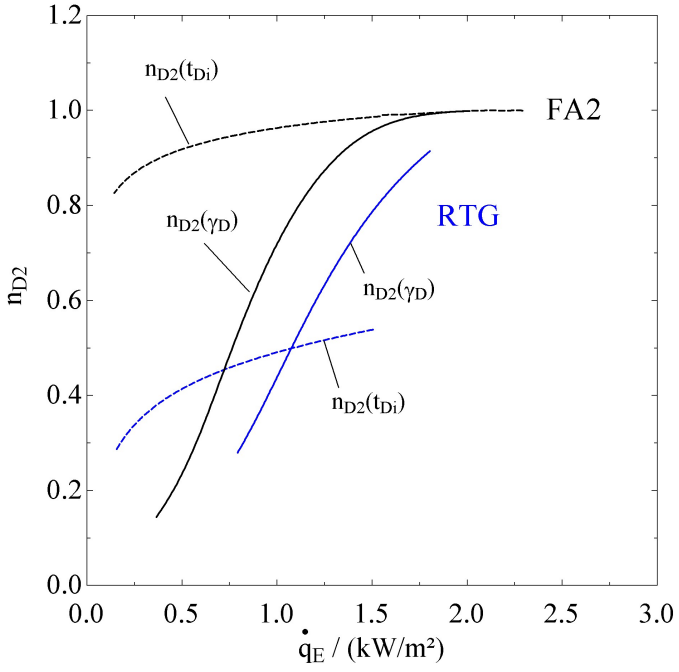


Bild 3.27: Verlauf des Durchlässigkeitsanteils im Bereich D2 als Funktion der spezifischen Verdampferleistung $\dot{q}_E = \frac{\dot{Q}_E}{A_{tot}}$ bei Variation der Antriebstemperatur (gepunktete Linien) sowie bei Variation des externen Heißwasservolumenstroms (durchgezogene Linien) für die Anlage RTG (unterer Bereich) und FA2 (oberer Bereich).

Zwar ist über eine bereichsweise Berechnung der Antriebsleistung $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ eine analytische Bestimmung von κ_D möglich (siehe Gleichung (2.202), S. 114), aber dazu müsste einer der Wärmedurchlässigkeitsanteile n_{D1} bzw. n_{D2}

$$n_{D1} = \frac{NTU_{D1}}{NTU_D} = \frac{Y_{D1}}{Y_D} = 1 - n_{D2} \tag{3.124}$$

sowie die Temperaturen an den Schnittstellen zwischen den Bereichen auf der internen und externen Seite bekannt sein, um die logarithmischen Mittelwerte $\Delta T_{log,D1}$ und $\Delta T_{log,D2}$ bereichsweise berechnen zu können. Da sich jedoch die treibenden Temperaturdifferenzen und die Wärmedurchlässigkeitsanteile lastabhängig ändern (d.h. $n_{D2} = f(\dot{Q}_E)$, siehe Bild 3.27) ist die Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ erst bestimmbar, wenn die Kälteleistung $\dot{Q}_E$ und damit n_{D2} bzw. κ_D bereits bekannt sind. Der Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D in Gleichung (3.118) kann damit bei Herleitung und Anwendung der Methode *nicht* als explizit berechenbare Größe verwendet werden[28].
Durch die lastabhängige Änderung von n_{D2} ist bei Variante B auch das Produkt $z_D \cdot \kappa_D$ lastabhängig (siehe auch Gleichung (2.202) mit $\kappa_D = f(n_{D2})$) und die interne, für die Wärmeübertragungsrechnung relevante Mitteltemperatur T_D nur als implizite Funktion der Kälteleistung darstellbar:

$$\begin{aligned} T_{D,B} = \frac{T_{Sor} + T_{De}}{2} &= t_D - \frac{\dot{Q}_D}{Y_D \cdot z_D \cdot \kappa_D} \\ &= t_D - \frac{(K_{D2} + K_{D1s}) \cdot \dot{Q}_E + K_{D1r} \cdot \Delta t_L}{Y_D \cdot z_D\big(\kappa_D(n_{D2}(\dot{Q}_E))\big) \cdot \kappa_D(n_{D2}(\dot{Q}_E))} \end{aligned} \tag{3.125}$$

im Gegensatz zur Mitteltemperatur bei Variante A

$$T_{D,A} = \frac{T_{Di} + T_{De}}{2} = t_D - \frac{(K_{D2} + K_{D1s}) \cdot \dot{Q}_E + K_{D1r} \cdot \Delta t_L}{Y_D \cdot z_D\big(\kappa_D = 1\big) \cdot 1} \; . \tag{3.126}$$

Wegen dieses impliziten Zusammenhangs zwischen T_D und $\dot{Q}_E$ in (3.125) steht über Gleichung (3.123) auch kein expliziter Ausdruck für die Temperatur T_{D2} zur Verfügung, der in die Dühring'sche Gleichung eingesetzt werden könnte, um den daraus entstehenden Ausdruck nach der Kälteleistung auflösen zu können (siehe Herleitung der herkömmlichen Methode in [Ziegler, 1998b] bzw. Abschnitt 3.1). Aus diesem Grund muss für Absorptionskälteanlagen, bei denen adiabate Sorptionsvorgänge im Ab- oder Desorber ausgeschlossen werden können und die Wärme-

[28] In der Simulation ist dagegen die exakte Ermittlung des Durchlässigkeitsanteils n_{D2} – und damit auch die Berechnung von κ_D – kein Problem, da beide über numerische Iteration bestimmbar sind.

leistungen bereichsweise, d.h. nach Variante B zu berechnen sind, ein anderer Weg für die Herleitung von charakteristischen Gleichungen verfolgt werden.

Lösungsansatz
In Anlehnung an [Furukawa, 1983] sowie [Furukawa und Sonoda, 1987] werden hierzu anstelle der Temperaturdifferenzfaktoren z_X die dimensionslosen Temperaturänderungen P_X zur Auflösung der logarithmischen Mittelwerte $\Delta T_{log,X}$ verwendet. Dies hat zwei Vorteile, die in der nachfolgenden Herleitung verdeutlicht werden:

1. Anstelle einer bisher nicht ermittelbaren, expliziten Darstellung für den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D bzw. das Produkt $z_D \cdot \kappa_D$, kann eine explizite Näherung für den Durchlässigkeitsanteil n_{D2} verwendet werden. Die Herleitung der Näherung erfolgt im Anhang L.

2. Anstelle einer charakteristischen Temperaturdifferenz aus den externen *Mittel*temperaturen ($\Delta\Delta t$, siehe Gleichung (3.13), S. 145), wird eine charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ eingeführt, durch die das Teillastverhalten als Funktion der *Eintritts*temperaturen beschrieben wird.

Die abgeleiteten charakteristischen Gleichungen für Variante B können dann – ausgehend von den *Eintritts*temperaturen und -volumenströmen – in expliziter Form zur Berechnung sowie Steuerung und Regelung von Absorptionskälteanlagen genutzt werden. Aufgrund dieses Vorteils wird die Verwendung der dimensionslosen Temperaturänderungen im folgenden Abschnitt 3.3.4 auch auf Variante A bzw. eine allgemeine Darstellung charakteristischer Gleichungen übertragen.

Herleitung der charakteristischen Gleichungen
Aufgrund der unterschiedlichen Wärmekapazitätsstromverhältnisse in den Bereichen D1 und D2 bei Anlagen ohne vorgelagerte adiabate Sorptionsvorgänge erfolgt die Kopplung der internen Temperatur T_{D2} in der Dühring-Gleichung (3.75) an die externen Temperaturen nicht über die Gesamtwärmeübertragungsgleichung (3.2) bzw. (3.76) sondern über die Wärmeübertragungsgleichung im Bereich D2

$$\dot{Q}_{D2} = Y_{D2} \cdot z_{D2} \cdot \kappa_{D2} \cdot (t_{D2} - T_{D2}) \tag{3.127}$$

beziehungsweise

$$\dot{Q}_{D2} = \dot{W}_D \cdot P_{D2} \cdot (t_{Di} - T_{D2i}) \tag{3.128}$$

mit der dimensionslosen Temperaturänderung P_{D2} sowie der externen Austrittstemperatur t_{D2o} und der internen Eintrittstemperatur T_{D2i} (siehe Bild 3.26)

$$P_{D2} = \frac{t_{Di} - t_{D2o}}{t_{Di} - T_{D2i}} = \frac{1 - e^{(R_{D2}-1)\cdot NTU_D \cdot n_{D2} \cdot \kappa_{D2}}}{1 - R_{D2} \cdot e^{(R_{D2}-1)\cdot NTU_D \cdot n_{D2} \cdot \kappa_{D2}}} \tag{3.129}$$

Die Eintrittstemperatur in den Bereich D2 ist identisch zu der Starttemperatur des Desorptionsprozesses (d.h. $T_{D2i} = T_{Ds}$, s. Bild 3.24 bzw. 3.26, S. 213[29]), so dass aus Gleichung (3.129) mit $\dot{Q}_{D2} = \dot{W}_D \cdot (t_{Di} - t_{D2o})$ nach einfacher Umformung folgt

$$T_{Ds} = t_{Di} - \frac{t_{Di} - t_{D2o}}{P_{D2}} = t_{Di} - \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{W}_D \cdot P_{D2}} \; . \tag{3.130}$$

Die Temperatur T_{Ds} ist auch über die Mitteltemperatur T_{D2} und die halbe interne Spreizung im Bereich D2 darstellbar (s. Bild 3.26 bzw. 3.24, S. 202)). Durch Einsetzen der zugehörigen Gleichung (3.81), S. 203 und Auflösen nach T_{D2} ergibt sich

$$T_{D2} = t_{Di} - \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{W}_D \cdot P_{D2}} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}} \; . \tag{3.131}$$

Unter der Voraussetzung, dass die Temperaturabhängigkeit des internen Wärmekapazitätsstroms im Bereich D2 vernachlässigt werden kann (d.h. $\kappa_{D2} = 1$), lässt sich die dimensionslose Temperaturänderung aus dem Wärmekapazitätsstromverhältnis sowie der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeit im Bereich D2 berechnen.

$$P_{D2} = \frac{1 - e^{(R_{D2}-1)\cdot NTU_D \cdot n_{D2}}}{1 - R_{D2} \cdot e^{(R_{D2}-1)\cdot NTU_D \cdot n_{D2}}} \tag{3.132}$$

Um eine implizite Rechnung zu vermeiden kann der benötigte Durchlässigkeitsanteil n_{D2} mit dem im Anhang L beschriebenen Näherungsverfahren explizit bestimmt werden. Bei diesem Näherungsverfahren wird der Einfluss der bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströme auf die Gesamtwärmeübertragung von $\dot{Q}_D$ nicht über einen Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D, sondern über eine Näherung der thermodynamischen Mitteltemperatur $\widetilde{T}_D$ berücksichtigt. Im Gegensatz zu κ_D bzw. dem Produkt $z_D \cdot \kappa_D$ lässt sich die thermodynamische Mitteltemperatur $\widetilde{T}_D$ aus dem Wärmestromanteil q_{D1} sowie den Wärmekapazitätsstromverhältnissen der Teilbereiche (d.h. R_{D1} und R_{D2}) näherungsweise gut ermitteln. Mit zusätzlichen Näherungen für den Temperaturdifferenzfaktor z_{D2} und einem thermodynamischen Temperaturdifferenzfaktor $\widetilde{z}_D$, der die mittlere treibende Temperaturdifferenz auf die thermodynamische Temperaturdifferenz bezieht, ergibt sich folgende Darstellung für den Durchlässigkeitsanteil (siehe Anhang L):

$$n_{D2} = \frac{NTU_{D2}}{NTU_D} = \frac{Y_{D2}}{Y_D} \approx (1 - q_{D1}^{'}) \cdot \frac{1}{\theta_{D2}^{'}} \cdot \frac{1}{\zeta_{D2}^{'}} = n_{D2}^{'} \; . \tag{3.133}$$

Darin ist $\theta_{D2}^{'}$ das genäherte Verhältnis aus arithmetischer Temperaturdifferenz im Bereich D2 und der thermodynamischen Temperaturdifferenz der Gesamtwärme-

[29] Bei dieser Überlegung wird der hydrostatische Druck (siehe hierzu Bild 2.27, S. 81) sowie die Lösungsüberhitzung zur Blasenbildung vernachlässigt.

übertragung und $\zeta_{D2}^{'}$ das Verhältnis aus dem Temperaturdifferenzfaktor im Bereich D2 zum thermodynamischen Temperaturdifferenzfaktor $\widetilde{z}_D = \frac{\Delta T_{m,D}}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D}$. Die exakten Werte von θ_{D2} und ζ_{D2} ergeben sich daher aus

$$\theta = \frac{\Delta T_{D2}}{\Delta \widetilde{T}_D} = \frac{t_{D2} - T_{D2}}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D} \quad \text{und} \quad \zeta_{D2} = \frac{z_{D2}}{\widetilde{z}_D} \; . \tag{3.134}$$

Im Anhang L wird gezeigt, dass die Näherungswerte $\theta^{'}$, $\zeta^{'}$ und $q_{D1}^{'}$ für Gleichung (3.133) allein mit Hilfe der in Abschnitt 3.3.1 eingeführten Koeffizienten und einer ersten, von n_{D2} unabhängigen Näherung der Kälteleistung $\dot{Q}_E^{'}$ ermittelt werden können. Damit steht ein genäherter, aber explizit berechenbarer Durchlässigkeitsanteil $n_{D2}^{'}$ zur Verfügung, mit dem nach Gleichung (3.132) eine genäherte dimensionslose Temperaturänderung $P_{D2}^{'}$ berechnet werden kann.
Analog zu T_{D2} ist die Mitteltemperatur T_{A2} im Absorber bei Berechnung der Wärmeübertragung entsprechend Variante B darstellbar:

$$\begin{aligned} T_{A2} &= t_{Ai} - \frac{\dot{Q}_{A2}}{\dot{W}_A \cdot P_{A2}} + \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,A2}} \\ &= t_{Ai} - \dot{Q}_E \cdot K_{A2} \cdot \Big(\frac{1}{\dot{W}_A \cdot P_{A2}} + \frac{1}{2 \cdot \dot{W}_{int,A2}} \Big) \end{aligned} \tag{3.135}$$

mit

$$P_{A2} = \frac{1 - e^{(R_{A2}-1) \cdot NTU_A \cdot n_{A2}}}{1 - R_{A2} \cdot e^{(R_{A2}-1) \cdot NTU_A \cdot n_{A2}}} \tag{3.136}$$

wobei n_{A2} ebenfalls mit dem Näherungsverfahren aus Anhang L zu bestimmen ist. Für Verdampfer und Kondensator ergeben sich die internen Temperaturen zu

$$T_E = t_{Ei} - \frac{\dot{Q}_E}{\dot{W}_E \cdot P_E} \tag{3.137}$$

$$T_C = t_{Ci} - \frac{\dot{Q}_C}{\dot{W}_C \cdot P_C} = t_{Ci} - \frac{K_C \cdot \dot{Q}_E}{\dot{W}_C \cdot P_C} \; , \tag{3.138}$$

wiederum unter Vernachlässigung der Aufteilung im Kondensator in die Bereiche C2 und C3 [30]. Die beiden Wärmekapazitätsstromverhältnisse R_C und R_E sind beim Phasenwechsel von Reinstoffen wegen der unendlich hohen (scheinbaren) spezifischen Wärmekapazität Null und die dimensionslosen Temperaturänderungen lassen sich einfachst berechnen:

$$P_X = 1 - e^{-NTU_X} \qquad \text{für } X = E, C \; . \tag{3.139}$$

[30] siehe Erläuterungen auf S. 203 unten.

Durch Einsetzen der internen Mitteltemperaturen aus den Gleichungen (3.131), (3.135), (3.137) und (3.138) in die Dühring-Gleichung (3.75), S. 198 ergibt sich durch Vernachlässigung des Unterschieds zwischen $\widetilde{c}_{p,X2}$ und $\widetilde{c}_{p,X}$ (d.h $\dot{W}_{int,X2} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,X2}$ $\approx \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,X} = \widetilde{\dot{W}}_X$ für $X = D, A$) und Umsortieren der Koeffizienten:

$$\begin{aligned}\Delta\Delta t_i = \dot{Q}_E \cdot \Bigg[&\left(\frac{K_{D2}}{\dot{W}_D \cdot P_{D2}} - \frac{K_{D2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} \right) - \left(\frac{K_{A2}}{\dot{W}_A \cdot P_{A2}} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right) \\ &+ B_{X2} \cdot \left(\frac{-K_C}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{1}{\dot{W}_E \cdot P_E} \right) \Bigg] ,\end{aligned} \tag{3.140}$$

wobei $\Delta\Delta t_i$ die vier *Eintritts*temperaturen in die Hauptwärmeübertrager zu einer doppelten bzw. charakteristischen Temperaturdifferenz zusammenfasst.

$$\Delta\Delta t_i = (t_{Di} - t_{Ai}) - B_{X2} \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) \tag{3.141}$$

Damit lautet die charakteristische Gleichung für die Kälteleistung von einstufigen Absorptionskälteanlagen bei denen die Wärmeübertragung im Ab- und Desorber ohne vorgelagerte Sorptionsprozesse nach Variante B zu berechnen ist (Index 'BB'):

$$\dot{Q}_{E,BB} = s_{E,BB} \cdot \Delta\Delta t_i \tag{3.142}$$

mit dem Steigungsparameter

$$s_{E,BB} = \frac{1}{K_{DQ,B} + K_{AQ,B} + K_{CQ} + K_{EQ}} \tag{3.143}$$

und den charakteristischen Koeffizienten $K_{XQ,V}$, die für die Berechnungsvariante $V = B$ in der rechten Spalte von Tabelle 3.6 zusammengefasst sind.
In Gleichung (3.142) tritt der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ zunächst nicht auf. Stattdessen wird die Variation der thermodynamischen Verluste über einen veränderlichen Steigungsparameter abgebildet. Denn die dimensionslosen Temperaturänderungen P_{D2} und P_{A2} sind variabel, da sich die Durchlässigkeitsanteile n_{D2} und n_{A2} in Abhängigkeit von den benötigten Anteilen n_{D1} und n_{A3} für die Übertragung der Teilwärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ bzw. $\dot{Q}_{A3}$ ändern (siehe Bild 3.27). Bei Auftragung von $\dot{Q}_{E,BB}$ gegen $\Delta\Delta t_i$ ergibt sich daher zwar keine exakte Gerade, aber aufgrund der expliziten Berechnungsmöglichkeit mit Hilfe der externen – und damit bekannten – Eintrittstemperaturen stellt dies kein Problem in Bezug auf die Verwendbarkeit der erweiterten Berechnungsmethode dar [31].

[31] Außerdem wirkt sich eine Änderung von n_{D2} über P_{D2} i.d.R. nur schwach auf den Steigungsparameter $s_{E,BB}$ aus, so dass die daraus resultierende Streuung in $\dot{Q}_E = f(\Delta\Delta t_i)$ ähnlich groß ist wie diejenige aus einem variablen Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ bei Anlagen mit adiabaten Sorptionsvorgängen (siehe Gleichung (3.144) und Erläuterungen zu Bild 3.28, S. 225).

3.3.4 Allgemeine Darstellung der Berechnungsmethode

Variante	A	B
$K_{DQ,V}$	$\left(\frac{K_{D2}+K_{D1s}}{\dot{W}_D \cdot P_D} - \frac{K_{D2}+2\cdot K_{D1s}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_D}\right)$	$\left(\frac{K_{D2}}{\dot{W}_D \cdot P_{D2}} - \frac{K_{D2}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_D}\right)$
$K_{AQ,V}$	$-\left(\frac{K_{A2}+K_{A3s}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A2}\cdot(1-\mu_{A,U})+2\cdot K_{A3s}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_A}\right)$	$-\left(\frac{K_{A2}}{\dot{W}_A \cdot P_{A2}} - \frac{K_{A2}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_A}\right)$
$K_{CQ,V}$	$-\frac{K_C \cdot B_{X2}}{\dot{W}_C \cdot P_C}$	$-\frac{K_C \cdot B_{X2}}{\dot{W}_C \cdot P_C}$
$K_{EQ,V}$	$\frac{B_{X2}}{\dot{W}_E \cdot P_E}$	$\frac{B_{X2}}{\dot{W}_E \cdot P_E}$
$K_{Dt,V}$	$\frac{K_{D1r}}{\dot{W}_D \cdot P_D} - \frac{K_{D1r}}{\widetilde{\dot{W}}_D}$	0
$K_{At,V}$	$\frac{K_{A3r}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A3r}}{\widetilde{\dot{W}}_A}$	0
Bauformunabhängige Koeffizienten		
K_{D1s}	$\frac{K_{D1r}}{B_{X2}} \cdot \left(\frac{K_{D2}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_D} - \frac{K_{A2}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_A} + B_{X2}\cdot\left(\frac{-K_C}{\dot{W}_C\cdot P_C} + \frac{1}{\dot{W}_E\cdot P_E}\right) - \frac{K_{D2}}{(1-P_S)\cdot\widetilde{\dot{W}}_D}\right)$	
K_{D1r}	$\dot{W}_r \cdot (1-P_S)\cdot B_{X2}$	
K_{A3s}	$\frac{K_{A3r}}{B_{X2}} \cdot \left(\frac{K_{D2}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_D} - \frac{K_{A2}}{2\cdot\widetilde{\dot{W}}_A} + B_{X2}\cdot\left(\frac{-K_C}{\dot{W}_C\cdot P_C} + \frac{1}{\dot{W}_E\cdot P_E}\right) - \frac{K_{A2}\cdot(1+R_S\cdot\mu_{A,U})}{(1+\mu_{A,U})\cdot(R_S\cdot P_S-1)\cdot\widetilde{\dot{W}}_A}\right)$	
K_{A3r}	$\dot{W}_r \cdot \left(P_S - \frac{1}{R_S}\right)\cdot B_{X2}$	

Tabelle 3.6: Charakteristische Koeffizienten zur erweiterten Berechnungsmethode mit den Wärmestromverhältnissen aus Anhang K:

$$K_{D2} = \frac{B_{X2}}{1-\mu_{DV}} \qquad K_{A2} = \frac{-B_{X2}}{1-\mu_{DV}} \qquad K_C = \frac{-1}{1-\mu_{DV}}$$

Die Verwendung der dimensionslosen Temperaturänderungen P_X anstelle der Temperaturdifferenzfaktoren z_X zur Vermeidung der logarithmischen Mittelwerte $\Delta T_{log,X}$ kann auch bei Herleitung von charakteristischen Gleichungn für Anlagen verwendet werden, bei denen im Ab- und Desorber die Wärmeübertragung wegen adiabater Sorptionsvorgänge nach Variante A zu berechnen ist (siehe Anhang N.3). Die dazugehörigen Koeffizienten sind in Tabelle 3.6 (linke Spalte) aufgeführt. Ebenso kann eine 'gemischte' Darstellung ermittelt werden, für Anlagen bei denen der Desorber nach Variante B und der Absorber nach Variante A zu berechnen ist [32].
Darüber hinaus können mit den Koeffizienten aus Tabelle 3.6 auch für Desorber, Absorber und Kondensator die Leistungscharakteristiken angeben werden, in dem die Darstellung von $\dot{Q}_D$, $\dot{Q}_A$, $\dot{Q}_C$ analog zur Gewinnung von Gleichung (3.114) auf die Verdampferleistung zurückgeführt wird [33]. Damit lässt sich eine allgemeine Formulierung der charakteristischen Gleichungen für alle Hauptwärmeübertrager von einstufigen Absorptionskälteanlagen angeben, bei denen im De- und Absorber die Wärmeübertragung in Abhängigkeit von der Bauart mit oder ohne adiabate Sorptionsvorgänge erfolgen kann.

$$\dot{Q}_{X,VV} = s_{X,VV} \cdot \left[\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,X,VV}\right] \tag{3.144}$$

X	$s_{X,VV}$	$\Delta\Delta t_{min,X,VV}$
E	$\frac{1}{K_{DQ,V}+K_{AQ,V}+K_{CQ,V}+K_{EQ,V}}$	$(t_{Ci}-t_{Ei})\cdot\left(K_{Dt,V}-K_{At,V}\right)$
D	$s_{E,VV}\cdot(K_{D2}+K_{D1s})$	$(t_{Ci}-t_{Ei})\cdot\left(K_{Dt,V}-K_{At,V}-\frac{K_{D1r}}{s_{D,VV}}\right)$
A	$s_{E,VV}\cdot(K_{A2}+K_{A3s})$	$(t_{Ci}-t_{Ei})\cdot\left(K_{Dt,V}-K_{At,V}-\frac{K_{A3r}}{s_{A,VV}}\right)$
C	$s_{E,VV}\cdot K_C$	$(t_{Ci}-t_{Ei})\cdot\left(K_{Dt,V}-K_{At,V}\right)$

Tabelle 3.7: Charakteristische Parameter zur allgemeinen Darstellung von charakteristischen Gleichungen für alle Hauptwärmeübertrager bei unterschiedlichen Bauformen und paralleler Kühlwasserführung.

[32] Dies ist z.B. bei Anlagen mit überflutetem Desorber und Rieselfilm-Absorber der Fall, die u.a. bei den Parlamentsbauten in Berlin zum Einsatz kommen (siehe Abschnitt 2.1.2.1). Bei diesen Anlagen ist im überfluteten Desorber eine adiabate Absorption von Kältemittel in unterkühlt eintretende Lösung bauartbedingt nicht möglich; im Rieselfilm-Absorber hingegen wird der adiabate Sorptionsprozess durch Versprühen der Lösung in Düsen noch befördert.

[33] Dabei ist zu beachten, dass sich die bauart*un*abhängigen Koeffizienten in Tabelle 3.6 – anders als die mit Gleichung (3.88) und (3.91), S. 205 eingeführten Koeffizienten – auf den externen Temperaturhub zwischen den *Eintritts*temperaturen (d.h. $\Delta t_{Li} = t_{Ci} - t_{Ei}$) beziehen und nicht auf den externen Temperaturhub zwischen den *Mittel*temperaturen $\Delta t_L = t_C - t_E$.

Zusätzlich zum Index 'X' für die Benennung des betreffenden Hauptwärmeübertragers, wird durch den Index 'VV' die Berechnungsvariante für die Wärmeübertragung im Desorber (erstes V = A oder B) und Absorber (zweites V = A oder B) angegeben. Die Steigungs- und Verlustparameter in Gleichung (3.144) sind dann entsprechend Tabelle 3.7 mit den charakteristischen Koeffizienten aus der linken oder rechten Spalte der Tabelle 3.6 zu bilden, je nachdem ob es im Ab- oder Desorber oder beiden oder keinem zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommen kann.
Bei Verwendung der Gleichungen (3.144) mit der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ ist die Anwendung der Methode jedoch zunächst auf Anlagen mit paralleler Durchströmung von Absorber und Kondensator begrenzt, da nur dann die Eintrittstemperaturen t_{Ci} und t_{Ai} unabhängig voneinander sind.

Berücksichtigung der Kühlwasserführung
Für den bei $H_2O/LiBr$-Anlagen häufig vorkommenden Fall einer seriellen Stromführung des Kühlwassers zwischen Absorber und Kondensator ist die Eintrittstemperatur in den Kondensator t_{Ci} abhängig von der Eintrittstemperatur in den Absorber t_{Ai} sowie der last- und bauformabhängigen Leistungsaufnahme des Kühlwassers im Absorber. Bei Anlagen mit dem Arbeitsstoffpaar NH_3/H_2O erfolgt die Stromführung dagegen oft auch in umgekehrter Richtung, um den Druck im Hochdruckbehälter möglichst niedrig zu halten[34]. Für beide Stromführungsrichtungen lässt sich die Eintrittstemperatur in den jeweils nachgeschalteten Wärmeübertrager über die charakteristischen Gleichungen (3.144) berechnen. Denn mit $\dot{Q}_A < 0$ bei systemorientierter Vorzeichenkonvention und Durchströmung vom Absorber zum Kondensator ($A \rightarrow C$) ist

$$t_{Ci,VV} = t_{Ao} = t_{Ai} - \frac{\dot{Q}_{A,VV}}{\dot{W}_A} \tag{3.145}$$

bzw. nach Einsetzen der charakteristischen Gleichung (3.144) für $\dot{Q}_{A,VV}$

$$t_{Ci,VV} = t_{Ai} - \frac{s_{A,VV}}{\dot{W}_A} \cdot \left[\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,A,VV}\right] . \tag{3.146}$$

Durch Verwendung der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ aus (3.141) und Auflösen nach $t_{Ci,VV}$ ermittelt man die abhängige Eintrittstemperatur am Kondensator als explizite Funktion der unabhängigen Eintrittstemperaturen an den anderen Hauptwärmeübertragern:

[34] Eine Kühlwasserführung vom Kondensator zum Absorber wird von [Wuschig et al., 2008] auch für $H_2O/LiBr$-Anlagen als vorteilhaft diskutiert, da so die Lösungswärmeübertragerverluste verringert werden. Dies deckt sich mit Ergebnissen in [Albers und Ziegler, 2009b] und ist hier z.B. aus dem Verlustparameter in Tabelle 3.7 direkt ablesbar, da bei dieser Stromführungsrichtung der externe Temperaturhub $\Delta t_{Li} = t_{Ci} - t_{Ei}$ kleiner ist als im Fall $A \rightarrow C$ bei dem t_{Ci} gegenüber $t_{Ai}^{A\rightarrow C} = t_{Ci}^{C\rightarrow A}$ erhöht ist. Damit ist auch $\Delta\Delta t_{min,E}$ bei Stromführung $C \rightarrow A$ kleiner ist als bei $A \rightarrow C$.

$$\begin{aligned} t_{Ci,VV} = \quad & t_{Di} \cdot \frac{1}{B^*_{VV} - (K_{A3r} + \dot{W}_A)/s_{A,VV}} \\ & - t_{Ai} \cdot \frac{1 + \dot{W}_A/s_{A,VV}}{B^*_{VV} - (K_{A3r} + \dot{W}_A)/s_{A,VV}} \\ & + t_{Ei} \cdot \frac{B^*_{VV} - K_{A3r}/s_{A,VV}}{B^*_{VV} - (K_{A3r} + \dot{W}_A)/s_{A,VV}} \end{aligned} \tag{3.147}$$

mit dem sogenannten Prozessparameter B^*_{VV} entsprechend Gleichung (3.113). In gleicher Weise ergibt sich bei Durchströmung vom Kondensator zum Absorber ($C \rightarrow A$) die Eintrittstemperatur in den Absorber.

$$\begin{aligned} t_{Ai,VV} = \quad & t_{Di} \cdot \frac{1}{1 - \dot{W}_C/s_{C,VV}} - t_{Ci} \cdot \frac{B^*_{VV} + \dot{W}_C/s_{C,VV}}{1 - \dot{W}_C/s_{C,VV}} \\ & + t_{Ei} \cdot \frac{B^*_{VV}}{1 - \dot{W}_C/s_{C,VV}} \end{aligned} \tag{3.148}$$

Anders als in [Hellmann und Ziegler, 1999] kann durch diese lastabhängige Bestimmung der abhängigen Eintrittstemperaturen bei serieller Kühlwasserführung eine explizite Berücksichtigung der Koppelbedingung $t_{Ci} = t_{Ao}$ bzw. $t_{Ai} = t_{Co}$ ohne weitere Näherungen in der Berechnungsmethode erfolgen. Mit Gleichung (3.147) bzw. (3.148) ergibt sich damit – äquivalent zur parallelen Kühlwasserführung (Gleichung (3.141), S. 220) – auch bei serieller Verschaltung die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ aus den jeweils unabhängigen Eintrittstemperaturen,

$$\begin{aligned} \Delta\Delta t_i^{A\rightarrow C} = \quad & t_{Di} \cdot \left(1 \quad - \frac{B_{X2}}{B^*_{VV} - K_{A3r}/s_{A,VV} - N_{A,VV}} \right) \\ & - t_{Ai} \cdot \left(1 \quad - \frac{B_{X2}}{B^*_{VV} - K_{A3r}/s_{A,VV} - N_{A,VV}} \cdot (1 + N_{A,VV}) \right) \\ & + t_{Ei} \cdot \left(B_{X2} - \frac{B_{X2}}{B^*_{VV} - K_{A3r}/s_{A,VV} - N_{A,VV}} \cdot \left(B^*_{VV} - \frac{K_{A3r}}{s_{A,VV}} \right) \right) \end{aligned} \tag{3.149}$$

beziehungsweise

$$\begin{aligned} \Delta\Delta t_i^{C\rightarrow A} = \quad & t_{Di} \cdot \left(1 - \frac{1}{1 - N_{C,VV}} \right) - t_{Ci} \cdot \left(B_{X2} - \frac{B^*_{VV} + N_{C,VV}}{1 - N_{C,VV}} \right) \\ & + t_{Ei} \cdot \left(B_{X2} - \frac{B^*_{VV}}{1 - N_{C,VV}} \right) \end{aligned} \tag{3.150}$$

wobei die auf den jeweiligen Steigungsparameter normierten Wärmekapazitätsströme $N_{A,VV} = \frac{\dot{W}_A}{s_{A,VV}}$ und $N_{C,VV} = \frac{\dot{W}_C}{s_{C,VV}}$ verwendet wurden.

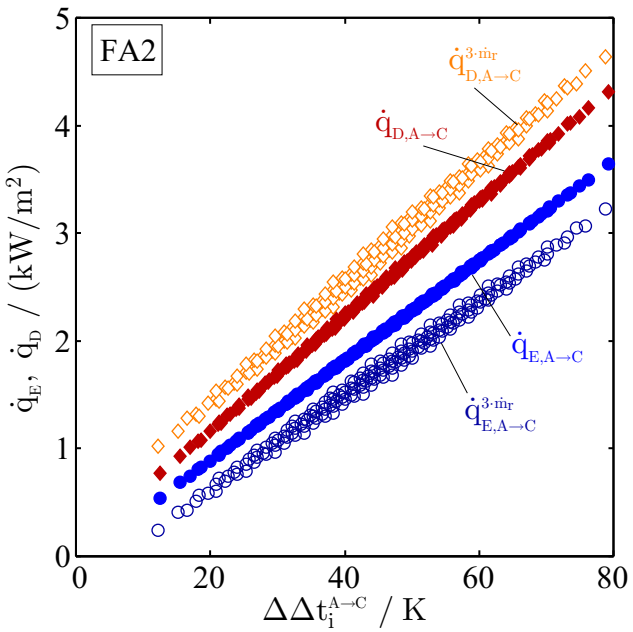


Bild 3.28: Graphische Darstellung der erweiterten charakteristischen Gleichungen unter Annahme konstanter Koeffizienten entsprechend Tabelle 3.6. Variation der Temperaturen t_{Xi} wie bei den Simulationsergebnissen in Abschnitt 3.2.2, S. 163, so dass 180 Teillastpunkte dargestellt sind.

In Bild 3.28 sind die spezifische Antriebs- und Kälteleistung (d.h. $\dot{q}_D$ und $\dot{q}_E$) als Ergebnis der allgemeinen Darstellung der charakteristischen Gleichungen (3.144) exemplarisch für die Absorptionskälteanlage vom Typ FA2 mit serieller Kühlwasserführung $A \to C$ dargestellt. Bei dieser Anlage können im Ab- und Desorber adiabate Sorptionsprozesse auftreten, d.h. beide Wärmeübertrager sind nach Variante A zu berechnen. Die Bestimmung der charakteristischen Parameter in Tabelle 3.7 (mit 'VV' = 'AA') erfolgte daher über die charakteristischen Koeffizienten aus Tabelle 3.6 Spalte A mit den Wärmedurchlässigkeiten und dem Lösungsmassenstrom unter Nennbedingungen aus Tabelle 3.2, S. 160. Außerdem ist in Bild 3.28 das Teillastverhalten für die gleiche Anlage jedoch mit dreifach so hohem Lösungsmassenstrom dargestellt ($\dot{q}_D^{3\cdot\dot{m}_r}$und $\dot{q}_E^{3\cdot\dot{m}_r}$). Für alle Berechnungen wurden die benötigten Stoffdaten und Geometrieparameter (d.h. B_{X2}, μ_{DV}, R_S siehe Anhang B) der Tabelle 3.12, S. 238 entnommen und konstant gehalten.
Es ist zu erkennen, dass die spezifischen Leistungen $\dot{q}_D$ und $\dot{q}_E$ keine linearen Funktionen der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ sind [35], sondern dass der linearen Tendenz eine Streuung überlagert ist, deren Größe im betrachteten Beispiel

[35] Dies gilt auch bei Auftragung gegen die charakteristische Temperaturdifferenz der Mitteltemperaturen $\Delta\Delta t$ (siehe Bild 3.37, S. 249).

mit dem Lösungsmassenstrom ansteigt. Die Ursache hierfür liegt im veränderlichen Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E,AA}$, dessen Verlauf in Bild 3.29 links für den einfachen und in Bild 3.29 rechts für den dreifachen Lösungsmassenstrom als Funktion des externen Temperaturhubs $\Delta t_{Li} = t_{Ci} - t_{Ei}$ und der Summe aus Temperaturschub und -hub $\Sigma\Delta t_i = \Delta t_{Ti} + \Delta t_{Li}$ dargestellt ist.

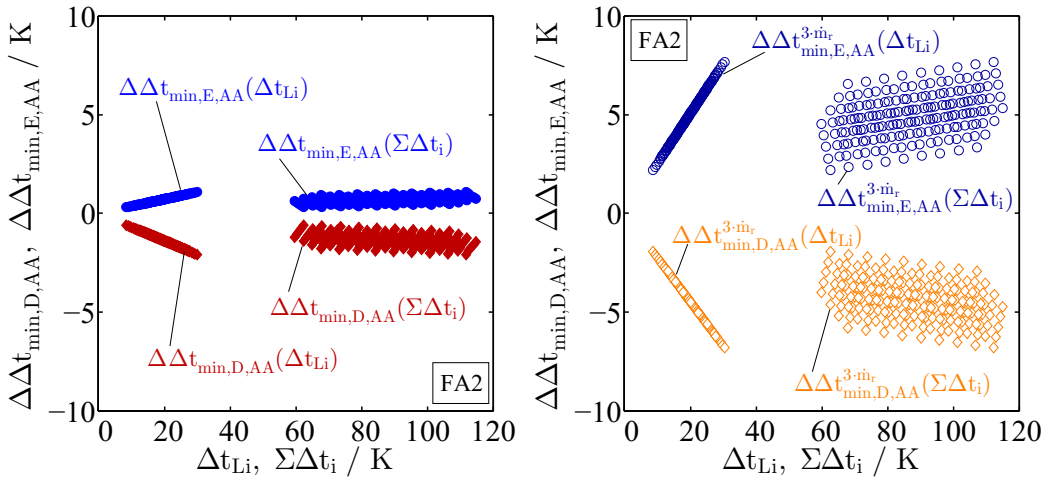


Bild 3.29: Veränderliche Verlustparameter der erweiterten charakteristischen Gleichungen bei unterschiedlichen Lösungsmassenströmen.

Da der lastproportionale Anteil der veränderlichen thermodynamischen Verluste bereits im Steigungsparameter berücksichtigt wird (z.B. über K_{D1s} und K_{A3s} siehe Tabelle 3.6), ist die Spannweite des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E,AA}$ mit ca. 1 K bei Nennmassenstrom (Bild 3.29 links) geringer als die Spannweite der Werte $\Delta\Delta t^{est}_{min,E}$ von ca. 3 K in der herkömmlichen Methode (s. Bild 3.22). Aus dem gleichen Grund ist auch die Korrelationsgüte von $\Delta\Delta t_{min,E,AA}$ mit $\Sigma\Delta t$ geringer als in Bild 3.22 für $\Delta\Delta t^{est}_{min,E}$ zu erkennen. Bei dreifachem Lösungsmassenstrom steigt die Spannweite des Verlustparameters auf ca. 5 K an und die Korrelationsgüte von $\Delta\Delta t_{min,E,AA}$ mit $\Sigma\Delta t$ verringert sich (Bild 3.29 rechts). Aus Tabelle 3.7 folgt, dass der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E,AA}$ nur noch als Funktion des externen Hubs $\Delta t_{Li} = t_{Ci} - t_{Ei}$ betrachtet wird. Die Güte dieses Ansatzes im Vergleich zu den exakten Werten z.B. aus der Simulation wird im Abschnitt 3.4 behandelt.
In Bild 3.30 ist das Teillastverhalten der Anlage FA2 auf Basis der charakteristischen Gleichung (3.144) bei verschiedenen Stromführungen des Kühlwassers als Funktion der zugehörigen charakteristischen Temperaturdifferenzen nach Gleichung (3.141), (3.149) und (3.150) dargestellt. Die Veränderlichkeit des Verlustparameters ist hier kaum von Bedeutung (da die Koeffizienten aus Tabelle 3.6 unabhängig von der Stromführung sind und sich die Werte von $\Delta\Delta t_{min,E,AA}$ nach Tabelle 3.7 nur durch

die unterschiedlichen, ggf. lastabhängigen Kühlwassertemperaturen am Kondensatoreintritt unterscheiden). Selbst bei dreifachem Lösungsmassenstrom sind die charakteristischen Verläufe daher kaum voneinander zu unterscheiden. Aus diesem Grund wurde für Bild 3.30 auch eine größere Schrittweite bei Variation der externen Eintrittstemperaturen verwendet und es ergeben sich entsprechend weniger als 180 Teillastpunkte. Außerdem sind nur die Kälteleistungen für den Fall mit einfachem bzw. Nenn-Lösungsmassenstrom (Kreis und Kreuz-Symbole) und dreifachem Massenstrom (Rauten und Sternchen-Symbol) dargestellt.

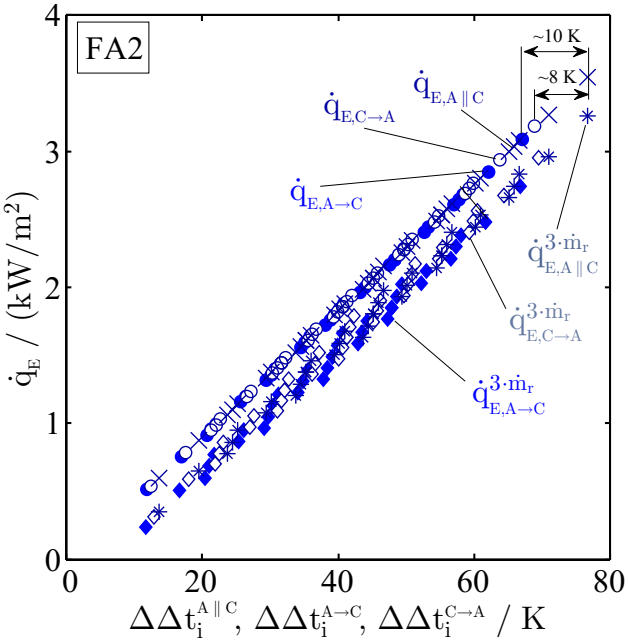


Bild 3.30: Vergleich der spezifischen Kälteleistung bei unterschiedlichen Kühlwasserführungen und Lösungsmassenströmen auf Basis der erweiterten charakteristischen Gleichungen mit konstanten Koeffizienten entsprechend Tabelle 3.6.

Die wesentliche Auswirkung der Kühlwasserführung liegt in den sich einstellenden charakteristischen Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t_i^{C\to A}$, $\Delta\Delta t_i^{A\to C}$ und $\Delta\Delta t_i^{A\parallel C}$. Diese sind bei paralleler Stromführung $A \parallel C$ am größten, so dass sich im Vergleich zur seriellen Stromführung $C \to A$ bei hoher Last ein Unterschied von ca. 8 K und zur Stromführung $A \to C$ ein Unterschied von ca. 10 K Wert ergibt. Dies gilt sowohl für den einfachen als auch den dreifachen Lösungsmassenstrom. Obwohl die unabhängigen, externen Kühlwassereintrittstemperaturen in allen drei Fällen identisch sind (d.h. $t_{Ci}^{C\to A} = t_{Ai}^{A\to C} = t_{Ci}^{A||C} = t_{Ai}^{A\parallel C}$), ergibt sich auf Grund der unterschiedlichen Kühlwasserführung ein anderes Teillast- bzw. Regelungsverhalten (das mit der erweiterten Methode abgebildet werden kann).

3.3.5 Charakteristische Gleichungen für die Regelung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde dargestellt, wie die Kälte- und Antriebsleistung von Absorptionskälteanlagen mit Hilfe von linearen charakteristischen Gleichungen der Form $\dot{Q}_{X,VV} = s_{X,VV} \cdot (\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,X,VV})$ (mit $X = E, D$ sowie $V = A$ oder B) beschrieben werden kann. Dabei wurde gezeigt, dass die jeweiligen charakteristischen Steigungs- und Verlustparameter $s_{X,VV}$ und $\Delta\Delta t_{min,X,VV}$ abhängig sind von der Bauform und der damit verbundenen Prozessführung im De- und Absorber. Auch die im Abschnitt 3.2.4.2 diskutierte Veränderlichkeit des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,X,VV}$ konnte in expliziter Form auf die externen Eintrittstemperaturen in den Kondensator und Verdampfer (d.h. den bauform- und stromführungsabhängigen Temperaturhub $\Delta t_{Li} = t_{Ci,VV} - t_{Ei}$) zurückgeführt werden. Außerdem wurde deutlich, dass auch die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ abhängig von der Anlagenkonfiguration ist (z.B. der Kühlwasserführung).
In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, dass die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ und der veränderliche Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E,VV}$ für alle behandelten Wärmeübertragerbauformen und Stromführungsvarianten des Kühlwassers zu einer effektiven (charakteristischen) Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ der externen, unabhängigen Eintrittstemperaturen zusammengefasst werden können, so dass mit dieser eine einfache Vorausberechnung bzw. Prognose des Teillastverhalten von einstufigen Absorptionskälteanlagen ermöglicht wird. In einem zweiten Schritt wird diese effektive Temperaturdifferenz noch leicht modifiziert, um sie besser zur Regelung der Kaltwasseraustrittstemperatur t_{Eo} nutzen zu können.

Bei paralleler Stromführung des Kühlwassers durch Absorber und Kondensator $A \parallel C$ sind die Eintrittstemperaturen t_{Xi} aller Wärmeübertrager $X = D, A, C, E$ unabhängig voneinander. Durch Zusammenfassung von $\Delta\Delta t_i$ und $\Delta\Delta t_{min,E}$ ergibt sich die effektive Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ als Funktion der vier unabhängigen Eintrittstemperaturen und des Prozessparameters B_{VV}^*, der mit Gleichung (3.113) eingeführt wurde.

$$\begin{aligned}\Delta\Delta t_i^* &= \Delta\Delta t_i && - \Delta\Delta t_{min,E,VV} \\ &= t_{Di} - t_{Ai} - B_{X2} \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) && - (K_{Dt,V} - K_{At,V}) \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) \\ &= t_{Di} - t_{Ai} - B_{VV}^* \cdot (t_{Ci} - t_{Ei})\ . && \end{aligned} \tag{3.151}$$

Auch für den häufig vorkommenden Fall einer seriellen Durchströmung des Kühlwassers vom Absorber zum Kondensator $A \rightarrow C$ lässt sich durch Einsetzen des expliziten Zusammenhangs für die abhängige Kühlwassertemperatur $t_{Ci,VV}$ (3.147) in die Gleichung für $\Delta\Delta t_i^{A\rightarrow C}$ (3.149) sowie das entsprechende $\Delta\Delta t_{min,E,VV}$ eine

effektive Temperaturdifferenz der unabhängigen Eintrittstemperaturen angeben.

$$\Delta\Delta t_i^* = \Delta\Delta t_i^{A\to C} - \Delta\Delta t_{min,E,VV} \tag{3.152}$$

$$\begin{aligned} = & \left(1 - \frac{B_{VV}^*}{B_{VV}^* - K_{A3r}/s_{A,VV} - N_{A,VV}}\right) \cdot t_{Di} \\ & - \left(1 - \frac{B_{VV}^*}{B_{VV}^* - K_{A3r}/s_{A,VV} - N_{A,VV}} \cdot (1 + N_{A,VV})\right) \cdot t_{Ai} \\ & + \left(1 - \frac{B_{VV}^*}{B_{VV}^* - K_{A3r}/s_{A,VV} - N_{A,VV}} \cdot N_{A,VV} + 1\right) \cdot t_{Ei} \end{aligned} \tag{3.153}$$

Eine ähnliche Darstellung für $\Delta\Delta t_i^*$ ergibt sich, wenn die gleichen Schritte auch für die entgegengesetzte Stromführung $C \to A$ durchführt werden. Durch Zusammenfassung der stromführungsabhängigen Koeffizienten K_1 bis K_3 entsprechend Tabelle 3.8 lässt sich dann die effektive charakteristische Temperaturdifferenz der jeweils unabhängigen Eintrittstemperaturen $\Delta\Delta t_i^*$ wie folgt darstellen:

$$\Delta\Delta t_i^* = \begin{cases} (1-K_1)\cdot t_{Di} - (1-K_2)\cdot t_{Ai} + (1-K_3)\cdot (t_{Ei} - t_{Ci}) & \text{für } A \parallel C \\ (1-K_1)\cdot t_{Di} - (1-K_2)\cdot t_{Ai} + (1-K_3)\cdot t_{Ei} & \text{für } A \to C \\ (1-K_1)\cdot t_{Di} - (1-K_2)\cdot t_{Ci} + (1-K_3)\cdot t_{Ei} & \text{für } C \to A \end{cases} \tag{3.154}$$

Tabelle 3.8: Koeffizienten der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz.

Schaltung	K_1	K_2	K_3
$A \parallel C$	0	0	$1 - B_{VV}^*$
$A \to C$	$\dfrac{B_{VV}^*}{B_{VV}^* - \dfrac{K_{A3r}}{s_{A,VV}} - N_{A,VV}}$	$K_1 \cdot (1 + N_{A,VV})$	$1 - K_1 + K_2$
$C \to A$	$\dfrac{1}{1 - N_{C,VV}}$	$K_1 \cdot (1 + B_{VV}^* \cdot N_{C,VV})$	$1 - K_1 + K_2$

Mit Hilfe dieser effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz ergibt sich für alle Stromführungen die graphische Darstellung der Kälteleistung als Gerade durch den Koordinatenursprung (siehe Bild 3.31, S. 232). Die Kälteleistung von Absorptionskälteanlagen kann damit ohne weiteren Verlustparameter (wie z.B. $\Delta\Delta t_{min,E}$) allein durch $\Delta\Delta t_i^*$ beschrieben werden, da in dieser effektiven Temperaturdifferenz alle

lastunabhängigen Verlustmechanismen über die näherungsweise konstanten Koeffizienten K_1 bis K_3 auf die externen Betriebsbedingungen t_{Xi}, $\dot{W}_X$ zurückgeführt werden können. Die Koeffizienten K_1 bis K_3 werden daher auch als *effektive Koeffizienten* bezeichnet. Die lastproportionalen Verlustmechanismen werden dagegen im Steigungsparameter $s_{E,VV}$ berücksichtigt, so dass

$$\dot{Q}_{E,VV} = \quad s_{E,VV} \cdot \Delta\Delta t_i^* \ . \tag{3.155}$$

Unter Beachtung des Zusammenhangs zwischen den Verlustparametern $\Delta\Delta t_{min,E}$ und $\Delta\Delta t_{min,D}$ (s. Gleichung (N.16), S. 506 bzw. Zeile E und D in Tabelle 3.7) lässt sich auch für die Antriebsleistung eine Darstellung mit der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz angeben (zunächst wieder für parallele Durchströmung $A \parallel C$).

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{D,VV} &= s_{D,VV} \cdot \left[\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,D} \right] \\ &= s_{D,VV} \cdot \left[\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,E} + \frac{K_{D1r}}{s_{D,VV}} \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) \right] \\ &= s_{D,VV} \cdot \Delta\Delta t_i^* + K_{D1r} \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) \end{aligned} \tag{3.156}$$

Nach Einsetzen der expliziten Darstellung (3.147) für t_{Ci} bei serieller Durchströmung $A \rightarrow C$ ergibt sich nach einigen Umformungen eine minimale Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{i,min}^*$, die durch eine Kombination der gleichen Koeffizienten K_N (mit $N = 1..3$) wie bei der effektiven Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ ausgedrückt werden kann. Die Kombinationen $K_{min,N}$ aus K_N sind damit ebenfalls abhängig von der Stromführung im Kühlwasser (siehe Tabelle 3.9).

$$\Delta\Delta t_{i,min}^* = \begin{cases} K_{min,1} \cdot t_{Di} - K_{min,2} \cdot t_{Ai} + K_{min,3} \cdot (t_{Ei} - t_{Ci}) & \text{für } A \parallel C \\ K_{min,1} \cdot t_{Di} - K_{min,2} \cdot t_{Ai} + K_{min,3} \cdot t_{Ei} & \text{für } A \rightarrow C \\ K_{min,1} \cdot t_{Di} - K_{min,2} \cdot t_{Ci} + K_{min,3} \cdot t_{Ei} & \text{für } C \rightarrow A \end{cases} \tag{3.157}$$

Tabelle 3.9: Koeffizienten der minimalen effektiven Temperaturdifferenz.

Schaltung	$K_{min,1}$	$K_{min,2}$	$K_{min,3}$
$A \parallel C$	K_1	K_2	$K_3 - 1$
$A \rightarrow C$	K_1	K_2	$K_3 - 1$
$C \rightarrow A$	0	$\frac{K_1 - K_2}{K_1 - 1}$	$\frac{K_1 - K_2}{K_1 - 1}$

Mit dieser minimalen effektiven Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*_{i,min}$ und dem Koeffizienten $K_{D1r} = (1 - P_S) \cdot \dot{W}_r \cdot B_{X2}$ (über den in Gleichung (3.156) die Effizienz des Lösungswärmeübertragers berücksichtigt wird) sowie den Prozessparameter B^*_{VV} lässt sich ein Leistungsumsatz $\dot{Q}_{min,D,VV}$ darstellen, der als Mindestantriebsleistung unter den jeweiligen Betriebsbedingungen erforderlich ist.

$$\dot{Q}_{min,D,VV} = (1 - P_S) \cdot \dot{W}_r \cdot \frac{B_{X2}}{B^*_{VV}} \cdot \Delta\Delta t^*_{i,min} \,. \tag{3.158}$$

Zusammen mit dem Produkt aus Steigungsparameter $s_{D,VV}$ und effektiver Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*_i$ ergibt sich daraus die insgesamt erforderliche Antriebsleistung.

$$\dot{Q}_{D,VV} = s_{D,VV} \cdot \Delta\Delta t^*_i + \dot{Q}_{min,D,VV} \tag{3.159}$$

Durch die charakteristischen Koeffizienten K_N sowie die effektive und minimale Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*_i$ bzw. $\Delta\Delta t^*_{i,min}$ lassen sich nun die charakteristischen Gleichungen der erweiterten Methode wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_E &= K_4 \cdot \Delta\Delta t^*_i \\ \dot{Q}_D &= K_5 \cdot \Delta\Delta t^*_i + K_6 \cdot \Delta\Delta t^*_{i,min} \,, \end{aligned} \tag{3.160}$$

wobei sich der Koeffizient K_6 ebenfalls als Steigungsparameter der Mindestantriebsleistung interpretieren lässt. Dieser ergibt sich wie die Steigungsparameter der Antriebs- und Kälteleistung (d.h. K_5 und K_4) aus den Koeffizienten der Tabelle 3.6.

$$K_4 = s_{E,VV} \qquad K_5 = s_{D,VV} \qquad K_6 = (1 - P_S) \cdot \dot{W}_r \cdot \frac{B_{X2}}{B^*_{VV}} \,. \tag{3.161}$$

Äquivalente Darstellungen zu (3.160) sind für $\dot{Q}_C$ und $\dot{Q}_A$ ermittelbar, denn die Kondensatorleistung ergibt sich mit dem Wärmestromverhältnis $K_C = \frac{-1}{1-\mu_{DV}}$ zu

$$\dot{Q}_C = K_C \cdot K_4 \cdot \Delta\Delta t^*_i \tag{3.162}$$

und auch die Absorberleistung kann ausgehend von Gleichung (3.144) mit Hilfe der Koeffizienten und Parameter aus Tabelle 3.6 und 3.7 explizit formuliert werden

$$\dot{Q}_A = (K_{A2} + K_{A3s}) \cdot K_4 \cdot \Delta\Delta t^*_i + \frac{P_S - 1/R_S}{1 - P_S} \cdot K_6 \cdot \Delta\Delta t^*_{i,min} \,. \tag{3.163}$$

Alle Koeffizienten K_N in den charakteristischen Gleichungen (3.160), (3.162) und (3.163) bzw. in Tabelle 3.6 sind Funktionen der Wärmedurchlässigkeiten Y_X sowie der externen und internen Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_X$ bzw. $\widetilde{\dot{W}}_X$. Bei konstanten Wärmedurchlässigkeiten, d.h. bei last*un*abhängigen inneren Wärmeübergangs-

koeffizienten $\alpha_{int,X}$ sowie konstanten externen Volumenströmen sind auch die Koeffizienten K_1 bis K_6 nahezu konstant. Die schwache verbleibende Veränderlichkeit dieser Koeffizienten resultiert aus variierenden Wärmestromverhältnissen K_{D2}, K_{A2}, K_C (siehe Anhang K) bzw. Stoffdaten (z.B. $B_{X2}, \widetilde{c}_p, c_{p,r}, \Delta h^{LV}$) sowie veränderlichem Drosselverlust μ_{DV} und Wärmekapazitätsstromverhältnis der reichen und armen Lösung R_S. Die Auswirkungen dieser Veränderlichkeit werden im Abschnitt 3.4.2 diskutiert.

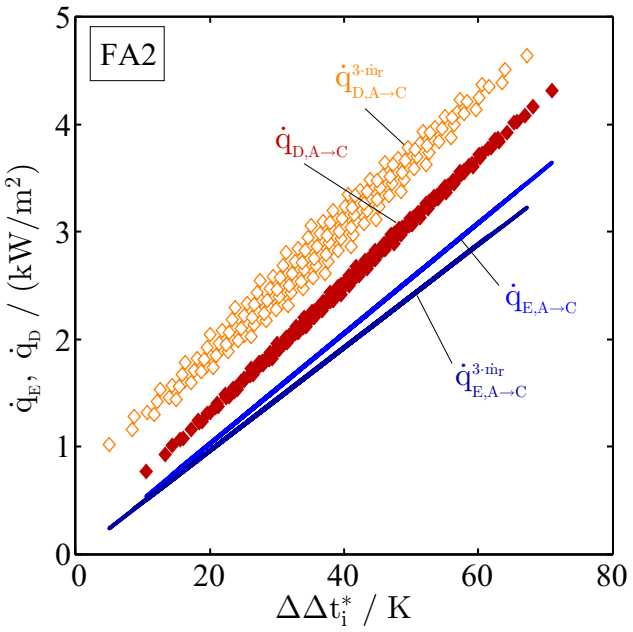


Bild 3.31: Berechnungsergebnisse der erweiterten charakteristischen Gleichungen unter Annahme konstanter Koeffizienten K_N aus Tabelle 3.10 für zwei unterschiedliche Lösungsmassenströme bei Anlage FA2.

In Bild 3.31 sind die spezifischen Werte der mit Gleichung (3.160) unter Annahme konstanter Koeffizienten K_N aus Tabelle 3.10 berechneten Kälte- und Antriebsleistungen $\dot{Q}_E$, $\dot{Q}_D$ für die Anlage FA2 als Funktion der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ dargestellt. Analog zum vorhergehenden Abschnitt ist außerdem das Teillastverhalten für die gleiche Anlage jedoch mit dreifach höherem Lösungsmassenstrom abgebildet. In beiden Fällen ergeben sich die effektiven Koeffizienten K_N (mit $N = 1, 2, 3$) aus den Berechnungsvorschriften für serielle Kühlwasserführung $A \to C$ entsprechend Tabelle 3.8. Die benötigten Steigungsparameter folgen aus Tabelle 3.7 zusammen mit den Koeffizienten aus Tabelle 3.6 und den Wärmedurchlässigkeiten aus Tabelle 3.2. Für die beiden untersuchten Lösungsmassenströme wurden die gleichen, konstanten Stoffdaten und Geometrieparameter (d.h. B_{X2}, μ_{DV}, R_S siehe Anhang B) aus Tabelle 3.12, S. 238 verwendet

und die externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} wurden, wie im Abschnitt 3.2.2, S. 163 beschrieben, bei konstanten externen Volumenströmen $\dot{V}_X = \dot{V}_{X,0}$ variiert. Daraus resultieren jeweils 180 Teillastpunkte.

Tabelle 3.10: Charakteristische Koeffizienten zur Anlage FA2 für zwei unterschiedliche Lösungsmassenströme.

		FA2	FA2$^{3\cdot\dot{m}_r}$
K_1	-	0,13	0,16
K_2	-	-0,91	-1,08
K_3	-	-0,04	-0,24
K_4	kW/K	0,32	0,30
K_5	kW/K	0,38	0,40
K_6	kW/K	0,03	0,13
$\dot{m}_r$	g/s	73	219

Für beide Lösungsmassenströme ergibt sich mit der erweiterten Methode trotz erheblich unterschiedlicher thermodynamischer Verluste (vergleiche die Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ der herkömmlichen Methode in Bild 3.29, S. 226 links und rechts) eine lineare Funktion der Kälteleistung von der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$. Anstelle eines veränderlichen Verlustparameters werden mit den Gleichungen (3.160) die variierenden Verluste über die effektiven Koeffizienten $K_{1..3}$ direkt den externen Eintrittstemperaturen zugeordnet. Dabei wird sowohl die Kühlwasserführung zwischen Absorber und Kondensator als auch die interne Prozessführung und -güte berücksichtigt (z.B. bei unterschiedlichen Lösungsmassenströmen und/oder Wärmedurchlässigkeiten des Lösungswärmeübertragers). Bei hohem Lösungsvolumenstrom ist die Antriebsleistung bei gleichen externen Eintrittstemperaturen höher, aber auch die thermodynamischen Verluste, deswegen ist $\dot{q}_D^{3\cdot\dot{m}_r} > \dot{q}_D$ aber $\dot{q}_E^{3\cdot\dot{m}_r} < \dot{q}_E$.
Der lastproportionale Anteil der veränderlichen thermodynamischen Verluste wird in der erweiterten Methode in den Steigungsparametern $K_4 = s_{E,VV}$ und $K_5 = s_{D,VV}$ berücksichtigt (z.B. über K_{D1s} und K_{A3s} siehe Tabelle 3.6). Der last*un*abhängige Anteil wird hingegen über die Mindestantriebsleistung $\dot{Q}_{min,D}$ in das Berechnungsverfahren integriert und mit Hilfe von $\Delta\Delta t_{i,min}^*$ den externen, unabhängigen Eintrittstemperaturen zugeordnet. Mit dem zugehörigen Steigungsparameter K_6 werden entsprechend Gleichung (3.161) z.B. die Lösungswärmeübertragerverluste in Bezug zu anderen Verlusten im Lösungskreis erfasst. Da diese nicht bzw. nur anteilig mit dem umlaufenden Kältemittelmassenstrom bzw. $\Delta\Delta t_i^*$ skalieren, ergibt sich für die gesamte Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ selbst bei konstanten charakteristischen Koeffizienten K_N keine Gerade zur effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$. Die aus der Variation von $\dot{Q}_{min,D}$ resultierende Streuung in $\dot{Q}_D$ tritt wegen

des größeren (aber konstanten) Koeffizienten K_6 (siehe Tabelle 3.10) bei dreifachem Lösungsvolumenstrom entsprechend deutlicher hervor. Dies wird mit Bild 3.32 detaillierter analysiert, wobei vorrangig die Teillastdaten mit dreifachem Lösungsmassenstrom behandelt werden (d.h. $\dot{q}_D^{3\cdot\dot{m}_r}$ und $\dot{q}_E^{3\cdot\dot{m}_r}$) zu denen die spezifische Mindestantriebsleistung $\dot{q}_{min,D}^{3\cdot\dot{m}_r}$ hier ebenfalls gegen $\Delta\Delta t_i^*$ aufgetragen ist (und nicht gegen $\Delta\Delta t_{i,min}^*$). Es sind für beide Lösungsmassenströme jeweils zwölf Teillastpunkte dargestellt, bei denen zu einer konstanten Kaltwassereintrittstemperatur $t_{Ei} = t_{Ei,0} = 18$ °C die Heißwassereintrittstemperatur t_{Di} zwischen 50 °C und 100 °C bei nur zwei unterschiedlichen Kühlwassertemperaturen ($t_{Ai} = 21$ °C und 31 °C) variiert wurde.

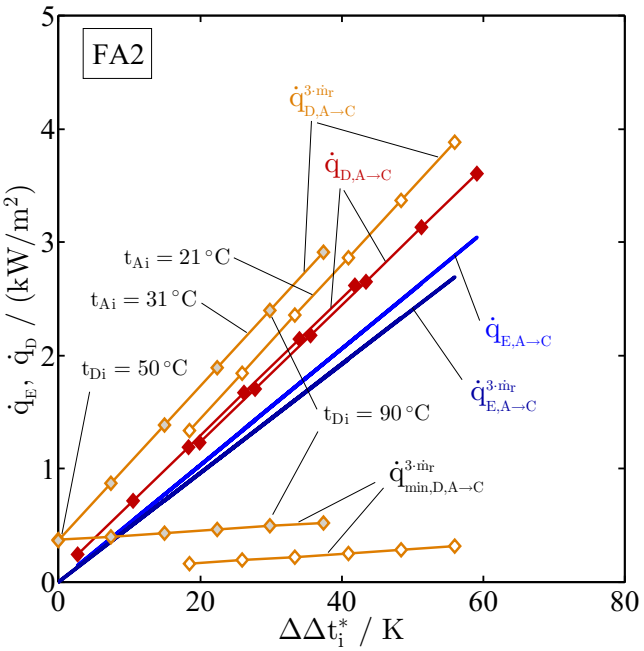


Bild 3.32: Graphische Darstellung zur Mindestantriebsleistung in den erweiterten charakteristischen Gleichungen für 12 Teillastpunkte.

Bei einer Kühlwassertemperatur $t_{Ai} = 31$ °C (grau hinterlegte offene Symbole in Bild 3.32) ergibt sich für eine Antriebstemperatur von $t_{Di} = 50$ °C eine effektive Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^* \approx 0$ K. Dementsprechend ist $\dot{q}_E^{3\cdot\dot{m}_r} \approx 0$ kW und die spezifische Antriebsleistung wird vollständig zur Deckung der Verluste aufgewendet, d.h. $\dot{q}_D^{3\cdot\dot{m}_r} = \dot{q}_{min,D}^{3\cdot\dot{m}_r}$. Mit steigendem t_{Di} steigt die spezifische Kälteleistung linear mit $\Delta\Delta t_i^*$ an und erreicht z.B. bei 90 °C mit $\Delta\Delta t_i^* \approx 30$ K eine spezifische Kälteleistung $\dot{q}_E^{3\cdot\dot{m}_r} \approx 1{,}5$ kW/m². Die spezifische Antriebsleistung beträgt hier etwa 2,5 kW/m². Die gleiche spezifische Kälteleistung von $\dot{q}_E^{3\cdot\dot{m}_r} \approx 1{,}5$ kW/m² lässt sich jedoch mit gleicher effektiver Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^* \approx 30$ K aber niedrigerer

Kühlwassertemperatur $t_{Ai} = 21$ °C (und dementsprechend niedrigerer Antriebstemperatur $t_{Di} < 90$ °C) mit einer ca. 0,5 $\mathrm{kW/m^2}$ niedrigeren spezifischen Antriebsleistung erreichen. Dies resultiert aus der ebenfalls ca. 0,5 $\mathrm{kW/m^2}$ niedrigeren Mindestantriebsleistung $\dot{q}_D^{3\cdot\dot{m}_r}$ (weiß hinterlegte offene Symbole in Bild 3.32 bei $t_{Ai} = 21$ °C). Aufgrund der Überlagerung der nicht-lastproportionalen Mindestantriebsleistung (die keine lineare Funktion von $\Delta\Delta t_i^*$ ist, sondern von $\Delta\Delta t_{i,min}^*$) mit dem lastproportionalen Anteil $K_5^* \cdot \Delta\Delta t_i^*$ ergibt sich für die Gesamtantriebsleistung $\dot{Q}_D$ bzw. $\dot{q}_D$ ebenfalls keine lineare Abhängigkeit von der effektiven Temperaturdifferenz (selbst wenn die Koeffizienten K_N konstant sind). Bei Überprüfung der erweiterten Berechnungsmethode mit Messdaten bzw. Simulationsergebnissen muss daher beachtet werden, dass ein Teil der Streuung von $\dot{Q}_D$ bzw. $\dot{q}_D$ bei Auftragung gegen $\Delta\Delta t_i^*$ aus den variablen thermodynamischen Verlusten resultiert und ein anderer (geringerer) Teil aus den tatsächlich nur näherungsweise konstanten Koeffizienten K_N. Bei genauerer Betrachtung ändern sich letztere z.B. aufgrund von variablen Stoffwerten oder Geometrieparametern B_{X2}, μ_{DV}, R_S (mit denen die Lage des Kreisprozesses im Lösungsfeld der Arbeitsstoffpaarung beschrieben wird, siehe Anhang B). Dies wird im Abschnitt 3.4.2 weiter behandelt.

Modifizierte Darstellung der erweiterten charakteristischen Gleichungen

Mit den charakteristischen Gleichungen (3.160) lässt sich die Leistungsfähigkeit und das Energieeffizienzverhalten von Absorptionskälteanlagen allein aus den unabhängigen Eintrittstemperaturen sowie den bauart- und stromführungsabhängigen Koeffizienten K_1 bis K_6 vorausberechnen. Für die Anwendung dieser Gleichungen zur Regelung von Absorptionskälteanlagen ist jedoch eine modifizierte Darstellung mit der Kaltwasser*austritts*temperatur t_{Eo} anstelle der *Eintritts*temperatur vorteilhafter, da üblicherweise auf einen bestimmten Sollwert t_{Eo}^{set} zu regeln ist. Die Eintrittstemperatur t_{Ei} ist dagegen oftmals durch den Kälteverbraucher vorgegeben und damit nicht frei einstellbar. In Tabelle 3.11 sind die zugehörigen, modifizierten Koeffizienten K_N^* mit $N = 4, 5$ angegeben, mit denen die charakteristischen Gleichungen formal identisch bleiben (vergl. (3.160) und (3.164)), aber die effektive und minimale Temperaturdifferenz nach Gleichung (3.154) bzw. (3.157) mit t_{Eo} statt t_{Ei} zu bilden ist. Aus diesem Grund entfällt das i im Index der modifizierten Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t^*$ und $\Delta\Delta t_{min}^*$.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{E,VV} &= K_4^* \cdot \Delta\Delta t^* \\ \dot{Q}_{D,VV} &= K_5^* \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta\Delta t_{min}^* \end{aligned} \tag{3.164}$$

Die modifizierten Koeffizienten K_4^* und K_5^* in Gleichung (3.164) ergeben sich durch Einsetzen von $t_{Ei} = t_{Eo} + \frac{\dot{Q}_{E,VV}}{\dot{W}_E}$ in (3.154) bzw. (3.157), so dass zu ihrer Ermittlung

ein einziger Umrechnungsfaktor K_{Eo} ausreichend ist (siehe Tabelle 3.11).

$$K_{Eo} = \frac{1}{1 - K_4 \cdot (1 - K_3)/\dot{W}_E} \tag{3.165}$$

Die effektiven Koeffizienten zur Berechnung von $\Delta\Delta t^*$ und der Mindestantriebsleistung $\dot{Q}_{min,D,VV}$ bleiben dagegen unverändert (d.h. $K_N = K_N^*$ für $N = 1, 2, 3, 6$).

Tabelle 3.11: Modifizierte Koeffizienten zu den Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t^*$ und $\Delta\Delta t^*_{min}$ in den charakteristischen Gleichungen für $\dot{Q}_E$ und $\dot{Q}_D$.

Schaltung	K_4^*	K_5^*
$A \parallel C$	$K_{Eo} \cdot K_4$	$K_{Eo} \cdot K_5$
$A \rightarrow C$	$K_{Eo} \cdot K_4$	$K_{Eo} \cdot (K_5 - K_6) + K_6$
$C \rightarrow A$	$K_{Eo} \cdot K_4$	$K_{Eo} \cdot K_5 + \frac{K_{Eo} - 1}{K_1 - 1} \cdot K_6$

Die Anwendung der modifizierten Darstellung ist vor allem für die Entwicklung von Regelstrategien vorteilhaft. In Bezug auf die methodischen Näherungen und die damit verbundene Genauigkeit gibt es keinen Unterschied zwischen den charakteristischen Gleichungen (3.160) mit der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ (Prognosedarstellung) und den Gleichungen (3.164) mit der modifizierten effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*$ (modifizierte Darstellung). Bei der nachfolgenden Diskussion der erweiterten Berechnungsmethode im Vergleich zu Simulationsergebnissen wird daher die Prognosedarstellung verwendet und bei der Entwicklung von Regelstrategien ab Kapitel 4 die modifizierten Darstellung.

3.4 Diskussion der erweiterten Methode

Die Diskussion zur erweiterten Methode der charakteristischen Gleichungen gliedert sich in zwei Abschnitte. Zuerst erfolgt in 3.4.1 ein Vergleich der Berechnungsergebnisse mit den Simulationsrechnungen sowie ein Vergleich mit den Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode. Dabei wird auch untersucht, in wie weit die charakteristischen Koeffizienten K_N tatsächlich als Konstanten betrachtet werden können. Im Anschluss daran wird im Abschnitt 3.4.2 gezeigt, dass die Abweichungen in der berechneten Kälte- und Antriebsleistung durch ein explizites Prädiktor-Korrektor-Verfahren weiter vermindert werden können.

3.4.1 Vergleich mit Simulationsergebnissen

Beim Vergleich der erweiterten Berechnungsmethode mit Simulationsergebnissen soll u.a. untersucht werden, inwieweit die Annahme konstanter Stoffdaten zur Berechnung der Koeffizienten K_N mit $N = 1 \ldots 6$ gerechtfertigt ist und wie genau die Berechnungen die Simulationsergebnisse verschiedener Anlagentypen mit unterschiedlichen Desorberbauformen wiedergeben können. Ebenso wie bei der Diskussion der herkömmlichen Methode werden die internen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{int,X}$ in allen Wärmeübertragern als lastunabhängig betrachtet (d.h. $a^*_X = \alpha_{int,X,0}/\alpha_{int,X} = 1$). Insbesondere bei den hier behandelten Anlagen RTG, PLH und 6C4 mit überfluteten Desorbern ergeben sich so weiterhin nennenswerte Abweichungen zu den Herstellerdaten und Messwerten dieser Anlagen.
Durch die Näherung der Enthalpiekoeffizienten $K_X^{est} \approx 1$ wird für die herkömmliche Methode als einzige Stoffeigenschaft der internen Arbeitsmittel der Dühring-Parameter B benötigt. Für die erweiterte Methode sind dagegen zusätzliche kalorische Stoffdaten notwendig, z.B. um die Wärmekapazitätsströme berechnen zu können. Zur Vermeidung von rechenintensiven Stoffdatenberechnungen bei der in Kapitel 4 dargestellten Regelung von Absorptionskälteanlagen mit Hilfe der erweiterten Methode sollen auch diese als konstant angenommen werden können. Die hier verwendeten Werte sind in Tabelle 3.12 dargestellt zusammen mit den sogenannten *Geometrieparametern* B_{X2}, μ_{DV} und R_S mit denen die geometrische Form der gekoppelten Trapeze des Lösungs- und Kältemittelkreises im p-T-Diagramm beschreiben wird (siehe Anhang B).

Tabelle 3.12: Konstante Stoffwerte und Geometrieparameter bei Anwendung der erweiterten Methode.

Nr	Größe	Wert	Einheit
1	$c_{p,r}$	2,2	$kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$
2	$\widetilde{c}_{p,D}$	25,0	$kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$
3	$\widetilde{c}_{p,A}$	25,0	$kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$
4	$c^{L}_{p,R}$	4,2	$kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$
5	$c^{V}_{p,R}$	1,9	$kJ\,kg^{-1}\,K^{-1}$
6	ρ_r	1600	$kg\,m^{-3}$
7	ρ^{L}_{R}	1000	$kg\,m^{-3}$
8	ρ^{V}_{R}	0,03	$kg\,m^{-3}$
9	Δh^{LV}_{E}	2400	$kJ\,kg^{-1}$
10	B_{X2}	1,15	
11	μ_{DV}	0,05	
12	R_S	1,10	
13	K_B	1,15	

Die nachfolgend dargestellten Berechnungsergebnisse der erweiterten Methode wurden durch Aufruf der EES-Funktion *CE-Method* erzielt. In dieser werden die im Abschnitt 3.3 hergeleiteten charakteristischen Gleichungen, Parameter, Koeffizienten und Temperaturdifferenzen in expliziter Form berechnet. An die Funktion können nicht nur die aktuellen Betriebsbedingungen (d.h. t_{Xi} und $\dot{V}_X$) sowie die Bauform VV und die Kühlwasserführung ACF übergeben werden, sondern über eine vektorisierte Variable $prop$ auch die Stoffeigenschaften der Arbeitsstoffe sowie andere Teilergebnisse aus der Simulation (z.B. P_{D2}). Der Funktionsaufruf wird im Anhang N.5, S. 509 detaillierter beschrieben und der Quelltext ist in [Albers, 2017] verfügbar.

Zum besseren Vergleich zwischen herkömmlicher und erweiterter Methode werden die Berechnungs- und Simulationsergebnisse weiterhin gegen die charakteristischen Temperaturdifferenzen der Mitteltemperaturen $\Delta\Delta t$ aufgetragen, auch wenn die Berechnungen über den Funktionsaufruf von *CE-Method* mit den unabhängigen Eintrittstemperaturen t_{Di}, t_{Ai} und t_{Ei} vorgenommen wurden. Bei serieller Stromführung $A \rightarrow C$ kann zwar aus den Eintrittstemperaturen sowohl für die erweiterte Methode eine charakteristische Temperaturdifferenz berechnet werden (siehe Gleichung (3.149) mit den in Abschnitt 3.3.5 eingeführten effektiven Koeffizienten

aus Tabelle 3.8)

$$\Delta\Delta t_{i,A\to C}^{imp} = t_{Di}\cdot(1-\tfrac{B_{X2}}{B^*}\cdot K_1) - t_{Ai}\cdot(1-\tfrac{B_{X2}}{B^*}\cdot K_2) - t_{Ei}\cdot N_A\cdot\tfrac{B_{X2}}{B^*}\cdot K_1 \quad (3.166)$$

als auch für die herkömmliche Methode. Denn im Abschnitt 3.1.3, S. 150 wurde gezeigt, dass mit Hilfe der charakteristischen Temperaturdifferenz

$$\Delta\Delta t_{i,A\to C}^{est} = t_{Di} - t_{Ai} - B\cdot(t_{Ai} - t_{Ei}) \quad (3.167)$$

ebenfalls charakteristische Gleichungen für Kälte- und Antriebsleistung als Funktion der o.g. Eintrittstemperaturen möglich sind, deren numerische Ergebnisse identisch sind zu den iterativ bestimmten Werten des Gleichungssystems (3.28) mit der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^{est}$ der Mitteltemperaturen. Allerdings sind die numerischen Werte von $\Delta\Delta t_{i,A\to C}^{est}$ und $\Delta\Delta t_{i,A\to C}^{imp}$ aus Gleichung (3.166) und (3.167) nicht identisch, so dass sich selbst bei hypothetisch gleichen Ergebnissen für z.B. $\dot{q}_E^{est}$ und $\dot{q}_E^{imp}$ bei Auftragung gegen $\Delta\Delta t_{i,A\to C}^{est}$ bzw. $\Delta\Delta t_{i,A\to C}^{imp}$ unterschiedliche, charakteristische Verläufe ergeben würden. Die hier verwendeten charakteristischen Temperaturdifferenzen der Mitteltemperaturen $\Delta\Delta t$ ergeben sich aus den vorgegebenen Eintrittstemperaturen $t_{Xi} = t_{Xi}^{sim} = t_{Xi}^{est} = t_{Xi}^{imp}$ mit $X = D, A, E$ und den Austrittstemperaturen des jeweiligen Verfahrens:

$$\begin{aligned}
\Delta\Delta t^{sim} &= \frac{t_{Di}+t_{Do}^{sim}}{2} - \frac{t_{Ai}+t_{Ao}^{sim}}{2} - B(x_m)\cdot\left(\frac{t_{Ci}^{sim}+t_{Co}^{sim}}{2} - \frac{t_{Ei}+t_{Eo}^{sim}}{2}\right)\\
\Delta\Delta t^{est} &= \frac{t_{Di}+t_{Do}^{est}}{2} - \frac{t_{Ai}+t_{Ao}^{est}}{2} - B \quad \cdot\left(\frac{t_{Ci}^{est}+t_{Co}^{est}}{2} - \frac{t_{Ei}+t_{Eo}^{est}}{2}\right) \quad (3.168)\\
\Delta\Delta t^{imp} &= \frac{t_{Di}+t_{Do}^{imp}}{2} - \frac{t_{Ai}+t_{Ao}^{imp}}{2} - B_{X2} \quad \cdot\left(\frac{t_{Ci}^{imp}+t_{Co}^{imp}}{2} - \frac{t_{Ei}+t_{Eo}^{imp}}{2}\right)
\end{aligned}$$

Sie können damit als konsistent gebildete Korrelationsparameter für die einheitliche Ergebnisdarstellung und Diskussion genutzt werden. Zur Bedeutung der hochgestellten Indizes *sim*, *est*, *imp* etc. siehe Tabelle 3.1, S. 141.

Durch Variablenübergabe an die Funktion *CE-Method* ist es möglich, im Berechnungsalgorithmus die gleichen Stoffdaten wie in der Simulation zu benutzen oder konstante Standardwerte z.B. aus Tabelle 3.12 zu verwenden. In den folgenden beiden Abbildungen sind hierzu beispielhaft für die Anlage 6C4 zwei Fälle gegenübergestellt: Bild 3.33 zeigt die Ergebnisse der erweiterten Methode bei Verwendung von variablen internen Stoffdaten und den exakten Werten für B_{X2}, R_S, μ_{DV} sowie n_{D2} aus der Simulation. Dagegen sind in Bild 3.34 die Ergebnisse bei Verwendung von konstanten Stoffdaten aus Tabelle 3.12 und mittleren, ebenfalls konstanten Werten $B_{X2} = 1,15$, $\mu_{DV} = 0,05$ und $R_S = 1,1$ sowie dem genäherten Durchlässig-

keitsanteil n_{D2} entsprechend Anhang L dargestellt. Die im unteren Bereich gegen $\Delta\Delta t$ aufgetragenen Abweichungen der berechneten Kälte- und Antriebsleistung gegenüber den Simulationsergebnissen

$$\epsilon_E^{imp} = \frac{\dot{q}_E^{imp} - \dot{q}_E^{sim}}{\dot{q}_E^{sim}} = \frac{\dot{q}_E^{imp}}{\dot{q}_E^{sim}} - 1 \qquad \epsilon_D^{imp} = \frac{\dot{q}_D^{imp} - \dot{q}_D^{sim}}{\dot{q}_D^{sim}} = \frac{\dot{q}_D^{imp}}{\dot{q}_D^{sim}} - 1 \quad (3.169)$$

stellen damit im ersten Fall (d.h. in Bild 3.33) die rein methodisch bedingten Abweichungen dar, die sich aus den Näherungen bei Herleitung der Methode ergeben. Hierzu gehören:

- die Vernachlässigung des Massenstroms $\dot{m}_{R,D1}$ gegenüber $\dot{m}_r$ bei adiabaten Sorptionsvorgängen im Desorber zur Berechnung von $\dot{Q}_{D1}$,
- die Vernachlässigung des Wärmestroms $\dot{Q}_{E3}$, d.h. die Aufwärmung des Kältemitteldampfes zwischen Verdampfer und Absorber zur Berechnung von $\dot{Q}_A$,
- die Näherungen zu den Verhältnissen von $\dot{Q}_C$, $\dot{Q}_{D2}$, $\dot{Q}_{A2}$ in Bezug zur Kälteleistung $\dot{Q}_E$ mit denen diese (d.h. K_C, K_{D2} und K_{A2}) auf den Drosselverlust μ_{DV} und den Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} zurückgeführt werden, sowie
- die Vernachlässigung der Unterschiede in den scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten (d.h. $\widetilde{c}_{p,D} \approx \widetilde{c}_{p,D1} \approx \widetilde{c}_{p,D2}$ und $\widetilde{c}_{p,A} \approx \widetilde{c}_{p,A2} \approx \widetilde{c}_{p,A3}$) zur Berechnung der Gesamtwärmekapazitätsströme $\dot{W}_D$ und $\dot{W}_A$.

Die Vernachlässigung der tatsächlich größeren treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{log,C3} > \Delta T_{log,C2}$ bei der Wärmeübertragungsrechnung des Wärmestroms $\dot{Q}_{C3}$ zur Abkühlung des Kältemitteldampfes zwischen Desorber und Kondensator hat dagegen keine Auswirkung auf den Vergleich, da diese Näherung auch in der Simulation verwendet wird. Auf die Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazitätsströme trifft dies ebenfalls zu, da sowohl in der Simulation als auch in der Berechnungsmethode mit $\kappa_X = 1$ gerechnet wurde.
Die in Bild 3.33 unten dargestellten, geringen Werte von $\epsilon_E^{imp} \approx \epsilon_D^{imp} \lesssim 5\%$ als Resultierende aller methodisch bedingten Abweichungen über den gesamten Lastbereich bestätigen die Zulässigkeit der o.g. Näherungen in der erweiterten Berechnungsmethode. Dies gilt sowohl für die Anlage 6C4 mit überflutetem Desorber als auch für die Anlage FA2 mit berieseltem Desorber. Letzteres geht aus Bild 3.36, S. 247 oben hervor, dass später erläutert wird.
Aus dem Vergleich der Verläufe von $\dot{q}_E^{imp}$ und $\dot{q}_E^{est}$ mit $\dot{q}_E^{sim}$ in den Bildern 3.34 und 3.37 wird deutlich, dass auch bei konstanten Stoffdaten und Geometrieparametern die Berechnungsergebnisse der erweiterten Methode besser mit den Simulationsergebnissen übereinstimmen als die Ergebnisse der herkömmlichen Methode.

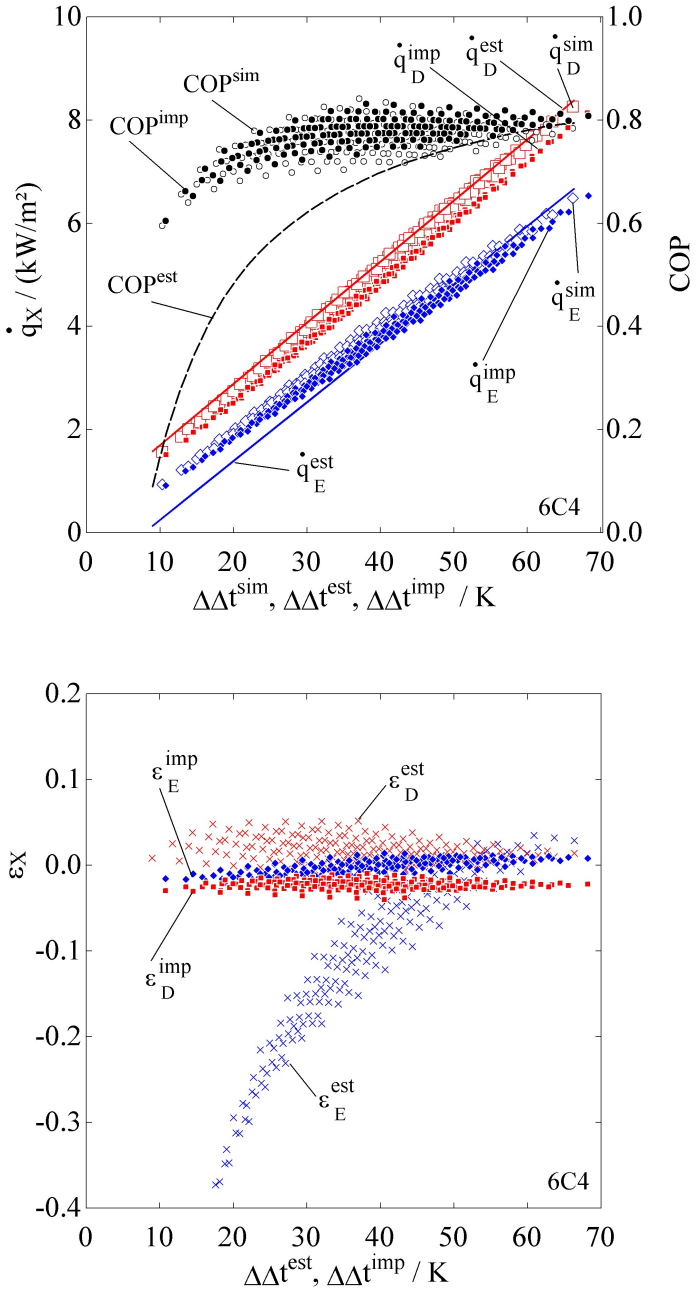


Bild 3.33: Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation $\dot{q}_X^{sim}$ gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode $\dot{q}_X^{imp}$ (mit $X = D, E$) mit *variablen* Stoffdaten und Geometrieparametern im Vergleich zu Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode $\dot{q}_X^{est}$.

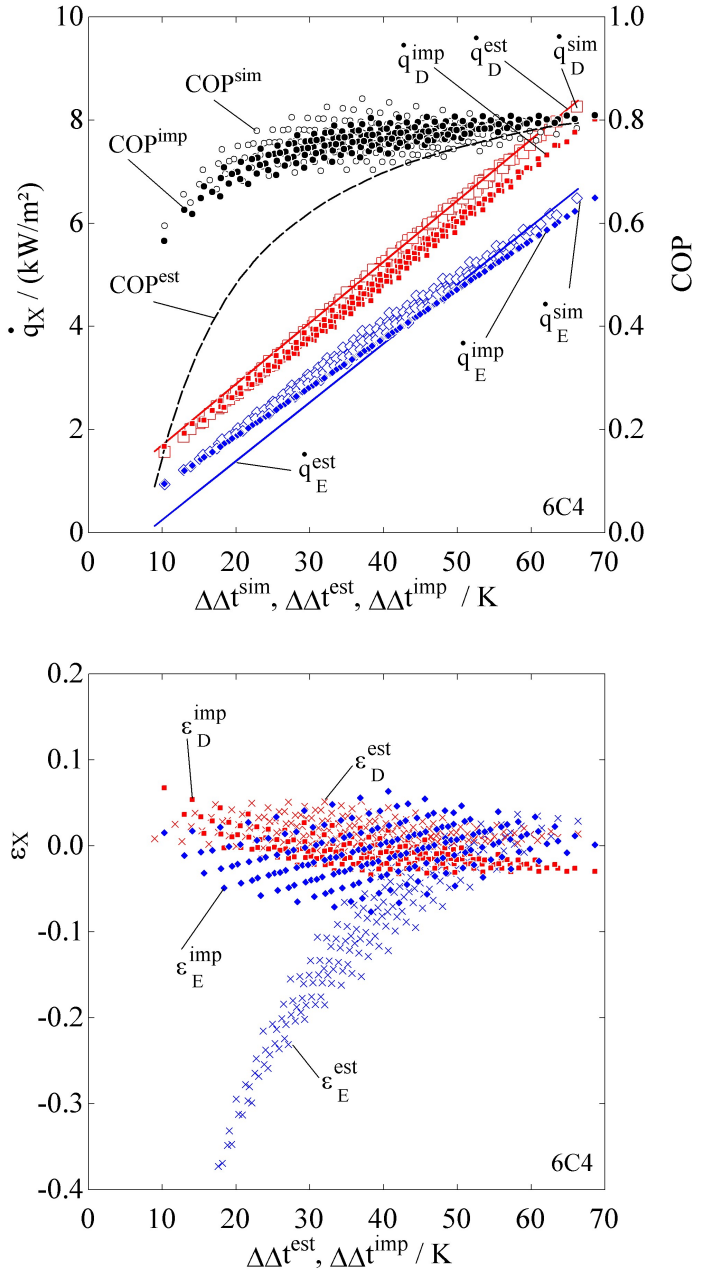


Bild 3.34: Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation $\dot{q}_X^{sim}$ gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode $\dot{q}_X^{imp}$ (mit $X = D, E$) bei *konstanten* Stoffdaten und Geometrieparametern im Vergleich zu Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode $\dot{q}_X^{est}$.

Wie bereits mit Bild 3.28 auf S. 225 erläutert, ergibt die Auftragung der spezifischen Kälteleistung $\dot{q}_E^{imp}$ gegen $\Delta\Delta t^{imp}$ keine exakte Gerade, da dem annähernd linearen Verlauf eine Streuung überlagert ist. Diese resultiert aus der Variation der lastunabhängigen Verluste, die durch den Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E} = f(\Delta t_L)$ abgebildet wird. Da die Variation von $\Delta\Delta t_{min,E}$ gering ist im Vergleich zur herkömmlichen Methode [36] ist auch die Streuung gering, so dass diese im Bild 3.34 für Anlage 6C4 und im Bild 3.37 für Anlage FA2 kaum noch zu erkennen ist. Bei Verwendung von veränderlichen Stoffdaten und Geometrieparametern entspricht die Streuung bei $\dot{q}_E^{imp}$ in etwa der Streuung bei $\dot{q}_E^{sim}$ (vergl. Bild 3.33 und 3.34), weil die Koeffizienten K_N nur dann in beiden Fällen nicht konstant sind[37]. Dies wird nachfolgend ausführlicher analysiert. Aber selbst bei konstant angenommenen Koeffizienten ist aus dem Verlauf von $\dot{q}_D^{imp}$ in Bild 3.34 oben zu erkennen, dass die in der Simulation vorhandene Variation bzw. Streuung in der Antriebsleistung und im COP auch durch die erweiterte Methode wiedergegeben werden kann. Denn anders als in der herkömmlichen Methode wird in den charakteristischen Gleichungen (3.144), S. 222 bzw. (3.160), S. 231 der erweiterten Methode nicht mehr von einem konstanten Verlustparameter ausgegangen.

Analyse der Abweichungen bei den spezifischen Leistungen $\dot{\mathbf{q}}_{\mathbf{E}}^{\mathbf{imp}}$ und $\dot{\mathbf{q}}_{\mathbf{D}}^{\mathbf{imp}}$
Obwohl mit der erweiterten Berechnungsmethode geringere Abweichungen ϵ_E^{imp} und ϵ_D^{imp} als mit der herkömmlichen Methode berechnet werden, ist aus dem Vergleich der Bilder 3.33 unten und 3.34 unten zu erkennen, dass bei konstanten Stoffdaten und der Verwendung unveränderlicher Werte für die Geometrieparameter B_{X2}, μ_{DV} und R_S entsprechend Tabelle 3.12, noch Abweichungen mit einer Spannweite $\Delta\widehat{s}(\epsilon_E) = max(\epsilon_E) - min(\epsilon_E)$ von bis zu 15% für die berechnete Kälteleistung zu berücksichtigen sind.
Im Folgenden soll erläutert werden, dass die Ursachen der betragsmäßigen Abweichungen ϵ_E^{imp} und ϵ_D^{imp} von über 5% weder auf die tatsächliche Veränderlichkeit der kalorischen Stoffdaten noch auf die Bauform bzw. die angewendete Berechnungsvariante A bzw. B zurückzuführen sind. Stattdessen wird gezeigt, dass die Abweichungen vorrangig durch die verwendeten Mittelwerte für die Geometrieparameter B_{X2}, μ_{DV} und R_S verursacht werden. Zur schrittweisen Erläuterung wird zwischen vier Anwendungsfällen unterschieden, bei denen immer weniger exakte Informationen zu den Stoffdaten und Geometrieparametern über den $prop$-Vektor aus der Simulation an die parallel berechnete Methode der charakteristischen Gleichungen bzw. die Funktion *CE-Method* übergeben werden (siehe Tabelle 3.13). Auf den Fall 5 wird erst im folgenden Abschnitt eingegangen.

[36] vergleiche z.B. zur Anlage FA2 Bild 3.29, S. 226 mit einer Spannweite von ca. 1 K und Bild 3.22, S. 194 mit einer Spannweite von ca. 3 K

[37] Im Anhang N.1 sind die statistischen Größen zur Veränderlichkeit von K_N^{sim} dargestellt.

Tabelle 3.13: Fallunterscheidung zur Übergabe von Simulationsergebnissen an die erweiterte Berechnungsmethode, d.h. an die Funktion *CE-Method*.

Fall	Kalorische Stoffdaten	Dimensionslose Temperaturänderung	Geometrie-parameter	
	h_E^{LV}, $c_{p,R}^{L}$, $c_{p,R}^{V}$, $c_{p,r}$, $\widetilde{c}_p$	P_{D2}	B_{X2}, μ_{DV}, R_S	n
1	simuliert	simuliert	simuliert	1
2	konstant	simuliert	simuliert	1
3	konstant	genähert	simuliert	1
4	konstant	genähert	konstant	1
5	konstant	genähert	nachgeführt	2

Durch die Übergabe der exakten Stoffdaten und Geometrieparameter sowie P_{D2} über den $prop$-Vektor aus der Simulation an die Funktion *CE-Method* (siehe Anhang N.5) treten im Fall 1 nur die o.g. methodisch bedingten Abweichungen auf. Diese sind im Bild 3.35 oben am Beispiel der Abweichungen ϵ_{D1} wegen vernachlässigtem Massenstrom $\dot{m}_{D1} = \mu_{R,D1} \cdot \dot{m}_{R,tot}$ für Anlage FA2 als Funktion von $\Delta\Delta t$ gezeigt.

$$\epsilon_{D1} = \frac{\dot{W}_{D1}^{imp}}{\dot{W}_{D1}} - 1 = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_r + \dot{m}_{R,D1}} - 1 \tag{3.170a}$$

$$\epsilon_{E3} = \frac{\dot{Q}_A^{imp}}{\dot{Q}_A} - 1 = \frac{\dot{Q}_A + \dot{Q}_{E3}}{\dot{Q}_A} - 1 \tag{3.170b}$$

$$\epsilon_{K_C} = \frac{K_C^{imp}}{K_C} - 1 = \frac{-\dot{Q}_E}{(1-\mu_{DV}) \cdot \dot{Q}_C} - 1 \tag{3.170c}$$

$$\epsilon_{K_{D2}} = \frac{K_{D2}^{imp}}{K_{D2}} - 1 = \frac{B_{X2} \cdot \dot{Q}_E}{(1-\mu_{DV}) \cdot \dot{Q}_{D2}} - 1 \tag{3.170d}$$

$$\epsilon_{K_{A2}} = \frac{K_{A2}^{imp}}{K_{A2}} - 1 = \frac{-B_{X2} \cdot \dot{Q}_E}{(1-\mu_{DV}) \cdot \dot{Q}_{A2}} - 1 \tag{3.170e}$$

Die anderen methodisch bedingten Abweichungen aus (3.170) (d.h. ϵ_{E3} wegen vernachlässigtem Wärmestrom $\dot{Q}_{E3} = \dot{m}_{R,tot} \cdot c_{p,R}^{V} \cdot (T_E - T_{A2})$ und $\epsilon_{K_{X2}}$ für die genäherten Wärmestromverhältnisse) sind wegen der besseren Korrelationsmöglichkeit als Funktion von $\Sigma\Delta t = \Delta t_T + \Delta t_L$ aufgetragen (Bild 3.35 unten). Es sei darauf hingewiesen, dass aus der Höhe der einzelnen Abweichungen in (3.170) bzw. Bild 3.35 nicht auf deren Relevanz für die Gesamtfehler ϵ_E^{imp} bzw. ϵ_D^{imp} geschlossen werden kann. Eine hierzu notwendige Analyse wird jedoch nicht weiter vertieft, da für die praktische Anwendung der erweiterten Methode (z.B. in Regelprogrammen einer Industrie-SPS) die wesentlichere Fragestellung aus der eingeschränkten Kennt-

nis über die Größe und Veränderlichkeit der internen Stoffdaten und Geometrieparameter sowie deren Auswirkung auf das Berechnungsergebnis resultiert. Zur Untersuchung dieser Problematik werden daher im Weiteren nur noch die Gesamtfehler ϵ_E^{imp} und ϵ_D^{imp} betrachtet. Diese sind in Bild 3.36 zu den Anlagen 6C4 und FA2 für alle vier Betrachtungsfälle aus Tabelle 3.13 gegenübergestellt.
Mit zunehmender Vereinfachung bzw. mit zunehmender Annahme konstanter oder genäherter Werte steigt die Spannweite der Abweichungen ϵ_E^{imp} und ϵ_D^{imp} von ca. 5% im Fall 1 auf ca. 15% im praktisch relevanten Fall 4 an [38]. Im Fall 2 ergibt sich jedoch trotz Verwendung von konstanten kalorischen Stoffdaten eine zunächst überraschende Verringerung der Abweichungen ϵ_D^{imp} gegenüber veränderlichen und damit genaueren Stoffdaten im Fall 1. Dies gilt sowohl für Anlage FA2 als auch für 6C4. Bei beiden Anlagen sind nicht nur die Abweichungen betragsmäßig geringer sondern auch deren Streuung. Beides resultiert aus einer Kompensation von Abweichungen, die anhand von Anlage FA2 im Anhang N.2 erläutert wird.
Im Fall 3 wird für Anlage 6C4 nicht mehr der simulierte Durchlässigkeitsanteil n_{D2} bzw. die daraus resultierende dimensionslose Temperaturänderung P_{D2} verwendet, sondern der mit Gleichung (L.59), S. 486 bestimmte Näherungswert P'_{D2}. Für Anlage FA2 mit berieseltem Desorber und Berechnung nach Variante A besteht dementsprechend kein Unterschied zwischen Fall 2 und Fall 3. Aus der zusätzlichen Ungenauigkeit des Näherungsverfahrens bei 6C4 resultiert vorrangig eine Vergrößerung der Standardabweichung σ_E bzw. der Spannweite $\Delta\widehat{s}(\epsilon_E)$, aber keine wesentliche Veränderung der mittleren Abweichungen $\overline{\epsilon}_E$ und $\overline{\epsilon}_D$.
Im praktisch relevanten Fall 4 wird schließlich – wie bei der herkömmlichen Methode – mit einem konstanten mittleren Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} = 1,15 gerechnet. Auch für den Drosselverlust und das Wärmekapazitätsstromverhältnis der Lösungen wurden konstante mittlere Werte von μ_{DV} = 0,05 und R_S = 1,1 verwendet. Hieraus resultiert für beide Anlagen eine deutliche Vergrößerung der Standardabweichung $\sigma(\epsilon_E)$ bzw. der Spannweite $\widehat{s}(\epsilon_E)$ für die Kälteleistung bei weiterhin annähernd unveränderten mittleren Abweichungen $\overline{\epsilon}_E$ und $\overline{\epsilon}_D$, siehe Bild 3.36 unten bzw. Tabelle 3.14 und 3.15.

[38] Die Ergebnisse im Fall 4 entsprechen den Berechnungsergebnissen der erweiterten Methode, d.h. $\dot{q}_X^{imp} = \dot{q}_X^{Fall\ 4}$ bzw. $\epsilon_X^{imp} = \epsilon_X^{Fall\ 4}$.

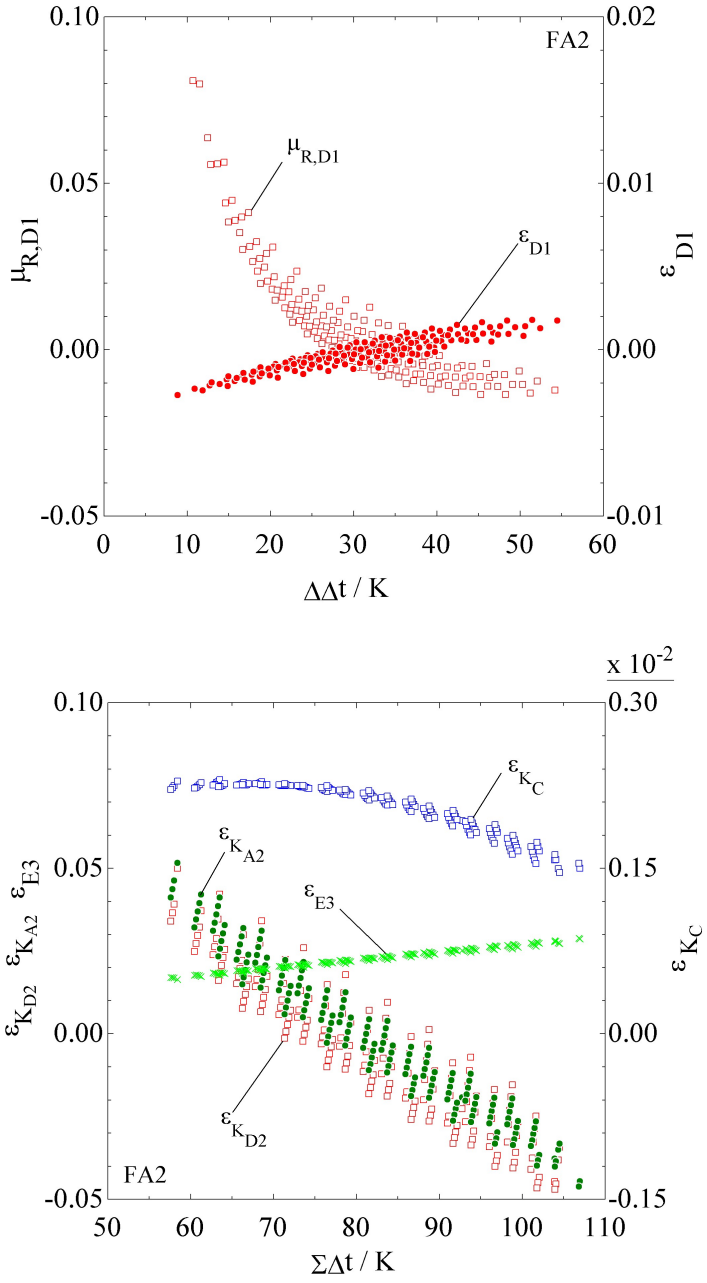


Bild 3.35: Darstellung der einzelnen, methodisch bedingten Abweichungen in der erweiterten Berechnungsmethode für Anlage FA2.

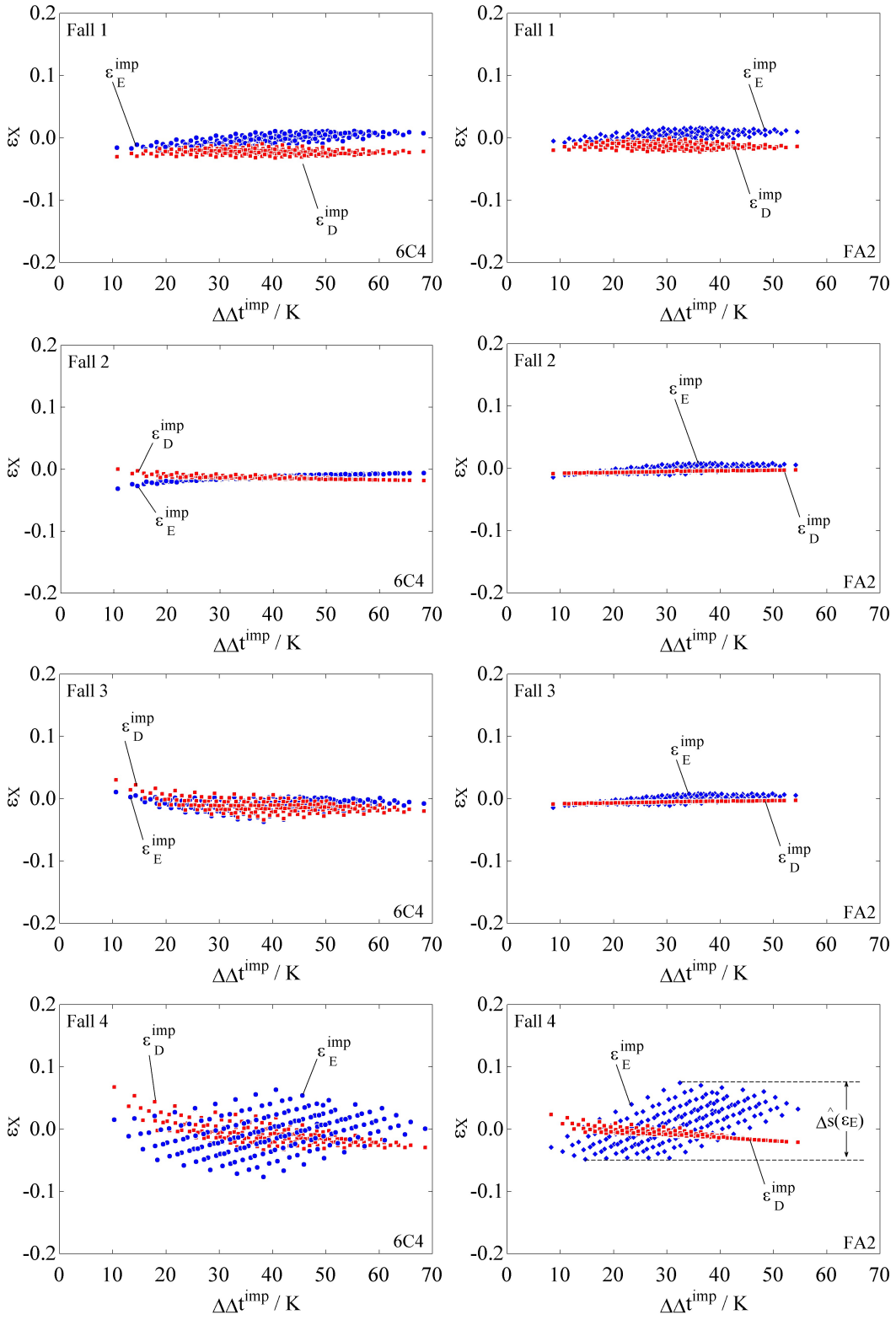


Bild 3.36: Abweichungen der Kälte- und Antriebsleistung gegenüber Simulationsrechnungen für Anlage 6C4 (links) und FA2 (rechts) bei Übernahme verschiedener Simulationsergebnisse in die erweiterte Berechnungsmethode (zur Fallunterscheidung siehe Tabelle 3.13).

Aus dem Vergleich der spezifischen Kälteleistungen in den oberen Bilder 3.33 und 3.34 (dies entspricht dem Vergleich von Fall 1 und 4) wird deutlich, dass die gestiegene Varianz der Abweichungen eine Folge der Differenz zwischen dem nahezu linearen Verlauf $\dot{q}_E^{imp} = K_4 \cdot \Delta\Delta t^{imp}/A_{tot}$ und dem simulierten, stärker gestreuten Verlauf von $\dot{q}_E^{sim}$ gegen $\Delta\Delta t^{sim}$ ist. Die fehlende Streuung in den berechneten Werten $\dot{q}_E^{imp}$ resultiert zu geringerem Anteil aus konstant gehaltenen Stoffwerten und zu größerem Anteil aus konstant gehaltenen Geometrieparametern (vergl. hierzu den Wechsel von Fall 1 $\rightarrow$ 2 und von Fall 3 $\rightarrow$ 4 in Bild 3.36). Die Variation der thermodynamischen Verluste wird daher durch die erweiterte Berechnungsmethode zwar besser als mit der herkömmlichen Methode, aber dennoch nicht vollständig, wiedergegeben. Dies soll nachfolgend weiter erläutert werden.

Tabelle 3.14: Statistische Größen zum Gesamtfehler der Kälteleistung bei den Anlagen 6C4 und FA2 (konstante Stoffdaten und Geometrieparameter).

		$\bar{\epsilon}_E$	$\sigma(\epsilon_E)$	$min(\epsilon_E)$	$max(\epsilon_E)$	$\Delta\widehat{s}(\epsilon_E)$
6C4	Fall 1	0,00	0,01	-0,02	+0,01	0,03
	Fall 2	-0,01	0,00	-0,03	-0,00	0,03
	Fall 3	-0,01	0,01	-0,04	+0,01	0,05
	Fall 4	-0,01	0,03	-0,08	+0,06	0,14
FA2	Fall 1	0,00	0,01	-0,02	+0,02	0,04
	Fall 2	0,00	0,01	-0,01	+0,01	0,02
	Fall 3	0,00	0,01	-0,01	+0,01	0,02
	Fall 4	+0,01	0,03	-0,05	+0,07	0,12

Tabelle 3.15: Statistische Größen zum Gesamtfehler der Antriebsleistung bei den Anlagen 6C4 und FA2 (konstante Stoffdaten und Geometrieparameter).

		$\bar{\epsilon}_D$	$\sigma(\epsilon_D)$	$min(\epsilon_D)$	$max(\epsilon_D)$	$\Delta\widehat{s}(\epsilon_D)$
6C4	Fall 1	-0,02	0,01	-0,03	-0,01	0,02
	Fall 2	-0,01	0,00	-0,02	+0,00	0,02
	Fall 3	-0,01	-0,01	-0,03	+0,03	0,06
	Fall 4	-0,01	0,02	-0,03	+0,07	0,10
FA2	Fall 1	-0,01	0,01	-0,02	-0,00	0,02
	Fall 2	-0,01	0,00	-0,01	-0,00	0,01
	Fall 3	-0,01	0,00	-0,01	-0,00	0,01
	Fall 4	-0,01	0,01	-0,02	+0,02	0,04

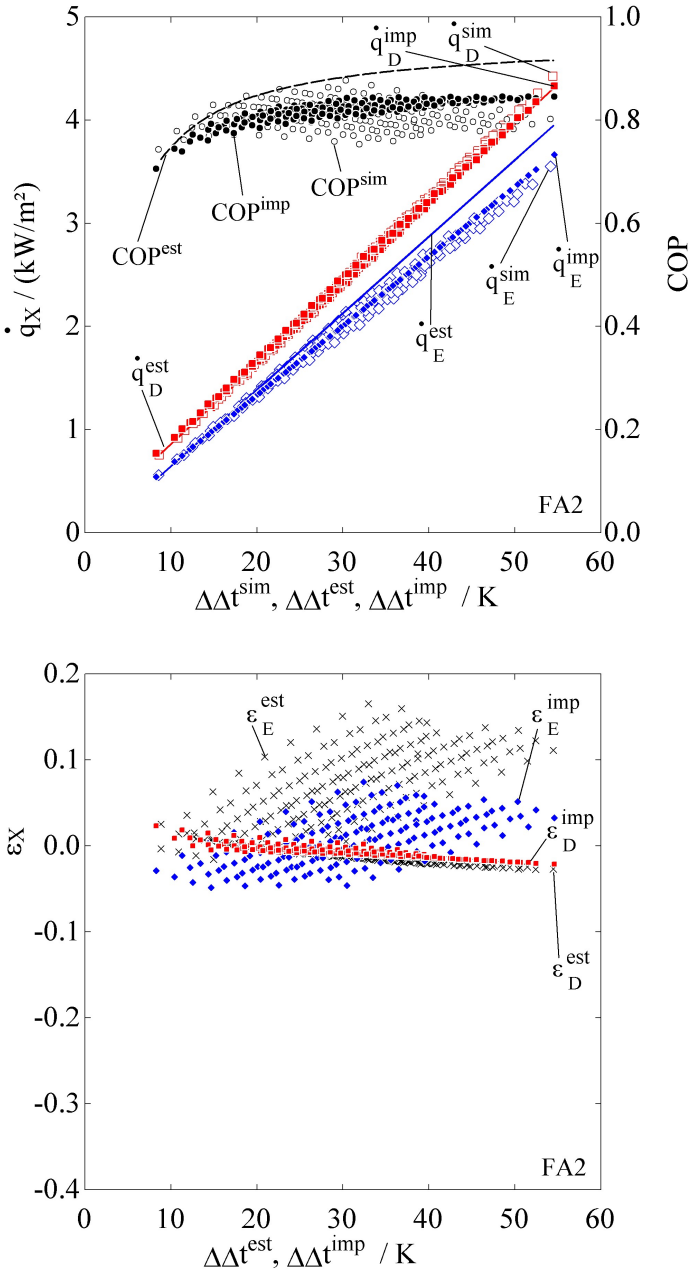


Bild 3.37: Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation $\dot{q}_X^{sim}$ gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode $\dot{q}_X^{imp}$ (mit $X = D, E$) bei *konstanten* Stoffdaten und Geometrieparametern im Vergleich zu Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode $\dot{q}_X^{est}$.

Analyse der thermodynamischen Verluste

Der flächenspezifische Verlust an Kälteleistung aufgrund aller im Kreislauf vorkommenden Irreversibilitäten, $\dot{q}_{irr,E}$ ergibt sich entsprechend Abschnitt 2.1.1.5 aus der Differenz zwischen der maximal erreichbaren Kälteleistung mit einem reversiblen Kreislauf und der Kälteleistung des realen Kreislaufs bei den gleichen externen Betriebsbedingungen. Letzterer wird als vereinfacht realer Kreislauf entweder mit Hilfe der Simulation oder der herkömmlichen bzw. verbesserten Methode berechnet. Die daraus folgenden flächenspezifischen thermodynamischen Verluste gegenüber dem reversiblen Kreislauf

$$\begin{aligned}
\dot{q}_{irr,E}^{sim} &= \dot{q}_{rev,E} - \dot{q}_E^{sim} = \dot{q}_D^{sim} \cdot COP_{rev} - \dot{q}_E^{sim} \\
\dot{q}_{irr,E}^{est} &= \dot{q}_{rev,E} - \dot{q}_E^{est} = \dot{q}_D^{sim} \cdot COP_{rev} - \dot{q}_E^{est} \\
\dot{q}_{irr,E}^{imp} &= \dot{q}_{rev,E} - \dot{q}_E^{imp} = \dot{q}_D^{sim} \cdot COP_{rev} - \dot{q}_E^{imp}
\end{aligned} \tag{3.171}$$

sind in Bild 3.38 für Anlage C64 und FA2 dargestellt. Aus den ähnlichen Verläufen von $\dot{q}_{irr,E}^{sim}$ und $\dot{q}_{irr,E}^{imp}$ ist zu erkennen, dass es durch die erweiterte Berechnungsmethode trotz konstanter Stoffwerte und konstant angenommener Geometrieparameter gelingt, die wesentliche Variation der thermodynamischen Verluste – die tendenziell mit $\Delta\Delta t$ ansteigen – qualitativ richtig zu erfassen.

Anders als bei der herkömmlichen Methode – aus der sich tendenziell abnehmende Verluste mit $\Delta\Delta t$ ergeben (siehe Verlauf von $\dot{q}_{irr,E}^{est}$) – kann z.B. selbst mit einem konstanten Wert für den *spezifischen* Drosselverlust $\mu_{DV} = \frac{\dot{m}_{R,DV}}{\dot{m}_{R,tot}}$ die mittlere Veränderlichkeit des *absoluten* Verlustwärmestroms

$$\dot{Q}_{DV}^{loss} = \mu_{DV} \cdot \dot{m}_{R,tot} \cdot c_{p,R}^{L} \cdot (T_C - T_E) \tag{3.172}$$

berücksichtigt werden, weil die Abhängigkeit von $\dot{Q}_{DV}^{loss}$ vom internen Temperaturhub $\Delta T_L = T_C - T_E$ durch die Wärmeübertragungsgleichungen $T_X = t_{Xi} - \frac{\dot{Q}_X}{\dot{W}_X \cdot P_X}$ mit $X = C, E$ an die sich ändernden externen Bedingungen gekoppelt und über die daraus abgeleiteten effektiven Koeffizienten $K_{1\,...\,3}$ bzw. $\Delta\Delta t_{min,E} = f(t_{Ci} - t_{Ei})$ erfasst wird. Zu einer charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t = \Delta t_T - B \cdot \Delta t_L$ werden daher wegen veränderlicher Beiträge aus externem Temperaturhub und -schub (Δt_L bzw. Δt_T) unterschiedliche spezifische Verlustleistungen $\dot{q}_{DV}^{imp}$ berechnet, so dass auch deren Streuung mit den simulierten Werten $\dot{q}_{DV}^{sim}$ näherungsweise übereinstimmt (siehe Bild 3.38).

Gleiches gilt für die anderen thermodynamischen Verluste z.B. im Lösungskreis, deren kombinierte, lastabhängige und last*un*abhängige Variation über die Koeffizienten K_{XNs} und K_{XNr} aus der Wärmestromaufteilung (mit $XN = D1, A3$) entsprechend Tabelle 3.6 in der Methode berücksichtigt wird. Durch die richtige Zuordnung der Koeffizienten $K_{XN\underline{r}}$ zum Verlustparameter bzw. zu den daraus folgenden

effektiven Koeffizienten $K_{1\,...\,3}$ sowie der Koeffizienten $K_{XN\underline{s}}$ zu den Steigungskoeffizienten $K_{4\,...\,6}$ kann so auch die Variation der Gesamtverluste qualitativ richtig – oder zumindest besser als mit der herkömmlichen Methode – wiedergegeben werden, d.h. $\dot{q}_{irr,E}^{imp} \approx \dot{q}_{irr,E}^{sim}$ (siehe Bild 3.38).
Trotz der qualitativ richtigen Vorhersage zum Verlauf der flächenspezifischen thermodynamischen Verluste ergeben sich dennoch z.T. deutliche Unterschiede zwischen $\dot{q}_{irr,E}^{imp}$ und $\dot{q}_{irr,E}^{sim}$. Diese treten bei Anlage 6C4 eher bei niedrigen $\Delta\Delta t$-Werten auf und sind für Anlage FA2 in Bild 3.38 unten bei hohen $\Delta\Delta t$-Werten besonders gut zu erkennen. Als Folge der ungenauen Bestimmung bei konstant angenommenen Geometrieparametern ergibt sich z.B. bei der Kälteleistung im Fall 4 mit $\Delta\widehat{s}(\epsilon_E) \approx 10 - 15\%$ ein Anstieg der Spannweite gegenüber Fall 3, der etwa viermal so hoch ist wie beim Wechsel von Fall 1 auf Fall 2 (d.h. durch Verwendung konstanter Stoffdaten bei weiterhin veränderlichen Geometrieparametern, siehe Tabelle 3.14). Das liegt daran, dass zwar die mittlere Größe der Koeffizienten K_N mit Hilfe von mittleren Werten für die Geometrieparameter relativ genau bestimmt werden kann (vergl. $\overline{K}_N^{imp}$ und $\overline{K}_N^{sim}$ im Anhang N.1). Aus der sich tatsächlich ändernden geometrischen Form der gekoppelten Trapeze[39] unter verschiedenen Teillastbedingungen gegenüber der mit B_{X2} = 1,15, μ_{DV} = 0,05 und R_S = 1,1 angenommenen und fixierten Form resultiert jedoch eine nicht unerhebliche Streuung der realen bzw. simulierten Koeffizienten K_N (siehe Bild 3.42, S. 259) und damit auch der Unterschiede zwischen $\dot{q}_{irr,E}^{imp}$ und $\dot{q}_{irr,E}^{sim}$ sowie der Abweichungen ϵ_E^{imp} und ϵ_D^{imp}.
Daher lassen sich die Abweichungen, die über die methodisch bedingten Abweichungen im Fall 1 hinausgehen, zum großen Teil auf die Variation der Geometrieparameter zurückführen. Dies ist in Bild 3.39 oben für die Abweichung ϵ_E^{imp} am Beispiel des Dühring-Parameters gezeigt. Für Anlage FA2 und 6C4 zeigt sich eine systematische, tendenziell lineare Abhängigkeit vom exakten Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2}^{sim} (der bei konsequenter Anwendung in der Methode konstant gehalten wird, d.h. im Fall 4: $B_{X2}^{imp} = 1,15$) und Bild 3.39 unten verdeutlicht für den Koeffizienten K_3 – der bei beiden Anlagen den betragsmäßig größten Variationskoeffizienten $\widetilde{\sigma}(\epsilon_E)$ aufweist (siehe Anhang N.1) – die Korrelationsmöglichkeit mit dem Drosselverlust.
Aufgrund dieser erkennbaren, anlagenunabhängigen Korrelationsmöglichkeit einzelner charakteristischer Koeffizienten K_N bzw. des Gesamtergebnisses[40] mit den Geometrieparametern wird das bisherige Ein-Schritt-Berechnungsverfahren der charakteristischen Gleichungen zu einem Zwei-Schritt-Verfahren erweitert. Darin wird eine Nachführung der Geometrieparameter ermöglicht, ohne dass die Explizität des bisherigen Verfahrens verloren geht. Die abschließend dargestellte Berechnungsmethode ist daher weiterhin kein Iterationsverfahren.

[39] d.h. der Lage des Kreislaufs im Lösungsfeld, siehe Anhang B
[40] hier beispielhaft ausgedrückt durch die Abweichung ϵ_E^{imp}

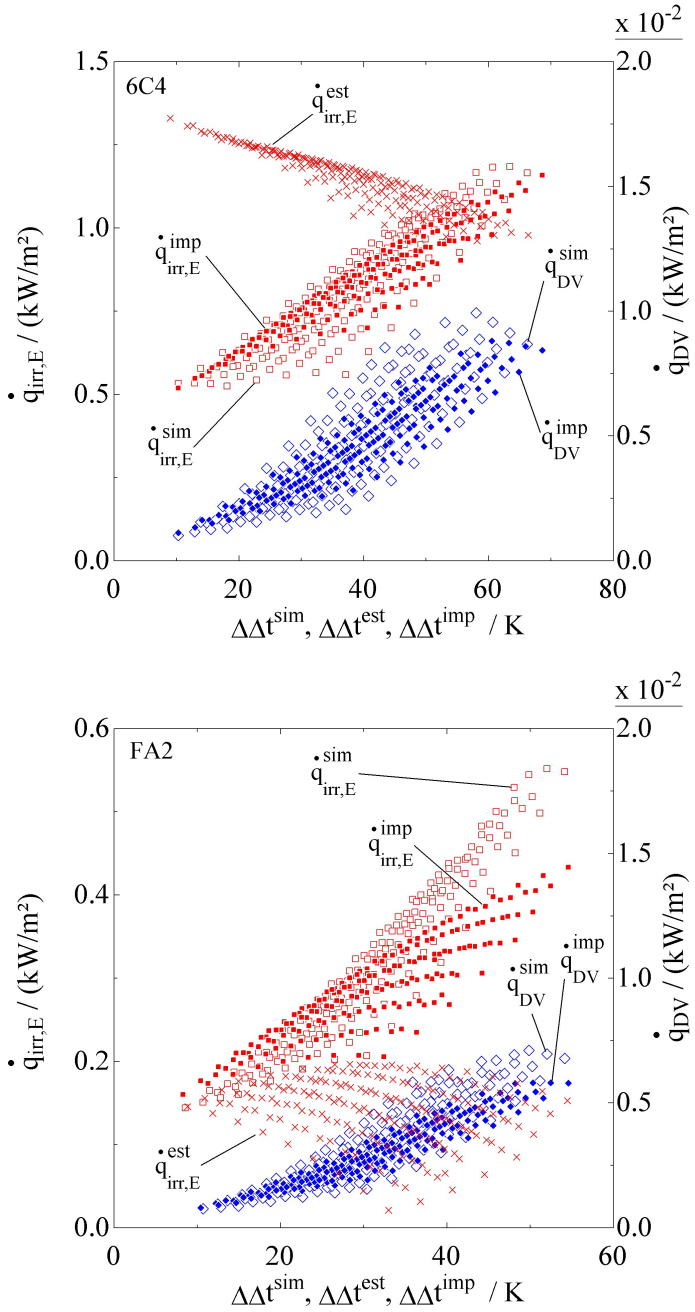


Bild 3.38: Flächenspezifischer Drosselverlust und Gesamtverlust an Kälteleistung aufgrund von Irreversibilitäten für Anlage 6C4 (oben) und FA2 (unten) bei *konstanten* Geometrieparametern.

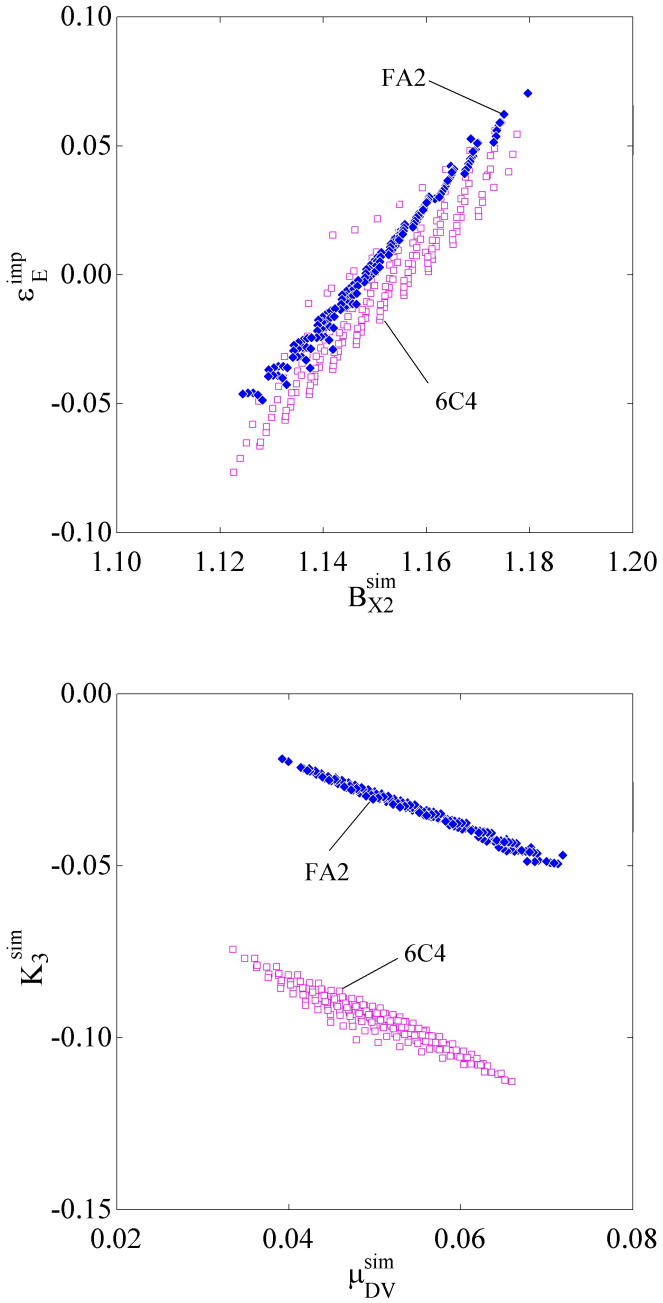


Bild 3.39: Einfluss der Geometrieparameter bei den Anlagen 6C4 und FA2: Abweichung der erweiterten Methode gegenüber Simulationsergebnissen als Funktion des simulierten Pseudo-Dühring-Parameters (oben) und Abhängigkeit des Koeffizienten K_3 vom simulierten spezifischen Drosselverlust (unten).

3.4.2 Prädiktor-Korrektor-Berechnungsverfahren

Das hier beschriebene Berechnungsverfahren zur Nachführung der Geometrieparameter B_{X2}, μ_{DV} und R_S wird in Anlehnung an Lösungsverfahren für nichtlineare Differnzialgleichungen (siehe Hairer et al. [1987], S. 360 ff.) als *single step predictor corrector method* $P(EC)^kE$ bezeichnet (mit P = *prediction*, E = *evaluation*, C = *correction* und $k = 1$ als Anzahl der Korrektor-Schritte). Bei Hairer et al. [1987] ist der Prädiktor-Schritt der nullte Berechnungsschritt, dessen Ergebnis man im Verfahrensablauf $P(EC)^kE$ mit $k = 0$ erhält. Aus nomenklatorischen Gründen wird hier jedoch der Prädiktor-Schritt als erster Schritt bezeichnet und der Korrektor-Schritt als zweiter. Damit können die Variablen im ersten Berechnungsschritt mit einer zusätzlichen Eins im Index gekennzeichnet werden (z.B. $\dot{Q}_{E,1}$), ohne dass es zu Verwechslungen mit den Variablen unter Nennbedingungen kommt (z.B. $\dot{Q}_{E,0}$). Die Ergebnisse aus dem Prädiktor-Schritt sind identisch mit den bisher diskutierten Ergebnissen der erweiterten Methode bei Verwendung konstanter Stoffwerte und Geometrieparameter (d.h. $\dot{Q}_{E,1} = \dot{Q}_E^{imp} = \dot{Q}_E^{Fall\ 4}$). Zur einheitlichen Ergebnisdarstellung erhalten die Ergebnisse aus dem Korrektor-Schritt mit nachgeführten Geometrieparametern alternativ zum Index 2 den hochgestellten Index *pec* (d.h. es ist $\dot{Q}_{E,2} = \dot{Q}_E^{pec} = \dot{Q}_E^{Fall\ 5}$, vergl. Tabelle 3.13).
Die Anwendung des Prädiktor-Korrektor-Verfahrens in den EES-Rechnungen ist identisch zum vorher behandelten Ein-Schritt-Verfahren. Im Aufruf der Berechnungsfunktion *CE-Method* ist lediglich der erste Parameter $k = 2$ zu setzen (siehe Bild N.4, S. 511 im Anhang N.5). In Bild 3.40 ist die Struktur des Berechnungsablaufs in der Funktion *CE-Method* dargestellt. Nachfolgend wird das Verfahren zur Nachführung der Geometrieparameter beschrieben.

Nachführung des Pseudo-Dühring-Parameters $\mathbf{B_{X2}}$
Bei Korrektur des Pseudo-Dühring-Parameters $B_{X2,1}$ = 1,15 aus dem Prädiktor-Schritt auf den Wert $B_{X2,2}$ im Korrektor-Schritt (d.h. Punkt 6. und 7. in Bild 3.40) ist zu beachten, dass dieser nicht direkt über die internen Mitteltemperaturen einer Dühring-*Gleichung* $T_{D2,1} - T_{A2,1} = B_{X2,2} \cdot (T_{C,1} - T_{E,1})$, d.h.

$$B_{X2,2} = \frac{T_{D2,1} - T_{A2,1}}{T_{C,1} - T_{E,1}} \tag{3.173}$$

ermittelt wird, sondern über die doppelte Anwendung der Umkehrfunktion zur Dühring'schen *Regel*[41]. Dabei werden die Pseudo-Dühring-Parameter im Ab- und Desorber aus den internen Mitteltemperaturen des Prädiktor-Schrittes mit den

[41] Zur Unterscheidung von Dühring'scher Regel und Dühring'scher Gleichung siehe Abschnitt 2.1.1.4

1. Charakterisierung der Absorptionskälteanlage über die Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0}$ und Massenströme $\dot{m}_{X,0}$ (wobei $X = D, E, C, A, S$) mit den zugehörigen Verhältnissen $a_{X,0}$ unter Nennbedingungen und über die Bauform bzw. Berechnungsvariante VV.
2. Vorgabe der momentanen Betriebsbedingungen, d.h. der unabhängigen externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} und Massenströme $\dot{m}_X$ sowie des Lösungsmassenstroms $\dot{m}_S = \dot{m}_r$.
3. Berechnung der Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_X$ und $\widetilde{\dot{W}}_X$ mit konstanten Stoffdaten entsprechend Tabelle 3.12.
4. Prädiktor-Schritt mit Vorgabe der Geometrieparameter:
   a) Pseudo-Dühring-Parameter $B_{X2,1} = 1,15$
   b) spezifischer Drosselverlust $\mu_{DV,1} = 0,05$
   c) Wärmekapazitätsstromverhältnis $R_{S,1} = 1,1$

   Für Variante $VV = BA$ zusätzlich mit Vorgabe der dimensionslosen Temperaturänderungen $P_{D2,1}$ nach Gleichung (L.59).

   Berechnung der dimensionslosen Temperaturänderungen $P_{X,1}$, der Koeffizienten $K_{N,1}$ und der charakteristischen Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t_i^*$ und $\Delta\Delta t_{i,min}^*$ mit den Koeffizienten aus Tabelle 3.6.
5. Berechnung der Leistungen $\dot{Q}_{X,1}$ und der internen Temperaturen $T_{X2,1}$ mit den Koeffizienten $K_{N,1}$ des Prädiktor-Schrittes.
6. Korrektur von Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2}, spezifischem Drosselverlust μ_{DV} und Wärmekapazitätsstromverhältnis R_S mit Hilfe von $\dot{Q}_{X,1}$ und Neuberechnung von charakteristischen Koeffizienten $K_{N,2}$.
7. Korrektur der Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X durch Nachführung veränderlicher interner Wärmeübergangskoeffizienten bei $a_X^* \neq 1$ mit Hilfe von $\dot{Q}_{X,1}$ und Neuberechnung der dimensionslosen Temperaturänderungen P_X (sowie P_{D2} bei Variante BA).
8. Berechnung der Leistungen $\dot{Q}_{X,2}$ und der internen Temperaturen $T_{X2,2}$ mit den Koeffizienten $K_{N,2}$ des Korrektor-Schrittes.
9. Berechnung aller ableitbaren Größen als Ergebnis des Verfahrens.

Bild 3.40: Struktur des expliziten Prädiktor-Korrektor-Berechnungsverfahrens für Absorptionskälteanlagen auf Basis charakteristischer Gleichungen.

Werten $a_B = 0,8903$ und $b_B = 0,4609$ aus Bild 2.7, S. 19 ermittelt

$$\begin{aligned} B_{X2,A} &= a_B + b_B \cdot x_{A2}^{LV}(T_{A2,1}, T_{E,1}) \\ B_{X2,D} &= a_B + b_B \cdot x_{D2}^{LV}(T_{D2,1}, T_{C,1}) \end{aligned} \tag{3.174}$$

und anschließend gemittelt, d.h.

$$B_{X2,2} = \frac{B_{X2,A} + B_{X2,D}}{2} = a_B + b_B \cdot \frac{x_{A2}^{LV} + x_{D2}^{LV}}{2} \ . \tag{3.175}$$

Zur Bestimmung der Massenanteile $x_{X2}^{LV}(T_{LM}, T_{KM})$ im Phasengleichgewicht wird in der Funktion *CE-Method* die mit Schwarz [2013] entwickelte explizite Näherungsfunktion `x_SatLiqTT_H2OLiBr_PK` verwendet (siehe Albers [2019b]).
Auf diese Weise lässt sich die Auswirkung von Abweichungen bei den internen Temperaturen, die aus den genäherten Leistungen $\dot{Q}_{X,1}$ des Prädiktor-Schrittes resultieren (z.B. $\Delta T = T_{D2,1} - T_{D2}^{sim}$), auf die Neuberechnung des Parameters $B_{X2,2}$ im Korrektor-Schritt merklich verringern. Zur Vereinfachung der weiteren Argumentation wird angenommen, dass die Abweichung z.B. allein aus einer Temperaturdifferenz ΔT bei Bestimmung der mittleren Desorbertemperatur $T_{D2,1}$ resultiere. In diesem Fall ergibt sich mit $B_{X2,2}$ nach Gleichung (3.173) die Abweichung im Pseudo-Dühring-Parameter gegenüber dem exakten, aber bei Anwendung der Methode unbekannten Wert B_{X2}^{sim} zu

$$\epsilon_B^{UD} = \frac{B_{X2,2} - B_{X2}^{sim}}{B_{X2}^{sim}} = \frac{\frac{T_{D2}+\Delta T-T_{A2}}{T_C-T_E} - \frac{T_{D2}-T_{A2}}{T_C-T_E}}{\frac{T_{D2}-T_{A2}}{T_C-T_E}} = \frac{\Delta T}{T_{D2} - T_{A2}} \ . \tag{3.176}$$

Bei Verwendung der Umkehrfunktion zur Dühring'schen Regel ist dagegen im betrachtete Fall $B_{X2,A} = B_{X2}^{sim}$ und $B_{X2,D}$ kann über eine Taylor-Reihenentwicklung mit Abbruch nach dem ersten Glied angegeben werden.

$$B_{X2,D} = a_B + b_B \cdot \left(x_{D2}^{LV\,sim} + \Delta x(\Delta T) \right) = B_{X2}^{sim} + b_B \cdot \left. \frac{d\,x}{d\,T} \right|_{x_{D2}} \cdot \ \Delta T \tag{3.177}$$

Damit ergibt sich die Abweichung im Pseudo-Dühring-Parameter gegenüber dem exakten Wert B_{X2}^{sim} zu

$$\begin{aligned} \epsilon_B &= \frac{\frac{B_{X2,A}+B_{X2,D}}{2} - B_{X2}^{sim}}{B_{X2}^{sim}} \\ &= \frac{\frac{1}{2} \cdot \left(B_{X2}^{sim} + B_{X2}^{sim} + b_B \cdot \left. \frac{dx}{dT} \right|_{x_{D2}} \cdot \Delta T \right) - B_{X2}^{sim}}{B_{X2}^{sim}} = \frac{b_B}{2} \cdot \left. \frac{d\,x}{d\,T} \right|_{x_{D2}} \cdot \frac{\Delta T}{B_{X2}^{sim}} \ . \end{aligned} \tag{3.178}$$

Setzt man zum Vergleich von ϵ_B^{UD} und ϵ_B für B_{X2}^{sim} in (3.178) noch die Dühring'sche Gleichung ein, folgt

$$\epsilon_B = \epsilon_B^{UD} \cdot \underbrace{\frac{b_B}{2} \cdot \left.\frac{d\,x}{d\,T}\right|_{x_{D2}} \cdot (T_C - T_E)}_{\beta} \; . \tag{3.179}$$

Mit $\frac{dx}{dT} \approx 0{,}02$ (kg/kg)/K und $T_C - T_E \approx 20$ bis 50 K ist $\beta \approx 0{,}1$ bis 0,25. Der Fehler ϵ_B beträgt daher i. d. R. deutlich weniger als ein Viertel von ϵ_B^{UD}. Aus diesem Grund wird der Pseudo-Dühring-Parameter im Korrektor-Schritt über die doppelte Anwendung der Dühring'schen Regel und nicht über die Dühring'sche Gleichung berechnet:

$$\begin{aligned} B_{X2,2} &= 0.8903 + 0.4609 \cdot x_m \\ &= 0.8903 + \frac{0.4609}{2} \cdot \left(x_{D2}^{LV}(T_{D2,1}, T_{C,1}) + x_{A2}^{LV}(T_{A2,1}, T_{E,1}) \right) \end{aligned} \tag{3.180}$$

Nachführung des spezifischen Drosselverlustes μ_{DV}

Im Anschluss an die Neuberechnung des Pseudo-Dühring-Parameters erfolgt die Nachführung des Drosselverlustes für den Korrektor-Schritt mit den konstanten Stoffwerten $c_{p,R}^{L}$ und Δh_E^{LV} entsprechend Tabelle 3.12 ebenfalls unter Verwendung der internen Temperaturen aus dem Prädiktor-Schritt.

$$\mu_{DV,2} = \frac{c_{p,R}^{L}}{\Delta h_E^{LV}} \cdot (T_{C2,1} - T_{E2,1}) \tag{3.181}$$

Nachführung des Wärmekapazitätsstromverhältnises $\mathbf{R_S}$

Für das Wärmekapazitätsstromverhältnis als letzten der drei nachzuführenden Geometrieparameter gilt

$$\begin{aligned} R_S &= \frac{\dot{W}_r}{\dot{W}_p} = \frac{c_{p,r} \cdot \dot{m}_r}{c_{p,p} \cdot \dot{m}_p} = \frac{c_{p,r}}{c_{p,p}} \cdot \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_r - \dot{m}_{R,tot}} = \zeta_S \cdot \frac{1}{1 - \frac{\dot{m}_{R,tot}}{\dot{m}_r}} \\ &= \zeta_S \cdot \left(1 - \frac{\dot{Q}_E}{(1 - \mu_{DV}) \cdot \dot{m}_r \cdot \Delta h_E^{LV}} \right)^{-1} \; . \end{aligned} \tag{3.182}$$

Bei Vernachlässigung des Unterschieds in den spezifischen Wärmekapazitäten von kältemittelreicher und -armer Lösung (d.h $\zeta_S = 1$) folgt daher für den Wert im Korrektor-Schritt:

$$R_{S,2} = \left(1 - \frac{\dot{Q}_{E,1}}{(1 - \mu_{DV,1}) \cdot \dot{m}_r \cdot \Delta h_E^{LV}} \right)^{-1} \; . \tag{3.183}$$

Im Korrektor-Schritt wird außerdem mit dem Wärmestromanteil $q_{D2,1} = K_{D2,1} \cdot \dot{Q}_{E,1}$ aus dem Prädiktor-Schritt über das Näherungsverfahren aus Anhang L zur Bestimmung des Durchlässigkeitsanteils $n_{D2,2}$ eine neue dimensionslose Temperaturänderung $P_{D2,2}$ berechnet. Zusammen mit den nachgeführten Geometrieparametern $B_{X2,2}$, $\mu_{DV,2}$ und $R_{S,2}$ aus den Gleichungen (3.180), (3.181), (3.183) können dann die charakteristischen Koeffizienten $K_{N,2}$ neu bestimmt und über die charakteristischen Gleichungen (3.164) sämtliche Leistung $\dot{Q}_{X,2}$ ermittelt werden. Über die Näherung $K_B \approx B_{X2}$ (siehe Anhang K.2) wird dabei auch eine Nachführung der Wärmestromverhältnisse K_{A2} und K_{D2} (d.h. der spezifischen Ab- bzw. Desorptionswärme q_{X2} mit $X = A, D$) im Zwei-Schritt-Verfahren erreicht.
Als Ergebnisse des Zwei-Schritt-Verfahrens stehen damit die gleichen Größen wie im Ein-Schritt-Verfahren zur Verfügung (siehe Bild 3.41). Denn für $k = 1$ werden lediglich die Punkte 6. bis 8. in Bild 3.40 (d.h. der Korrektor-Schritt) übersprungen und die Berechnung aller ableitbaren Größen erfolgt mit den Leistungen $\dot{Q}_{X,1}$ des Prädiktor-Schrittes.

1. Direkte Ergebnisse des Berechnungsverfahrens:
   - Charakteristische Koeffizienten $K_{N,k}$ mit $N = 1 \ldots 3$ und $k = 1$ oder 2
   - Wärmeströme $\dot{Q}_{X,k}$ mit $X = D, E, C, A, S$ und $k = 1$ oder 2
2. Abgeleitete Ergebnisse des Berechnungsverfahrens:
   - Austrittstemperaturen t_{Xo} und Mitteltemperaturen t_X
   - Charakteristische Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t$, $\Delta\Delta t_i^*$, $\Delta\Delta t^*$
   - Spezifische Wärmeströme $\dot{q}_X$ mit $X = D, E, C, A, S$

Bild 3.41: Direkte und abgeleitete Ergebnisse der erweiterten Berechnungsmethode.

In Bild 3.42 sind die charakteristischen Koeffizienten aus dem ersten und zweiten Berechnungsschritt den exakten Werten aus der Simulation gegenübergestellt. Außer beim flächenspezifischen Steigungsparameter der Mindestantriebsleistung $u_6 = K_6/A_{tot}$ ist zu erkennen, dass durch die Nachführung der Geometrieparameter eine bessere Übereinstimmung mit den simulierten Koeffizienten erzielt werden kann. Dies wirkt sich auch auf die Berechnung der Verlustleistung $\dot{q}_{irr,E}$ aus, deren Variation und Streuung jetzt über den gesamten Betriebsbereich besser nachgebildet werden kann als mit konstanten Geometrieparametern (vergl. Bild 3.38 und 3.43). Deswegen stimmen auch die spezifischen Leistungen aus dem Zwei-Schritt-Verfahren der erweiterten Methode (Index *pec*, Bild 3.44 und 3.45 oben) besser mit den Simulationsergebnissen überein als die Leistungen aus dem Ein-Schritt-Verfahren (Index *imp*, Bild 3.34 und 3.37 oben).

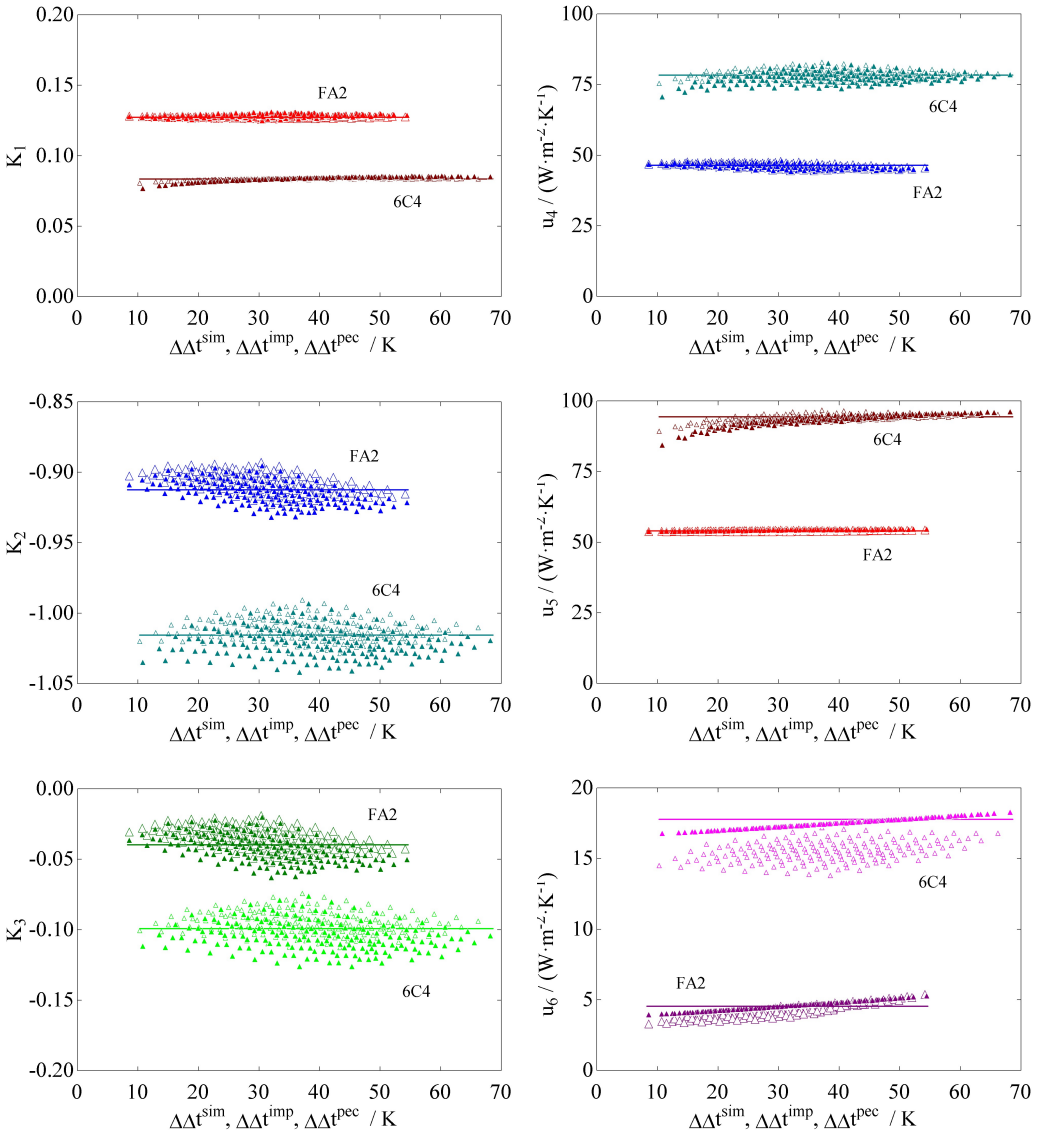


Bild 3.42: Effektive charakteristische Koeffizienten K_1, K_2, K_3 (links) und spez. Steigungskoeffizienten $u_N = K_N/A_{tot}$ für $N = 4, 5, 6$ (rechts) zur Anlage 6C4 und FA2 mit simulierten Geometrieparametern und Stoffdaten (offene Symbole), mit konstanten Geometrieparametern und konstanten Stoffdaten (d.h. Prädiktor-Schritt, Linien) sowie mit nachgeführten Geometrieparametern und konstanten Stoffdaten (d.h. Korrektor-Schritt, geschlossene Symbole).

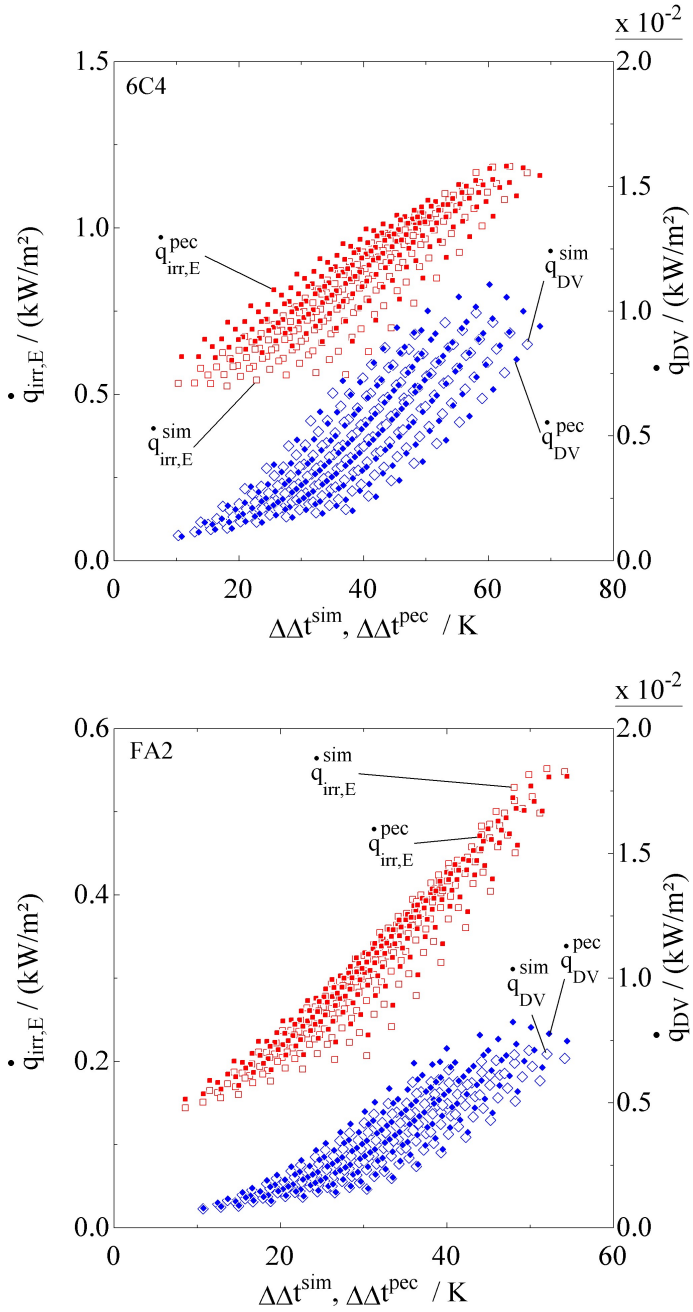


Bild 3.43: Flächenspezifischer Drosselverlust und Gesamtverlust an Kälteleistung aufgrund von Irreversibilitäten für Anlage 6C4 (oben) und FA2 (unten) mit *nachgeführten* Geometrieparametern.

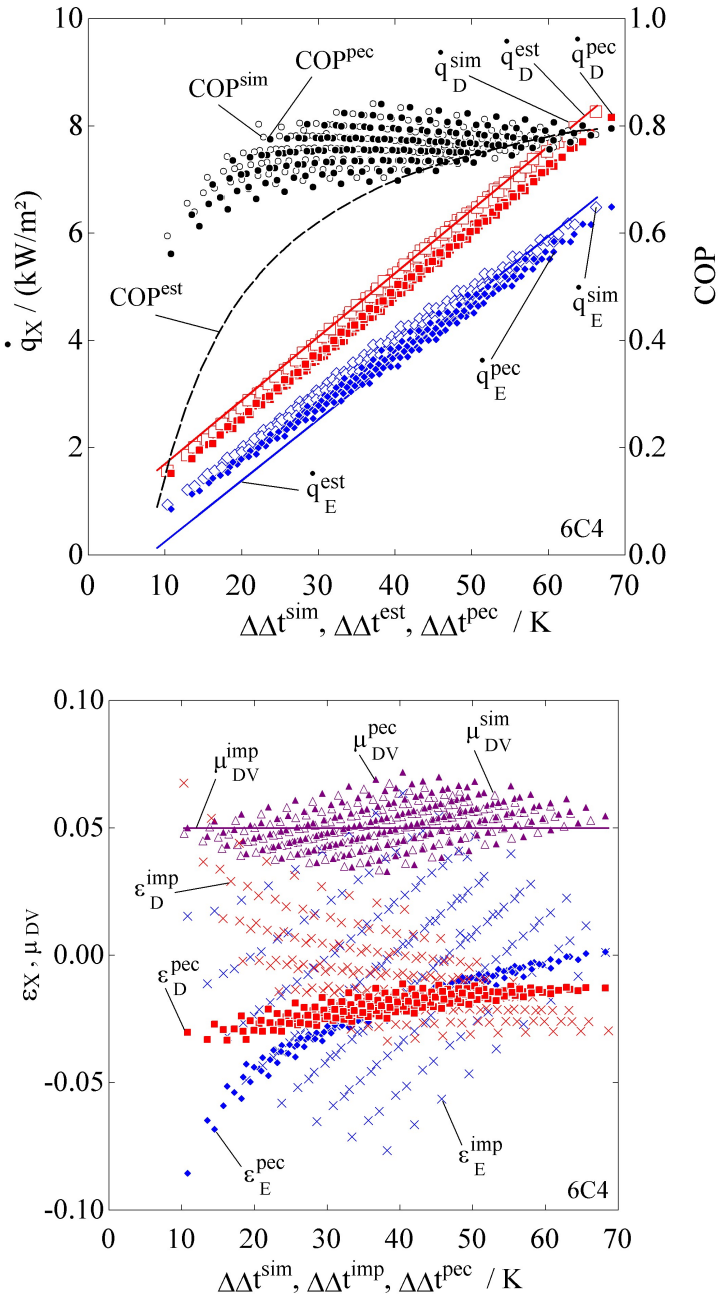


Bild 3.44: Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation $\dot{q}_X^{sim}$ gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode $\dot{q}_X^{pec}$ (mit $X = D, E$) bei *konstanten* Stoffdaten und *nachgeführten* Geometrieparametern im Vergleich zu Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode $\dot{q}_X^{est}$ bei Anlage 6C4 mit überflutetem Desorber.

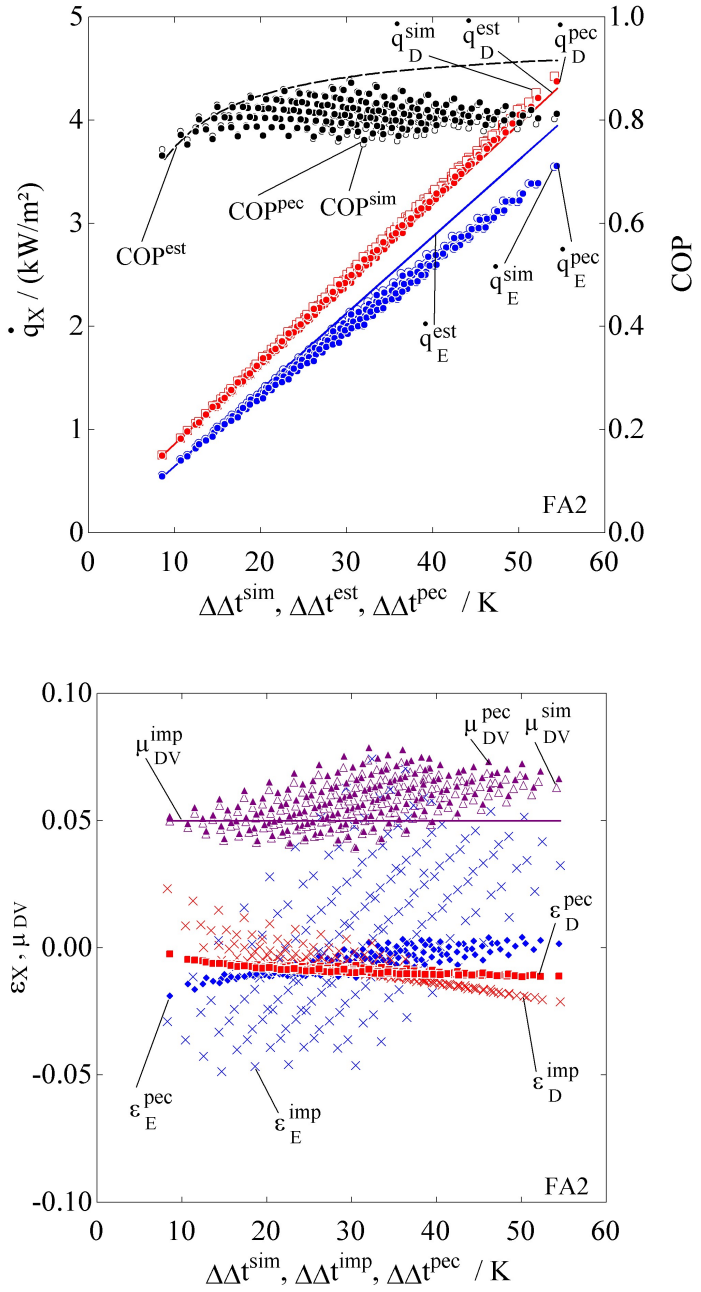


Bild 3.45: Flächenspezifische Antriebs- und Kälteleistung aus der Simulation $\dot{q}_X^{sim}$ gegenüber der erweiterten Berechnungsmethode $\dot{q}_X^{pec}$ (mit $X = D, E$) bei *konstanten* Stoffdaten und *nachgeführten* Geometrieparametern im Vergleich zu Berechnungsergebnissen der herkömmlichen Methode $\dot{q}_X^{est}$ bei Anlage FA2 mit berieseltem Desorber.

Tabelle 3.16: Statistische Größen zu den Geometrieparametern bei den Anlagen 6C4 und FA2.

	X	$\overline{X}^{sim}$	$\overline{X}^{pec}$	X_{min}^{sim}	X_{min}^{pec}	X_{max}^{sim}	X_{max}^{pec}	$\widetilde{\sigma}(X^{sim})$	$\widetilde{\sigma}(X^{pec})$
6C4	B_{X2}	1.151	1.153	1.123	1.122	1.178	1.179	0.01	0.01
	μ_{DV}	0.050	0.052	0.034	0.033	0.068	0.072	0.14	0.15
	R_S	1.091	1.075	0.996	1.018	1.203	1.138	0.04	0.02
FA2	B_{X2}	1.150	1.154	1.124	1.125	1.194	1.180	0.01	0.01
	μ_{DV}	0.057	0.059	0.039	0.039	0.074	0.079	0.14	0.15
	R_S	1.124	1.099	1.005	1.023	1.270	1.185	0.05	0.03

Damit liegen die Abweichungen ϵ_E^{pec} bzw. ϵ_D^{pec} des Zwei-Schritt-Verfahrens für die Anlage FA2 mit berieseltem Desorber im gesamten Betriebsbereich unter 3% und überschreiten die 5% Marke nur bei Anlage 6C4 mit überflutetem Desorber bei geringer Last. In Bild 3.44 und 3.45 unten sind sowohl die Abweichungen ϵ_E bzw. ϵ_D als auch beispielhaft für einen nachgeführten Geometrieparameter die spezifischen Drosselverluste aus dem Ein- und Zwei-Schritt-Verfahren gegenübergestellt. Die statistischen Größen zur Wiedergabegenauigkeit aller Geometrieparameter fasst Tabelle 3.16 zusammen. Aus der guten Übereinstimmung der Variationskoeffizienten der drei Geometrieparameter (d.h. $\widetilde{\sigma}(X^{pec}) \approx \widetilde{\sigma}(X^{sim})$ für $X = B_{X2},\ \mu_{DV},\ R_S$) sowie der mittleren, minimalen und maximalen Werte ($\overline{X}^{pec} \approx \overline{X}^{sim}$, $X_{min}^{pec} \approx X_{min}^{sim}$, $X_{max}^{pec} \approx X_{max}^{sim}$) wird deutlich, dass die Variation der Geometrieparameter mit dem Zwei-Schritt-Verfahren hinreichend genau wiedergegeben werden kann, um das Berechnungsverfahren auch zur praktischen Regelung bzw. (Vor-)Steuerung von einstufigen Absorptionskälteanlagen nutzen zu können.
Auf die Entwicklung von Regelstrategien wird in Kapitel 4 näher eingegangen. Vor einem Fazit zur Erweiterung bzw. Verfeinerung der Berechnungsmethode soll noch ein kurzer Vergleich von Berechnungs- und Messergebnissen am Beispiel der Anlage FA2 erfolgen.

3.4.3 Vergleich mit Messdaten

In Bild 3.46 sind die Ergebnisse der Antriebs- und Kälteleistung aus der erweiterten Berechnungsmethode ohne Nachführung von Stoff- und Geometrieparametern den Messergebnissen von Kühn [2018] als Funktion der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ gegenübergestellt. Beim Vergleich der Berechnungsergebnisse mit den Messwerten (Index *mes*) zeigt sich ein weiterer Vorteil der erweiterten Methode (Index *imp*) gegenüber der herkömmlichen Methode (Index *est*), weil die Anwendung der erweiterten Methode mit den unabhängigen bzw. unbeeinflussten Eintrittstemperaturen $t_{Xi}^{imp} = t_{Xi}^{mes}$ erfolgen kann und in beiden Fällen

(d.h. *mes* und *imp*) die effektiven Koeffizienten K_N mit $N = 1..3$ entsprechend Gleichung (3.154), S. 229 zur Berechnung von $\Delta\Delta t_i^*$ verwendet wurden. Damit gilt für die effektive charakteristische Temperaturdifferenz als Korrelationsparameter: $\Delta\Delta t_i^{*\,imp} = \Delta\Delta t_i^{*\,mes}$. Bei der herkömmlichen Methode würden sich hingegen die Werte der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^{mes}$ und $\Delta\Delta t^{est}$ unterscheiden, selbst wenn in beiden Fällen der gleiche Dühring-Parameter und die gleichen Eintrittstemperaturen verwendet worden wären, da sich die Austrittstemperaturen t_{Xo} und damit auch die Mitteltemperaturen t_X in $\Delta\Delta t$ zwischen Messung und Berechnung unterscheiden.

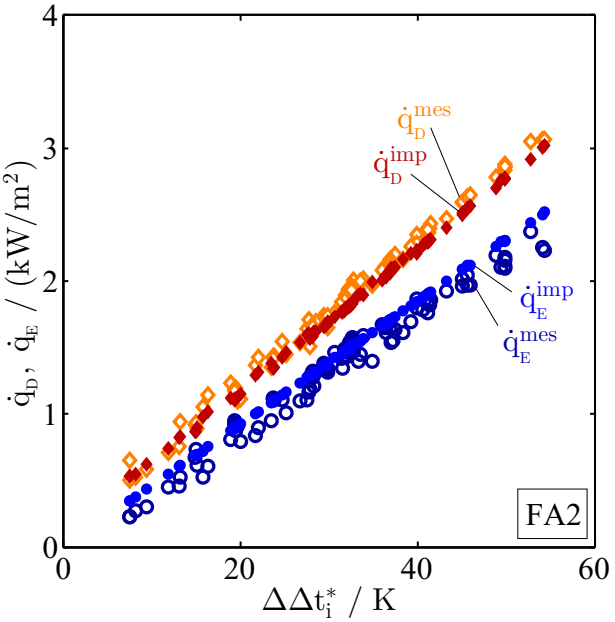


Bild 3.46: Vergleich der von A. Kühn gemessenen Antriebs- und Kälteleistung bei der Anlage FA2 (offene Symbole) mit den Berechnungsergebnissen der erweiterten Methode mit konstanten Stoffdaten und Geometrieparametern (geschlossene Symbole).

Aus Bild 3.46 ist eine insgesamt gute Übereinstimmung zwischen Mess- und Berechnungsergebnissen (die ohne irgendeine Regression über das explizite Berechnungsverfahren mit konstanten Stoff- und Geometrieparametern erzielt wurden) zu erkennen. Aufgrund der Bandbreite in den gemessenen Volumenströmen mit ±5 % zu den Nennvolumenströmen, ergibt sich auch für die berechnete spezifische Kälteleistung $\dot{q}_E^{imp}$ kein exakt linearer Verlauf zu $\Delta\Delta t_i^*$. Die Abweichung der berechneten Werte $\dot{q}_E^{imp}$ von einer Geraden sind jedoch in der graphischen Darstellung 3.46 kaum zu erkennen. Für $\dot{q}_D^{imp}$ ist ohnehin keine Gerade zu erwarten, da die minimale Antriebsleistung mit den Eintrittstemperaturen variiert (siehe Abschnitt 3.3.5).

Der Unterschied zwischen den Steigungen der Antriebs- und Kälteleistung (der in der herkömmlichen Methode über den Enthalpiekoeffizienten $K_D^{est} = s_D^{est}/s_E^{est}$ zu gering postuliert wird (siehe Gleichung (3.3), S. 143 und (3.23), S. 148 bzw. Abschnitt 3.2.3) wird durch die Koeffizienten K_4 und K_5 der erweiterten Methode gut wiedergegeben. Auf der anderen Seite liegen die Messwerte $\dot{q}_E^{mes}$ systematisch um etwa 0,2 $^{kW}/_{\mathrm{m}^2}$ unter den postulierten Werten $\dot{q}_E^{imp}$. Da jedoch die Höhe und der Anstieg der Antriebsleistung mit $\Delta\Delta t_i^*$ gut wiedergegeben wird, deutet dies auf höhere Irreversibilitäten im realen (gemessenen) Kältekreislauf hin. Die scheinbar zunehmende Abweichung bei hohen $\Delta\Delta t_i^*$ könnte z.B. auf eine steigende Überhitzung der Lösung am Desorberaustritt (siehe [Kühn und Ziegler, 2008b]) oder andere Effekten wie z.B. Sorbens im Verdampfersumpf oder Wärmeleitung zwischen den Behältern etc. zurückzuführen sein.
Das Vorhandensein derartiger Effekte wird durch ungewöhnlich hohe Wärmeverhältnisse $\frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E}$ und $\frac{\dot{Q}_D}{\dot{Q}_A}$ in den Messdaten gegenüber den Werten, die für den vereinfacht realen Vergleichsprozess nach [Ziegler und Alefeld, 1987] zu erwarten wären, gestützt (siehe Anhang H.1.2). Diese realen Effekte können durch die erweiterte Methode – die wie die herkömmliche Methode auf einem vereinfacht realen Kältekreislauf als Vergleichsprozess basiert – selbst bei Anwendung des Zwei-Schritt-Verfahrens nicht abgebildet werden. Aus diesem Grund ergeben sich zwangsläufig Unterschiede zwischen Mess- und Berechnungsergebnissen, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter analysiert bzw. diskutiert werden sollen.

3.5 Fazit zur Erweiterung der Methode

Zielstellung für eine erweiterte Methode der charakteristischen Gleichungen war es, die bisherige Berechnungsmethodik nach Furukawa [1983] und Ziegler [1998b] soweit zu verfeinern, dass sie auch für die Steuerung und Regelung von Absorptionskälteanlagen genutzt werden kann. Dies erfordert eine genauere Beschreibung des Leistungsverhaltens unter verschiedenen praxisrelevanten Randbedingungen (wie z.B. variablen externen Volumenströmen sowie unterschiedlichen Bauformen von Wärmeübertragern).
Es konnte gezeigt werden, dass sich auch die herkömmliche Methode so formulieren lässt, dass eine charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^{est} = t_{Di} - t_{Ai} - B \cdot (t_{Ai} - t_{Ei})$ der *Eintritts*temperaturen als Korrelationsparameter verwendet werden kann. Im Gegensatz zur ursprünglichen charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t = t_D - t_A - B \cdot (t_A - t_E)$, die aus Mitteltemperaturen $t_X = (t_{Xi} + t_{Xo})/2$ mit zunächst unbekannten Austrittstemperaturen t_{Xo} zu bilden ist, kann damit nun auch die Lösung der herkömmlichen Gleichungen 3.16 bzw. 3.22, S. 148 ohne Iteration erfolgen. Darüber hinaus sind die bisher notwendigen Näherungen der Temperatur-

differenzfaktoren $z_X^{est} \approx 1$ (weil die internen Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} in $z_X^{est} = \frac{\Delta T_{log,X}}{t_X - T_X^{LV}}$ unbekannt sind) obsolet, denn die Faktoren konnten als analytische Funktionen der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten und Wärmekapazitätsströme hergeleitet werden (d.h. $z_X = f(NTU_X, R_X)$). Trotz dieser rechnerischen Erleichterungen sind die charakteristischen Parameter in der herkömmlichen Methode weiterhin nicht konstant. Dies betrifft insbesondere den Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$, der bei allen untersuchten Anlagen eine Spannweite von ca. 6 K bzw. relative Spannweiten in Bezug zum Referenzwert unter Auslegungsbedingungen von $\Delta\widetilde{s}(\Delta\Delta t_{min,E}) \approx 80\%$ (bei 6C4) und bis zu ca. 440% (bei FA2) aufweist.
Da die Veränderlichkeit von $\Delta\Delta t_{min,E}$ in der herkömmlichen Methode näherungsweise als lineare Funktion der Summe $\Sigma\Delta t$ aus externem Schub Δt_T und Hub Δt_L dargestellt werden kann, ergibt sich durch Kombination von $\Sigma\Delta t$ mit $\Delta\Delta t$ ein Korrelationsparameter $\Delta\Delta t'$, durch den die linearen Ansätze $\dot{Q}_X = s'_X \cdot \Delta\Delta t' + r'_X$ geringere Determinationskoeffizienten[42] R^2 aufweisen, als die charakteristischen Gleichungen mit $\dot{Q}_X = s_{X,d} \cdot \Delta\Delta t + r_{X,d}$. Die Steigungsparameter und Achsabschnitte (s'_X und r'_X, mit $X = E, D$), die aus dieser Linearkombination von Δt_T und Δt_L resultieren, stimmen zudem deutlich besser mit den Werten einer linearen Regressionsgerade $\dot{Q}_X = s_X^{reg} \cdot \Delta\Delta t + r_X^{reg}$ überein, als die mit der herkömmlichen Methode aus einem Referenzpunkt berechneten Parameter $s_{X,d}$ und $r_{X,d} = -s_{X,d} \cdot \Delta\Delta t_{min,X,d}$ [43].
Allerdings können die charakteristischen Parameter s'_X und r'_X mit der herkömmlichen Methode nicht vorausberechnet werden. Deshalb erfolgte eine alternative Herleitung charakteristischer Gleichungen, bei denen die Gesamtwärmeströme im Ab- und Desorber nicht mehr in die Teilwärmeströme an den Kältemittel- und Lösungsmassenstrom unterteilt werden, sondern in Teilwärmeströme mit gleicher (scheinbarer) spezifischer Wärmekapazität.
Durch eine bauartabhängige, bereichsweise Berechnung der Wärmeübertragung im Ab- und Desorber können die Effekte aus überhitzten und unterkühlten Eintrittszuständen der Lösung auf das Teillastverhalten der Anlage methodisch sauber erfasst werden. In der erweiterten Methode ist damit auch die Variation des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E,VV}$ als Funktion des externen Temperaturhubs Δt_{Li} analytisch berechenbar. In Ergänzung dazu ist das Verhältnis der Steigungsparameter nicht nur durch die thermophysikalischen Eigenschaften der Arbeitsstoffe bestimmt (wie

[42] Der Determinationskoeffizient bzw. das Bestimmtheitsmaß R^2 ist für lineare Regressionsanalysen definiert als das Verhältnis aus der Varianz der Regresswerte y' zur Varianz der von x abhängigen Variable y, d.h. $R^2 = \frac{Var(y')}{Var(y)}$ siehe Anhang A). Der Determinationskoeffizient gibt den Anteil der Variationen von y an, die mit dem linearen Ansatz erklärbar sind.

[43] Werte von R^2 nahe 1 bzw. die daraus abgeleitete Bestätigung zur Konstanz von $r_{X,d}$ bzw. r_X^{reg} oder r'_X wird oftmals auch als Bestätigung der herkömmlichen Annahme $\Delta\Delta t_{min,E} = const$ fehlinterpretiert.

es in der herkömmlichen Methode der Fall ist) sondern auch durch Konstruktionseigenschaften wie z.B. der Güte des Lösungswärmeübertragers und der Höhe des Lösungsmassenstroms[44].

Aus der allgemeinen Darstellung der charakteristischen Gleichungen wurden für spezielle Kühlwasserführungen analytische Bestimmungsgleichungen für sechs charakteristische Koeffizienten K_N (mit $N = 1...6$) hergeleitet. Mit diesen charakteristischen Koeffizienten (die bei konstanten Wärmedurchlässigkeiten Y_X und Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_r$, $\widetilde{\dot{W}}_X$, $\dot{W}_X$ sowie konstanten Geometrieparametern B_{X2}, μ_{DV}, R_S ebenfalls konstant sind) können zwei Korrelationsparameter bzw. effektive charakteristische Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t_i^*$ und $\Delta\Delta t_{i,min}^*$ für die zugehörigen charakteristischen Gleichungen (3.160), S. 231 hergeleitet werden.

Die effektive charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ (als Funktion der unabhängigen Eintrittstemperaturen t_{Xi} mit $X = D, E, A, C$) dient darin zusammen mit einem Steigungskoeffizienten K_4 zur Beschreibung der Kälteleistung $\dot{Q}_E$ (d.h. des Leistungsverhaltens inklusive der lastabhängigen Verluste). Über die effektive minimale charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{i,min}^*$ der gleichen Temperaturen werden hingegen die last*un*abhängigen, aber variablen Verluste berücksichtigt. Mit dem Steigungskoeffizienten K_6 folgt daraus die Mindestantriebsleistung, $\dot{Q}_{min,D} = K_6 \cdot \Delta\Delta t_{i,min}^*$. Zusammen mit dem lastabhängigen Anteil der Antriebsleistung, der durch $K_5 \cdot \Delta\Delta t_i^*$ ermittelt wird, ist die Gesamtantriebsleistung $\dot{Q}_D$ bzw. die thermische Effizienz der Kälteanlage als Funktion der Eintrittsbetriebsbedingungen t_{Xi}, $\dot{W}_X$ berechenbar. Damit kann die erweiterte Methode als explizites Prognoseverfahren zur Berechnung des Teillastverhaltens von einstufigen Absorptionskälteanlagen mit adäquater Berücksichtigung von variablen internen Verlusten und variablen externen Volumenströmen genutzt werden.

Durch Anpassung der typischen, mittleren Werte für die Prozess- bzw. Geometrieparameter B_{X2}, μ_{DV} und R_S (s. Tabelle 3.12) an die speziellen Betriebsbedingungen des konkreten Lastfalls in einem zweiten, ebenfalls expliziten Berechnungsschritt, kann die Prognosegenauigkeit der erweiterten Methode nochmals verbessert werden. Im Vergleich zu Simulationsrechnungen ergeben sich so Abweichungen, die für die Antriebs- und Kälteleistung nur im Ausnahmefall über 5% liegen.

Trotz der höheren Präzision in der Wiedergabe des Teillastverhaltens werden als zusätzliche Information gegenüber der herkömmlichen Methode lediglich leicht zugängliche Stoffdaten bzw. die Geometrieparameter benötigt. In Tabelle 3.17 ist der Informationsbedarf zur Anwendung der herkömmlichen und erweiterten Methode gegenübergestellt.

[44] Dies wird durch die Koeffizienten $K_{D2} + K_{D1s} = s_D/s_E$ zum Ausdruck gebracht.

Benötigte Größe	Herkömmliche Methode	Benötigte Größe	Erweiterte Methode
$\dot{m}_r$	Konstanter Vorgabewert	$\dot{m}_r$	Vorgabewert, der auch variabel sein kann
Y_D	Abhängigkeit von $\dot{V}_X$ wird nicht berücksichtigt.	Y_D	Bei $\dot{V}_X \neq \dot{V}_{X,0}$ wird Veränderung von Y_X gegenüber den Nennwerten $Y_{X,0}$ über Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X explizit berücksichtigt.
Y_A		Y_A	
Y_C		Y_C	
Y_E		Y_E	
Y_S	Nicht benötigt bzw. wird nicht verwendet	Y_S	Abhängigkeit zu $\dot{m}_r$ wird mit $\rho^{'}_{H_2O/LiBr}$ = 1,6 kg^{-1} m^{-3} über ψ_S erfasst.
$\dot{V}_D$	Als Nennwerte indirekt in Y_X enthalten, $\dot{V}_X$ dürfen nicht variieren, keine Unterscheidung zwischen paralleler und serieller Stromführung im Kühlwasser möglich.	$\dot{V}_D$	$\dot{V}_X$ dürfen variieren. Zu $Y_{X,0}$ gehörende Nennwerte $\dot{V}_{X,0}$ werden auch für Nachführung $\dot{V}_X \neq \dot{V}_{X,0}$ verwendet. Unterscheidung zwischen paralleler und serieller Stromführung im Kühlwasser explizit möglich.
$\dot{V}_A$		$\dot{V}_A$	
$\dot{V}_C$		$\dot{V}_C$	
$\dot{V}_E$		$\dot{V}_E$	
z^{est}_D	Näherungsweise konstant bzw. zu 1 setzen, da interne Temperaturen unbekannt.	P_D	Aus Y_X und $\dot{V}_X$ mit Näherungswerten $c_{p,r}$ und $\tilde{c}_p$ über Korrelation $P_X = f(NTU_X, R_X)$ ermittelbar.
z^{est}_A		P_A	
z^{est}_C		P_C	Aus Y_X und externen $\dot{V}_X$ (mit Näherung $\tilde{c}_{p,C} = \infty$ im Kondensator) über Korrelation $P_X = f(NTU_X, R_X)$ ermittelbar.
z^{est}_E		P_E	
K^{est}_D	Näherungsweise zu 1 setzen, da interne Enthalpien unbekannt.	K_{D2}	Näherungsweise Berechnung aus Drosselverlust und Dühring-Parameter.
K^{est}_A		K_{A2}	
K^{est}_C		K_C	Näherungsweise Berechnung aus Drosselverlust.
K^{est}_E	Definitionsgemäß gleich 1.	K_E	Definitionsgemäß gleich 1.
$c_{p,r}$	Nicht benötigt.	$c_{p,r}$	Für H_2O/LiBr als konstant annehmbar (typischerweise 2,2 kJ kg^{-1} K^{-1}).
$\tilde{c}_p$	Nicht benötigt.	$\tilde{c}_p$	Für H_2O/LiBr als konstant annehmbar (typischerweise 25 kJ kg^{-1} K^{-1}).
$c^{'}_{p,R}$	Nicht benötigt.	$c^{'}_{p,R}$	Für H_2O/LiBr als konstant annehmbar (typischerweise 4,2 kJ kg^{-1} K^{-1}).
$c^{"}_{p,R}$	Nicht benötigt.	$c^{"}_{p,R}$	Für H_2O/LiBr als konstant annehmbar (typischerweise 1,9 kJ kg^{-1} K^{-1}).
B	Für H_2O/LiBr als konstant annehmbar (1,15).	$B_{X2,1}$	Konstante Erfahrungswerte (typischerweise $B_{X2,1}$=1,15; $\mu_{DV,1}$=0,05; $R_{S,1}$=1,1) ggf. mit Nachführung im Zwei-Schritt-Verfahren.
μ_{DV}, R_S	Nicht benötigt, in K^{est}_X enthalten bzw. vernachlässigt.	$\mu_{DV,1}$, $R_{S,1}$	
$\dot{Q}_{loss}$	Explizite Ermittlung aus gegebenen Gleichungen und Werten nicht möglich.	$\Delta\Delta t^{*}_{min}$	Aus hergeleiteten Korrelationen mit obigen Werten explizit ermittelbar.
$\Delta\Delta t_{min,X}$		K_N	
s_X	Aus Korrelationen mit obigen Werten ermittelbar.		

Tabelle 3.17: Übersicht zur Ermittlung von Größen bei Anwendung der herkömmlichen und erweiterten Methode von charakteristischen Gleichungen.

Ein Vorteil der erweiterten Methode ist, dass sich aus ihr auch direkt ein explizites Berechnungsverfahren für die Regelung ableiten lässt. Hierzu wird anstelle von $\Delta\Delta t_i^*$ eine modifizierte charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*$ verwendet, in der die Heiß- und Kühlwasser*eintritts*temperatur, t_{Di}, t_{Ai} mit der Kaltwasser-*austritts*temperatur, t_{Eo} gekoppelt sind. Für diesen Fall ergeben sich etwas andere Steigungsparameter K_4^* und K_5^*, die aber mit einem bekannten Umrechnungsfaktor K_{Eo} als Funktion des Kaltwasservolumenstroms aus K_4 und K_5 konvertiert werden können. Mit der modifizierten charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*$ und den zugehörigen charakteristischen Koeffizienten sowie Gleichungen (3.164), S. 235 ist die erweiterte Methode damit auch zur modellbasierten Regelung von einstufigen Absorptionskälteanlagen verwendbar.

4 Entwicklung von Regelstrategien mit der erweiterten Methode

Hauptziel der Regelung von Absorptionskälteanlagen ist die Deckung eines Kältebedarfs, der charakterisiert ist durch die geforderte Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set}$ und das geforderte Temperaturniveau t_{Eo}^{set} im Kaltwasser. Die Kombination aus beiden Anforderungen ($\dot{Q}_E^{set}$; t_{Eo}^{set}) wird als Lastfall bezeichnet.
Üblicherweise werden Absorptionskälteanlagen so geregelt, dass zu einer fest eingestellten Kühlwasser*eintritts*temperatur t_{Ai} in den Absorber die Heißwasser*eintritts*-temperatur in den Desorber t_{Di} so geregelt wird, dass die Kaltwasser*austritts*-temperatur t_{Eo} dem geforderten Sollwert t_{Eo}^{set} entspricht. Diese Regelungsart wird im Weiteren als Standardregelung bezeichnet. Aus dem Verlauf der Kälteleistung $\dot{Q}_E$ (s. Bild 4.1), der mit Hilfe der erweiterten Methode charakteristischer Gleichungen als lineare Funktion einer charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*$ dargestellt werden kann, in der die o.g. Temperaturen t_{Di}, t_{Ai} und t_{Eo} zusammengefasst sind (s. Gleichung (4.1)), ist jedoch ersichtlich, dass bei Vorgabe von $\dot{Q}_E \stackrel{!}{=} \dot{Q}_E^{set}$ und $t_{Eo} \stackrel{!}{=} t_{Eo}^{set}$ ein Betriebspunkt auf der charakteristischen Geraden durch verschiedene Kombinationen der Heiß- und Kühlwassertemperatur (t_{Di}; t_{Ai}) eingestellt werden kann. Für einen gegebenen Lastfall ($\dot{Q}_E^{set}$; t_{Eo}^{set}) ist es somit entscheidend, dass auf eine 'passende' charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{set}^*$ geregelt wird. Mit welcher konkreten Heiß- und Kühlwassertemperatur dies erfolgt, ist im Rahmen gültiger Betriebsgrenzen der betrachteten Anlage von untergeordneter Bedeutung.

$$\Delta\Delta t^* = (1 - K_1) \cdot t_{Di} - (1 - K_2) \cdot t_{Ai} + (1 - K_3) \cdot t_{Eo}^{set} \stackrel{!}{=} \Delta\Delta t_{set}^* \tag{4.1}$$

Dieser Freiheitsgrad in der Festlegung einer der beiden Eintrittstemperaturen t_{Di} oder t_{Ai} bzw. deren Sollwerte t_{Di}^{set} und t_{Ai}^{set} zur Einstellung eines bestimmten Betriebspunktes mit $\Delta\Delta t^* = \Delta\Delta t_{set}^*$ kann dazu genutzt werden, neben dem eigentlichen Lastfall eine weitere Zielstellung ZS zu erfüllen.

$$\left(t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set}\right) = f\left(\dot{Q}_E^{set}, t_{Eo}^{set}, ZS, K_N\right) \tag{4.2}$$

Durch diese Zielstellung ist dann das Wertepaar (t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set}) über das Teillastverhalten der Anlage (welches mit den charakteristischen Koeffizienten K_N beschrieben wird) eindeutig festgelegt und damit auch die Differenz aus beiden Temperaturen (d.h. der externe Temperaturschub $\Delta t_{Ti} = t_{Di} - t_{Ai}$).

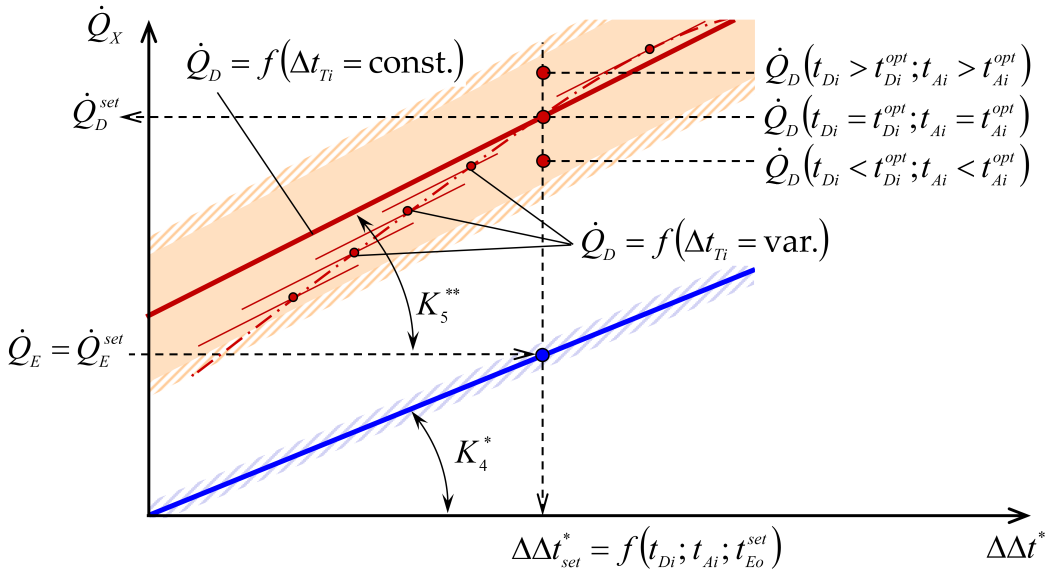


Bild 4.1: Prinzipdarstellung zur gleichzeitigen Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur.

Für die weiteren Betrachtungen zur Entwicklung von Regelstrategien wird stets von einer seriellen Kühlwasserführung zwischen Absorber und Kondensator $A \rightarrow C$ ausgegangen. Zusammen mit der modifizierten charakteristischen Temperaturdifferenz in Gleichung (4.1) stellen damit (4.3) und (4.4) die in diesem Fall anzuwendenden charakteristischen Gleichungen für Kälte- und Antriebsleistung dar [1].

$$\dot{Q}_E = K_4^* \cdot \Delta\Delta t^* \tag{4.3}$$

$$\dot{Q}_D = K_5^* \cdot \Delta\Delta t^* + \dot{Q}_{min,D} \qquad = K_5^* \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta\Delta t_{min}^* \tag{4.4a}$$

$$= K_{Eo} \cdot (K_5 - K_6) \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} = K_5^{**} \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \tag{4.4b}$$

Außerdem wird zur Berechnung der Koeffizienten K_N bzw. K_N^* von konstanten Geometrieparametern B_{X2}, μ_{DV}, R_S ausgegangen. Anderenfalls würde die charakteristische Gleichung der Kälteleistung keine exakte Gerade bei Auftragung von $\dot{Q}_E$ gegen $\Delta\Delta t^*$ ergeben. Dies ist in Bild 4.1 durch einen schraffierten Bereich um die Gerade der Kälteleistung angedeutet. Für die prinzipiellen Überlegungen zur Regelung sind die tatsächlich variablen Geometrieparameter und deren Auswirkungen auf das Teillastverhalten jedoch von untergeordneter Bedeutung. Ihre Berücksichtigung ist über das in Abschnitt 3.4.2 behandelte Prädiktor-Korrektor-Verfahren ohne weiteres möglich. Auch für die Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ resultiert aus variablen Geometrieparametern zu jedem Lastfall ebenfalls nur eine etwas größere

[1] Der Zusammenhang zwischen (4.4a) und (4.4b) – der nur bei serieller Stromführung $A \rightarrow C$ mit $K_5^* = K_{Eo} \cdot (K_5 - K_6) + K_6$ (s. Tabelle 3.11) gilt – ist im Anhang N.4 erläutert.

Bandbreite der ohnehin möglichen Antriebsleistungen (äußere Schraffur um den Verlauf von $\dot{Q}_D$ in Bild 4.1). Der innere, unschraffiert dargestellte Bereich resultiert daraus, dass die Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ auch bei konstanten Geometrieparametern über die Mindestantriebsleistung $\dot{Q}_{min,D}$ abhängig ist von der Heiß- und Kühlwassertemperatur bzw. vom Temperaturschub Δt_{Ti} (siehe Gleichung (4.4)). Der zu $\dot{Q}_E$ gehörende Verlauf von $\dot{Q}_D$ ist also nur dann eine lineare Funktion von $\Delta\Delta t^*$, wenn $\Delta t_{Ti} = t_{Di} - t_{Ai} = const$ (dicke durchgezogen Gerade im unschraffierten Bereich). Im Allgemeinen ist der Verlauf jedoch eine Folge der strategieabhängigen Einstellung der $(t_{Di}; t_{Ai})$-Kombination. Dies wurde im Bild 4.1 durch eine strichpunktierte Linie angedeutet, deren Verlauf sich aus einer Aneinanderreihung von Betriebspunkten mit unterschiedlichen Δt_{Ti}-Werten ergibt (z.B. bei Standardregelung mit $t_{Ai} = const.$ und $t_{Di} = var.$ und dementsprechend $\Delta t_{Ti} = var.$). Diese Betriebspunkte befinden sich auf parallel verlaufenden Geraden mit der Steigung K_5^{**} und der Verschiebung $\Delta\dot{Q} = K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \neq \dot{Q}_{min,D}$ (siehe Gleichung (4.4b)).
Für einen konkreten Lastfall ($\dot{Q}_E^{set}$; t_{Eo}^{set}) ergeben sich damit in Abhängigkeit von der Differenz Δt_{Ti} verschiedene notwendige Antriebsleistungen. Hierzu sind in Bild 4.1 drei Betriebspunkte bei konstantem $\Delta\Delta t_{set}^* = f(t_{Di}, t_{Ai}, t_{Eo}^{set})$ hervorgehoben. Gegenüber einem gedachten, optimalen Betriebspunkt mit $\dot{Q}_D(t_{Di} = t_{Di}^{opt}; t_{Ai} = t_{Ai}^{opt})$ ist die Antriebsleistung für den gleichen Lastfall höher, wenn $t_{Di} > t_{Di}^{opt}$ und deshalb $t_{Ai} > t_{Ai}^{opt}$ um $\Delta\Delta t^* = \Delta\Delta t_{set}^*$ zu erfüllen. Bei tieferer Temperatur $t_{Di} < t_{Di}^{opt}$ ist es entsprechend umgekehrt.

Für die Entwicklung von Regelstrategien mit gleichzeitiger Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur zur Ausnutzung des o.g. Freiheitsgrades sind mindestens drei Arten von Zielstellungen denkbar:

1. Wirtschaftliche Zielstellung:
   z.B. bei solarer Kälteerzeugung im UBA Dessau: Regelung von $(t_{Di}; t_{Ai})$ so, dass die Betriebskosten p_{cold} minimal werden.

2. Technische Zielstellung:
   z.B. bei KWKK-Anlagen, d.h. MHKW+AKA: Regelung von $(t_{Di}; t_{Ai})$ so, dass der Heißwasseraustritt einem bestimmten Sollwert t_{Do}^{set} entspricht.

3. Thermodynamische Zielstellung:
   z.B. bei AKA WFC-10 mit Thermosiphondesorber: Regelung von $(t_{Di}; t_{Ai})$ so, dass eine maximale thermodynamische Güte $\widetilde{\zeta} = \frac{COP}{COP_{rev}}$ erreicht wird.

Zu allen nachfolgend behandelten Strategien ergeben sich daraus jeweils drei gleichzeitig zu erfüllende Zielstellungen bzw. die daraus resultierenden Zielfunktionen, mit denen der bestehende Freiheitsgrad ausgenutzt wird (Tabelle 4.1). Die hier untersuchten Strategien unterscheiden sich nur in der dritten (Zusatz-)Zielstellung. Aus den ersten beiden Zielstellungen (d.h. Deckung des Lastfalls ($\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set}$)) folgt über die charakteristische Gleichung (4.3) mit $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ und $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ eine erste Bestimmungsgleichung für die beiden Temperaturen $t_{Di} = t_{Di}^{opt}$ und $t_{Ai} = t_{Ai}^{opt}$ zur Einstellung von $\Delta\Delta t^* = \Delta\Delta t_{set}^*$. Die zweite Bestimmungsgleichung ergibt sich aus den strategieabhängigen Zielfunktionen, die in den nachfolgenden Abschnitten erläutert werden.

Tabelle 4.1: Zielstellungen für die Regelung von Absorptionskälteanlagen mit gleichzeitiger Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur.

Zielstellung	Zielfunktion
1) Bereitstellung der geforderten Kälteleistung	$\dot{Q}_E \stackrel{!}{=} \dot{Q}_E^{set}$
2) Einhaltung der Kaltwasseraustrittstemperatur	$t_{Eo} \stackrel{!}{=} t_{Eo}^{set}$
3) Einhaltung der Zielstellung	
- wirtschaftlich	$\frac{d\,p_{cold}}{d\,t_{Di}} \stackrel{!}{=} 0$
- technisch	$t_{Do} \stackrel{!}{=} t_{Do}^{set}$
- thermodynamisch	$\frac{d\,\widetilde{\zeta}}{d\,t_{Di}} \stackrel{!}{=} 0$

Bei Herleitung der Regelstrategien wird zunächst von unbegrenzten Versorgungstemperaturen auf der Heiß- und Kühlwasserseite ausgegangen. Diese sind in Bild 4.2 als verfügbare Temperaturen t_{Da} und t_{Aa} (engl.: *available*) vor den Regelventilen dargestellt. Auf das Kaltwasserventil mit dem Stellsignal C_E wird erst in Abschnitt 4.4 eingegangen. Es ist

$$\dot{Q}_E^{set} = \begin{cases} \dot{V}_E \cdot c_{p,E} \cdot \rho_E \cdot (t_{Ea} - t_{Eo}^{set}) & \text{mit Kaltwasserventil} \\ \dot{V}_E \cdot c_{p,E} \cdot \rho_E \cdot (t_{Ei} - t_{Eo}^{set}) & \text{ohne Kaltwasserventil} \end{cases} \tag{4.5}$$

Die Regelventile im Heiß- und Kühlwasserkreis werden durch die Stellsignale C_X (mit $X = D, A$) so geregelt, dass die Regelabweichungen $\Delta t_{Xi} = t_{Xi}^{set} - t_{Xi}$ möglichst klein sind. Bei unbegrenzten Versorgungstemperaturen sind die Ventile nie vollständig geöffnet (d.h. $C_X < 100\,\%$) und die Sollwertpaarung ($t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set}$) stimmt mit der theoretischen bzw. optimalen Kombination ($t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}$) aus der Zielfunktion der Regelstrategie überein. In diesem Fall können alle drei strategieabhängige Zielstellungen aus Tabelle 4.1 gleichzeitig erfüllt werden. Bei begrenzten Versorgungstemperaturen

ist das nicht mehr möglich und es müssen sogenannte *Backup*-Sollwerte t_{Di}^{backup}, t_{Ai}^{backup} bestimmt werden, mit denen die Einhaltung der wichtigsten der drei Zielstellungen abgesichert wird.

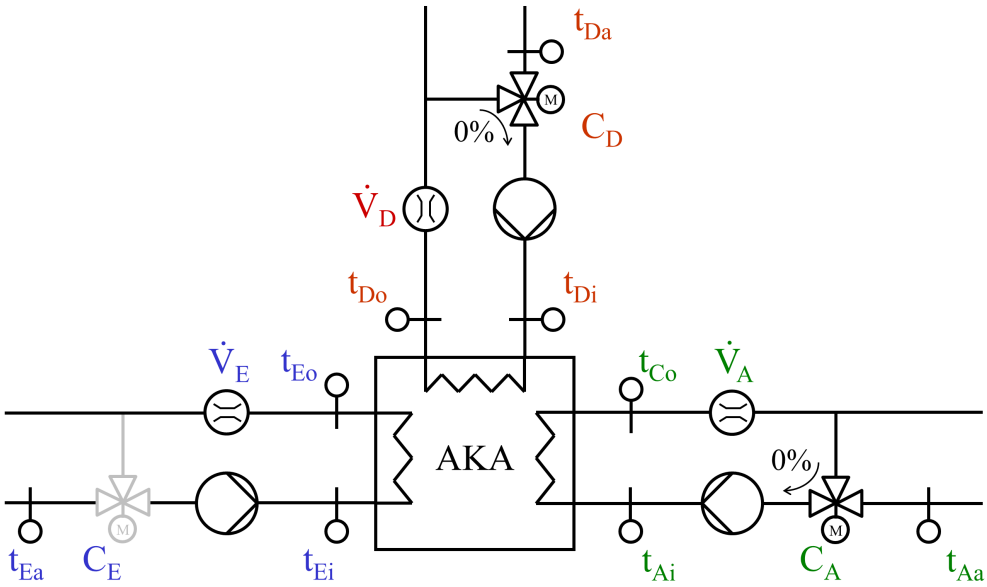


Bild 4.2: Übersicht zur Datenpunktbezeichnung für die Regelung von Absorptionskälteanlagen.

Bei nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur $t_{Da} < t_{Di}^{opt}$ (z.B. bei solarer Kühlung) bzw. nicht ausreichend niedriger Kühlwassertemperatur $t_{Aa} > t_{Ai}^{opt}$ (z.B. bei hoher Umgebungstemperatur) unterscheiden sich daher die Sollwerte der Regelventile $(t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set})$ von den theoretischen bzw. optimalen Werten der Regelstrategie.

$$\left(t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set}\right) = f\left(MAX(t_{Di}^{opt}, t_{Di}^{backup}); MIN(t_{Ai}^{opt}, t_{Ai}^{backup}); BuS\right) \tag{4.6}$$

Auf die zur Berechnung von t_{Di}^{backup} und t_{Ai}^{backup} notwendigen Backup-Strategien (BuS) wird im Abschnitt 4.4 näher eingegangen. Zunächst soll für wirtschaftliche, technische und thermodynamische Zielstellungen jeweils eine Regelstrategie exemplarisch vorgestellt und die Gleichungen zur Berechnung der jeweiligen Optimalwerte $(t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt})$ hergeleitet werden. In Kapitel 5 erfolgt dann eine Darstellung und Diskussion von ausgeführten Beispielen.

4.1 Regelstrategie mit wirtschaftlicher Zielstellung

4.1.1 Zielstellung

Der Freiheitsgrad in der Bestimmung von $\Delta\Delta t^*_{set}$ kann dazu genutzt werden, die durchschnittlichen Gesamtkosten (d.h. die Annuität A_{tdc}) bei der thermischen Kälteerzeugung innerhalb eines bestimmten Betrachtungszeitraums zu minimieren. Der Betrachtungszeitraum $\Delta\tau$ sei in N Zahlungsperioden $\Delta\tau_n$ unterteilt.

$$\Delta\tau = \sum_{n=1}^{N} \Delta\tau_n = \sum_{n=1}^{N} \tau_n - \tau_{n-1} = \int_{\tau_0}^{\tau_N} d\tau = \tau_N - \tau_0 \tag{4.7}$$

Als Betrachtungszeitraum kann z.B. die technische Lebensdauer der Absorptionskälteanlage zwischen einem Anfangs- und Endzeitpunkt τ_0 bzw. τ_N verwendet werden. Die Annuität A_{tdc} innerhalb einer Zahlungsperiode $\Delta\tau_n = \tau_n - \tau_{n-1}$ setzt sich dann aus den Kapitalkosten A_{cap}, den Wartungs- und Instandhaltungskosten A_{maint} sowie den Betriebskosten A_{op} zusammen.

$$A_{tdc} = A_{cap} + A_{maint} + A_{op} \tag{4.8}$$

Eine Investition in thermische Kälteerzeugung ist umso vorteilhafter je geringer die Annuität A_{tdc} ist, die in jeder Zahlungs- bzw. Betriebsperiode $\Delta\tau_n$ anfällt. Die Kapitalkosten A_{cap} ergeben sich entsprechend Gleichung (4.9) aus der notwendigen Investition I_{tdc} für die Beschaffung und Installation der Absorptionskälteanlage (AKA) sowie des Rückkühlwerks (RKW) und anderer Hilfsaggregate (z.B. Pumpen, Armaturen etc.) über den Annuitätenfaktor a mit einem angesetzten Zinssatz i während der N Perioden des Betrachtungszeitraums $\Delta\tau$.

$$A_{cap} = I_{tdc} \cdot a = I_{tdc} \cdot \frac{(1+i)^N \cdot i}{(1+i)^N - 1} \tag{4.9}$$

Die Berücksichtigung von Wartungs- und Instandhaltungskosten kann nach [VDI2067, 2012] mit einem Proportionalitätsfaktor zur Investition f_{maint} erfolgen, so dass

$$A_{maint} = I_{tdc} \cdot f_{maint} \ . \tag{4.10}$$

Die durchschnittlichen Betriebskosten A_{op} in Gleichung 4.8 setzen sich dagegen aus den durchschnittlichen Kosten A_{th} für Antriebswärme, A_{el} für Elektroenergie sowie A_{mat} für Material (z.B. aufbereitetes Wasser bei der Rückkühlung) zusammen.

$$A_{op} = A_{th} + A_{el} + A_{mat} \tag{4.11}$$

Wird die Annuität auf die in einer Periode erzeugte Kälteenergie bezogen (d.h. auf die im Verdampfer aufgenommene Wärmemenge E_E), ergibt sich ein durchschnittlicher Preis $\widetilde{p}_{cold}$ für die Kälteerzeugung.

$$\widetilde{p}_{cold} = \frac{A_{tdc}}{E_E} = \frac{A_{cap} + A_{maint} + A_{th} + A_{el} + A_{mat}}{\int_{\tau_{n-1}}^{\tau_n} \dot{Q}_E \, d\tau} \tag{4.12}$$

Im Sinne der Investitionsrechnung handelt es sich hierbei um einen kritischen Absatzpreis [Rollwage, 2006, S. 60], [Gladen, 2014, S. 58], der beim Verkauf von Kälteenergie mindestens erzielt werden müsste, um mit der Investition I_{tdc} eine Rendite oberhalb des angesetzten Zinssatzes i zu erzielen. Mit dem kritischen Absatzpreis würden die Erlöse dieser Periode $A_{pro} = \widetilde{p}_{cold} \cdot E_E$ (engl.: *proceeds*) gerade so groß werden, dass sie den durchschnittlichen Gesamtkosten A_{tdc} entsprechen. Bei höheren Erlösen (d.h. $A_{pro} > A_{tdc}$) wird mit der Investition I_{tdc} ein Gewinn erzielt. Unter der Voraussetzung von zeitlich konstanten Wärme-, Strom- und Materialpreisen (p_{th}, p_{el} und p_{mat}) lassen sich die betriebsbedingten Kosten A_{th}, A_{el}, A_{mat} in Gleichung 4.12 auf die kontinuierlich anfallenden (d.h. geregelten) Aufwendungen für die Energie- und Materialströme zurückführen.

$$\widetilde{p}_{cold} = \frac{A_{cap}+A_{maint}}{E_E} + \frac{p_{th} \int_{\tau_0}^{\tau_N} \dot{Q}_D \, d\tau + p_{el} \int_{\tau_0}^{\tau_N} P_{el} \, d\tau + p_{mat} \int_{\tau_0}^{\tau_N} \dot{m}_{mat} \, d\tau}{\int_{\tau_{n-1}}^{\tau_n} \dot{Q}_E \, d\tau} \tag{4.13}$$

Zur Minimierung der Annuität A_{tdc} bzw. des durchschnittlichen Kälteerzeugungspreises $\widetilde{p}_{cold}$ durch eine Regelstrategie müssten demnach die zeitlichen Verläufe des Kältebedarfs und der daraus resultierenden Aufwände $\dot{Q}_D$, P_{el} und $\dot{m}_{mat}$ zur Ermittlung von A_{th}, A_{el}, A_{mat} im Vorhinein bekannt sein. Da dies i.A. nicht der Fall ist, wird in den weiteren Überlegungen anstelle der Betrachtungsdauer $\Delta\tau$ nur noch ein Zeitpunkt τ, d.h. der momentane Lastfall $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$, analysiert. In diesem Betrachtungszeitpunkt sind die Energie- und Massenströme nur noch Funktionen der Betriebstemperaturen (siehe unten) und aus den Kapital- und Wartungskosten ergibt sich zu jedem Zeitpunkt ein konstanter Zahlungsfluss $(A_{cap} + A_{maint})/E_E$, der durch die Regelung der AKA nicht beeinflusst werden kann. Für den momentanen Kälteerzeugungspreis folgt daraus:

$$\widehat{p}_{cold} = \underbrace{\frac{A_{cap} + A_{maint}}{E_E}}_{p_{cold,fix}} + \overbrace{\underbrace{p_{th} \cdot \frac{\dot{Q}_D}{\dot{Q}_E}}_{p_{cold,th}} + \underbrace{p_{el} \cdot \frac{P_{el}}{\dot{Q}_E}}_{p_{cold,el}} + \underbrace{p_{mat} \cdot \frac{\dot{m}_{mat}}{\dot{Q}_E}}_{p_{cold,mat}}}^{p_{cold}} \, . \tag{4.14}$$

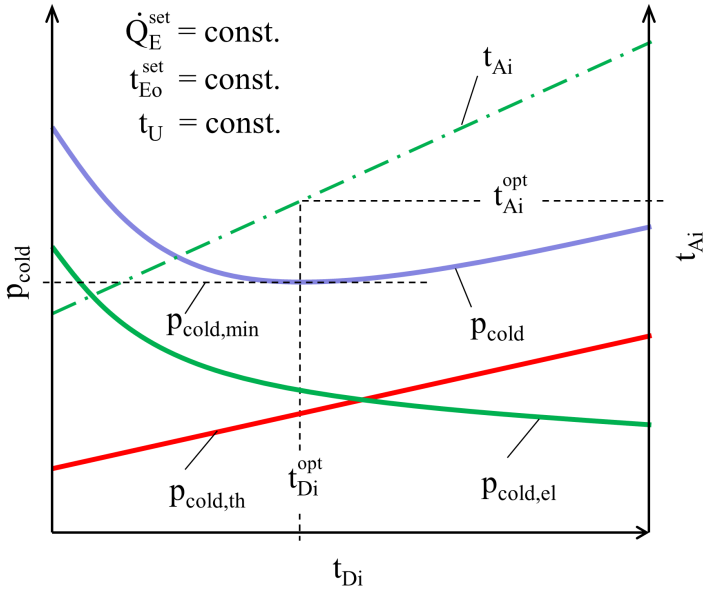


Bild 4.3: Verlauf der spezifischen Betriebskosten bei variabler Heiß- und Kühlwassertemperatur zu einem gegebenen Lastfall und feststehenden meteorologischen Randbedingungen.

In Bild 4.3 ist der qualitative Verlauf der darin enthaltenen, variablen spezifischen Betriebskosten p_{cold} skizziert (siehe auch [Albers et al., 2013a], [Albers, 2014]). In dieser Darstellung sind der Lastfall $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ sowie die meteorologischen Bedingungen vorgegeben bzw. konstant. Für das RKW wird im Weiteren aus Vereinfachungsgründen von einer trockenen Rückkühlung ausgegangen, so dass der Massenstrom $\dot{m}_{mat}$ bzw. die daraus resultierenden spezifischen Betriebskosten für Wasserverbrauch und -aufbereitung $p_{cold,mat}$ vernachlässigt werden können [2]. Mit sinkender Heißwassertemperatur (t_{Di} auf der Abszisse) muss immer kälteres Kühlwasser mit einer Temperatur t_{Ai} verwendet werden, um den Lastfall zu decken bzw. das erforderliche $\Delta\Delta t_{set}^*$ einzustellen. Die Stromkosten $p_{cold,el}$ steigen, weil hierzu immer höhere Drehzahlen des Ventilators im RKW notwendig sind. Dagegen steigen die Wärmekosten $p_{cold,th}$ mit steigendem t_{Di} (und t_{Ai}), da wegen größerer Verlustleistung $\dot{Q}_{min,D}$ bei steigendem Hub $\Delta t_{Ti} = t_{Di} - t_{Ai}$ eine höhere Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ für die gleiche Kälteleistung benötigt wird[3] (siehe Gleichung (4.4)).

[2] Die Berücksichtigung von hybrider Rückkühlung (d.h. mit zeitweiser und bedarfsabhängiger Befeuchtung der Luft am Eintritt des Rückkühlwerks) kann z.B. über einen Mischpreis $p_{AC} = f(p_{el}, p_{mat}) = const.$ anstelle von p_{el} erfolgen, siehe Abschnitt 5.1.2, S. 307

[3] Dabei steigt der Hub mit steigendem t_{Di} und steigendem t_{Ai} bei $\Delta\Delta t_{set}^* = const.$, weil für typische Werte $K_1 \approx 0,1$ und $K_2 \approx -1$ (s. Tabelle 3.10, S. 233) gilt: $\frac{d\,t_{Ai}}{d\,t_{Di}}\Big|_{\Delta\Delta t_{set}^*} = \frac{1-K_1}{1-K_2} < 1 = \frac{d\,t_{Di}}{d\,t_{Di}}\Big|_{\Delta\Delta t_{set}^*}$

Zwischen diesen gegenläufigen Tendenzen ergibt sich eine bestimmte Kombination aus Heiß- und Kühlwassertemperatur ($t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}$), bei der die spezifischen Betriebskosten p_{cold} für diesen Lastfall ein Minimum erreichen. Ziel der nachfolgend hergeleiteten Regelstrategie ist es, auch bei veränderlicher Last $\dot{Q}_E^{set}$ bzw. veränderlichen meteorologischen Randbedingungen durch gleichzeitige Regelung der Heiß- und Kühlwassereintrittstemperatur auf die dann ebenfalls veränderliche Sollwertkombination ($t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}$) den momentanen Kälteerzeugungspreis bzw. die darin enthaltenen spezifischen Betriebskosten p_{cold} zu minimieren. Hierzu wird im nächsten Abschnitt die Zielfunktion bzw. die zweite Bestimmungsgleichung zur Berechnung der optimalen Sollwertkombination ($t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}$) ermittelt.

4.1.2 Minimierung der Betriebskosten

Die momentanen spezifischen Betriebskosten p_{cold} sind nach Gleichung (4.14) bei trockener Rückkühlung durch vier Einflussgrößen bestimmt: Den Energiepreisen für Antriebswärme und Elektroenergie (p_{th} und p_{el}) sowie dem thermischen und elektrischen Leistungsbedarf zur Kälteerzeugung (f_{th} und f_{el}).

$$p_{cold} = p_{th} \cdot f_{th} + p_{el} \cdot f_{el} \tag{4.15}$$

Der thermische Leistungsbedarf kann durch die zuvor behandelte Berechnungsmethode über die Gleichungen (4.3) und (4.4) beschrieben werden. Für den elektrischen Leistungsbedarf wird davon ausgegangen, dass sich P_{el} in Gleichung (4.14) aus einem konstanten Anteil (z.B. für die externen und internen Förderpumpen der AKA) sowie einem variablen Anteil in Abhängigkeit vom geförderten Luftvolumenstrom $\dot{V}_L$ im Rückkühlwerk zusammensetzt.

$$P_{el} = P_{el,AKA} + P_{el,RKW} = r_0 + r_2 \cdot \dot{V}_L^3 \tag{4.16}$$

Dieser Volumenstrom ergibt sich aus der Abwärmeleistung des Lastfalls, d.h. den aus Absorber und Kondensator an die Umgebung abzuführenden Wärmeströmen.

$$\dot{Q}_L = \dot{Q}_A + \dot{Q}_C = -(\dot{Q}_D + \dot{Q}_E) = \dot{V}_L \cdot \rho_L \cdot c_{p,L} \cdot (t_{Li} - t_{Lo}) \tag{4.17}$$

Die in (4.17) vorkommende Luftaustrittstemperatur t_{Lo} aus dem RKW kann mit der dimensionslosen Temperaturänderung des Luftvolumenstroms

$$P_L = \frac{t_{Lo} - t_{Li}}{t_{Co} - t_{Li}} = \frac{1 - e^{(1-R_L)\cdot NTU_L}}{1 - R_L \cdot e^{(1-R_L)\cdot NTU_L}} \tag{4.18}$$

und der momentanen Lufteintrittstemperatur $t_{Li} = t_U$ sowie der Kühlwasseraustrittstemperatur aus dem Kondensator

$$t_{Co} = t_{Ai} + \frac{\dot{Q}_D + \dot{Q}_E}{\dot{W}_A} \tag{4.19}$$

ausgedrückt werden.

$$t_{Lo} = P_L \cdot (t_{Co} - t_{Li}) + t_{Li} = P_L \cdot (t_{Ai} + \frac{\dot{Q}_D + \dot{Q}_E}{\dot{W}_A} - t_{Li}) + t_{Li} \tag{4.20}$$

Nach Einsetzen von (4.20) in (4.17) folgt durch Umformung

$$\dot{V}_L = \frac{\dot{W}_A}{\rho_L \cdot c_{p,L} \cdot P_L} \cdot \frac{\dot{Q}_D + \dot{Q}_E}{\left(\dot{Q}_D + \dot{Q}_E + \dot{W}_A \cdot (t_{Ai} - t_{Li})\right)} \cdot \tag{4.21}$$

Über diese Gleichung ist der Luftvolumenstrom jedoch nur implizit bestimmt, da $P_L = f(R_L(\dot{V}_L),\, NTU_L(\dot{V}_L))$ mit $R_L = \frac{\dot{W}_L}{\dot{W}_A}$. Im Anhang O.1, S. 512 kann allerdings gezeigt werden, dass sich mit einer genäherten dimensionslosen Temperaturänderung $P_L^{'} \approx P_L$ eine explizite Näherung für den Luftvolumenstrom $\dot{V}_L^{'} \approx \dot{V}_L$ finden lässt, deren Koeffizienten $a_{L,0}$ und $b_{L,0}$ aus dem Nennlastpunkt des RKW abgeleitet werden können und daher bekannt sind. Nach Einsetzen dieser Näherung in (4.16) steht eine Näherungsgleichung für $P_{el} \approx P_{el}^{'}$ zur Verfügung, die nur noch von t_{Di} und t_{Ai} abhängig ist.

$$\begin{aligned} P_{el}^{'} &= r_0 + r_2 \cdot (\dot{V}_L^{'})^3 \\ &= r_0 + r_2 \cdot \left(\frac{(\dot{Q}_D + \dot{Q}_E) \cdot \dot{V}_{L,0} \cdot P_{L,0}}{b_{L,0} \cdot (\dot{Q}_D + \dot{Q}_E) + a_{L,0} \cdot (t_{Ai} - t_{Li})} \right)^3 \end{aligned} \tag{4.22}$$

Denn die Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ ist über die charakteristische Gleichung (4.4) bei festgelegtem $t_{Eo} \stackrel{!}{=} t_{Eo}^{set}$ auch nur eine Funktion von t_{Di} und t_{Ai} und die Kälteleistung in (4.22) ist durch den Lastfall determiniert ($\dot{Q}_E \stackrel{!}{=} \dot{Q}_E^{set}$). Damit ist p_{cold} in Abhängigkeit von den aktuellen Umgebungsbedingungen t_U, φ_U ebenfalls eindeutig als Funktion von t_{Di} und t_{Ai} beschrieben.

$$p_{cold} \approx p_{cold}^{'} = p_{th} \cdot \frac{\dot{Q}_D(t_{Di}; t_{Ai})}{\dot{Q}_E^{set}} + p_{el} \cdot \frac{P_{el}^{'}(t_{Di}; t_{Ai})}{\dot{Q}_E^{set}} \tag{4.23}$$

Die geringe Auswirkung der Näherung $P_L \approx P_L^{'}$, die zu einem genäherten Elektroenergiebedarf und damit zu einem genäherten momentanen Kältepreis $p_{cold} \approx p_{cold}^{'}$ führt, wird in Abschnitt 5.1 diskutiert (siehe Bild O.2, S. 515).
In Gleichung (4.23) kann allerdings nur eine der beiden Temperaturen t_{Di}, t_{Ai} als unabhängige Variable betrachtet werden (hier z.B. t_{Di}), da es nur einen Freiheitsgrad in der Festlegung von $\Delta\Delta t_{set}^{*}$ gibt. Die andere Temperatur (hier t_{Ai}) folgt mit (4.1) aus der charakteristischen Gleichung (4.3) (d.h. der ersten Bestimmungsgleichung) und muss das Erreichen der geforderten Kälteleistung sicherstellen.

$$t_{Ai} = \frac{1}{1-K_2} \cdot \left((1-K_1) \cdot t_{Di} + (1-K_3) \cdot t_{Eo}^{set} - \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \right) \tag{4.24}$$

Mit Verwendung von (4.24) in (4.4) ergibt sich aus t_{Di} die nötige Antriebsleistung,

$$\dot{Q}_D = K_{D,1} \cdot t_{Di} + K_{D,2} \cdot \dot{Q}_E^{set} + K_{D,3} \cdot t_{Eo}^{set} \tag{4.25}$$

wobei die Koeffizienten wie folgt zusammengefasst wurden:

$$\begin{aligned} K_{D,1} &= K_6 \cdot \left(K_1 - K_2 \cdot \frac{1-K_1}{1-K_2} \right) \qquad K_{D,2} = \frac{1}{K_4^*} \cdot \left(K_5^* + K_6 \cdot \frac{K_2}{1-K_2} \right) \\ K_{D,3} &= -K_6 \cdot (1-K_3) \cdot \left(1 + \frac{K_2}{1-K_2} \right). \end{aligned} \tag{4.26}$$

Nach Einsetzen von (4.25) und (4.22) in (4.23) und mehreren Umformungen ohne weitere Näherung folgt schließlich der Kältepreis als alleinige Funktion von t_{Di}.

$$p_{cold}^{'} = K_{p,1} + K_{p,2} \cdot t_{Di} + \left(\frac{K_{p,3} \cdot t_{Di} + K_{p,4}}{K_{p,5} \cdot t_{Di} + K_{p,6}} \right)^3 \tag{4.27}$$

Die darin verwendeten Koeffizienten sind:

$$\begin{aligned} K_{p,1} &= p_{th} \cdot K_{D,2} + \frac{p_{th} \cdot K_{D,3} \cdot t_{Eo}^{set} + p_{el} \cdot r_0}{\dot{Q}_E^{set}} \\ K_{p,2} &= p_{th} \cdot \frac{K_{D,1}}{\dot{Q}_E^{set}} \qquad\qquad K_{p,3} = \left(\frac{p_{el} \cdot r_2}{\dot{Q}_E^{set}} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \dot{V}_{L,0} \cdot P_{L,0} \cdot K_{D,1} \\ K_{p,4} &= \left(\frac{p_{el} \cdot r_2}{\dot{Q}_E^{set}} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \dot{V}_{L,0} \cdot P_{L,0} \cdot \left((1+K_{D,2}) \cdot \dot{Q}_E^{set} + K_{D,3} \cdot t_{Eo}^{set} \right) \\ K_{p,5} &= a_{L,0} \cdot K_{D,1} + b_{L,0} \cdot \left(\frac{1-K_1}{1-K_2} \right) \\ K_{p,6} &= a_{L,0} \cdot \left((1+K_{D,2}) \cdot \dot{Q}_E^{set} + K_{D,3} \cdot t_{Eo}^{set} \right) \\ &\quad + b_{L,0} \cdot \left(\frac{(1-K_3) \cdot t_{Eo}^{set} - \dot{Q}_E^{set} / K_4^*}{1-K_2} - t_{Li} \right) \end{aligned} \tag{4.28}$$

Aus der notwendigen Bedingung für das Minimum $\frac{dp_{cold}}{dt_{Di}} \stackrel{!}{=} 0$ ergibt sich die Grundlage für die zweite Bestimmungsgleichung zur Berechnung der Temperaturkombinationen ($t_{Di} = t_{Di}^{opt}; t_{Ai} = t_{Ai}^{opt}$), durch die der Freiheitsgrad in der Festlegung einer der beiden Temperaturen in $\Delta\Delta t_{set}^*$ verbraucht wird.

$$\frac{d\,p_{cold}}{d\,t_{Di}} = K_{p,2} + \frac{3 \cdot K_{p,3} \cdot (K_{p,3} \cdot t_{Di} + K_{p,4})^2}{(K_{p,5} \cdot t_{Di} + K_{p,6})^3} - \frac{3 \cdot K_{p,5} \cdot (K_{p,3} \cdot t_{Di} + K_{p,4})^3}{(K_{p,5} \cdot t_{Di} + K_{p,6})^4} \tag{4.29}$$

Die Bestimmung der Nullstellen dieser Ableitung wird im Anhang O.2, S. 517 erläutert. Aus der zu lösenden quartischen Gleichung resultiert nur eine technisch sinnvolle Lösung. Mit dieser können die optimalen Sollwerte $t_{Di}^{set} = t_{Di}^{opt}$ und $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{opt}$ für das Heiß- und Kühlwasserregelventil bzw. die Ventilatordrehzahl im RKW zur Einstellung des minimalen momentanen Kältepreises berechnen werden.

$$t_{Di}^{opt} = -\frac{B}{4 \cdot A} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{w - \alpha - 2 \cdot (y + \alpha + \beta/w)} \tag{4.30}$$

$$t_{Ai}^{opt} = \frac{1}{1 - K_2} \cdot \left((1 - K_1) \cdot t_{Di}^{opt} + (1 - K_3) \cdot t_{Eo}^{set} - \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \right) \tag{4.31}$$

Die darin enthaltenen Parameter sind dem Anhang O.2 zu entnehmen.
In Abschnitt 5.1 wird ein ausgeführtes Beispiel dieser Regelstrategie behandelt.

4.2 Regelstrategie mit technischer Zielstellung

4.2.1 Zielstellung zur Sicherstellung der Heißwasserauskühlung

Für den kontinuierlichen und effizienten Betrieb von Motorheizkraftwerken (MHKW) ist es oftmals erforderlich, die Rücklauftemperatur des ausgekühlten Heißwassers in das MHKW t_{MHKWi} zu begrenzen, da deren Einfluss über den Öldruck auf das Reibmoment des Motors und den Materialverschleiß beträchtlich ist [Eckert et al., 2009, S. 392]. Die Unterschreitung einer minimal zulässigen Eintrittstemperatur t_{MHKWi}^{min} kann durch eine externe oder MHKW-interne Rücklauftemperaturanhebung erfolgen. Die Einhaltung einer maximalen Eintrittstemperatur t_{MHKWi}^{max} ist dagegen nur über Wärmeverbraucher mit genügend hoher Heißwasserauskühlung möglich. Alternativ dazu können Notkühler vorgesehen werden, durch die überschüssige Abwärme aus dem KWKK-Prozess an die Umgebung abgeführt wird oder ausreichend groß dimensionierte Speicher [Eicher und Weilenmann, 1994].
Wird die Temperatur t_{MHKWi}^{max} dennoch überschritten, muss das MHKW aus Sicherheitsgründen abgeschaltet werden und eine gekoppelte Erzeugung von Strom und Kälte (aus MHKW-Abwärme) ist nicht mehr möglich. In diesem Fall muss die Antriebswärme für die thermische Kälteerzeugung z.B. aus einem Kessel bereitgestellt werden. Durch den Wegfall der Erlöse aus der gekoppelten Stromproduktion und den zusätzlich notwendigen Betriebskosten für den Kessel, steigt der Wärmepreis p_{th} und damit auch $p_{cold,th}$ sprunghaft an (siehe Bild 4.4, in dem ähnlich zu Bild 4.3 die spezifischen Betriebskosten für die thermische Kälteerzeugung p_{cold} gegen die Heißwasser*austritts*temperatur aus der AKA aufgetragen sind. Unter der Annahme, dass es keinen Sicherheitsabstand zwischen dem maximal zulässigen Wert t_{MHKWi}^{max} und dem Sollwerte t_{Do}^{set} für die AKA-Regelung gibt, muss das MHKW bei $t_{Do} > t_{Do}^{set} = t_{MHKWi}^{max}$ abgeschaltet werden.
Selbst wenn der Kältepreis bei ausgeschaltetem MHKW (d.h. bei $t_{Do} > t_{MHKWi}^{max}$) wegen weiterhin stark fallendem $p_{cold,el}$ unter den in Bild 4.4 als dünne punktierte Linie gekennzeichneten Preis $p_{cold,min}$ fallen sollte [4], stellt die Kombination $(t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt})$, die über $t_{Do} = t_{Di}^{opt} - g_D$ aus der Anforderung bzw. Zielstellung $t_{Do} \stackrel{!}{=} t_{Do}^{set} = t_{MHKWi}^{max}$ resultiert, zumindest ein lokales Minimum dar. Die notwendigen Sollwerte für dieses Minimum werden daher weiterhin als optimale Sollwerte t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt} bezeichnet, auch wenn nicht immer sichergestellt ist, dass es sich auch um das globale Minimum der spezifischen Betriebskosten p_{cold} handelt.

[4] was bei effizienten AKA mit flacher Steigung $\frac{d\,p_{cold}}{d\,t_{Di}}$ bei hohen Heißwassertemperaturen allerdings untypisch ist, siehe vorhergehenden Abschnitt bzw. Bild 5.7, S. 319

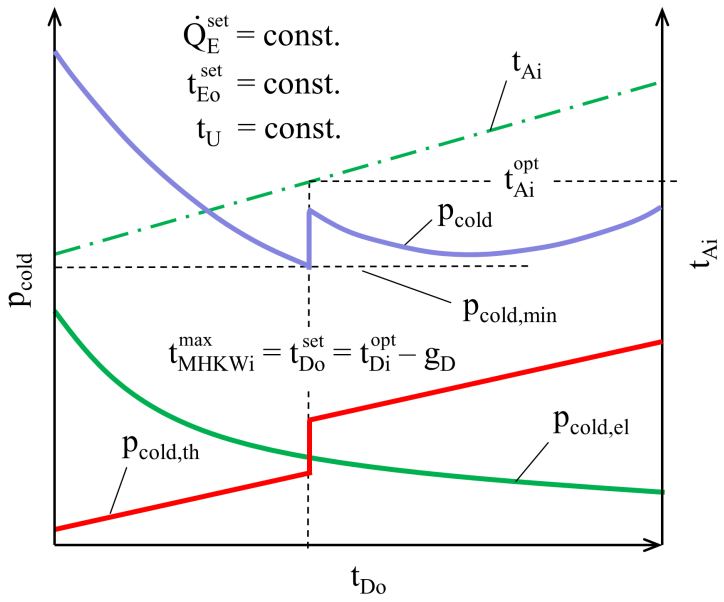


Bild 4.4: Verlauf der spezifischen Betriebskosten bei variabler Heiß- und Kühlwassertemperatur zu einem gegebenen Lastfall mit und ohne gekoppelter Stromerzeugung.

Ziel der nachfolgend beschriebenen Regelstrategie ist es daher nur, die Heiß- und Kühlwasser*eintritts*temperaturen t_{Di}, t_{Ai} gleichzeitig so zu regeln, dass neben der Deckung des Lastfalls die Einhaltung einer maximal zulässigen Heißwasser*austritts*-temperatur $t_{Do} \stackrel{!}{=} t_{Do}^{set} = t_{MHKWi}^{max}$ sichergestellt ist. Die grundsätzlich bestehende Möglichkeit, dass das globale Kostenminimum bei $t_{Do} < t_{Do}^{set} = t_{MHKWi}^{max}$ liegt, bleibt daher bei der nachfolgenden Herleitung unberücksichtigt [5].

4.2.2 Sicherstellung der Heißwasserauskühlung

Für die Bereitstellung einer geforderten Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set}$ bei einer Kaltwasseraustrittstemperatur $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ müssen die externen Eintrittstemperaturen im Heiß- und Kühlwasserkreis der Absorptionskälteanlage so eingestellt werden, dass gilt:

$$\dot{Q}_E = K_4^* \cdot \Delta\Delta t^* \stackrel{!}{=} \dot{Q}_E^{set} \tag{4.32}$$

Mit $\Delta\Delta t^*$ nach Gleichung (4.1) und den effektiven Koeffizienten K_1 bis K_3 aus Tabelle 3.8 für serielle Durchströmung $A \rightarrow C$ ergibt sich daraus die erste Bestimmungsgleichung für die beiden Sollwerte t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt}:

$$t_{Di}^{opt} = \frac{1}{1-K_1} \cdot \left[t_{Ai}^{opt} \cdot (1-K_2) - t_{Eo}^{set} \cdot (1-K_3) + \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \right] . \tag{4.33}$$

[5] ließe sich aber durch Kombination mit der zuvor behandelten Strategie in Abschnitt 4.1 realisieren

Die zweite Bestimmungsgleichung resultiert daraus, dass für die Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do} als technische Zielstellung gefordert wird $t_{Do} \stackrel{!}{=} t_{Do}^{set}$. Damit gleichzeitig zu dieser Bedingung die erforderliche Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ für die geforderte Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set}$ bereitgestellt wird, muss das Heißwasser-Regelventil auf folgenden Sollwert für die Eintrittstemperatur t_{Di} regeln:

$$t_{Di}^{opt} = t_{Do}^{set} + g_D = t_{Do}^{set} + \frac{\dot{Q}_D}{\dot{W}_D} \; . \tag{4.34}$$

Ersetzt man darin $\dot{Q}_D$ durch die charakteristische Gleichung der Antriebsleistung (4.4), ergibt sich mit den eingeführten charakteristischen Koeffizienten

$$t_{Di}^{opt} = t_{Do}^{set} + \frac{K_5^* - K_6}{\dot{W}_D} \cdot \Delta\Delta t^* + \frac{K_6}{\dot{W}_D} \cdot (t_{Di}^{opt} - t_{Ai}^{opt}) \; , \tag{4.35}$$

bzw. nach Verwendung von $\Delta\Delta t^* = \dot{Q}_E^{set} / K_4^*$ und Auflösen nach der Heißwassertemperatur

$$t_{Di}^{opt} = t_{Do}^{set} + \frac{K_5^* - K_6}{\dot{W}_D} \cdot \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} - \frac{K_6}{\dot{W}_D} \cdot t_{Ai}^{opt} \; . \tag{4.36}$$

Die beiden Bestimmungsgleichungen (4.33) und (4.36) lassen sich schließlich explizit nach den Sollwerten t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt} auflösen

$$\begin{aligned} t_{Di}^{opt} = \frac{1}{s_{Do}^{set}} \cdot \Big[& \; t_{Eo}^{set} \cdot (1 - K_3) \cdot K_6 - t_{Do}^{set} \cdot (1 - K_2) \cdot \dot{W}_D \\ & - \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \cdot (K_5^* \cdot (1 - K_2) + K_6 \cdot K_2) \Big] \; , \end{aligned} \tag{4.37}$$

$$\begin{aligned} t_{Ai}^{opt} = \frac{1}{s_{Do}^{set}} \cdot \Big[& \; t_{Eo}^{set} \cdot (1 - K_3) \cdot (K_6 - \dot{W}_D) - t_{Do}^{set} \cdot (1 - K_1) \cdot \dot{W}_D \\ & - \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \cdot (K_5^* \cdot (1 - K_1) + K_6 \cdot K_1 - \dot{W}_D) \Big] \; , \end{aligned} \tag{4.38}$$

wobei aus Übersichtlichkeitsgründen folgende Zusammenfassung verwendet wurde:

$$s_{Do}^{set} = K_6 \cdot (K_1 - K_2) - \dot{W}_D \cdot (1 - K_2) \; . \tag{4.39}$$

In Abschnitt 5.2 wird ein ausgeführtes Beispiel dieser Regelstrategie behandelt.

4.3 Regelstrategie mit thermodynamischer Zielstellung

4.3.1 Zielstellung

Bei den bisher behandelten Regelstrategien in Abschnitt 4.1 und 4.2 wurde der eine Freiheitsgrad in der Einstellung von t_{Di} und t_{Ai} für einen Lastfall ($\dot{Q}_E^{set}$; t_{Eo}^{set}) dazu genutzt, um aus dem Zusammenspiel des Teillastverhaltens der Absorptionskälteanlage mit dem Rückkühlwerk und/oder einem Motorheizkraftwerk eine optimale Kombination (t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}) unter wirtschaftlichen oder technischen Gesichtspunkten zu bestimmen. In beiden Fällen wurde das Teillastverhalten der AKA über die charakteristischen Gleichung (4.3) und (4.4) abgebildet und die optimalen Betriebstemperaturen unter Berücksichtigung der realen Effizienz (d.h. über den COP) aber unabhängig von der thermodynamischen Güte $\tilde{\zeta}$ des Kälteprozesses bestimmt. Ursache hierfür ist, dass das Energieeffizienzverhalten einer AKA, welches mit Hilfe linearer charakteristischer Gleichungen beschrieben werden kann, für einen bestimmten Lastfall kein Maximum im Gütegrad aufweist (siehe Bild 2.10, S. 25).

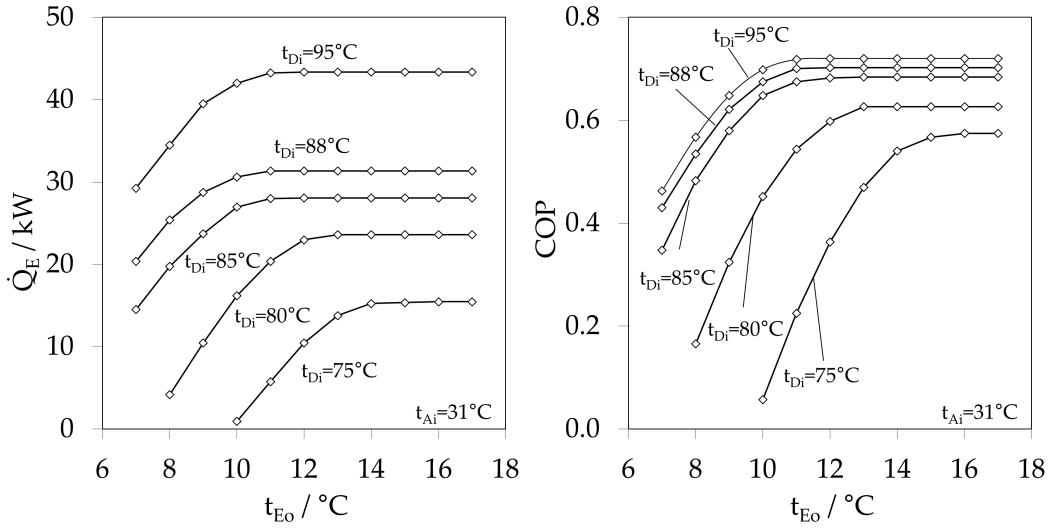


Bild 4.5: Kälteleistung und Kältezahl der Anlage WFC-10 aus York [1999c].

Dennoch lässt sich für bestimmte Absorptionskälteanlagen auch allein aus dem Teillastverhalten der AKA ein thermodynamisches Kriterium zur Bestimmung der optimalen (t_{Di}; t_{Ai})-Kombination formulieren. Zu diesen speziellen Anlagen zählt z.B. die Absorptionskälteanlage vom Typ WFC-10 des Herstellers Yazaki. Diese Anlage zeichnet sich dadurch aus, dass keine mechanischen Umlaufpumpen vorhanden sind. Stattdessen wird der Lösungsumlauf über einen Thermosiphon-Desorber realisiert, in dem der Dichteunterschied zwischen desorbiertem, dampfförmigen

Kältemittel und flüssiger, kältemittelreicher Lösung zur thermisch angetriebenen Lösungsförderung genutzt wird [Altenkirch, 1929], [Thomas und Anderson, 1942], [Albers et al., 2005]. Außerdem ist – wie schon im Vorgängermodell *Arkla Solaire* [Arkla, 1976], [Rekord, 1979] – auch in der WFC-10 keine Kältemittelumlaufpumpe vorhanden. Zu dieser Anlage sind in Abbildung 4.5 exemplarisch für eine konstante Kühlwassertemperatur t_{Ai} = 31 °C einzelne Betriebspunkte zur Leistungsfähigkeit und Effizienz nach Herstellerangaben dargestellt. Die einzelnen Betriebspunkte sind aus Übersichtlichkeitsgründen durch Linien verbunden.
Das Betriebsverhalten der WFC-10 wurde in [Albers und Ziegler, 2003], [Albers et al., 2005], [Albers und Ziegler, 2008a] sowie Albers et al. [2010] detailliert erläutert und mit Hilfe von Messdaten analysiert. Wegen der thermisch angetriebenen Lösungspumpe und der fehlenden Kältemittelpumpe ergeben sich drei mögliche Betriebsbereiche B1, B2 und B3 für den Verdampfer, die als Funktion einer charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*_{est}$ jeweils für konstante Heiß- und Kühlwassertemperaturen dargestellt werden können (siehe Bild 4.6).

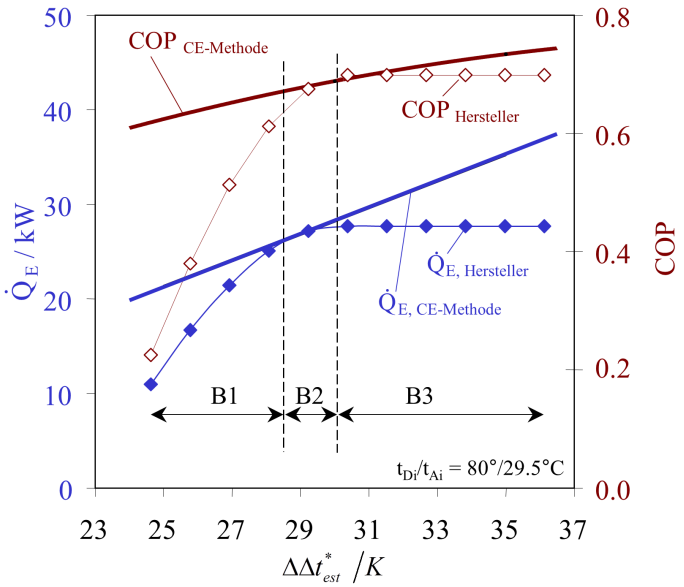


Bild 4.6: Teillastverhalten der WFC-10 mit Definition von Betriebsbereichen. Symbole: Herstellerdaten aus York [1999c]. Fette Linien: Ergebnisse der herkömmlichen Berechnungsmethode [Albers und Ziegler, 2003]).

Dabei fasst die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*_{est}$ die externen Ein- und Austrittstemperaturen von Heiß-, Kühl- und Kaltwasser wie folgt zusammen:

$$\Delta\Delta t^*_{est} = t_{Di} - t_{Ai} - B \cdot (t_{Ai} - t_{Eo}) \; . \tag{4.40}$$

Die Betriebsbereiche sind wie folgt unterteilt [Albers und Ziegler, 2008b]:

B1: Im Bereich kleiner $\Delta\Delta t^*_{est}$-Werte (d.h. bei tiefen Kaltwassertemperaturen) kommt es zu einer starken Verminderung der Kälteleistung ($\dot{Q}_E$) und der Kältezahl (COP), weil im Verdampfer ein Teil des Kältemittelmassenstromes nicht verdampft, sondern ungenutzt in die Lösung zurück läuft (Bereich des überlaufenden Verdampfers).

B2: Im Übergangsbereich (bei steigenden $\Delta\Delta t^*_{est}$-Werten) verringert sich dieser Überlauf, da einerseits der Kältemittelmassenstrom konstant bleibt, andererseits aber die treibende Temperaturdifferenz am Verdampfer ansteigt. Kälteleistung $\dot{Q}_E$ und COP steigen dadurch mit steigenden $\Delta\Delta t^*_{est}$-Werten noch solange an, bis der gesamte Kältemittelmassenstrom verdampft ist.

B3: Bei hohen $\Delta\Delta t^*_{est}$-Werten (d.h. bei hohen Kaltwassertemperaturen) ist der gesamte Kältemittelmassenstrom verdampft, bevor das unterste Verdampferrohr erreicht wird. Ein weiterer Anstieg von $\dot{Q}_E$ (und COP) ist dann nicht mehr möglich. Die Verdampferoberfläche ist nicht mehr vollständig benetzt (Bereich des trockenlaufenden Verdampfers).

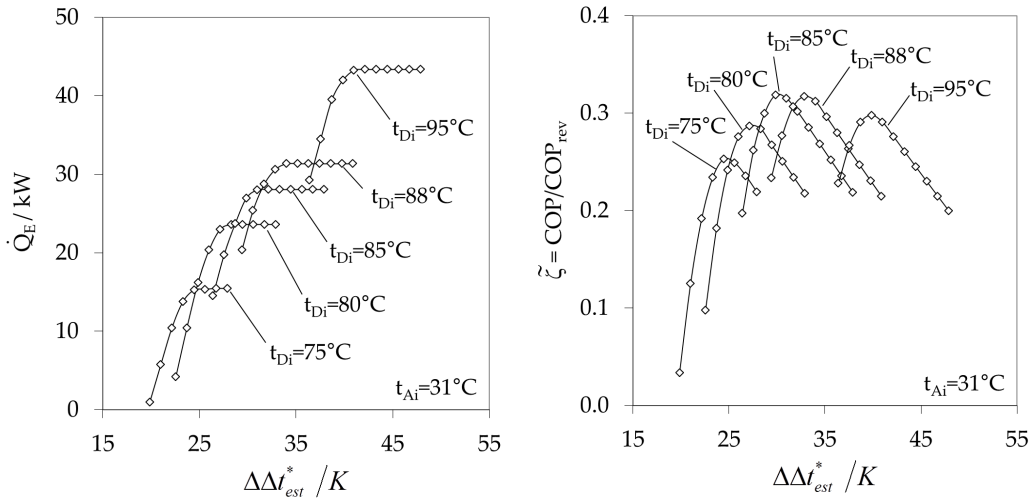


Bild 4.7: Teillastverhalten und Gütegrad der WFC-10 als Funktion einer modifizierten charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*_{est}$ bei konstanter Kühlwassertemperatur.

Eine Folge des Kältemittelüberlaufs im Bereich B1 ist, dass neben dem COP auch der Gütegrad $\tilde{\zeta}$ stark abfällt (siehe Bild 4.7 rechts). Aber auch im Bereich des trocken laufenden Verdampfers fällt $\tilde{\zeta}$ mit steigendem t_{Eo} wieder ab, weil der reale COP aufgrund von gleichbleibendem Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r$ bei konstantem Schub

Δt_{Ti} sowie konstanter Druckdifferenz $\Delta p_{CE} = p_C - p_E$ und damit konstantem spezifischem Drosselverlust, unverändert bleibt (siehe Messwerte in [Albers und Ziegler, 2008a], [Albers et al., 2010] als Ergänzung zu den Herstellerdaten in Bild 4.5 rechts). Im Gegensatz dazu steigt COP_{rev} bei konstantem Schub Δt_{Ti} und sich verringerndem Hub $\Delta t_L^* = t_{Ai} - t_{Eo} \sim t_{Ci} - t_{Ei} = \Delta t_{Li}$ an, so dass $\widetilde{\zeta}$ fällt. Die Knickpunkte in den COP-Kennlinien stimmen deshalb mit den Punkten einer maximalen thermodynamischen Güte überein, so dass die Nullstelle der Ableitung

$$\frac{d\,\widetilde{\zeta}}{d\,t_{Di}} \stackrel{!}{=} 0 \tag{4.41}$$

als thermodynamische Zielstellung für die Bestimmung der optimalen Sollwerte t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt} genutzt werden kann.
Ziel der Regelstrategie mit thermodynamischer Zielstellung ist es somit, die Betriebspunkte der Absorptionskälteanlage vom Typ WFC-10 immer im Bereich B2 zu halten, um einen möglichst hohen Nutzen ($\dot{Q}_E$) bei gleichzeitig hoher Effizienz (d.h. hohem COP) zu erreichen. Die Lage der optimalen Betriebsbereiche B2 bzw. der Knickpunkte in den Kennlinien ist jedoch abhängig vom Lastfall. Daher müssen t_{Di} und t_{Ai} kontinuierlich und gleichzeitig so geregelt werden, dass der Knickpunkt einer (t_{Di}; t_{Ai})-Kennlinie mit dem Lastfall ($\dot{Q}_E^{set}$; t_{Eo}^{set}) übereinstimmt.

4.3.2 Maximierung der thermodynamischen Güte

Aufgrund der genannten Besonderheiten weist die WFC-10 ein Teillast- und Energieeffizienzverhalten auf, welches sich nicht als lineare Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{est}^*$ beschreiben lässt [Albers und Ziegler, 2003]. Dies ist vor allem auf einen variablen Lösungsmassenstrom [Albers und Ziegler, 2008a] und stark lastabhängige interne Wärmedurchgangskoeffizienten zurückzuführen [Albers et al., 2010]. Im Rahmen eines Forschungsprojektes zur solargestützten Kälteerzeugung [Albers und Römmling, 2008] konnte jedoch gezeigt werden, dass sich die Kälteleistung der WFC-10 im Bereich B1 mit Hilfe eines linearen Ansatzes für den Steigungs- und Verlustparameter hinreichend genau wiedergeben lässt.

$$\begin{aligned} s_E &= c_1 + c_2 \cdot t_{Di} + c_3 \cdot t_{Ai} \\ r_E &= c_4 + c_5 \cdot t_{Di} + c_6 \cdot t_{Ai} \end{aligned} \tag{4.42}$$

Daraus resultiert eine quadratische charakteristische Gleichung für die Kälteleistung:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_E^{B1} &= s_E \cdot \Delta\Delta t_{est}^{*} + r_E \\ &= c_2 \cdot t_{Di}^2 + \Big(c_1 + c_2 \cdot B \cdot t_{Eo} + c_5\Big) \cdot t_{Di} \\ &\quad - c_3 \cdot (1+B) \cdot t_{Ai}^2 - \Big(c_1 \cdot (1+B) - c_3 \cdot B \cdot t_{Eo} + c_6\Big) \cdot t_{Ai} \\ &\quad + \Big(c_3 - c_2 \cdot (1+B)\Big) \cdot t_{Di} \cdot t_{Ai} + c_1 \cdot B \cdot t_{Eo} + c_4 \; .\end{aligned} \tag{4.43}$$

Das Teillastverhalten des Thermosiphon-Desorbers in der WFC-10 kann dagegen für alle drei Bereiche unabhängig von der Kaltwassertemperatur betrachtet werden. Durch Albers et al. [2005] wurde z.B. gezeigt, dass sich der gesamte desorbierte Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot}$ als lineare Funktion des externen Temperaturschubs Δt_{Ti} darstellen lässt. Damit ergibt sich im Bereich B3 eine maximale Kälteleistung in Abhängigkeit von Heiß- und Kühlwassertemperatur.

$$\dot{Q}_E^{max} = \dot{m}_{R,tot} \cdot \Delta h_E^{LV} = m_1 + m_2 \cdot \Big(t_{Di} - t_{Ai}\Big) \tag{4.44}$$

Wegen des Drosselverlustes steht nur der Massenstrom $\dot{m}_{R,ref} = \dot{m}_{R,tot} - \dot{m}_{R,DV}$ für die tatsächliche Wärmeaufnahme im Verdampfer zur Verfügung. Da jedoch die Verdampfungstemperatur T_E und damit der Druck p_E bei trockenlaufendem Verdampfer trotz steigendem t_{Eo} konstant sind, ist der Drosselverlust im Bereich B3 unabhängig von der Kaltwassertemperatur (siehe z.B. Messwerte in [Albers et al., 2010]). Zur Ermittlung der realen Kälteleistung im Bereich B3 aus Mess- bzw. Herstellerdaten kann daher anstelle von Gleichung (4.44) ebenfalls ein Ansatz ohne Einfluss von t_{Eo} gewählt werden.

$$\dot{Q}_E^{B3} = a_1 \cdot t_{Di} + a_2 \cdot t_{Ai} + a_3 \tag{4.45}$$

Die Knickpunkte in den COP-Kennlinien (Bild 4.5) sind nicht nur durch die Maxima in den Kennlinien des thermodynamischen Gütegrades gekennzeichnet (Bild 4.7, rechts), sondern auch durch die Überschneidung der $\dot{Q}_E$-Charakteristiken aus den Bereichen B1 und B3 (Bild 4.6). Anstelle von Gleichung (4.41) kann damit für den maximalen möglichen Gütegrad auch die Bedingung

$$\dot{Q}_E^{B1} \stackrel{!}{=} \dot{Q}_E^{B3} \approx \dot{Q}_E^{B2} \approx \dot{Q}_E^{set} = \dot{V}_E \cdot \rho_E \cdot c_{p,E} \cdot (t_{Ei} - t_{Eo}^{set}) \tag{4.46}$$

als zweite Bestimmungsgleichung für die Sollwerte t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt} formuliert werden. Durch Auflösen von (4.45) nach t_{Ai} mit $\dot{Q}_E^{B3} = \dot{Q}_E^{set}$ und Einsetzen in die charakteristische Gleichung (4.43) ergibt sich somit eine quadratische Gleichung für $t_{Di} = t_{Di}^{opt}$:

$$0 = \Big(t_{Di}^{opt}\Big)^2 + p \cdot t_{Di}^{opt} + q \; , \tag{4.47}$$

wobei die Koeffizienten

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{s_W} \cdot \Bigg[c_1 + c_5 + \frac{a_1}{a_2} \cdot \Big(c_1 \cdot (1+B) - c_6 \Big) + B \cdot t_{Eo}^{set} \cdot \Big(c_2 - \frac{a_1}{a_2} \cdot c_3 \Big) \\ &\qquad + (1+B) \cdot \frac{\dot{Q}_E^{set} - a_3}{a_2} \cdot \Big(2 \cdot c_3 \cdot \frac{a_1}{a_2} + \frac{c_3}{1+B} - c_2 \Big) \Bigg] \\ q &= \frac{1}{s_W} \cdot \Bigg[c_1 \cdot B \cdot t_{Eo}^{set} + c_4 - c_3 \cdot (1+B) \cdot \left(\frac{\dot{Q}_E^{set} - a_3}{a_2} \right)^2 \\ &\qquad - \frac{\dot{Q}_E^{set} - a_3}{a_2} \cdot \Big(c_1 \cdot (1+B) - c_3 \cdot B \cdot t_{Eo}^{set} - c_6 \Big) - \dot{Q}_E^{set} \Bigg] \end{aligned} \tag{4.48}$$

mit

$$s_W = c_2 - c_3 \cdot (1+B) \cdot \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^2 - \frac{a_1}{a_2} \cdot \Big(c_3 - c_2 \cdot (1+B) \Big) \tag{4.49}$$

für den momentanen Lastfall konstant und bekannt sind, so dass

$$t_{Di}^{opt} = -\frac{p}{2} - \sqrt{\left(\frac{p}{2} \right)^2 - q} \; . \tag{4.50}$$

Die zweite Lösung t_{Di}^{opt+} mit positivem Vorzeichen vor der Wurzel führt sowohl für die Koeffizienten $c_{[1..6]}; a_{[1..3]}$ auf Basis von Messwerten (siehe [Albers und Ziegler, 2008a]) als auch auf Basis von Herstellerdaten zu Sollwerten $t_{Di}^{opt+} \gtrsim 100$ °C, die außerhalb der zulässigen Betriebsgrenzen der WFC-10 liegen. Sie können daher ausgeschlossen werden.
Die zugehörige optimale Kühlwassertemperatur folgt aus Gleichung (4.45):

$$t_{Ai}^{opt} = \frac{1}{a_2} \cdot \Big(\dot{Q}_E^{set} - a_3 - a_1 \cdot t_{Di}^{opt} \Big) \; . \tag{4.51}$$

Für den Fall, dass die verfügbare Antriebstemperatur t_{Da} (z.B. aus einem Solarkollektorfeld) niedriger ist, als t_{Di}^{opt} nach Gleichung (4.50), kann mit $t_{Di}^{opt} = t_{Da}$ in Gleichung (4.51) auch diejenige Kühlwassertemperatur $t_{Ai}^{set} < t_{Ai}^{opt}$ bestimmt werden, die notwendig ist, um den Lastfall $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ zu decken, auch wenn dies dann nicht mehr bei maximalem $\widetilde{\zeta}$ geschieht. Auf diese Möglichkeit zur Absicherung der wichtigeren Zielstellung (hier des Lastfalls) durch die Regelung der Heiß- oder Kühlwassertemperatur auf sogenannte Backup-Sollwerte $(t_{Di}^{backup}; t_{Ai}^{backup})$ wird im nachfolgenden Abschnitt für Absorptionskälteanlagen mit linearem Teillastverhalten näher eingegangen.

4.4 Regelstrategien mit Sicherungsfunktion

Die jeweils drei Zielstellungen für die Regelung von Absorptionskälteanlagen, d.h. Deckung der Kältelast $\dot{Q}_E^{set}$ mit einer Kaltwassertemperatur t_{Eo}^{set} und Einhaltung einer dritten, zusätzlichen wirtschaftlichen, technischen oder thermodynamischen Zielstellung (siehe Tabelle 4.1), lassen sich nur dann gleichzeitig erreichen, wenn genügend hohe Heißwasser- bzw. genügend niedrige Kühlwassertemperaturen zur Verfügung stehen.
Für Betriebssituationen in denen diese Voraussetzungen nicht erfüllbar sind, ergeben sich bereits durch Aufgabe einer der drei Zielstellungen mehrere Reaktionsmöglichkeiten. Diese Möglichkeiten werden im Weiteren als Backup-Strategien bezeichnet, weil mit ihnen die Einhaltung der wichtigsten der drei Zielstellungen abgesichert werden kann. Mit Hilfe der in Abschnitt 3.3.5 dargestellten Methodik lassen sich auch für diese Backup-Strategien definierte Sollwerte im Heiß-, Kühl- und Kaltwasserkreis bestimmen. Anstelle der optimalen Werte t_{Di}^{opt}, t_{Ai}^{opt} werden dann sogenannte Backup-Werte t_{Di}^{backup}, t_{Ai}^{backup} als Sollwerte t_{Di}^{set}, t_{Ai}^{set} für die Regelventile verwendet. Bei Berechnung der Werte können verschiedene, liegenschafts- bzw. systemspezifische Prioritäten berücksichtigt werden. In Tabelle 4.2 sind die Reaktionsmöglichkeiten bzw. Backup-Strategien für die Regelstrategie mit technischer Zielstellung zusammengestellt. Nachfolgend werden sie zunächst allgemein erläutert und dann speziell für die Anwendung bei KWKK-Systemen diskutiert.

Tabelle 4.2: Übersicht zu den Backup-Strategien und den daraus resultierenden Konsequenzen für die Erreichung der Zielstellungen bei Regelung mit zusätzlich technischer Zielstellung.

Situation	Strategie	Backup-Reaktion	Konsequenz		
$t_{Da} < t_{Di}^{opt}$	BU-D-1	$t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$	$t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$	$\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$	$t_{Do} < t_{Do}^{set}$
	BU-D-2	$C_E < 100\%$ $t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$	$t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$	$\dot{Q}_E < \dot{Q}_E^{set}$	$t_{Do} = t_{Do}^{set}$
	BU-D-3	$\dot{V}_D^{backup} > \dot{V}_{D,d}$ $t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$	$t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$	$\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$	$t_{Do} = t_{Do}^{set}$
$t_{Aa} > t_{Ai}^{opt}$	BU-A-1	$t_{Di}^{backup} > t_{Di}^{opt}$	$t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$	$\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$	$t_{Do} > t_{Do}^{set}$
	BU-A-2	$C_E < 100\%$ $t_{Di}^{backup} > t_{Di}^{opt}$	$t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$	$\dot{Q}_E < \dot{Q}_E^{set}$	$t_{Do} = t_{Do}^{set}$
	BU-A-3	$\dot{V}_X^{backup} \gtrless \dot{V}_{X,d}$ $t_{Di}^{backup} \gtrless t_{Di}^{opt}$	$t_{Eo} \geq t_{Eo}^{set}$	$\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$	$t_{Do} = t_{Do}^{set}$

Die Berechnung der Backup-Werte t_{Di}^{backup}, t_{Ai}^{backup} erfolgt unter Berücksichtigung der jeweils maximal bzw. minimal verfügbaren Temperaturen vor dem Heiß- bzw. Kühlwasserregelventil. Diese werden als Versorgungstemperaturen t_{Da} bzw. t_{Aa} bezeichnet (siehe Bild 4.2). Bei ausreichenden Versorgungstemperaturen sind die Ventile nur teilweise geöffnet, so dass $t_{Di} = t_{Di}^{opt} < t_{Da}$ und $t_{Ai} = t_{Ai}^{opt} > t_{Aa}$. Ist in einem Versorgungskreis $X = D, A$ die Temperatur nicht mehr ausreichend, wird das jeweilige Ventil voll geöffnet und die dazugehörige Eintrittstemperatur t_{Xi} ist identisch zu der verfügbaren Temperatur t_{Xa}.
Zur Unterscheidung der Backup-Strategien in Tab. 4.2 wird mit dem Buchstaben $X = D, A$ der unterversorgte Kreis und mit der Nummer $N = 1, 2, 3$ die Priorisierung der Zielstellungen gekennzeichnet. Bei nicht ausreichender Antriebstemperatur wird z.B. mit der Strategie BU-D-1 die oberste Priorität auf die Deckung des Lastfalls mit $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ und $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ gelegt. Alternativ dazu könnten die Strategien BU-D-2 oder -3 verfolgt werden, bei denen man mit einer geringeren Kälteleistung bzw. höheren Kaltwassertemperatur zufrieden ist, so dass der Lastfall zwar nicht gedeckt wird, aber dafür die Heißwasseraustrittstemperatur dem Sollwert entspricht. Analoge Möglichkeiten bestehen bei nicht ausreichend tiefer Kühlwassertemperatur (Backup-Strategien: BU-A-N mit $N = 1, 2, 3$).
Neben begrenzten Versorgungstemperaturen $t_{Da} < t_{Di}^{opt}$ bzw. $t_{Aa} > t_{Ai}^{opt}$ kann auch ein real anderes Leistungsverhalten der AKA im Vergleich zum postulierten Verhalten unter den gleichen Betriebsbedingungen dazu führen, dass die regelungstechnischen Zielstellungen aus Tabelle 4.1 nicht erfüllt werden. In diesem Fall müssen aber selbst bei ausreichenden Versorgungstemperaturen durch die Regelung andere bzw. korrigierte Eintrittstemperaturen $t_{Xi}^{cor} \neq t_{Xi}^{opt}$ eingestellt werden, um den Lastfall und die dritte zusätzliche Zielstellung gleichzeitig erfüllen zu können. Die Abgrenzung eines real anderen Leistungsverhaltens gegenüber den Backup-Strategien wird im Anhang O.4 näher erläutert. Im folgenden wird davon ausgegangen, dass reales und mit der Methode postuliertes Verhalten übereinstimmen.

4.4.1 Strategien zur gesicherten Deckung des Lastfalls (BU-X-1)

In Betriebssituationen mit nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur vor dem Regelventil (d.h. $t_{Da} < t_{Di}^{opt}$) kann der Lastfall dennoch gedeckt werden, wenn eine tiefere Kühlwassertemperatur $t_{Ai} = t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$ so eingestellt wird, dass sich mit $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ die gleiche notwendige charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{set}^{*}$ für $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ ergibt (siehe Bild 4.8, Strategie: BU-D-1). Als Konsequenz aus dieser Strategie folgt jedoch, dass die dritte Zielstellung (hier $t_{Do} = t_{Do}^{set}$) nicht mehr erreicht wird, weil bei $t_{Ai} < t_{Ai}^{opt}$ aus der Teillastcharakteristik der Absorptionskälteanlage zwangsläufig $t_{Do} < t_{Do}^{set}$ resultiert (siehe auch Anhang O.3).

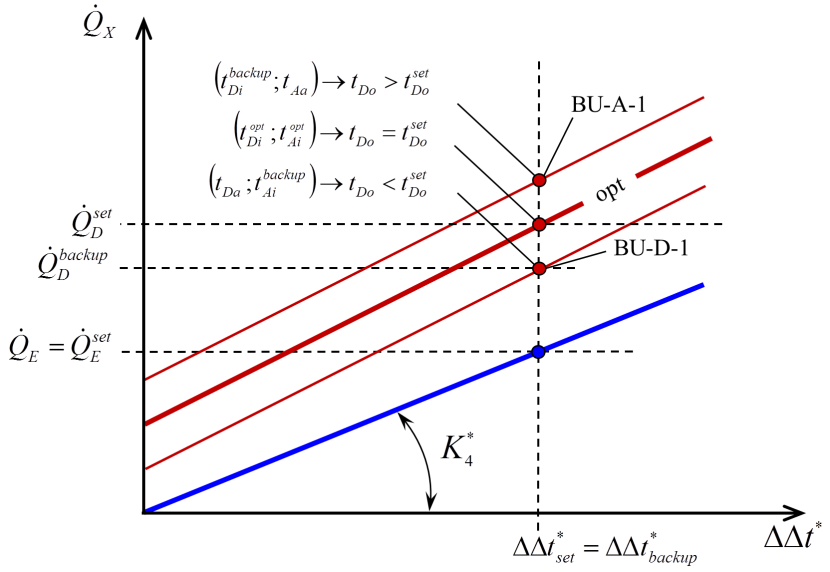


Bild 4.8: Auswirkung der Backup-Strategie zur gesicherten Deckung des Lastfalls auf die Antriebsleistung.

Die notwendigen Backup-Temperaturen zur gesicherten Deckung des Lastfalls (d.h. $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ und $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$) können direkt aus der charakteristischen Gleichung (4.3) der Kälteleistung abgeleitet werden. Bei nicht ausreichend niedriger Kühlwassertemperatur mit $t_{Ai} = t_{Aa} > t_{Ai}^{opt}$ ist

$$t_{Di,BU\cdot A\cdot 1}^{backup} = \frac{1}{1-K_1} \cdot \left((1-K_2) \cdot t_{Aa} - (1-K_3) \cdot t_{Eo}^{set} + \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \right) \tag{4.52}$$

und bei nicht ausreichend hoher Heißwassertemperatur mit $t_{Di} = t_{Da} < t_{Di}^{opt}$ ist

$$t_{Ai,BU\cdot D\cdot 1}^{backup} = \frac{1}{1-K_2} \cdot \left((1-K_1) \cdot t_{Da} + (1-K_3) \cdot t_{Eo}^{set} - \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \right) . \tag{4.53}$$

Im Backup-Fall BU-D-1 (d.h. bei $t_{Da} < t_{Di}^{opt}$ und dementsprechend geringerer Kühlwassereintrittstemperatur $t_{Ai} = t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$) ist die Effizienz der AKA gegenüber dem Fall 'opt' höher, weil die internen Verluste (z.B. der Drosselverlust) bei kleinerem Temperaturhub geringer sind. Für den gleichen Lastfall ($\dot{Q}_E; t_{Eo}$) ist daher $\dot{Q}_D^{backup} < \dot{Q}_D^{opt}$ (siehe Bild 4.8), so dass bei konstantem Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_D$ die Spreizung g_D im Heißwasser geringer wird. Trotzdem ergibt sich aus der verminderten Heißwassereintrittstemperatur zusammen mit der Leistungscharakteristik der Anlage eine Unterschreitung $\Delta t_{Do} = t_{Do}^{set} - t_{Do} > 0$ des Sollwertes der Austrittstemperatur, die in etwa so groß ist, wie die Unterschreitung

am Eintritt $\Delta t_{Di} = t_{Di}^{opt} - t_{Di}$ (siehe Anhang O.3). Daher ist bei beiden Strategien $\Delta\Delta t_{backup}^{*} = \Delta\Delta t_{set}^{*}$ aber bei BU-D-1 $t_{Do} < t_{Do}^{set}$ und bei BU-A-1 $t_{Do} > t_{Do}^{set}$.

4.4.2 Strategien zur Einhaltung der Temperatursollwerte (BU-X-2)

Bei den Backup-Strategien BU-X-2, bei denen eine geringere als geforderte Kälteleistung hingenommen wird, aber dafür die beiden Sollwerte der Austrittstemperaturen t_{Eo}^{set} und t_{Do}^{set} eingehalten werden, ist zu beachten, dass diese nur dann realisierbar sind, wenn das in Bild 4.2 angedeutete Kaltwasserregelventil auch tatsächlich vorhanden ist. Mit diesem muss durch Absenkung der Rücklauftemperatur von den Verbrauchern t_{Ea} eine Eintrittstemperatur $t_{Ei} = t_{Ei}^{set} < t_{Ea}$ in den Verdampfer der AKA so eingestellt werden, dass zwar weniger Kälteleistung $\dot{Q}_E < \dot{Q}_E^{set}$, aber dafür auf dem geforderten Temperaturniveau $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ bereitgestellt wird. Der Sollwert t_{Ei}^{set} für das Kaltwasserregelventil ergibt sich aus der charakteristischen Gleichung der Kälteleistung

$$\begin{aligned} \dot{Q}_E &= K_4^{*} \cdot \Big((1-K_1) \cdot t_{Di} - (1-K_2) \cdot t_{Ai} + (1-K_3) \cdot t_{Eo} \Big) \\ &= \dot{W}_E \cdot (t_{Ei} - t_{Eo}) \end{aligned} \tag{4.54}$$

durch Auflösen nach $t_{Ei} = t_{Ei}^{set}$ mit $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$, d.h.:

$$t_{Ei}^{set} = t_{Eo}^{set} + \frac{K_4^{*}}{\dot{W}_E} \cdot \Big((1-K_1) \cdot t_{Di} - (1-K_2) \cdot t_{Ai} + (1-K_3) \cdot t_{Eo}^{set} \Big) \,. \tag{4.55}$$

Die weiteren in (4.55) enthaltenen Eintrittstemperaturen t_{Xi} (mit $X = D, A$) ergeben sich für die jeweilige Strategie entweder als verfügbare Temperatur $t_{Xi} = t_{Xa}$ oder als Backup-Temperatur $t_{Xi} = t_{Xi}^{backup}$ (siehe unten).
Wegen der in Kauf genommenen geringeren Kälteleistung bei den Strategien BU-X-2 (und dem damit verbundenen, insgesamt geringeren Leistungsumsatz), muss zur Einhaltung des Ziels $t_{Do} = t_{Do}^{set}$ bei nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur (BU-D-2) die Kühlwassertemperatur angehoben und bei nicht ausreichend niedriger Kühlwassertemperatur (BU-A-2) die Heißwassertemperatur abgesenkt werden [6]. Denn aus der Leistungscharakteristik der Anlage, die mit Hilfe der charakteristischen Gleichung der Antriebsleistung (4.4b) beschrieben werden kann,

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D &= K_5^{**} \cdot \Big((1-K_1) \cdot t_{Di} - (1-K_2) \cdot t_{Ai} + (1-K_3) \cdot t_{Eo} \Big) + K_6 \cdot (t_{Di} - t_{Ai}) \\ &= \dot{W}_D \cdot (t_{Di} - t_{Do}^{set}) \end{aligned} \tag{4.56}$$

[6] Aus dieser Notwendigkeit resultiert eine verstärkte Leistungsreduktion, die nur vermieden werden kann, wenn auch die t_{Do}^{set}-Zielstellung aufgegeben wird (siehe Abschnitt 4.4.4).

folgt durch Auflösen nach $t_{Di} = t_{Di}^{backup}$ mit $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ und $t_{Ai} = t_{Aa}$ für BU-A-2

$$t_{Di,BU\cdot A\cdot 2}^{backup} = \frac{t_{Do}^{set} - \left(\frac{K_5^{**}\cdot(1-K_2)+K_6}{\dot{W}_D}\right)\cdot t_{Aa} + \left(\frac{K_5^{**}\cdot(1-K_3)}{\dot{W}_D}\right)\cdot t_{Eo}^{set}}{1-\left(\frac{K_5^{**}\cdot(1-K_1)+K_6}{\dot{W}_D}\right)} \tag{4.57}$$

sowie durch Auflösen nach $t_{Ai} = t_{Ai}^{backup}$ mit $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ und $t_{Di} = t_{Da}$ für BU-D-2:

$$t_{Ai,BU\cdot D\cdot 2}^{backup} = \frac{t_{Do}^{set} + \left(\frac{K_5^{**}\cdot(1-K_1)+K_6}{\dot{W}_D} - 1\right)\cdot t_{Da} + \left(\frac{K_5^{**}\cdot(1-K_3)}{\dot{W}_D}\right)\cdot t_{Eo}^{set}}{\left(\frac{K_5^{**}\cdot(1-K_2)+K_6}{\dot{W}_D}\right)} \,. \tag{4.58}$$

Ohne Kaltwasserventil ist die treibende bzw. maximale Temperaturdifferenz am Verdampfer größer als im Fall mit Kaltwasserventil, d.h. $\Delta T_{max,E} = t_{Ea} - T_E > t_{Ei}^{set} - T_E$. Deswegen muss durch geringere treibende Temperaturdifferenzen im Absorber und Kondensator (bei zu geringer Antriebstemperatur) bzw. im Desorber (bei zu hoher Kühlwassertemperatur) ein Ausgleich erfolgen, um wenigstens $t_{Do} = t_{Do}^{set}$ einhalten zu können. Die hierfür notwendigen Backup-Temperaturen im Heiß- bzw. Kühlwasserkreis folgen aus der charakteristischen Gleichung mit den effektiven charakteristischen Temperaturdifferenzen $\dot{Q}_D = K_5 \cdot \Delta\Delta t_i^* + K_6 \cdot \Delta\Delta t_{min,i}^*$ bzw. bei serieller Kühlwasserführung $A \rightarrow C$ (siehe Gleichung (N.20) in Anhang N.4):

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D = (K_5 - K_6)\cdot\Big((1-K_1)\cdot t_{Di} - (1-K_2)\cdot t_{Ai} + (1-K_3)\cdot t_{Ei}\Big) \\ + K_6\cdot(t_{Di} - t_{Ai}) \\ = \dot{W}_D\cdot(t_{Di} - t_{Do}^{set}) \end{aligned} \tag{4.59}$$

und nicht aus der Darstellung (4.56), die bei vorhandenem Kaltwasserventil zur Herleitung von Gleichung (4.57) und (4.58) unter der Voraussetzung von $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ in der modifizierten charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*$ verwendet wurde. Durch Auflösen von (4.59) nach $t_{Di} = t_{Di}^{backup}$ mit $t_{Ai} = t_{Aa}$ und $t_{Ei} = t_{Ea}$ ergibt sich dann für den Fall ohne Kaltwasserregelventil:

$$t_{Di,BU\cdot A\cdot 2\,ohne}^{backup} = \frac{t_{Do}^{set} - \left(\frac{K_5-(K_5-K_6)\cdot K_2}{\dot{W}_D}\right)\cdot t_{Aa} + \left(\frac{(K_5-K_6)\cdot(1-K_3)}{\dot{W}_D}\right)\cdot t_{Ea}}{1-\left(\frac{K_5-(K_5-K_6)\cdot K_1}{\dot{W}_D}\right)} \tag{4.60}$$

und durch Auflösen nach $t_{Ai} = t_{Ai}^{backup}$ mit $t_{Di} = t_{Da}$ und $t_{Ei} = t_{Ea}$:

$$t_{Ai,BU\cdot D\cdot 2\,ohne}^{backup} = \frac{t_{Do}^{set} + \left(\frac{K_5-(K_5-K_6)\cdot K_1}{\dot{W}_D} - 1\right)\cdot t_{Da} + \left(\frac{(K_5-K_6)\cdot(1-K_3)}{\dot{W}_D}\right)\cdot t_{Ea}}{\left(\frac{K_5-(K_5-K_6)\cdot K_2}{\dot{W}_D}\right)} \,. \tag{4.61}$$

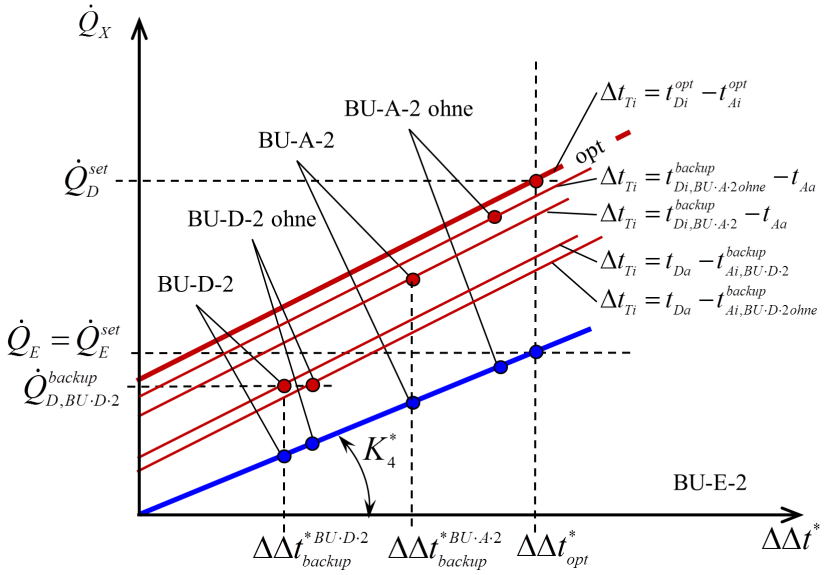


Bild 4.9: Auswirkung der Backup-Strategien zur gesicherten Einhaltung der Temperatursollwerte auf die Kälte- und Antriebsleistung für den Fall mit und ohne vorhandenem Kaltwasserregelventil.

In Bild 4.9 ist die Auswirkung der Backup-Temperaturen t_{Xi}^{backup} auf die Lage der Betriebspunkte für den Fall mit und ohne Kaltwasserventil bei zu geringer Antriebstemperatur (BU-D-2) und bei zu hoher Kühlwassertemperatur (BU-A-2) im Vergleich zur Deckung des Lastfalls mit den optimalen Versorgungstemperaturen t_{Xi}^{opt} dargestellt. Die Höhe der Leistungsreduktion $\dot{Q}_{E,BU\cdot X\cdot 2}^{backup} < \dot{Q}_E^{set}$ ist abhängig von der Höhe der jeweiligen Unterversorgung $\Delta t = t_{Xi}^{opt} - t_{Xa}$ im Kreis $X = D, A$, so dass – anders als in Bild 4.9 dargestellt – auch $\dot{Q}_{E,BU\cdot D\cdot 2}^{backup} > \dot{Q}_{E,BU\cdot A\cdot 2}^{backup}$ möglich ist.
Im Fall zu geringer Antriebstemperatur (BU-D-2) liegen die Betriebspunkte mit und ohne Kaltwasserventil jedoch immer dichter beieinander als im Fall zu hoher Kühlwassertemperatur (BU-A-2). Dies resultiert aus der höheren Kühlwassertemperatur $t_{Ai,BU\cdot D\cdot 2\,ohne}^{backup} > t_{Ai,BU\cdot D\cdot 2}^{backup}$ im Zusammenspiel mit der höheren Kaltwassertemperatur $t_{Eo} > t_{Eo}^{set}$, so dass $\Delta\Delta t_{backup}^{*BU\cdot D\cdot 2\,ohne} \approx \Delta\Delta t_{backup}^{*BU\cdot D\cdot 2}$. Die Kälteleistungen unterscheiden sich daher nur wenig von einander. Die Antriebsleistungen $\dot{Q}_D = \dot{W}_D \cdot g_D$ sind dagegen mit und ohne Kaltwasserventil gleich groß, weil die externen Spreizungen $g_D = t_{Da} - t_{Do}^{set}$ übereinstimmen.
Bei zu hoher Kühlwassertemperatur (BU-A-2) ist dagegen $t_{Di,BU\cdot A\cdot 2\,ohne}^{backup} > t_{Di,BU\cdot A\cdot 2}^{backup}$ und ebenfalls $t_{Eo} > t_{Eo}^{set}$, so dass die charakteristische Temperaturdifferenz und dementsprechend auch die Kälte- und Antriebsleistung ohne Kaltwasserventil höher ausfallen, als im Fall mit Kaltwasserventil.

4.4.3 Strategien mit variablen Volumenströmen (BU-X-3)

Für die verbleibenden Backup-Strategien BU-X-3 aus Tabelle 4.2, mit denen bei einer nicht ausreichenden Versorgungstemperatur die Kälteleistung $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ und der Temperatursollwert $t_{Do} = t_{Do}^{set}$ eingehalten werden kann, muss mindestens ein externer Volumenstrom regelbar sein. Denn z.B. bei nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur (d.h. Strategie BU-D-3) ist die Antriebsleistung sowohl über die charakteristische Gleichung als auch über die Energiebilanz im Heißwasserkreis bestimmt, d.h. $\dot{Q}_D = (K_5 - K_6) \cdot \Delta\Delta t_i^* - K_6 \cdot (t_{Di} - t_{Ai}) = \dot{W}_D \cdot g_D$, wobei durch die maximal verfügbare Antriebstemperatur $t_{Di} = t_{Da}$ auch die Spreizung im Heißwasser $g_D = t_{Da} - t_{Do}^{set}$ schon festgelegt ist. Die für $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ im Backup-Fall notwendige Antriebsleistung kann daher nur über den externen Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_D$ eingestellt werden. Dies hat aber zur Folge, dass sich die Steigungsparameter $K_4(\dot{W}_X)$, $K_5(\dot{W}_X)$ und $K_6(\dot{W}_X)$ in Abhängigkeit von $\dot{W}_D$ bzw. $\dot{V}_D$ verändern (siehe Bild 4.10 sowie Herleitung der Zusammenhänge in Abschnitt 3.3).

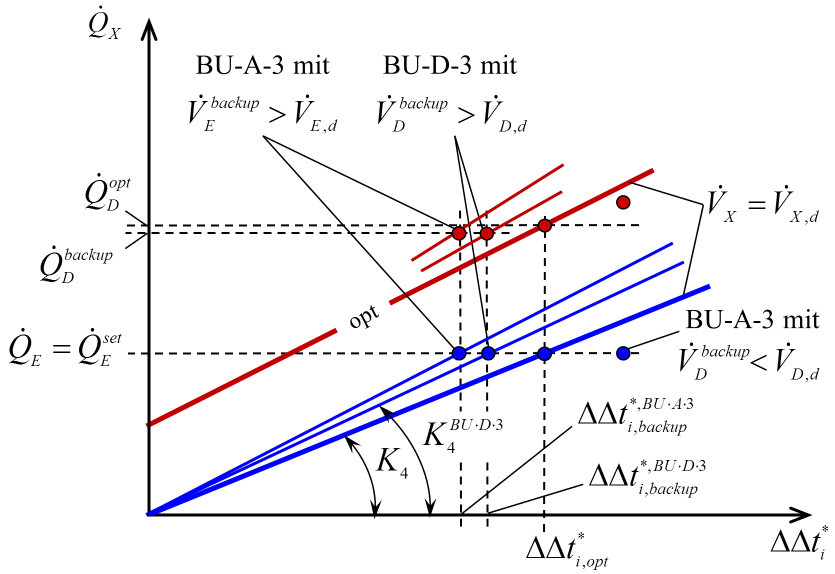


Bild 4.10: Prinzipdarstellung zu Backup-Strategien zur gesicherten Einhaltung der Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set}$ und Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set} mit mindestens einem veränderlichen Volumenstrom.

Bei zu warmem Kühlwasser (d.h. Strategie BU-A-3) ist dagegen nicht festgelegt mit welchem Volumenstrom die notwendigen Steigungsparameter eingestellt werden, weil anders als bei BU-D-3 die Antriebstemperatur $t_{Di} \neq t_{Da}$ nicht vorbestimmt ist. Der zu verwendende Volumenstrom $\dot{V}_X = \dot{V}_X^{backup}$ (mit $X = D, A, E$) muss lediglich passend zur notwendigen Antriebstemperatur $t_{Di} = t_{Di}^{backup}$ eingestellt werden, so dass an der Stelle $\Delta\Delta t_{i,backup}^* = (1 - K_1) \cdot t_{Di}^{backup} - (1 - K_2) \cdot t_{Aa} + (1 - K_3) \cdot t_{Ei}$ die

Kälteleistung $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ ist. Die Größe der in Bild 4.10 dargestellten Verschiebung der Lastpunkte bei konstanter Kälteleistung und damit die notwendige Höhe des jeweiligen Backup-Volumenstroms ist abhängig von der Höhe der Unterversorgung $\Delta t = t_{Xi}^{opt} - t_{Xa}$. Die leicht verringerte Antriebsleistung $\dot{Q}_D^{backup} < \dot{Q}_D^{opt}$ wird später erläutert.

In beiden Fällen (d.h. bei BU-D-3 und BU-A-3) müsste für ein analoges Vorgehen zu den vorangegangenen Backup-Strategien BU-X-N mit $X = D, A$ und $N = 1, 2$ (bei denen die Backup-Temperaturen t_{Xi}^{backup} explizit aus den charakteristischen Gleichungen bestimmt werden konnten) eine explizite Auflösung nach den Volumenströmen $\dot{V}_X = \dot{V}_X^{backup}$ möglich sein. Die Volumenströme gehen aber über natürliche Exponentialfunktionen e^x bei den dimensionslosen Temperaturänderungen P_X nach Gl. (2.129) in die Koeffizienten K_{XQ} bzw. K_N ein (siehe Tabelle 3.6, S. 221 und 3.7, S. 222 sowie Gleichung (3.161), S. 231). Daher ist die Auflösung nach $\dot{V}_X = \dot{V}_X^{backup}$ nicht ohne zusätzliche Näherungen möglich. Deshalb wird bei den Backup-Strategien BU-X-3 auf die Angabe von Gleichungen für $\dot{V}_X^{backup}$ und t_{Xi}^{backup} verzichtet.

Eine iterative Bestimmung der Werte $\dot{V}_X^{backup}$ und t_{Xi}^{backup} (z.B. mit dem Simulationsprogramm EES) stellt dagegen kein Problem dar. Aus den Ergebnissen ist folgendes erkennbar: Solange der notwendige Heißwasservolumenstrom $\dot{V}_D^{backup}$ kleiner ist als der maximal mögliche Fördervolumenstrom der Pumpe, wird $\dot{V}_D = \dot{V}_D^{backup}$ und damit die Steigungsparameter K_4, K_5 und K_6 so eingestellt, dass entsprechend der Backup-Strategie die beiden Zielstellungen mit höchster Priorität erreicht werden (d.h. $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ und $t_{Do} = t_{Do}^{set}$). Bei unverändertem Kaltwasservolumenstrom ist dann über die externe Energiebilanz $\dot{Q}_E = \dot{V}_E \cdot \rho \cdot c_p \cdot (t_{Ei} - t_{Eo}) = \dot{Q}_E^{set}$ zwangsläufig auch $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$. Anders als bei den bisher behandelten Backup-Strategien werden damit trotz nicht ausreichender Antriebstemperatur alle drei Zielstellungen erreicht (siehe Tabelle 4.2, Zeile BU-D-3). Dies liegt daran, dass über den aktiv zu regelnden Heißwasservolumenstrom die Leistungsfähigkeit der AKA an den Bedarfsfall bzw. die begrenzte Versorgungssituation angepasst werden kann. Bei nicht ausreichend kalter Kühlwassertemperatur (Backup-Strategie BU-A-3) ist das gleiche Ergebnis (d.h. Einhaltung aller drei Zielstellungen) sowohl bei Regelung des Heiß- als auch des Kühlwasservolumenstroms möglich. Wird allerdings eine Vergrößerung des Kaltwasservolumenstrom $\dot{V}_E$ zur Einstellung der größeren Leistungsfähigkeit verwendet, ist die Spreizung g_E bei unveränderter Leistung $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ geringer und dementsprechend $t_{Eo} > t_{Eo}^{set}$ (siehe Tabelle 4.2, Zeile BU-A-3).

In Bild 4.10 ist die Lage der Betriebspunkte für BU-A-3 bei Verwendung von $\dot{V}_E^{backup}$ bzw. $\dot{V}_A^{backup}$ dargestellt. Dabei ist in beiden Fällen der Backup-Volumenstrom größer als der Auslegungsvolumenstrom, d.h. $\dot{V}_X^{backup} > \dot{V}_{X,d}$ für $X = E, A$ und die Antriebstemperatur nur wenig größer als der optimale Wert (d.h. $t_{Di}^{backup} \gtrsim t_{Di}^{opt}$). Bei Verwendung des Heißwasservolumenstroms ist dagegen $t_{Di}^{backup} \gg t_{Di}^{opt}$, weil bei einer Vergrößerung von $\dot{V}_D$ zur Leistungssteigerung der AKA der Sollwert t_{Do}^{set} wegen verringerter Spreizung g_D überschritten werden würde. Damit dies entsprechend der Zielstellung der Backup-Strategie nicht eintritt, wird $\dot{V}_D^{backup} < \dot{V}_{D,d}$ und dementsprechend $K_4^{backup} < K_4$ sowie $\Delta\Delta t_{i,backup}^* > \Delta\Delta t_{i,set}^*$ berechnet. Wegen des höheren Schubs $\Delta t_{Ti}^{backup} = t_{Di}^{backup} - t_{Aa} > t_{Di}^{opt} - t_{Ai}^{opt} = \Delta t_{Ti}^{opt}$ und der üblicherweise vernachlässigbaren Änderung von K_6 mit $\dot{W}_X$ ist daher auch $\dot{Q}_D^{backup} > \dot{Q}_D^{opt}$.

4.4.4 Kombination von Backup-Strategien für KWKK-Systeme

Die bisher getrennt behandelten Backup-Strategien zur gesicherten Einhaltung des Lastfalls (BU-X-1) bzw. zur gesicherten Einhaltung der Temperatursollwerte (BU-X-2) mit $X = A, D$ lassen sich natürlich auch in Kombinationen verwenden. Speziell für KWKK-Systeme ist die Kombination aus den Strategien BU-D-1 bei nicht ausreichend heißem Heißwasser und BU-A-2 bei nicht ausreichend kaltem Kühlwasser bedeutsam. Auf diese Kombination soll hier als einzige näher eingegangen werden. Im Folgenden wird zunächst die Anwendung der Backup-Strategien zur gesicherten Einhaltung der Temperatursollwerte BU-A-2 bei zu hoher Kühlwasser- und zu niedriger Heißwassertemperatur für einen festliegenden Lastfall erläutert[7]. Anschließend wird gezeigt wie sich mit der Strategie BU-D-1 (anstelle von BU-D-2) die Kälteerzeugung im KWKK-System erhöhen lässt. Aufgrund der Relevanz für aktuelle KWKK-Systeme (siehe z.B. [Paitazoglou et al., 2013]) wird eine hydraulische Einbindung der AKA ohne Kaltwasserventil betrachtet.
Die hier verwendeten Zahlenwerte orientieren sich an der Absorptionskälteanlage vom Typ FM160v1.4 (siehe Tabelle 2.7 sowie Petersen et al. [2013b]). Bei einer angenommenen Eintrittstemperatur von t_{Ei} = 20 °C und einem Sollwert von t_{Eo}^{set} = 16 °C ergibt sich mit dem Kaltwasser-Nennvolumenstrom eine geforderte Kälteleistung von ca. $\dot{Q}_E^{set} \approx$ 130 kW. Zur Sicherstellung einer Heißwasseraustrittstemperatur von t_{Do}^{set} = 65 °C wird über die Regelstrategie mit technischer Zielstellung (siehe Abschnitt 4.2) eine notwendige Temperaturkombination (t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}) von ca. (77 °C; 29 °C) ermittelt. In Abbildung 4.11 ist zunächst die Backup-Strategie für den Fall einer steigenden Kühlwassertemperatur dargestellt (z.B. weil bei einem trockenen Rückkühlwerk keine Temperaturen $t_{Aa} < t_U$ möglich sind). Solange die verfügbare Kühlwassertemperatur t_{Aa} kleiner ist, als die notwendige Temperatur t_{Ai}^{opt}, können

[7] Die Backup-Reaktionen bei variierender Last sind in [Albers und Petersen, 2013] beschrieben.

alle drei Zielstellungen erreicht werden (d.h. $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$, $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ und $t_{Do} = t_{Do}^{set}$). Mit steigender Kühlwassertemperatur $t_{Aa} > t_{Ai}^{opt} \approx 29$ °C und unveränderter Heißwassereintrittstemperatur wird der Leistungsumsatz in der AKA verringert, so dass bei konstantem Heißwasservolumenstrom die Austrittstemperatur ansteigen würde. Um dies zu verhindern, muss zur Sicherstellung von t_{Do}^{set} = 65 °C die Antriebstemperatur erniedrigt werden. Durch das Heißwasserregelventil wird daher die Eintrittstemperatur auf $t_{Di}^{set} = t_{Di,BU\cdot A\cdot 2,ohne}^{backup} < t_{Di}^{opt}$ eingestellt. Zusammen mit der erhöhten Kühlwassertemperatur resultiert daraus ein entsprechend starker Leistungsabfall. Im Gegensatz zur Strategie BU-A-2 mit Kaltwasserregelventil kann ohne die Möglichkeit zur Regelung von $t_{Ei} < t_{Ea}$ ein Anstieg von $t_{Eo} > t_{Eo}^{set}$ nicht vermieden werden. Dennoch gelingt es (trotz steigender Kühlwassertemperatur) den Sollwert t_{Do}^{set} einzuhalten, so dass z.B. das Abschalten eines MHKWs wegen zu geringer Heißwasserauskühlung bzw. zu hoher Heißwasserrücklauftemperatur verhindert werden kann.

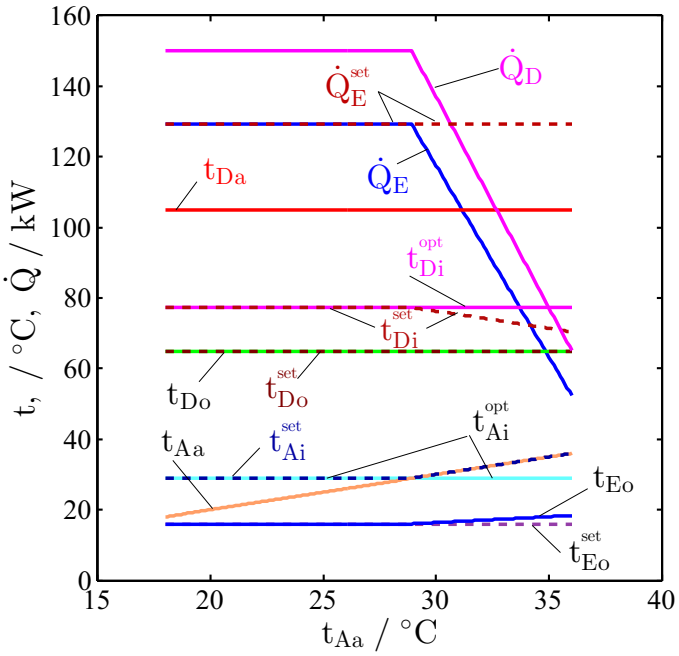


Bild 4.11: Backup-Strategie für KWKK-Systeme bei nicht ausreichend niedriger Kühlwassertemperatur mit Priorität auf Einhaltung der Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set} (BU-A-2 ohne Kaltwasserventil).

Bei fallender verfügbarer Heißwassertemperatur t_{Da} stellt sich die Situation ähnlich dar. Die Bilder 4.12 und 4.13 werden daher von rechts nach links behandelt.

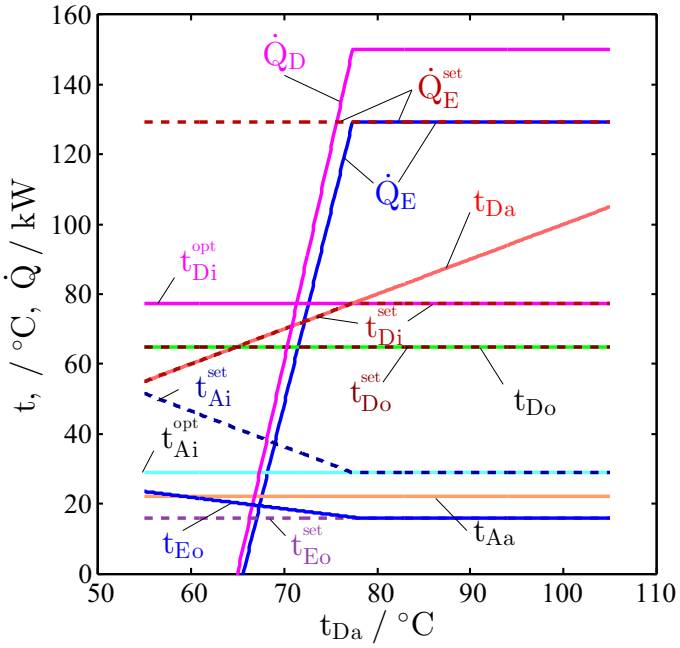


Bild 4.12: Backup-Strategie für KWKK-Systeme bei nicht ausreichend hoher Anstriebstemperatur mit Priorität auf Einhaltung der Heißwasser-austrittstemperatur t_{Do}^{set} (BU-D-2 ohne Kaltwasserventil).

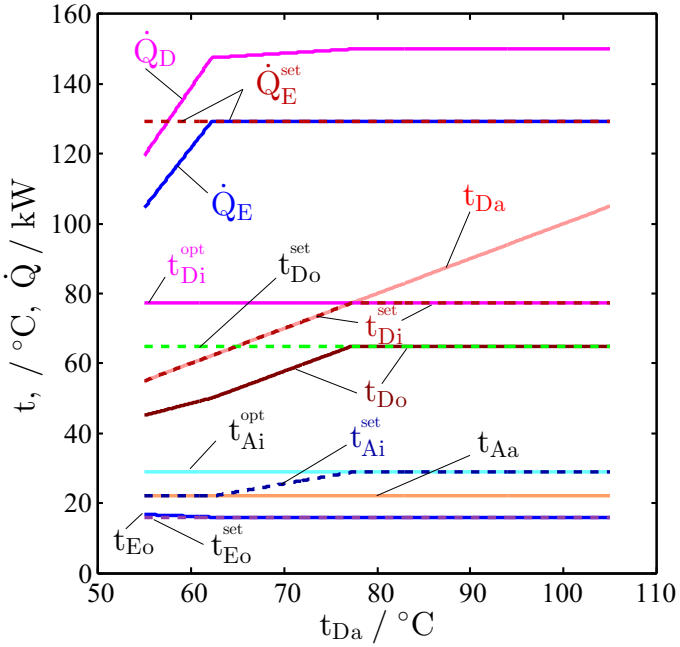


Bild 4.13: Backup-Strategie für KWKK-Systeme bei nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur mit verringerter Priorität zur Einhaltung der Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set} (ohne Kaltwasserventil).

Analog zur zuvor behandelten Strategie bei nicht ausreichend tiefer Kühlwassertemperatur BU-A-2 mit Priorität auf Einhaltung der Temperatursollwerte muss ab einer verfügbaren Antriebstemperatur $t_{Da} < t_{Di}^{opt} \approx 78$ °C die Kühlwassertemperatur angehoben werden, um t_{Do}^{set} einhalten zu können (siehe Bild 4.12). Ansonsten wäre bei unverändert niedriger Kühlwassertemperatur (d.h. bei $t_{Ai} = t_{Ai}^{opt}$) die Leistungsaufnahme im Heißwasser zu groß und folglich $t_{Do} < t_{Do}^{set}$. Aus dieser notwendigen Kühlwasseranhebung folgt allerdings eine entsprechend drastische Leistungsreduktion (siehe Bild 4.12), so dass im dargestellten Beispiel bereits bei einer Unterschreitung von t_{Di}^{opt} um ca. 10 K überhaupt keine Leistungsaufnahme mehr möglich ist. Parallel zum Rückgang der Kälteleistung kommt es bei fehlendem Kaltwasserventil außerdem zu einem Anstieg $t_{Eo} > t_{Eo}^{set}$.
Durch Kombination der Backup-Strategie BU-A-2 (für den Fall nicht ausreichender Kühlwassertemperatur) mit der Strategie BU-D-1 (anstelle von BU-D-2) bei nicht ausreichender Antriebstemperatur kann sowohl der Rückgang der Kälteleistung $\dot{Q}_E < \dot{Q}_E^{set}$ als auch der Anstieg von $t_{Eo} > t_{Eo}^{set}$ vermindert werden (siehe Bild 4.13). Voraussetzung dafür ist, dass die dann unvermeidbare Unterschreitung $t_{Do} < t_{Do}^{set}$ weniger kritisch eingeschätzt wird, als die Leistungsreduktion, z.B. weil niedrige Rücklauftemperaturen $t_{Do} < t_{Do}^{set}$ vor dem MHKW durch entsprechende Regelventile abgefangen werden können (sog. Rücklauftemperaturanhebung). Die Sollwerte für das Kühl- bzw. Heißwasserventil bei dieser kombinierten Strategie sind dann:

$$t_{Ai}^{set} = MIN(t_{Ai}^{opt}, t_{Ai,BU\cdot D\cdot 1}^{backup}) \tag{4.62}$$

$$t_{Di}^{set} = MIN(t_{Di}^{opt}, t_{Di,BU\cdot A\cdot 2,ohne}^{backup}) \tag{4.63}$$

Mit der Kühlwasserabsenkung nach Strategie BU-D-1 entsprechend Gleichung (4.53) anstelle von (4.61) ergibt sich dann der in Bild 4.13 dargestellte Verlauf. Bei ausreichend hoher verfügbarer Antriebstemperatur $t_{Da} \geq t_{Di}^{opt}$ werden alle drei Zielstellungen erreicht. Bei $t_{Da} < t_{Di}^{opt}$ wird zunächst die Kühlwassereintrittstemperatur auf Werte $t_{Ai}^{set} = t_{Ai,BU\cdot D\cdot 1}^{backup}$ abgesenkt. Dadurch wird der Lastfall ($\dot{Q}_E^{set}$; t_{Eo}^{set}) vollständig gedeckt und der Sollwert t_{Do}^{set} unterschritten. Wegen der leicht steigenden Energieeffizienz bei geringerem externen Temperaturhub fällt die Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ bei gleichbleibender Kälteleistung $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ leicht ab. Erst ab einer verfügbaren Antriebstemperatur von im Beispiel weniger als ca. 62 °C kann t_{Ai} nicht weiter vermindert werden, weil keine ausreichend tiefe Kühlwassertemperatur t_{Aa} mehr verfügbar ist. Als Folge daraus reduziert sich der Leistungsumsatz; die Heißwasserauskühlung verringert sich deutlicher und der Kaltwassersollwert wird nicht mehr ganz eingehalten. Die fehlende Kälteleistung müsste ggf. durch einen anderen Kälteerzeuger bereitgestellt werden, aber trotzdem können AKA und MHKW kontinuierlich als KWKK-System betrieben werden.

Fazit zu den Backup-Strategien

Mit den vorgestellten Backup-Strategien kann bei einer begrenzten Versorgungstemperatur (d.h. nicht ausreichend hoher Antriebstemperatur oder nicht ausreichend niedriger Kühlwassertemperatur) abgesichert werden, dass die wichtigsten der drei regelungstechnischen Zielstellungen aus Tabelle 4.1 eingehalten werden (d.h. nur die Zielstellung mit geringster Priorität wird verfehlt). Für den Fall, dass beide Versorgungstemperaturen nicht ausreichend sind, um die optimalen Solltemperaturen (t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}) zu erreichen, wird mindestens eine weitere Zielstellung verfehlt.
Die Strategien BU-X-1 zur gesicherten Einhaltung des Lastfalls (d.h. $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ und $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$) lassen sich am einfachsten realisieren, da nur zwei Temperaturwerte zu bestimmen sind, die mit Hilfe der charakteristischen Gleichungen explizit berechnet werden können. Für die Backup-Strategien BU-X-2 zur gesicherten Einhaltung der beiden Temperatursollwerte (d.h. $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ und $t_{Do} = t_{Do}^{set}$) ist außerdem eine Regelungsmöglichkeit im Kaltwasserkreis zur Einstellung der Kälteleistung notwendig (entweder über ein Regelventil oder den Volumenstrom). Bei Verwendung eines Regelventils können die notwendigen Backup-Temperaturwerte ebenfalls explizit berechnet werden. Ist das Kaltwasserregelventil nicht vorhanden und der Volumenstrom nicht regelbar, kann nur die Zielstellung $t_{Do} = t_{Do}^{set}$ eingehalten werden.
Besonders schwierig sind die Strategien BU-X-3 umzusetzen, weil der mit t_{Di} und $t_{Do} = t_{Do}^{set}$ sowie $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$ vorgegebene Leistungsumsatz der Anlage im Heiß- und Kaltwasser nur noch über einen externen Volumenstrom geregelt werden kann. Allerdings ist bisher eine explizite Berechnung der notwendigen Backup-Sollwerte für diese Volumenstromregelung aus den charakteristischen Gleichungen nicht möglich.
Obwohl durch die beispielhaft dargestellte Kombination von Backup-Strategien die Wärmeausnutzung im KWKK-System und damit die gekoppelte Stromerzeugung erhöht werden kann, muss berücksichtigt werden, dass die notwendigen tieferen Kühlwassertemperaturen wegen des steigenden Elektroenergiebedarfs im Rückkühlwerk der Nettostromerzeugung des KWKK-Systems entgegenwirkt. Die Quantifizierung dieser gegenläufigen Effekte auf Betriebskosten und Primärenergieeffizienz ist Gegenstand eines aktuellen Forschungsvorhabens [Petersen et al., 2014] und soll hier nicht weiter ausgeführt werden [8]. Stattdessen erfolgt im nächsten Kapitel die Untersuchung von Messergebnissen aus der praktischen Umsetzung der Regelstrategien (d.h. mit und ohne vorhandenen Backup-Situationen).

[8] Für Anlagen mit Thermosiphon-Desorber und überflutetem Desorber wurde zumindest rechnerisch gezeigt, dass durch die gleichzeitige Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur trotz (zeitweise) tieferer Kühlwassertemperaturen der Primärenergiebedarf reduziert werden kann [Albers und Römmling, 2008], [Albers und Ziegler, 2012].

5 Anwendung der Regelstrategien

Die Realisierung der im vorangegangen Kapitel beschriebenen Regelstrategien erfolgte im Rahmen verschiedener Forschungsprojekte [Albers und Römmling, 2008], [Albers und Ziegler, 2012], [Petersen et al., 2013b] sowie in mehreren Entwicklungsstufen. Da die Strategien in allen Fällen die Methode der charakteristischen Gleichungen verwenden, werden die dazugehörigen PLC-Programme [1] zusammenfassend auch als 'CE-Regelung' bezeichnet (engl. *Characteristic Equation*). Dies dient vor allem zur Abgrenzung gegenüber Standard-Strategien mit denen nur die Deckung des Lastfalls mit den Zielstellungen $\dot{Q}_E \stackrel{!}{=} \dot{Q}_E^{set}$ und $t_{Eo} \stackrel{!}{=} t_{Eo}^{set}$ verfolgt wird. Durch die hier entwickelten CE-Regelstrategien werden dagegen immer drei Zielstellungen verfolgt (Deckung des Lastfalls sowie Einhaltung einer zusätzlichen wirtschaftlichen, technischen oder thermodynamischen Zielstellung).
Bei den nachfolgend dargestellten Ergebnissen wird auch auf Abbildungen und Argumentationen aus eigenen Veröffentlichungen zurückgegriffen (z.B. [Albers und Ziegler, 2008b], [Albers et al., 2013a], [Albers et al., 2013b], [Albers, 2014]), ohne dass dies immer explizit hervorgehoben wird.

5.1 Anwendung zur Minimierung der Betriebskosten

Im Dienstgebäude des Umweltbundesamt in Dessau (UBA) befindet sich seit August 2005 ein System zur solar gestützten Kälteerzeugung im Betrieb. Eine detaillierte Beschreibung des SAC-Systems [2] mit hydraulischem Gesamtschema ist in Albers [2006] und Römmling et al. [2009] enthalten. Aufgrund der niedrigen Fernwärmevorlauftemperaturen im Sommer von maximal 75 °C wurde zu Beginn des Planungsprozesses der Einsatz einer Adsorptionskälteanlage (AdKA) vorgesehen. Mit dieser Anlage (Typ NAK-C20 der Firma Nishiodo) war eine ausreichende Kälteversorgung des UBA-Rechenzentrums aus Fern- oder Solarwärme möglich [Römmling et al., 2009]. Allerdings entsprach das Energieeffizienzverhalten der Anlage nicht den Erwartungen. Gegenüber Herstellerangaben wurden nur 60% der Kälteleistung und 70% der thermischen Effizienz (d.h. $COP \lesssim 0{,}5$) erreicht. Aufgrund der daraus resultierenden Betriebskosten wurde die Adsorptionskälteanlage im Sommer 2011 gegen eine Absorptionskälteanlage (AbKA) ausgetauscht. Bei der AbKA handelt es sich um eine Weiterentwicklung der Anlage FA2 zum Typ FM050v0.3 [Petersen et al., 2013b]. Die Nennlastdaten dieser Anlage sind in Tabelle 2.7, S. 44 aufgeführt. Zur Regelung wurde nach dem Austausch der AdKA gegen die AbKA das glei-

[1] engl.: *Programmable Logic Controller*
[2] engl.: *Solar Assisted Cooling*-System

che PLC-Programm verwendet. In diesem wurden lediglich die Koeffizienten der charakteristischen Gleichungen ausgetauscht [3].
In den nachfolgenden Abschnitten wird zuerst die hydraulische Einbindung der AbKA und die Messdatenerfassung beschrieben. Danach erfolgt eine Beschreibung und Auswertung der aufgenommenen Messdaten von einem typischen Betriebstag mit Solar- und Fernwärmebetrieb. Der anschließenden Diskussion der Ergebnisse in Bezug auf die Regelstrategie werden Erläuterungen zum Entwicklungsstand bzw. zur Leistungsfähigkeit der CE-Regelung im UBA vorangestellt. Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit der AbKA (d.h. unabhängig von der Regelung) finden sich z.B. in [Paitazoglou, 2011], [Gruber, 2014], [Petersen et al., 2013b].

5.1.1 Hydraulische Einbindung und Datenerfassung

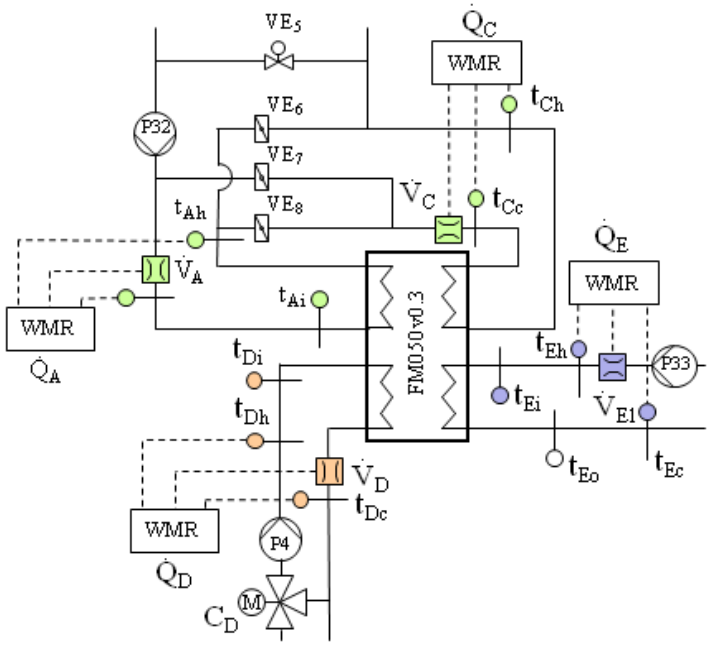


Bild 5.1: Hydraulische Einbindung der AKA im UBA-Dessau mit schematischer Darstellung der Sensorpositionen für die Leistungsdatenerfassung.

In Bild 5.1 ist die realisierte hydraulische Einbindung der Absorptionskälteanlage zusammen mit vier Wärmemengenmessstellen für Heiß-, Kühl- und Kaltwasser dargestellt. Da die AbKA sowohl mit serieller als auch paralleler Kühlwasserführung betrieben werden kann, werden die Volumenströme (und damit auch die Wärme-

[3] Die im Abschnitt 4.1 beschriebene Strategie mit der Zielstellung zur Minimierung der Betriebskosten wurde ursprünglich für die AdKA entwickelt, siehe [Albers et al., 2009a].

ströme) im Kondensator und Absorber getrennt erfasst. Für die hier durchgeführten Betrachtungen ist jedoch nur die serielle Stromführung von Bedeutung.
Im Kühl- und Kaltwasser erfolgt die Messung der Volumenströme mit magnetisch-induktiven Durchflusssensoren (MID), während am Heißwasserkreis ein Ultraschalldurchflusssmessgerät (USD) installiert ist. Zur Erfassung der Temperaturen kommen gepaart kalibrierte Pt-100 Fühler (DIN $1/3$ Klasse B [DIN EN 60751, 2009]) zum Einsatz. In den Rechenwerken (WMR) wird aus dem gemessenen Volumenstrom $\dot{V}_X$ und den Temperaturen auf der heißen bzw. kalten Stromseite (t_{Xh} bzw. t_{Xc}) der Wärmestrom $\dot{Q}_X$ unter Verwendung der im WMR einprogrammierten Stoffdaten für Wasser entsprechend [DIN EN 1434-1, 2007] berechnet. Die relative Messunsicherheit des Rechenwerks beträgt nach Herstellerangaben 0,5 % [Aquametro, 2005]. Die Auswirkungen der kombinierten Messunsicherheiten bei den Durchfluss- und Temperaturmessungen wurde von Paitazoglou [2011] untersucht. Der relative systematische Messfehler $\epsilon_{s,\dot{V}}$ der Durchflussmessgeräte (Typ USD oder MID) beträgt oberhalb einer Strömungsgeschwindigkeit von 0,5 m/s maximal 0,5 % vom Messwert[4] [Siemens-MAG3100, 2005]. Daraus resultiert bei Annahme einer Gleichverteilung [5] eine Standardabweichung des systematischen Fehlers von $\sigma_{s,\dot{V}} = \epsilon_{s,\dot{V}}/\sqrt{3} \approx 0{,}3\%$. Durch Vernachlässigung von Fehlern aus den Stoffdaten gilt dieser Wert auch für die externen Wärmekapazitätsströme. Nach Kalibrierung der Temperatursensoren ergibt sich ein Messfehler $\epsilon_{s,t} = \pm 0{,}05$ K bzw. eine Standardabweichung von $\sigma_{s,t} = \epsilon_{s,t}/\sqrt{3} \approx 0{,}03$ K. Bei Vernachlässigung von zufälligen Fehlern (d.h. $\sigma_{r,t} = 0$ K) folgt daraus eine erweiterte Unsicherheit $U_t = 2 \cdot \sqrt{\sigma_{r,t}^2 + \sigma_{s,t}^2} = 2 \cdot \sigma_{s,t}$ in den Temperaturmesswerten von 0,06 K. Unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung [DIN-V-ENV-13005, 1999]) ergibt sich daraus eine relative Gesamtunsicherheit in den gemessenen Leistungen von:

$$u_{\dot{Q}} = \sqrt{u_{\dot{W}}^2 + \left(\frac{U_{t_{Xh}}}{t_{Xh} - t_{Xc}}\right)^2 + \left(\frac{U_{t_{Xc}}}{t_{Xh} - t_{Xc}}\right)^2} \tag{5.1}$$

Bei einer minimalen Temperaturspreizung $g_X = t_{Xh} - t_{Xc}$ = 2 K nimmt $u_{\dot{Q}}$ Werte von maximal ca. 4 % an. Aus Übersichtlichkeitsgründen wird daher in diesem Kapitel auf die Darstellung von Fehlerbalken verzichtet.

5.1.2 Auswertung der Messdaten zur Anlage

Zum Verständnis der nachfolgend behandelten Messdaten zur Regelung der AbKA ist es erforderlich deren Systemeinbindung zu berücksichtigen. Diese ist in Bild 5.2 stark vereinfacht dargestellt und es sind nur diejenigen Sensoren aufgeführt bzw.

[4] Bei den dargestellten Betriebsdaten ist die Strömungsgeschwindigkeit immer größer als 0,5 m/s.
[5] als anzunehmende Wahrscheinlichkeitsverteilung der Fehler nach DIN-V-ENV-13005 [1999, S. 19]

beschriftet, die für die Diskussion der Ergebnisse zur Regelstrategie benötigt werden. Außerdem sind die Temperatursensoren der Wärmemengenrechner nicht mehr dargestellt, sondern nur noch die zur Regelung verwendeten Sensoren $t_{Di} \approx t_{Dh}$, $t_{Ai} \approx t_{Ac}$, $t_{Eo} \approx t_{Ec}$ usw..

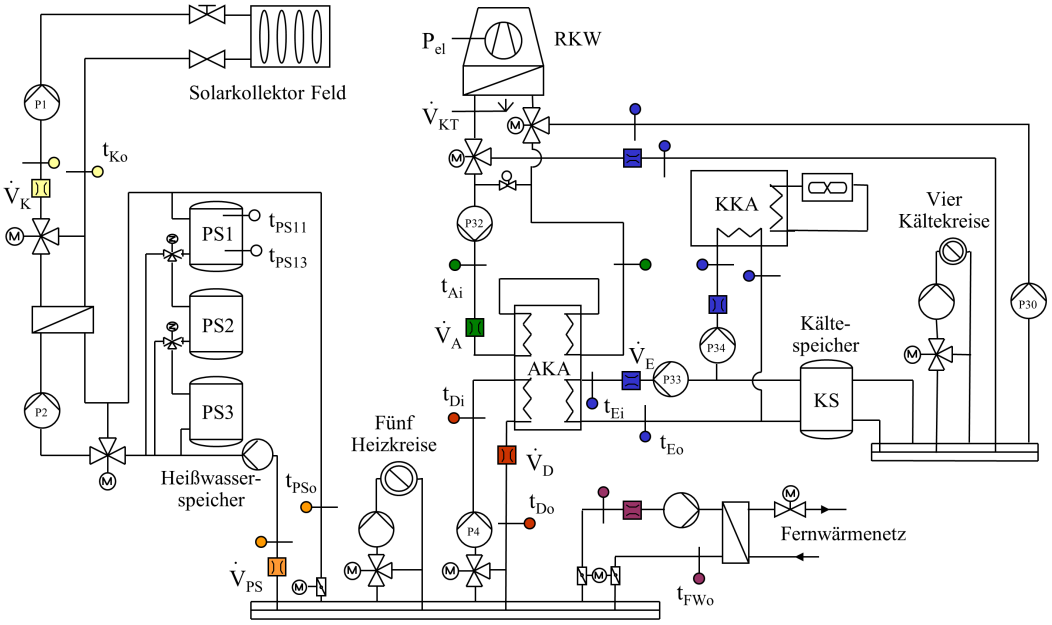


Bild 5.2: Vereinfachtes Systemschema zur AKA-Regelung des SAC-Systems im Umweltbundesamt Dessau (UBA).

In Bild 5.3 ist ein typischer, strahlungsreicher Betriebstag mit einer globalen Einstrahlung auf die horizontale Ebene von q_{gh} = 6.4 $\mathrm{kWh/m^2}$ und einer mittleren Umgebungstemperatur von t_U = 19 °C dargestellt. Die Minimal- und Maximalwerte betrugen 13 °C bzw. 25 °C. In Abhängigkeit vom Lastfall und der verfügbaren Antriebstemperatur t_{Da} (siehe Bild 4.2, S. 275)

$$t_{Da} = \begin{cases} t_{PSo} & \text{im Solarwärmebetrieb} \\ t_{FWo} & \text{im Fernwärmebetrieb} \end{cases} \tag{5.2}$$

wird sowohl die Desorber- als auch die Absorbereintrittstemperatur kontinuierlich in einem Bereich zwischen 55 °C < t_{Di} < 75 °C bzw. 20 °C < t_{Ai} < 28 °C geregelt.

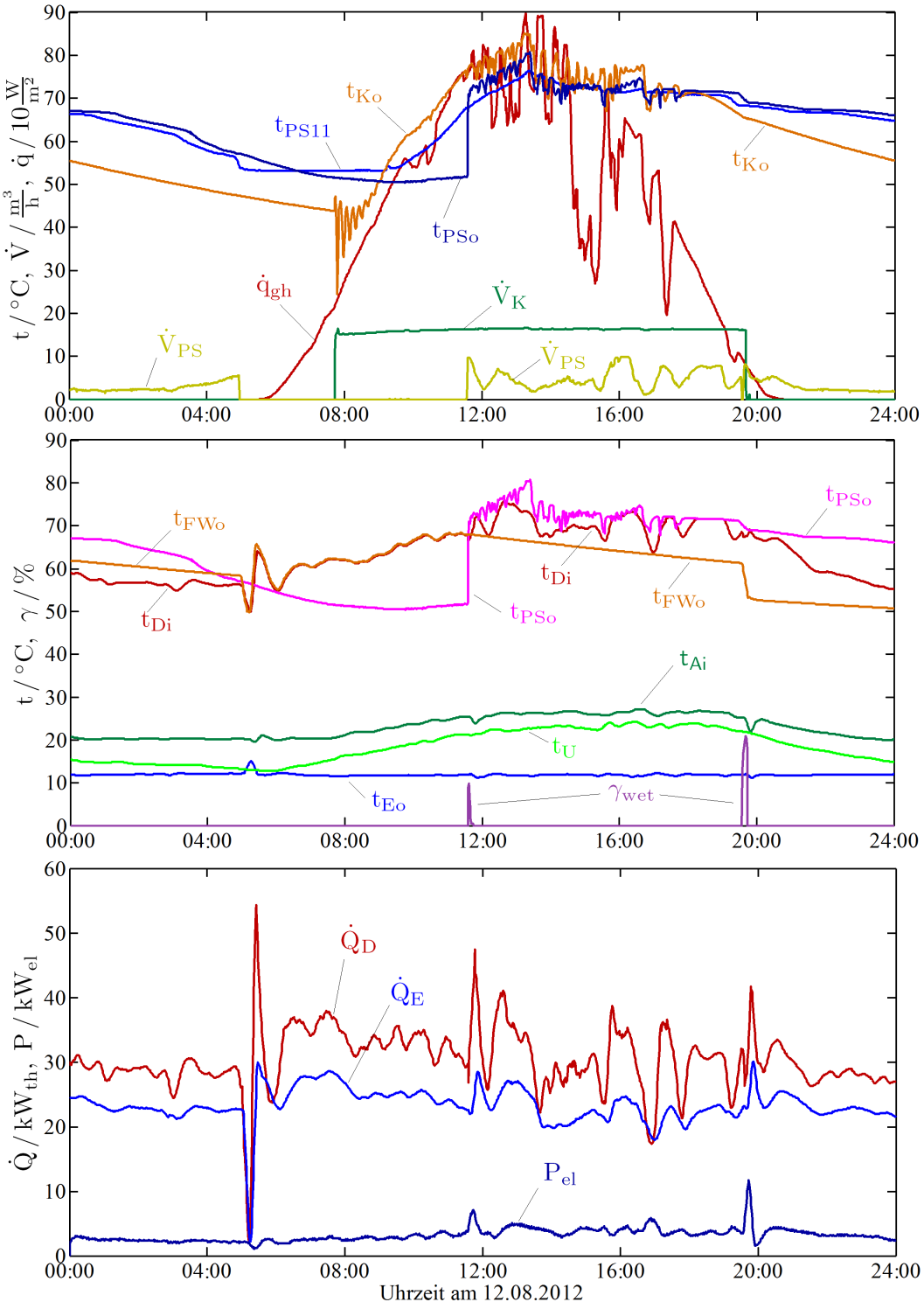


Bild 5.3: Typischer, strahlungsreicher Betriebstag der Absorptionskälteanlage im UBA mit gleichzeitiger Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur.

Gleichzeitig wird die Kaltwasseraustrittstemperatur t_{Eo} konstant gehalten und liegt dicht beim Sollwert von 10 °C (Bild 5.4 mitte). Bedingt durch eine hohe Speichertemperatur t_{PS11} vom vorhergehenden, ebenfalls strahlungsreichen Tag, lief die Absorptionskälteanlage die gesamte Nacht bis zum frühen Morgen im Solarbetrieb $\dot{V}_{PS} > 0\ \mathrm{m}^3/\mathrm{h}$ (Bild 5.3, oben).
Nachdem um ca. 05:00 Uhr die Speichertemperatur t_{PS11} nicht mehr hoch genug bzw. geringer als die verfügbare Fernwärmetemperatur t_{FWo} war, wurde der Solarbetrieb beendet und auf Fernwärmebetrieb umgestellt. Im Fernwärmebetrieb ist $\dot{V}_{PS} = 0\ \mathrm{m}^3/\mathrm{h}$, da eine parallele Versorgung der AKA mit Solar- und Fernwärme nicht möglich ist. Als um ca. 11:30 Uhr die Temperatur t_{PS11} wieder ausreichend hoch war, wurde auf Solarbetrieb zurückgestellt. Zu Beginn dieser Phase war jedoch die Temperatur t_{PSo} in den Leitungen zwischen Kälteanlage und Solarwärmespeicher aufgrund von Wärmeverlusten merklich abgesunken. Dadurch war im ersten Moment, kurz nach der Umstellung, die verfügbare Antriebstemperatur für die AKA deutlich niedriger, als die optimale Antriebstemperatur (d.h. $t_{Da} = t_{PSo} \approx t_{Di} < t_{Di}^{opt}$). Die begrenzte Antriebstemperatur wurde durch einen geringeren Sollwert $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$ für die Kühlwassertemperatur ausgeglichen (siehe Bild 5.4), um die notwendige Antriebsleistung zur Deckung des Lastfalls für die AKA bereitzustellen. Da der Unterschied zwischen t_{Di}^{opt} und t_{PSo} in dieser kurzen Umschaltphase groß war, wurde t_{Ai}^{set} durch die Backup-Strategie BU-D-1 kurzzeitig so gering berechnet, dass durch die große Regelabweichung am RKW auch der Befeuchter für einen Moment hinzugeschaltet wurde ($\gamma_{wet} > 0$ siehe Bild 5.3 mitte). Gleiches fand gegen ca. 20:00 Uhr statt, als der Solarbetrieb nach Ausschalten der Kollektorkreispumpe für einen kurzen Moment unterbrochen war (siehe $\dot{V}_K$ und $\dot{V}_{PS}$ in Bild 5.3 oben). Dies ist auf ein komplexes Zusammenwirken von hydraulischen und thermischen Effekten im UBA während bzw. nach längeren Stillstandszeiten in einzelnen Rohrabschnitten zurückzuführen. Bei höheren Außenlufttemperaturen im Sommer wurde der Befeuchter im Hybrid-Rückkühlwerk jedoch auch kontinuierlich betrieben, um den optimalen Sollwert t_{Ai}^{opt} zu erreichen. Die daraus resultierenden Betriebskosten für den Verbrauch von aufbereitetem Wasser werden im UBA über einen Mischpreis $p_{AC} = f(p_{el}, p_{mat})$ in der Regelung berücksichtigt.

$$p_{AC} = p_{el} + p_{mat} \cdot \frac{movAvg(\gamma_{wet}, \Delta\tau) \cdot \dot{m}_{mat,0}}{P_{el}} \tag{5.3}$$

In diesen Mischpreis geht die Rückmeldung des Luftbefeuchters $\gamma_{wet} = \frac{\dot{m}_{mat}}{\dot{m}_{mat,0}}$ mit einer Dämpfung von $\Delta\tau = 10$ Minuten ein, um abrupte Änderungen in der Berechnung von t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt} zu vermeiden. Aus diesem Grund ist die Auswirkung der Änderung in p_{AC} durch das kurzzeitige Einschalten des Befeuchters in den berechneten Werten für t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt} in Bild 5.4 nicht zu erkennen.

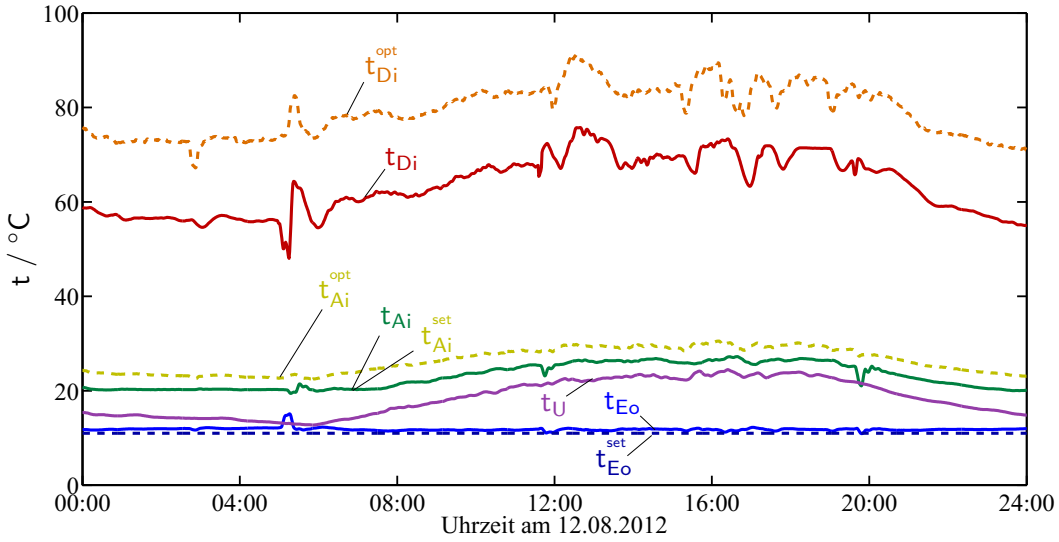


Bild 5.4: Optimale und tatsächliche Sollwerte der CE-Regelung im UBA Dessau mit wirtschaftliche Randbedingung.

Aus Bild 5.4 ist ersichtlich, dass im gesamten dargestellten Zeitraum die tatsächliche Eintrittstemperatur t_{Di} deutlich niedriger lag als der optimale Sollwert t_{Di}^{opt}. Dies resultiert daraus, dass für den Lastgang an diesem Tag weder aus dem Fernwärmenetz noch vom Solarkollektorfeld eine ausreichend hohe Antriebstemperatur verfügbar war, um das Minimum der momentanen Betriebskosten p_{cold} zu erreichen. Die Differenz zwischen den so erzielten realen Betriebskosten und den optimal möglichen Betriebskosten wird im Abschnitt 5.1.4 im Vergleich zu einer Standardregelung mit konstanter Kühlwassertemperatur sowie bei Anwendung in verschieden leistungsstarken Kälteanlagen diskutiert. Zuvor soll der Entwicklungsstand der CE-Regelung im UBA erläutert werden.

5.1.3 Entwicklungsstand der CE-Regelung

Das im Umweltbundesamt realisierte PLC-Programm zur CE-Regelung basiert auf dem Entwicklungsstand der Berechnungsmethode von 2009 (siehe [Albers et al., 2009a], [Albers und Ziegler, 2009b]). Die tatsächliche Variation der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ und $\Delta\Delta t_{min,D}$ wird im PLC-Programm noch unvollkommen durch zwei verschiedene, konstante Prozessparameter B'_E und B'_D in den veränderten charakteristischen Temperaturdifferenzen $\Delta\Delta t'_E$ und $\Delta\Delta t'_D$ ähnlich zum Ansatz von Kühn und Ziegler [2005] berücksichtigt. Die verwendeten charakteristischen Gleichungen

sind daher noch von der Form:

$$\dot{Q}_E^{PLC} = s_E^{'} \cdot \Big[\underbrace{t_{Di} - (1 + B_E^{'}) \cdot t_{Ai} + B_E^{'} \cdot t_{Eo}}_{\Delta\Delta t_E^{'}} \Big] + r_E^{'} \tag{5.4}$$

$$\dot{Q}_D^{PLC} = s_D^{'} \cdot \Big[\underbrace{t_{Di} - (1 + B_D^{'}) \cdot t_{Ai} + B_D^{'} \cdot t_{Eo}}_{\Delta\Delta t_D^{'}} \Big] + r_D^{'} \; . \tag{5.5}$$

Gegenüber den Herleitungen in Kapitel 3.3 und 4.1 unterscheidet sich die CE-Regelung im UBA Dessau daher in folgenden Punkten:

1. Steigungs-, Verlust- und Prozessparameter ($s_X^{'}$, $r_X^{'}$ und $B_X^{'}$) in (5.4) und (5.5) ergeben sich aus einer Regression von Messdaten und nicht aus analytischen Berechnungen über die Wärmedurchlässigkeiten. Eine Nachführung von veränderlichen externen und/oder internen Volumenströmen ist nicht möglich.

2. Die Anwendung des Zwei-Schritt-Verfahrens zur Nachführung der Geometrieparameter ist nicht möglich.

3. Im PLC-Programm ist außer der Backup-Strategie BU-D-1 keine weitere umgesetzt. Bei zu geringer Antriebstemperatur $t_{Da} < t_{Di}^{opt}$ wird aus Gleichung (5.4) mit $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$, $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ und $t_{Di} = t_{Da}$ eine niedrigere Kühlwassertemperatur $t_{Ai} = t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$ berechnet, um den Lastfall zu decken.

4. Die CE-Strategie ist als reine Steuerung ausgeführt, d.h. die optimalen Werte (t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt}) bzw. Backup-Werte (t_{Di}^{backup}; t_{Ai}^{backup}) – die sich alle allein aus den Regressionskoeffizienten $s_X^{'}$, $r_X^{'}$ und $B_X^{'}$ berechnen – können nicht um eine Temperaturdifferenz Δt_D^{cor} bzw. Δt_E^{cor} korrigiert werden, um z.B. die Regelabweichung vom Kaltwassersollwert zu reduzieren (siehe Abschnitt 5.2.2).

Unabhängig vom Entwicklungsstand der Berechnungsmethode ist man beim Vergleich von Standard- und CE-Regelung trotz gemessener Betriebsergebnisse auf Berechnungen zur Auswertung angewiesen, denn die jeweils betrachtete Ab- oder Adsorptionskälteanlage kann nicht gleichzeitig mit beiden Strategien betrieben werden. Ein Vergleich der Strategien mit Messdaten aus verschiedenen Zeiträumen würde dagegen durch unterschiedliche Lastgänge, meteorologische Randbedingungen und verfügbare Versorgungstemperaturen beeinflusst werden. Da also ohnehin Auswerterechnungen notwendig sind, kann bei deren Durchführung auch auf eine Verwendung der überholten Berechnungsvorschriften (5.4), (5.5) und Regressionskoeffizienten ($s_X^{'}$, $r_X^{'}$, $B_X^{'}$) aus dem PLC-Programm verzichtet werden. Es wird daher zunächst gezeigt, wie das Betriebsverhalten der AKA anstelle der im PLC-Programm implementierten Gleichungen (5.4), (5.5) mit konstanten charakteristischen Koeffizienten K_N zu den erweiterten charakteristischen Gleichungen aus

Abschnitt 3.3.5 beschrieben werden kann (siehe Tabelle 5.1, in der auch die Koeffizienten weiterer Anlagen für die spätere Diskussion aufgeführt sind). Anschließend erfolgt im nächsten Abschnitt mit Hilfe dieser Koeffizienten eine Parallelberechnung des Tagesverlaufs vom 12.08.2012 mit Standard- und CE-Regelung, so dass die daraus resultierenden Betriebskosten beider Strategien unter gleichen Betriebsbedingungen verglichen werden können.

Tabelle 5.1: Charakteristische Koeffizienten für mittlere, konstante Geometrieparameter zu vier verschiedenen Kälteanlagen, ermittelt aus:
Q-1: Wärmedurchlässigkeiten im August 2012 [Gruber, 2014],
Q-2: Regression von Messdaten 2009-2011 [Albers et al., 2013b],
Q-3: Wärmedurchlässigkeiten [Petersen et al., 2013b],
Q-4: Wärmedurchlässigkeiten [Schwarz, 2013].

	Typ	FM050v0.3 AbKA	NAK-C20 AdKA	FM050v0.1 AbKA	FM160v1.4 AbKA
	Messort	UBA	UBA	TUB	TUB
	Quelle	Q-1	Q-2	Q-3	Q-4
K_1	-	0.05	0.4	0.1	0.1
K_2	-	-1.13	-0.3	-1.0	-1.0
K_3	-	-0.18	0.3	-0.1	-0.1
K_4^*	kW/K	0.90	2.9	1.1	4.2
K_5^*	kW/K	1.08	3.0	1.3	4.8
K_6	kW/K	0.17	1.0	0.1	0.3
V_{AKA}	m^3	3.4	12.6	3.4	4.4

Aus der in Bild 5.4 erkennbaren Regelabweichung $\Delta t_{Eo} = t_{Eo}^{set} - t_{Eo}$ von ca. 1,5 K wird deutlich, dass sich das Teillastverhalten der AbKA mit den im PLC-Programm vorhandenen Regressions-Koeffizienten $s_X^{'}$, $r_X^{'}$ und $B_X^{'}$ nicht für alle Betriebsbedingungen richtig wiedergeben lässt. Dies resultiert im Wesentlichen aus Veränderungen der Wärmedurchlässigkeiten im Laufe der Betriebszeit, so dass sich auch die tatsächlichen Steigungsparameter $s_X^{' real} \neq s_X^{'}$ ändern. Von Gruber [2014] wurden die Ursachen für diese Veränderungen untersucht. Dabei zeigte sich, dass diese auf eine Verunreinigung des Kältemittelkreislaufs mit Sorbens, auf einen veränderlichen Lösungsvolumenstrom in Abhängigkeit von der Druckdifferenz zwischen Hoch- und Niederdruckbehälter bzw. wegen unterschiedlicher Einstellungen des Vakuumhaltesystems [Petersen, 2005] sowie auf die vermutliche Ansammlung nicht kondensierbarer Gase zurückzuführen sind.
Verwendet man die von Gruber [2014] für August 2012 ermittelten Wärmedurchlässigkeiten Y_X und den damals eingestellten Lösungsvolumenstrom $\dot{V}_S$ ergeben sich mit den konstanten Stoffdaten aus Tabelle 3.12 und den konstanten Geometrie-

parametern B_{X2} = 1,15, μ_{DV} = 1,05 und R_S = 1,1 die in Tabelle 5.1, Spalte Q-1 aufgeführten Koeffizienten. Mit diesen Koeffizienten und den gemessenen Temperaturen kann die Kälte- und Antriebsleistung mit Hilfe der erweiterten Methode berechnet werden.

$$\dot{Q}_E^{imp} = K_4^* \cdot \Big[\underbrace{(1-K_1)\cdot t_{Di}^{mes} - (1-K_2)\cdot t_{Ai}^{mes} + (1-K_3)\cdot t_{Eo}^{mes}}_{\Delta\Delta t_{mes}^*} \Big] \tag{5.6}$$

$$\dot{Q}_D^{imp} = (K_5^* - K_6)\cdot \Delta\Delta t_{mes}^* + K_6 \cdot (t_{Di}^{mes} - t_{Ai}^{mes}) \tag{5.7}$$

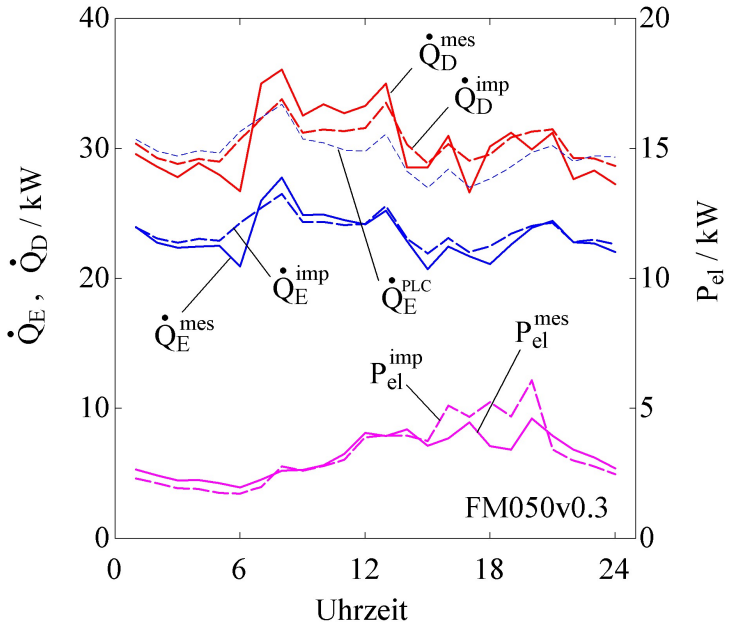


Bild 5.5: Gegenüberstellung von gemessenen Stundenmittelwerten und mit Hilfe der erweiterten Methode berechneten Leistungen zum Tagesverlauf am 12.08.2012 im UBA-Dessau.

Mit den so berechneten Leistungen lässt sich das Betriebsverhalten der AKA besser beschreiben als mit den tatsächlich einprogrammierten Regressionskoeffizienten und der überholten Berechnungsmethode im PLC-Programm (siehe Verläufe von $\dot{Q}_E^{imp} \approx \dot{Q}_E^{mes}$ im Vergleich zu $\dot{Q}_E^{PLC}$ in Bild 5.5). Die mit den Regressionskoeffizienten im PLC-Programm zu hoch eingeschätzte Leistungsfähigkeit der AKA führte in Realität dazu, dass mit den charakteristischen Gleichungen (5.4) und (5.5) zu niedrige Heißwasser- bzw. zu hohe Kühlwassersollwerte berechnet wurden. Deswegen ist in Bild 5.4 die gemessene Austrittstemperatur $t_{Eo} > t_{Eo}^{set}$.

Die berechnete elektrische Leistungsaufnahme P_{el} ist unabhängig von den verschiedenen Entwicklungsständen der Berechnungsmethode. Sie ergibt sich aus dem gemessenen Ansteuersignal der RKW-Ventilatoren γ_L^{mes} über die Regressionsgleichung, die auch bei Herleitung der Strategie in Abschnitt 4.1.2 verwendet wurde:

$$P_{el}^{imp} = r_0 + r_2 \cdot (\gamma_L^{mes} \cdot \dot{V}_{L,0})^3 \tag{5.8}$$

mit $r_0 = 1,7\,\mathrm{kW}$ $r_2 = 0,006\ \frac{\mathrm{h^3\,kW}}{\mathrm{m^9}}$ $\dot{V}_{L,0} = 4 \cdot 12,5\ \frac{\mathrm{m^3}}{\mathrm{h}}$.

5.1.4 Diskussion zur Minimierung der Betriebskosten

Wegen der hohen Übereinstimmung in den gemessenen und berechneten Leistungsverläufen (siehe Bild 5.5) weisen auch die daraus über Gleichung (5.9) bestimmten Tagesmittelwerte des Kältepreises nur eine geringe Differenz $\Delta p_{cold} = p_{cold}^{mes} - p_{cold}^{imp}$ auf (siehe Spalte *mes* & *imp* in Tabelle 5.2).

$$\begin{aligned} p_{cold}^{mes} &= p_{th} \cdot \frac{\dot{Q}_D^{mes}}{\dot{Q}_E^{mes}} + p_{AC} \cdot \frac{P_{el}^{mes}}{\dot{Q}_E^{mes}} \\ p_{cold}^{imp} &= p_{th} \cdot \frac{\dot{Q}_D^{imp}}{\dot{Q}_E^{imp}} + p_{AC} \cdot \frac{P_{el}^{imp}}{\dot{Q}_E^{imp}} \end{aligned} \tag{5.9}$$

Tabelle 5.2: Tagesmittelwerte gemessener und berechneter Leistungen (12.08.2012) für Ab- und Adsorptionskälteanlage mit Standard- und CE-Regelung.

	Typ	FM050v0.3		FM050v0.3		NAK-C20	
		mes	*imp*	*std*	*opt*	*std*	*opt*
$\dot{Q}_E$	kW	23.3	23.6	23.3	23.3	23.3	23.3
$\dot{Q}_D$	kW	30.3	30.5	30.8	31.5	55.2	52.4
COP	-	0.77	0.78	0.76	0.74	0.42	0.45
P_{el}	kW	3.2	3.3	2.0	1.3	5.3	4.5
$max(t_{Di})$	$°C$	73	73		93		63
$min(t_{Ai})$	$°C$	20	20		25		18
p_{cold}	€/MWh	156	155	156	151	277	267

In den anderen vier Spalten wurden die mit Spalte *mes* & *imp* bestätigten charakteristischen Gleichungen (5.6) und (5.7) bzw. deren Koeffizienten aus Tabelle 5.1, Spalte Q-1 dazu benutzt, um für den gleichen, gemessenen Lastverlauf (d.h. $\dot{Q}_E^{set} =$

$\dot{Q}_E^{mes}$ und $t_{Eo}^{set} = t_{Eo}^{mes}$ aus Bild 5.3) die notwendigen Antriebs- und Kühlwassertemperaturen bei Anwendung der CE-Regelung mit variablem t_{Ai}^{opt} sowie bei Anwendung der Standard-Regelung mit festem t_{Ai}^{std} = 27 °C zu berechnen. Die Berechnungen wurden sowohl für die Ab- als auch die Adsorptionskälteanlage ohne Beschränkung durch die real verfügbare Antriebstemperatur durchgeführt, so dass die resultierenden Betriebskosten unter rein strategischen Gesichtspunkten miteinander verglichen werden können. Die Temperaturverläufe für $(t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt})$ und $(t_{Di}^{std}; t_{Ai}^{std})$ sind in Bild 5.6, S. 318 dargestellt und werden später behandelt.
Bei Herleitung der Regelstrategie in Abschnitt 4.1.2 wurde zur Berechnung der elektrischen Leistung $P_{el}^{'} \approx P_{el}^{imp}$ eine Näherung der dimensionslosen Temperaturänderung $P_L^{'} \approx P_L$ verwendet, um eine implizite Bestimmung des lastabhängigen Luftvolumenstroms $\dot{V}_L$ im Rückkühlwerk zu vermeiden. Aus dieser Näherung resultiert ebenfalls eine Differenz $\Delta p_{cold}^{'}$ in den Betriebskosten bzw. deren Minimum. Im Anhang O.1 ist jedoch dargestellt, dass diese Differenz vernachlässigbar gering ist gegenüber den Differenzen aus gemessenen und nachgerechneten Werten Δp_{cold} in Tabelle 5.2.

5.1.4.1 Erreichte Kostensenkung

Zur Beurteilung der tatsächlich erreichten Kostensenkung bei der AbkA vom Typ FM050v0.3 durch die realisierte CE-Regelung gegenüber der theoretisch möglichen Senkung werden die Spalten *mes* & *opt* bzw. *imp* & *opt* in Tabelle 5.2 miteinander verglichen. Auf den Vergleich von Standard- und CE-Regelung bei AbkA und AdKA wird im nachfolgenden Abschnitt eingegangen.
Im Kapitel 5.1.2 wurde bereits dargestellt, dass die aus Solar- oder Fernwärme verfügbare Antriebstemperatur t_{Da} am betrachteten Tag immer kleiner war als der optimale Sollwert t_{Di}^{opt}. Eine Konsequenz der begrenzten Antriebstemperatur $t_{Da} < t_{Di}^{opt}$ ist, dass die gemessenen bzw. erreichten Betriebskosten gegenüber den optimal möglichen erhöht sind (d.h. $p_{cold}^{mes} \approx p_{cold}^{imp} > p_{cold}^{opt}$). Um aus Versorgungssicherheitsgründen trotz der begrenzten Antriebstemperatur für den jeweiligen Lastfall $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ die notwendige charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{set}^{*}$ zu erreichen, wird durch die Backup-Strategie BU-D-1 im PLC-Programm ein geringerer Sollwert $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$ berechnet und über eine erhöhte Ventilatordrehzahl durch das Rückkühlwerk eingestellt. Die tatsächlichen Betriebstemperaturen $(t_{Di}^{mes}; t_{Ai}^{mes})$ sind daher niedriger als die optimalen $(t_{Di}^{opt}; t_{Ai}^{opt})$, so dass die AKA für die gleiche Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set}$ bei niedrigerem mittleren Salzmassenanteil x_m und einer niedrigeren internen Druckdifferenz $\Delta p_{CE} = p_C - p_E$ betrieben wird. Beides führt zu einer Verringerung der Irreversibilitäten, weil sowohl der Drosselverlust μ_{DV} als auch der Lösungswärmeübertragerverlust mit $(t_{Di}^{mes}; t_{Ai}^{mes})$ abnimmt. Deswegen ist die thermische Effizienz in Realität höher als im wirtschaftlich optimalen Betrieb

($COP^{mes} \approx COP^{imp} > COP^{opt}$), aber wegen des höheren Elektroenergiebedarfs $P_{el}^{mes} \approx P_{el}^{imp} > P_{el}^{opt}$ für $t_{Ai}^{mes} < t_{Ai}^{opt}$ auch der Kältepreis p_{cold}.
Obwohl durch die CE-Regelung aufgrund der gegebenen Betriebsbedingungen mit begrenzter Antriebstemperatur nicht die maximale Kosteneinsparung gegenüber einer Standardregelung erzielt werden kann, wird die Anlage dennoch so dicht wie möglich am Minimum der Betriebskosten betrieben. Denn die Kühlwassertemperatur wird nur soweit verringert, wie es zur Lastdeckung zwingend notwendig ist. Darüber hinaus wird durch die verstärkte Nutzung des Rückkühlwerks die Versorgungssicherheit durch die AKA erhöht, weil bei einer Standardregelung ohne die Backup-Funktion ein weiterer Kälteerzeuger zur Lastdeckung (mit zusätzlichen Betriebskosten) notwendig wäre. Durch die CE-Regelung kann dies vermieden werden, so dass die gleiche Versorgungssicherheit ohne Kostenerhöhung erreicht wird. Daher ist $p_{cold}^{mes} \approx p_{cold}^{std} > p_{cold}^{opt}$ in Tabelle 5.2.

5.1.4.2 Vergleich von Standard- und CE-Regelung

Aus dem Vergleich der Spalten *std* & *opt* für Ab- und Adsorptionskälteanlage in Tabelle 5.2 zeigt sich, dass die Kostenreduktion durch die CE-Regelung gegenüber einer Standardregelung für die vormalige AdKA größer ist als für die neuere AbKA. Andererseits liegt der Kältepreis p_{cold} für die gleiche mittlere Leistung bei der AbKA um ca. 43% unter dem der AdKA. Zudem fällt auf, dass die mittlere elektrische Leistungsaufnahme P_{el} für beide Anlagen um ca. 1 kW durch die CE-Regelung verringert wird. Dies entspricht einer Reduktion von ca. 35% bzw. 15%. Diese Einsparungen sind möglich, weil bei der gleichzeitigen Regelung von Heiß- und Kühlwassertemperatur zur Kostenminimierung auch das Teillastverhalten des Rückkühlwerkes berücksichtigt wird. Bei hohen Außenlufttemperaturen ist es daher wirtschaftlicher die AbKA mit höheren t_{Ai} und t_{Di} zu betreiben als bei Standardregelung, obwohl sich daraus eine geringere Effizienz der AKA ergibt und tiefere Kühlwassertemperaturen technisch durchaus möglich wären. Zum Lastverlauf am 12.08.2012 wird deshalb für die AbKA z.B. in der Mittagszeit eine optimale Antriebstemperatur $t_{Di}^{opt} \approx 90$ °C zu einer Kühlwassertemperatur t_{Ai}^{opt} von über 35 °C berechnet, siehe Bild 5.6, links.
Bei der AdKA hat die Reduktion von P_{el} einen etwas anderen Grund. Hier können die größten Einsparungen gegenüber der Standardregelung in der Nacht erzielt werden, da wegen des nicht vorhandenen Risikos der Lösungskristallisation sehr niedrige Kühlwassertemperaturen $t_{Ai}^{opt} < 20$ °C nutzbar sind (Bild 5.6, rechts). Bei der AdKA fällt die Verringerung der notwendigen Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ für die gleiche Kälteleistung $\dot{Q}_E$ (d.h bei gleichem $\Delta\Delta t^*$ aber tieferem t_{Ai}) größer aus als bei der AbKA (vergleiche hierzu die Steigungskoeffizienten K_6 der Mindestantriebsleistung $\dot{Q}_{min,D}$ in Tabelle 5.1). Dies führt bei tiefen Umgebungstemperaturen zu

einer Verringerung von ca. 4% in der Rückkühlleistung $\dot{Q}_H^{opt} = \dot{Q}_D + \dot{Q}_E < \dot{Q}_H^{std}$, die an die Umgebung abgeführt werden muss, so dass der hierfür notwendige Elektroenergieaufwand entsprechend geringer ist.

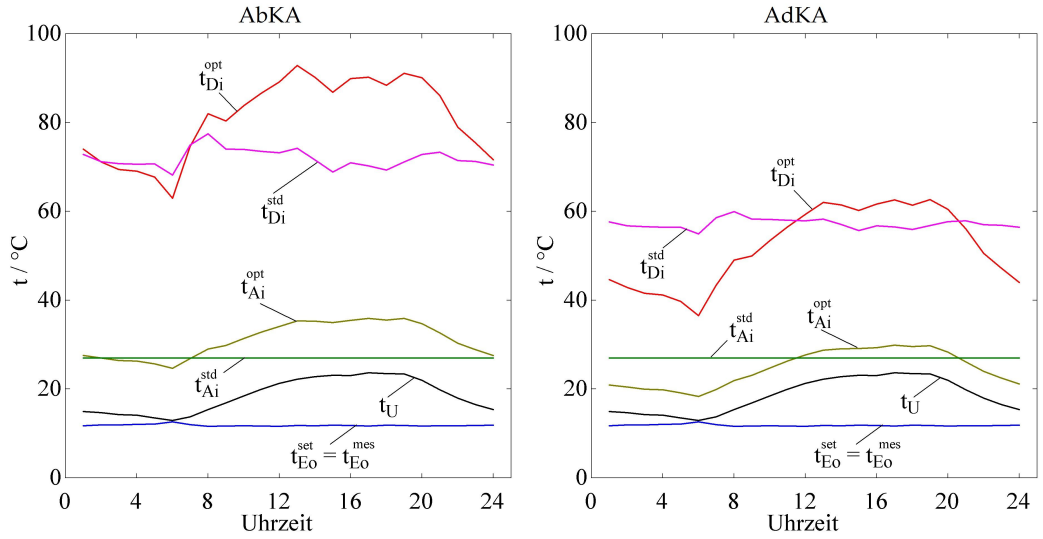


Bild 5.6: Vergleich der Heiß- und Kühlwassertemperaturen für den gemessenen Lastgang vom 12.08.2012 im UBA Dessau bei Standard-Regelung mit konstanter Kühlwassertemperatur und CE-Regelung mit variabler Kühlwassertemperatur für eine Ab- und Adsorptionskälteanlage.

Aus Bild 5.6 ist zusammen mit den gemessenen Werten für t_{PSo} und t_{FWo} in Bild 5.3 ersichtlich, dass die optimalen Antriebstemperaturen bei der AdKA niedriger, aber bei der AbKA höher sind als die verfügbaren Antriebstemperaturen, d.h. $t_{Di,AdKA}^{opt} < t_{Da} < t_{Di,AbKA}^{opt}$. Für die Betriebsergebnisse der solaren Kälteerzeugung im UBA Dessau stellt die Situation $t_{Da} < t_{Di,AbKA}^{opt}$ den Regelfall dar. Ursache hierfür ist zum einen, dass das Solarkollektorfeld nach einem Totalschaden in 2008 nicht vollständig wieder aufgebaut wurde[6], so dass die verfügbare Antriebstemperatur im Solarbetrieb geringer ist. Zum anderen sind die hohen Werte für t_{Di}^{opt} bei der AbKA (Typ FM050v0.3) eine Folge der deutlich geringeren thermischen Größe gegenüber der vormals vorhandenen AdKA (Typ NAK-C20). Der Steigungsparameter $K_{4,AbKA}^{*}$ beträgt nur etwa ein Drittel von $K_{4,AdKA}^{*}$ (vgl. Tabelle 5.1, Spalte Q-1&2&3). Für die gleiche Kälteleistung wird daher auch beim Typ FM050v0.1 (d.h. ohne veränderte Wärmedurchlässigkeiten) ein höheres $\Delta\Delta t^{*}$ bzw. bei gleichen Kühlwassertemperaturen eine entsprechend höhere Antriebstemperatur benötigt. Würde stattdessen eine größere Absorptionskälteanlage verwendet werden (z.B. Typ

[6] Absorberfläche vorher 348 m^2, nachher 216 m^2

FM160v1.4), die im Volumen immer noch kleiner ist als die AdKA (Typ NAK-C20), aber einen um ca. 25% größeren Steigungsparameter K_4^* aufweist (vgl. Tabelle 5.1, Spalte Q-2&4), wären nicht nur niedrigere Betriebskosten sondern auch niedrigere optimale Antriebstemperaturen als bei der AdKA möglich (siehe Bild 5.7).

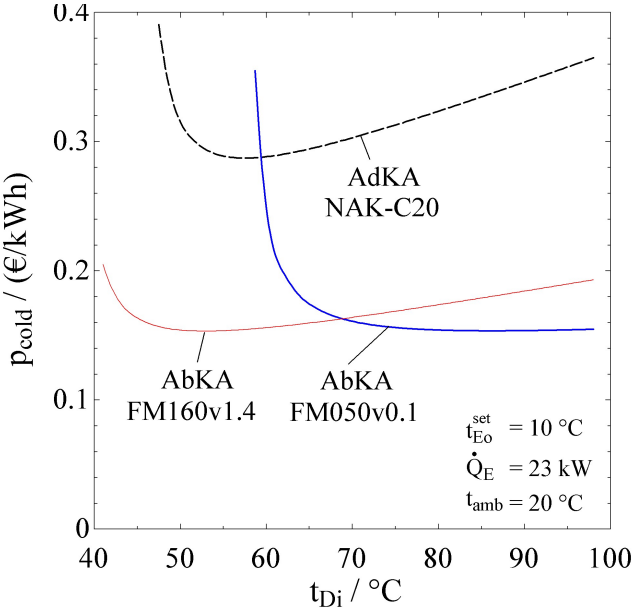


Bild 5.7: Verlauf des Kältepreises zu einem gegebenen Lastfall als Funktion der Antriebstemperatur für verschieden leistungsstarke Kälteanlagen.

Aus dem steilen Anstieg von p_{cold} in Bild 5.7, der bei niedrigen Antriebstemperaturen $t_{Di} < t_{Di}^{opt}$ aus den zugehörigen Kühlwassertemperaturen $t_{Ai} < t_{Ai}^{opt}$ bzw. dem steilen Anstieg von $p_{cold,el}$ bei $t_U \lesssim t_{Ai}$ resultiert, wird deutlich, dass sowohl für Ab- als auch Adsorptionskälteanlagen vor allem bei Verwendung von niedrigen Kühlwassertemperaturen die Gefahr von erhöhten Betriebskosten besteht. Die Verwendung von hohen Antriebstemperaturen wirkt sich dagegen – zumindest bei neueren AbKA – kaum auf die spezifischen Betriebskosten bzw. den Kältepreis aus. Andererseits führen die bei $t_{Ai} < t_{Ai}^{opt}$ niedrigeren Heißwassereintrittstemperaturen $t_{Di} < t_{Di}^{opt}$ für den gleichen Lastfall zu entsprechend niedrigeren Austrittstemperaturen t_{Do}. Hierdurch steigt die Primärenergieeffizienz der Fernwärme (siehe Abschnitt 2.1.1.6). Im nachfolgenden Abschnitt wird gezeigt, wie es durch Anwendung der in Abschnitt 4.2 hergeleiteten Regelstrategie mit technischer Zielstellung gelingen kann, diese Austrittstemperatur gezielt auf einen Sollwert $t_{Do} \stackrel{!}{=} t_{Do}^{set}$ einzustellen.

5.2 Anwendung zur Sicherung der Heißwasserauskühlung

Die Entwicklung der Regelstrategie zur Sicherung der Heißwasserauskühlung erfolgte wesentlich in einem Forschungsprojekt zum Energieversorgungssystem der Berliner Parlamentsbauten mit acht MHKWs und drei z.T. mehrstufigen Absorptionskälteanlagen (siehe Abschnitt 2.1.2.1). Anhand von Vergleichsrechnungen zwischen Standard- und CE-Regelung wurden für die im *mixed-match-design* konstruierte Anlage im RTG folgende Ergebnisse ermittelt [Albers und Ziegler, 2012]:

- Durch gleichzeitige Regelung der Heiß- und Kühlwassertemperatur $(t_{Di}; t_{Ai})$ kann die Zuschaltung des vorhandenen Notkühlers (siehe z.B. Bild 2.14, S. 34) vermieden werden, weil durch eine niedrigere Antriebstemperatur $t_{Di}^{opt} < t_{Di}^{std}$ und damit $t_{Do}^{opt} \approx t_{Do}^{set}$ = 65 °C ein stabiler und kontinuierlicher Betrieb der MHKWs ermöglicht wird.

- Zur Bereitstellung der gleichen Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set} = \dot{Q}_E^{std} = \dot{Q}_E^{opt}$ von ca. 230 kW bei unveränderter Kaltwassertemperatur (d.h. $t_{Eo}^{set} = t_{Eo}^{std} = t_{Eo}^{opt}$) ist für die CE-Regelung eine niedrigere Kühlwassertemperatur $t_{Ai}^{opt} \approx t_{Ai}^{std} - 3$ K notwendig.

- Der Wärmebedarf zur Kälteerzeugung wird von 630 kW auf 470 kW, d.h. um ca. 25 % reduziert. Damit stehen ca. 160 kW HT-Wärme für andere Zwecke im Energieverbund zur Verfügung.

- Trotz Reduktion der Gesamt-Rückkühlleistung (d.h. Wärmeabfuhr aus AKA und Notkühler an die Umgebung) um ca. 20 % steigt der Elektroenergiebedarf wegen der niedrigeren Kühlwassertemperatur um ca. 15 kW bzw. 30 %.

- Bei Ansatz vereinfachter Primärenergiefaktoren entsprechend Energieeinsparverordnung bzw. [DIN 18599-1, 2011] für den deutschen Strommix und nicht zertifizierter Fernwärme (d.h. f_{el} = 2,6 und f_{FW} = 0,7) resultiert aus der Regelstrategie trotzdem noch eine rechnerische Primärenergieeinsparung von ca. 13% gegenüber der vorhandenen Standardregelung.

Eine Weiterentwicklung und tatsächliche Realisierung der CE-Regelung erfolgte in einem Feldtest für Absorptionskälteanlagen in KWKK-Systemen (Projektakronym: FAkS). Im Rahmen des Projektes wurden in einem Berliner Krankenhaus in Spandau (Liegenschaftsakronym: BKSP) zwei Absorptionskälteanlagen mit einer Auslegungskälteleistung von jeweils ca. 95 kW in Betrieb genommen. Die Schaltschränke dieser Absorptionskälteanlagen sind mit einem Industrie-Controller ausgerüstet [WAGO, 2013], auf dem die PLC-Programme zur internen Prozessüberwachung sowie zur Regelung der externen Stellglieder (d.h. der Versorgungspumpen und Regelventile) auf Basis der hier behandelten charakteristischen Gleichungen laufen.

Mit den folgenden Abschnitten soll die Anwendbarkeit und Praxistauglichkeit der entwickelten Berechnungsmethode für die Regelung von Absorptionskälteanlagen dargestellt werden. Nach einer kurzen Beschreibung der hydraulischen Einbindung sowie der vorhandenen Messdatenerfassung bei den Absorptionskälteanlagen im BKSP erfolgt eine ausführliche Erläuterung zum realisierten Entwicklungsstand der CE-Regelung. Im Anschluss daran werden Messdaten von sechs aufeinander folgenden Betriebstagen in Bezug auf die CE-Regelung zur Sicherstellung der Heißwasserauskühlung ausgewertet und diskutiert.

5.2.1 Hydraulische Einbindung und Datenerfassung

In Bild 5.8 ist die hydraulische Einbindung der beiden Absorptionskälteanlagen im BKSP zusammen mit der externen Aktorik für die Anlagenregelung und der Sensorik zur Leistungsdatenerfassung schematisch dargestellt.

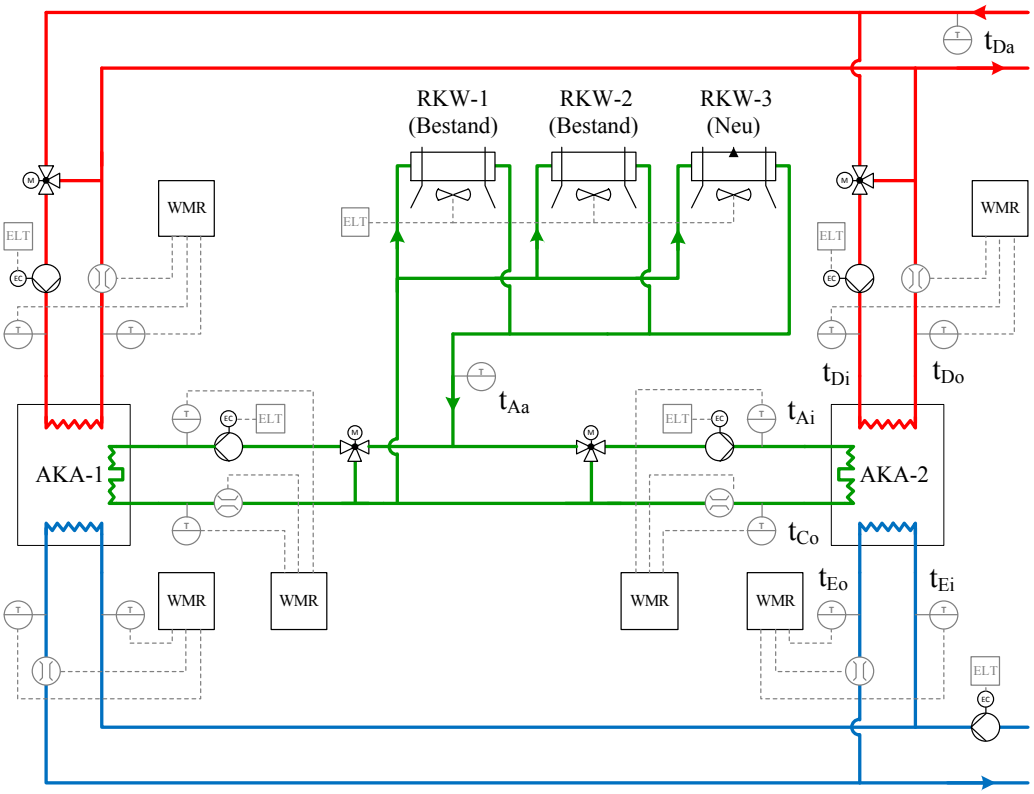


Bild 5.8: Hydraulische Einbindung der AKA im Berliner Krankenhaus Spandau mit Darstellung der Sensoren zur Leistungsdatenerfassung.

Die Absorptionskälteanlagen werden durch Abwärme aus drei MHKW-Modulen (in Bild 5.8 nicht dargestellt) mit einer elektrischen Leistung von jeweils ca. 400 $\mathrm{kW_{el}}$ angetrieben und speisen die produzierte Kältemenge in ein verzweigtes Kaltwassernetz des Krankenhauses mit weiteren Kälteerzeugern ein. Beide Absorptionskälteanlagen verfügen über eine gemeinsame, regelbare Kaltwasserpumpe. Zur Abfuhr der Abwärmeleistung von insgesamt ca. 440 kW an die Umgebung wurden zwei vorhandene Rückkühler (die vor der AKA-Ergänzung als Notkühler für die MHKWs genutzt wurden) durch einen dritten, baugleichen Trockenkühler ergänzt. Im Kühlwasserkreis befindet sich ein Wasser-Glykol-Gemisch als Wärmeträger. Die Kühlwasserpumpen der beiden AKA sind ebenso wie die Heißwasserpumpen stufenlos regelbar. Die Antriebswärme steht auf einem Temperaturniveau von bis zu 90 °C zur Verfügung und das Heißwasser soll mindestens auf eine Temperatur von t_{Do}^{set} = 70 ° C abgekühlt werden, um eine Notabschaltung der MHKWs zu vermeiden. Im Weiteren wird nur noch die Anlage AKA-2 behandelt.

5.2.2 Entwicklungsstand der CE-Regelung

Bei der betrachteten Absorptionskälteanlage handelt es sich um eine Weiterentwicklung der Anlage FA2 bzw. FM050v0.3 zum Typ FM160v2.1 (siehe [Petersen et al., 2013b]). Die Wärmedurchlässigkeiten Y_X dieses Anlagentyps wurden von Schwarz [2013] für eine Vorgängerversion (Typ FM160v1.4) ermittelt. Aufgrund der geringen Unterschiede zwischen FM160v1.4 und FM160v2.1 in Bezug auf die Größe der Wärmeübertrager werden diese Werte auch im PLC-Programm bei BKSP verwendet. Die Nennlastdaten der Anlage sind in Tabelle 2.7, S. 44 aufgeführt.
Die Auswertung der Betriebsdaten vom UBA Dessau im vorangegangenen Abschnitt hat gezeigt, dass es bei ungeeigneten charakteristischen Parametern zu einer nennenswerten Regelabweichung $\Delta t_{Eo} = t_{Eo}^{set} - t_{Eo}$ kommen kann, die auch über einen längeren Betriebszeitraum nicht verringert wird. Diese Problematik einer bleibenden Regelabweichung besteht grundsätzlich auch bei Verwendung der erweiterten charakteristischen Gleichungen (4.3) und (4.4) in den Regelstrategien und gilt selbst bei Nachführung der Geometrieparameter sowie der internen und externen Volumenströme. Denn auch diese Strategien stellen im regelungstechnischen Sinne eine reine Steuerung dar, bei der keine Beeinflussung der Eingangsgrößen (t_{Di} bzw. t_{Ai}) durch die Ausgangsgrößen (t_{Eo} bzw. t_{Do}) erfolgt, mit deren Hilfe die Regelabweichung vermindert werden könnte. Daher wurde eine Erweiterung der bisher behandelten Steuerung zu einer *Regelung mit Vorsteuerung* [Lunze, 2010] vorgenommen. Bild 5.9 veranschaulicht hierzu den Regelkreis und die im PLC-Programm vorhandenen Bausteine (Unterprogramme). Sämtliche Größen für die beiden Regelorgane (d.h. Heiß- und Kühlwasserventil) sind darin mit dem zusammenfassenden Index $X = D, A$ angegeben.

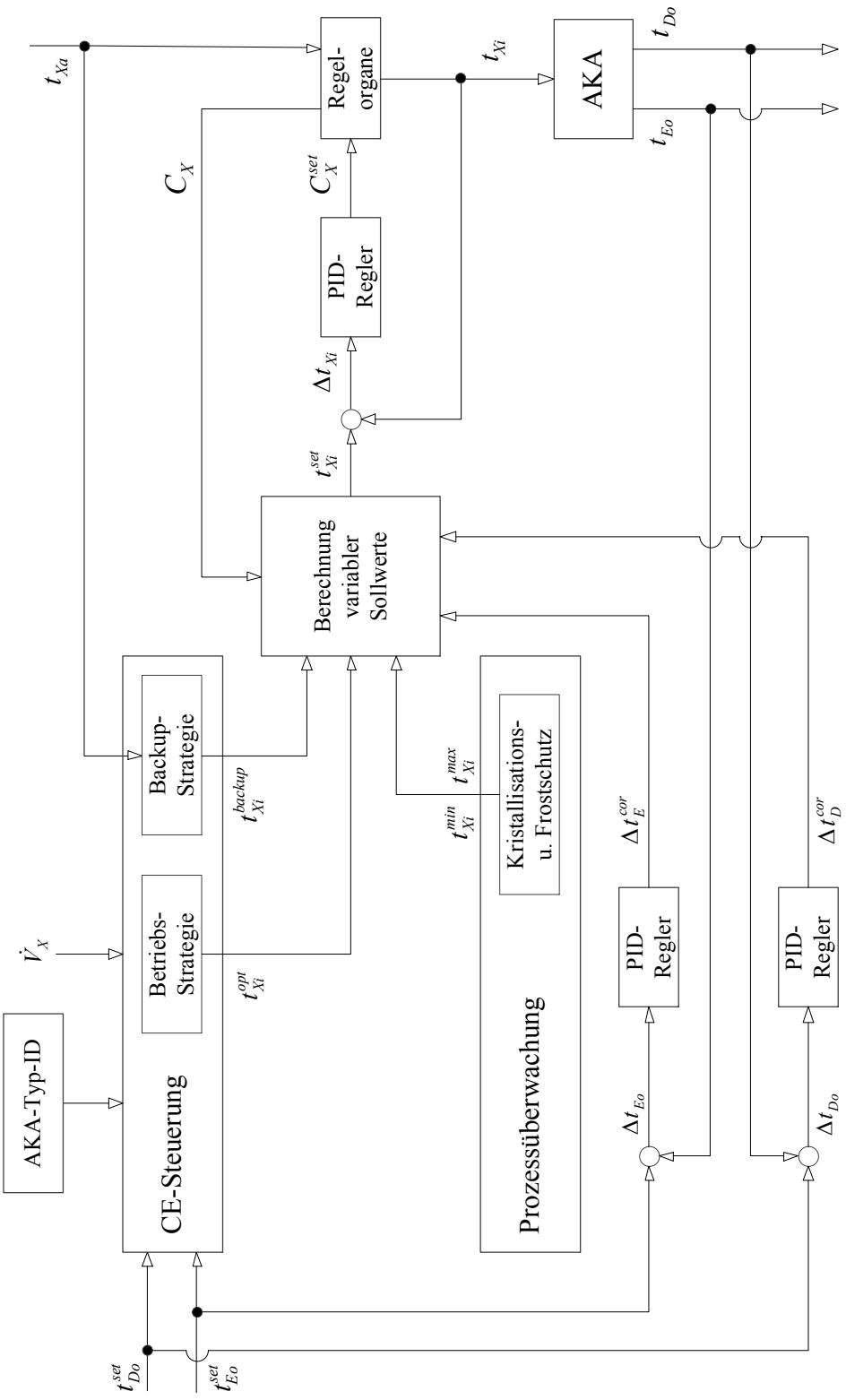


Bild 5.9: Schematische Darstellung des Regelkreises zur Regelung von Absorptionskälteanlagen mit Vorsteuerung auf Basis charakteristischer Gleichungen.

Über den Baustein `AKA-Typ-ID` (Bild 5.9 oben links) werden die Wärmedurchlässigkeiten und Volumenströme unter Auslegungsbedingungen bereitgestellt. Mit diesen Werten erfolgt im PLC-Baustein `CE-Steuerung` die Berechnung der charakteristischen Koeffizienten K_N unter Berücksichtigung der realen Volumenströme $\dot{V}_X$, so dass in Abhängigkeit von der eingestellten Regelstrategie mit wirtschaftlicher, technischer oder thermodynamischer Zielstellung die optimalen Sollwerte t_{Di}^{opt}, t_{Ai}^{opt} berechnet werden können. Mit den gleichen K_N werden zu den verfügbaren Temperaturen t_{Da}, t_{Aa} die Sollwerte t_{Di}^{backup}, t_{Ai}^{backup} entsprechend der gewählten Backup-Strategie berechnet. Unter Beachtung der maximal und minimal zulässigen Betriebstemperaturen t_{Di}^{min}, t_{Di}^{max}, t_{Ai}^{min}, t_{Ai}^{max} aus dem Baustein `Prozessüberwachung` werden daraus die variablen Sollwerte t_{Di}^{set}, t_{Ai}^{set} für das Heiß- und Kühlwasserregelventil ermittelt. Über diese Regelorgane – deren Stellgrößen C_D^{set}, C_A^{set} sich aus PID-Reglern über die Regelabweichungen Δt_{Di}, Δt_{Ai} ergeben – werden schließlich die realen Eintrittstemperaturen t_{Di}, t_{Ai} eingestellt.
Zur verbesserten Einhaltung der Sollwerte t_{Eo}^{set} und t_{Do}^{set} werden durch Rückführung der Ausgangsgrößen des Regelkreises (d.h. der Austrittstemperaturen t_{Eo} und t_{Do}) aus den resultierenden Regelabweichungen Δt_{Eo} und Δt_{Do} die Stellgrößen Δt_E^{cor} und Δt_D^{cor} mit Hilfe von zwei weiteren PID-Reglern berechnet. Diese Stellgrößen bzw. bewerteten Regelabweichungen werden im Weiteren auch als *Korrekturterme* bezeichnet, da mit ihnen die optimalen Sollwerte für Heiß- und Kühlwasser bzw. die Sollwerte aus den Backup-Strategien korrigiert werden. Die tatsächlichen Sollwerte für die Regelventile ergeben sich daher im Programmbaustein `Berechnung variabler Sollwerte` als Funktionen:

$$t_{Ai}^{set} = f_1(t_{Ai}^{opt}, t_{Ai}^{backup}, \Delta t_D^{cor}, \Delta t_E^{cor}) \tag{5.10}$$

$$t_{Di}^{set} = f_2(t_{Di}^{opt}, t_{Di}^{backup}, \Delta t_D^{cor}, \Delta t_E^{cor}) \; . \tag{5.11}$$

Dabei sind die Funktionen f_1 und f_2 abhängig von den Backup-Strategien und/oder den tatsächlichen Ventilpositionen C_D, C_A, denn bei voll geöffnetem Heiß- bzw. Kühlwasserventil kann durch den betroffenen Kreis keine Backup-Funktion mehr realisiert werden.
In Ergänzung zu den Herleitungen in Kapitel 3.3 und 4.1 sind damit folgende Punkte für die realisierte CE-Regelung bei BKSP festzuhalten:

1. Sämtliche Regelstrategien sind als Regelung mit Vorsteuerung über charakteristische Gleichungen ausgeführt. Durch die Korrekturterme Δt_D^{cor} und Δt_E^{cor} können die Abweichungen des realen Betriebsverhaltens gegenüber dem postulierten Verhalten der charakteristischen Gleichungen (4.3) und (4.4), S. 272 ausgeglichen werden.

2. Die charakteristischen Koeffizienten K_N werden über die Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0}$ aus den analytischen Gleichungen in Abschnitt 3.3.5 ermittelt. Veränderungen der externen Volumenströme werden durch kontinuierlich berechnete Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X berücksichtigt. Diese Nachführung ist grundsätzlich auch für den Lösungsvolumenstrom möglich (d.h. $X = S$). Da für diesen jedoch im Normalfall kein Durchflussmessgerät vorhanden ist, wird der Nenn- bzw. Auslegungswert $\dot{V}_S = \dot{V}_{S,0} = \dot{V}_{S,d}$ zur Berechnung der K_N verwendet. Abweichungen von $\dot{V}_S$ gegenüber dem Auslegungswert $\dot{V}_{S,0}$ werden durch die Korrekturterme Δt_D^{cor} und Δt_E^{cor} abgefangen.

3. Die Anwendung des Zwei-Schritt-Verfahrens zur Nachführung der Geometrieparameter in den charakteristischen Koeffizienten K_N ist bei BKSP noch nicht möglich. Die daraus resultierenden Ungenauigkeiten müssen ebenfalls durch die Korrekturterme ausgeglichen werden.

4. Im PLC-Programm sind alle in Abschnitt 4.4 beschriebenen Backup-Strategien umgesetzt. Die Aktivierung bzw. Auswahl der jeweiligen Strategie kann für jede Anlage separat eingestellt und im laufenden Betrieb geändert werden.

5.2.3 Auswertung der Messdaten zur Anlage

In Bild 5.10 sind die Messdaten zur Regelung der AKA-2 im BKSP für einen Betriebszeitraum von sechs Tagen im September 2014 dargestellt. Im oberen Diagramm sind die Temperatursollwerte der CE-Regelung als gestrichelte Linien sowie die tatsächlichen, gemessenen Betriebstemperaturen als durchgezogenen Linien aufgetragen. Im mittleren Diagramm ist die geforderte sowie die gemessene Kälteleistung zusammen mit der Antriebsleistung gezeigt. Im unteren Diagramm sind die im PLC-Programm mit konstanten Geometrieparametern berechneten charakteristischen Koeffizienten sowie die normierten externen Volumenströme $\gamma_X = \frac{\dot{V}_X}{\dot{V}_{X,0}}$ dargestellt. Mit Hilfe von Bild 5.10 werden zunächst allgemeine Erläuterungen zum Betriebsverhalten der AKA (mit Anreicherung von Sorbens im Verdampfersumpf und ungewünschten Betriebsunterbrechungen) gegeben. Anschließend erfolgt die Auswertung zur Regelung anhand von drei ausgewählten Betriebsphasen. Aus Übersichtlichkeitsgründen sind alle Messwerte über 10 Minuten geglättet.
Während der dargestellten sechs Tage sinkt die mittlere Außenlufttemperatur von 19 °C auf 17 °C . Die täglich gemittelte Kälteleistung liegt zwischen 63 kW und 35 kW und die tägliche Spannweite der Außenlufttemperatur beträgt zwischen 12 K und 8 K. Da die gemessene Lufttemperatur durch zeitweise Bestrahlung des Sensors verfälscht wird, wurde sie mit Hilfe von stündlichen Messwerten des Deutschen Wetterdienstes der Station Berlin-Tegel korrigiert [DWD, 2014]. In Bild 5.10 ist der korrigierte Wert als t_U dargestellt.

Der Sollwert für die Heißwasseraustrittstemperatur beträgt durchgehend t_{Do}^{set} = 68 °C und der Kaltwassersollwert t_{Eo}^{set} = 6 °C. Als Backup-Strategie ist die Kombination aus BU-A-2 und BU-D-1 im PLC-Programm eingestellt (siehe Abschnitt 4.4.4). Bei nicht ausreichend tiefer Kühlwassertemperatur (d.h. $t_{Aa} > t_{Ai}^{opt}$) wird mit BU-A-2 der Einhaltung der Heißwasserauskühlung eine höhere Bedeutung beigemessen als der Deckung des Lastfalls[7]. Durch die MHKWs wird dagegen während der gesamten Betriebszeit für alle Lastzustände eine ausreichend hohe Antriebstemperatur zur Verfügung gestellt (d.h. $t_{Da} \approx 90$ °C > t_{Di}^{opt}), so dass zur Strategie BU-D-1 keine Daten vorliegen.
In der dargestellten Probebetriebsphase der Anlage kam es zu einer kontinuierlichen Anreicherung von Sorbens im Verdampfersumpf. Deswegen musste dieser in mehr oder weniger regelmäßigen Abständen gespült werden. Beginn und Dauer der Spülvorgänge sind in Tabelle 5.3, links zusammengefasst. Durch die mit dem Spülvorgang einhergehende starke Verdünnung und Abkühlung der kältemittelreichen Lösung kommt es zu einem deutlichen Anstieg der Antriebsleistung bzw. Abfall der Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do} (siehe Kennzeichnung mit (1) in Bild 5.10). Darüber hinaus geht die Kälteleistung zurück, weil die Leistungsfähigkeit des Absorbers bis zum Erreichen der vorherigen Lösungskonzentration reduziert ist. Außerdem kommt es in den sechs Tagen zu vier kurzzeitigen Betriebsunterbrechungen wegen ausbleibender Volumenstromsignale von den Durchflussmessgeräten (die auch als Strömungswächter verwendet werden) bzw. wegen kurzzeitiger Überschreitung der maximal zulässigen Heißwassertemperatur (siehe Tabelle 5.3, rechts). Diese Betriebsunterbrechungen sind in Bild 5.10 oben mit (2) gekennzeichnet aber durch die 10-Minuten-Glättung der dargestellten Werte kaum noch zu erkennen. Für die weiteren Betrachtungen, die sich auf die Regelstrategie und die mit (3) gekennzeichneten Regelabweichungen konzentrieren, sind sie – wie auch die Spülvorgänge – von untergeordneter Bedeutung.

Tabelle 5.3: Spülvorgänge und Betriebsunterbrechungen im untersuchten Zeitraum.

Spülvorgang			Betriebsunterbrechung		
Datum	Zeit	Dauer	Datum	Zeit	Dauer
15.09.2014	10:00	5 Min.	15.09.2014	ca. 12:00	5 Min.
17.09.2014	16:30	5 Min.	17.09.2014	ca. 20:30	10 Min.
18.09.2014	08:00	5 Min.	18.09.2014	ca. 18:30	5 Min.
19.09.2014	10:00	15 Min.	20.09.2014	ca. 12:30	5 Min.

[7] Im BKSP ist zu den Verdampfern der AKA ein Eisspeicher in Reihe geschaltet, durch den die fehlende Kälteleistung gedeckt werden kann.

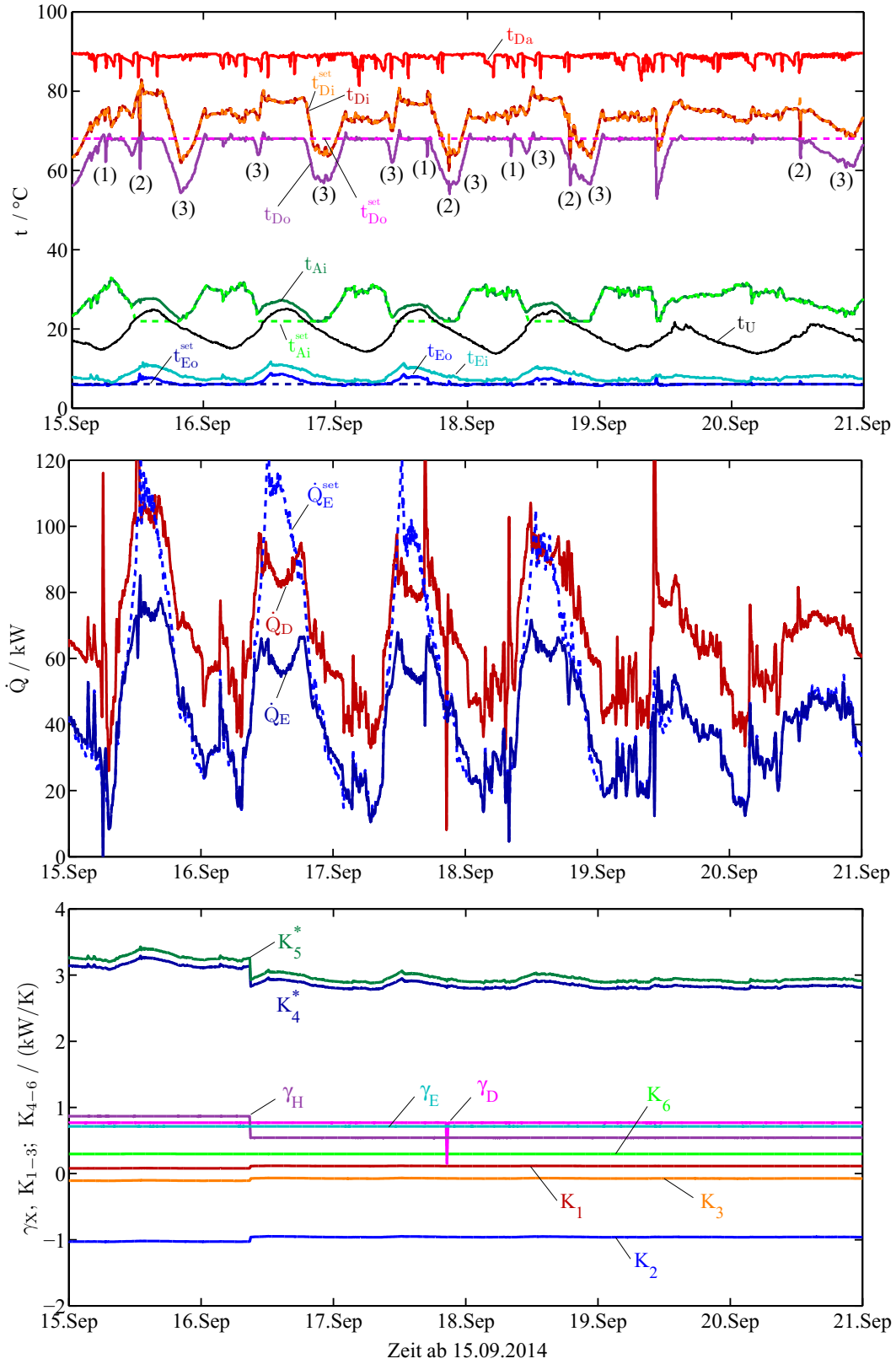


Bild 5.10: Betriebsdaten und charakteristische Koeffizienten für eine sechstägige Betriebsperiode der AKA-2 bei BKSP.

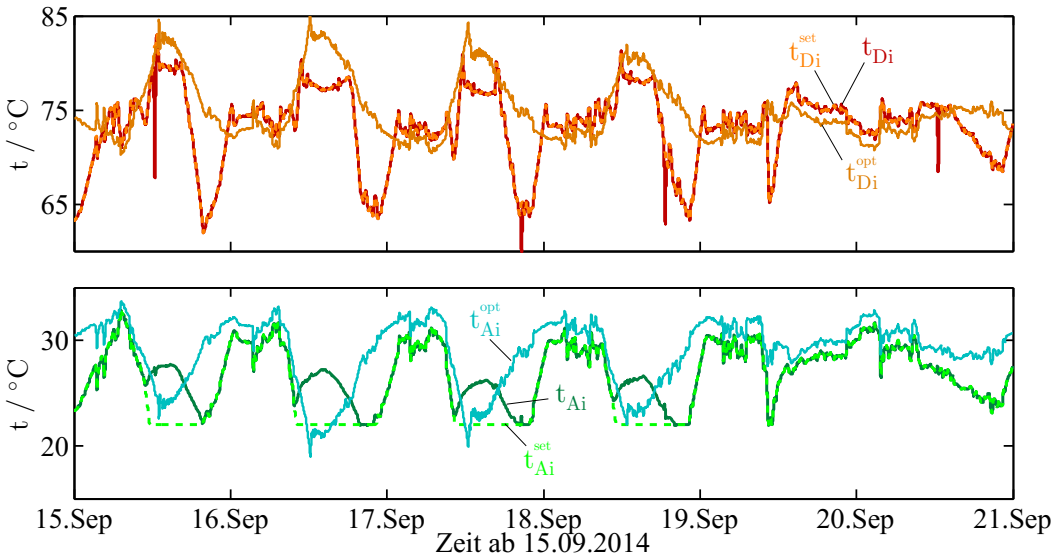


Bild 5.11: Optimale und tatsächliche Sollwerte der CE-Regelung.

In Bild 5.11 sind ergänzend zu den Messdaten in Bild 5.10 die optimalen Sollwerte t_{Xi}^{opt} der Regelstrategie den tatsächlichen Sollwerten t_{Xi}^{set} und den gemessenen Temperaturen t_{Xi} gegenübergestellt. Sowohl im Heiß- als auch im Kühlwasser sind die berechneten variablen Sollwerte zeitweise höher und zeitweise niedriger als die optimalen Sollwerte. Die gemessene Heißwassertemperatur liegt dagegen durchgehend dicht beim Sollwert, so dass kaum ein Unterschied zwischen t_{Di}^{set} (gestrichelte Linie) und t_{Di} (durchgezogene Linie) zu erkennen ist. Dies gilt auch für das Kühlwasser (mit Ausnahme der ersten vier Tage bei hoher Außenlufttemperatur). Die in Bild 5.10 oben erkennbaren Regelabweichungen zwischen den Soll- und Ist-Werten t_{Xo}^{set} bzw. t_{Xo} mit $X = E, D$ resultieren aus verschiedenen Gründen, die auch zeitgleich vorhanden sein können:

- Auswirkung der Backup-Strategie, weil die Versorgungstemperaturen t_{Da}, t_{Aa} nicht ausreichen für die optimalen Sollwerte t_{Di}^{opt}, t_{Ai}^{opt}.
- Auswirkung der Korrekturterme Δt_E^{cor}, Δt_D^{cor}, weil das reale Teillastverhalten der AKA anders ist als erwartet.
- Auswirkung der Grenzwerte t_{Di}^{max}, t_{Ai}^{min}, weil ansonsten die Betriebssicherheit gefährdet wäre.

Dies soll nachfolgend anhand einzelner Tage detaillierter diskutiert werden. Auf den Unterschied zwischen t_{Xi}^{set} und t_{Xi} (d.h. auf die Auswirkung der Regelgüte beim Heiß- und Kühlwasserventil) wird dabei nicht näher eingegangen, da dieser vernachlässigbar klein ist gegenüber den anderen Differenzen.

5.2.4 Diskussion zur Sicherung der Heißwasserauskühlung

Der sechstägige Betriebszeitraum kann in drei Phasen unterteilt werden:

Phase 1 mit zeitweiser Lastunterdeckung bei hohem Kühlwasservolumenstrom

Phase 2 mit zeitweiser Lastunterdeckung bei geringem Kühlwasservolumenstrom

Phase 3 mit vollständiger Lastdeckung bei geringem Kühlwasservolumenstrom

5.2.4.1 Umstellung des Kühlwasservolumenstroms

In Bild 5.12 sind Messdaten vom 16.09.2014 zum Wechsel zwischen Phase 1 und 2 dargestellt. Die mittlere Umgebungstemperatur an diesem Tag beträgt t_U = 20 °C mit Minimal- und Maximalwerten von 15 °C bzw. 25 °C. Desorber- und Absorbereintrittstemperatur werden durch die CE-Regelung kontinuierlich in einem Bereich zwischen 60 °C < t_{Di} < 80 °C bzw. 22 °C < t_{Ai} < 33 °C geregelt. Dadurch wird die Heißwasserauskühlung so eingestellt, dass der Sollwert t_{Do}^{set} nur kurzzeitig und um maximal 1,7 K überschritten wird. Die mögliche Unterschreitung des Sollwertes (siehe Kennzeichnungen (3) in Bild 5.10 und 5.12) ist dagegen grundsätzlich konform zur gewählten Backup-Strategie BU-D-2. Bei dieser ist eine positive Regelabweichung $\Delta t_{Do} = t_{Do}^{set} - t_{Do}$ zulässig bzw. gewünscht, wenn durch Verwendung von $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{backup} < t_{Ai}^{opt}$ und deswegen $t_{Do} < t_{Do}^{set}$ der Lastfall gedeckt werden kann, denn die Regelabweichung $\Delta t_{Do} > 0$ ist durch eine Rücklaufbeimischung am MHKW kompensierbar.
Aus der nachfolgenden Diskussion (zuerst zu den Regelabweichungen im Heißwasser und anschließend im Kaltwasser) wird jedoch deutlich, das ein Teil der Abweichungen durch weitere Verbesserung des CE-Reglers vermeidbar wäre.
Um ca. 8:30 Uhr wurde der Kühlwasservolumenstrom von 40 $\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{h}}$ auf 25 $\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{h}}$ reduziert. Der normierte Volumenstrom $\gamma_H = \frac{\dot{V}_H}{\dot{V}_{H,0}}$ (siehe Bild 5.10 unten) beträgt damit nur noch 54% des Nennwertes. Heiß- und Kaltwasservolumenstrom sind konstant[8] und unterscheiden sich weniger von den Nennvolumenströmen ($\gamma_D \approx$ 0,8 und $\gamma_E \approx$ 0,7). Die Auswirkung der Kühlwasserumstellung auf die charakteristischen Koeffizienten ist im Bild 5.10 unten an dem Sprung in K_4^* und K_5^* zu erkennen. Durch die reduzierte Strömungsgeschwindigkeit verringern sich die Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = Y_{X,0} \cdot \psi_X$ (mit $X = A, C$) gegenüber den Nennwerten, so dass die Steigungsparameter K_4^* und K_5^* um ca. 10% niedriger berechnet werden. Auf den Steigungsparameter K_6 sowie die effektiven Koeffizienten K_{1-3} hat die Umstellung

[8] Ursache für den kurzzeitig verringerten Heißwasservolumenstrom bzw. $\gamma_D = \frac{\dot{V}_D}{\dot{V}_{D,0}}$ am 17. Sep. um ca. 20:30 Uhr ist auf die zuvor erwähnten Probleme bei der Messdatenerfassung zurückzuführen, die auch zu einer kurzen Betriebsunterbrechung geführt haben (siehe Tabelle 5.3). Die kurzzeitig fehlenden Volumenstromsignale (d.h. $\dot{V}_D$ = 0,0 $\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{h}}$) stellen sich wegen der 10-Minuten-Glättung nur als kurzzeitiger Rückgang auf Werte $\gamma_D \approx$ 0,1 dar.

dagegen kaum eine Auswirkung. Der Wiederanstieg von K_4^* und K_5^* kurz nach der Umstellung ist auf eine Nachführung der inneren Wärmeübergangskoeffizienten im CE-Regler bei steigender Verdampfertemperatur zurückzuführen. Auf diese wird hier nicht näher eingegangen, da der Effekt gering ist.
Vor Umstellung des Kühlwasservolumenstroms werden beide Sollwerte t_{Do}^{set} und t_{Eo}^{set} eingehalten und die Last vollständig gedeckt (s. Bild 5.12 u. 5.13). Dies gelingt durch die Korrekturterme Δt_D^{cor} und Δt_E^{cor}, mit deren Hilfe eine höhere Antriebstemperatur $t_{Di}^{set} > t_{Di}^{opt}$ und niedrigere Kühlwassertemperatur $t_{Ai}^{set} < t_{Ai}^{opt}$ berechnet wird, so dass die reale Leistungscharakteristik mit tatsächlich anderen Koeffizienten $K_N^{real} \neq K_N$ (z.B. wegen verändertem Lösungsvolumenstrom $\dot{V}_S^{real} \neq \dot{V}_{S,0}$ oder der Anreicherung von Sorbens im Verdampfersumpf) ausgeglichen wird.

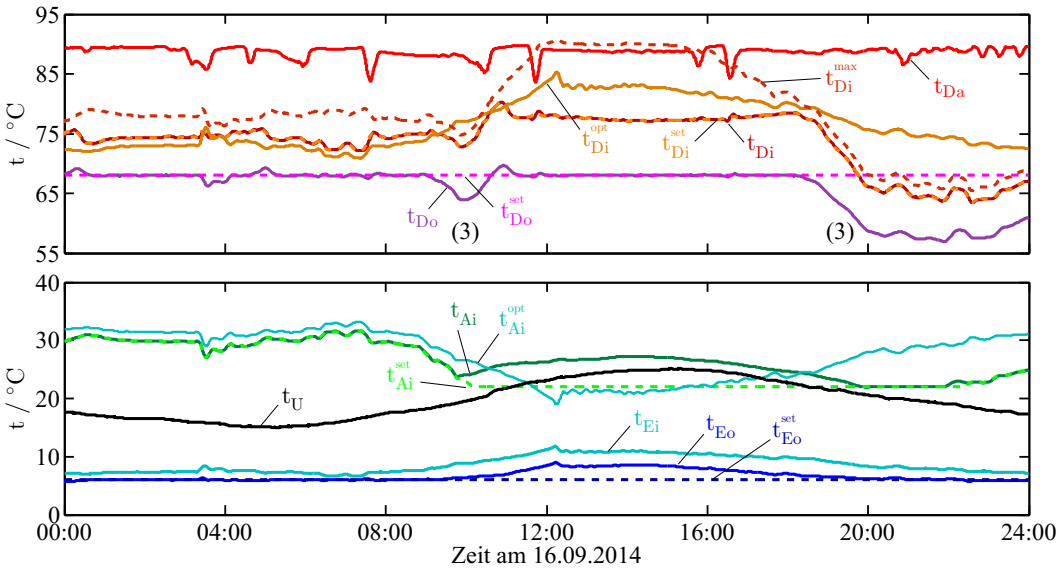


Bild 5.12: Temperatursollwerte der CE-Regelung (dünne und gestrichelte Linien) sowie gemessenen Betriebstemperaturen (durchgezogenen Linien).

Annähernd zeitgleich zur Umstellung von $\dot{V}_H$ kommt es zu einem Anstieg der geforderten Kälteleistung (siehe $\dot{Q}_E^{set}$ in Bild 5.13 oben), so dass die notwendige Kühlwassertemperatur t_{Ai}^{opt} zur Deckung des Lastfalls zusätzlich zum Ausgleich der $\dot{V}_H$-Reduktion fällt. Bei noch ausreichend tiefer Umgebungstemperatur kann der daraus resultierende Sollwert $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{opt} - \Delta t_E^{cor}$ bis etwa 9 Uhr eingehalten werden (d.h. $t_{Ai} \approx t_{Ai}^{set}$ in Bild 5.12 unten). Allerdings kommt es wegen einer Fehleinschätzung zur Leistungsfähigkeit der AKA im Programmbaustein `Prozeßüberwachung` (Bild 5.9) zu einer unnötigen Begrenzung der zulässigen Antriebstemperatur (d.h. $t_{Di}^{max} < t_{Di}^{opt}$ in Bild 5.12 oben), so dass trotz steigendem Leistungsbedarf der Sollwert $t_{Di}^{set} = MIN(t_{Di}^{opt}, t_{Di}^{max})$ und damit auch t_{Di} sinkt. Die aus der Antriebstemperatur-

begrenzung resultierenden Regelabweichungen $\Delta t_{Do} = t_{Do}^{set} - t_{Do} > 0$ treten am Abend deutlicher hervor. Diese Regelabweichungen ergeben sich damit unabhängig von der Änderung im Kühlwasservolumenstrom und sind in Bild 5.10 und 5.12 mit (3) gekennzeichnet. Sie werden bei Diskussion der Phase 3 im folgenden Abschnitt detaillierter behandelt. Außerhalb der mit (3) gekennzeichneten Betriebsphasen wird der Sollwert für die Heißwasseraustrittstemperatur t_{Do}^{set} auf etwa $\pm$ 1 K eingehalten.

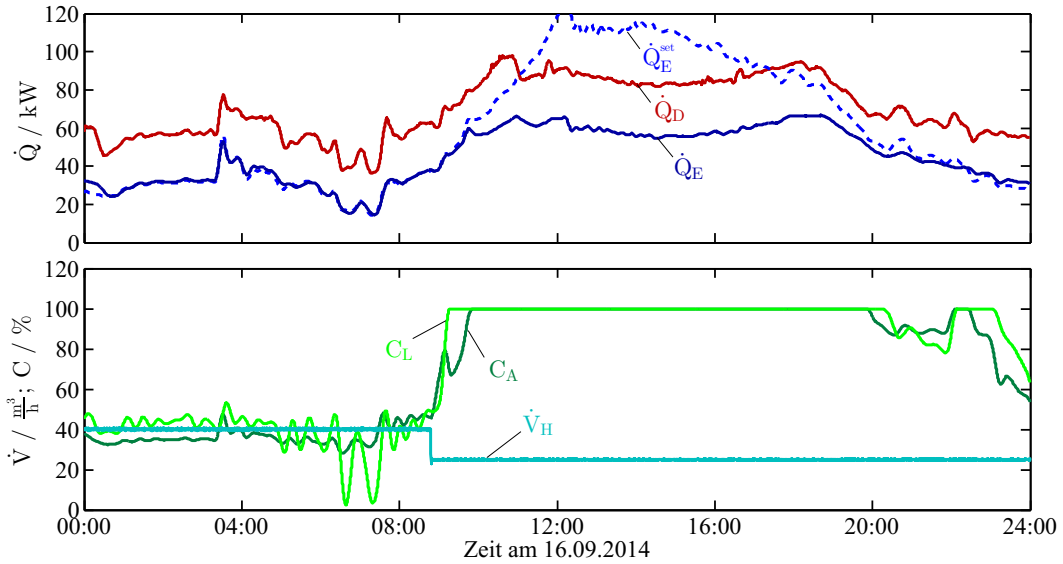


Bild 5.13: Leistungen und ergänzende Betriebsdaten zur CE-Regelung.

Die im Anschluss an die Umstellung im Kühlwasser auftretende Abweichung von t_{Eo}^{set} um bis zu 3 K, hat ihre Ursache ebenfalls nicht im geringeren Kühlwasservolumenstrom, sondern in den gestiegenen Werten von t_U und $\dot{Q}_E^{set}$ bzw. in der Priorisierung der Zielstellungen in der Regelstrategie. Zum Kältebedarf von über 60 kW wird ab ca. 10 Uhr eine Solltemperatur t_{Ai}^{set} berechnet, die zum einen durch den Korrekturterm Δt_E^{cor} um bis zu 4 K gegenüber dem optimalen Wert t_{Ai}^{opt} vermindert ist, aber zum anderen durch den Grenzwert t_{Ai}^{min} auf den minimal zulässigen Wert von 22 °C beschränkt wird (Bild 5.12 unten). Bei Umgebungstemperaturen von über 20 °C kann diese Kühlwassertemperatur trotz voll geöffnetem Regelventil (d.h. $C_A \approx 100\%$, siehe Bild 5.13, unten) und höchster Drehzahl der Ventilatoren (d.h. $C_L \approx 100\%$) durch die Trockenkühler nicht mehr zur Verfügung gestellt werden.
Zur Sicherstellung der Heißwasserauskühlung bzw. der Austrittstemperatur t_{Do} greift die Backup-Strategie BU-A-2 ein, die bei nicht ausreichend tiefer Kühlwassertemperatur eine höhere Priorität auf die Einhaltung von t_{Do}^{set} legt als auf die Einhaltung von t_{Eo}^{set}. Obwohl eine genügend hohe Antriebstemperatur $t_{Da} > t_{Di}^{opt}$ zur Lastdeckung verfügbar ist, regelt das Heißwasserventil die Temperatur t_{Di} auf

$t_{Di}^{set} = t_{Di}^{backup} < t_{Di}^{opt}$, um zu verhindern, dass t_{Do}^{set} überschritten wird. Die Kälteleistung wird dadurch zwar verringert, aber anderenfalls würde die Kälteanlage und das MHKW ganz abgeschaltet, da die Kühlung des MHKW nicht gewährleistet wäre.
In den Abendstunden sinkt die verfügbare Kühlwassertemperatur. Folglich sind bis ca. 18:30 Uhr auch wieder geringfügig höhere Antriebstemperaturen nutzbar; der Leistungsumsatz $\dot{Q}_D$, $\dot{Q}_E$ steigt und der Unterschied zwischen geforderter und erzeugter Kälteleistung verringert sich (Bild 5.13 oben). Der anschließende Rückgang von t_{Di} ist sowohl auf den weiter fallenden Bedarf $\dot{Q}_E^{set}$ als auch auf den (ungewollten) Effekt aus der Antriebstemperaturbegrenzung zurückzuführen. Gleichwohl kann diese Begrenzung aufgrund der inzwischen gesunkenen Umgebungstemperatur durch eine tiefer berechnete Kühlwassertemperatur ausgeglichen werden, so dass die notwendige charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^*$ für den Lastfall erreicht wird. Bild 5.12 unten verdeutlicht, dass der Sollwert t_{Eo}^{set} trotz reduziertem Kühlwasservolumenstrom ab ca. 20 Uhr (d.h. außerhalb der Backup-Periode) wieder genauso gut eingehalten wird, wie vor der Umstellung am Vormittag. Aus Bild 5.10 oben ist jedoch erkennbar, dass die Regelabweichung Δt_{Eo} innerhalb der Backup-Periode am 16. Sep. um etwa 1 K höher ausfällt als am Vortag. Dies ist eine Folge der geringeren Leistungsfähigkeit der AKA (siehe K_4^*, K_5^* in Bild 5.10, unten), die aus dem verminderten Kühlwasservolumenstrom resultiert [9].

5.2.4.2 Verknüpfung von Korrekturtermen und Grenzwerten

In Phase 3 sind der Kältebedarf und die Umgebungstemperatur niedriger als an den Vortagen, so dass die Versorgungstemperaturen t_{Aa} und t_{Da} zu jedem Zeitpunkt ausreichen, um die optimalen Sollwerte im Heiß- und Kühlwasser einstellen zu können. Die Regelung der Anlage erfolgt daher ohne Beeinflussung durch die Backup-Strategie und bei konstantem (aber reduziertem) Kühlwasservolumenstrom. Die zugehörigen Messdaten sind in Bild 5.14 und 5.15 dargestellt.
Am 19. Sep. um ca. 10 Uhr findet ein Spülvorgang statt, um angesammeltes Sorbens aus dem Kältemittelsumpf zu entfernen. Hierzu wird ein Großteil der Flüssigkeit aus dem Verdampfersumpf in den Absorbersumpf gepumpt. Die dabei stattfindende kurzzeitige starke Lösungsverdünnung führt zu einer hohen Leistungsaufnahme im Desorber bzw. zu der starken Unterschreitung von t_{Do}^{set} (Kennzeichnung (1) in Bild 5.14 oben). Wegen der eingeschränkten Leistungsfähigkeit der AKA in dieser Zeit wird t_{Ai}^{set} über die große Regelabweichung Δt_{Eo} und den daraus resultierenden Korrekturterm Δt_E^{cor} entsprechend stark vermindert (Bild 5.15 unten).

[9] Zielstellung der $\dot{V}_H$-Reduktion war es, durch verringerten Pumpstrom bzw. höhere Spreizung im Kühlwasser und damit verbundener größerer max. Temperaturdifferenz $\Delta T_{max,RKW} = t_{Co} - t_U$ den Elektroenergiebedarf bei der therm. Kälteerzeugung zu vermindern. Die Auswertungen dazu sind Teil des FAkS-Projektes. Hier soll lediglich dargestellt werden, dass mit der CE-Regelung die technischen Voraussetzungen zur Bearbeitung derartiger Fragestellungen erfüllt sind.

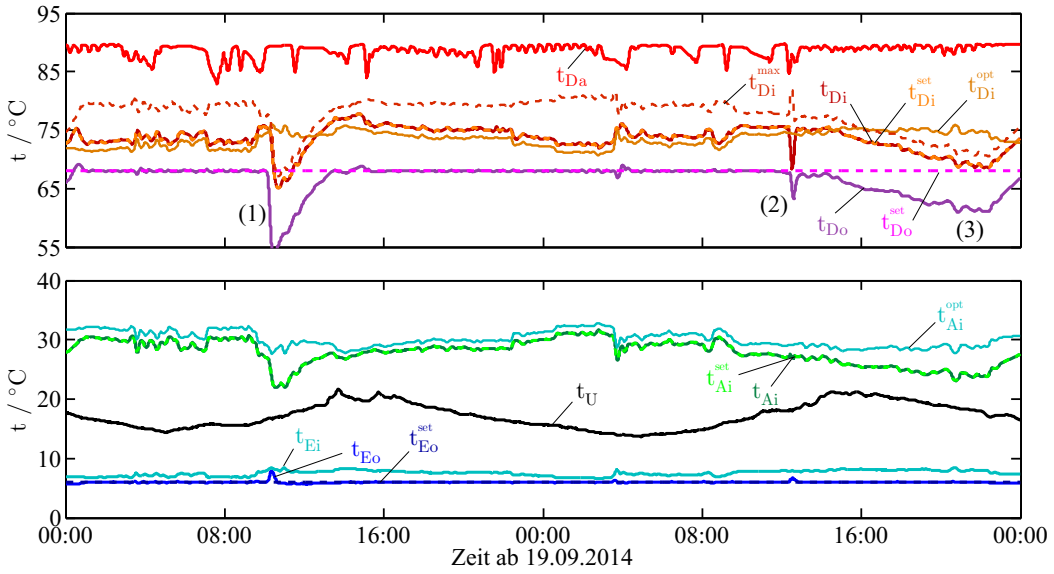


Bild 5.14: Temperatursollwerte der CE-Regelung (dünne und gestrichelte Linien) und gemessenen Betriebstemperaturen (durchgezogenen Linien).

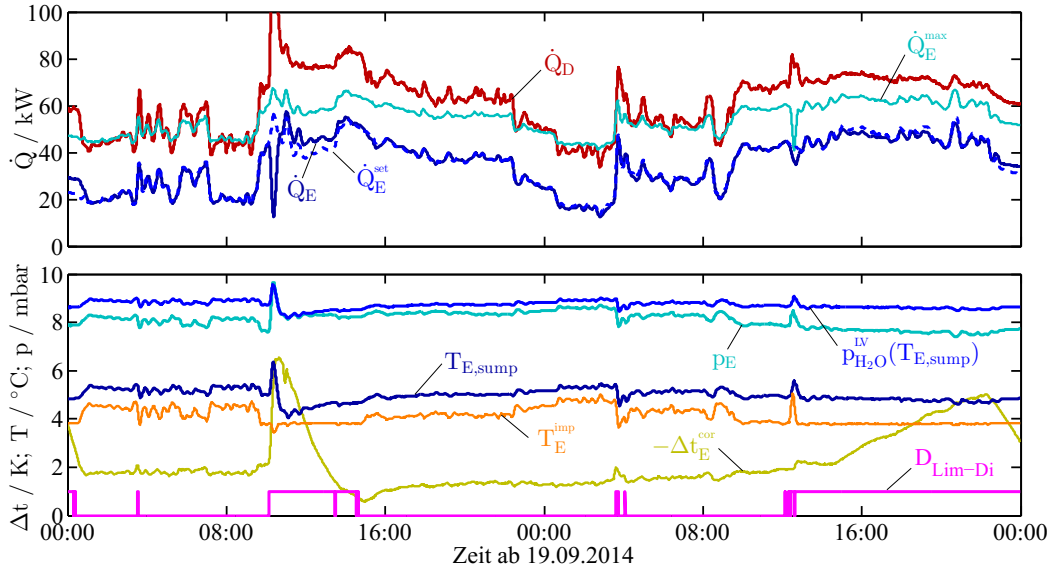


Bild 5.15: Leistungen und ergänzende Betriebsdaten zur CE-Regelung.

Die Spülvorgänge wurden in der betrachteten Betriebsphase manuell eingeleitet. Bei automatischer Aktivierung über das PLC-Programm wären die PID-Regler für die Korrekturterme auf Pause geschaltet worden, so dass z.B. Δt_E^{cor} während des Spülvorgangs konstant geblieben wäre und sich anschließend langsam an die veränderte Leistungscharakteristik der Anlage angepasst hätte. Diese Verbesserung

des PLC-Programms ist inzwischen realisiert. Am 19. Sep. führte das 'Weglaufen' des Korrekturterms jedoch dazu, dass auch nach dem Spülvorgang die Kühlwassertemperatur über Δt_E^{cor} (unnötig) verringert wurde, so dass die tatsächlich erzeugte Kälteleistung $\dot{Q}_E$ größer war als der Sollwert $\dot{Q}_E^{set}$ (Bild 5.15 oben).
Im Anschluss an den nächtlichen Lastrückgang kommt es am 20. Sep. um ca. 4 Uhr zu einem steilen Anstieg des Kältebedarfs von ca. 20 kW auf über 40 kW in weniger als 15 Minuten. Wegen der kurzen Reaktionszeiten bei der CE-Regelung mit Vorsteuerung kann dieser Lastsprung von den beiden gleichzeitig berechneten Sollwerten $t_{Di}^{set} = t_{Di}^{opt}$ und $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{opt}$ ohne nennenswerte Abweichungen von den drei Zielstellungen abgefahren werden.
Etwa zwei bis drei Stunden nach der kurzzeitigen Betriebsunterbrechung um ca. 12:30 Uhr (siehe (2) in Bild 5.14 oben) kommt es dann – wie schon am Ende des 16. Sep. ohne vorherige Betriebsunterbrechung (siehe Bild 5.12) – zu einem Absinken von t_{Di}, weil der Sollwert t_{Di}^{set} durch t_{Di}^{max} zur Frostverhinderung begrenzt wird. Diese – tatsächlich nicht notwendige sondern auf den damaligen Entwicklungsstand des CE-Reglers zurückzuführende – Begrenzung ergibt sich aus der minimal zulässigen Verdampfungstemperatur T_E^{min}, die im PLC-Programm zur Sicherheit vor Eisbildung auf 3,5 °C festgelegt ist. Zusammen mit der gemessenen Eintrittstemperatur t_{Ei} und dem Volumenstrom $\dot{V}_E$ ist durch die Wärmeübertragungsgleichung eine unter diesen Bedingungen maximal zulässige Verdampferleistung festgelegt:

$$\dot{Q}_E^{max} = \dot{V}_E \cdot c_{p,E} \cdot \rho_E \cdot P_E \cdot (t_{Ei} - T_E^{min}) \; . \tag{5.12}$$

Über die charakteristische Gleichung (3.155) wird aus $\dot{Q}_E^{max}$ und der ebenfalls gemessenen Kühlwassertemperatur t_{Ai} im Baustein `Prozessüberwachung` die maximal zulässige Antriebstemperatur berechnet.

$$t_{Di}^{max} = \frac{1}{1 - K_1} \cdot \left(\frac{\dot{Q}_E^{max}}{K_4} + t_{Ai} \cdot (1 - K_2) - t_{Ei} \cdot (1 - K_3) \right) \tag{5.13}$$

Diese wird im PLC-Baustein `Berechnung variabler Sollwerte` (siehe Bild 5.9) für die Begrenzung auf betriebssichere Werte $t_{Di}^{set} < t_{Di}^{max}$, $t_{Ai}^{set} > t_{Ai}^{min}$ genutzt. Der Verlauf der Werte t_{Di}^{max} und $\dot{Q}_E^{max}$ ist im oberen Diagramm von Bild 5.12 bzw. Bild 5.15 dargestellt. Mit Hilfe der logischen Variable D_{Lim-Di} in Bild 5.15 unten ist erkennbar, in welchen Zeiträumen eine Begrenzung der Antriebstemperatur vorlag. Außerdem sind interne Prozessdaten aufgeführt, mit deren Hilfe nachfolgend die Wechselwirkungen zwischen dem Korrekturterm $\Delta t_E^{cor} < 0$ (über den u.a. die Ansammlung von Sorbens im Verdampfer kompensiert wird) und dem Grenzwert t_{Di}^{max} zur Frostverhinderung erläutert werden sollen.

Als Indikator für die Ansammlung von Sorbens im Verdampfersumpf kann die Druckdifferenz zwischen dem gemessenen Druck p_E und dem Phasengleichgewichtsdruck $p_{H_2O}^{LV}$ für reines Kältemittel (Wasser) bei der gemessenen Sumpftemperatur $T_{E,sump}$ herangezogen werden. Im Falle eines verunreinigten Kältemittels ist der gemessene Dampfdruck über der Flüssigkeit (d.h. einer stark verdünnten $H_2O/LiBr$-Lösung) wegen der Dampfdruckerniedrigung geringer als der Phasengleichgewichtsdruck des reinen Kältemittels zur Flüssigkeitstemperatur $T_{E,sump}$ (siehe Bild 5.15, unten). Nach dem Spülvorgang am Vormittag des 19. Sep. sind beide Drücke in etwa gleich, da sich kaum noch Sorbens im Verdampfersumpf befindet. Im Laufe der nachfolgenden Betriebszeit steigt der Druckunterschied auf ca. 1 mbar an.
Aus der zunehmenden Verunreinigung des Kältemittels und der damit verbundenen Dampfdruckerniedrigung bzw. Siedepunktserhöhung folgt eine Verringerung der treibenden Temperaturdifferenz im Verdampfer, so dass bei gleichen externen Eintrittstemperaturen t_{Di}, t_{Ai}, t_{Ei} die reale bzw. gemessene Kälteleistung $\dot{Q}_E$ geringer ist als auf Basis der charakteristischen Gleichungen angenommen [10].
Nach dem Spülvorgang am 19. Sep. steigt der Korrekturterm Δt_E^{cor} ab ca. 15 Uhr mit der Ansammlung von Sorbens (d.h. steigender Druckdifferenz $\Delta p = p_{H_2O}^{LV} - p_E$) zunächst kontinuierlich an (Bild 5.15 unten), so dass die sich ändernde Leistungscharakteristik der Anlage durch tiefere Kühlwassertemperaturen $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{opt} + \Delta t_E^{cor}$ ausgeglichen wird. Dementsprechend werden alle drei Zielstellungen erreicht (d.h. $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$, $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ und $t_{Do} = t_{Do}^{set}$). Ab ca. 15 Uhr am 20. Sep. greift die Sicherheitsbegrenzung von t_{Di}^{set} (Kennzeichnung (3) in Bild 5.14 oben), obwohl die reale Kälteleistung $\dot{Q}_E$ geringer ist als $\dot{Q}_E^{max}$ (Bild 5.15 oben). Ursache hierfür ist, dass bei Berechnung von t_{Di}^{max} die veränderte Leistungscharakteristik durch angesammeltes Sorbens nicht berücksichtigt wird. Dadurch wird $\dot{Q}_E^{max}$ zu groß und t_{Di}^{max} zu klein im Vergleich zu den real möglichen Werten berechnet (die sich z.B. mit $K_4^{real} < K_4$ aus Gleichung (5.13) ergeben würden). Durch die Wirkung von Δt_E^{cor} auf t_{Ai}^{set} sinkt auch t_{Ai}. Daher wird mit Gleichung (5.13) bei annähernd konstantem t_{Ei} und $\dot{Q}_E^{max} \approx 60$ kW auch t_{Di}^{max} immer niedriger berechnet. Die sinkende zulässige Antriebstemperatur führt wie die Sorbensanreicherung zu einer Verringerung der Leistungsfähigkeit der AKA. Da außerdem der Korrekturterm im Fall $D_{Lim-Di}=1$ im PLC-Programm noch nicht auf Pause gesetzt wurde, arbeitete er diesem – aus Sicherheitsgründen eigentlich gewollten – Begrenzungseffekt entgegen. Dadurch steigt Δt_E^{cor} betragsmäßig noch stärker an.

[10] Dies ist näherungsweise auch aus dem Unterschied zwischen der gemessenen Verdampfungstemperatur $T_{E,sump}$ und der mit Hilfe der CE-Methode berechneten Temperatur T_E^{imp} zu erkennen. Diese Differenz bildet jedoch nicht nur die Effekte aus der Sorbensanreicherung ab, sondern berücksichtigt auch alle anderen Unterschiede zwischen realem und postuliertem Verhalten (wie z.B. abweichender Lösungsvolumenstrom, Annahme konstanter Geometrieparameter etc.).

Weil die Gegenläufigkeit von Δt_E^{cor} und t_{Di}^{max} einerseits technisch möglich ist (wegen ausreichend tiefer Kühlwassertemperatur) und andererseits ungefährlich ist (wegen verringerter Leistungsfähigkeit der AKA besteht tatsächlich keine Frostgefahr) wird trotzdem ein zum Lastfall passendes $\Delta\Delta t^*$ eingestellt (so dass $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ bzw. $\dot{Q}_E = \dot{Q}_E^{set}$) und die Nicht-Einhaltung der t_{Do}^{set}-Zielstellung erfolgt in die für das MHKW ungefährliche Richtung (d.h. $t_{Do} < t_{Do}^{set}$) [11].
Mit Rückgang der Last auf unter 40 kW ab ca. 22 Uhr und den daran gekoppelten Anstieg von t_{Ai}^{opt}, t_{Ai}^{set} wird durch Gleichung (5.12) ein größeres $\dot{Q}_E^{max}$ berechnet und damit auch eine höhere Antriebstemperatur zugelassen, so dass t_{Di} wieder steigt.
Die Begrenzung der Antriebstemperatur durch den Sollwert $t_{Di}^{set} = t_{Di}^{max} < t_{Di}^{opt}$ ist deshalb im dargestellten Fall ein ungewollter Effekt aus dem Zusammenspiel der Korrekturterme und der Grenzwertberechnung in der Prozessüberwachung, die noch nicht an die Anreicherung von Sorbens im Verdampfersumpf angepasst ist bzw. war. Dennoch wurde die Absorptionskälteanlage in Phase 3 (d.h. bei ausreichenden Versorgungstemperaturen) durch die entwickelten Strategien mit erweiterten charakteristischen Gleichungen so geregelt, dass über den gesamten Zeitraum (außerhalb von Betriebsunterbrechungen und Spülvorgängen) der Lastfall $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ gedeckt und gleichzeitig die technische Zielstellung $t_{Do} \leq t_{Do}^{set}$ eingehalten wurde.

[11] Dieses Verhalten entspricht dem erwarteten Verhalten der im BKSP aktivierten Backup-Strategie BU-D-2 bei begrenzter Heißwassertemperatur (siehe Abschnitt 4.4). Wegen dieses gleichartigen Charakters des Regelverhaltens blieb der bestehende Entwicklungsbedarf beim Zusammenspiel der Korrekturterme und Grenzwerte längere Zeit unentdeckt.

5.3 Fazit zur Anwendung der Regelstrategien

Als Fazit zur Anwendung der Regelstrategien sind folgende Punkte festzuhalten:

- Anhand von mehreren ausgeführten Beispielen konnte gezeigt werden, dass durch die hier entwickelten CE-Regelstrategien mit gleichzeitiger Regelung der Heiß- und Kühlwassertemperatur gegenüber einer Standardregelung mit konstanter (bzw. ohne Zielstellung festliegender) Kühlwassertemperatur eine weitere, z.B. wirtschaftliche, technische oder thermodynamische Zielstellung erfüllbar ist. Die Praxistauglichkeit der CE-Regelung mit wirtschaftlicher und technischer Zielstellung wurde unter realen Betriebsbedingungen für zwei verschiedene Absorptionskälteanlagen mit berieseltem Desorber demonstriert. In beiden Fällen konnte die erwartete Funktionalität in Bezug auf die zusätzliche Zielstellung – die neben der Deckung des Kältebedarfs gefordert war – erreicht werden.

- Für eine Anlage mit Thermosiphon-Desorber (Typ Yazaki WFC-10) kann ebenfalls durch Messungen belegt werden, dass durch gleichzeitige Regelung der Heiß- und Kühlwassertemperatur eine höhere Effizienz als mit Standardregelung erreichbar ist [Albers und Römmling, 2008]. Im solaren Kühlsystem des Bundespresseamtes in Berlin (BPA) wurden durch die CE-Regelstrategie mit thermodynamischer Zielstellung z.B. tägliche COP-Werte größer 0,7 erreicht [Albers und Ziegler, 2008a]. Allerdings mussten in dieser ersten Version einer Regelstrategie mit gleichzeitiger Regelung der Versorgungstemperaturen die Koeffizienten der charakteristischen Gleichungen noch durch Regressionsanalyse aus gemessenen Leistungsdaten gewonnen werden. Dies war erforderlich, weil die inneren Wärmeübergangskoeffizienten und damit die Wärmedurchlässigkeiten der Anlage starke Änderungen aufweisen [Albers et al., 2010]. Die thermische Effizienz der WFC-10 kann durch die CE-Regelung soweit gesteigert werden, dass auch bei niedrigerer (variabler) Kühlwassertemperatur (mit entsprechend höherem Elektroenergieverbrauch für die Rückkühlung) eine Primärenergieeinsparung von ca. 17% gegenüber einer Standardregelung mit höherer (konstanter) Kühlwassertemperatur möglich ist [Albers und Ziegler, 2008b].

- Berechnungen auf Basis von Messdaten (siehe [Albers und Ziegler, 2012]) ergeben auch für industriell gefertigte Absorptionskälteanlagen mit überflutetem Desorber, dass durch die Strategie zur Sicherung der Heißwasserauskühlung auf einen Sollwert t_{Do}^{set} die Energieeffizienz der Kälteerzeugung erhöht bzw. der Primärenergieverbrauch des KWKK-Systems verringert werden kann. Für ein beispielhaft untersuchtes Subsystem im Energieverbund der Berliner Parlamentsbauten ergeben sich durch die Vermeidung des Notkühlerbetriebs über die CE-Strategie Primärenergieeinsparungen von ca. 13%.

- Bei der realisierten CE-Steuerung im solaren Kühlsystem des Umweltbundesamtes in Dessau (UBA) mit wirtschaftlicher Zielstellung ist eine bleibende Regelabweichung $\Delta t_{Eo} = t_{Eo}^{set} - t_{Eo}$ von ca. 1 bis 1,5 K festzustellen. Diese resultiert daraus, dass auch durch die erweiterte Methode der charakteristischen Gleichungen nicht alle das reale Leistungsverhalten der AKA beeinflussenden Störgrößen erfasst werden und eine Rückführung der Regelabweichung Δt_{Eo} im Algorithmus beim UBA noch nicht implementiert war. Unabhängig von der (nahezu konstanten) Regelabweichung zeigt sich jedoch, dass durch die integrierten Backup-Strategien der CE-Regelung auch bei begrenzten Versorgungstemperaturen eine hohe Sicherheit in Bezug auf die Lastdeckung erreicht werden kann. Obwohl dadurch die realisierten Kosteneinsparungen beim Betrieb der Absorptionskälteanlage geringer ausfallen, als mit unbegrenzten Versorgungstemperaturen zu erwarten, können andere Betriebs- und ggf. auch Kapitalkosten z.B. für weitere Kälteerzeuger eingespart werden.

- Durch Anpassung der theoretischen bzw. optimalen Sollwerte t_{Di}^{opt}, t_{Ai}^{opt} über zwei Korrekturterme Δt_X^{cor} (mit $X = E, D$) , die sich als Stellgrößen aus zwei PID-Reglern ergeben, können die Regelabweichungen $\Delta t_{Xo} = t_{Xo}^{set} - t_{Xo}$ im Kalt- und Heißwasser stark verringert werden. Dies wurde am Beispiel einer Absorptionskälteanlage im Berliner Krankenhaus Spandau (BKSP) gezeigt. Es ist zu erwarten, dass sich die Höhe der Korrekturwerte durch die Integration des Zwei-Schritt-Verfahrens in die PLC-Programme noch verringern lässt.

- Über die charakteristischen Koeffizienten K_N bzw. K_N^* können nicht nur variable Sollwerte zur Einhaltung von regelungstechnischen Zielstellungen, sondern auch variable (d.h. last- und/oder situationsabhängige) Grenzwerte zur Einhaltung der Betriebssicherheit bei Sorptionswärmewandlern berechnet werden. Dies wurde am Beispiel einer Begrenzung der Antriebstemperatur aus Frostschutzgründen erläutert. Durch variable Grenzwerte lässt sich insbesondere bei extremen Betriebsbedingungen (z.B. tiefen Kühlwassertemperaturen) eine längere und zuverlässige Nutzungsdauer von Absorptionskälteanlagen erreichen.

Bei dem noch wenig ausgereiften und komplexen Zusammenspiel zwischen variablen Grenzwerten, den Sollwerten der Backup-Strategien sowie den Korrekturtermen zur Berechnung von abgesicherten, variablen Sollwerten für die gleichzeitige Regelung der Versorgungstemperaturen t_{Di}, t_{Ai} ist allerdings auch weiterer Entwicklungsbedarf erkennbar.

Die Unterschiede zwischen den tatsächlich notwendigen Heiß- und Kühlwassertemperaturen t_{Di}, t_{Ai} bzw. t_{Di}^{set}, t_{Ai}^{set} zur Deckung des Lastfalls $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ und den berechneten, optimalen Sollwerten t_{Di}^{opt}, t_{Ai}^{opt} rühren in der Regel daher, dass im realen Betriebsverhalten von Absorptionskälteanlagen Effekte vorhanden sind, die auch mit der erweiterten Methode noch nicht befriedigend wiedergegeben werden. Hierzu zählen z.B. die tatsächliche Veränderlichkeit der inneren Wärmeübergangskoeffizienten, Wärmeleitung zwischen den Behältern, Ansammlung von Sorbens im Verdampfer oder von nicht kondensierbaren Gasen, Einfluss der zugeführten technischen Arbeit etc.. Dennoch ist die erweiterte Berechnungsmethode hinreichend genau, um sie zur Regelung von Absorptionskälteanlagen praktisch einsetzen zu können. Dabei ist es grundsätzlich auch möglich, variable externe Volumenströme zur Prozessoptimierung bzw. zur Steigerung der Gesamtenergieeffizienz gezielt einzusetzen. Im Gegensatz zur herkömmlichen Methode charakteristischer Gleichungen können die daraus resultierenden, veränderlichen charakteristischen Koeffizienten mit Berücksichtigung von unterschiedlichen Wärmeübertragerbauformen (z.B. berieselte oder überflutete Desorber) und Kühlwasserführungen (seriell/parallel) ohne Iteration oder Regressionsanalyse explizit bestimmt werden. Damit sind die hier entwickelten Regelstrategien auch in Industrie-Controllern für die Regelung von unterschiedlichen Absorptionskälteanlagen einsetzbar.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die hier behandelte Berechnungsmethode der charakteristischen Gleichungen hat zum Ziel das Teillastverhalten von Sorptionswärmewandlern (d.h. Ab- und Adsorptionskälteanlagen/-wärmepumpen und -transformatoren) möglichst einfach aber dennoch präzise zu beschreiben. Die Methode kann nicht nur zur Prognose des Teillastverhaltens, sondern auch zur modellbasierten Regelung genutzt werden. Beide Aspekte wurden im Rahmen dieser Arbeit mit Bezug auf Absorptionskälteanlagen und mit folgenden Schwerpunkten behandelt:

- Vorbereitungen zur vereinfachten Wärmeübertragungsrechnung in einer erweiterten Methode bei intern und extern variablen (d.h. temperatur- oder zeitabhängigen) Wärmekapazitätsströmen
- Herleitung und Diskussion der erweiterten Berechnungsmethode nach eingehender Analyse und im Unterschied zur herkömmlichen Methode
- Anwendung der erweiterten Methode zur Entwicklung von Regelstrategien und Darstellung von realisierten Betriebsergebnissen

Eine wesentliche Näherung bei Herleitung der herkömmlichen Methode besteht z.B. in der Annahme, dass es keinen Unterschied zwischen den internen Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} im Desorber, Absorber, Kondensator und Verdampfer (d.h. $X = D, A, C, E$) und den für die Übertragung der Wärmeströme $\dot{Q}_X$ relevanten Mitteltemperaturen T_X gibt. Der tatsächlich vorhandene Unterschied zwischen T_X^{LV} und T_X ist bei Absorbern und Desorbern, in denen es Wärmeübertragungsbereiche mit und ohne Phasenwechsel gibt, besonders groß (z.B. bei überfluteten Desorbern ohne Möglichkeit zu vorgelagerten adiabaten Sorptionsvorgängen). In diesem Fall sind die internen Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_{int,XN}$ (mit $N = 1...3$) in den einzelnen Bereichen XN stark unterschiedlich, so dass die mittlere treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,X}$ zur Übertragung des Gesamtwärmestroms $\dot{Q}_X = \sum_N \dot{Q}_{XN}$ nicht mehr mit dem logarithmischen Mittelwert $\Delta T_{log,X}$ der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers X übereinstimmt. Eine Möglichkeit zur Berücksichtigung der unterschiedlichen Wärmekapazitätsströme wurde mit der **bereichsweisen Berechnung der einzelnen Übertragungsbereiche** XN mit den Teilwärmeströmen $\dot{Q}_{XN}$ und den mittleren treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{m,XN}$ dargestellt. Bei bereichsweise konstant annehmbaren Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{int,XN}$ und Wärmedurchlässigkeiten $Y_{XN} = U_{XN} \cdot A_{XN}$ stimmt diese mit dem logarithmischen Mittelwert $\Delta T_{log,XN}$ überein.

Die in dieser Arbeit betrachteten Übertragungsbereiche eines einstufigen Absorptionskältekreislaufs (d.h. $XN = D1, D2, A2, A3, C, E, S$) sind über die Enthalpiebilanzen bzw. die Zustandsänderungen der Arbeitsstoffe im Inneren der Anlage aneinander gekoppelt. Zur Lösung des daraus resultierenden, nichtlinearen Gleichungssystems wurde eine **Simulationsumgebung** mit Hilfe des *Engineering Equation Solvers* (EES) aufgebaut, in der die Wärmekapazitätsströme in den Bereichen mit Ab- oder Desorption von Kältemittel in oder aus einer $H_2O/LiBr$-Lösung mit Hilfe einer **scheinbaren spezifischen Wärmekapazität** berechnet werden. Die differenzielle scheinbare spezifische Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ wurde aus der partiellen Desorptionsenthalpie abgeleitet und stellt eine stark temperaturabhängige Stoffgröße dar[1]. Dies führt dazu, dass auch innerhalb der Bereiche XN die mittlere Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,XN}$ nicht mehr mit dem logarithmischen Mittelwert $\Delta T_{log,XN}$ der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des jeweiligen Wärmeübertragungsbereiches übereinstimmt. In der Simulation kann daher die Temperaturabhängigkeit der (scheinbaren) spezifischen Wärmekapazität in den Sorptionsbereichen $XN = D1, D2, A2, A3$ mit Hilfe der **Zellenmethode** nach Roetzel und Spang [2006b] berücksichtigt werden.

Als Alternative zur rechenintensiven Zellenmethode wurde eine **exakte Berechnungsmöglichkeit der mittleren treibenden Temperaturdifferenz bei einseitig linear temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen** hergeleitet. Mit diesem Verfahren kann aus den lokalen Temperaturdifferenzen ΔT_0 und ΔT_1 am Ein- und Austritt eines Wärmeübertragers bzw. eines Wärmeübertragerbereiches die treibende mittlere Temperaturdifferenz ΔT_m explizit und ohne Näherung berechnet werden. Als einzige Zusatzinformation werden die Koeffizienten a und b zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Wärmekapazitätsstroms $\dot{W}_{int} = a + b \cdot T$ benötigt. Es ist denkbar, dass der im Verfahren verfolgte Ansatz zur Entkopplung der Differenzialgleichungen für die lokalen Temperaturverläufe $T(x)$ und $t(x)$ durch eine einseitig temperaturabhängige Darstellung des lokalen Wärmekapazitätsstromverhältnisses $R(x)$ auch bei einem quadratisch temperaturabhängigen Wärmekapazitätsstrom $\dot{W} = a + b \cdot T + c \cdot T^2$ zu einer analytischen Lösung für ΔT_m führen könnte. Aufgrund der fehlenden Notwendigkeit für die Erweiterung der Berechnungsmethode wurde dies hier jedoch nicht weiterverfolgt.

[1] Voruntersuchungen haben gezeigt, dass die dimensionslose Temperaturabhängigkeit χ der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ von $H_2O/LiBr$-Lösungen etwa dreißig mal so groß ist, wie die dimensionslose Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität c_p von Wasser.

Zur Quantifizierung der Unterschiede zwischen $\Delta T_{log,XN}$ und $\Delta T_{m,XN}$ bei der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung bzw. $\Delta T_{log,X}$ und $\Delta T_{m,X}$ bei der Gesamtwärmeübertragungsrechnung mit temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen entlang der Wärmeübertragungsfläche wurde ein **Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor** $\kappa_{XN} = \frac{\Delta T_{m,XN}}{\Delta T_{log,XN}}$ bzw. $\kappa_X = \frac{\Delta T_{m,X}}{\Delta T_{log,X}}$ eingeführt. Es stellte sich jedoch heraus, dass dieser Faktor bei den hier interessierenden Randbedingungen für $H_2O/LiBr$-Absorptionskälteanlagen mit Werten im Desorber von maximal $\kappa_{D2} \approx 1{,}1$ größer ist, als das Verhältnis der berechneten Leistungen mit und ohne temperaturabhängigem Wärmekapazitätsstrom. Dieses beträgt nur maximal ca. 1,03. Darüber hinaus sind die Auswirkungen von temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen in der Gesamtkreislaufsimulation von noch geringerer Bedeutung. Dies resultiert daraus, dass sich die Effekte im Ab- und Desorber nahezu aufheben. Wegen der negativen Temperaturabhängigkeit von $\widehat{c}_p$ (d.h. $b < 0$ im betrachteten Bereich der $H_2O/LiBr$-Lösungen) ist die arithmetische Temperaturdifferenz $\Delta T_{arith,X} = \Delta T_{m,X}/(\kappa_X \cdot z_X)$ im Absorber größer und im Desorber kleiner als im Fall temperatur*un*abhängiger Wärmekapazitätsströme. Bei nahezu unverändertem Leistungsumsatz liegt der Lösungskreis daher real bei höheren Salzmassenanteilen als mit der Methode berechnet. Die Berücksichtigung temperaturabhängiger Wärmekapazitätsströme ist somit für Berechnungen zur Betriebssicherheit (die ebenfalls mit der erweiterten Methode durchgeführt werden könnten) von größerer Bedeutung als für das Teillastverhalten.

Die **Notwendigkeit zur bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung** ergibt sich aber selbst für den Fall, dass die spezifischen Wärmekapazitäten in den Bereichen $D1$ und $D2$ bzw. $A2$ und $A3$ nicht wesentlich unterschiedlich sind (z.B. bei berieselten Wärmeübertragern mit adiabaten Sorptionsvorgängen zwischen Behältereintritt und Auftreffen der Lösung auf die Wärmeübertragerfläche). Denn die Gesamtwärmeübertragung ist abhängig von der bauform*un*abhängigen Größe der Teilwärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ bzw. $\dot{Q}_{A3}$, mit denen die Überhitzung bzw. Unterkühlung der Lösung am Eintritt in den Behälter des De- bzw. Absorbers erfasst wird. Aufgrund der unterschiedlichen Prozessführung ergeben sich damit verschiedene treibende bzw. maximale Temperaturdifferenzen (sowohl für die Teilwärmeströme $\dot{Q}_{XN}$ mit $\Delta T_{max,XN}$ als auch für die Gesamtwärmeströme $\dot{Q}_X$ mit $\Delta T_{max,X}$).

Für die Herleitung der erweiterten Methode erfolgte daher eine Unterscheidung in zwei **Berechnungsvarianten A und B** mit denen berücksichtigt wird, ob es bei der bauformabhängigen internen Prozessführung zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommen kann (z.B. bei berieselten Desorbern, Variante A) oder nicht (z.B. bei überfluteten Desorbern, Variante B).

Für beide Varianten der Prozessführung wurden mit den Teilwärmeströmen $\dot{Q}_{XN}$ (d.h. insbesondere mit $\dot{Q}_{D1}$ und $\dot{Q}_{A3}$) Wärmeübertragungsgleichungen formuliert, aus denen sich im Unterschied zu den Mitteltemperaturen T_X der jeweiligen Gesamtwärmeübertragung auch die arithmetischen Mitteltemperaturen T_{X2} in den Bereichen mit Phasenwechsel ergeben. Für diese arithmetischen Mitteltemperaturen T_{X2} kann – wie für die Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} in der herkömmlichen Methode – eine genäherte Dühring-Gleichung $(T_{D2}-T_{A2})=B_{X2}\cdot(T_{C2}-T_{E2})$ angegeben werden, in der B_{X2} einen als konstant annehmbaren Pseudo-Dühring-Parameter darstellt. Analog zur herkömmlichen Methode konnten daraus durch Kopplung mit den o.g. Wärmeübertragungsgleichungen die charakteristischen Gleichungen der erweiterten Methode hergeleitet werden. Dabei wurden die Gesamtwärmeströme im Ab- und Desorber aber nicht mehr in die Teilwärmeströme an den Kältemittel- und Lösungsmassenstrom unterteilt, sondern in Teilwärmeströme mit gleicher (scheinbarer) spezifischer Wärmekapazität.
Als Ergebnis der getrennten Herleitungen für die Varianten A und B (d.h. mit und ohne vorgelagerten adiabaten Sorptionsvorgängen) folgt eine **allgemeine Darstellung der charakteristischen Gleichungen** $\dot{Q}_X = s_{X,VV}\cdot(\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,X,VV})$ für alle Hauptwärmeübertrager $X = D, E, C, A$, in der lediglich die charakteristischen Parameter $s_{X,VV}$ und $\Delta\Delta t_{min,X,VV}$ bauformabhängig (Index VV) zu berechnen sind. Anders als für die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ der externen Mitteltemperaturen $t_X = (t_{Xi} + t_{Xo})/2$ in der herkömmlichen Methode ergibt sich eine charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ als Korrelationsparameter für die thermischen Leistungen, zu deren Bildung die anfangs unbekannten Austrittstemperaturen t_{Xo} nicht benötigt werden. Außerdem wurde gezeigt, dass die charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ und der veränderliche Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ [2] für typische Wärmeübertragerbauformen und Stromführungsvarianten des Kühlwassers zu einer effektiven (charakteristischen) Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ der externen, unabhängigen Eintrittstemperaturen zusammengefasst werden können. Aus der Zusammenfassung von $\Delta\Delta t_i$ und $\Delta\Delta t_{min,E}$ zu $\Delta\Delta t_i^*$ ergeben sich analytische Bestimmungsgleichungen für sechs charakteristische Koeffizienten K_N (mit $N=1...6$). Mit den effektiven Koeffizienten $K_{[1...3]}$ wird der Einfluss der Eintrittstemperaturen t_{Xi} auf die Leistungsfähigkeit bzw. auf den Korrelationsparameter $\Delta\Delta t_i^*$ erfasst und durch die Steigungskoeffizienten $K_{[4...6]}$ werden die **Kälteleistung** $\dot{Q}_E = K_4\cdot\Delta\Delta t_i^*$ und **Antriebsleistung** $\dot{Q}_D = K_5\cdot\Delta\Delta t_i^* + K_6\cdot\Delta\Delta t_{i,min}^*$ skaliert. Mit der effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ als Korrelationsparameter kann die Kälteleistung als lineare Funktion durch den Ursprung dargestellt werden. Anders als in der herkömmlichen Methode wird kein Verlust-

[2] dessen Variation in der herkömmlichen Methode nicht allgemeingültig sondern nur für einzelne Anlagen auf Basis einer notwendigen Regressionsanalyse abgebildet werden kann

parameter benötigt, da die last*ab*hängigen Verluste über die effektiven Koeffizienten $K_{[1...3]}$ in $\Delta\Delta t_i^*$ erfasst werden. Die last*un*abhängigen aber veränderlichen Verluste werden dagegen über eine **Mindestantriebsleistung** $\dot{Q}_{min,D} = K_6 \cdot \Delta\Delta t_{i,min}^*$ als Teil der gesamten Antriebsleistung berücksichtigt. Im Steigungsparameter der Mindestantriebsleistung K_6 kommt zum einen der Lösungswärmeübertragerverlust und zum anderen die bauartabhängige Verschiebung der intern wirksamen Temperaturen für die Gesamtwärmeübertragung T_X gegenüber den Mitteltemperaturen T_{X2} zum Ausdruck. Bei der Herleitung wurde gezeigt, dass sich der Korrelationsparameter $\Delta\Delta t_{i,min}^*$ der Mindestantriebsleistung aus den gleichen effektiven Koeffizienten $K_{[1...3]}$ und Eintrittstemperaturen t_{Xi} bilden lässt, wie die effektive Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$.

Zur **Berechnung der sechs charakteristischen Koeffizienten** $K_{[1...6]}$ werden die fünf Wärmedurchlässigkeiten Y_X (mit $X = D, E, C, A, S$) und der Lösungsmassenstrom der gepumpten, reichen Lösung $\dot{m}_r$ benötigt. Bei Anlagen mit Absorberumlauf ist eine weitere Information zu dessen Größe notwendig, z.B. über das spezifische Absorberumlaufverhältnis $\mu_{A,U}$. Außerdem ist die Vorgabe von drei als konstant annehmbaren Geometrieparametern erforderlich (z.B. B_{X2} = 1,15, μ_{DV} = 1,05 und R_S = 1,1 mit denen die geometrische Form des Lösungs- und Kältemittelkreises im Lösungsfeld beschrieben wird). Die notwendigen Stoffdaten zur Berechnung der $K_{[1...6]}$ können ebenfalls als konstant angenommen werden. Dies gilt auch für die mittlere, scheinbare spezifische Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$, da gezeigt wurde, dass sich die Effekte aus ihrer Temperaturabhängigkeit im Ab- und Desorber nahezu aufheben. Mit den daraus berechneten charakteristischen Koeffizienten K_N ist damit zu gegebenen externen Eintrittsbedingungen der Versorgungsströme (d.h. bekannten t_{Xi} und $\dot{W}_X$) eine einfache, explizite Vorausberechnung bzw. Prognose des Teillastverhaltens von einstufigen Absorptionskälteanlagen ohne anlagenspezifische Regressionsanalysen oder Prozesssimulationen möglich. Die Berechnungsergebnisse der erweiterten Methode mit konstanten Stoff- und Geometrieparametern weichen von den Ergebnissen aus einer detaillierten Kreislaufsimulation um weniger als $\pm$ 10% ab. Dies gilt sowohl für Anlagen mit berieselten Desorbern (Variante A) als auch mit überfluteten Desorbern (Variante B), obwohl bei letzteren eine zusätzliche Näherung des Flächenanteils ohne Phasenwechsel n_{D1} erforderlich ist.
Die absolute Größe der charakteristischen Koeffizienten K_N wird vorrangig durch die dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten $NTU_X = Y_X/\dot{W}_X$ und deren Verteilung bestimmt, und nur wenig durch die Geometrieparameter. Andererseits wird aber die Veränderlichkeit der charakteristischen Koeffizienten maßgeblich durch B_{X2}, μ_{DV} und R_S beeinflusst. Durch Anpassung der typischen, mittleren Werte für die Geometrieparameter B_{X2}, μ_{DV} und R_S an die speziellen Betriebs-

bedingungen des konkreten Lastfalls in einem ebenfalls explizit formulierten **Zwei-Schritt-Verfahren**, kann die Prognosegenauigkeit der erweiterten Methode nochmals verbessert werden. Gegenüber Simulationsergebnissen ergeben sich so Abweichungen, die für die Antriebs- und Kälteleistung nur noch im Ausnahmefall über 5% liegen.
Trotz dieser Verbesserungen ergeben sich im **Vergleich zu Messdaten** auch merklich größere Abweichungen, die z.B. aus der tatsächlichen Veränderlichkeit der Wärmedurchgangskoeffizienten, Wärmeleitung zwischen den Behältern oder Sorbens im Verdampfer etc. resultieren. Diese realen Effekte können auch durch die erweiterte Methode – die wie die herkömmliche Methode auf einem vereinfacht realen Kältekreislauf als Vergleichsprozess basiert – nicht wiedergegeben werden. Hierzu müssten weitere Koeffizienten eingeführt werden, über die diese Effekte methodisch korrekt aber ggf. weniger genau abgebildet werden, als dies z.B. mit veränderten aber möglicherweise physikalisch unmöglichen Koeffizienten K_N^{reg} aus Regressionsanalysen möglich wäre.
Es ist z.B. zu erwarten, dass sich ein durch Sorbensansammlung im Verdampfer verändertes Teillastverhalten u.a. durch einen zusätzlichen Koeffizienten K_{VS} wiedergeben lässt, der unabhängig von den externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} ist und nur den Grad der Versalzung beinhaltet. D.h. der Ansatz $\dot{Q}_E = K_4 \cdot \Delta\Delta t_i^* + K_{VS}^{reg}$ ist wahrscheinlich zielführender bzw. methodisch besser als eine Anpassung der sechs eingeführten Koeffizienten auf die Werte K_N^{reg} durch Regression oder gar ein nicht-linearer Ansatz $\dot{Q}_E = K_{4,0}^{reg} \cdot \Delta\Delta t_i^* + K_{4,1}^{reg} \cdot (\Delta\Delta t_i^*)^2$.
Mit einer angepassten Berechnungsmethode ähnlich zur Behandlung von $H_2O/LiBr$-Anlagen mit Sorbens- bzw. Salzansammlung im Verdampfer – bei der dieser als (Niederdruck-)Desorber mit einer internen Temperaturspreizung und einer nicht mehr unendlich großen scheinbaren Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,E}$ abzubilden wäre – könnten auch NH_3/H_2O-Absorptionskälteanlagen explizit berechnet werden. Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit besteht in der Berücksichtigung von Überhitzungs- und Unterkühlungseffekten am prozessinternen *Austritt* der Wärmeübertrager. Das hierzu notwendige Werkzeug (d.h. die bereichsweise Wärmeübertragungsrechnung mit Wärmestromaufteilung in einen lastabhängigen und einen lastunabhängigen Anteil) wurde soweit vorbereitet, dass die Ergänzung der Bereiche $D3$ und $A1$ zu keinen methodischen Schwierigkeiten führen sollte. Je nach Formulierung zur Quantifizierung der Überhitzung/Unterkühlung sind Koeffizienten ähnlich zu den eingeführten K_{XNx} zu erwarten, die sich sowohl auf die effektiven Koeffizienten $K_{[1...3]}$ in $\Delta\Delta t_i^*$ als auch auf die Steigungsparameter $K_{[4...6]}$ auswirken.

In Ergänzung zur effektiven charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ wurde eine **modifizierte charakteristische Temperaturdifferenz** $\Delta\Delta t^*$ als Korrelationsparameter für die Kälte- und Antriebsleistung eingeführt. Mit der modifizierten Temperaturdifferenz konnte die **Entwicklung von Regelstrategien** vereinfacht werden, weil die Heiß- und Kühlwasser*eintritts*temperatur t_{Di}, t_{Ai} nicht mehr mit der Kaltwasser*eintritts*temperatur t_{Ei} sondern mit der Kaltwasser*austritts*temperatur t_{Eo} kombiniert wird. Diese ist oftmals durch eine Sollwertvorgabe t_{Eo}^{set} fixiert, die zusammen mit der geforderten Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set} = \dot{V}_E \cdot c_p \cdot \rho \cdot (t_{Ei} - t_{Eo}^{set})$ den sogenannten Lastfall $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ beschreibt. Für die Darstellung der charakteristischen Gleichungen mit $\Delta\Delta t^*$ als Korrelationsparameter ergeben sich etwas andere Steigungsparameter K_4^* und K_5^*, die aber mit einem bekannten Umrechnungsfaktor als Funktion des Kaltwasservolumenstroms $\dot{V}_E$ aus K_4 und K_5 konvertiert werden können.

Mit dem Lastfall $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ ist über die charakteristische Gleichung $\dot{Q}_E^{set} = K_4^* \cdot \Delta\Delta t_{set}^*$ auch der erforderliche Wert für die modifizierte charakteristische Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^* = \Delta\Delta t_{set}^*$ zur Lastdeckung festgelegt. Bei vorgegebenem Kaltwassersollwert $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ verbleibt damit ein **Freiheitsgrad** in der Festlegung einer der beiden Eintrittstemperaturen t_{Di} oder t_{Ai} zum Einstellen des Wertes von $\Delta\Delta t_{set}^*$. Dieser Freiheitsgrad wurde dazu genutzt, um neben der Lastdeckung eine zusätzliche, dritte regelungstechnische Zielstellung zu erreichen. Durch diese Zielstellung ist dann das notwendige Wertepaar $(t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set})$ eindeutig bestimmt. Beispielhaft wurde für eine wirtschaftliche Zielstellung (Minimierung der Kältegestehungskosten) und eine thermodynamische Zielstellung (Maximierung der thermodynamischen Güte) dargestellt, wie die erforderlichen Sollwerte $(t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set})$ mit Hilfe der erweiterten Methode explizit berechnet werden können. Außerdem wurde eine Strategie zur Sicherstellung einer möglichst langen Betriebszeit von KWK-Anlagen durch Einhaltung einer bestimmten Heißwasseraustrittstemperatur $t_{Do} \stackrel{!}{=} t_{Do}^{set}$ entwickelt (technische Zusatzzielstellung).
Die drei Zielstellungen (d.h. Deckung des Lastfalls mit $(\dot{Q}_E^{set}; t_{Eo}^{set})$ und Zusatzzielstellung) lassen sich durch die gleichzeitige und kontinuierliche Regelung der Heiß- und Kühlwassereintrittstemperatur auf die variablen Sollwerte $(t_{Di}^{set}; t_{Ai}^{set})$ jedoch nur dann simultan erreichen, wenn ausreichend hohe Antriebstemperaturen und ausreichend niedrige Kühlwassertemperaturen zur Verfügung stehen. Für den Fall, dass eine der Versorgungstemperaturen nicht ausreichend ist, wurden sogenannte **Backup-Strategien** entwickelt. Mit diesen wird versucht, die Unterversorgung in einem Versorgungskreis dadurch auszugleichen, dass ein anderer Kreis höher beansprucht wird. Zu der für KWKK-Systeme bedeutsamen Regelstrategie mit technischer Zusatzzielstellung $t_{Do} \stackrel{!}{=} t_{Do}^{set}$ wurden verschiedene Backup-Strategien genauer untersucht. Der wesentliche Unterschied in den Strategien liegt in der Priori-

sierung der drei Zielstellungen, mit der festgelegt wird, welcher der dazugehörigen Zielwerte t_{Eo}^{set}, $\dot{Q}_E^{set}$ oder t_{Do}^{set} als erstes aufgegeben wird. Es zeigte sich, dass einige der Backup-Strategien nur dann möglich sind, wenn ein Kaltwasserregelventil vorhanden ist. Anderenfalls kann zwischen der Einhaltung der Kaltwassertemperatur und Einhaltung der Kälteleistung nicht unterschieden werden. Für bestimmte Backup-Strategien ist sogar die aktive Regelung der externen Volumenströme erforderlich. Allerdings ist es mit dem bisherigen Entwicklungsstand der Methode nicht möglich, die zugehörigen Sollwerte $\dot{V}_X^{set}$ explizit zu berechnen, da die Volumenströme über Exponentialfunktionen in die Berechnung der charakteristischen Koeffizienten K_N eingehen, deren Umkehrung bisher nicht gelungen ist.

Bei Entwicklung der Regelstrategien mit einer Zusatzzielgröße sowie den zugehörigen Backup-Strategien wurde davon ausgegangen, dass das reale Teillastverhalten der betrachteten Absorptionskälteanlage mit dem Verhalten übereinstimmt, welches durch die erweiterten charakteristischen Gleichungen postuliert wird. Damit es trotz der Unterschiede zwischen dem realen Kältekreislauf und dem vereinfacht realen Kreislauf keine bleibende Regelabweichung zwischen den Soll- und Istwerten der jeweiligen Regelstrategie gibt, wurden sogenannte **Korrekturterme** in die effektive bzw. modifizierte charakteristische Temperaturdifferenz integriert. Diese Korrekturterme werden als Stellgrößen von PID-Reglern aus den Regelabweichungen $\Delta t_X = t_{Xo}^{set} - t_{Xo}$ (mit $X = D, E$) berechnet und dienen zur Anpassung der prognostizierten effektiven Temperaturdifferenz zur Deckung des Lastfalls an die real notwendige Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_{real}^* = \Delta\Delta t_{set}^* + f(\Delta t_D; \Delta t_E)$. Am Beispiel der technischen Zielstellung wurde mit Messdaten gezeigt, dass es durch diese **Rückführung der Regelabweichung** in die modellbasierte Regelung gelingt, alle drei Zielstellungen auch unter realen Betriebsbedingungen gleichzeitig zu erreichen.
Nachteilig an den bisher verwendeten Korrekturtermen ist, dass sich ihre Größe lastabhängig ändert, auch wenn die prozentuale Abweichung zwischen realer und erwarteter Leistungscharakteristik unverändert bleibt. Die tatsächliche (reale) charakteristische Gleichung könnte daher z.B. durch Korrektur*faktoren* für die Steigungsparameter $K_{[4..6]}$ besser (weil lastunabhängig) ermittelt werden, als dies bisher mit Korrektur*termen* für die charakteristische Temperaturdifferenz der Fall ist.

Durch Integration des Zwei-Schritt-Verfahrens in die PLC-Programme lässt sich die Höhe der notwendigen Korrekturwerte vermutlich noch weiter verringern. Aufgrund der i.A. kurzen Rechenzeit für das explizite Berechnungsverfahren in einem Industrie-Controller gegenüber den relativ langsam ablaufenden Änderungen des realen Kälteprozesses könnte die Nachführung der Geometrieparameter im aktuellen Berechnungsschritt des PLC-Programms durch Verwendung der Werte aus dem vorhergehenden Zyklus erfolgen. Damit ließe sich sogar die Doppelberechnung der charakteristischen Koeffizienten in einem Programmzyklus vermeiden.
Insgesamt ist zwar bei dem komplexen Zusammenspiel zwischen variablen Grenzwerten, den Sollwerten der Backup-Strategien sowie den Korrekturtermen zur Berechnung von abgesicherten, variablen Sollwerten für die gleichzeitige Regelung der Versorgungstemperaturen t_{Di}, t_{Ai} noch ein Verbesserungspotential erkennbar. Trotzdem sind die hier entwickelten Regelstrategien schon jetzt herstellerunabhängig in Industrie-Controllern für die Regelung von einstufigen Absorptionskälteanlagen auf Basis der erweiterten charakteristischen Gleichungen einsetzbar.

Anhang
zur Dissertation von Jan Albers

Erweiterung einer Berechnungsmethode für die Regelung von Absorptionskälteanlagen

an der Technische Universität Berlin 2019

Inhalt des Anhangs

A Formeln und Begriffe der Statistik 351

B Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs 353

C Zusammenhang zwischen z und P 364

D Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs 366

E Ergänzungen zur Lösung von Integralen und Stammfunktionen 371

F Ermittlung linearer Ausgleichskoeffizienten 379

G Ergänzende Simulationsergebnisse 382

H Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten 405

I Ergänzungen zur herkömmlichen Methode 426

J Interne Mitteltemperaturen 449

K Näherungen für die Wärmestromverhältnisse 455

L Näherung für den Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} 461

M Anlagen mit Lösungsumlauf im Absorber 489

N Ergänzungen zur erweiterten Methode 499

O Ergänzungen zur Regelung 512

A Formeln und Begriffe der Statistik

Formel und Begriffe der Statistik aus Bronstein und Semendjajew [1989]:

Mittelwert

$$\overline{y} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^{N} y_i \tag{A.1}$$

Spannweite

$$\Delta\widehat{s}(y) = max(y_i) - min(y_i) \tag{A.2}$$

Relative Spannweite

$$\Delta\widetilde{s}(y) = \frac{max(y_i) - min(y_i)}{\overline{y}} = \frac{\Delta\widehat{s}(y)}{\overline{y}} \tag{A.3}$$

Varianz

$$Var(y) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^{N} (y_i - \overline{y})^2 \tag{A.4}$$

Standardabweichung

$$\sigma(y) = \sqrt{Var(y)} \tag{A.5}$$

Variationskoeffizient

$$\widetilde{\sigma}(y) = \frac{\sigma(y)}{\overline{y}} \tag{A.6}$$

Determinationskoeffizient (Bestimmtheitsmaß)

$$R^2 = \frac{\sum\limits_{i=1}^{N} \left(y_i'(x_i) - \overline{y} \right)^2}{\sum\limits_{i=1}^{N} \left(y_i(x_i) - \overline{y} \right)^2} \tag{A.7}$$

mit den Regresswerten $y_i'(x_i)$, z.B. bei linearer Regression $y_i'(x_i) = s \cdot x_i + r$

B Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs

Bei Herleitung der erweiterten Methode charakteristischer Gleichungen in Abschnitt 3.3.1 bis 3.3.3 wird ausgenutzt, dass die internen Wärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ und $\dot{Q}_{A3}$, die aus der Überhitzung bzw. Unterkühlung der Lösung am Eintritt in den De- bzw. Absorber resultieren, unabhängig von der Bauform des Wärmeübertragers sind. Denn bei *direkter Festlegung* bzw. Vorgabe von internen Zustandspunkten ist der Absorptionskältekreislaufs auch ohne Berücksichtigung der Wärmeübertragung mit den externen Wärmeträgern thermodynamisch fixiert, d.h. nicht nur der Gesamtleistungsumsatz $\dot{Q}_X$ sondern auch alle interne Teilwärmeströme $\dot{Q}_{XN}$ und die Güte des Prozesses sind eindeutig bestimmt.
Im Folgenden soll gezeigt werden, dass die eindeutige thermodynamische Fixierung auch bei *indirekter Festlegung* der internen Zustandspunkte gegeben ist, d.h. wenn sich diese in Abhängigkeit von der Wärmeübertragung einstellen (die mit und ohne adiabater Sorption erfolgen kann). Hierbei wird auch die im Abschnitt 2.1.1.5 dargestellte Unterscheidung in reversible, endo-reversible, vereinfacht reale und reale Prozessbeschreibungsmodelle aufgegriffen und die jeweils notwendige bzw. zulässige Anzahl an Informationen bzw. Freiheitsgraden ermittelt.

B.1 Fixierung des reversiblen Kreislaufs

Der reversible Absorptionskälteprozess lässt sich im p-T-Diagramm (siehe Bild B.1) als Trapez mit den Phasengleichgewichtstemperaturen T_C, T_E des reinen Kältemittels (z.B. H_2O mit dem Salzmassenanteil $x = 0$) und T_D, T_A der Sorptionslösung (z.B. $H_2O/LiBr$ mit einem Salzmassenanteil x_m im De- und Absorber) darstellen.

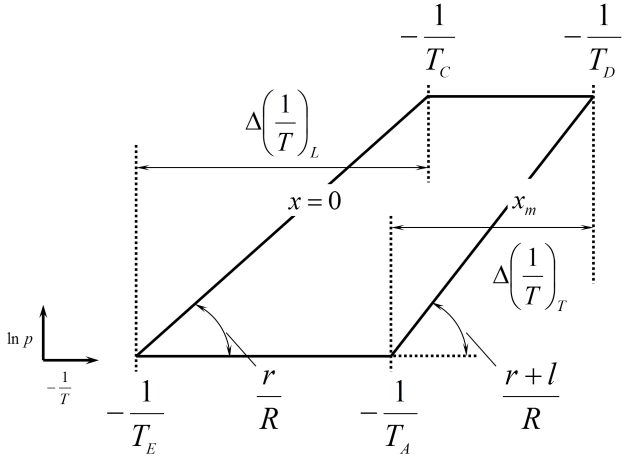


Bild B.1: Graphische Darstellung des reversiblen Vergleichsprozesses für einen einstufigen Absorptionskältekreislauf im p-T-Diagramm (sog. Elementarkreislauf, [Alefeld, 1983]).

Die ablesbaren Differenzen $\Delta(\frac{1}{T})_L = \frac{1}{T_E} - \frac{1}{T_C} \overset{rev}{=} \frac{1}{\widetilde{t}_E} - \frac{1}{\widetilde{t}_C}$ und $\Delta(\frac{1}{T})_T = \frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_D} \overset{rev}{=} \frac{1}{\widetilde{t}_A} - \frac{1}{\widetilde{t}_D}$ der inversen Temperaturen werden als inverser Temperaturhub und inverser Temperaturschub bezeichnet.
Für die Phasengleichgewichtsdrücke gilt $p_C^{rev} = p_D^{rev}$ und $p_E^{rev} = p_A^{rev}$. Auch in den Flüssigkeiten werden Druckverluste vernachlässigt, so dass dem reversiblen Kreislauf keine technische Arbeit zugeführt werden muss. Darüber hinaus ist der reversible Kreislauf durch eine infinitesimal kleine Ausgasungsbreite dx bzw. einen unendlich großen spezifischen Lösungsumlauf $f^{rev} = x_m/dx$ charakterisiert und die Wärmeübertragung zwischen System und Umgebung erfolgt mit unendlich hohen Wärmedurchgangskoeffizienten bzw. unendlich großen Wärmeübertragungsflächen. Endliche treibende Temperaturdifferenzen sind daher für den reversiblen Kreislauf nicht notwendig bzw. zulässig, d.h. die internen und externen Temperaturen stimmen überein und es ist $\Delta T^{rev} = t_X^{rev} - T_X^{rev} = 0$.
Außerdem treten im reversiblen Kreislauf nur latente Wärmeströme auf, so dass keine sensiblen Wärmeströme mit (unvollkommener) Aufwärmung oder Abkühlung vorhanden sind. Diese Forderung ist gleichbedeutend mit $c_p^{rev} = 0$ für alle verwendeten Arbeitsmittel. Darüber hinaus folgt aus der Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{dp}{dT} = \frac{s'' - s'}{v'' - v'} \tag{B.1}$$

bei Vernachlässigung des spezifischen Volumens der Flüssigkeit gegenüber dem des Dampfes (d.h. $v'' - v' \approx v''$) und Annahme von idealem Gasverhalten des Dampfes (d.h. $v'' = R \cdot T/p$) zusammen mit dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik (d.h. $s'' - s' = \frac{h'' - h'}{T} = \frac{\Delta h^{LV}}{T}$) nach Einsetzen in (B.1):

$$\frac{dp}{dT} = \frac{p}{R} \cdot \frac{\Delta h^{LV}}{T^2} \tag{B.2}$$

Durch Trennung der Variablen ergibt sich

$$\frac{1}{p}\, dp = \frac{\Delta h^{LV}}{R} \cdot \frac{1}{T^2}\, dT \tag{B.3}$$

und nach Integration zwischen zwei beliebigen Drücken bzw. den dazugehörigen Sättigungstemperaturen

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{p}\, dp = \int_{T^{LV}(p_1)}^{T^{LV}(p_2)} \frac{\Delta h^{LV}}{R} \cdot \frac{1}{T^2}\, dT\ . \tag{B.4}$$

Das Auflösen der Integrale zwischen $p_1 = p_E^{rev} = p_A^{rev}$ und $p_2 = p_C^{rev} = p_D^{rev}$ für Kälte- und Lösungsmittel mit Annahme von temperaturunabhängigen Enthalpiedifferenzen beim Phasenwechsel (d.h. $\Delta h^{LV} = r$ im ersten und $\Delta h^{LV} = r + l$ im

zweiten Fall) ergibt

$$ln\left(\frac{p_C}{p_E}\right) = -\frac{r}{R}\cdot\left(\frac{1}{T_C}-\frac{1}{T_E}\right) = -\frac{r+l}{R}\cdot\left(\frac{1}{T_D}-\frac{1}{T_A}\right) = ln\left(\frac{p_D}{p_A}\right) \tag{B.5}$$

beziehungsweise

$$\frac{\frac{1}{T_D}-\frac{1}{T_A}}{\frac{1}{T_C}-\frac{1}{T_E}} = \frac{r}{r+l}\,. \tag{B.6}$$

Aus Gleichung (B.6) folgt zusammen mit Bild B.1, dass zur Fixierung (d.h. zur thermodynamischen Festlegung) eines reversiblen Kreislaufs nur drei der vier Temperaturen durch Informationen festgelegt werden können. Denn die vierte Temperatur ist über die kalorischen Stoffeigenschaften (r und l) des verwendeten Arbeitsstoffpaares festgelegt. Allerdings können die drei Informationen über die Temperaturen auch indirekt über die thermischen Stoffeigenschaften bzw. die vorausgesetzten Phasengleichgewichtsbedingungen gegeben werden (z.B. über zwei Drücke p_C, p_E und eine Zusammensetzung oder zwei Zusammensetzungen ξ_R, ξ_p und einen Druck, siehe auch [Alefeld, 1983, S. 66]).
Eine vierte Information (z.B. zum insgesamt umlaufenden Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot}$) ist für die Festlegung des absoluten Leistungsumsatzes notwendig. Mit dem Kältemittelmassenstrom als Skalierungsparameter ergibt sich dann die Kälteleistung im reversiblen Fall zu:

$$\dot{Q}_E^{rev} = \dot{m}_{R,tot}\cdot r\,. \tag{B.7}$$

B.2 Fixierung des endo-reversiblen Kreislaufs

Mit den gleichen vier Informationen (d.h. über drei Phasengleichgewichtspunkte und einen Skalierungsparameter) ist auch der endo-reversible Kreislauf fixiert, weil bei dessen Betrachtung ebenfalls alle innerhalb des Systems auftretenden Irreversibilitäten wie Lösungswärmeübertragerverlust, Drosselverluste, Reibungsverluste, Auf- und Abhitzungsverluste etc. vernachlässigt werden. Man berücksichtigt nur diejenigen Irreversibilitäten, die sich aus der Übertragung von thermischer Energie zwischen den Temperaturen des Systems T_X und den Temperaturen der Umgebung t_X ergeben [Herold, 1999]. Durch vier Informationen zu den Wärmedurchlässigkeiten der Hauptwärmeübertrager $Y_X = U_X \cdot A_X$ (mit $X = D, E, C, A$), die abhängig sein können von den Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_X$, $\dot{W}_{int,X}$ und/oder den Temperaturen T_X, t_X etc., sind dann auch die mittleren externen Temperaturen t_X der Wärmeträger festgelegt.

B.3 Fixierung des vereinfacht realen, einstufigen Kreislaufs

Zur Festlegung des internen, vereinfacht realen, einstufigen Absorptionskältekreislaufs (z.B. in einer Kreislaufsimulation) werden dagegen *mindestens* sechs unabhängige Informationen benötigt, wie im Folgenden gezeigt wird. Der zusätzliche Informationsbedarf resultiert aus den internen Irreversibilitäten, die im Unterschied zum endo-reversiblen Kreislauf berücksichtigt werden sollen. Die tatsächliche Anzahl der notwendigen Informationen (die auch als weitere Freiheitsgrade des Prozesses interpretierbar sind) hängt daher vom Idealisierungs- bzw. Vereinfachungsgrad des real gedachten Kreislaufs ab. Nur für den Fall, dass neben den im Abschnitt 2.1.1.5 genannten inneren Irreversibilitäten $k = 1..6$ keine weiteren berücksichtigt werden (wie z.B. Druckverluste in Verbindungsrohren sowie zwischen den Wärmeübertragern eines Behälters oder Nicht-Gleichgewichtszustände am internen Austritt aus den Hauptwärmeübertragern, etc.), sind es genau sechs Freiheitsgrade (vergl. [Schweigler, 1999, S. 37]). Eine Konsequenz bei Beschränkung auf sechs Freiheitsgrade für den vereinfacht realen einstufigen Vergleichsprozess ist, dass die Drücke – wie im reversiblen bzw. endo-reversiblen Fall – im Desorber und Kondensator sowie im Absorber und Verdampfer gleich sind bzw. gleich sein müssen. Andernfalls wäre eine Information über die Druckdifferenz $\Delta p^{irr}_{HDB} = p_D - p_C$ bzw. $\Delta p^{irr}_{NDB} = p_E - p_A$ im Hoch- bzw. Niederdruckbehälter erforderlich.
Die sechs unabhängigen Informationen zur internen Prozessbeschreibung des vereinfacht realen Kreislaufs können unterteilt werden in vier thermodynamische Größen zu vier notwendigerweise verschiedenen Phasengleichgewichtspunkten, einer Skalierungsgröße zum absoluten Leistungsumsatz sowie einer Effizienzgröße zur Beschreibung der energetischen Güte des Prozesses (siehe Bild B.2).

Gegeben:

- Vier interne thermodynamische Größen
  z.B. p_C, p_E, x_r, x_p oder T_C, T_E, T_{Ae}, T_{De} oder $T_{[D,E,C,A]}$, B, μ_{DV}, R_S
- Eine Skalierungsgröße, z.B. $\dot{m}_{R,tot}$ oder $\dot{m}_r$ oder $\dot{Q}_E$
- Eine Effizienzgröße, z.B. COP oder ϵ_S oder P_S oder Y_S
- Vier abhängige Transfergrößen $Y_X = Y_X(\dot{W}_X)$
- Vier unabhängige Transfergrößen $\dot{W}_X$

Daraus folgend:

- Vier externe thermodynamische Größen, z.B. t_{Xi} oder h_{Xi}

Bild B.2: Informationsbedarf zur direkten Fixierung des vereinfacht realen, einstufigen Absorptionskältekreislaufs auf Basis intern gegebener Größen.

Sind diese sechs Informationen direkt über den internen Kältekreislauf festgelegt (z.B. bei einer Auslegungsrechnung), ergeben sich durch weitere vier Informationen zu den Wärmedurchlässigkeiten Y_X der Hauptwärmeübertrager $X = D, E, C, A$ auch die externen Mitteltemperaturen t_X, so dass mit den zu Y_X zugehörigen vier Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_X$ über die Energiebilanzen

$$\dot{Q}_X = \dot{W}_X \cdot (t_{Xi} - t_{Xo}) \tag{B.8}$$

und Wärmeübertragungsgleichungen

$$\dot{Q}_X = \dot{W}_X \cdot P_X \cdot \Delta T_{max,X} = Y_X \cdot \Delta T_{log,X} \tag{B.9}$$

auch die externen Ein- und Austrittstemperaturen eindeutig festgelegt sind, da die vier internen Austrittstemperaturen über das vorausgesetzte Phasengleichgewicht bereits festliegen (d.h. $T_{Xo} = T_{Xe}$):

$$\begin{aligned} t_{Xi} &= T_{Xo} - \left(\frac{1}{\dot{W}_{int,X}} - \frac{1}{\dot{W}_X \cdot P_X} \right) \cdot \dot{Q}_X \\ t_{Xo} &= t_{Xi} - \frac{\dot{Q}_X}{\dot{W}_X} \ . \end{aligned} \tag{B.10}$$

Ausgehend von 4+1+1 internen unabhängigen Informationen über den vereinfacht realen Kältekreislauf ist damit der Betriebspunkt einer einstufigen Absorptionskälteanlage zusammen mit 4+4 Transfergrößen vollständig beschrieben, d.h. alle internen und externen Ein- und Austrittszustände der Arbeitsmittel sowie die übertragenen Leistungen sind eindeutig fixiert. Aus den festgelegten Zustandspunkten lassen sich auch alle weiteren Größen und Teilwärmeströme $\dot{Q}_{XN}$ des Prozesses ableiten (z.B. der spezifische Drosselverlust μ_{DV} zwischen T_C und T_E oder der Dühring-Parameter B aus T_D, T_A, T_C, T_E sowie der Wärmestrom $\dot{Q}_{C3}$ zur Abhitzung des Dampfes von T_D auf T_C oder der Wärmestrom $\dot{Q}_{D1}$, der aus überhitzter bzw. unterkühlter Lösung am Eintritt in den Desorber resultiert).
Anstelle der expliziten Angabe von vier internen Gleichgewichtspunkten kann daher auch nur einer festgelegt werden (z.B. T_E), wenn die anderen drei implizit bzw. relativ dazu z.B. über den Drosselverlust μ_{DV}, den Dühring-Parameter B und das Wärmekapazitätsstromverhältnis R_S aus reicher und armer Lösung fixiert sind. So ist zum Beispiel $-\frac{1}{T_C} = -\frac{1}{T_E} + \Delta(\frac{1}{T})_L$ mit $\Delta(\frac{1}{T})_L = f(\mu_{DV})$, siehe Bild B.3. Zusammen mit einer Skalierungs- und einer Effizienzgröße sowie den abhängigen und unabhängigen Transfergrößen Y_X und $\dot{W}_X$ sind auch durch diese 14 Bestimmungsvariablen die externen Temperaturen t_{Xi} eindeutig determiniert (siehe Bild B.2).

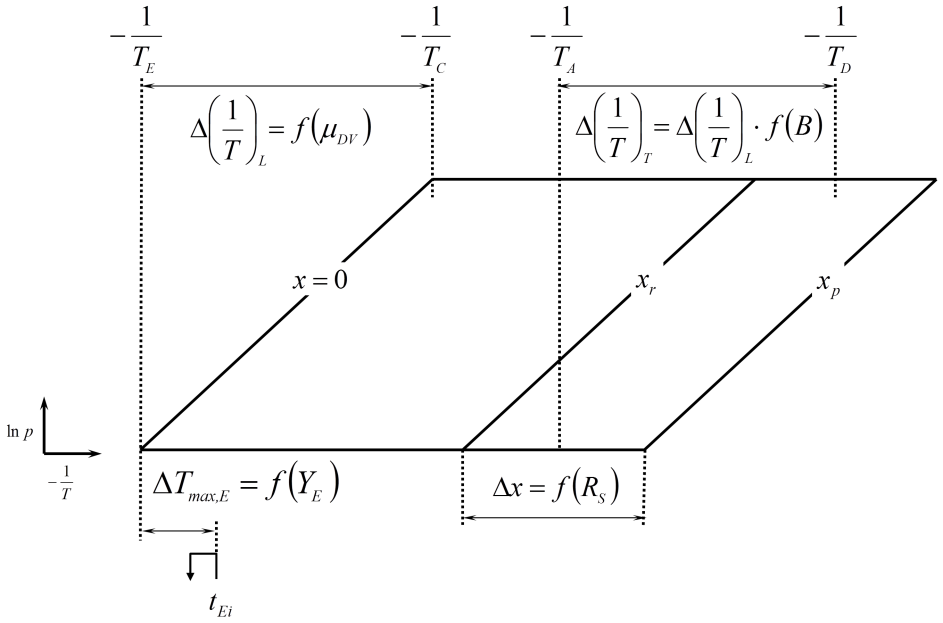


Bild B.3: Lage des Kältekreislaufs bzw. der gekoppelten Trapeze im Lösungsfeld für einen vereinfacht realen, einstufigen Vergleichsprozess.

Von Alefeld [1983] wurde für die trapezförmige Darstellung des reversiblen Vergleichsprozesses im p-T-Diagramm (Bild B.1, S. 353) der Begriff *Elementarkreislauf* eingeführt. In Ermangelung einer vergleichbar prägnanten Bezeichnung wird die geometrische Repräsentation des vereinfacht realen Vergleichsprozesses in Form von zwei gekoppelten Trapezen im p-T-Diagramm (Bild B.3) als *Lage des Kältekreislaufs im Lösungsfeld* bezeichnet. Da die geometrische Form der gekoppelten Trapeze (d.h. deren Neigung, Höhe und Breite) durch die drei Parameter B, μ_{DV} und R_S bestimmt ist, werden diese zusammen als *Geometrieparameter* bezeichnet. Alle drei Geometrieparameter sind abhängig von den Eigenschaften der Arbeitsstoffpaarung.

$$\mu_{DV} = f\left(\left.\frac{dp}{dT}\right|_R^{LV}\right) \qquad B = f\left(\left.\frac{dp}{dT}\right|_R^{LV}, \left.\frac{dp}{dT}\right|_S^{LV}\right) \qquad R_S = f(c_{p,r}, c_{p,p}) \quad \text{(B.11)}$$

Ihre numerische Größe wird im Wesentlichen durch die lastabhängige Konstellation der internen Zustandspunkte bestimmt, die wiederum von den externen Betriebsbedingungen t_{Xi} und $\dot{W}_X$ sowie den Wärmedurchlässigkeiten Y_X abhängig sind. Denn die thermodynamisch fixierte Lage des Kreislaufs im Lösungsfeld ist für einen gedachten Auslegungsfall (mit ausgewählten Geometrieparametern von z.B. $B = 1,15$, $\mu_{DV} = 0,05$ und $R_S = 1,1$) entweder direkt durch die Angabe eines internen Phasengleichgewichtspunktes, z.B. $T_E^{LV}(p_E)$ festgelegt oder indirekt durch Vorgabe einer externen Temperatur (z.B. t_{Ei}). Diese bestimmt zusammen mit der

gewählten Wärmedurchlässigkeit Y_E und einer Skalierungsgröße (z.B. $\dot{Q}_E$) den internen Fixpunkt $T_E^{LV}(p_E) = t_{Ei} - \dot{Q}_E \cdot \left(\dot{W}_E \cdot P_E(Y_E, \dot{W}_E)\right)^{-1}$, siehe Bild B.3. Die anderen notwendigen Eintrittstemperaturen im Heiß- und Kühlwasser t_{Xi} ergeben sich dann zwangsläufig über die übrigen, ebenfalls auszulegenden Transfergrößen Y_X und $\dot{W}_X$ (mit $X = C, A, D$), weil die internen Temperaturen T_C, T_A und T_D über die Geometrieparameter bereits festgelegt sind. Auch bei dieser indirekten Fixierung des vereinfacht realen Absorptionskältekreislaufs mit Hilfe der Geometrieparameter werden so 14 Bestimmungsvariablen benötigt (siehe Bild B.4).

Gegeben:

- Vier externe thermodynamische Größen, z.B. t_{Xi} oder h_{Xi}
- Vier unabhängige Transfergrößen $\dot{W}_X$
- Vier abhängige Transfergrößen Y_X
- Eine Effizienzgröße, z.B. COP oder ϵ_S oder P_S oder Y_S
- Eine Skalierungsgröße, z.B. $\dot{m}_{R,tot}$ oder $\dot{m}_r$ oder $\dot{Q}_E$

Daraus folgend:

- Vier interne thermodynamische Größen,
  z.B. p_C, p_E, x_r, x_p oder T_C, T_E, T_{Ae}, T_{De} oder $T_{[D,E,C,A]}$, B, μ_{DV}, R_S

Bild B.4: Informationsbedarf zur indirekten Fixierung des vereinfachten realen, einstufigen Absorptionskältekreislaufs auf Basis extern gegebener Größen.

Allerdings ist in allen zuvor genannten Fällen die Kombination der 14 Bestimmungsvariablen zur vollständigen Beschreibung des Betriebspunktes und insbesondere die Kombination der 6 Informationen zur eindeutigen Festlegung des internen Prozesses *nicht* beliebig (vergl. [Schweigler, 1999, S. 37] [3]). Es sind nur diejenigen Kombinationen zulässig, die Informationen zur Festlegung von genau vier Zustandspunkten, einer Effizienzgröße und einer Skalierungsgröße beinhalten.
Liegen zu einer Kälteleistung $\dot{Q}_E$ (Skalierungsgröße) z.B. nur drei absolute oder relative Informationen über interne Zustandspunkte vor (z.B. über die drei Geometrieparameter), so kann die vierte Information nicht über den COP (Effizienzgröße) oder die Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ (Skalierungsgröße) gegeben werden, wenn die Güte des Prozesses bereits durch eine andere Effizienzgröße (z.B. zum Lösungswärmeübertrager ϵ_S bzw. P_S oder durch dessen Wärmedurchlässigkeit Y_S) beschrieben ist. Durch diese Effizienzgröße wäre die Höhe der Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ und damit

[3] Der dort dargestellte Fall, in dem durch Vorgabe der externen Mitteltemperaturen t_X mit fünf Wärmedurchlässigkeiten Y_X und dem Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r$ die vier internen Zustandspunkte bestimmt sind, ist zwar korrekt, muss aber in Bezug auf 'beliebige Kombination' präzisiert werden.

auch die Größe der Kältezahl COP bereits determiniert. Stattdessen muss dann (wie oben am Beispiel mit Y_E gezeigt) eine abhängige Transfergröße festgelegt werden bzw. bekannt sein, um die vierte Information für einen Zustandspunkt bereitzustellen. Anstelle der direkten Angabe einer Wärmedurchlässigkeit ist auch hier eine indirekte Angabe z.B. über die Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten möglich (siehe z.B. Verteilungsparameter σ_{min} in Gleichung (3.21), S. 148 und (I.4), S. 427). Sowohl bei der herkömmlichen als auch bei der erweiterten Methode ist dies für die Bestimmung von charakteristischen Parametern und Koeffizienten von Bedeutung (siehe auch Anhang I.1).

B.4 Parameterbestimmung zum vereinfacht realen Kreislauf

Anders als bei Auslegungsrechnungen, bei denen die extern notwendigen Betriebstemperaturen zur Erreichung einer bestimmten Nenn- bzw. Auslegungsleistung in Abhängigkeit von ausgewählten Wärmedurchlässigkeiten ermittelt werden (siehe Bild B.2) ist zur Berechnung des Teillastverhaltens mit Hilfe von charakteristischen Gleichungen zunächst eine Bestimmung der charakteristischen Parameter erforderlich. Oftmals steht hierzu nur ein einziger Referenzpunkt mit bekannten externen Betriebsbedingungen t_X, $\dot{W}_X$ und $\dot{Q}_X$ aber unbekannten Wärmedurchlässigkeiten Y_X und unbekannten internen Betriebsbedingungen zur Verfügung (z.B. der Nennlast- oder Auslegungspunkt des Herstellers). Im Anhang I.1 wird für diesen Fall ein Verfahren beschrieben, mit dem die Bestimmung zumindest genäherter charakteristischer Parameter $s_X^{'est} \approx s_X^{est}$ und $\Delta\Delta t_{min,X}^{'est} \approx \Delta\Delta t_{min,X}^{est}$ mit Hilfe eines Schätzwertes $\sigma_{min}^{'}$ für den Verteilungsparameter ermöglicht wird. Außerdem erfolgt dort eine quantitative Ermittlung der dabei auftretenden Abweichungen bzw. Unsicherheiten gegenüber den exakten charakteristischen Parametern.
Unabhängig davon ob ein Schätzwert $\sigma_{min}^{'}$ oder der exakte Werte σ_{min} verwendet wird, soll im Folgenden dargestellt werden, wie sich der Verteilungsparameter qualitativ auf die geometrische Form des vereinfacht realen Vergleichsprozesses bei ansonsten unveränderten Referenz- bzw. Betriebsbedingungen auswirkt. In Bild B.5 sind hierzu die gekoppelten Trapeze des Lösungs- und Kältemittelkreislaufs in einem gedachten Lösungsfeld für zwei unterschiedliche Verteilungsparameter $\sigma_{min,2} < \sigma_{min,1} < 0$ dargestellt. Für die externen Betriebsbedingungen soll gelten: $t_{X,1} = t_{X,2}$, $\dot{W}_{X,1} = \dot{W}_{X,2}$ und $\dot{Q}_{E,1} = \dot{Q}_{E,2}$ sowie $\dot{Q}_{D,1} = \dot{Q}_{D,2}$.

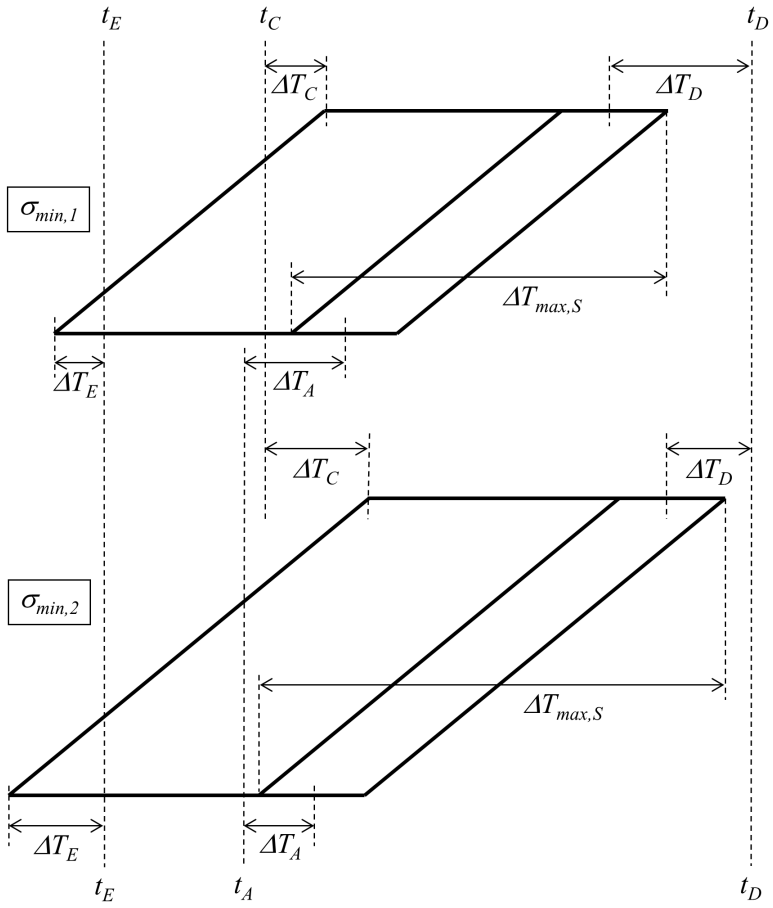


Bild B.5: Veränderung der geometrischen Form der gekoppelten Trapeze bei gleichen externen Betriebsbedingungen aber unterschiedlichen Verteilungen der Wärmedurchlässigkeiten.

Die für eine eindeutige Fixierung des vereinfacht realen Kreislaufs noch fehlenden bzw. notwendigen Informationen zur (relativen) Lage von vier internen Zustandspunkten sind über die drei Geometrieparameter der erweiterten Methode bzw. die Enthalpiekoeffizienten K_C^{est} und K_D^{est} der herkömmlichen Methode[4] zusammen mit dem Verteilungsparameter σ_{min} verfügbar. Aus den derart festgelegten Randbedingungen können mit Hilfe von Gleichung (B.9) auch die Wärmedurchlässigkeiten und daraus die charakteristischen Parameter bestimmt werden (siehe Bild B.6).
Bei dem betragsmäßig größeren Verteilungsparameter $\sigma_{min,2}$ ist entsprechend Gleichung (3.21), S. 148 der Anteil der Wärmedurchlässigkeiten Y_X im Lösungskreis (d.h. $X = D, A$) in Bezug zur Summe aller Hauptwärmedurchlässigkeiten (d.h. $X = D, E, C, A$) größer als bei der Verteilung $\sigma_{min,1}$. Daher sind die treibenden Temperaturdifferenzen für die gleiche Kälte- und Antriebsleistung bei der Ver-

[4] siehe Gleichung (I.2) und (I.4), S. 427 im Anhang I.1

teilung $\sigma_{min,2}$ im Verdampfer und Kondensator größer und im Ab- und Desorber kleiner als bei $\sigma_{min,1}$ (siehe Bild B.5). Als Konsequenz daraus ist bei $\sigma_{min,2}$ das Doppeltrapez im Lösungsfeld höher und breiter (d.h. die Druckdifferenz Δp_{CE} und der Drosselverlust μ_{DV} sind größer ebenso wie die thermische Länge des Lösungswärmeübertragers $\Delta T_{max,S}$). Für den gleichen Leistungsumsatz bzw. die gleiche Effizienz am Referenzpunkt (d.h. $COP_2 = COP_1$) muss daher bei Verteilung $\sigma_{min,2}$ eine höhere Effizienz des Lösungswärmeübertragers vorhanden sein (d.h. $P_{S,2} > P_{S,1}$) bzw. wird die dazu notwendige Wärmedurchlässigkeit $Y_{S,2} > Y_{S,1}$ aus den angenommenen Verteilungs- und Geometrieparametern so ermittelt.

Gegeben bzw. angenommen:

- Vier externe thermodynamische Größen, z.B. t_{Xi} oder h_{Xi}
- Vier unabhängige Transfergrößen $\dot{W}_X$
- Eine Skalierungsgröße, z.B. $\dot{Q}_E$
- Eine Effizienzgröße, z.B. COP aus $\dot{Q}_E$ und $\dot{Q}_D$
- Vier relative Informationen, z.B. B, μ_{DV}, R_S, σ_{min} oder B, K_C^{est}, K_D^{est}, σ_{min} mit denen die relative Lage von vier internen Zustandspunkten im Lösungsfeld bestimmt ist

Daraus folgend:

- Vier abhängige Transfergrößen Y_X bzw. deren Kombination in charakteristischen Parametern

Bild B.6: Informationsbedarf zur Bestimmung von charakteristischen Parametern eines vereinfachten realen, einstufigen Absorptionskältekreislaufs auf Basis eines Betriebspunktes.

Die Auswirkungen der in Abhängigkeit vom abgeschätzten Verteilungsparameter σ'_{min} unterschiedlich groß berechneten Lösungswärmeübertrager auf das Teillastverhalten bzw. auf die ermittelten charakteristischen Parameter werden im Anhang I.1 behandelt.

B.5 Fazit zur Fixierung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs

Um den hier behandelten vereinfacht realen einstufigen Absorptionskältekreislauf intern und extern eindeutig zu fixieren sind 14 Informationen notwendig. Diese können über thermodynamische Zustandsgrößen, Effizienz- und Skalierungsgrößen sowie abhängige und unabhängige Transfergrößen bereitgestellt werden. Insbesondere bei den direkten oder indirekten Informationen zu den vier internen Zustandspunkten ist darauf zu achten, dass diese unabhängig voneinander sind.

Bei gegebenen externen Betriebsbedingungen können die vier Zustandspunkte und damit die geometrische Form des Kreisprozesses bzw. seine Lage im Lösungsfeld auch indirekt durch die Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten Y_X mit $X = D, E, C, A$ zusammen mit den drei Geometrieparametern B, μ_{DV} und R_S thermodynamisch eindeutig determiniert werden. Zusammen mit einer Skalierungsgröße (z.B. $\dot{m}_r$ oder $\dot{Q}_E$) und einer Effizienzgröße (z.B. Y_S oder COP) liegen damit neben den Gesamtwärmeströmen $\dot{Q}_X$ auch alle internen Teilwärmeströme $\dot{Q}_{XN}$ fest, die aus überhitzten oder unterkühlten Lösungszuständen am Eintritt in die vier Hauptwärmeübertrager resultieren und je nach Bauform des Wärmeübertragers mit oder ohne adiabate Sorptionsvorgänge übertragen werden müssen.

C Zusammenhang zwischen z und P

In der Wärmeübertragungsgleichung

$$\dot{Q} = U_m \cdot A \cdot \Delta T_{log} = U_m \cdot A \cdot \frac{\Delta T_1 - \Delta T_0}{ln(\Delta T_1) - ln(\Delta T_0)} \tag{C.1}$$

kann der logarithmische Mittelwert der Temperaturdifferenzen ΔT_0 und ΔT_1 am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers entweder durch den arithmetischen Mittelwert zusammen mit dem Temperaturdifferenzfaktor z ausgedrückt werden

$$\dot{Q} = U_m \cdot A \cdot z \cdot \Delta T_{arith} \tag{C.2}$$

oder über die dimensionslose Temperaturänderung zusammen mit der maximalen Temperaturdifferenz.

$$\dot{Q} = \dot{W} \cdot P \cdot \Delta T_{max} \tag{C.3}$$

Der Zusammenhang zwischen ΔT_{log} und ΔT_{max} als Funktion von dimensionslosen Kennzahlen ist hinlänglich bekannt (siehe Roetzel und Spang [2006b] bzw. Abschnitt 2.3.1). Der Zusammenhang zwischen ΔT_{arith} und ΔT_{max} bzw. zwischen dem Temperaturdifferenzfaktor z und der dimensionslosen Temperaturänderung P soll nachfolgend hergeleitet werden.

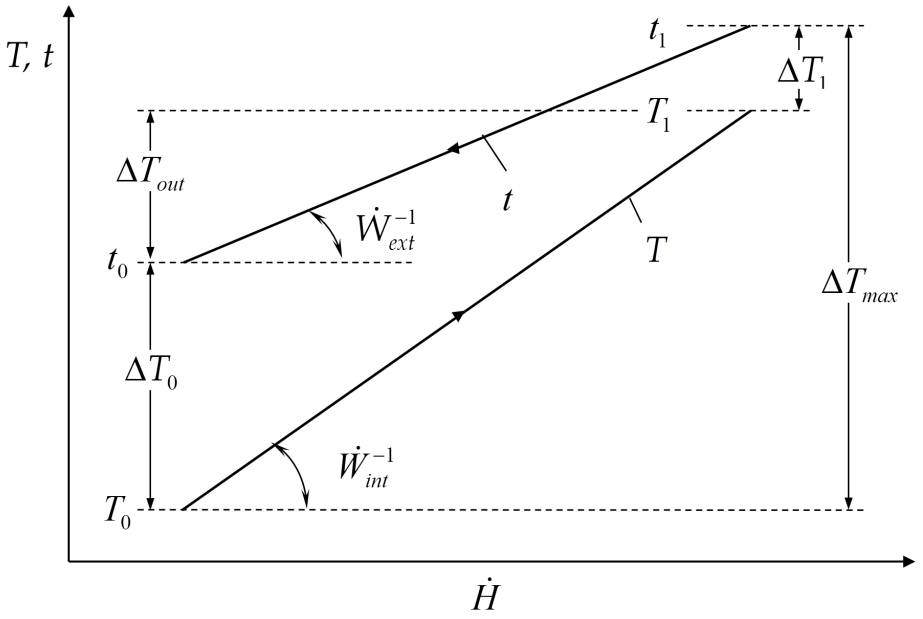


Bild C.1: T-$\dot{H}$-Diagramm eines Gegenstromwärmeübertragers.

Aus Abbildung C.1 erkennt man

$$\Delta T_{out} = \Delta T_{max} - \Delta T_0 - \Delta T_1 \ . \tag{C.4}$$

Mit den dimensionslosen Temperaturänderungen auf beiden Seiten des Wärmeübertragers und dem Wärmekapazitätsstromverhältnis, d.h.

$$P_{ext} = \frac{t_1 - t_0}{\Delta T_{max}} \qquad P_{int} = \frac{T_1 - T_0}{\Delta T_{max}} \qquad R = \frac{\dot{W}_{ext}}{\dot{W}_{int}} = \frac{P_{int}}{P_{ext}} \ , \tag{C.5}$$

lassen sich die Temperaturdifferenzen an den beiden Enden des Wärmeübertragers wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned} \Delta T_0 &= \Delta T_{max} - (t_1 - t_0) = \Delta T_{max} - P_{ext} \cdot \Delta T_{max} \\ \Delta T_1 &= \Delta T_{max} - (T_1 - T_0) = \Delta T_{max} - P_{int} \cdot \Delta T_{max} \end{aligned} \tag{C.6}$$

Nach Einsetzen von ΔT_0 und ΔT_1 aus Gleichung (C.6) in (C.4) folgt nach wenigen Umformungen

$$\Delta T_{out} = \Delta T_{max} \cdot \left(P_{ext} \cdot (R+1) - 1 \right) \ . \tag{C.7}$$

Mit diesem Zusammenhang zwischen ΔT_{out} und ΔT_{max} lässt sich auch eine Verbindung zwischen z und P herleiten, denn es gilt

$$\frac{\Delta T_{log}}{\Delta T_{max}} = \frac{P_{ext}}{NTU_{ext}} \text{ und } z = \frac{\Delta T_{log}}{\Delta T_{arith}} \text{ , so dass } \ z = \frac{P_{ext}}{NTU_{ext}} \cdot \frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{arith}} \ . \tag{C.8}$$

Die arithmetische Temperaturdifferenz ist mit (C.4) auch darstellbar als

$$\Delta T_{arith} = \frac{\Delta T_0 + \Delta T_1}{2} = \frac{\Delta T_{max} - \Delta T_{out}}{2} \ . \tag{C.9}$$

Einsetzen von (C.9) in (C.8) und Verwendung von (C.7) für ΔT_{out} ergibt

$$z = \frac{P_{ext}}{NTU_{ext}} \cdot \frac{1}{1 - P_{ext} \cdot (R+1)/2} \tag{C.10}$$

und damit

$$P_{ext} = \frac{2 \cdot NTU_{ext} \cdot z}{(R+1) \cdot NTU_{ext} \cdot z + 2} \ . \tag{C.11}$$

Aus (C.7) und (C.9) folgt außerdem

$$\frac{\Delta T_{arith}}{\Delta T_{max}} = 1 - P_{ext} \cdot (R+1)/2 \ . \tag{C.12}$$

D Drei-Punkt-Verfahren nach Roetzel und Spang [2006a]

Für die näherungsweise Berücksichtigung temperaturabhängiger Stoffwerte und Wärmeübergangskoeffizienten wurde das sogenannte Drei-Punkt-Verfahren entwickelt (siehe [Roetzel, 1969], [Roetzel, 1988], [Roetzel und Spang, 2006a]). Anstelle des Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktors κ in (2.153), S. 94 wird hierbei eine temperaturabhängige Veränderung von Wärmedurchgangskoeffizienten mit der temperaturabhängigen Änderung von Wärmekapazitätsströmen zusammengefasst und ein mittlerer scheinbaren Wärmedurchgangskoeffizienten U_m^* ermittelt, mit dem der übertragene Wärmestrom weiterhin aus dem logarithmischen Mittelwert der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers berechnet werden kann.

$$\dot{Q} = U_m^* \cdot A \cdot \Delta T_{log} \tag{D.1}$$

Die Zusammenfassung der temperaturabhängigen Variation von U und $\dot{W}$ basiert auf der Annahme, dass sich für die Differentialgleichung

$$\frac{1}{(t-T)}\, d(t-T) = \underbrace{-\left(\frac{U(T(x))\cdot A}{\dot{W}_{ext}} - \frac{U(T(x))\cdot A}{\dot{W}_{int}(T(x))}\right)}_{N^*}\, dx \tag{D.2}$$

ein Wert N^* bestimmen lässt, so dass der nach Integration von (D.2) mit N^* gefundene Verlauf der Temperaturdifferenz $t-T$ zumindest näherungsweise mit dem Verlauf der hypothetischen Temperaturdifferenz $\Delta T^*(x) = t^*(x) - T^*(x)$ übereinstimmt. Wenn dies gelingt, entspricht die mittlere Temperaturdifferenz ΔT_m wieder dem logarithmischen Mittelwert ΔT_{log} und aus dem Wert N^* kann ein scheinbarer Wärmeübergangskoeffizient U_m^* bestimmt werden.

$$U_m^* = \frac{N^*}{A \cdot (\frac{1}{\dot{W}_{ext}} - \frac{1}{\dot{W}_{int}})} \tag{D.3}$$

Dieser scheinbare Wärmeübergangskoeffizient ist der anstelle von U_m in der Wärmeübertragungsgleichung (D.1) verwendete (siehe [Roetzel, 1988, S. 176]). Auf Grund des unbekannten Berechnungsweges für N^* erfolgt die Ermittlung von U_m^* im Drei-Punk-Verfahren jedoch nicht mit Gleichung (D.3) sondern über eine näherungsweise Integration des variablen Wärmedurchgangskoeffizienten $U(T)$ mit Hilfe des Simpson-Verfahrens (Gleichung (19) in [Roetzel und Spang, 2006a]):

$$\frac{1}{U_m^*} = \frac{1}{6}\frac{1}{U_0} + \frac{2}{3}\frac{1}{U_{1/2}^*} + \frac{1}{6}\frac{1}{U_1} \tag{D.4}$$

Dazu ist neben den örtlichen (umfangsgemittelten) Wärmedurchgangskoeffizienten an den beiden Enden des Wärmeübertragers ($U_0 = U(T_0)$ und $U_1 = U(T_1)$) ein weiterer scheinbarer Wärmedurchgangskoeffizient $U^*_{1/2}$ an einer mittleren Stützstelle "1/2" zu bestimmen. Nach Roetzel [1969] ist diese mittlere Stützstelle dadurch gekennzeichnet, dass die dort herrschende, örtliche hypothetische Temperaturdifferenz $\Delta T^*_{1/2}$ dem geometrischen Mittel aus Ein- und Austrittstemperaturdifferenz entspricht (siehe Gleichung (20) in [Roetzel und Spang, 2006a]):

$$\Delta T^*_{1/2} = (\Delta T_0 \cdot \Delta T_1)^{0.5} \tag{D.5}$$

Der scheinbare Wärmedurchgangskoeffizient $U^*_{1/2}$ für Gleichung (D.4) wird dann aus dem tatsächlichen örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten an der Stelle "1/2" und dem Verhältnis der tatsächlichen Temperaturdifferenz zur hypothetischen Temperaturdifferenz berechnet (Gleichung (22) in [Roetzel und Spang, 2006a]):

$$U^*_{1/2} = U_{1/2} \cdot \frac{\Delta T_{1/2}}{\Delta T^*_{1/2}} \tag{D.6}$$

Hierzu muss die tatsächliche Temperaturdifferenz $\Delta T_{1/2} = t_{1/2} - T_{1/2}$ an der mittleren Stützstelle "1/2" bestimmt werden, wobei sich die Temperaturen $t_{1/2}$ und $T_{1/2}$ entsprechend Gleichung 21 in [Roetzel und Spang, 2006a] aus einem als linear angenommenen Zusammenhang zwischen den Enthalpien der Stoffströme und den hypothetischen Temperaturdifferenzen ergeben:

$$\begin{aligned} h_{ext}(t_{1/2}) = h_{ext,1/2} &= h_{ext,1} + (h_{ext,0} - h_{ext,1}) \cdot \frac{\Delta T^*_{1/2} - \Delta T_1}{\Delta T_0 - \Delta T_1} \\ h_{int}(T_{1/2}) = h_{int,1/2} &= h_{int,1} + (h_{int,0} - h_{int,1}) \cdot \frac{\Delta T^*_{1/2} - \Delta T_1}{\Delta T_0 - \Delta T_1} \end{aligned} \tag{D.7}$$

Die Verwendung des Drei-Punkt-Verfahrens ist daher bei Absorptionskälteanlagen schwierig, da für die Wärmeübertragungsbereiche mit Ab- und Desorption zum einen für h_{int} in Gleichung (D.7) die differenzielle spezifische Desorptionsenthalpie $\widehat{h}_D = f(T)$ entsprechend Abschnitt 2.2.1.3 bzw. deren Umkehrfunktion $T = f(\widehat{h}_D)$ zu verwenden wäre. Zum anderen wird über die spezifischen Enthalpien in (D.7) die auftretende Änderung des Massenstroms beim Sorptionsprozess nicht erfasst. Außerdem ist zu berücksichtigen, dass sich durch die Temperaturabhängigkeit von $\dot{W}$ nicht zwingend der Wärmeübergangskoeffizient U verändert, sondern die mittlere treibende Temperaturdifferenz. Deshalb wurde der Kapazitätsstromkorrekturfaktor κ in Gleichung (2.119), S. 71 auch als eigenständiger Faktor eingeführt, obwohl er im Drei-Punkt-Verfahren mit dem Korrekturfaktor für veränderliche Wärmeübergangskoeffizienten ν zusammengefasst wird, d.h. für Gleichung (D.1) in

veränderter Schreibweise

$$\dot{Q} = U_m \cdot \kappa' \cdot A \cdot \Delta T_{log} \qquad \text{mit} \quad \kappa' = \frac{U_m^*}{U_m} \approx \nu \cdot \kappa \; . \tag{D.8}$$

Bei Anwendung des Drei-Punkt-Verfahrens muss außerdem beachtet werden, dass sich aus der Temperaturabhängigkeit der partiellen Desorptionsenthalpie $\widehat{h}_D(T)$ bzw. der daraus abgeleiteten scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widehat{c}_p(T)$ kein linear temperaturabhängiger Wärmekapazitätsstrom ergibt (s. Bild 2.36, S. 104), d.h.

$$\dot{W}_{int}(T) = \widehat{\dot{W}}(T) \neq a + b \cdot T \; . \tag{D.9}$$

In diesem Fall ist $\overline{\dot{W}} \neq \dot{W}^*$, so dass im Gleichungssystem (2.153), S. 94 das Wärmekapazitätsstromverhältnis $\overline{R}^* \neq 1$ zu berücksichtigen ist. Dies ist im VDI-Wärmeatlas nicht dargestellt und soll hier für das im Hauptteil mit Tabelle 2.8 und 2.9 sowie Bild 2.37, S. 107 behandelte Beispiel näher erläutert werden.
In Tabelle D.1 sind hierzu für die Massenströme $\dot{m}_r$ = 37,5 g/s bzw. $\dot{m}_r$ = 62,5 g/s die Ergebnisse bei Anwendung des Drei-Punkt-Verfahrens mit und ohne Berücksichtigung des Wärmekapazitätsstromverhältnisses $\overline{R}^*_{D2} = \frac{\dot{W}^*_{D2}}{\overline{\dot{W}}_{D2}}$ (d.h. Spalte *3PV* und *3PVo*) zu den Berechnungsergebnissen bei temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom durch Anwendung der Zellenmethode (Spalte *var*) und Anwendung der analytischen Lösung für lineare Temperaturabhängigkeit (Spalte *lin*) im Vergleich zur Annahme eines mittleren Wärmekapazitätsstroms (Spalte *avg*) ergänzt worden.
Aus den Gleichungssystemen (links mit Berücksichtigung von $\overline{R}^*$ und rechts ohne)

$$\begin{aligned}
\dot{Q}^{3PV}_{D2} &= \dot{W}_D \cdot \left(t_{Di} - t^{3PV}_{D2o}\right) \\
&= U^*_{m,D} \cdot A_D \cdot \Delta T^{3PV}_{log,D2} \\
&= \dot{W}^*_{D2} \cdot \left(T^{3PV}_{De} - T_{Ds}\right) \\
&= \overline{\dot{W}}^{3PV}_{D2} \cdot \left(T^{3PV}_{De} - T_{Ds}\right) \cdot \overline{R}^*_{D2}
\end{aligned}
\qquad
\begin{aligned}
\dot{Q}^{3PVo}_{D2} &= \dot{W}_D \cdot \left(t_{Di} - t^{3PVo}_{D2o}\right) \\
&= U^*_{m,D} \cdot A_D \cdot \Delta T^{3PVo}_{log,D2} \\
&= \overline{\dot{W}}^{3PVo}_{D2} \cdot \left(T^{3PVo}_{De} - T_{Ds}\right)
\end{aligned}
\tag{D.10}$$

resultieren mit den Gleichungen (D.4), (D.5), (D.6) u. (D.7) des Drei-Punkt-Verfahrens verschiedene Austrittstemperaturen t^{3PV}_{D2o}, t^{3PVo}_{D2o} und T^{3PV}_{De}, T^{3PVo}_{De} sowie Salzmassenanteile x_p^{3PV}, x_p^{3PVo} und damit auch verschiedene mittlere Wärmekapazitätsströme,

$$\begin{aligned}
\overline{\dot{W}}^{3PV}_{D2} &= \frac{\dot{W}_{Ds} + \dot{W}^{3PV}_{De}}{2} = \frac{\dot{m}_r \cdot \widehat{c}_p(T_{Ds}, x_r) + \dot{m}_p^{3PV} \cdot \widehat{c}_p(T^{3PV}_{De}, x_p^{3PV})}{2} \\
\overline{\dot{W}}^{3PVo}_{D2} &= \frac{\dot{W}_{Ds} + \dot{W}^{3PVo}_{De}}{2} = \frac{\dot{m}_r \cdot \widehat{c}_p(T_{Ds}, x_r) + \dot{m}_p^{3PVo} \cdot \widehat{c}_p(T^{3PVo}_{De}, x_p^{3PVo})}{2}
\end{aligned} \tag{D.11}$$

wobei

$$\dot{m}_p^{\,3PV} = \dot{m}_r \cdot x_r / x_p^{\,3PV} \qquad \text{und} \qquad \dot{m}_p^{\,3PVo} = \dot{m}_r \cdot x_r / x_p^{\,3PVo}. \tag{D.12}$$

Der hypothetische Wärmekapazitätsstrom in Gleichung (D.10) links lässt sich nach Einführung der integral gemittelten scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ in Abschnitt 2.2.2 einfach berechnen, denn mit Gleichung (2.83) ist $\widetilde{c}_p$ so definiert, dass gilt $\dot{W}_{D2}^{*} = \widetilde{\dot{W}}_{D2}^{3PV}$. Im anderen Fall (d.h. Gleichung (D.10) rechts, ohne $\widetilde{c}_p$) wird dagegen der arithmetisch gemittelte Wärmekapazitätsstrom als Näherung verwendet, weil in $\dot{W}_{D2}^{*} = \widetilde{\dot{W}}_{D2}^{3PVo} = \overline{\dot{W}}_{D2}^{3PVo} \cdot \overline{R}_{3PVo}^{*}$ das Wärmekapazitätsstromverhältnis $\overline{R}_{3PVo}^{*}$ näherungsweise zu Eins gesetzt wurde. Zur Verdeutlichung der daraus resultierenden Effekte sind die relativen Unterschiede $\epsilon_{\dot{Q}}$ in den berechneten Leistungen, d.h.:

$$\epsilon_{\dot{Q}}^{\,vvv} = \frac{\dot{Q}_{D2}^{vvv} - \dot{Q}_{D2}^{var}}{\dot{Q}_{D2}^{var}} \tag{D.13}$$

für alle Berechnungsverfahren $vvv = [avg, lin, 3PV, 3PVo]$ mit Bezug zu den Ergebnissen der quasi exakten Zellenmethode berechnet worden. Zusätzlich zu den Zahlenwerten der internen und externen Austrittstemperaturen in Tabelle D.1 zeigt Bild D.1 die zugehörigen qualitativen Temperaturverläufe.

Aus dem Vergleich der Zahlenwerte in den Spalten *3PV* und *var* wird deutlich, dass mit dem Drei-Punkt-Verfahren eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der quasi exakten Zellenmethode erzielt werden kann, wenn das Wärmekapazitätsstromverhältnis $\overline{R}^{*}$ bzw. der hypothetische Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}^{*}$ berücksichtigt wird. Ohne Berücksichtigung von $\overline{R}^{*}$ wird der Effekt der temperaturabhängigen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widehat{c}_p$ zumindest bei $H_2O/LiBr$-Lösungen betragsmäßig in ähnlichem Maß überschätzt, wie er bei Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit unterschätzt wird (vergl. Spalte *3PVo* und *avg* mit Spalte *var*). Dies resultiert aus der Abnahme der partiellen Desorptionsenthalpie $\widehat{h}_D(T)$, die zusammen mit dem abnehmenden, über die Wärmeübertragungsfläche fließenden Massenstrom zu einem nicht-linear temperaturabhängigem Verlauf des internen Wärmekapazitätsstroms $\dot{W}_{int}(T)$ führt. Daher ist der tatsächlich wirksame hypothetische Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}^{*}$ kleiner als der arithmetische Mittelwert $\overline{\dot{W}}$, was über $\overline{R}^{*} = \dot{W}^{*} / \overline{\dot{W}} \approx$ 0,94 bzw. 0,97 im Gleichungssystem (D.10) zu berücksichtigen ist.

Obwohl auch das analytische Verfahren aus Abschnitt 2.3.4 (Spalte *lin*) bei tatsächlich nicht-linear temperaturabhängigem Verlauf des internen Wärmekapazitätsstroms nur eine Näherung darstellt, liegen die Ergebnisse der durchgeführten Beispielrechnungen geringfügig dichter an den quasi exakten Ergebnissen der Zellenmethode.

Tabelle D.1: Ergebnisse der Wärmeübertragungsrechnung bei temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom durch Anwendung eines mittleren Wärmekapazitätsstroms (*avg*), der Zellenmethode (*var*), des analytischen Verfahrens aus Abschnitt 2.3.42.3.4 (*lin*) sowie des Drei-Punkt-Verfahrens mit und ohne Berücksichtigung von $\overline{R}^*_{3PV}$ (*3PV* und *3PVo*).

		$\dot{m}_r = 37,5\ \frac{g}{s}$					$\dot{m}_r = 62,5\ \frac{g}{s}$				
		avg	*var*	*lin*	*3PV*	*3PVo*	*avg*	*var*	*lin*	*3PV*	*3PVo*
$\dot{Q}_{D2}$	kW	16.93	17.40	17.45	17.54	17.91	20.57	20.90	20.91	20.83	21.06
$\Delta T_{log,D2}$	K	8.46	7.88	7.82	7.71	8.21	10.28	10.02	10.02	10.08	10.14
$\Delta T_{m,D2}$	K	8.46	8.70	8.73	9.46	9.62	10.28	10.45	10.46	10.42	10.53
t_{D2o}	°C	71.56	71.19	71.15	71.08	70.79	68.68	68.41	68.40	68.47	68.29
T_{De}	°C	79.02	79.71	79.77	79.89	78.92	72.92	73.18	73.18	73.12	72.75
x_p	$\frac{kg}{kg}$	0.595	0.598	0.598	0.599	0.594	0.567	0.568	0.568	0.568	0.566
κ'_{D2}	-	1	1.104	1.116	1.137	1.090	1	1.043	1.044	1.033	1.039
$\overline{R}^*$	-	1	0.939	1	0.937	1	1	0.965	1	0.965	1
$\epsilon_{\dot{Q}}$	-	-0.027	0	0.003	0.008	0.029	-0.016	0	0.000	-0.003	0.008

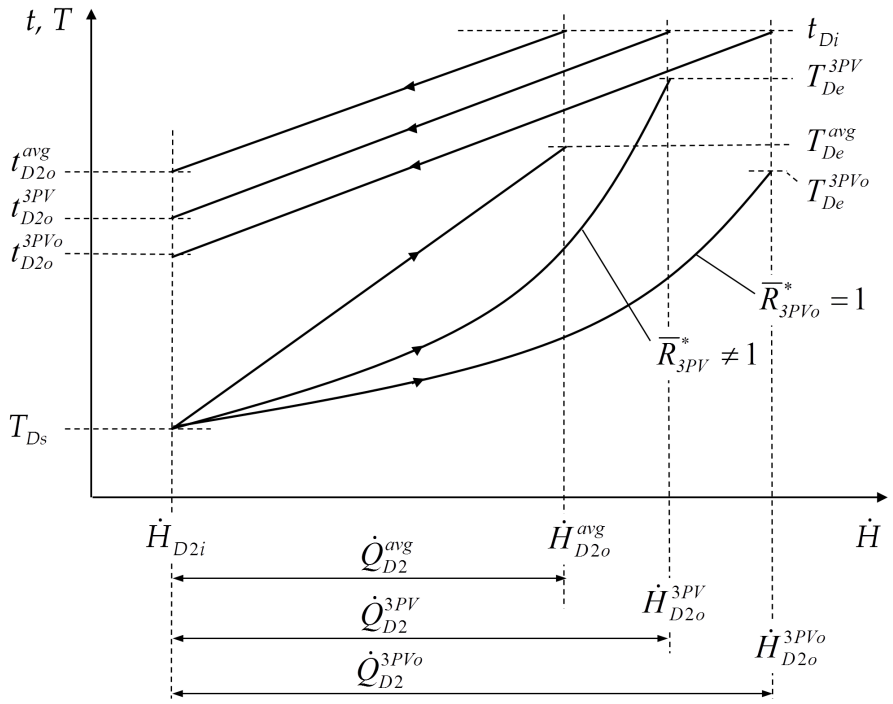


Bild D.1: Schematische Darstellung der Temperaturverläufe bei konstantem und temperaturabhängigem internen Wärmekapazitätsstrom bei Berechnung mit dem Drei-Punkt-Verfahren mit und ohne Berücksichtigung von $\overline{R}^*_{3PV}$.

E Ergänzungen zur Lösung von Integralen und Stammfunktionen bei einseitig temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen

Bei Herleitung der mittleren Temperaturdifferenz für die Wärmeübertragung mit einseitig linear temperaturabhängigem Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{int} = a + b \cdot T$ und konstantem (externem) Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}$ im Abschnitt 2.3.4 muss das Integral

$$\begin{aligned} U_m \cdot A &= 2 \cdot \dot{W} \cdot \left(a \int_{T_0}^{T_1} \frac{1}{\Im} \, dT + b \int_{T_0}^{T_1} \frac{T}{\Im} \, dT \right) \\ &= 2 \cdot \dot{W} \cdot \left(\frac{b}{2\alpha} \left[ln(\Im) \right]_{T_0}^{T_1} + \left(a - \frac{b \cdot \beta}{2\alpha} \right) \int_{T_0}^{T_1} \frac{1}{\Im} \, dT \right) \end{aligned} \tag{E.1}$$

mit dem Nenner-Polynom $\Im = \alpha \cdot T^2 + \beta \cdot T + \gamma$ gelöst werden. In Abhängigkeit von der Anzahl der Nullstellen in $\Im$, die durch das Vorzeichen der negativen Pseudo-Diskriminante $\Delta = 4\alpha\gamma - \beta^2$ bzw. das spezielle Eintrittswärmekapazitätsstromverhältnis ϱ_0 ermittelt wird, sind hierbei drei Fälle zu unterscheiden.

- $\Delta < 0$ bzw. $\varrho_0 > 0$, d.h. $\Im$ hat zwei reelle Nullstellen
- $\Delta > 0$ bzw. $\varrho_0 < 0$, d.h. $\Im$ hat keine reelle Nullstelle
- $\Delta = 0$ bzw. $\varrho_0 = 0$, d.h. $\Im$ hat eine reelle (Doppel-)Nullstelle

Außerdem sind zahlreiche Umformungen für eine kompakte Darstellung der Ergebnisse durchzuführen. Diese werden hier erläutert.

E.1 Umformungen im Fall $\Delta < 0$

Für den Fall $\Delta < 0$ (bzw. $\varrho_0 > 0$) ergibt sich aus Gleichung (E.1) nach Integration

$$\begin{aligned} U_m \cdot A = 2 \cdot \dot{W} \cdot \Bigg[& \frac{b}{2\alpha} \cdot ln(\alpha \cdot T^2 + \beta \cdot T + \gamma) \\ & + \left(a - \frac{b \cdot \beta}{2\alpha} \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{-\Delta}} \cdot ln\left(\frac{2\alpha \cdot T + \beta - \sqrt{-\Delta}}{2\alpha \cdot T + \beta + \sqrt{-\Delta}} \right) \Bigg]_{T_0}^{T_1}. \end{aligned} \tag{E.2}$$

Sowohl die hierin auftretenden Faktoren vor den Logarithmen als auch die Argumente der Logarithmen selbst können bei Auflösung der Stammfunktion vereinfacht werden (siehe E.1.1 und E.1.2).

E.1.1 Umformung der vorstehenden Faktoren

Nach Einsetzen der in Gleichung (2.161), S. 97 eingeführten Koeffizienten für das Nenner-Polynom $\Im = \alpha \cdot T^2 + \beta \cdot T + \gamma$

$$\alpha = b \qquad \beta = 2 \cdot (a - \dot{W}) \qquad \gamma = 2 \cdot (\dot{W} \cdot t_0 - a \cdot T_0) - b \cdot T_0^2 \tag{E.3}$$

ergibt sich mit $\mathfrak{L}$ als zusammengefasstes Argument der zweiten ln-Funktion eine neue Darstellung der Stammfunktion

$$U_m \cdot A = \dot{W} \cdot \left[ln(\Im) + \frac{2 \cdot \dot{W}}{\sqrt{-\Delta}}\, ln(\mathfrak{L}) \right]_{T_0}^{T_1}. \tag{E.4}$$

Den Faktor $\mathfrak{F}$ vor $ln(\mathfrak{L})$ ermittelt man nach Ersetzen der negativen Pseudo-Diskriminante $\Delta = 4\alpha\gamma - \beta^2$ zu

$$\begin{aligned} \mathfrak{F} &= \frac{2 \cdot \dot{W}}{\sqrt{-\Delta}} = \sqrt{\frac{4 \cdot \dot{W}^2}{-\Delta}} \\ &= \sqrt{\frac{4 \cdot \dot{W}^2}{\underbrace{(2a)^2 - 2 \cdot (2a) \cdot 2 \cdot \dot{W} + (2 \cdot \dot{W})^2}_{\beta^2} - \underbrace{(4 \cdot b)}_{4 \cdot \alpha} \cdot \underbrace{(2 \cdot \dot{W} \cdot t_0 - 2a \cdot T_0 - (b \cdot T_0)^2)}_{\gamma}}}. \end{aligned} \tag{E.5}$$

Ausmultiplizieren und Kürzen mit vier ergibt

$$\mathfrak{F} = \sqrt{\frac{\dot{W}^2}{a^2 - 2a \cdot \dot{W} + W^2 - 2b \cdot \dot{W} \cdot t_0 + 2ab \cdot T_0 + (b \cdot T_0)^2)}} \tag{E.6}$$

sowie nach Division durch W^2 und Sortieren der linearen und quadratischen Terme

$$\mathfrak{F} = \sqrt{\frac{1}{1 \underbrace{- \frac{2a}{\dot{W}} - \frac{2b \cdot t_0}{\dot{W}}}_{-2 \cdot \frac{\dot{W}_{int,0}^t}{\dot{W}}} + \underbrace{\frac{a^2}{\dot{W}^2} + \frac{2ab \cdot T_0}{\dot{W}^2} + \frac{(b \cdot T_0)^2}{\dot{W}^2}}_{\left(\frac{\dot{W}_{int,0}}{\dot{W}}\right)^2}}}. \tag{E.7}$$

Nach Zusammenfassung der Wärmekapazitätsstromverhältnisse verbleibt

$$\mathfrak{F} = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{2}{R_0^t} + \frac{1}{(R_0)^2}}} = \frac{1}{\sqrt{\varrho_0}}\,. \tag{E.8}$$

E.1.2 Auflösen der logarithmischen Stammfunktionen

Das Nenner-Polynom $\Im$ ist ein Ausdruck für die örtliche treibende Temperaturdifferenz $\Delta T = t - T$ (siehe (2.157), S. 97). Da diese an den Stellen 0 und 1 bekannt ist, kann der erste Term der Stammfunktion (E.4) leicht ermittelt werden

$$\Big[ln(\Im)\Big]_{T_0}^{T_1} = ln\Big(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_0}\Big). \tag{E.9}$$

Der zweite Term in Gleichung (E.4) ergibt sich ohne den Vor-Faktor zu

$$\begin{aligned}\Big[ln(\mathfrak{L})\Big]_{T_0}^{T_1} &= \Big[ln\Big(\frac{2\alpha\cdot T+\beta-\sqrt{-\Delta}}{2\alpha\cdot T+\beta+\sqrt{-\Delta}}\Big)\Big]_{T_0}^{T_1}\\ &= ln\Big(\frac{2\alpha\cdot T_1+\beta-\sqrt{-\Delta}}{2\alpha\cdot T_1+\beta+\sqrt{-\Delta}}\Big) - ln\Big(\frac{2\alpha\cdot T_0+\beta-\sqrt{-\Delta}}{2\alpha\cdot T_0+\beta+\sqrt{-\Delta}}\Big)\end{aligned} \tag{E.10}$$

Durch Einsetzen der Koeffizienten α und β entsprechend Gleichung (E.3) folgt mit Benutzung von $a + b \cdot T_1 = \dot{W}_{int}(T_1) = \dot{W}_{int,1}$ sowie $a + b \cdot T_0 = \dot{W}_{int,0}$

$$\Big[ln(\mathfrak{L})\Big]_{T_0}^{T_1} = ln\Big(\frac{2\cdot(\dot{W}_{int,1}-\dot{W})-\sqrt{-\Delta}}{2\cdot(\dot{W}_{int,1}-\dot{W})+\sqrt{-\Delta}}\cdot\frac{2\cdot(\dot{W}_{int,0}-\dot{W})+\sqrt{-\Delta}}{2\cdot(\dot{W}_{int,0}-\dot{W})-\sqrt{-\Delta}}\Big) \tag{E.11}$$

und nach Division durch $2 \cdot \dot{W}$

$$\Big[ln(\mathfrak{L})\Big]_{T_0}^{T_1} = ln\left(\frac{(\frac{\dot{W}_{int,1}}{\dot{W}}-1-\frac{\sqrt{-\Delta}}{2\cdot\dot{W}})}{(\frac{\dot{W}_{int,1}}{\dot{W}}-1+\frac{\sqrt{-\Delta}}{2\cdot\dot{W}})}\cdot\frac{(\frac{\dot{W}_{int,0}}{\dot{W}}-1+\frac{\sqrt{-\Delta}}{2\cdot\dot{W}})}{(\frac{\dot{W}_{int,0}}{\dot{W}}-1-\frac{\sqrt{-\Delta}}{2\cdot\dot{W}})}\right). \tag{E.12}$$

Mit den gleichen Umformungen für $\frac{\sqrt{\Delta}}{2\cdot\dot{W}}$ wie für den Kehrwert (siehe Gleichung (E.5) bis (E.8)) und den Wärmekapazitätsstromverhältnissen R_0, R_1 am jeweiligen Ende des Wärmeübertragers ergibt sich schließlich

$$\Big[ln(\mathfrak{L})\Big]_{T_0}^{T_1} = ln\left(\frac{(R_1-1-\sqrt{\varrho_0})}{(R_1-1+\sqrt{\varrho_0})}\cdot\frac{(R_0-1+\sqrt{\varrho_0})}{(R_0-1-\sqrt{\varrho_0})}\right). \tag{E.13}$$

E.2 Zusammenfassung der arctan-Argumente im Fall $\Delta > 0$

Für den Fall $\Delta > 0$ (bzw. $\varrho_0 < 0$) berechnet sich die Wärmedurchlässigkeit aus der Stammfunktion (2.165), S. 98 nach Einsetzen von oberer und unterer Integrationsgrenze und Ersetzen der Koeffzienten α, β aus Gleichung (E.3) zu

$$U_m \cdot A = \dot{W}\cdot\left(ln\Big(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_0}\Big) + 2\cdot\dot{W}\cdot\frac{2}{\sqrt{\Delta}}\cdot\Big(arctan(x) - arctan(y)\Big)\right) \tag{E.14}$$

$$\text{mit} \quad x = (2 \cdot T_1 \cdot \alpha + \beta)/\sqrt{\Delta} \qquad \text{und} \qquad y = (2 \cdot T_0 \cdot \alpha + \beta)/\sqrt{\Delta}\,. \tag{E.15}$$

Die Differenz der beiden Funktionsergebnisse der $arctan$-Funktion kann wie folgt zusammengefasst werden, siehe [Bronstein und Semendjajew, 1989, S. 185].

$$arctan(x) - arctan(y) = \begin{cases} arctan\left(\frac{x-y}{1+x\cdot y}\right) & \text{für } x \cdot y > -1 \\ \pi + arctan\left(\frac{x-y}{1+x\cdot y}\right) & \text{für } x \cdot y < -1 \text{ und } x > 0 \\ -\pi + arctan\left(\frac{x-y}{1+x\cdot y}\right) & \text{für } x \cdot y < -1 \text{ und } x < 0 \end{cases} \tag{E.16}$$

Nachfolgend soll gezeigt werden, dass für den hier betrachteten Anwendungsfall das Produkt der Argumente $x \cdot y$ immer größer als -1 ist, so dass für die Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz immer der erste Fall in (E.16) zutrifft.
Durch Ausmultiplizieren ergibt sich das Produkt zu

$$x \cdot y = \frac{(2\alpha)^2 \cdot T_1 \cdot T_0 + 2 \cdot \alpha \cdot \beta \cdot (T_1 + T_0) + \beta^2}{\Delta}\,. \tag{E.17}$$

Nach Division durch $(2\alpha)^2$ im Zähler und Nenner folgt

$$x \cdot y = \frac{T_1 \cdot T_0 + {}^{\beta}/_{2\alpha} \cdot (T_1 + T_0) + ({}^{\beta}/_{2\alpha})^2}{{}^{\Delta}/_{4\alpha^2}}\,. \tag{E.18}$$

Der Nenner in Gleichung (E.18) ist immer positiv, da hier $\Delta > 0$. Die Koeffizienten α und β sind zwar beliebige reelle Zahlen, die thermodynamischen Temperaturen T_0, T_1 hingegen stets größer Null. Deshalb stellt das Produkt $x \cdot y$ immer eine positiv gekrümmte Parabel als Funktion von $\frac{\beta}{2\alpha}$ dar. Der Scheitelpunkt dieser Parabel (d.h. das Minimum des Produktes $x \cdot y$) liegt bei [5]

$$min(x \cdot y) = \frac{-(T_1 - T_0)^2}{{}^{\Delta}/_{\alpha^2}}\,. \tag{E.19}$$

Für interne Spreizungen

$$T_1 - T_0 < \sqrt{{}^{\Delta}/_{\alpha^2}} = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \left(\frac{\dot{W}}{b} \cdot t_0 - \frac{a}{b} \cdot T_0\right) - T_0^2} \tag{E.20}$$

[5] siehe z.B. [Bronstein und Semendjajew, 1989, S. 71]: Der Scheitelpunkt einer quadratischen Gleichung $\mathfrak{f} = r \cdot \mathfrak{h}^2 + s \cdot \mathfrak{h} + t$ ist $C(\mathfrak{h}_{min}; \mathfrak{f}_{min}) = \left(\frac{-s}{2\cdot r}; \frac{4\cdot r\cdot t - s^2}{4\cdot r}\right)$ wobei hier in (E.18): $\mathfrak{f} = x \cdot y$, $\mathfrak{h} = \frac{\beta}{2\alpha}$, $r = 1$, $s = \frac{T_1+T_0}{{}^{\Delta}/_{4\alpha^2}}$ und $t = \frac{T_1 \cdot T_0}{{}^{\Delta}/_{4\alpha^2}}$.

bzw. nach Einsetzen von $a = \dot{W}_{int,0} - b \cdot T_0$

$$T_1 - T_0 < 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \left(\frac{\dot{W}}{b} \cdot t_0 - \frac{\dot{W}_{int,0}}{b} \cdot T_0 \right) + T_0^2} \tag{E.21}$$

bleibt $min(x \cdot y)$ auch bei Betriebsbedingungen mit $\frac{\dot{W}}{b} \cdot t_0 - \frac{\dot{W}_{int,0}}{b} \cdot T_0 \approx 0$ kleiner als -1, da die Spreizung $T_1 - T_0$ – zumindest im hier betrachteten Anwendungsfall von Absorptionskälteanlagen – immer kleiner als $2 \cdot T_0$ ist. Auf die Fallunterscheidung in Gleichung (E.16) kann daher verzichtet werden.
Das Argument der zusammengefassten $arctan$-Funktion ist damit

$$\mathfrak{A} = \frac{x - y}{1 + x \cdot y} = \frac{2 \cdot \alpha \cdot (T_1 - T_0)/\sqrt{\Delta}}{1 + ((2\alpha)^2 \cdot T_1 \cdot T_0 + 2 \cdot \alpha \cdot \beta \cdot (T_1 + T_0) + \beta^2)/\Delta} \tag{E.22}$$

und kann weiter vereinfacht werden:
Multiplikation mit Δ im Zähler und Nenner

$$\mathfrak{A} = \frac{2 \cdot \alpha \cdot (T_1 - T_0) \cdot \sqrt{\Delta}}{\Delta + (4 \cdot \alpha^2 \cdot T_1 \cdot T_0 + 2 \cdot \alpha \cdot \beta \cdot (T_1 + T_0) + \beta^2)} \ , \tag{E.23}$$

Einsetzen von $\Delta = 4\alpha\gamma - \beta^2$ im Nenner

$$\mathfrak{A} = \frac{2 \cdot \alpha \cdot (T_1 - T_0) \cdot \sqrt{\Delta}}{4 \cdot \alpha \cdot \gamma + (4 \cdot \alpha^2 \cdot T_1 \cdot T_0 + 2 \cdot \alpha \cdot \beta \cdot (T_1 + T_0))} \tag{E.24}$$

und Kürzen durch 2α ergibt

$$\mathfrak{A} = \frac{(T_1 - T_0) \cdot \sqrt{\Delta}}{2 \cdot \gamma + 2 \cdot \alpha \cdot T_1 \cdot T_0 + \beta \cdot (T_1 + T_0)} \ . \tag{E.25}$$

Nach Einsetzen für die Koeffizienten α und β aus (E.3) folgt

$$\mathfrak{A} = \frac{(T_1 - T_0) \cdot \sqrt{\Delta}}{4 \cdot \dot{W} \cdot t_0 - 4 \cdot a \cdot T_0 - 2 \cdot b \cdot T_0^2 + 2 \cdot b \cdot T_1 \cdot T_0 + \left(2 \cdot a - 2 \cdot \dot{W}\right) \cdot (T_1 + T_0)} . \tag{E.26}$$

Ausmultiplizieren aller Terme

$$\mathfrak{A} = \frac{(T_1 - T_0) \cdot \sqrt{\Delta}}{4 \cdot \dot{W} \cdot t_0 - 2 \cdot \dot{W} \cdot T_0 - 2 \cdot \dot{W} \cdot T_1 - 2 \cdot a \cdot T_0 - 2 \cdot b \cdot T_0^2 + 2 \cdot b \cdot T_1 \cdot T_0 + 2 \cdot a \cdot T_1} \tag{E.27}$$

und Benutzung des linearen Ansatzes $\dot{W}_{int}(T) = a + b \cdot T$

$$\mathfrak{A} = \frac{(T_1 - T_0) \cdot \sqrt{\Delta}}{4 \cdot \dot{W} \cdot t_0 - 2 \cdot \dot{W} \cdot T_0 - 2 \cdot \dot{W} \cdot T_1 - 2 \cdot T_0 \cdot \dot{W}_{int,0} + 2 \cdot T_1 \cdot b \cdot T_0 + 2 \cdot a \cdot T_1} \tag{E.28}$$

führt auf

$$\mathfrak{A} = \frac{(T_1 - T_0) \cdot \sqrt{\Delta}}{4 \cdot \dot{W} \cdot t_0 - 2 \cdot \dot{W} \cdot T_0 - 2 \cdot \dot{W} \cdot T_1 - 2 \cdot T_0 \cdot \dot{W}_{int,0} + 2 \cdot T_1 \cdot \dot{W}_{int,0}} \tag{E.29}$$

und nach Ausklammern von $2 \cdot \dot{W}$ auf

$$\mathfrak{A} = \frac{\sqrt{\Delta}}{2 \cdot \dot{W}} \cdot \frac{(T_1 - T_0)}{2 \cdot t_0 - T_0 - T_1 + \frac{T_1 - T_0}{R_0}} \cdot \tag{E.30}$$

Durch Addition von $0 = t_1 - t_1$ im Nenner und Kürzen von $T_1 - T_0$ kann das integrale Wärmekapazitätsstromverhältnis R^* über das Verhältnis der Spreizungen eingeführt werden

$$\begin{aligned} \mathfrak{A} &= \frac{\sqrt{\Delta}}{2 \cdot \dot{W}} \cdot \frac{(T_1 - T_0)}{\Delta T_0 + \Delta T_1 - (t_1 - t_0) + \frac{T_1 - T_0}{R_0}} \\ &= \frac{\sqrt{\Delta}}{2 \cdot \dot{W}} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta T_0 + \Delta T_1}{T_1 - T_0} - \frac{1}{R^*} + \frac{1}{R_0}}. \end{aligned} \tag{E.31}$$

Bei linearer Temperaturabhängigkeit ist das integral gemittelte Wärmekapazitätsstromverhältnis R^* durch die lokalen Wärmekapazitätsstromverhältnisse am Ein- und Austritt R_0 und R_1 darstellbar, da $\overline{R}^* = 1$. Mit

$$R^* = \frac{\dot{W}}{\dot{W}^*} = \frac{\dot{W}}{\overline{\dot{W}}} = 2 \cdot \frac{\dot{W}}{\dot{W}_0 + \dot{W}_1} = 2 \cdot \frac{1}{1/R_0 + 1/R_1} \tag{E.32}$$

folgt schließlich

$$\mathfrak{A} = \frac{\sqrt{\Delta}}{2 \cdot \dot{W}} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta T_0 + \Delta T_1}{T_1 - T_0} + \frac{1}{2} \cdot (\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1})}. \tag{E.33}$$

Für den Faktor $\frac{\sqrt{\Delta}}{2 \cdot \dot{W}}$ können wieder die gleichen Umformungen und Zusammenfassungen wie für den Kehrwert erfolgen (siehe Gleichung (E.5) bis (E.8)), so dass

$$\mathfrak{A} = \frac{\sqrt{\frac{2}{R_0^t} - \frac{1}{(R_0)^2} - 1}}{\frac{\Delta T_0 + \Delta T_1}{T_1 - T_0} + \frac{1}{2} \cdot (\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1})} = \frac{\sqrt{-\varrho_0}}{\frac{\Delta T_0 + \Delta T_1}{T_1 - T_0} + \frac{1}{2} \cdot (\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1})}. \tag{E.34}$$

E.3 Umformungen im Fall $\Delta = 0$

Für den Fall $\Delta = 0$ (bzw. $\varrho_0 = 0$), d.h. eine reelle (Doppel-)Nullstelle, ist in [Bronstein und Semendjajew, 1989] keine Stammfunktion tabellarisiert. Diese kann jedoch nach einer Partialbruchzerlegung und Bestimmung der Konstanten durch Koeffizientenvergleich ermittelt werden. Dazu wird zunächst das Nenner-Polynom normiert und mit dem üblichen Ansatz bei Doppelnullstellen in zwei Partialbrüche zerlegt und auf einen Hauptnenner gebracht

$$\begin{aligned} U_m \cdot A &= \int_{T_0}^{T_1} \frac{a + b \cdot T}{\alpha \cdot T^2 + \beta \cdot T + \gamma} \, dT = \int_{T_0}^{T_1} \frac{\frac{a}{\alpha} + \frac{b}{\alpha} \cdot T}{T^2 + \frac{b}{\alpha} \cdot T + \frac{\gamma}{\alpha}} \, dT \\ &= \int_{T_0}^{T_1} \frac{\mathfrak{P}_2}{(T - x_0)^2} + \frac{\mathfrak{P}_1}{(T - x_0)} \, dT = \int_{T_0}^{T_1} \frac{\mathfrak{P}_2 + \mathfrak{P}_1 \cdot (T - x_0)}{(T - x_0)^2} \, dT. \end{aligned} \tag{E.35}$$

Aus der Randbedingung $\Delta = 0$, lässt sich die Nullstelle x_0 über die p-q-Formel des normierten Nenner-Polynoms ermitteln zu $x_0 = -\frac{p}{2} \pm \sqrt{\Delta} = -\frac{p}{2} \pm 0 = -\frac{\beta}{2\alpha}$. Über einen Koeffizientenvergleich der Zähler von Gleichung (E.35)

$$\frac{a}{\alpha} + \frac{b}{\alpha} \, T = \mathfrak{P}_2 + \mathfrak{P}_1 \cdot (T - x_0) = \mathfrak{P}_2 - \mathfrak{P}_1 \cdot x_0 + \mathfrak{P}_1 \cdot T \tag{E.36}$$

berechnen sich $\mathfrak{P}_1$ und $\mathfrak{P}_2$ mit $x_0 = -\frac{\beta}{2\alpha}$ zu

$$\mathfrak{P}_1 = \frac{b}{\alpha} \qquad \mathfrak{P}_2 = \frac{a}{\alpha} - \frac{b}{\alpha} \frac{\beta}{2\alpha} \quad , \tag{E.37}$$

so dass das Integral auf eine Stammfunktion mit zwei Termen zurückgeführt wird

$$\begin{aligned} U_m \cdot A &= 2 \cdot \dot{W} \cdot \left[-\frac{\mathfrak{P}_2}{T - x_0} + \mathfrak{P}_1 \cdot ln\Big(T - x_0\Big) \right]_{T_0}^{T_1} \\ &= 2 \cdot \dot{W} \cdot \left[\frac{\frac{\beta}{2\alpha} \frac{b}{\alpha} - \frac{a}{\alpha}}{T + \frac{\beta}{2\alpha}} + \frac{b}{\alpha} \cdot ln\Big(T + \frac{\beta}{2\alpha}\Big) \right]_{T_0}^{T_1}. \end{aligned} \tag{E.38}$$

Nach Einsetzen von oberer und unterer Grenze sowie der Koeffizienten α, β aus Gleichung (E.3) und anschließendem Kürzen von b im ersten Term und im Argument der ln-Funktion folgt

$$U_m \cdot A = 2 \cdot \dot{W} \cdot \left(\frac{\dot{W}}{\dot{W}_{int,0} - \dot{W}} - \frac{\dot{W}}{\dot{W}_{int,1} - \dot{W}} + ln\Big(\frac{\dot{W}_{int,1} - \dot{W}}{\dot{W}_{int,0} - \dot{W}}\Big) \right) \tag{E.39}$$

Durch Kürzen von $\dot{W}_{int,0}$ und $\dot{W}_{int,1}$ in den ersten beiden Termen von (E.39) sowie durch $\dot{W}$ im Argument der ln-Funktion werden die Wärmekapazitätsstromverhält-

nisse am jeweiligen Ende des Wärmeübertragers eingeführt und es verbleibt für die Wärmedurchlässigkeit der Ausdruck

$$U_m \cdot A = 2 \cdot \dot{W} \cdot \left(\frac{R_0}{1-R_0} - \frac{R_1}{1-R_1} - ln\left(\frac{R_1}{R_0} \cdot \frac{(1-R_0)}{(1-R_1)} \right) \right). \tag{E.40}$$

E.4 Fazit

Mit den zuvor dargestellten Umformungen lässt sich die mittlere Temperaturdifferenz bei einseitig variablen Wärmekapazitätsströmen in allen Fällen als Funktion vorrangig dimensionsloser Argumente in kompakter Form angeben.

$$\Delta T_m = \begin{cases} \frac{t_1 - t_0}{ln(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_0}) + \frac{1}{\sqrt{\varrho_0}} \cdot ln\left(\frac{1+R_1 \cdot R_0 \cdot (1-\varrho_0) - R_0 \cdot (1-\sqrt{\varrho_0}) - R_1 \cdot (1+\sqrt{\varrho_0})}{1+R_1 \cdot R_0 \cdot (1-\varrho_0) - R_0 \cdot (1+\sqrt{\varrho_0}) - R_1 \cdot (1-\sqrt{\varrho_0})} \right)} & \text{für } \varrho_0 > 0 \\ \frac{t_1 - t_0}{ln\left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_0}\right) + \frac{2}{\sqrt{-\varrho_0}} \cdot arctan\left(\sqrt{-\varrho_0} \Big/ \left(\frac{\Delta T_0 + \Delta T_1}{T_1 - T_0} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_1} \right) \right) \right)} & \text{für } \varrho_0 < 0 \\ \frac{t_1 - t_0}{2 \cdot \left(\frac{R_0}{1-R_0} - \frac{R_1}{1-R_1} - ln\left(\frac{R_1}{R_0} \cdot \frac{(1-R_0)}{(1-R_1)} \right) \right)} & \text{für } \varrho_0 = 0 \end{cases} \tag{E.41}$$

Darin ist ϱ_0 ein spezielles Wärmekapazitätsstromverhältnis bei der dimensionslosen Lauflänge $x = x_0$ (d.h. an einem Ende des Wärmeübertragers), in dem ein interner Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}^t_{int,0}$ auftritt, der mit der externen Temperatur t_0 an dieser Stelle zu bilden ist.

$$\dot{W}^t_{int,0} = a + b \cdot t_0 \qquad R^t_0 = \frac{\dot{W}}{\dot{W}^t_{int,0}} \qquad \varrho_0 = 1 - \frac{2}{R^t_0} + \frac{1}{(R_0)^2} \tag{E.42}$$

Durch Einsetzen der Koeffizienten α, β und γ des Nenner-Polynoms $\mathfrak{J}$ in die negative Ersatz-Diskriminante Δ ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \Delta &= 4 \cdot \alpha \cdot \gamma - \beta^2 \\ &= 4 \cdot (b \cdot 2 \cdot (\dot{W} \cdot t_0 - a \cdot T_0) - b^2 \cdot T_0^2) - (4 \cdot a^2 - 8 \cdot a \cdot \dot{W} + 4 \cdot \dot{W}^2) \\ &= 8 \cdot \dot{W} \cdot (a + b \cdot t_0) - ((2 \cdot a)^2 + 2 \cdot (2 \cdot a \cdot 2 \cdot b \cdot T_0) + (2 \cdot b \cdot T_0)^2) - 4 \cdot \dot{W}^2 \\ &= 8 \cdot \dot{W} \cdot \dot{W}^t_{int,0} - (2 \cdot \dot{W}_{int,0})^2 - 4 \cdot \dot{W}^2 \\ &= -\varrho_0 \cdot (2 \cdot \dot{W})^2 \end{aligned} \tag{E.43}$$

also

$$\frac{-\Delta}{4 \cdot \dot{W}^2} = -\frac{2 \cdot \dot{W}^t_{int,0}}{\dot{W}} + \frac{\dot{W}_{int,0}}{\dot{W}} + 1 = 1 - \frac{2}{R^t_0} + \frac{1}{(R_0)^2} = \varrho_0 \tag{E.44}$$

Die Größe ϱ_0 wird daher auch als Ersatz-Diskriminante bezeichnet.

F Ermittlung linearer Ausgleichskoeffizienten

Zur Berechnung der mittleren Temperaturdifferenz ΔT_m mit dem analytischen Verfahren nach Abschnitt 2.3.4 müssen die Koeffizienten a und b zur Berechnung des linear temperaturabhängigen Wärmekapazitätsstroms $\dot{W}_{int} = a + b \cdot T$ am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers $\dot{W}_{int,0}$, $\dot{W}'_{int,0}$ und $\dot{W}_{int,1}$ bzw. der daraus gebildeten Verhältnisse R_0, ρ_0 und R_1 bekannt sein (siehe Gleichung (2.167) S. 99 f.). Für einen realen, nicht-linearen Verlauf des Wärmekapazitätsstroms ließen sich die Koeffizienten a und b z.B. durch lineare Regression aus den Ergebnissen einer Zellenberechnung über die Gauß'sche Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermitteln (siehe z.B. [Bronstein und Semendjajew, 1989, S. 787]).

$$
\begin{aligned}
a_{var} &= \overline{\widetilde{\dot{W}}_{D2}} - b_{var} \cdot \overline{T_{D2}} \\
b_{var} &= \frac{\sum\limits_{k=a_{D1}+1}^{a_D} \left[(T_{D2}[k] - \overline{T_{D2}}) \cdot (\widetilde{\dot{W}}_{D2}[k] - \overline{\widetilde{\dot{W}}_{D2}}) \right]}{\sum\limits_{k=a_{D1}+1}^{a_D} (T_{D2}[k] - \overline{T_{D2}})^2}
\end{aligned}
\tag{F.1}
$$

Aber damit ginge die Möglichkeit verloren, durch das analytischen Verfahren für ΔT_m die rechenintensive Zellenmethode zu vermeiden. Mit der nachfolgenden Berechnungsvorschrift können die Koeffizienten jedoch näherungsweise und in Abhängigkeit von den veränderlichen Betriebsbedingungen auch ohne Zellenmethode ermittelt werden.
Hierzu überführt man die Summenformulierung (F.1) der Gauß'schen Koeffizienten in eine Integralform und beachtet, dass die dortigen Mittelwerte

$$
\overline{\widetilde{\dot{W}}_{D2}} = \frac{1}{a_{D2}} \cdot \sum_{k=a_{D1}+1}^{a_D} \widetilde{\dot{W}}_{D2}[k] \qquad \overline{T_{D2}} = \frac{1}{a_{D2}} \cdot \sum_{k=a_{D1}+1}^{a_D} T_{D2}[k] \tag{F.2}
$$

dann ebenfalls als integrale Mittelwerte zu behandeln sind,

$$
\begin{aligned}
\overline{\widetilde{\dot{W}}_{D2}} &= \frac{1}{T_{De} - T_{Ds}} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} \widehat{\dot{W}}(T)\, dT = \dot{W}^*_{D2} \\
\overline{T_{D2}} &= \frac{1}{T_{De} - T_{Ds}} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} T\, dT = \frac{T_{De} + T_{Ds}}{2} = T_{D2}
\end{aligned}
\tag{F.3}
$$

so dass

$$a = \dot{W}^*_{D2} - b \cdot T_{D2} \qquad b = \frac{\int_{T_{Ds}}^{T_{De}} (T - T_{D2}) \cdot \left(\widehat{\dot{W}}(T) - \dot{W}^*_{D2} \right) \, dT}{\int_{T_{Ds}}^{T_{De}} (T - T_{D2})^2 \, dT} \, . \tag{F.4}$$

Mit $T_{D2} = \frac{T_{De}+T_{Ds}}{2}$ ist der Nenner von b in (F.4):

$$b_N = \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} (T - T_{D2})^2 \, dT = \frac{T^3_{De} - T^3_{Ds}}{3} - \frac{T^2_{De} - T^2_{Ds}}{4} \cdot (T_{De} + T_{Ds}) \tag{F.5}$$

und der Zähler vereinfacht sich mit den Einzeltermen

$$b_Z = \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} T \cdot \widehat{\dot{W}}(T) \, dT - \dot{W}^*_{D2} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} T \, dT - T_{D2} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} \widehat{\dot{W}}(T) \, dT + \dot{W}^*_{D2} \cdot T_{D2} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} dT \tag{F.6}$$

durch Verwendung der Simpson-Formel (siehe z.B. Papula [1983, S. 362]) für das Integral im dritten Term

$$\int_{T_{Ds}}^{T_{De}} \widehat{\dot{W}}(T) \, dT \approx \left(\frac{1}{6} \cdot \widehat{\dot{W}}_{Ds} + \frac{2}{3} \cdot \widehat{\dot{W}}_{D2} + \frac{1}{6} \cdot \widehat{\dot{W}}_{De} \right) \cdot (T_{De} - T_{Ds}) \, , \tag{F.7}$$

da auch der hypothetischen Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}^*_{D2}$ (der dem integralen Mittelwert entspricht, s. Gleichung (2.149), S. 93) über die Simpson-Formel ausgedrückt werden kann.

$$\dot{W}^*_{D2} = \frac{1}{T_{De} - T_{Ds}} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} \widehat{\dot{W}}(T) \, dT \approx \frac{1}{6} \cdot \widehat{\dot{W}}_{Ds} + \frac{2}{3} \cdot \widehat{\dot{W}}_{D2} + \frac{1}{6} \cdot \widehat{\dot{W}}_{De} \tag{F.8}$$

Somit heben sich die rechten beiden Terme in (F.6) näherungsweise auf und es bleibt

$$b_Z \approx \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} T \cdot \widehat{\dot{W}}(T) \, dT - \dot{W}^*_{D2} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} T \, dT \, . \tag{F.9}$$

Nähert man das erste Integral in (F.6) bzw. (F.9) ebenfalls mit Hilfe der Simpson-Formel an und löst das zweite Integral auf

$$\dot{W}^*_{D2} \cdot \int_{T_{Ds}}^{T_{De}} T \, dT = \dot{W}^*_{D2} \cdot \frac{1}{2} \cdot (T^2_{De} - T^2_{Ds}) = \dot{W}^*_{D2} \cdot \frac{T_{De} + T_{Ds}}{2} \cdot (T_{De} - T_{Ds}) \tag{F.10}$$

wird

$$b_Z \approx \left[\frac{T_{Ds} \cdot \widehat{\dot{W}}_{Ds}}{6} + \frac{2 \cdot T_{D2} \cdot \widehat{\dot{W}}_{D2}}{3} + \frac{T_{De} \cdot \widehat{\dot{W}}_{De}}{6} - T_{D2} \cdot \dot{W}^*_{D2} \right] \cdot (T_{De} - T_{Ds}) \, .$$

Aus $b = \frac{b_Z}{b_N}$ erhält man schließlich mit (F.8) die einfache Berechnungsvorschrift

$$a_{lin} = \dot{W}^*_{D2} - b \cdot \frac{T_{De} + T_{Ds}}{2} \qquad b_{lin} = \frac{\widehat{\dot{W}}_{De} - \widehat{\dot{W}}_{Ds}}{T_{De} - T_{Ds}} \, . \tag{F.11}$$

Die Ergebnisse dieser Berechnungsvorschrift für a_{lin} und b_{lin} sind in Tabelle F.2 für die drei im Abschnitt 2.3.5 untersuchten Lösungsmassenströme mit jeweils verschiedenen, durchlaufenen Intervallen der Lösungszusammensetzung den quasi exakten Werten a_{var} und b_{var} aus der Zellenmethode nach Gleichung (F.1) gegenübergestellt.

Tabelle F.2: Vergleich der Koeffizienten aus linearer Regression zur nicht linearen Temperaturabhängigkeit des internen Wärmekapazitätsstroms.
Ermittlung mit Zellenmethode (Index 'var')
Ermittlung mit Näherungsverfahren (Index 'lin')

	$\widehat{\dot{W}} = a_{var} + b_{var} \cdot T$		$\widehat{\dot{W}} = a_{lin} + b_{lin} \cdot T$	
$\dot{m}_r$	a_{var}	b_{var}	a_{lin}	b_{lin}
$\frac{g}{s}$	$\frac{kW}{K}$	$\frac{kW}{K^2}$	$\frac{kW}{K}$	$\frac{kW}{K^2}$
37,5	8,7	-0,023	9,2	-0,024
50,0	13,2	-0,035	13,5	-0,036
62,5	18,2	-0,049	18,3	-0,049

Insbesondere bei geringem Massenstrom bzw. hoher Ausgasungsbreite sind die Unterschiede in den Koeffizienten offensichtlich. Diese Unterschiede sind allein auf die Näherungen bei Anwendung des Simpson-Verfahrens zurückzuführen. Die Auswirkungen auf die Berechnungsergebnisse bei temperaturabhängigen gegenüber konstanten Wärmekapazitätsströmen sind jedoch vernachlässigbar gering. Man vergleiche hierzu die analytischen Lösungen für ΔT_m (Spalten 'lin') mit den Ergebnissen der quasi exakten Zellenmethode (Spalten 'var') in Tabelle 2.9, S. 107.

G Ergänzende Simulationsergebnisse

In diesem Anhang sind vier ganz unterschiedliche Teilaspekte zur Simulation des internen Absorptionskältekreislaufs mit Berechnung der Wärmeübertragung zusammengefasst. Zuerst erfolgt im Abschnitt G.1 eine äquivalente Darstellung von Simulationsergebnisse zu einer Absorptionskälteanlage mit überflutetem Desorber wie sie im Hauptteil für eine Anlage mit berieseltem Desorber und deutlich kleineren Wärmeübertragern vorgenommen wurde. Im Abschnitt G.2 wird dann der Einfluss von temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{int}(T)$ auf die Ergebnisse der Gesamtkreislaufsimulation betrachtet. Anschließend wird im Abschnitt G.3 ein Vergleich von Simulationsergebnissen zu zwei Anlagen mit identischen Wärmeübertragerkonfigurationen aber unterschiedlichen Bauformen durchgeführt (d.h. mit berieselten und überfluteten Desorbern, die nach Variante A bzw. B berechnet werden) und im Abschnitt G.4 werden die notwendigen Begrenzungen ($Y_{D1} > 0$ und $\dot{Q}_{D1} > 0$) bei der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung eines Desorbers erläutert.

G.1 Ergebnisse des Simulationsprogramms zur Anlage 6C4

Die Anlage YIA-6C4 des Herstellers York International ist mit einem überfluteten Desorber ausgestattet [York, 1994]. Da es bei dieser Bauform keine Möglichkeit zu adiabaten Sorptionsprozessen gibt, wurde der Desorber nach Variante B berechnet, der Absorber mit Sprühdüsen zur Lösungsverteilung hingegen nach Variante A [6]. Nachfolgend werden die Ergebnisse der EES-Simulation vorgestellt. Die verwendeten Wärmedurchlässigkeiten und Lösungsmassenströme sind in Tabelle 3.2, S. 160 dargestellt und die externen Volumenströme in Tabelle 2.4, S. 41. Im Unterschied zur Anlage FA2 ist bei den Anlagen der Bauserie YIA in Standardauslegung ein spezifischer Absorberumlauf von $\mu_{A,U} \approx 0,9$ vorhanden. Eine detailliertere Darstellung zum Absorberumlauf findet sich im Anhang M. Die internen Wärmekapazitätsströme wurden bei der Simulation als bereichsweise konstant aber verschieden angenommen (d.h. $\kappa_{XN,V} = 1$ und $\dot{W}_{int,D1} \neq \dot{W}_{int,D2}$). Die internen Wärmeübergangskoeffizienten sind ebenfalls konstant (d.h. $\alpha_{int,X} = const$). Diese Annahme stellt insbesondere bei überfluteten Desorbern (bei denen die Desorption durch Blasensieden erfolgt) eine starke Vereinfachung dar (siehe [Baehr und Stephan, 1998] bzw. [Estiot, 2008]). Bei niedrigen Antriebstemperaturen $t_{Di} < t_{Di,0}$ bzw. geringeren Wärmestromdichten $\dot{q}_D < \dot{q}_{D,0}$ wird die Leistungsfähigkeit der Anlage dadurch in der Simulation überschätzt.

[6] Zur Unterscheidung von Variante A und B siehe Abschnitt 2.3.3

In den folgenden Abbildungen sind auf der linken Seite die Simulationsergebnisse zur Anlage YIA-6C4 bei Variation der Heißwassereintrittstemperatur t_{Di} zwischen 42 °C und 105 °C dargestellt. Die Eintrittstemperaturen von Kalt- und Kühlwasser betragen t_{Ei} = 14 °C bzw. t_{Ai} = 27 °C und sind ebenso wie die externen Volumenströme $\dot{V}_X$ konstant. Zur Erleichterung des Vergleichs von spezifischen Größen aus der 6C4-Simulation mit den Ergebnissen der gleichen Variation bei Anlage FA2, sind auf der rechten Seite die Abbildungen zur FA2-Simulation aus dem Hauptteil mit angepasster Achsskalierungen abgebildet.

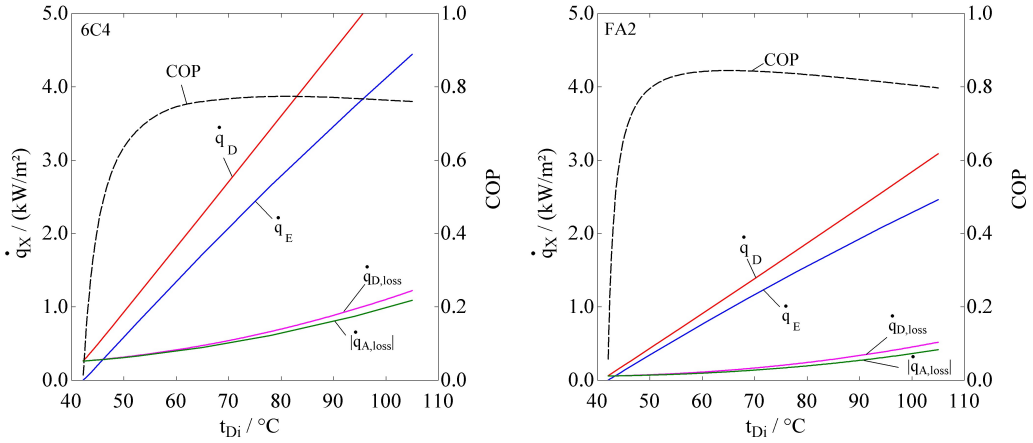


Bild G.1: Simulationsergebnisse zur spezifischen Antriebs- und Kälteleistung und zu den spezifischen Verlustwärmeströmen im Ab- und Desorber sowie zur thermischen Effizienz bei Variation von t_{Di}.

In Abbildung G.1 sind die Simulationsergebnisse der spezifischen Antriebs- und Kälteleistung $\dot{q}_D$ bzw. $\dot{q}_E$ sowie die daraus resultierende thermische Effizienz COP dargestellt. Im Vergleich zur Anlage FA2 hat die Anlage 6C4 eine höherer Leistungsdichte aber eine geringere Effizienz bei gleichzeitig geringerer Heißwasserauskühlung (hier nicht dargestellt). Der Verlauf der spezifischen Antriebsleistung $\dot{q}_D$ ist für die dargestellte Variation auch bei der Anlage 6C4 nahezu linear, wohingegen die Zunahme der spezifischen Kälteleistung $\dot{q}_E$ mit steigender Antriebstemperatur wie bei Anlage FA2 leicht abnimmt. In Ergänzung zur spezifischen Antriebs- und Kälteleistung sind in Bild G.1 außerdem die spezifischen Verlustwärmeströme $\dot{q}_{D,loss}$ und $\dot{q}_{A,loss}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass deren Spannweite bei der Anlage 6C4 mit ca. 1 $\mathrm{kW/m^2}$ in Bezug zur durchlaufenen Lastvariation von ca. 4,5 $\mathrm{kW/m^2}$ wie bei Anlage FA2 etwa 20% entspricht.

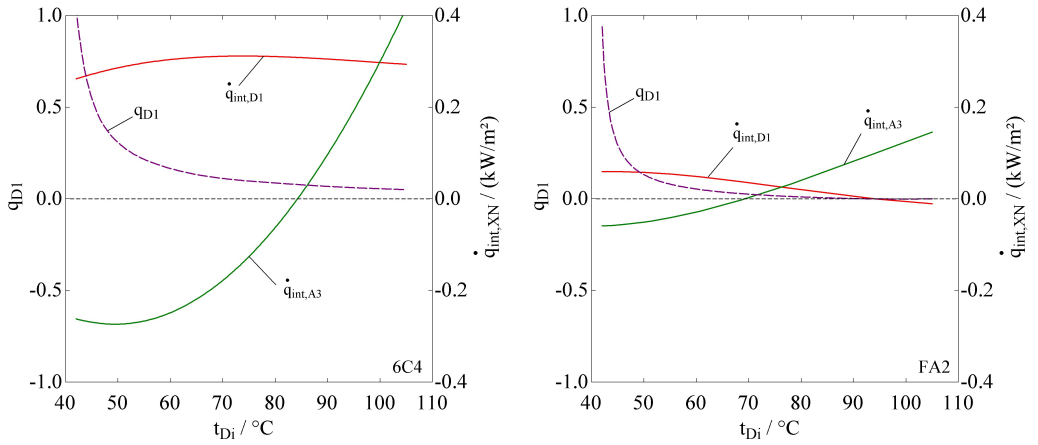


Bild G.2: Simulationsergebnisse zum Wärmestromanteil q_{D1} und zu den spez. Leistungen in den Wärmeübertragungsbereichen D1 und A3.

Der Rückgang des COP bei höheren Antriebstemperaturen ist bei Anlage 6C4 weniger stark ausgeprägt als bei Anlage FA2. Dies liegt vor allem an dem größeren und nur wenig veränderlichen Wärmestromanteil $\dot{q}_{D1}$ (siehe Bild G.2). Außerdem wird deutlich, dass die durch überhitzten oder unterkühlten Lösungseintritt verursachten spezifischen Wärmeströme $\dot{q}_{A3}$ und $\dot{q}_{D1}$ bei der Anlage 6C4 deutlich größer sind als bei FA2. Dies resultiert aus dem größeren spezifischen Lösungsumlauf bei 6C4 bzw. dem nur etwa halb so großen Durchlässigkeitsanteil $y_S = {}^{Y_S}/_{\sum Y_X}$ des Lösungswärmeübertragers im Vergleich zur Anlage FA2 (siehe Tabelle 3.2, S. 160).

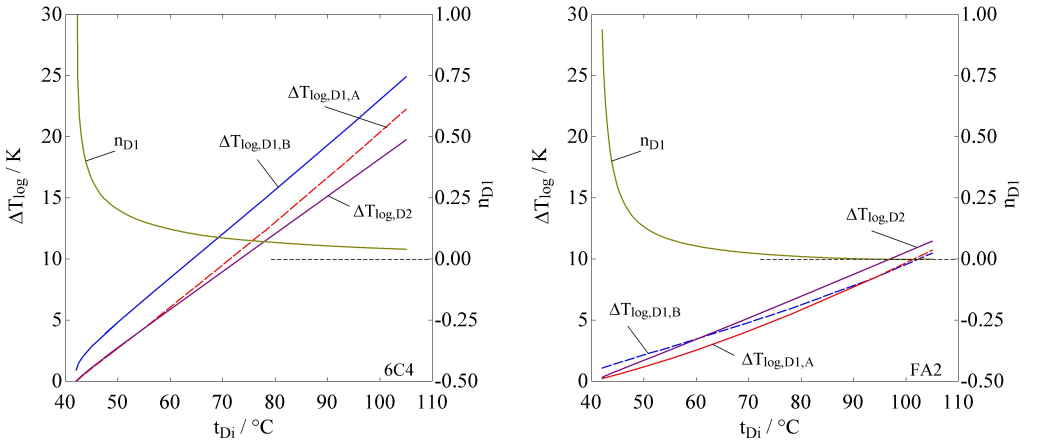


Bild G.3: Simulationsergebnisse zu den treibenden Temperaturdifferenzen im Desorber der Anlagen FA2 und 6C4 sowie zum Durchlässigkeitsanteil n_{D1} bei Variation von t_{Di}.

Der Wärmestromanteil q_{D1} ist bei Anlage 6C4 so groß, dass auch bei hohen Antriebstemperaturen keine überhitzen Eintrittszustände in den Desorber vorkommen. Der Durchlässigkeitsanteil $n_{D1} = {}^{Y_{D1}}/_{Y_D}$ ist daher immer größer Null [7] (siehe Bild G.3). Außerdem sind die treibenden Temperaturdifferenzen im Desorber bei Anlage 6C4 deutlich höher. Da der Desorber nach Variante B berechnet wurde, ist der Wert von $\Delta T_{log,D1,A}$ in der 6C4-Simulation ohne Wirkung und hier nur zu Vergleichszwecken gestrichelt dargestellt. Aus dem Vergleich von $\Delta T_{log,D1,A}$ und $\Delta T_{log,D1,B}$ im Bild G.3, links ist zu erkennen, dass – wie bei Anlage FA2 – für Desorber, deren Bauform adiabate Sorptionsvorgänge verhindern (und mit Variante B zu berechnen sind), eine höhere Temperaturdifferenz zum Abbau der Unterkühlung verfügbar ist.

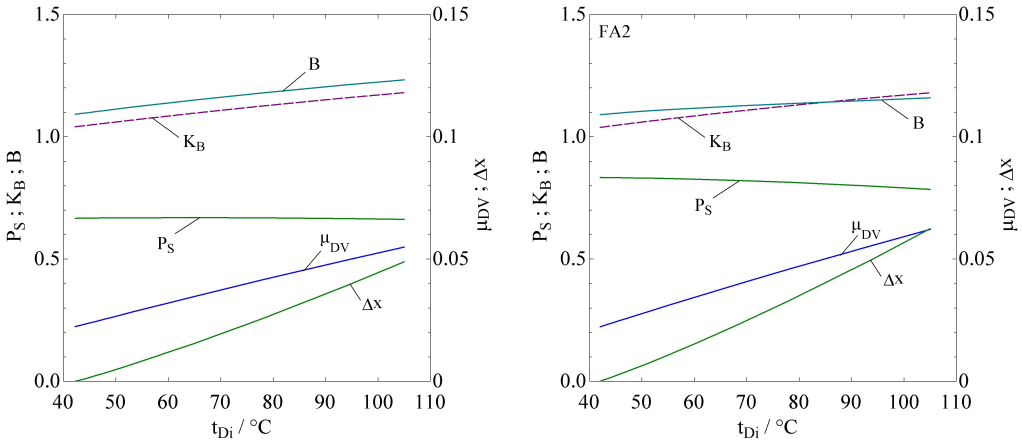


Bild G.4: Simulationsergebnisse zum Dühring-Parameter, zum spezifischen Drosselverlust sowie zur Ausgasungsbreite und Effizienz des Lösungswärmeübertragers bei Variation von t_{Di}.

Der spezifische Drosselverlust in Bild G.4 zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf bei Anlage FA2 und 6C4, aber sowohl die dimensionslose Temperaturänderung P_S bzw. die Effizienz des Lösungswärmeübertragers als auch die Ausgasungsbreite Δx sind bei der Anlage 6C4 etwa 15% niedriger als bei FA2. Wegen der ähnlich hohen Salzmassenanteile bei der Lastvariation ist auch das Verhältnis aus spezifischer Desorptionsenthalpie und spezifischer Verdampfungsenthalpie $K_B = q_D/\Delta h_E^{LV}$ bei 6C4 und FA2 von ähnlicher Größe. Aufgrund des Lösungsumlaufs im Absorber bei der Anlage 6C4 (d.h. $\mu_{A,U} = 0,89$) ist der Dühring-Parameter $B = B^{'}$ nach Gleichung (3.36), S. 156 jedoch höher, da die mittleren Salzmassenanteile im Ab- und Desorber nicht mehr gleich sind (siehe auch Bild 3.4, S. 155, Mitte).

[7] Die in Abschnitt G.4 beschriebene Begrenzung der Wärmedurchlässigkeiten $Y_{D1} \geq 0$ ist damit für die Anlage 6C4 ohne Bedeutung.

Die in Bild G.5 dargestellten internen Spreizungen sind bei 6C4 geringer als bei FA2. Dies betrifft insbesondere den Absorber, wobei der niedrige Wert von G_A eine Folge des Absorberumlaufs bei der YIA-Serie ist (siehe Anhang M). Dennoch sind die integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten $\widetilde{c}_{p,A}$ bei FA2 und 6C4 ähnlich, da nach Gleichung (2.83), S. 60 die geringere Spreizung $G_A = T_{Ai} - T_{Ae}$ durch die daran gekoppelte, ebenfalls geringere Ausgasungsbreite im Absorber Δx_A kompensiert wird.

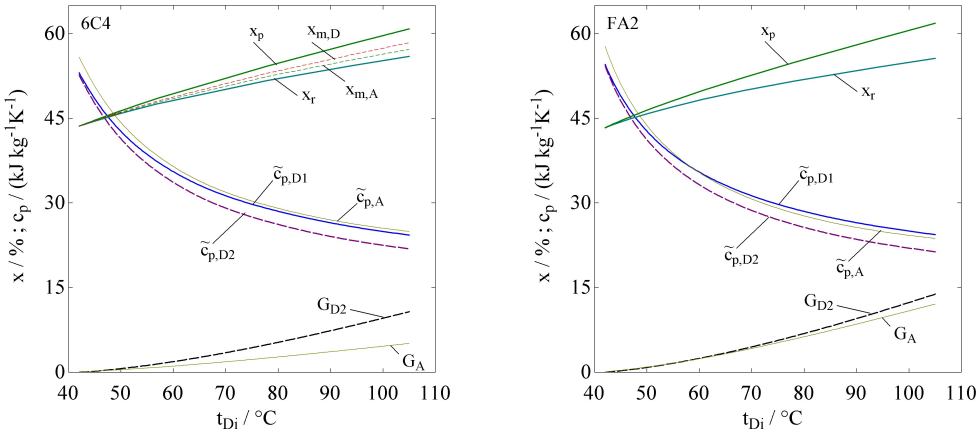


Bild G.5: Simulationsergebnisse zur Änderung der Lösungszusammensetzung und der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität in den Wärmeübertragungsbereichen im De- und Absorber.

Fazit

Die Simulationsergebnisse zur Anlage YIA-6C4 können wie folgt zusammengefasst werden:

- Annähernd lineare Verläufe der spez. Antriebs- und Kälteleistung ($\dot{q}_D$ u. $\dot{q}_E$).
- Veränderliche Verlustwärmeströme $\dot{q}_{D,loss}$ und $\dot{q}_{A,loss}$, die bei Variation der Antriebstemperatur ein Maximum in der thermischen Effizienz ergeben.
- Veränderliche mittlere scheinbare spezifische Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ mit einer relativen Spannweite (nach Gleichung (A.3), S. 351) von etwa 80 – 90 %.
- Näherungsweise konstanter Verlauf des (Pseudo-)Dühring-Parameters B bzw. B' und der dimensionslosen Temperaturänderung P_S.
- Veränderlicher spezifischer Drosselverlust μ_{DV}.

Die äquivalente Darstellung der Ergebnisse für die Anlage YIA-6C4 (bei der der überflutete Desorber nach Variante B und der Absorber mit Absorberumlauf nach Variante A berechnet wurde) ergibt damit – zumindest qualitativ bzw. bei spezifischer Betrachtung – ganz analoge Ergebnisse wie sie für Anlage FA2 mit berieseltem De- und Absorber und ohne Absorberumlauf im Hauptteil dargestellt wurden.

G.2 Simulationsergebnisse zu temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen

Im Abschnitt 2.3.5 wurde der Einfluss von temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_{int}(T)$ auf einen einzelnen Bereich der Wärmeübertragung behandelt. Hier sollen die Auswirkungen von $\dot{W}_{int}(T)$ auf die Ergebnisse der gesamten Kreislaufsimulation dargestellt und diskutiert werden. Die Simulation des Absorptionskälteprozesses wurden wiederum für eine Anlage ähnlich zur FA2 durchgeführt, deren Ab- und Desorber nach Variante A berechnet wurden (d.h. mit vollständiger adiabater Sorption vor dem Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche unabhängig von überhitzt oder unterkühlt eintretender Lösung). Die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazitätsströme im Ab- und Desorber kann daher mit einem Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_A bzw. κ_D für den Gesamtbereich $D = D1 + D2$ zwischen den Zuständen Di und De bzw. $A = A1 + A3$ zwischen Ai und Ae berücksichtigt werden[8]. Die Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren κ_X mit $X = D, A$ werden in der Simulation durch das Näherungsverfahren aus Abschnitt 2.3.4 für die mittlere treibende Temperaturdifferenz bei linearer Temperaturabhängigkeit in Bezug zum logarithmischen Mittelwert der Temperaturdifferenzen $\Delta T_{1,X} = t_{Xi} - T_{Xo}$ und $\Delta T_{0,X} = t_{Xo} - T_{Xi}$ an den beiden Enden des jeweiligen Wärmeübertragers bestimmt.

$$\kappa_X = \frac{\Delta T_{m,X}}{\Delta T_{log,X}} = \frac{f(t_{Xi}, T_{Xo}, t_{Xo}, T_{Xi}, R_{1,X}, R_{0,X}, \rho_{0,X})}{f(t_{Xi}, T_{Xo}, t_{Xo}, T_{Xi})} \tag{G.1}$$

Da am Ende von Abschnitt 2.3.5 gezeigt wurde, dass der Unterschied des Näherungsverfahrens zur exakten Zellenmethode vernachlässigbar klein ist, können somit auch ohne die rechenintensive Zellenmethode hinreichend genaue Simulationsergebnisse mit temperatur*ab*hängigen internen Wärmekapazitätsströmen erzielt werden, um diese mit den Ergebnissen bei temperatur*un*abhängigen Wärmekapazitätsströmen (d.h. $\kappa_X = 1$) vergleichen zu können.
Für die Berechnung von $\Delta T_{m,X} = f(t_{Xi}, T_{Xo}, t_{Xo}, T_{Xi}, R_{1,X}, R_{0,X}, \rho_{0,X})$ steht die Funktion `DT_m_lin` in einer EES-Bibliothek zur Verfügung (siehe Albers [2019a]). Zur Ermittlung der Wärmekapazitätsstromverhältnisse am warmen und kalten Ende $R_{1,X}$ und $R_{0,X}$ sowie der Ersatzdiskriminante $\rho_{0,X}$ ohne Anwendung der Zellenmethode wird dabei die Berechnungsvorschrift entsprechend Anhang F verwendet. Im Unterschied zur tatsächlichen Anlage FA2 wird ein geringfügig größerer Desorber zusammen mit einem deutlich kleineren Lösungswärmeübertrager und einem in etwa halbiertem Lösungsmassenstrom zugrunde gelegt. Durch den klei-

[8] Die Einführung des Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktors κ_X erfolgte im Abschnitt 2.3.7. Dort ist auch der Zusammenhang zwischen den κ_{XN} der Bereiche und dem Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_X dargestellt.

neren Lösungswärmeübertrager ergibt sich eine größere Eintrittsunterkühlung in den Desorber und damit auch eine erkennbare Entgasungsbreite $\Delta x_{D1} = x_r - x_{Di}$ im Bereich D1. Aus dem geringeren Lösungsmassenstrom folgt auch im Bereich D2 eine entsprechend große Ausgasungsbreite $\Delta x_{D2} = x_p - x_r$, so dass die temperaturabhängigen Änderungen in der scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,D}$ über die Gesamtausgasungsbreite $\Delta x_D = x_p - x_{Di}$ bei einer Lastvariation entsprechend groß ausfallen. Dies gilt analog auch für $\widetilde{c}_{p,A}$ im Absorber. Mit den in Tabelle G.3 dargestellten charakteristischen Größen ergeben sich dann in der Kreislaufsimulation bei externen Eintrittstemperaturen von $t_{Di}/t_{Ai}/t_{Ei}$ = 85 °C/23 °C/14 °C interne Eintrittsbedingungen in den Desorber, die vergleichbar sind mit denen der Tabelle 2.8, S. 103, die bei alleiniger Untersuchung des Wärmekapazitätsstroms $\dot{W}_{int,D} = \dot{W}(T)$ im Desorber verwendet wurden.

Tabelle G.3: Charakteristische Größen einer Absorptionskälteanlage zur Untersuchung temperaturabhängiger interner Wärmekapazitätsströme.

X	$Y_{X,0}$	$\dot{m}_{X,0}$	γ_X
Einheit	$\frac{kW}{K}$	$\frac{kg}{s}$	–
D	2,0	0,333	1
E	3,0	0,806	1
C	3,7	0,722	1
A	1,7	0,722	1
S	0,2	0,0375	1

In Bild G.6 sind die Ergebnisse der Kreislaufsimulation für eine Variation der Antriebstemperatur bei konstanten Eintrittstemperaturen des Kühl- und Kaltwassers dargestellt (d.h. 50 °C $\leq t_{Di} \leq$ 95 °C mit t_{Ai} = 23 °C und t_{Ei} = 14 °C). Die Verläufe mit Berücksichtigung von variablen internen Wärmekapazitätsströmen bei der Wärmeübertragungsrechnung (d.h. $\kappa_X \neq 1$ entsprechend Gleichung (G.1) bzw. (2.196), S. 113) sind als dicke gestrichelte Linien dargestellt. Zur Berechnung der gleichen Variation ohne Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit wurden in der Simulation lediglich $\kappa_D = \kappa_A = 1$ gesetzt[9] und die Ergebnisse als dünne durchgezogene Linien dargestellt.
Bild G.6 oben verdeutlicht, dass die Verläufe der flächenspezifischen Antriebs- und Kälteleistung $\dot{q}_D$ bzw. $\dot{q}_E$ mit und ohne Berücksichtigung von temperatur*ab*hängigen internen Wärmekapazitätsströmen sehr dicht beieinander liegen, obwohl bei alleiniger Betrachtung des Desorbers (vergl. Tabelle 2.9, S. 107) noch ein Unterschied von ca. 3% in der übertragenen Leistung ermittelt wurde. Dies entspricht bei t_{Di} = 85 °C einer Differenz in $\dot{q}_D$ von ca. 0,1 $^{kW}/_{m^2}$ und wäre in Bild G.6 leicht ablesbar.

[9] obwohl die Stoffdaten – insbesondere $\widetilde{c}_p$ – weiterhin mit den Betriebsbedingungen variieren

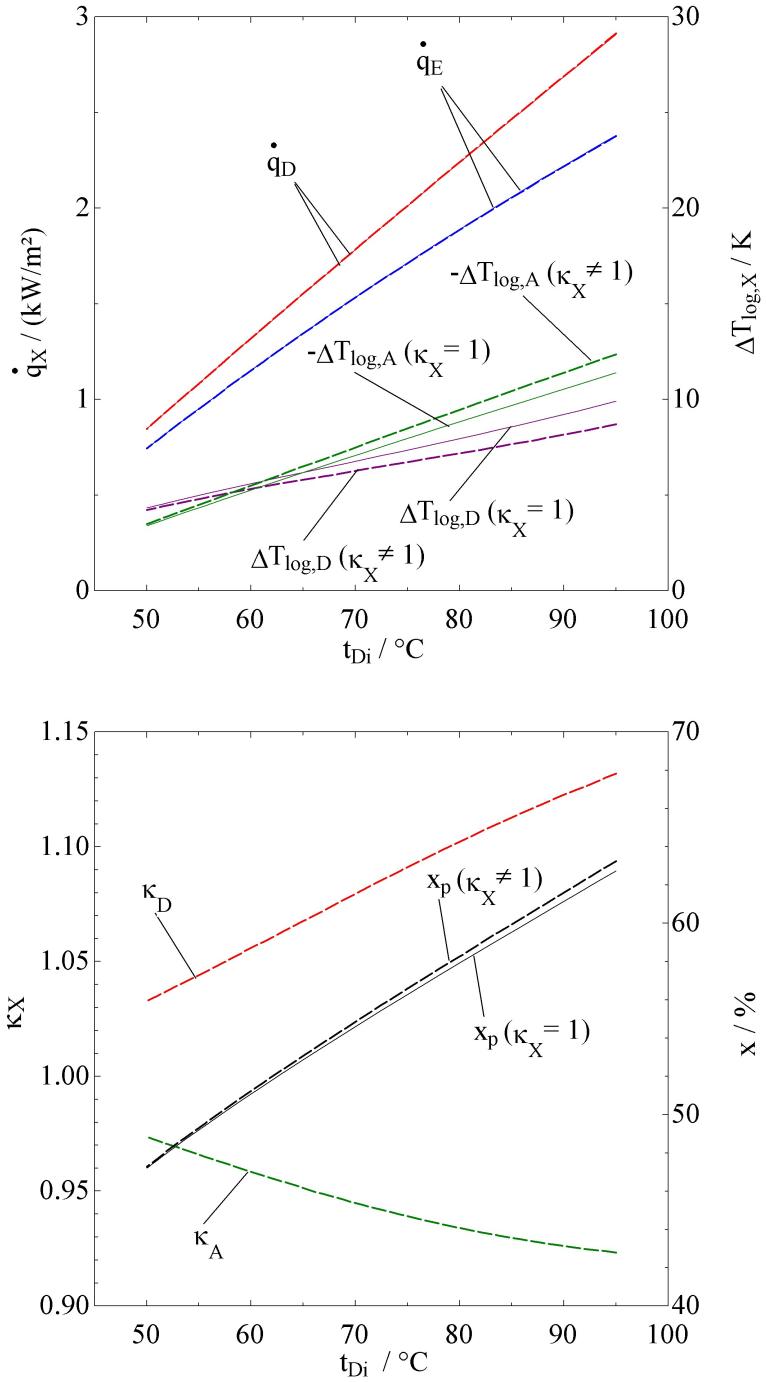


Bild G.6: Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen mit und ohne Berücksichtigung von temperaturabhängigen scheinbaren Wärmekapazitätsströmen bei der Wärmeübertragung.

oben: Spezifische Leistungen und treibende Temperaturdifferenzen
unten: Wärmekapazitätstromkorrekturfaktoren und Salzmassenanteil der armen Lösung

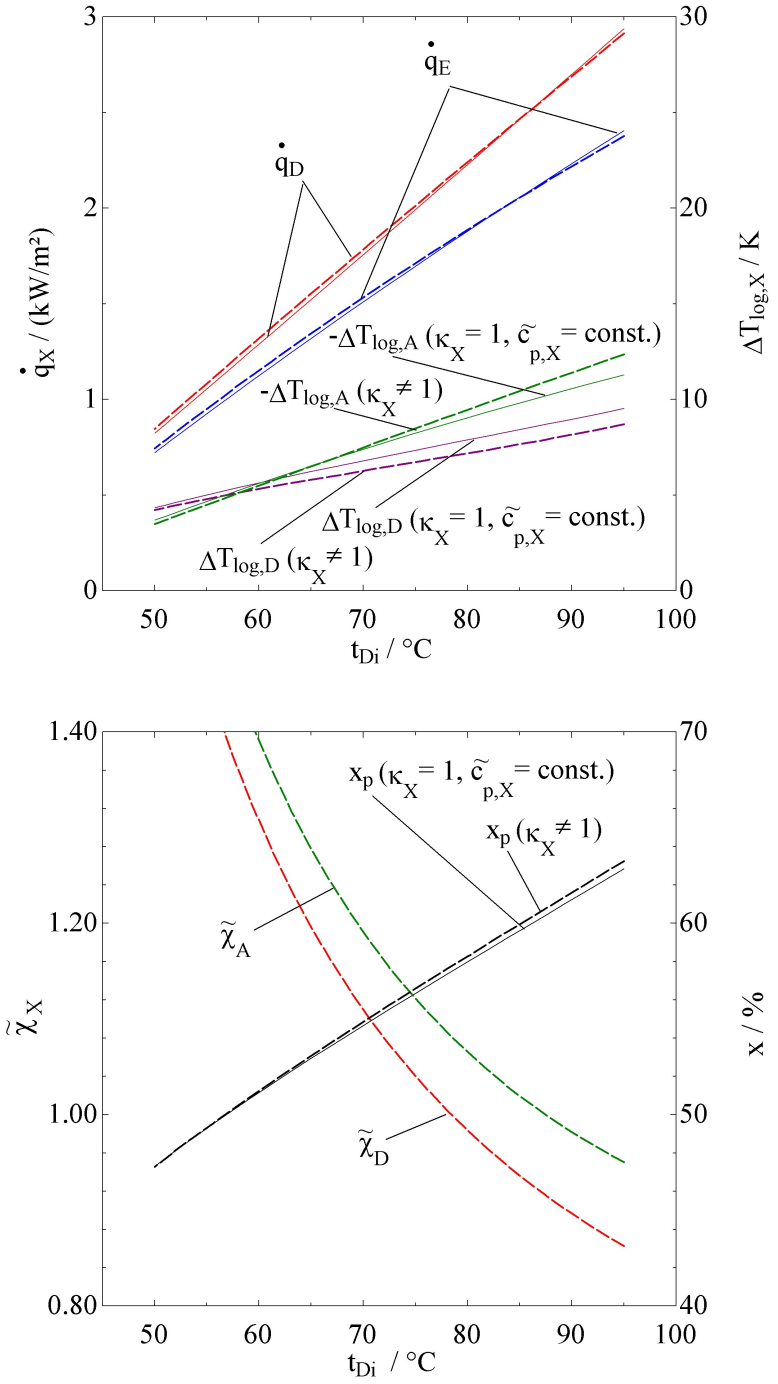


Bild G.7: Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen mit temperaturabhängigen und konstanten scheinbaren Wärmekapazitätsströmen in der Kreislaufberechnung und bei der Wärmeübertragung.

oben: Spezifische Leistungen und treibende Temperaturdifferenzen
unten: Variabilität der scheinbaren mittleren spezifischen Wärmekapazität im Ab- und Desorber sowie Salzmassenanteil arme Lösung

Ursache für das Ausbleiben eines erkennbaren Unterschieds bei den flächenspezifischen Wärmeleistungen $\dot{q}_X$ in der Gesamtkreislaufsimulation trotz verschiedener treibender Temperaturdifferenzen ist, dass sich die Effekte von temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen im Ab- und Desorber nahezu aufheben. Denn im Desorber ist $\Delta T_m > \Delta T_{log}$ bzw. $\kappa_D > 1$, so dass die Differenz der arithmetischen Mitteltemperaturen $t_D - T_{D2}$ kleiner ist als im Fall von temperatur*un*abhängigem Wärmekapazitätsstrom (d.h. $\kappa_D = 1$). Im Absorber ist dagegen $\Delta T_m < \Delta T_{log}$ bzw. $\kappa_A < 1$ und die Differenz $t_A - T_{A2}$ größer. Als Konsequenz daraus ergibt sich bei Simulation der Wärmeübertragung mit temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen und annähernd gleicher vom externen Fluid zu- oder abgeführter Wärmeleistung $\dot{Q}_D \approx -\dot{Q}_A$ lediglich ein höherer Salzmassenanteil x_p der kältemittelarmen Lösung (siehe Bild G.6, unten). Dieses Simulationsergebnis ist jedoch auch eine Folge daraus, dass die internen Wärmeübergangskoeffizienten als konstant und damit unabhängig von der Lösungszusammensetzung betrachtet wurden. Die Berücksichtigung von temperaturabhängigen Wärmekapazitätsströmen könnte daher an Bedeutung gewinnen, wenn auch variable innere Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten berücksichtigt werden sollen.
Im Unterschied zu Bild G.6 wurde bei den Simulationen zu Bild G.7 der Effekt von temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströmen nicht nur bei der Wärmeübertragung sondern auch in der Kreislaufsimulation vernachlässigt. Anstelle von $\widetilde{c}_p = \widetilde{c}_p(p_X, x_{r,X}, x_{p,X})$ wurde mit $\widetilde{c}_p = 25$ kJ/(kg·K) $= const.$ simuliert (dünne durchgezogene Linien). Die dicken gestrichelte Linien sind identisch zu denen in Bild G.6). Trotz der großen Variabilität $\widetilde{\chi}_X = \frac{\widetilde{c}_{p,X}(p^{LV}, x_r, x_p)}{\widetilde{c}_{p,X,0}}$ der scheinbaren Wärmekapazität mit Bezug zum Referenzwert von $\widetilde{c}_{p,X,0} = 25$ kJ/(kg·K) (siehe Bild G.7, unten) ist der Unterschied zu den exakten spezifischen Leistungen mit $\kappa_X \neq 1$ und $\widetilde{c}_p = var.$ nur unwesentlich größer als im Bild G.6 .

Fazit

Die Effekte aus einer veränderlichen integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität im Ab- und Desorber ($\widetilde{c}_{p,A}$ bzw. $\widetilde{c}_{p,D}$) auf die Wärmeübertragung sind gegenläufig und heben sich größtenteils auf. Dies kann bei Erweiterung der Berechnungsmethode im Abschnitt 3.3 dazu genutzt werden, mit einer durchschnittlichen, konstanten scheinbaren Wärmekapazität von z.B. 25 kJ/(kg·K) zu rechnen. Auf Basis der hier erzielten Simulationsergebnisse ist dies eine zulässige Vereinfachung.

G.3 Simulationsergebnisse zum Vergleich von Variante A und B

Im Abschnitt 2.3.3.1 wurde eine bauartabhängige Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber dargestellt, mit der die unterschiedliche Prozessführung bei überfluteten und berieselten Desorbern berücksichtigt werden kann. In diesem Abschnitt sollen die Auswirkungen der daraus resultierenden Berechnungsvarianten A und B auf die Kreislaufsimulation dargestellt werden. Hierzu werden zwei Absorptionskälteanlagen mit den charakteristischen Größen entsprechend Tabelle G.4 betrachtet. Um den Vergleich zur Standardanlage YIA-6C4 des Herstellers YORK INTERNATIONAL zu vereinfachen werden bei der rechts stehenden Wärmeübertragerkonfigurationen abweichende Volumenströme gegenüber der realen, im *mixed matched design* konzipierten Anlage im RTG des gleichen Herstellers verwendet (siehe Abschnitt 2.1.2.1). Der Heißwassermassenstrom ist doppelt so hoch und der Kühlwassermassenstrom 1,5 fach höher als im RTG. Aufgrund dieser Ähnlichkeit werden die an sich beliebigen Konfigurationen in Tabelle G.4 als 6C4 und RTG' bezeichnet. Obwohl beide Konfigurationen auf realen Absorptionskälteanlagen mit überfluteten Desorbern basieren, wird in der Simulation (d.h. beim Wechsel der Berechnungsvariante für den Desorber von B auf A) vorausgesetzt, dass beide Konfigurationen theoretisch auch als Anlagen mit berieseltem Desorber mit der angegebenen Wärmedurchlässigkeit Y_D realisierbar sind.

Tabelle G.4: Charakteristische Größen für zwei Absorptionskälteanlagen zum Vergleich der bauartabhängigen Wärmeübertragungsrechnung nach Variante A und B.

links: Konfiguration für geringe Heißwasserspreizung und hohe Leistungsdichte (Anlage YIA-6C4)

rechts: Konfiguration für große Heißwasserspreizung und geringe Leistungsdichte (ähnlich zur Anlage im RTG)

$Y_{X,0}$ $\frac{kW}{K}$	$\dot{m}_X$ $\frac{kg}{s}$	NTU_X $-$	ntu_X %	y_X %
114	84.2	0.3	9%	10%
487	78.3	1.5	39%	44%
290	118.1	0.6	15%	26%
172	118.1	0.3	9%	16%
41	9.216	1.1	28%	4%
1104		3.8	100	100

X	$Y_{X,0}$ $\frac{kW}{K}$	$\dot{m}_X$ $\frac{kg}{s}$	NTU_X $-$	ntu_X %	y_X %
D	283	16.7	4.0	29%	14%
E	669	30.5	5.2	38%	34%
C	731	66.7	2.6	19%	37%
A	235	66.7	0.8	6%	12%
S	56	13.0	1.0	7%	3%
$\sum$	1974		13.7	100	100

Die prozentuale Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten ist in beiden Konfigurationen ähnlich (siehe y_X in Tabelle G.4): Etwa 10% liegen im Desorber, ca. 70% im Verdampfer und Kondensator sowie ca. 15% und 5% im Absorber und Lösungswärmeübertrager. Der wesentliche Unterschied in den Konfigurationen besteht in der Verteilung der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten (siehe ntu_X in Tabelle G.4). In beiden Konfigurationen verteilen sich etwa 60% der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten auf Verdampfer und Kondensator sowie weniger als 10% auf den Absorber. Bei der Konfiguration 6C4 liegen jedoch etwa 10% im Desorber und ca. 30% im Lösungswärmeübertrager. Bei RTG' ist dieses Verhältnis umgekehrt: etwa 30% im Desorber und weniger als 10% im Lösungswärmeübertrager. Aus dieser Verteilung der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten resultiert bei RTG' – unabhängig von der Bauform – eine höhere Eintrittsunterkühlung der Lösung in den Desorber bzw. ein deutlich höherer Wärmestromanteil q_{D1} als bei 6C4.
Für beide Konfigurationen wurde die Wärmeübertragung im Desorber jeweils nach Variante A und B simuliert, im Absorber dagegen in allen Fällen nach Variante A. Die Indizierung von Variablen erfolgt daher im Weiteren anhand der Berechnungsvariante für den Desorber mit $V = A$ bzw. B. Die internen Wärmekapazitätsströme wurden als bereichsweise konstant angenommen (d.h. $\kappa_{XN,V} = 1$) ebenso wie die internen Wärmeübergangskoeffizienten (d.h. $\alpha_{int,X} = const$ mit $X = D, E, C, A, S$). Letzteres stellt zwar bei überfluteten Desorbern (bei denen die Desorption durch Blasensieden erfolgt) eine starke Vereinfachung dar (siehe [Baehr und Stephan, 1998] bzw. [Estiot, 2008]). Durch dieses Vorgehen wird jedoch eine Überlagerung von Effekten aus variablen, lastabhängigen internen Wärmeübergangskoeffizienten mit den hier interessierenden bauartabhängigen Effekten vermieden.
In Bild G.8 sind die Ergebnisse der Kreislaufsimulationen für beide Konfigurationen (6C4, RTG') und Bauarten bzw. Berechnungsvarianten (A, B) bei einer Variation der Antriebstemperatur, aber konstanten Eintrittstemperaturen des Kühl- und Kaltwassers, dargestellt (d.h. 75 °C $\leq t_{Di} \leq$ 110 °C mit t_{Ai} = 27 °C und t_{Ei} = 12 °C). Da es bei dem hier vorgenommenen Vergleich um den bauartabhängigen Unterschied zwischen Variante A und B am Beispiel von zwei verschiedenen Anlagen gehen soll (und weniger um den Unterschied zwischen den beiden Anlagen), ist die in Bild G.8 links und rechts oben erkennbare Diskrepanz der flächenspezifischen Antriebs- und Kälteleistung von untergeordneter Bedeutung (vergl. $\dot{q}_D$ und $\dot{q}_E$ bei 6C4 und RTG'). Sie resultiert im Wesentlichen aus der höheren mittleren Antriebstemperatur $t_D = (t_{Di} + t_{Do})/2$ bei 6C4.

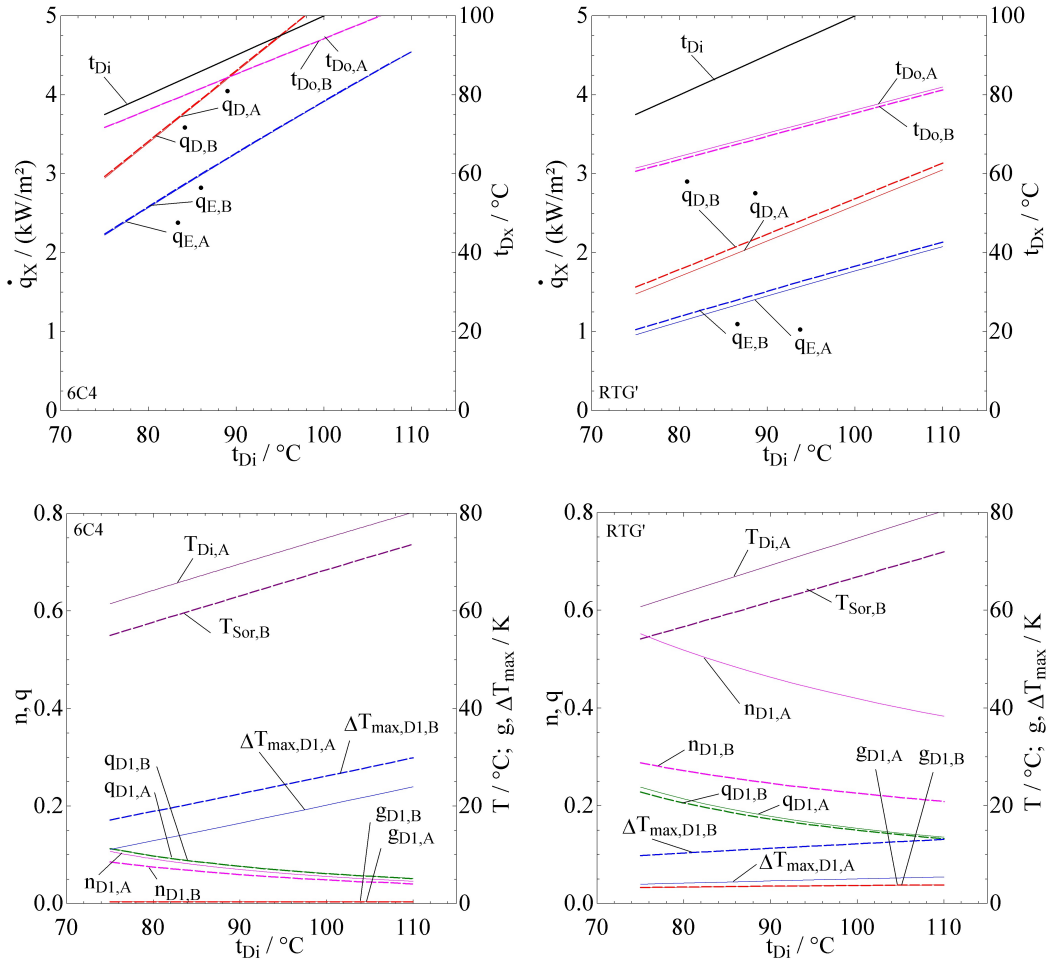


Bild G.8: Simulationsergebnisse zur bauartabhängigen Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber nach Variante A und B am Beispiel der Konfigurationen 6C4 (links) und RTG' (rechts).

Bedingt durch einen deutlich geringeren externen Heißwassermassenstrom und einen erhöhten Lösungsmassenstrom wird mit der Konfiguration RTG' eine etwa zehnmal so hohe Heißwasserauskühlung wie bei der Konfiguration 6C4 erreicht (vergl. $t_{Di} - t_{Do,V}$ in Bild G.8 links und rechts oben). Daher ist nur bei RTG' ein Unterschied zwischen berieseltem und überflutetem Desorber (bzw. dessen Berechnung nach Variante A oder B) in der erreichbaren Heißwasseraustrittstemperatur und den flächenspezifischen Leistungen erkennbar (d.h. $t_{Do,A} \neq t_{Do,B}$ und $\dot{q}_{X,A} \neq \dot{q}_{X,B}$). Bei 6C4 ist dagegen $t_{Do,A} \approx t_{Do,B}$ und $\dot{q}_{X,A} \approx \dot{q}_{X,B}$.
Der bauartabhängige Unterschied bei der Wärmeübertragerkonfiguration RTG' ist eine Folge verschieden großer dimensionsloser Temperaturänderungen P_{D1}, d.h. der externen Spreizung g_{D1} in Bezug zur maximalen Temperaturdifferenz im Bereich D1.

Es ist $\Delta T_{max,D1,B} > \Delta T_{max,D1,A}$, siehe schematische Darstellung in Bild G.9[10] bzw. quantitative Darstellung in Bild G.8, unten. Die maximalen Temperaturdifferenzen unterscheiden sich zwar bei beiden Konfigurationen zwischen den Bauformen bzw. den zugehörigen Berechnungsvarianten A und B um jeweils etwa 6 – 8 K. Aufgrund des geringeren Wärmestromanteils $q_{D1} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{Q}_{D1}+\dot{Q}_{D2}} \lesssim 0{,}15$ bei 6C4 (u.a. wegen des geringeren Lösungsmassenstroms) ist die notwendige Wärmedurchlässigkeit im Desorber zur Übertragung von $\dot{Q}_{D1}$ jedoch gering und es wird bei 6C4 für beide Bauformen nur ein Durchlässigkeitsanteil n_{D1} von weniger als ca. 10% für den Abbau der Unterkühlung benötigt (siehe Bild G.8 unten links). Dementsprechend ist die Heißwasserspreizung bei 6C4 im Bereich D1 (d.h. $g_{D1} = t_{D2o} - t_{Do}$) für beide Berechnungsvarianten gleichermaßen gering.

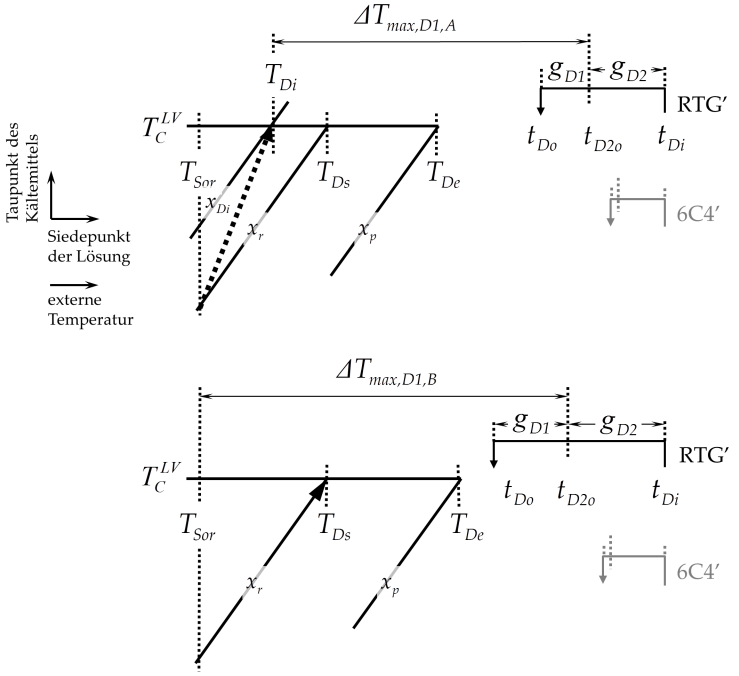


Bild G.9: Schematische Darstellung zu maximalen Temperaturdifferenzen im Bereich D1 und zu externen Temperaturspreizungen für Anlage RTG' (schwarz) und 6C4 (grau).

oben: berieselter Desorber mit adiabater Absorption (Variante A)
unten: überfluteter Desorber ohne adiabate Absorption (Variante B)

[10] Bild G.9 ist sehr ähnlich zu Bild 2.28, S. 83. Es wurde hier vor allem aus Übersichtlichkeitsgründen (nochmals) dargestellt. Außerdem sind die verschiedenen externen Spreizungen in den Bereichen D1 und D2 bei verschiedenen Anlagen bzw. Wärmeübertragerkonfigurationen in Abhängigkeit von einem großen Wärmestromanteil q_{D1} (bei RTG') und kleinen Wärmestromanteil (bei 6C4) hervorgehoben. Eine detailliertere Erläuterungen des Bildes finden sich im Abschnitt 2.3.3.1.

Auch durch den Bezug von $g_{D1,A} \approx g_{D1,B}$ auf unterschiedliche maximale Temperaturdifferenzen $\Delta T_{max,D1,V}$ ergeben sich daraus bei 6C4 kaum unterschiedliche dimensionslose Temperaturänderungen $P_{D1,V}$ bzw. Durchlässigkeitsanteile $n_{D1,V}$. Bei 6C4 stehen damit sehr ähnliche Anteile $n_{D2,A} = 1 - n_{D1,A} \approx n_{D2,B}$ für die Desorption von Kältemittel im Bereich D2 zur Verfügung. Daher ist bei 6C4 zwischen den Desorberbauformen bzw. den entsprechenden Berechnungsvarianten A und B kaum ein Unterschied in den simulierten spezifischen Leistungen zu erkennen (siehe $\dot{q}_{X,A} \approx \dot{q}_{X,B}$ mit $X = D, E$ in Bild G.8 oben links).
Im Kontrast dazu wirkt sich bei der Konfiguration RTG' der ähnlich große Unterschied zwischen den maximalen Temperaturdifferenzen der beiden Bauformen $\Delta T_{max,D1,A}$ und $\Delta T_{max,D1,B}$ zusammen mit dem höheren Anteil von q_{D1} viel stärker aus. Auf Grund des geringen Heißwassermassenstroms ist bei RTG' die externe Spreizung g_{D1} von ähnlicher Größe wie die maximale Temperaturdifferenz im Bereich D1 (bei 6C4 galt dagegen $g_{D1} \ll \Delta T_{max,D1}$). Der annähernd gleiche Unterschied zwischen $\Delta T_{max,D1,A}$ und $\Delta T_{max,D1,B}$ führt daher bei RTG' im Vergleich zu 6C4 zu einem größeren Unterschied zwischen den dimensionslosen Temperaturänderung $P_{D1,A}$ und $P_{D1,B}$ bzw. in den benötigten Durchlässigkeitsanteilen $n_{D1,V}$ der beiden Bauformen (siehe Bild G.8 unten links). Dementsprechend ist bei RTG' der bauartabhängige Unterschied im verfügbaren Anteil $n_{D2,V} = 1 - n_{D1,V}$ für die Desorption von Kältemittel im Bereich D2 größer und begründet die um ca. 10% verschiedenen spezifischen Leistungen $\dot{q}_{D,V}$ und $\dot{q}_{E,V}$, die mit den Varianten $V = A, B$ für Anlagen mit berieselten bzw. überfluteten Desorber simuliert werden.

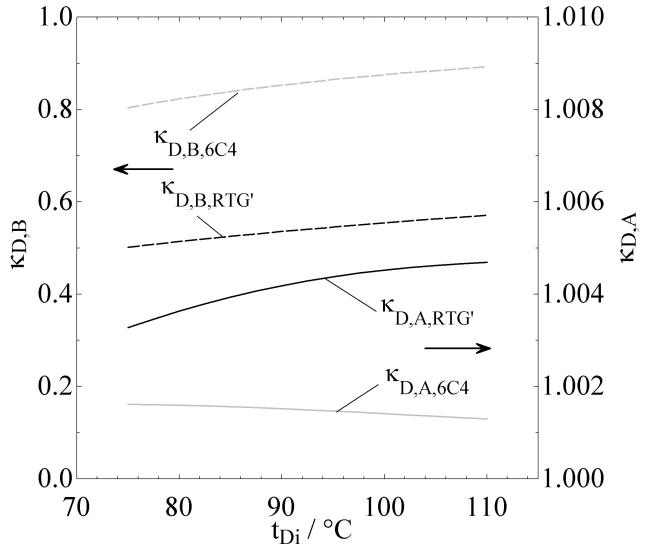


Bild G.10: Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren im Desorber für die Konfigurationen 6C4 (grau) und RTG' (schwarz) bei Variante A und B.

Der aus den Bauformen resultierende Unterschied im Teillastverhalten (d.h. der quantitative Einfluss der verschiedenen Wärmekapazitätsströme $\dot{W}_{int,D1} \neq \dot{W}_{int,D2}$ bei Variante B gegenüber $\dot{W}_{int,D1} \approx \dot{W}_{int,D2}$ bei Variante A) lässt sich bei Betrachtung der Gesamtwärmeübertragung der hier bereichsweise simulierten Desorber auch durch den Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor $\kappa_D \neq 1$ beschreiben (siehe Abschnitt 2.3.7). In Bild G.10 sind hierzu die Verläufe von $\kappa_{D,V,AKA}$ für alle vier Konfigurationen gegenübergestellt (d.h. V = A, B und AKA = 6C4 bzw. RTG').
Bei überfluteten Desorbern mit Berechnung nach Variante B führt der höhere Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D1} zusammen mit den mittleren Temperaturdifferenzen $\Delta T_{log,D1}$, $\Delta T_{log,D2}$ entsprechend Gleichung (2.202), S. 114 bei Anlage RTG' trotz des ähnlichen Unterschieds zwischen den (scheinbaren) spezifischen Wärmekapazitäten $\widetilde{c}_p$ und $c_{p,r}$ (die in der Simulation beide für alle Konfigurationen als bereichsweise temperatur*un*abhängig entlang des Strömungsweges angenommen wurden, d.h. $\kappa_{D1,V,AKA} = \kappa_{D2,V,AKA} = 1$) zu einem deutlich niedrigeren Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor $\kappa_{D,B,RTG'} < \kappa_{D,B,6C4} < 1$. Bei berieselten Desorbern mit bereichsweiser Wärmeübertragungsrechnung nach Variante A, sind die Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktoren dagegen nur wenig verschieden und etwas größer als Eins, d.h. $\kappa_{D,A,RTG'} \approx \kappa_{D,A,6C4} \gtrsim 1$. Dies resultiert aus dem bei beiden Anlagen nur wenig größeren, scheinbaren mittleren Wärmekapazitätsstrom im Bereich D1, d.h. $\dot{W}_{int,D1,A} = (\dot{m}_r + \dot{m}_{R,D1}) \cdot \widetilde{c}_{p,D1} \gtrsim \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2} = \dot{W}_{int,D2,A}$ (siehe Bild G.11 und schematische Darstellung in Bild 2.42, S. 123). Bei Variante B ist dagegen immer $\dot{W}_{int,D1,B} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,r} \ll \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2} = \dot{W}_{int,D2,B}$ und daher $\kappa_{D,B} < 1$.

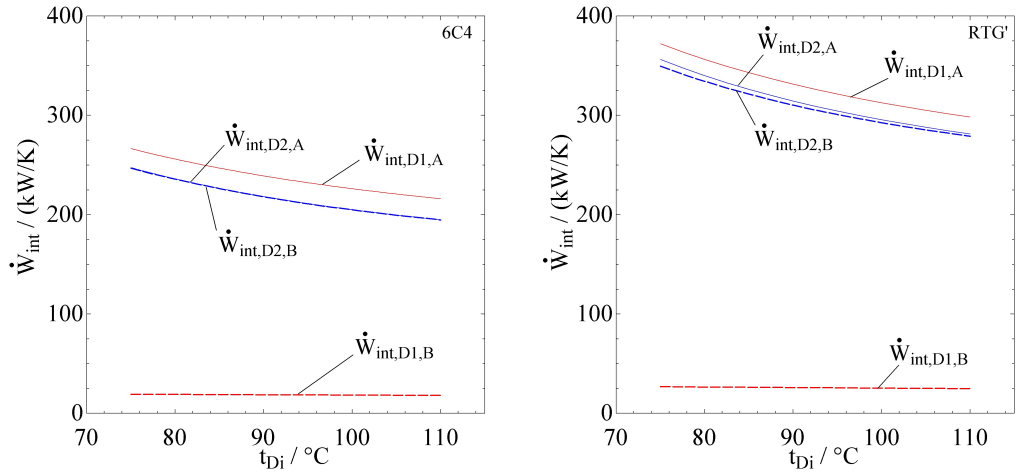


Bild G.11: Simulationsergebnisse zur bauartabhängigen Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber nach Variante A und B am Beispiel der Konfigurationen 6C4 (links) und RTG' (rechts).

Fazit

Bei Absorptionskälteanlagen mit berieselten und überfluteten Desorbern ergeben sich durch die bauartabhängige Prozessführung bei der Wärmeübertragung unterschiedliche treibende Temperaturdifferenzen für die Aufwärmung unterkühlt eintretender Lösung in einem Bereich D1 und die Desorption von Kältemittel in einem Bereich D2. Die Größe des daraus resultierenden, bauartabhängigen Unterschieds im Teillastverhalten der Anlagen (welches mit den Berechnungsvarianten A und B abgebildet wird) ist abhängig von der Wärmeübertragerkonfiguration, d.h. der NTU-Verteilung und dem daraus resultierenden Wärmestromanteil q_{D1} in Verbindung mit der externen Spreizung g_{D1}. Bei kleinem q_{D1} und niedriger Heißwasserauskühlung ist der Unterschied, der aus den Bauformen resultiert, oftmals so gering, dass deren Berücksichtigung über die zugehörigen Berechnungsvarianten A und B nicht notwendig erscheint. Bei Absorptionskälteanlagen im *mixed-match-design*, die für hohe Heißwasserauskühlungen konfiguriert werden, sind die simulierten, bauartabhängigen Unterschiede mit ca. 10-20% im Teillastverhalten jedoch deutlich größer als die Berechnungsgüte der im Hauptteil behandelten Berechnungsmethode. Die Berücksichtigung unterschiedlicher Prozessführungen bei der Wärmeübertragung (d.h. mit und ohne adiabaten Sorptionsvorgängen) mit Hilfe der Berechnungsvarianten A und B ist daher nicht nur für die Simulation sondern auch für die Erweiterung der Berechnungsmethode naheliegend – wenn nicht gar zwingend.

G.4 Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit im Bereich D1

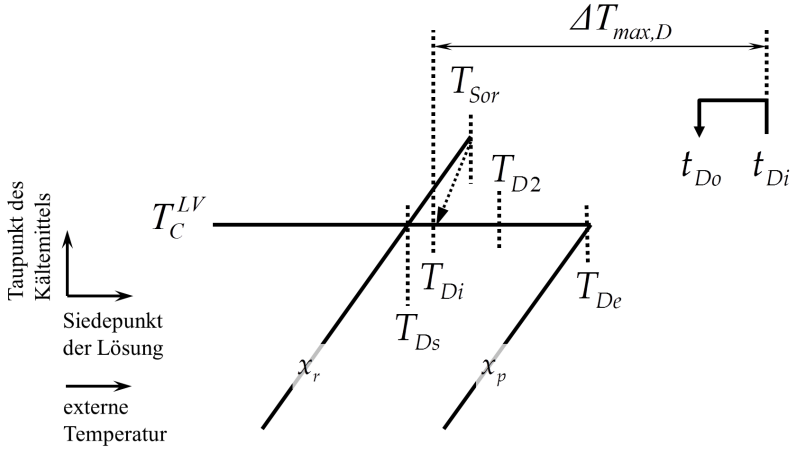


Bild G.12: Interne und externe Temperaturen zur Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber bei überhitzt eintretender Lösung mit begrenzter Wärmedurchlässigkeit $Y_{D1} \geq 0$.

Bei überhitzt eintretender Lösung in den Desorber ist der interne Wärmestrom $\dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor}) < 0$, da $T_{Ds} - T_{Sor} < 0$ siehe Bild G.12. In Realität wird aus der überhitzten Lösung (z.B. im Aufgabesystem eines Fallfilmdesorbers) ein kleiner Kältemittelmassenstrom adiabat desorbiert. Bei vollständiger adiabater Desorption trifft die verbleibende Lösung anschließend mit höherem Salzmassenanteil $x_{Di} > x_r$ und tieferer Temperatur $T_{Di} < T_{Sor}$ im Phasengleichgewicht auf die Wärmeübertragungsfläche. Um zu verhindern, dass sich in der Simulation über die Kopplung mit dem externen Wärmeträger $\dot{Q}_{ext,D1} = -\dot{W}_{ext,D1} \cdot g_{D1} = Y_{D1} \cdot \Delta T_{log,D1} = -\dot{Q}_{D1}$ eine negative Wärmedurchlässigkeit Y_{D1} bzw. eine Erwärmung des externen Heißwassers im Bereich D1 ergibt (d.h. $g_{D1} = t_{D1i} - t_{D1o} < 0$), wird der externe Wärmestrom $\dot{Q}_{ext,D1}$ auf Werte kleiner gleich Null begrenzt.

$$\dot{Q}_{ext,D1} = -max(0, \dot{Q}_{D1}) \tag{G.2}$$

Obwohl dann bei überhitzt eintretender Lösung (d.h. $\dot{Q}_{D1} < 0$) auch die externe Temperaturänderung g_{D1} wegen $\dot{Q}_{ext,D1} = 0 = -\dot{W}_D \cdot g_{D1}$ null wird (d.h. $t_{Do} = t_{D2o} = t_{D1i} = t_{D1}$), verbleibt im Bereich D1 eine treibende Temperaturdifferenz.

$$\Delta T_{log,D1} = \frac{T_{Di} - T_{Ds}}{ln(t_{D1} - T_{Ds}) - ln(t_{D1} - T_{Di})} = (t_{D1} - T_{D1}) \cdot z_{D1} \neq 0 \tag{G.3}$$

Bei der iterativen numerischen Bestimmung der Nullstelle $Y_{D1} = 0$ aus

$$\dot{Q}_{D1} = 0 = Y_{D1} \cdot (t_{D1} - T_{D1}) \cdot z_{D1}\Big(NTU_{D1}(Y_{D1}), R_{D1}\Big) \tag{G.4}$$

kann es somit für Werte $\dot{Q}_{D1}$ nahe Null zu numerischen Problemen bei der Bestimmung von z_{D1} kommen. Denn für geringfügig unterkühlte Lösung, d.h. $\dot{Q}_{D1} \gtrsim 0$, ist nach Gleichung (2.139), S. 76 $z_{D1} \approx 1$, da Y_{D1} bzw. NTU_{D1} nahe Null sind. Für $\dot{Q}_{D1} < 0$ mit $Y_{D1} = 0$ ergibt sich dagegen ein Ausdruck $0/0$, der über eine Fallunterscheidung zur Berechnung des Grenzwertes $\lim\limits_{NTU \to 0} z(NTU, R) = 1$ abgefangen werden muss. Da im EES-Hauptprogramm jedoch keine `if-then-else`-Bedingungen möglich sind, wird die Begrenzung $Y_{D1} \geq 0$ bzw. die zugehörige Fallunterscheidung in einer vom Hauptprogramm ausgelagerten Berechnungsroutine `Desorber_D1` durchgeführt. Diese Routine, in der gleichzeitig auch die Fallunterscheidung für den internen Wärmekapazitätsstrom im Bereich D1 bei Variante A bzw. B erfolgt (siehe Gleichung (2.213)), wurde mit anderen Hilfsroutinen zur Wärmeübertragungsrechnung in einer gesonderten EES-Bibliothek zusammengefasst. Deren Quellcode ist in Albers [2019a] aufgeführt.

$$\text{Variante A} \begin{cases} \dot{W}_{int,D1} & = \widetilde{\dot{W}}_{D1} = (\dot{m}_r + \dot{m}_{R,D1}) \cdot \widetilde{c}_{p,D1} \\ Y_{D1} & = \begin{cases} \dfrac{\dot{Q}_{D1}}{(t_{D1} - T_{D1,A}) \cdot \psi_D \cdot z_{D1,A} \cdot \kappa_{D1,A}} & \text{für } \dot{Q}_{D1} > 0 \\ 0 & \text{für } \dot{Q}_{D1} \leq 0 \end{cases} \end{cases} \tag{G.5a}$$

$$\text{Variante B} \begin{cases} \dot{W}_{int,D1} & = \dot{W}_r = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \\ Y_{D1} & = \begin{cases} \dfrac{\dot{Q}_{D1}}{(t_{D1} - T_{D1,B}) \cdot \psi_D \cdot z_{D1,B} \cdot \kappa_{D1,B}} & \text{für } \dot{Q}_{D1} > 0 \\ 0 & \text{für } \dot{Q}_{D1} \leq 0 \end{cases} \end{cases} \tag{G.5b}$$

Die Auswirkungen der auf positive Werte begrenzten Wärmedurchlässigkeiten werden durch nachfolgende Bilder veranschaulicht. Hierzu wurde der Lösungsmassenstrom der in Abschnitt 2.1.2 näher beschriebenen Anlage FA2 in einer Simulation mit und ohne Begrenzung von Y_{D1} bei konstanten Eintrittstemperaturen $t_{Di} \,/\, t_{Ai} \,/\, t_{Ei} = 85/24/12\,°\text{C}$ variiert und die Ergebnisse gegen den normierten Lösungsmassenstrom $\gamma_S = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_{r,0}}$ aufgetragen. Mit Ausnahme von $\dot{m}_r$ entsprechen die verwendeten Massenströme und Wärmedurchlässigkeiten in dieser Simulation

denen der Tabelle 3.2. Der Lösungsmassenstrom wurde zwischen 0,04 und 0,11 $\mathrm{kg/s}$ variiert (d.h. 0,55 $\lesssim \gamma_S \lesssim$ 1,50).

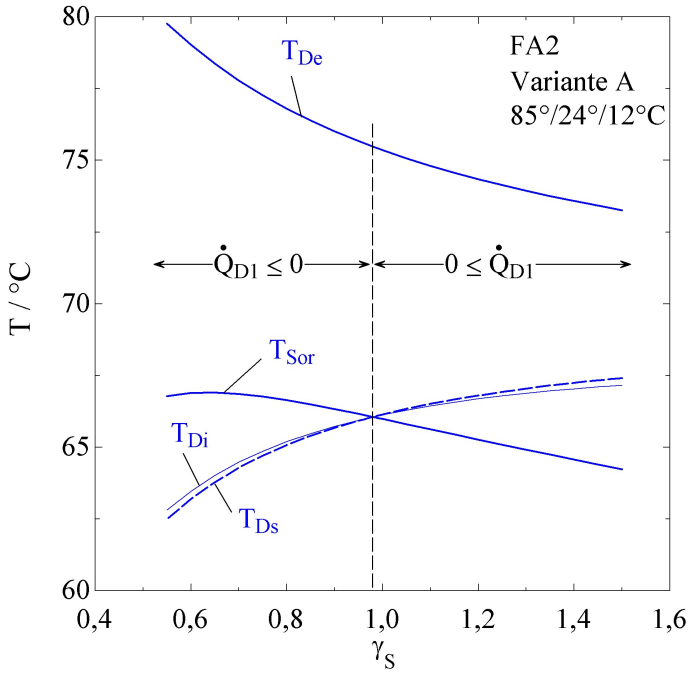


Bild G.13: Interne Ein- und Austrittstemperaturen der Bereiche D1 und D2 eines Desorbers bei Berechnung nach Variante A (mit Begrenzung von Y_{D1}).

Bei hohem Lösungsvolumenstrom (z.B. $\gamma_S = 1,4$) tritt die Lösung mit $T_{Sor} < T_{Ds}$ unterkühlt in den Desorber ein (siehe Bild G.13). Durch adiabate Absorption erhöht sich die Temperatur von T_{Sor} auf $T_{Di} < T_{Ds}$ und anschließend im Bereich D2 auf T_{De}. Bei unterkühltem Lösungseintritt ist die Begrenzung $Y_{D1} \geq 0$ ohne Auswirkung. Daher sind in den Bildern G.14 für $\gamma_S \gtrsim 0,97$ mit und ohne Begrenzung des externen Wärmestroms $\dot{Q}_{D1}$ nach Gleichung (G.2) keine Unterschiede im Verlauf der Leistungen und Temperaturen zu erkennen.
Für $\gamma_S \lesssim 0,97$ ist der Eintrittszustand hingegen überhitzt, so dass $T_{Sor} > T_{Ds}$ und $T_{Di} > T_{Ds}$ bzw. $\dot{Q}_{D1} < 0$ (Bild G.13). Ohne Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit $Y_{D1} \geq 0$ bzw. Beschränkung der externen Wärmeströme entsprechend Gleichung (G.2) (bzw. (2.222) und (2.224), S. 125 im Hauptteil) würde in diesem Fall eine geringere Gesamtwärmeübertragung $\dot{Q}_{D1,ohne} + \dot{Q}_{D2,ohne} < \dot{Q}_{D1,mit} + \dot{Q}_{D2,mit}$ berechnet werden (siehe Bild G.14 oben), weil es wegen $\dot{Q}_{D1,ohne} = \dot{Q}_{D1} < 0$ im Bereich D1 zu einer Erwärmung des externen Mediums käme. Dies ist auch an der höheren Gesamtaustrittstemperatur $t_{Do,ohne}$ aus dem Bereich D1 im Vergleich zur Austrittstemperatur aus dem Bereich D2 zu erkennen, d.h. $t_{D2o,ohne} < t_{Do,ohne}$ in Bild G.14

unten. Bei Begrenzung von $Y_{D1} \geq 0$ stimmen die Austrittstemperaturen dagegen überein (d.h. $t_{D2o,mit} = t_{Do,mit}$ in Bild G.14 unten), da bei $\dot{Q}_{D1} < 0$ die externe Leistung $\dot{Q}_{ext,D1} = 0$ ist.

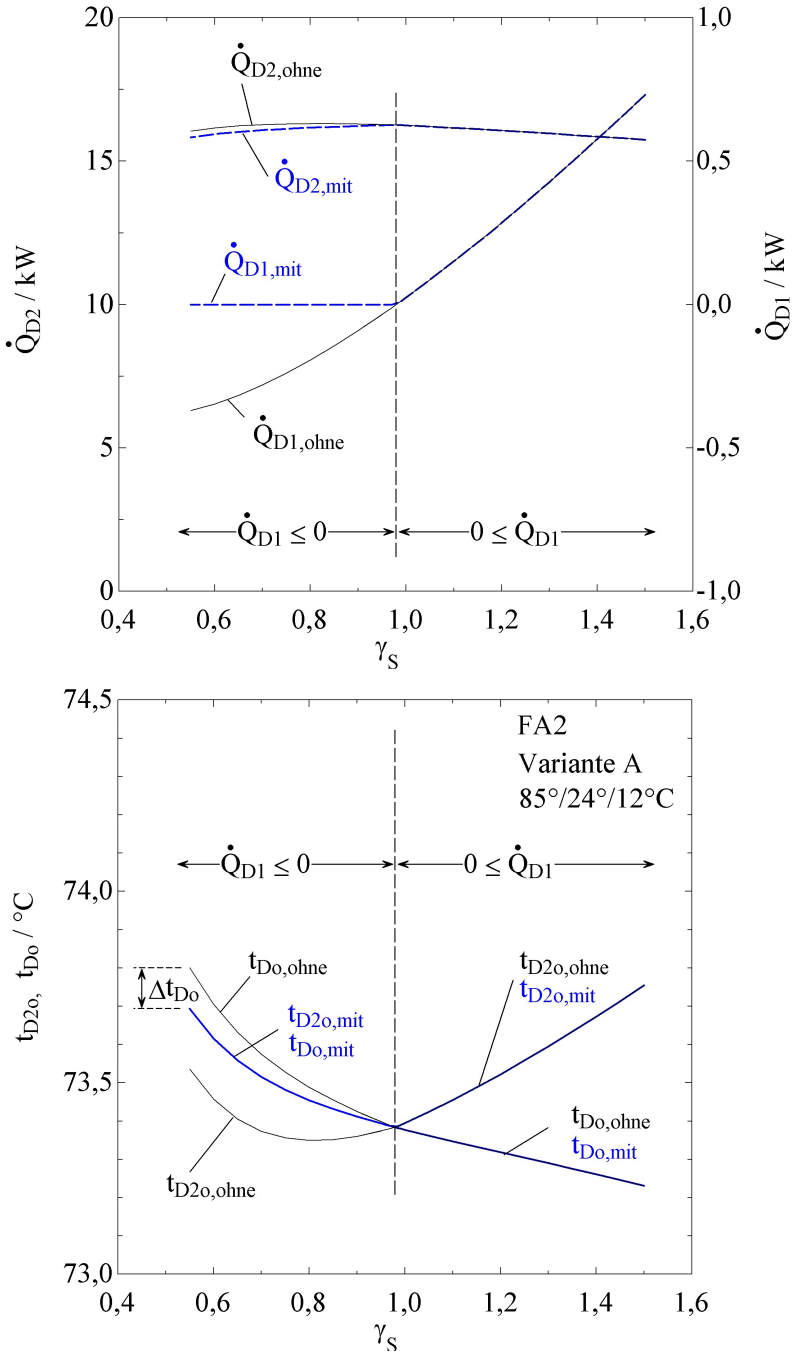


Bild G.14: Ergebnisse der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung nach Variante A bei überhitzt und unterkühlt eintretender Lösung mit und ohne Begrenzung von Y_{D1}.

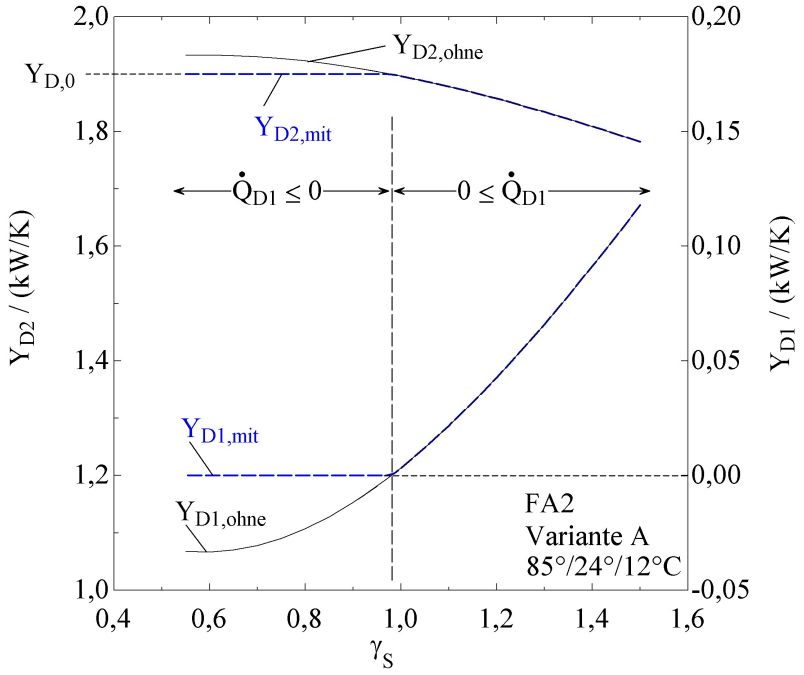


Bild G.15: Aufteilung der Gesamtwärmedurchlässigkeit $Y_{D,0}$ des Desorbers in Y_{D1} und Y_{D2} bei überhitzt und unterkühlt eintretender Lösung in einen Fallfilmdesorber mit und ohne numerischer Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit Y_{D1} bzw. des externen Wärmestroms $\dot{Q}_{D1}$.

Außerdem ergäbe sich aus der Iteration der Aufteilung der Wärmedurchlässigkeiten Y_{D1} und Y_{D2} wegen positiver Temperaturdifferenz $\Delta T_{log,D1}$ nach Gleichung (G.3) bei positivem externen Wärmestrom $\dot{Q}_{ext,D1} > 0$ (bzw. $\dot{Q}_{D1} < 0$) eine negative Wärmedurchlässigkeit im Bereich D1 (siehe Bild G.15). Die Auswirkung dieser unzulässigen Werte für den tatsächlich nicht vorhandenen Wärmeübertragungsbereich D1 wird allerdings fast vollständig durch eine zu groß berechnete Wärmedurchlässigkeit $Y_{D2} > Y_D$ kompensiert, denn durch die berechnete externe Erwärmung $t_{Do,ohne} > t_{D2o,ohne}$ wird die wegen größerem Y_{D2} zu tief berechnete Temperatur $t_{D2o,ohne}$ nach oben verschoben und der verbleibende Unterschied in den simulierten Austrittstemperaturen Δt_{Do} mit und ohne Begrenzung der Wärmedurchlässigkeit von ca. 0,1 K bei $\gamma_S \approx 0,6$ (siehe Bild G.13 unten) entspricht in diesem Fall einem Fehler $\epsilon_{ohne} = \frac{\dot{Q}_{D,ohne}}{\dot{Q}_{D,mit}} - 1$ von lediglich 1%. Die Höhe dieses Fehlers hängt vorrangig von der Höhe der Überhitzung in Bezug zur gesamten Desorberleistung ab, d.h. je geringer $q_{D1} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{Q}_{D1}+\dot{Q}_{D2}} < 0$, desto höher der Fehler ϵ_{ohne}. Im dargestellten Fall für die Anlage FA2 ergeben sich Werte für q_{D1} von weniger als -2% nur bei ungewöhnlich starker Verringerung des Lösungsvolumenstroms gegenüber dem Nennwert, d.h. bei $\gamma_S \lesssim 0,7$. Im Normalfall (d.h. $\gamma_S \approx 1$) beträgt q_{D1} auch bei

extremen Temperaturbedingungen (d.h. großem Schub Δt_T und kleinem Hub Δt_L) weniger als -0,5%, so dass der Fehler ϵ_{ohne} üblicherweise im Promillebereich liegt.

Fazit

Die Beschränkung der Wärmedurchlässigkeit im Bereich D1 auf positive Werte ist vorrangig für die numerische Stabilität der Simulation von Bedeutung. Aufgrund der beschriebenen Fehlerkompensation wirkt sich eine fehlende Begrenzung dagegen kaum auf die Simulationsergebnisse selbst aus. Zusammen mit der Fallunterscheidung für die unterschiedlichen internen Wärmekapazitätsströme im Bereich D1 bei berieselten und überfluteten Desorbern lassen sich jedoch Scheinlösungen (die sich z.B. durch ungünstige Startwerte der Iterationen auch ohne die Bedingung $Y_{D1} \geq 0$ ergeben können) durch die beschriebene Berechnungsroutine `Desorber_D1` sicher vermeiden.

H Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten

In diesem Abschnitt soll erläutert werden, wie die Wärmedurchlässigkeiten im Hauptteil Tabelle 3.2, S. 160 ermittelt wurden, deren Kenntnis sowohl für die Simulation der Absorptionskälteanlagen als auch für die Berechnungen mit Hilfe der herkömmlichen und erweiterten Methode notwendige Voraussetzung ist.
Von Annett Kühn (und Kollegen) stehen umfangreiche Messdaten zum Teillastverhalten der Anlage FA2 mit berieseltem Desorber zur Verfügung. Die Messdaten umfassen sowohl prozessinterne als auch externe Messgrößen [Kühn, 2018]. Im Abschnitt H.1 wird der Versuchsstand zur Vermessung der Anlage FA2 kurz erläutert und es werden die Daten von Kühn [2018] in Bezug auf die gemessene Wärmestromverhältnisse $\frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E}$ bzw. $\frac{\dot{Q}_A}{\dot{Q}_D}$ analysiert. Anschließend werden im Abschnitt H.2 aus den Messpunkten unter Nennbedingungen die Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0} = U_{X,0} \cdot A_{X,0}$ ermittelt. Für die im *mix-match-design* konzipierten Anlagen vom Typ YIA im PLH und RTG mit überflutetem Desorber liegen dagegen keine ausreichenden internen Messdaten vor, um daraus die Wärmedurchlässigkeiten bestimmen zu können. Aus diesem Grund erfolgt in Abschnitt H.3 die Bestimmung von Wärmedurchgangskoeffizienten $U_{X,0}$ aus Herstellerangaben zum Typ YIA-6C4, die dann mit den Flächenangaben $A_{X,0}$ zu den Standard-Wärmeübertragereinheiten der YIA-Serie auf die Anlagen im PLH und RTG zur Berechnung von $Y_{X,0}$ übertragen werden.

H.1 Messdaten zur Anlage FA2 von Annett Kühn

H.1.1 Versuchsstand FA2

Der prinzipielle prozesstechnische Aufbau der Anlage FA2 wird im Abschnitt 2.1.2.2 sowie den dort genannten Veröffentlichungen erläutert. In Ergänzung dazu wird der Aufbau des Versuchsstandes zur Vermessung der Anlage z.B. von Enke [2007] und Siebert [2013] detailliert beschrieben. Die Sensorbezeichnung in der Datenerfassung des FA2-Versuchsstandes unterscheidet sich von der hier verwendeten Nomenklatur. In Tabelle H.6 sind die verfügbaren Sensorpositionen und -bezeichnungen aufgeführt und den hier verwendeten Sensorbezeichnungen gegenübergestellt.
Sämtliche Sensoren (außer die MIDs in den externen Versorgungskreisen) wurden mehrfach kalibriert [Enke, 2007], [Siebert, 2013]. Die verbleibende Gesamtmessunsicherheit (d.h. die Summe aus systematischer und zufälliger Unsicherheit) fasst Tabelle H.5 zusammen.

Tabelle H.5: Eingesetzte Messtechnik und Gesamtmessunsicherheit bei Vermessung der Anlage FA2 nach Enke [2007] u.a.

Messgröße	Sensor	Messbereich	Unsicherheit
Temperatur	Pt100 1/3 DIN-B	0-100 °C	±0,11 K
Druck	PMC 131	0-200 mbar	±0,51%
Volumenstrom	MID Optiflux 5000	0-150 l/h	± 0,03 m^3/h
Massenstrom	Coriolis	0-0,2 kg/s	± 0,15 %

Zu Beginn jeder Versuchsfahrt wurde der Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r$ so eingestellt, dass sich der Nennwert von 0,073 kg/s ergab. Eine Nachjustierung während des Betriebs fand i.d.R. nicht statt [Kühn, 2012]. Der Umlaufmassenstrom im Verdampfer betrug im Normalfall $\dot{m}_{E,U} \approx 0,068\ \mathrm{kg/s}$. Dies entspricht einem Umlaufverhältnis $\mu_{E,U} = \frac{\dot{m}_{E,U}}{\dot{m}_r}$ = 0,94 bzw. einer Berieselungsdichte von $\dot{\Gamma}_{E,U} = 14,2\ \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{s \cdot m}}$. Mit diesen Einstellungen betrug die nicht kontinuierlich erfasste sondern durch Einmalmessung bestimmte Stromaufnahme der beiden Pumpen für den Lösungs- und Kältemittelumlauf zusammen ca. 110 Watt [Kühn, 2012].
Bei den von Kühn [2018] zur Verfügung gestellten Messdaten handelt es sich um die zeitlichen Mittelwerte von stationären Betriebsintervallen (SSI, *steady state intervall*) mit einer Länge von 20 Minuten. Die Stationaritätskriterien sind u.a. in Siebert [2013] beschrieben.
Trotz der hohen Qualität der Messdaten ergeben sich Besonderheiten bzw. Abweichungen gegenüber dem vereinfacht real gedachten Absorptionskältekreislauf, die vor Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten im Abschnitt H.2 kurz erläutert werden sollen.

Tabelle H.6: Messsensoren am Versuchsstand der Anlage FA2.

Variablenname in Datenerfassung	Variablenname in Auswertung	Einheit	Beschreibung / Sensorposition
T_AsSr	T_{Ao}	°C	Temperatur im Absorbersumpf
T_AoSr	T_{Sir}	°C	Temperatur Lösungswärmeübertrager Eintritt kältemittelreiche Lösung
T_GiSr	T_{Sor}	°C	Temperatur Lösungswärmeübertrager Austritt kältemittelreiche Lösung
T_GsSw	T_{Do}	°C	Temperatur im Desorbersumpf
T_GoSw	T_{Sip}	°C	Temperatur Lösungswärmeübertrager Eintritt kältemittelarme Lösung
T_AiSw	T_{Sop}	°C	Temperatur Lösungswärmeübertrager Austritt kältemittelarme Lösung
T_EsR	T_E	°C	Temperatur im Verdampfersumpf
T_EiR	T_{Ei}	°C	Temperatur in Verdampferaufgabewanne
T_CsR	T_C	°C	Temperatur im Kondensatorsumpf
T_UGoSw	T_{UGoSw}	°C	Temperatur in Dekristallisationsleitung (Desorberaustritt)
T_UAiSw	T_{UAiSw}	°C	Temperatur in Dekristallisationsleitung (Absorbereintritt)
T_UEiR	T_{UEiR}	°C	Temperatur nach dem U-Rohr und vor dem Eintritt in den Verdampfer
t_GiW	t_{Di}	°C	Temperatur Desorber Eintritt (extern)
t_GoW	t_{Do}	°C	Temperatur Desorber Austritt (extern)
t_EoW	t_{Eo}	°C	Temperatur Verdampfer Austritt (extern)
t_EiW	t_{Ei}	°C	Temperatur Verdampfer Eintritt (extern)
t_AiW	t_{Ai}	°C	Temperatur Absorber Eintritt (extern)
t_AoCiW	t_{Ci}	°C	Temperatur Kondensator Eintritt (extern)
t_CoW	t_{Co}	°C	Temperatur Kondensator Austritt (extern)
t_room	t_{Room}	°C	Raumtemperatur
p_E	p_E	mbar	Druck im Verdampfer
p_C	p_C	mbar	Druck im Kondensator
V_G	$\dot{V}_D$	m^3/h	Volumenstrom Heißwasser
V_AC	$\dot{V}_{AC}$	m^3/h	Volumenstrom Kühlwasser (seriell durch Absorber und Kondensator)
V_E	$\dot{V}_E$	m^3/h	Volumenstrom Kaltwasser
V_R	$\dot{V}_{E,U}$	l/h	Volumenstrom im Verdampferumlauf
V_Sr	$\dot{V}_r$	l/h	Volumenstrom kältemittelreiche Lösung
m_Sr	$\dot{m}_r$	g/s	Massenstrom kältemittelreiche Lösung
D_Sr	ρ_r	g/cm^3	Dichte kältemittelreiche Lösung
X01_Konz_weak	x_r	kg/kg	Salzmassenanteil kältemittelreiche Lösung

H.1.2 Besonderheiten in den Messdaten zur Anlage FA2

Sowohl in der herkömmlichen als auch in der erweiterten Berechnungsmethode kommt den Enthalpiekoeffizienten bzw. den Wärmestromverhältnissen K_X, mit denen die Wärmeströme in einem Wärmeübertrager X auf den von extern zugeführten Wärmestrom im Verdampfer bezogen werden (d.h. $K_X = \frac{\dot{Q}_X}{\dot{Q}_E}$) eine große Bedeutung zu. Die notwendigen Berechnungen in der herkömmlichen und erweiterten Methode reduzieren sich mit den jeweils vorgenommenen Annahmen und Näherungen zu den K_X im vereinfacht realen einstufigen Absorptionskältekreislauf unterschiedlich; aber auch die Genauigkeit der Berechnungsergebnisse ist verschieden. Aufgrund dieser Bedeutung sollen die aus den Messdaten von Kühn [2018] ableitbaren realen Wärmestromverhältnisse $\frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E}$ und $\frac{\dot{Q}_A}{\dot{Q}_D}$ detaillierter untersucht werden.

Verhältnis der externen Kondensator- und Verdampferleistung
Der Unterschied zwischen Kondensatorleistung und Verdampferleistung bezogen auf die Verdampferleistung wird Asymetrie genannt (siehe [Ziegler und Alefeld, 1987]). Dies gilt sowohl für die auf den umlaufenden Kältmittelmassenstrom bezogenen, spezifischen Größen q_X, als auch für die absoluten Größen $\dot{Q}_X$ (mit Vorzeichenkonvention entsprechend [Ziegler und Alefeld, 1987], d.h. $\dot{Q}_C = |\dot{Q}_C| > 0$).

$$a = \frac{q_C - q_E}{q_E} = \frac{\dot{Q}_C - \dot{Q}_E}{\dot{Q}_E} = \frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E} - 1 \tag{H.1}$$

Zwischen dem von Ziegler und Alefeld [1987] eingeführten Asymetrie-Faktor und dem in der Berechnungsmethode verwendeten Wärmestromverhältnis K_C besteht daher (mit Beachtung der hier verwendeten systemorientierten Vorzeichenkonvention, d.h. $\dot{Q}_C < 0$) ein direkter Zusammenhang.

$$a = -K_C - 1 > 0 \tag{H.2}$$

bzw. mit dem im Anhang K.1 hergeleiteten Zusammenhang zwischen K_C und Drosselverlust μ_{DV} (siehe Gleichung (K.10), S. 458)

$$a \approx \frac{1}{1-\mu_{DV}} - 1 = \frac{\mu_{DV}}{1-\mu_{DV}} \underset{mit\ \frac{1}{1-x} \approx 1+x}{\approx} \mu_{DV} \cdot (1+\mu_{DV}) \underset{mit\ \mu_{DV}^2 \ll \mu_{DV}}{\approx} \mu_{DV}\ . \tag{H.3}$$

Die numerische Größe des Asymetriefaktors entspricht also in etwa der Größe des Drosselverlustes.
Im Gegensatz zu den Messdaten der externen Kondensatorleistung (deren Interpretation wegen unbekannter Überhitzung und Unterkühlung des Kältemittels am

internen Ein- und Austritt schwierig ist), lässt sich der Drosselverlust relativ sicher und redundant aus den internen Messdaten von Kühn [2018] bestimmen, denn neben den Temperaturen T_C und T_E wurden auch die Drücke p_C und p_E gemessen.

$$\mu_{DV,T} = \frac{h_C'(T_C) - h_E'(T_E)}{h_E''(T_E) - h_E'(T_E)}$$
$$\mu_{DV,p} = \frac{h_C'(p_C) - h_E'(p_E)}{h_E''(p_E) - h_E'(p_E)} \tag{H.4}$$

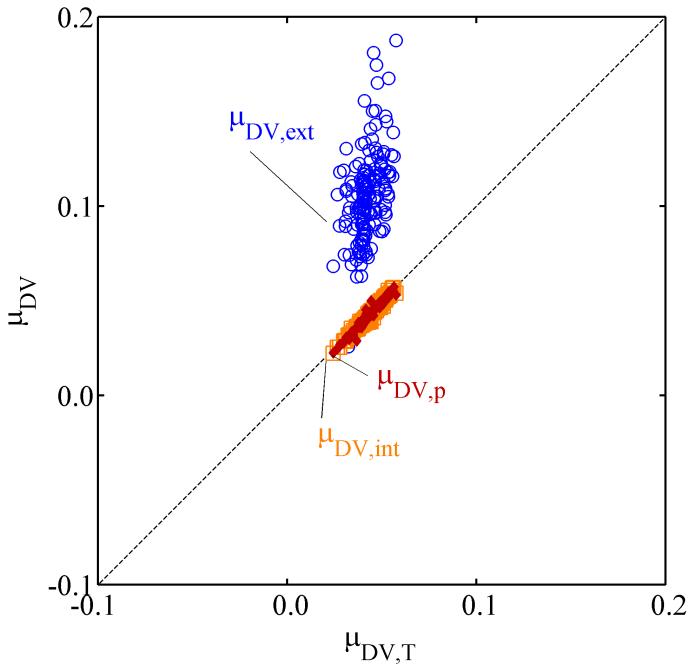


Bild H.1: Gegenüberstellung des Drosselverlustes bei der Anlage FA2, ermittelt aus Temperatur- und Druckmessung sowie über externe und interne Leistungsberechnungen.

Abbildung H.1 zeigt, dass über die unabhängigen Druck- und Temperaturmessungen annähernd die gleichen Drosselverluste berechnet werden (d.h. $\mu_{DV,p} \approx \mu_{DV,T}$). Verwendet man hingegen die extern gemessenen Leistungen $\dot{Q}_E$ und $\dot{Q}_C$ zur Bestimmung eines Drosselverlustes über die recht genaue Näherung aus Abschnitt K

$$K_C = \frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E} \approx \frac{-1}{1-\mu_{DV}} \quad \Rightarrow \quad \mu_{DV,ext} \approx 1 + \frac{\dot{Q}_{ext,E}}{\dot{Q}_{ext,C}} \tag{H.5}$$

ergibt sich mit $\mu_{DV,ext}$ eine deutliche Abweichung zu den aus internen Messdaten bestimmten Werten von $\mu_{DV,T}$ und $\mu_{DV,p}$ (siehe Bild H.1).

Ermittelt man mit der gleichen Näherung über die externe Verdampferleistung $\dot{Q}_{ext,E}$ unter Vernachlässigung von etwaigen Bypass-Wärmeströmen und Unterkühlung am internen Kondensatoraustritt aus

$$-\dot{Q}_{ext,E} = \dot{Q}_E = \dot{m}_{R,tot,E} \cdot (h_E^{''}(T_E) - h_C^{'}(T_C)) \tag{H.6}$$

einen Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot,E}$ und verwendet diesen zur Bestimmung einer internen Kondensatorleistung (bei Vernachlässigung der Dampfüberhitzung am Eintritt),

$$\dot{Q}_C = \dot{m}_{R,tot,E} \cdot (h_C^{'}(T_C) - h_C^{''}(T_C)) < 0 \tag{H.7}$$

dann berechnet sich daraus ein Drosselverlust $\mu_{DV,int}$, der sehr ähnlich ist zu den Werten aus Temperatur- und Druckmessung (siehe Bild H.1).

$$\mu_{DV,int} = 1 + \frac{\dot{Q}_E}{\dot{Q}_C} \tag{H.8}$$

Die gemessene externe Kondensatorleistung $\dot{Q}_{ext,C}$ ist daher erhöht gegenüber der erwarteten internen Kondensatorleistung $\dot{Q}_C$ bzw. der gemessenen externen Verdampferleistung $\dot{Q}_{ext,E}$. Dies deutet auf zusätzliche Irreversibilitäten im realen Kältekreislauf gegenüber dem vereinfacht realen Kreislauf hin, aus dem die herkömmliche und erweiterte Berechnungsmethode abgeleitet wurde. Denn ein Teil des real kondensierten Kältemittelmassenstroms

$$\dot{m}_{R,tot} = \frac{\dot{Q}_{ext,C}}{(h_{Do}^{V} - h_{Co}^{L})} > \dot{m}_{R,tot,E} \tag{H.9}$$

kann nicht zur Kälteerzeugung (d.h. zur Aufnahme von $\dot{Q}_{ext,E}$ aus dem externen Kaltwasserkreislauf) genutzt werden.

Verhältnis der externen Absorber- und Desorberleistung.
In Ergänzung zum Verhältnis zwischen Kondensator- und Verdampferleistung kann für das Verhältnis der spezifischen Absorber- zur Desorberleistung ebenfalls ein Zusammenhang über den Asymetriefaktor angegeben werden (siehe [Ziegler und Alefeld, 1987]).

$$\zeta_A = \frac{q_A}{q_D} = 1 - COP \cdot a \tag{H.10}$$

Man erwartet ζ_A daher in einer Größenordnung von $\zeta_A \approx 1 - 0,78 \cdot 0,04 \approx 0,97$ (da $COP < 1$ und $0 < a < 1$). Berechnet man jedoch ζ_A aus den gemessenen externen

Leistungen $\dot{Q}_{ext,A} > 0$ und $\dot{Q}_{ext,D} < 0$

$$\zeta_{A,ext} = -\frac{\dot{Q}_{ext,A}}{\dot{Q}_{Dext,}} > 0 \,, \tag{H.11}$$

so ergeben sich deutlich kleinere Werte $\zeta_{A,ext} \approx 0,90 < \zeta_A$. D.h. die extern gemessene Absorberleistung ist im Verhältnis zur extern gemessenen Desorberleistung betragsmäßig kleiner als zu erwarten bzw. die gemessene reale Desorberleistung ist im Verhältnis zur Desorberleistung des vereinfacht realen Kreislaufs erhöht. Zur besseren Vergleichbarkeit mit μ_{DV} sind diese Werte in Bild H.2 als $1 - \zeta_A$ dargestellt. Somit liegen beide Erwartungswerte für μ_{DV} und $1 - \zeta_A$ in einer Größenordnung von 0,0 bis 0,1. Mit den internen Leistungen $\dot{Q}_C$ und $\dot{Q}_D$ ergeben sich mit

$$\zeta_{A,int,E} = 1 - COP \cdot a \underset{mit(H.3)}{\approx} 1 - \frac{\dot{Q}_E}{\dot{Q}_D} \cdot \mu_{DV,int} \underset{mit(H.8)}{\approx} 1 - \frac{\dot{Q}_E}{\dot{Q}_D} \cdot \left(1 + \frac{\dot{Q}_E}{\dot{Q}_C}\right) \tag{H.12}$$

wiederum Werte $1 - \zeta_{A,int,E}$, die nahe den Erwartungswerten $COP \cdot a \approx 0,02$ liegen (siehe Bild H.2). Dabei wurde die interne Desorberleistung über die Enthalpiebilanz mit dem aus $\dot{Q}_{ext,E}$ ermittelten Kältemittelmassenstrom $\dot{m}_{R,tot,E}$ und dem gemessenen Lösungsmassenstrom $\dot{m}_r$ und ohne Überhitzung am Desorberaustritt bestimmt.

$$\dot{Q}_D = \dot{m}_r \cdot (h_{De} - h_{Sor}) + \dot{m}_{R,tot,E} \cdot (h^V_{Do} - h_{De}) \tag{H.13}$$

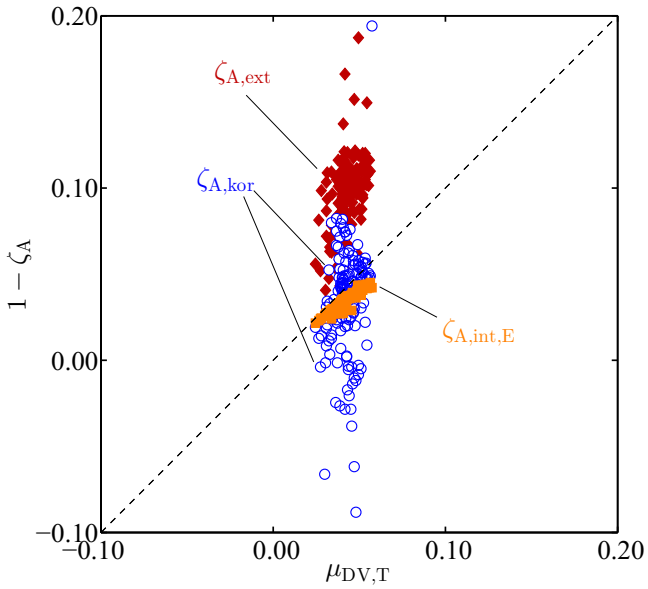


Bild H.2: Verhältnis der externen Absorber- zur externen Desorberleistung $\zeta_{A,ext}$ im Vergleich zum Drosselverlust.

Es ist also anscheinend der externe Wärmestrom $\dot{Q}_{ext,C}$ zu groß, der externe Wärmestrom $\dot{Q}_{ext,A}$ hingegen zu klein. Gleichzeitig ist aber die externe Energiebilanz für alle Messdaten mit einer mittleren Abweichung von +1% recht gut erfüllt. Die naheliegende Vermutung, dass die Zwischentemperatur $t_{Ci} = t_{Ao}$ eine Missweisung nach unten aufweist, führt jedoch nicht zu einem befriedigenden Ergebnis. Denn verwendet man die oben ermittelte interne Kondensatorleistung (die aus der externen Verdampferleistung gewonnen wurde), um über $\dot{Q}_C = -\dot{Q}_{ext,C} = \dot{W}_C \cdot (t_{Ci,kor} - t_{Co})$ eine korrigierte Temperatur $t_{Ci,kor}$ zu bestimmen und damit eine korrigierte (externe) Absorberleistung $-\dot{Q}_A^{kor} = \dot{W}_C \cdot (t_{Ai} - t_{Ci}^{kor})$ sowie ein neues Verhältnis $\zeta_{A,kor} = -\frac{\dot{Q}_A^{kor}}{\dot{Q}_{ext,D}}$, dann stimmen die Werte $1 - \zeta_{A,kor}$ zwar im Mittel besser mit dem Erwartungswert $COP \cdot a$ überein (siehe Bild H.2), aber gleichzeitig ergeben sich auch zahlreiche Werte mit $\zeta_{A,kor} > 1$ bzw. $1 - \zeta_{A,kor} < 0$, die im Widerspruch zu (H.10) stehen. Über eine vermutete Missweisung in den Messwerten der Temperatur t_{Ci} bzw. t_{Ao} können die o.g. Effekte daher nicht erklärt werden.
Es muss somit davon ausgegangen werden, dass innerhalb des gemessenen realen Kältekreislaufs Effekte auftreten, die im vereinfacht realen Kreislauf nicht berücksichtigt werden. Hierzu zählen z.B.:

- Interne Wärmeleitung
- Externe Wärmeleitung
- Überhitzung / Unterkühlung der internen Wärmeträger am Austritt der Wärmeübertrager (die Eintrittsüberhitzung bzw. -unterkühlung wird hingegen im vereinfacht realen Kreislauf sowie in der erweiterten Methode berücksichtigt)
- Ansammlung von Sorbens im Verdampfersumpf
- Überlaufende Aufgabewannen von berieselten Wärmeübertragern (so dass Fluid an der Wärmeübertragerfläche vorbei fließt)
- Ansammlung von nicht kondensierbaren Gasen
- Überflutung der unteren Rohrreihen eines berieselten Wärmeübertragers unter bestimmten Betriebszuständen
- Tröpfchenflug etc.

Die im Verhältnis zur externen Verdampferleistung hohe externe Kondensatorleistung und die im Verhältnis zur externen Desorberleistung niedrige externe Absorberleistung lässt sich zumindest qualitativ z.B. durch interne Wärmebrücken

zwischen den Sümpfen im Hoch- und Niederdruckbehälter mit den zugehörigen Bypass-Wärmeströmen $\dot{Q}_{int,DC}$ und $\dot{Q}_{int,AE}$ erklären (siehe Bild H.3).

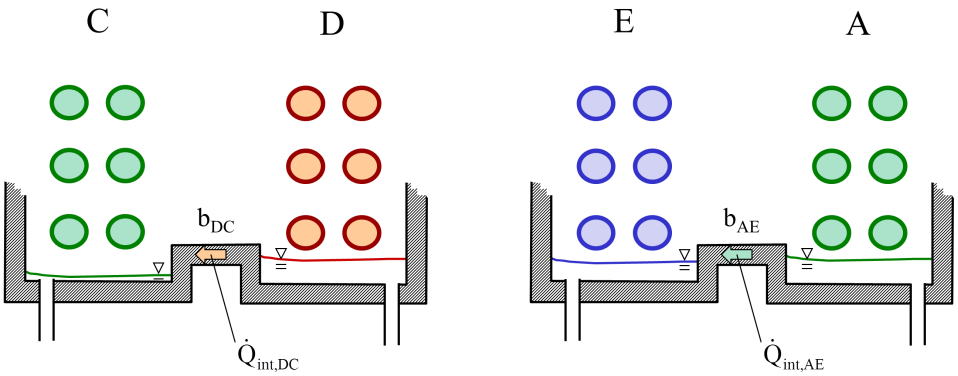


Bild H.3: Schematische Darstellung zu möglichen Wärmebrücken zwischen Desorber- und Kondensatorsumpf (links) sowie zwischen Absorber- und Verdampfersumpf (rechts).

Durch den Bypass-Wärmestrom $\dot{Q}_{int,AE}$ über den metallischen Trennsteg zwischen Absorber- und Verdampfersumpf wird beispielsweise im Verdampfersumpf ein bestimmter Kältemittelmassenstrom verdampft, der zwar nicht zur externen Kälteleistung beiträgt, aber dennoch im Absorber absorbiert, im Desorber desorbiert und im Kondensator kondensiert werden muss. Obwohl der *interne* Leistungs- bzw. Kältemittelumsatz (d.h. $\dot{Q}_E$ bzw. $\dot{m}_{R,tot}$) im Verdampferraum mit dem Bypass-Wärmestrom $\dot{Q}_{int,AE}$ ansteigt

$$\dot{Q}_E = \dot{Q}_{ext,E} + \dot{Q}_{int,AE} = \dot{m}_{R,tot} \cdot (1 - \mu_{DV}) \cdot \Delta h_E^{LV} \tag{H.14}$$

ist das Verhältnis der externen Leistungen $\frac{\dot{Q}_{ext,E}}{\dot{Q}_{ext,C}}$ betragsmäßig kleiner, weil $\dot{Q}_{ext,E}$ betragsmäßig kleiner und $\dot{Q}_{ext,C} > 0$ größer ist als im Fall ohne die Wärmebrücke. Damit ist auch $\mu_{DV,ext} > \mu_{DV,int}$ plausibel, so dass zumindest ein Teil der erhöhten externen Kondensatorleistung im Verhältnis zur gemessenen (externen) Verdampferleistung mit einem Bypass-Wärmestrom zwischen Absorber- und Verdampfersumpf erklärt werden könnte.
Da der vereinfacht reale Kältekreislauf (ohne die o.g. Effekte) die Basis sowohl für die herkömmliche als auch die erweiterte Berechnungsmethode darstellt, darf beim Vergleich von Mess- und Berechnungsergebnissen (wie z.B. in Bild 3.46, S. 264) nicht erwartet werden, dass diese Effekte durch die Methode wiedergegeben werden. Hierzu müsste die Ausgangsbasis (d.h. der vereinfacht realen Kältekreislauf) verändert werden, in dem z.B. die Enthalpiebilanzen inkl. der internen Bypass-Wärmeströme $\dot{Q}_{int,XZ}$ über Wärmebrücken zwischen den Wärmeübertragern X und Z (mit $X, Z =$

D, E, C, A, siehe z.B. Gleichung (2.203), S. 118) oder Lösungsüberhitzung bzw. -unterkühlung etc. formulierte werden und die daraus resultierenden Koeffizienten in eine nochmals verbesserte Methode integriert werden. Da dieses Vorgehen über das hier verfolgte Ziel einer möglichst einfachen, explizit formulierten Berechnungsmethode hinausgeht, können die o.g. Effekte auch mit der in Abschnitt 3.3.4 dargestellten erweiterten Berechnungsmethode inkl. des Zwei-Schritt-Verfahrens nicht erklärt werden. Aus diesem Grund ergeben sich zwangsläufig Unterschiede zwischen Mess- und Berechnungsergebnissen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter analysiert bzw. diskutiert werden sollen.

H.2 Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten zur Anlage FA2

Für die Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten zur Anlage FA2 aus den Messdaten von A. Kühn wird davon ausgegangen, dass keine Wärmebrücken bzw. interne oder externe Kurzschluss-Wärmeströme vorhanden sind (d.h. $\dot{Q}_{byp,X} = 0$). Aus der stationären Energiebilanz folgt daher, dass externer und interner Wärmestrom betragsmäßig übereinstimmen.

$$C_X \cdot \frac{\partial T_X}{\partial \tau} = 0 = \dot{Q}_X + \dot{Q}_{ext,X} + \dot{Q}_{byp,X} \quad \rightarrow \quad \dot{Q}_X = -\dot{Q}_{ext,X} \tag{H.15}$$

Außerdem werden nur Messdaten unter Nennbedingungen benutzt. Diese wurden wie folgt aus der Gesamtmenge der Messdaten herausgefiltert: $\dot{V}_X - \dot{V}_{X,0} < \pm$ 0,1 $\mathrm{m^3/h}$, $t_{Xi} - t_{Xi,0} < \pm$ 0,2 K für $X = D, E, A$ und $\dot{m}_r - \dot{m}_{r,0} < \pm$ 0,001 $\mathrm{kg/s}$. In Tabelle H.7 sind die Mittelwerte der aus diesem Filter resultierenden Betriebspunkte dargestellt. Aus der ebenfalls angegebenen Spannweite zu jeder Messgröße ist ersichtlich, dass die Messungen des Nennlastpunktes gut reproduziert werden konnten.

Tabelle H.7: Spannweite der Messdaten zur Anlage FA2 unter Nennbedingungen.

		Kaltwasser E	Heißwasser D	Kühlwasser AC
Temperatur Eintritt	°C	18,0±0,1	75,0±0,1	27,0±0,2
Temperatur Austritt	°C	14,9±0,1	65,2±0,3	35,0±0,2
Volumenstrom	$\mathrm{m^3/h}$	2,9±0,01	1,2±0,02	2,6±0,06
Leistung	kW	10,4±0,4	13,4±0,5	23,9±0,6

Unter der Voraussetzung, dass die Wärmekapazitätsströme und die Wärmeübergangskoeffizienten auf beiden Seiten der Wärmeübertragungsfläche temperatur*un*abhängig sind, können die Wärmedurchlässigkeiten

$$Y_{X,0} = U_{X,0} \cdot A_{X,0} = \frac{\dot{Q}_{X,0}}{\Delta T_{log,X,0}} \tag{H.16}$$

aus den unter Nennbedingungen gemessenen Leistungen $\dot{Q}_{X,0}$ und den logarithmischen Mittelwerten $\Delta T_{log,X,0}$ der lokalen Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt der Wärmeübertrager bestimmt werden.

$$\Delta T_{log,X,0} = \frac{(t_{Xi,0} - T_{Xo,0}) - (t_{Xo,0} - T_{Xi,0})}{ln(t_{Xi,0} - T_{Xo,0}) - ln(t_{Xo,0} - T_{Xi,0})} \tag{H.17}$$

Für die internen Eintrittstemperaturen $T_{Xi,0}$ mit $X = D, E, C, A$ wird an jedem Wärmeübertrager angenommen, dass die Flüssig-Dampf-Phasen der Arbeitsmedien

im thermischen Gleichgewicht beim gemessenen Druck vorliegen. D.h. die Überhitzung des Kältemittels am internen Kondensatoreintritt wird vernachlässigt und im Ab- und Desorber wird vollständig abgeschlossene adiabate Sorption angenommen, so dass die Berechnung der Wärmeübertragung nach Variante A erfolgt (siehe Abschnitt 2.3.3.1, S. 80 und S. 86). Für die gemessenen Austrittstemperaturen T_{Xo} wird ebenfalls angenommen, dass es sich um Phasengleichgewichtstemperaturen handelt. Sämtliche tatsächlich auftretenden Überhitzungs- und Unterkühlungseffekte (siehe z.B. Kühn und Ziegler [2008a]) werden damit vernachlässigt bzw. nicht berücksichtigt, so dass in Gleichung (H.17) für den Verdampfer und Kondensator $X = E, C$ gilt $T_{Xi,0} = T_{Xo,0} = T_{X,0} = T^{LV}_{H_2O}(p_X, 0)$. In Tabelle H.8 sind die zugehörigen Werte unter Nennbedingungen dargestellt aus denen neben den Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0}$ auch die Wärmeübergangskoeffizienten $U_{X,0}$ berechnet wurden. Für den Lösungswärmeübertrager (LWT bzw. $X = S$) gelten die als externe Temperaturen ausgewiesenen Werte für die kältemittelarme Lösung (d.h. $t_{Xi,0} = T_{Sip,0}$ und $t_{Xo,0} = T_{Sop,0}$). Zur Bestimmung der übertragenen Leistung $\dot{Q}_{S,0}$ wurde der mit einem Coriolis-Durchflusssensor unter Nennbedingungen gemessene Werte $\dot{m}_{r,0}$ = 0,073 $\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}}$ verwendet und die spezifische Wärmekapazität $c_{p,H_2O/LiBr}(T_{Sir,0},\, x_{r,0})$ = 2,17 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg \cdot K}}$ mit Hilfe der Korrelation von Feuerecker [1994] zum Massenanteil $x_{r,0}$ = 0,482 $\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{kg}}$ berechnet.

Tabelle H.8: Wärmedurchgangskoeffizienten im Nennlastpunkt der Anlage FA2.

Größe X	Einheit	Desorber D	Verdampfer E	Kondensator C	Absorber A	LWT S
$t_{Xi,0}$	°C	75,0	18,0	31,1	27,0	67,6
$t_{Xo,0}$	°C	65,2	14,9	35,0	31,1	36,5
$T_{Xi,0}$	°C	58,7	12,8	36,6	37,0	31,4
$T_{Xo,0}$	°C	67,6	12,8	36,6	31,4	60,8
$\Delta T_{log,X,0}$	K	6,9	3,4	-3,2	-5,1	5,9
$\dot{Q}_{X,0}$	kW	13,4	10,4	-11,7	-12,2	4,7
$Y_{X,0}$	$\frac{\mathrm{kW}}{\mathrm{K}}$	1,9	3,0	3,7	2,4	0,8
$A_{X,0}$	m^2	1,9	1,2	1,1	1,7	1,1
$U_{X,0}$	$\frac{\mathrm{kW}}{\mathrm{m^2 \cdot K}}$	1,0	2,5	3,5	1,4	0,7

Zur Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten im Ab- und Desorber werden auf der internen Seite die Eintrittstemperaturen in den Lösungswärmeübertrager als Austrittstemperaturen verwendet (d.h. $T_{Ao} = T_{Sir}$ und $T_{Do} = T_{Sip}$). Die internen Eintritts- bzw. Auftropftemperaturen auf die Wärmeübertragungsfläche T_{Ai} und T_{Di} unterscheiden sich jedoch aufgrund adiabater Sorptionsvorgänge von den Austrittstemperaturen des Lösungswärmeübertragers (d.h. $T_{Ai} \neq T_{Sop}$ und $T_{Di} \neq T_{Sor}$). Im

folgenden Abschnitt soll die Berechnung der Auftropftemperatur im Desorber T_{Di} aus den Messwerten ausführlicher erläutert werden. Die analoge Anwendung des Verfahrens für den Absorber wird anschließend nur knapp dargestellt.
Ganz allgemein kann es im Ab- und Desorber sowohl am Eintritt als auch am Austritt zu einer Überhitzung (d.h. $\Delta T_{sup,Xi}$ bzw. $\Delta T_{sup,Xo}$) und/oder Unterkühlung (d.h. $\Delta T_{sub,Xi}$ bzw. $\Delta T_{sub,Xo}$) der Lösung kommen. Um die Bezeichnung zu vereinfachen, wird im Weiteren beim Desorber am Eintritt nur von Unterkühlung gesprochen (die positiv und negativ werden kann, so dass die Eintrittsüberhitzung durch negative Eintrittsunterkühlungen dargestellt wird, siehe Gleichung (H.18)) und am Austritt nur von Überhitzung. Beim Absorber wird hingegen nur von Eintrittsüberhitzung und Austrittsunterkühlung gesprochen (d.h. $\Delta T_{sup,Ai}$ bzw. $\Delta T_{sub,Ao}$).

H.2.1 Iteration der Eintrittstemperatur T_{Di}

Für den Eintrittszustand der Lösung in den Desorberbehälter der Anlage FA2 ist sowohl die Temperatur aus dem Lösungswärmeübertrager T_{Sor} als auch die Konzentration x_r aus Messungen von Annett Kühn bekannt (siehe Anhang H.1). Damit kann die Eintrittsunterkühlung $\Delta T_{sub,Di}$ über Stoffdatenfunktionen und den ebenfalls gemessenen Druck p_C ermittelt werden. Für den Nennlastpunkt ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta T_{sub,Di} &= T_{Ds} - T_{Sor} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}\left(p_C, x_r\right) - T_{Sor} \\ &= 58,3\ °\mathrm{C} - 60,8\ °\mathrm{C} = -2,5\ \mathrm{K}\ . \end{aligned} \tag{H.18}$$

Die überhitzt eintretender Lösung ($T_{Sor} > T_{Ds}$) kühlt sich im Aufgabesystem für den Fallfilmdesorber durch adiabate Desorption von Kältemittel auf eine Temperatur $T_{Di} < T_{Sor}$ ab und erreicht einen Salzmassenanteil $x_{Di} > x_r$ (siehe Bild 2.43 und 2.42 in Abschnitt 2.4.2, S. 121 ff.). Beide Werte (T_{Di} und x_{Di}) können über eine Iterationsrechnung z.B. in EES aus der stationären Enthalpiebilanz, unter der Randbedingung einer vollständigen adiabaten Ab- oder Desorption bis zur Erreichung des Gleichgewichtszustandes vor Kontakt mit dem ersten beheizten Desorberrohr, bestimmt werden.

$$0 = \dot{m}_r \cdot \left(h_{Sor} - h_{Di}\right) + \dot{m}_{R,D1} \cdot \left(h^V_{D1} - h_{Di}\right) \tag{H.19}$$

Über die Salz- und Gesamtmassenbilanz im Bereich D1 des Desorbers

$$\begin{aligned} \dot{m}_r \cdot x_r &= \dot{m}_{Di} \cdot x_{Di} \\ \dot{m}_{Di} &= \dot{m}_{R,D1} + \dot{m}_r \end{aligned} \tag{H.20}$$

zusammen mit den Stoffwerten des Gleichgewichtszustandes am Ende der adiabaten Sorption in der Lösungsaufgabe, der dem Eintrittszustand auf dem ersten beheizten Rohr entspricht (Index 'Di')

$$\begin{aligned} h_{Di} &= h_{H_2O/LiBr,GF}\left(T_{Di}, x_{Di}\right) \\ T_{Di} &= T_{Sat,H_2O/LiBr,GF}\left(p_C, x_{Di}\right) \end{aligned} \tag{H.21}$$

und den Stoffwerten des de- oder absorbierten Dampfes

$$\begin{aligned} h_{D1}^V &= h_{H_2O,IAPWS}\left(T_{D1,A}, p_C\right) \\ T_{D1,A} &= \frac{T_{Di} + T_{Ds}}{2} \end{aligned} \tag{H.22}$$

sind alle für diese Rechnung notwendigen Werte bekannt bzw. festgelegt. Mit dem Iterationsergebnis für T_{Di} kann $\Delta T_{log,D,0}$ berechnet werden und die Wärmedurchlässigkeit unter Nennbedingungen $Y_{D,0}$ ergibt sich mit Berücksichtigung der Eintrittsunterkühlung $\Delta T_{sub,Di} < 0$ (d.h.Überhitzung) aus Gleichung (H.16).
Unter der Voraussetzung, dass der Iterationsfehler unbedeutend ist und keine Unsicherheiten in den Messwerten zu berücksichtigen sind, bestimmt man $Y_{D,0}$ für den Fall temperaturunabhängiger interner und externer Wärmekapazitätsströme (d.h. $\Delta T_m = \Delta T_{log}$) durch die oben beschriebenen Gleichungen rechnerisch exakt. Zur Vermeidung der Iterationsrechnung bei der adiabaten Ab- bzw. Desorption kann zur Ermittlung von T_{Di} jedoch auch eine näherungsweise bestimmte scheinbare integrale spezifische Wärmekapazität verwenden werden. Das nachfolgend dargestellte Näherungsverfahren ist z.B. zur prozessbegleitenden Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten in industriellen SPS-Programmen verwendbar.

H.2.2 Näherung für T_{Di} mit scheinbarer Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$

Die integrale scheinbare spezifische Wärmekapazität für den adiabaten Sorptionsvorgang zwischen dem Austrittszustand aus dem Lösungswärmeübertrager 'Sor' und dem Zustand der Lösung beim Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche 'Di' lässt sich über die in Abschnitt 2.2.2 bzw. [Albers, 2019b] eingeführte Funktion

$$\widetilde{c}_{p,D1} = \widetilde{c}_{p,H_2O/LiBr,GF}\left(p_C, x_{Di}, x_r\right) \tag{H.23}$$

exakt ermitteln, wenn die Eintrittskonzentration x_{Di} bekannt wäre. Aus der Äquivalenz des sensiblen und latenten Wärmestroms zum Abbau der Unterkühlung (d.h. $\dot{Q}_{D1} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \Delta T_{sub,Di} = \dot{m}_{Di} \cdot \widetilde{c}_{p,D1} \cdot (T_{Ds} - T_{Di})$) ergibt sich ebenfalls eine

Eintritts- bzw. Auftropftemperatur

$$T_{Di,c_p} = T_{Ds} - \frac{\dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor})}{\dot{m}_{Di} \cdot \widetilde{c}_{p,D1}} \ , \tag{H.24}$$

die mit dem zuvor exakt ermittelten Wert T_{Di} übereinstimmt, wenn auch die iterierten Werte x_{Di} und $\dot{m}_{Di}$ verwendet werden. Durch zwei Vereinfachungen kann diese Eintrittstemperatur aber auch ohne Kenntnis des Kältemittelmassenstroms $\dot{m}_{R,D1}$ und des Massenanteils x_{Di} abgeschätzt werden.

- Vernachlässigung von $\dot{m}_{R,D1}$ (d.h $\dot{m}_{Di} \approx \dot{m}_r$), so dass

$$T'_{Di} = T_{Ds} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D1}} \ . \tag{H.25}$$

- Vernachlässigung des Unterschiedes zwischen $\widetilde{c}_{p,D1}$ und $\widetilde{c}_{p,D2}$, so dass

$$T''_{Di} = T_{Ds} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}} \qquad \text{mit } \widetilde{c}_{p,D2} = \widetilde{c}_{p,H_2O/LiBr,GF}\left(x_r, x_p, p_C\right) . \tag{H.26}$$

Verwendet man die genäherte Eintrittstemperatur T''_{Di} zusammen mit dem Messwert T_{Sip} zur Bestimmung eines logarithmischen Mittelwertes

$$\Delta T_{log,D,c_p} = \frac{(t_{Di} - T_{Sip}) - (t_{Do} - T''_{Di})}{ln(t_{Di} - T_{Sip}) - ln(t_{Do} - T''_{Di})} \tag{H.27}$$

ergibt sich die Wärmedurchlässigkeit näherungsweise zu

$$Y_{D,c_p} = \frac{\dot{Q}_D}{\Delta T_{log,D,c_p}} \ . \tag{H.28}$$

Alternativ zur Verwendung einer scheinbaren Wärmekapazität könnte auch der Gleichgewichtszustand als Näherung für die Eintrittstemperatur aufgefasst werden (d.h. $T_{Di} \approx T_{Ds}$). Mit dem daraus resultierenden logarithmischen Mittelwert

$$\Delta T_{log,D,Ds} = \frac{(t_{Di} - T_{Sip}) - (t_{Do} - T_{Ds})}{ln(t_{Di} - T_{Sip}) - ln(t_{Do} - T_{Ds})} \tag{H.29}$$

ergibt sich die Wärmedurchlässigkeit zu

$$Y_{D,Ds} = \frac{\dot{Q}_D}{\Delta T_{log,D,Ds}} \ . \tag{H.30}$$

In Bild H.4 sind die Ergebnisse der Näherungen Y_{D,c_p} und $Y_{D,Ds}$ dem zuvor exakt bestimmten Wert $Y_{D,0}$ als Funktion der Eintrittsunterkühlung gegenübergestellt.

Die darin für $Y_{D,0}$ gezeigten Fehlerbalken sind wie folgt zu interpretieren: Aus einer Messunsicherheit in T_{Sor}, x_r und p_C, die von Enke [2007] mit $\pm 0,11$ K, $\pm 0,001$ $\frac{\text{kg}}{\text{kg}}$ und $\pm 0,5$ mbar angegeben werden, ergibt sich einerseits eine Unsicherheit in der Bestimmung der Unterkühlung $\Delta T_{sub,Di}$ (Fehlerbalken der x-Koordinate). Andererseits wird ΔT_{log} fehlerbehaftet, was zu einer Unsicherheit in der Bestimmung der Wärmedurchlässigkeit $Y_{D,0}$ führt (Fehlerbalken der y-Koordinate). Die Höhe der y-Fehlerbalken für Y_{D,c_p} ist hiervon nur geringfügig verschieden, da die Auswirkung der Messunsicherheit in p_C zur Bestimmung von $\widetilde{c}_{p,D2}$ gering ist. Die Qualität der Näherungen $T_{Di} \approx T''_{Di}$ bzw. $T_{Di} \approx T_{Ds}$ sowie die daraus resultierende Ungenauigkeit $\Delta Y_{D,c_p} = Y_{D,0} - Y_{D,c_p}$ bzw. $\Delta Y_{D,Ds} = Y_{D,0} - Y_{D,Ds}$ ist dagegen aus dem Unterschied zwischen den einzelnen Kurvenverläufen in Bild H.4 ersichtlich. Bei Bestimmung der Wärmedurchlässigkeit Y_D über einen logarithmischen Mittelwert $\Delta T_{log,D,c_p}$ in dem die interne Eintrittstemperatur T_{Di} über eine genäherte scheinbare Wärmekapazität berechnet wurde, kommt es gegenüber den ohnehin in den Messwerten enthaltenen Unsicherheiten, zu keiner relevanten Erhöhung der Unsicherheit. Im Gegensatz dazu steigt die Abweichung der mit $T_{Di} \approx T_{Ds}$ ermittelten Wärmedurchlässigkeit $Y_{D,Ds}$ gegenüber dem exakten Wert $Y_{D,0}$ mit zunehmender Eintrittsunterkühlung deutlich an.

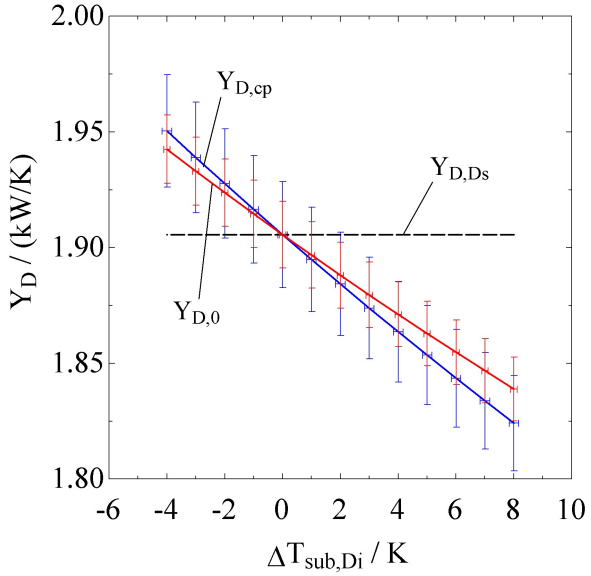


Bild H.4: Vergleich der genäherten Wärmedurchlässigkeiten $Y_{D,Ds}$ und Y_{D,c_p} am Desorber der Anlage FA2 gegenüber dem Wert aus Iteration $Y_{D,0}$ bei Variation der Unterkühlung am Desorbereintritt.

Die Bestimmung der Wärmedurchlässigkeit im Absorber erfolgt analog. Mit der integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität $\widetilde{c}_{p,A3}$ und dem bei überhitz-

tem Eintritt des kältemittelarmen Massenstroms $\dot{m}_p = \dot{m}_r \cdot x_r/x_p$ im Bereich A3 abzuführenden Wärmestrom $\dot{Q}_{A3} = \dot{m}_p \cdot c_{p,p} \cdot (T_{As} - T_{Sop}) = \dot{m}_p \cdot \widetilde{c}_{p,A3} \cdot (T_{As} - T_{Ai})$ kann mit Vernachlässigung des Unterschiedes zwischen $\widetilde{c}_{p,A3}$ und $\widetilde{c}_{p,A2}$ ebenfalls eine genäherte Auftropftemperatur berechnet werden

$$T''_{Ai} = T_{As} - \frac{\dot{Q}_{A3}}{\dot{m}_p \cdot \widetilde{c}_{p,A2}} \qquad \text{mit } \widetilde{c}_{p,A2} = \widetilde{c}_{p,H_2O/LiBr,GF}\,(x_r, x_p, p_E) \tag{H.31}$$

so dass mit dem daraus gebildeten logarithmischen Mittelwert

$$\Delta T_{log,A,c_p} = \frac{(t_{Ci} - T''_{Ai}) - (t_{Ai} - T_{Sir})}{ln(t_{Ci} - T''_{Ai}) - ln(t_{Ai} - T_{Sir})} \tag{H.32}$$

und der gemessenen Leistung $\dot{Q}_A$ für die Wärmedurchlässigkeit folgt:

$$Y_{A,c_p} = \frac{\dot{Q}_A}{\Delta T_{log,A,c_p}}\ . \tag{H.33}$$

Damit sind alle für die Anwendung der herkömmlichen und erweiterten Methode notwendigen Wärmedurchlässigkeiten zur Anlage FA2 bekannt (siehe auch Tabelle 3.2, S. 160 im Hauptteil).

H.3 Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten für Anlagen im *mix-match-design*

Die Bestimmung der Wärmedurchlässigkeiten Y_X (mit $X = D, E, C, A, S$) für die Anlagen im *mix-match-design* im PLH und RTG erfolgt mit Hilfe von Wärmedurchgangskoeffizienten U_X, die für eine Standardeinheit vom Typ YIA-6C4 (mit überflutetem Desorber und berieseltem Absorber inkl. Absorberumlauf) aus Herstellerangaben [York, 2000] ermittelt wurden. Bei Berechnung der Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0} = U_{X,0} \cdot A_{X,0}$ unter Nennbedingungen für die YIA-Anlagen im PLH und RTG mit den Flächen bzw. geometrischen Rohrmaßen der Standardbehälter aus York [1999b] wird angenommen, dass die internen und externen Wärmeübergangskoeffizienten und damit auch die Wärmedurchgangskoeffizienten last- und typ-unabhängig sind, d.h. $U_{X,0} = U_X$.

H.3.1 Berechnung interner Prozessdaten

In [York, 2000, S. 40 f.] sind zum Anlagentyp YIA-6C4 interne Temperaturen und Lösungszusammensetzungen für einen Betriebspunkt dargestellt, dessen Kälteleistung 80% der Nennkälteleistung $\dot{Q}_{E,0}$ = 1821 kW entspricht, d.h. $\dot{Q}_E = \dot{Q}_{E,0}$·0,8 = 1456 kW. Aus den gegebenen Temperaturen T_E = 5,3 °C , T_C = 40,5 °C können die Gleichgewichtsdrücke $p_E = p^{LV}_{H_2O}(T_E)$ und $p_C = p^{LV}_{H_2O}(T_C)$ bestimmen werden. Mit den ebenfalls angegebenen Massenanteilen der armen und reichen Lösung x_p = 61,8%, x_r = 57,7% sowie der Lösung am Austritt des Injektors (bzw. am Eintritt der Sprühdüsen im Absorber) x_{Io} = 59,8% lassen sich auch die Gleichgewichtstemperaturen am Start und Ende der Sorptionsprozesse im Ab- und Desorber ermitteln, d.h. $T_{As} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x_{Io})$ = 44,9 °C und $T_{Ae} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x_r)$ = 40,6 °C sowie $T_{Ds} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_r)$ = 81,2 °C und $T_{De} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_C, x_p)$ = 90,4 °C (zur Variablenbezeichnung siehe auch Bild 2.32, S. 90 und M.1, S. 489).
Aus der bekannten Kälteleistung ergibt sich mit den Enthalpien des Kältemittels $h^V_{Eo} = h''_{H_2O}(T_E)$ = 2510 $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$, $h^L_{Ce} = h'_{H_2O}(T_C)$ = 170 $\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ bei nicht unterkühltem Kondensat der umlaufende Kältemittelmassenstrom.

$$\dot{m}_{R,tot} = \frac{\dot{Q}_E}{(h^V_{Eo} - h^L_{Ce})} = 0,62\,{}^{kg}/_{\text{s}} \tag{H.34}$$

Aus den Massenanteilen lässt sich der spezifische Lösungsumlauf berechnen.

$$f = \frac{x_p}{x_p - x_r} = 15,1 \tag{H.35}$$

Daraus folgt der Massenstrom der reicher Lösung

$$\dot{m}_r = f \cdot \dot{m}_{R,tot} = 9,4\,{}^{kg}/_{\text{s}} \tag{H.36}$$

und über die Massenbilanz am Desorber liegt der arme Lösungsmassenstrom fest.

$$\dot{m}_p = \dot{m}_r - \dot{m}_{R,tot} = 8,8\,{}^{kg}/_{\mathrm{s}} \tag{H.37}$$

Mit Hilfe der auf S. 41 in [York, 2000] angegebenen Ein- und Austrittstemperaturen am Lösungswärmeübertrager T_{Sir} = 36,7 °C , T_{Sor} = 71,2 °C sowie T_{Sip} = 88,9 °C , T_{Sop} = 50,3 °C sind auch die spezifischen Enthalpien der Lösung berechenbar, d.h. h_{Sir} = 99 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg}}$, h_{Sor} = 167 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg}}$ h_{Sip} = 219 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg}}$, h_{Sop} = 147 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg}}$. Für die Eintrittsenthalpie des Kältemitteldampfes in den Kondensator wird angenommen, dass der Dampf den Desorber mit T_{De} verlässt, d.h. $h^{V}_{Ci} = h_{H_2O}(T_{De}, p_C)$ = 2669 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg}}$.
Damit sind für den 80%-Teillastfall mit einer Kälteleistung von 1456 kW auch alle anderen übertragenen bzw. internen Leistungen berechenbar:

$$\dot{Q}_D = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h^{V}_{Ci} - h_{Sip}) + \dot{m}_r \cdot (h_{Sip} - h_{Sor}) = 2015\,\mathrm{kW} \tag{H.38}$$

$$\dot{Q}_C = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h^{L}_{Ce} - h^{V}_{Ci}) = -1555\,\mathrm{kW} \tag{H.39}$$

$$\dot{Q}_A = \dot{m}_{R,tot} \cdot (h_{Sir} - h^{V}_{Eo}) + \dot{m}_{Ai} \cdot (h_{Sir} - h_{Ai}) = -1943\,\mathrm{kW} \tag{H.40}$$

$$\dot{Q}_{S,r} = \dot{m}_r \cdot (h_{Sor} - h_{Sir}) = 637\,\mathrm{kW} \tag{H.41}$$

wobei das für $\dot{Q}_A$ notwendige Umlaufverhältnis $\mu_{A,U}$ im Massenstrom

$$\dot{m}_{Ai} = \dot{m}_p + \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r + \dot{m}_{R,A3} \tag{H.42}$$

aus der Salz- und Gesamtmassenbilanz am Injektor folgt (siehe Anhang M).

$$\mu_{A,U} = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_p} \cdot \frac{(x_p - x_{Io})}{(x_{Io} - x_r)} = 0,89 \tag{H.43}$$

Der adiabat absorbierte Massenstrom $\dot{m}_{R,A3}$ = 0,01 $\frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}}$ sowie die Temperatur T_{Ai} = 44,8 °C und Zusammensetzung x_{Ai} = 59,8% zur Bestimmung der Auftropfenthalpie $h_{Ai}(T_{Ai}, x_{Ai})$ = 125 $\frac{\mathrm{kJ}}{\mathrm{kg}}$ nach der adiabaten Sorption ergeben sich dagegen aus der Energie-, Salz- und Gesamtmassenbilanz um die Düsen der Absorberaufgabevorrichtung (siehe z.B. Bild M.1, S. 489).

H.3.2 Bestimmung der Wärmedurchgangskoeffizienten

Für den Verdampfer, Kondensator und Absorber (d.h. $X = E, C, A$) sind in [York, 2000, S. 40 f.] die externen Ein- und Austrittstemperaturen t_{Xi} und t_{Xo} angegeben (siehe Tabelle H.9). Zusammen mit den zuvor ermittelten internen Temperaturen können damit die logarithmischen Mittelwerte $\Delta T_{log,X}$ der treibenden Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt der Wärmeübertrager berechnet werden und mit

den Wärmeströmen $\dot{Q}_X$ folgen daraus die Wärmedurchlässigkeiten.

$$Y_X = \frac{\dot{Q}_X}{\Delta T_{log,X}} \tag{H.44}$$

Die Wärmedurchgangskoeffizienten ergeben sich schließlich mit den Flächen A_X, die aus den Angaben zur Rohrgeometrie in York [1999b, S. 52 ff.] ermittelt wurden.

$$U_X = \frac{Y_X}{A_X} \tag{H.45}$$

Tabelle H.9: Wärmedurchgangskoeffizienten im Nennlastpunkt der Anlage 6C4.

Größe X	Einheit	Desorber D	Verdampfer E	Kondensator C	Absorber A	LWT S
t_{Xi}	°C	108.5	11.1	33.3	29.4	88.9
t_{Xo}	°C	98.9	6.7	36.6	33.3	50.3
T_{Xi}	°C	81.2	5.3	40.5	44.8	36.7
T_{Xo}	°C	90.4	5.3	40.5	40.6	71.2
$\Delta T_{log,X}$	K	17.9	3.0	-5.4	-10.8	15.6
$\dot{Q}_X$	kW	2015	1457	-1555	-1911	637
Y_X	$\frac{\text{kW}}{\text{K}}$	114.3	486.8	289.8	172.4	41.0
A_X	m^2	49.7	128.1	46.0	132.6	34.2
U_X	$\frac{\text{kW}}{\text{m}^2\cdot\text{K}}$	2.3	3.8	6.3	1.3	1.2

Die Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten im Desorber U_D ist schwieriger bzw. mit größeren Unsicherheiten verbunden. Zum einen weil es unterschiedliche Angaben zu den Nennbedingungen gibt und zum anderen weil bei überfluteten Desorbern mit Behältersieden der innere Wärmeübergangskoeffizient von der Heizflächenbelastung abhängig ist (siehe z.B. Estiot [2008]). Die Absorptionskälteanlagen vom Typ YIA sind ursprünglich für den Antrieb mit Heißdampf konzipiert worden. In vielen Herstellerangaben sind daher auch nur für diesen Fall die Nennlastdaten auf der Antriebsseite angegeben. Der in York [2000, S. 40 f.] dargestellte 80%-Teillastfall gilt ebenfalls für Dampfbetrieb. Die Anlagen können jedoch auch mit Heißwasser betrieben werden (siehe z.B. York [1994]). Im Weiteren wird davon ausgegangen, dass sich bei Heißwasserbetrieb (Index HW, *hot water*) im Nennlast- und 80%-Teillastfall der gleiche interne Leistungsumsatz am Verdampfer, Absorber und Kondensator realisieren lässt wie bei Dampfbetrieb (Index ST, *steam*). Hierzu ist im Nennlastfall ein bestimmter Heißwassermassenstrom $\dot{m}_{D,0}$ notwendig, der von einer Nenneintrittstemperatur $t_{Di,0}$ auf eine Nennaustrittstemperatur $t_{Do,0}$ abgekühlt wird. Daraus ergibt sich die gleiche Antriebsleistung wie im Dampfbetrieb

mit dem externen Kondensatmassenstrom $\dot{m}_{D,0}^{kond}$ und der Enthalpiedifferenz Δh_D des kondensierten Heißdampfes, d.h.

$$\dot{Q}_{D,0}^{HW} = \dot{m}_{D,0} \cdot c_p \cdot (t_{Di,0} - t_{Do,0}) = \dot{Q}_{D,0}^{ST} = \dot{m}_{D,0}^{kond} \cdot \Delta h_D \tag{H.46}$$

Zur Ermittlung der Nenngrößen $\dot{m}_{D,0}$, $t_{Di,0}$ und $t_{Do,0}$ im Heißwasserbetrieb stehen verschiedene Unterlagen des Herstellers zur Verfügung:

- York [1998] Planungsinformation zur YIA-Serie
- York [1999a] Teillastkurven zur YIA-Serie für Kaltwassertemperatur t_{Eo} = 6 °C
- York [2004] Prospekt mit Nennlastdaten zum Dampf- und Heißwasserbetrieb

In allen drei Unterlagen ist $t_{Di,0}$ = 115 °C genannt, allerdings liegen zur gleichen Nenn-Antriebsleistung $\dot{Q}_{D,0}$ unterschiedliche Angaben für $t_{Do,0}$ vor (107 °C in York [1998], ca. 113 °C in York [1999a] und 109 °C in York [2004]).
Zudem sind die internen Temperaturen im logarithmischen Mittelwert der treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{log,D,0}$ für den Nennlastfall unbekannt. Sie liegen nur für den 80%-Teillastfall als T_{Ds} und T_{De} vor (siehe S. 422). Die Ermittlung von $U_{D,0}$ bzw. $Y_{D,0}$ erfolgt daher mit Hilfe der Teillastkurven für Heißwasserbetrieb [York, 1999a]. Da diese allerdings für eine Kühlwassertemperatur von 27 °C gelten, wurde eine lineare Interpolation zwischen 27 °C und 35 °C durchgeführt, aus der sich im Nennlastfall mit 29,4 °C eine Spreizung von $g_{D,0}$ = 12,7 K und mit der Nenn-Antriebsleistung $\dot{Q}_{D,0}$ = 2680 kW ein Nennvolumenstrom von $\dot{V}_{D,0}$ = 189,4 $\mathrm{m^3/h}$ für die Anlage YIA-6C4 ergibt. Außerdem folgt aus der Interpolation eine Antriebstemperatur für 80% Teillast von t_{Di} = 108,5 °C . Zusammen mit der Annahme, dass der Volumenstrom im Teillastfall identisch ist zum Nennlastfall (d.h. $\dot{V}_D = \dot{V}_{D,0}$) folgt aus der mit Gleichung (H.38) ermittelten Antriebsleistung eine Heißwasseraustrittstemperatur von t_{Do} = 98,9 °C . Damit stehen auch für den Desorber alle Angaben zur Verfügung, um mit Gleichung (H.44) und (H.45) die Wärmedurchlässigkeit und den Wärmeübergangskoeffizienten zu berechnen. In Tabelle H.9 sind alle Werte zusammengefasst, die für die Ermittlung der Wärmedurchlässigkeiten Y_X (mit $X = D, E, C, A, S$) in der YIA-6C4-Anlage verwendet wurden.
Die Wärmedurchlässigkeiten für die im *mix-match-design* konfigurierten Anlagen im PLH und RTG (die sich aus YIA-Standardeinheiten zusammensetzen, siehe Abschnitt 2.1.2.1) ergeben sich dann aus den Wärmedurchgangskoeffizienten U_X der C64-Anlage in Tabelle H.9 und den aus York [1999b, S. 52 ff.] ableitbaren Wärmeübertragungsflächen A_X der jeweiligen YIA-Standardeinheit (siehe Tabelle 2.4, S. 41. Die daraus resultierenden Werte für die Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = U_X \cdot A_X$ der Anlagen im PLH und RTG fasst Tabelle 3.2, S. 160 im Hauptteil zusammen.

I Ergänzungen zur herkömmlichen Methode

In diesem Anhang sind mehr oder weniger deutlich zusammenhängende Ergänzungen zur herkömmlichen Methode zusammengefasst.
Eine bisher wenig beachtete Stärke der herkömmlichen Methode liegt darin, dass sich die charakteristischen Parameter aus einem einzigen Betriebspunkt (z.B. dem Auslegungs- oder Nennlastpunkt) auch ohne Kenntnis der Wärmedurchlässigkeiten und ohne numerische Simulation zumindest näherungsweise bestimmen lassen. Hierzu wird im Abschnitt I.1 das Verfahren vorgestellt und an Beispielen diskutiert. Im darauf folgenden Abschnitt I.2 wird gezeigt, wie groß demgegenüber die Unsicherheiten bei Verwendung eines zweiten Betriebspunktes bzw. bei Verwendung von Erfahrungswerten (z.B. $z_X^{est} = 1$, $K_X^{est} = 1$) zur Parameterbestimmung sein können. Im Abschnitt I.3 wird dagegen die Veränderlichkeit der herkömmlichen Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} im Vergleich zu modifizierten Enthalpiekoeffizienten $K_X^{'}$ untersucht, die im Abschnitt 3.2.3.2 verwendet wurden und im Abschnitt I.4 ist die Korrelation von $\Delta\Delta t_{min,E}$ mit $\Sigma\Delta t$ bzw. die Veränderung der geometrischen Form des Absorptionskälteprozesses im Lösungsfeld bei Variation von Temperaturschub und -hub Δt_T, Δt_L quantitativ dargestellt.

I.1 Näherungsweise Parameterbestimmung

Für die Berechnung der charakteristischen Parameter s_X^{est} und $\Delta\Delta t_{min,X}^{est}$ der herkömmlichen Methode ist die Kenntnis der Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = U_X \cdot A_X$ bzw. ihre Verteilung auf die vier Hauptwärmeübertrager $X = D, E, C, A$ erforderlich (siehe Abschnitt 3.1.1). Nachfolgend soll gezeigt werden, wie die charakteristischen Parameter auch bei fehlender Information über die exakte Verteilung durch eine geschätzte Verteilung zumindest näherungsweise bestimmt werden können und welche Unsicherheiten daraus resultieren.

I.1.1 Näherungsverfahren

Liegen zu einem Referenzpunkt (Index 0) einer Absorptionskälteanlage neben den Leistungen $\dot{Q}_{E,0}$ und $\dot{Q}_{D,0}$ auch alle externen Ein- und Austrittstemperaturen vor, so dass die Mitteltemperaturen $t_{X,0} = (t_{Xi,0} + t_{Xo,0})/2$ für die vier Hauptwärmeübertrager $X = D, A, C, E$ bekannt sind, dann ist mit einem Dühring-Parameter z.B. $B(x) \approx B_0 = 1,15$ auch eine charakteristische Temperaturdifferenz berechenbar.

$$\Delta\Delta t_0^{est} = (t_{D,0} - t_{A,0}) - B_0 \cdot (t_{C,0} - t_{E,0}) \tag{I.1}$$

Selbst für den Fall, dass bei Anlagen mit serieller Kühlwasserführung die Temperatur zwischen Absorber und Kondensator $t_{Ao,0} = t_{Ci,0}$ und damit die Mitteltemperaturen $t_{A,0}$ und $t_{C,0}$ nicht bekannt sind, lässt sich $\Delta\Delta t_0^{est}$ durch Vorgabe bzw. Annahme des Enthalpiekoeffizienten $K_{C,0}^{est} \gtrsim 1$ im Referenzpunkt ermitteln.

$$t'_{Ci,0} = t_{Co,0} + \frac{\dot{Q}_{C,0}}{\rho_{C,0} \cdot \dot{V}_{C,0} \cdot c_{p,C,0}} = t_{Co,0} - \frac{K_{C,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0}}{\dot{W}_{C,0}} = t'_{Ao,0} \tag{I.2}$$

Die Angabe des Enthalpiekoeffizienten $K_{C,0}^{est}$ stellt dabei keinen zusätzlichen Aufwand bzw. Informationsbedarf dar, da dieser ohnehin zur Bestimmung des Steigungsparameters entsprechend Gleichung (3.14) erforderlich ist. Die charakteristische Temperaturdifferenz am Referenzpunkt berechnet sich damit zu

$$\Delta\Delta t_0^{est} = t_{D,0} - \frac{t_{Ai,0} + t'_{Ao,0}}{2} - B_0 \cdot \left(\frac{t'_{Ci,0} + t_{Co,0}}{2} - t_{E,0} \right). \tag{I.3}$$

Zusammen mit dem ebenfalls vorzugebenden Enthalpiekoeffizienten $K_{D,0}^{est}$ lassen sich dann die charakteristischen Parameter über die charakteristischen Gleichungen für die Kälte- und Antriebsleistung (3.16) und (3.22) in Verbindung mit Gleichung (3.24) aus diesem einzigen und grundsätzlich beliebigen Referenzpunkt berechnen.

$$\Delta\Delta t^{est}_{min,E} = \Delta\Delta t^{est}_{0} - \frac{\dot{Q}_{E,0}}{s^{est}_{E}} \tag{I.4a}$$

$$\Delta\Delta t^{est}_{min,D} = \Delta\Delta t^{est}_{0} - \frac{\dot{Q}_{D,0}}{s^{est}_{E} \cdot K^{est}_{D,0}} \tag{I.4b}$$

$$s^{est}_{E} = \frac{\dot{Q}_{D,0} - \sigma_{min} \cdot K^{est}_{D,0} \cdot \dot{Q}_{E,0}}{(1-\sigma_{min}) \cdot \Delta\Delta t_0 \cdot K^{est}_{D,0}} \tag{I.4c}$$

In Ergänzung zu den beiden charakteristischen Gleichungen ist für die Bestimmung der drei unabhängigen Parameter eine dritte Information notwendig, mit der die Lage des internen Kältekreislaufs im Lösungsfeld berücksichtigt wird [11]. Wie im Anhang B dargestellt, ist dies auch durch die Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten Y_X der Hauptwärmeübertrager $X = D, E, C, A$ möglich, die mit Gleichung (3.21), S. 148 im Verteilungsparameter σ_{min} zusammengefasst sind. Denn in Abhängigkeit von der Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten bzw. der Größe von σ_{min} ergibt sich ein unterschiedliches Teillastverhalten und damit zu den Leistungen $\dot{Q}_{E,0}$ und $\dot{Q}_{D,0}$ auch unterschiedliche charakteristische Parameter am Referenzpunkt. Dies ist in Bild I.1 schematisch für zwei verschiedene Verteilungen der Wärmedurchlässigkeiten $\sigma_{min,1} > \sigma_{min,2}$ dargestellt. In beiden Fällen ist der Steigungsparameter der Antriebsleistung über den Enthalpiekoeffizienten $K^{est}_{D,0}$ am Referenzpunkt an den Steigungsparameter der Kälteleistung gekoppelt, d.h. $s^{est}_{D,N} = K^{est}_{D,0} \cdot s^{est}_{E,N}$ mit $N = 1, 2$ und die Verlustparameter der Antriebsleistung sind entsprechend Gleichung (3.24) über die Verlustparameter der Kälteleistung sowie die Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten festgelegt, d.h. $\Delta\Delta t^{est}_{min,D,N} = \sigma_{min,N} \cdot \Delta\Delta t^{est}_{min,E,N}$.

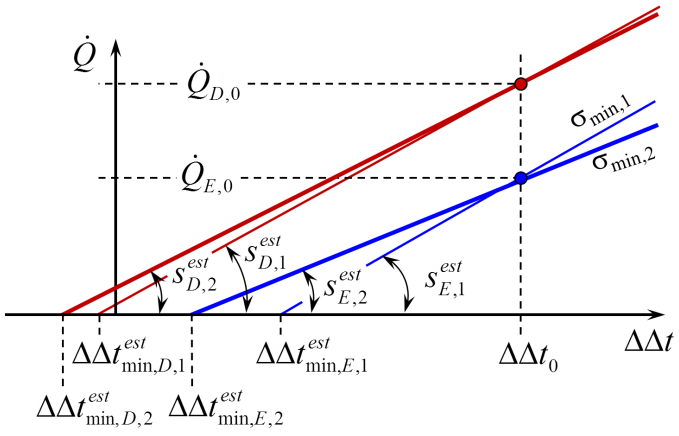


Bild I.1: Abhängigkeit der charakteristischen Parameter für einen Referenzpunkt von der Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten.

[11] Der Begriff 'Lage des Kältekreislaufs im Lösungsfeld' wurde im Anhang B weiter ausgeführt.

Bei der Verteilung mit dem betragsmäßig größeren Parameter $\sigma_{min,2}$ ist der Anteil der Wärmedurchlässigkeiten Y_X im Lösungskreis (d.h. $X = D, A$) in Bezug zur Summe aller Hauptwärmedurchlässigkeiten (d.h. $X = D, E, C, A$) größer als bei der Verteilung $\sigma_{min,1}$. Daher ist das Doppeltrapez im Lösungsfeld für die Verteilung $\sigma_{min,2}$ höher bzw. die Druckdifferenz Δp_{CE} und der Drosselverlust μ_{DV} größer (siehe Bild B.5, S. 361). Bei der Verteilung $\sigma_{min,2}$ muss daher für den gleichen Leistungsumsatz am Referenzpunkt mit $\dot{Q}_{E,0}$ und $\dot{Q}_{D,0}$ eine höhere Effizienz bzw. Wärmedurchlässigkeit des Lösungswärmeübertragers vorhanden sein, mit der auch die größere thermische Länge $\Delta T_{max,S,2} > \Delta T_{max,S,1}$ kompensiert wird (siehe Bild B.5). Folglich ist in Teillast (d.h. bei $\dot{Q}_E < \dot{Q}_{E,0}$ bzw. $\Delta\Delta t^{est} < \Delta\Delta t_0^{est}$) mit der Verteilung $\sigma_{min,2}$ ein höherer COP möglich als mit Verteilung $\sigma_{min,1}$. Dementsprechend ist der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E,2}^{est} < \Delta\Delta t_{min,E,1}^{est}$.
Im Abschnitt 3.2.1 wird σ_{min} in Gleichung (I.4) aus den Simulationsergebnissen des Referenzpunktes mit den bekannten Wärmedurchlässigkeiten aus Tabelle 3.2 exakt bestimmt – und damit auch die charakteristischen Parameter $s_X^{est} = s_{X,0}^{sim}$ und $\Delta\Delta t_{min,X}^{est} = \Delta\Delta t_{min,X,0}^{sim}$. Für den hier interessierenden Fall, dass die Wärmedurchlässigkeiten nicht bekannt sind, muss der Verteilungsparameter durch einen Schätzwert $\sigma_{min}^{'}$ ersetzt werden, so dass mit $\sigma_{min} \approx \sigma_{min}^{'}$ in Gleichung (I.4) auch die charakteristischen Parameter nur noch näherungsweise bestimmt werden können. Aus dem Unterschied zwischen dem geschätzten Wert $\sigma_{min}^{'}$ und dem tatsächlichen Verteilungsparameter σ_{min} resultiert eine Unsicherheit ϵ_s in der Bestimmung des Steigungsparameters (siehe auch Bild I.3).

$$\epsilon_s = \frac{\Delta s}{s_E^{'est}} = \frac{s_E^{est}(\sigma_{min}) - s_E^{est}(\sigma_{min}^{'})}{s_E^{est}(\sigma_{min}^{'})} = \frac{s_E^{est} - s_E^{'est}}{s_E^{'est}} \tag{I.5}$$

Die Höhe der Unsicherheit ϵ_s ist normalerweise unbekannt, da der exakte Verteilungsparameter σ_{min} unbekannt ist. Es lässt sich jedoch eine obere Grenze ermitteln, denn der theoretisch mögliche Wertebereich für den Verteilungsparameter σ_{min} ist bei $Y_X > 0$, $K_X^{est} > 0$ und $z_X^{est} > 0$ auf Werte $-\infty < \sigma_{min} < 0$ begrenzt. Damit ergibt sich die theoretisch, maximal mögliche Unsicherheit ϵ_s^{theo} in der Berechnung des genäherten Steigungsparamters $s_E^{'est}$ aus dem minimal möglichen Steigungsparameter $s_{E,min}^{est} = \frac{\dot{Q}_{E,0}}{\Delta\Delta t_0}$, d.h. der Asymptote von (I.4c) für $\sigma_{min} \to -\infty$ und dem maximalen Steigungsparameter, d.h. $s_{E,max}^{est} = \frac{\dot{Q}_{D,0}}{\Delta\Delta t_0 \cdot K_{D,0}^{est}}$ an der Stelle $\sigma_{min} = 0$.

$$\begin{aligned} \epsilon_s^{theo} &= \frac{max(\Delta s)}{s_E^{est}(\sigma_{min}^{'})} = \frac{s_{E,max}^{est} - s_{E,min}^{est}}{s_E^{'est}} \\ &= \frac{1 - K_{D,0}^{est} \cdot COP_0}{1 - \sigma_{min}^{'} \cdot K_{D,0}^{est} \cdot COP_0} \cdot (1 - \sigma_{min}^{'}) \end{aligned} \tag{I.6}$$

In Bild I.2 ist eine graphische Interpretation der maximal und minimal möglichen Steigungsparameter bei unbekannter Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten dargestellt. Dabei wurde für die Parallelverschiebung zu $s^{est}_{E,max}$ angenommen, dass $K^{est}_{D,0} = 1$ ist. Aus dem unteren Bild wird deutlich, dass die mögliche Bandbreite für den genäherten Parameter $s^{'est}_E$ und damit die theoretisch mögliche Unsicherheit ϵ^{theo}_s um so größer wird, je geringer die charakteristische Temperaturdifferenz am Referenzpunkt ist.

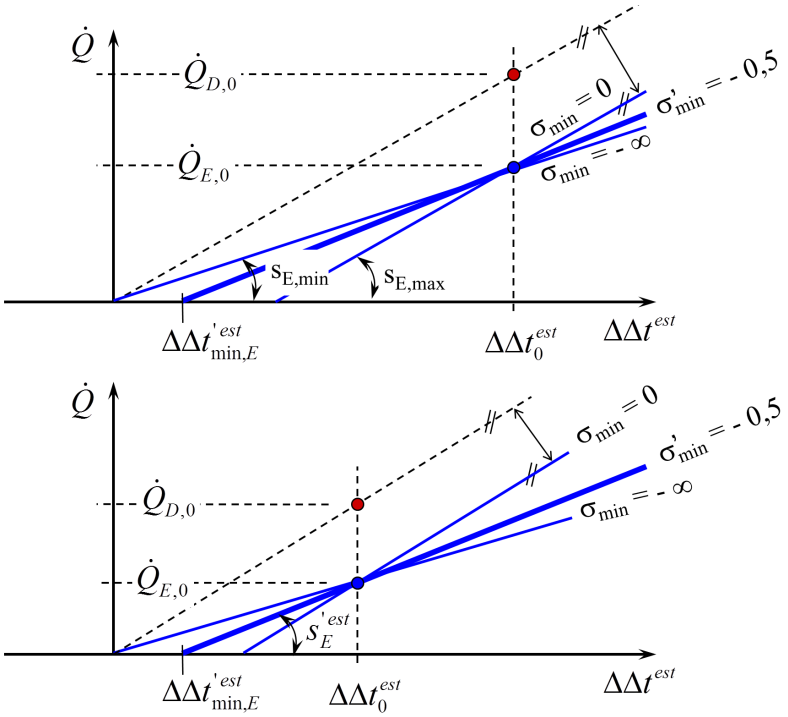


Bild I.2: Schematische Darstellung zur Bandbreite der theoretisch möglichen Steigungsparameter $s_{E,min}$ und $s_{E,max}$ für zwei Referenzpunkte mit großer und kleiner charakteristischer Temperaturdifferenz.

Die mit Gleichung (I.6) ermittelte Unsicherheit im Steigungsparameter ist jedoch i.A. deutlich zu groß, denn für praktisch relevante Verteilungen der Wärmedurchlässigkeiten ist der Wertebereich auf etwa $\sigma_{min,2} \approx -0,8 < \sigma_{min} < -0,2 \approx \sigma_{min,1}$ begrenzt (siehe z.B. Werte für die hier behandelten Anlagen in Tabelle I.10). Durch ein realistisches Vertrauensintervall für $\sigma_{min} = [-0,8 \ldots -0,2]$ gegenüber $[-\infty \ldots 0]$ reduziert sich die Unsicherheit auf einen Wert von

$$\begin{aligned} \epsilon^{real}_s &= \frac{\Delta s^{real}}{s^{est}_E(\sigma'_{min})} = \frac{s^{est}_E(\sigma_{min,1}) - s^{est}_E(\sigma_{min,2})}{s^{est}_E(\sigma'_{min})} \\ &= \frac{\sigma_{min,1} - \sigma_{min,2}}{(1-\sigma_{min,1}) \cdot (1-\sigma_{min,2})} \cdot \epsilon^{theo}_s \ . \end{aligned} \tag{I.7}$$

Wird als Schätzwert für den Verteilungsparameter $\sigma_{min}^{'} = \frac{\sigma_{min,1}+\sigma_{min,2}}{2}$ gewählt, kann der Steigungsparameter $s_E^{'est}(\sigma_{min}) = s_E^{est}(\sigma_{min}^{'}) \cdot (1 \pm \epsilon_s^{'})$ mit einer Unsicherheit

$$\begin{aligned} \epsilon_s^{'} &= \frac{\Delta s^{'}}{s_E^{'est}} = \frac{s_E^{est}(\sigma_{min,1}) - s_E^{est}(\sigma_{min}^{'})}{s_E^{est}(\sigma_{min}^{'})} \\ &= \frac{s_E^{est}(\sigma_{min,1}) - s_E^{est}(\frac{\sigma_{min,1}+\sigma_{min,2}}{2})}{s_E^{est}(\frac{\sigma_{min,1}+\sigma_{min,2}}{2})} \\ &= \frac{\sigma_{min,1} - \sigma_{min,2}}{(\sigma_{min,1} - 1) \cdot (\sigma_{min,1} + \sigma_{min,2} - 2)} \cdot \epsilon_s^{theo} \quad . \end{aligned} \tag{I.8}$$

angegeben werden. In Bild I.3 sind die verschiedenen Unsicherheitsintervalle Δs graphisch dargestellt.

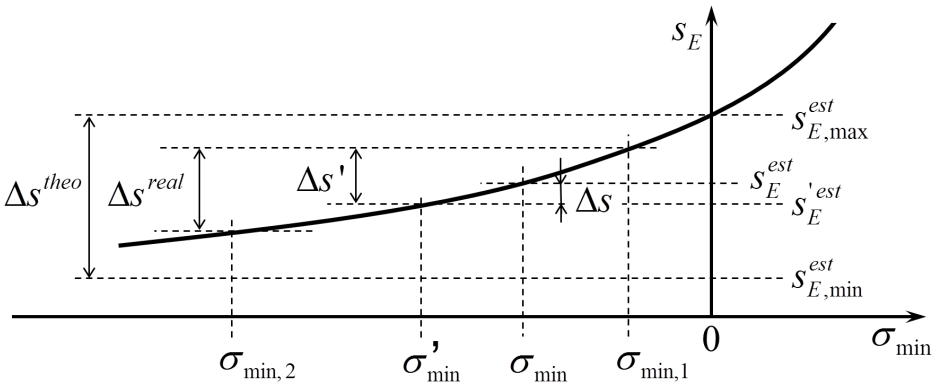


Bild I.3: Schematische Darstellung zur Abhängigkeit des Steigungsparameters s_E^{est} vom Verteilungsparameter der Wärmedurchlässigkeiten σ_{min} (siehe Gleichung (I.4c) bzw. (3.21), S. 148).

Mit typischen Erfahrungswerten von z.B. $\sigma_{min,1} = -0,2$ und $\sigma_{min,2} = -0,8$ und damit $\sigma_{min}^{'} = -0,5$ beträgt $\epsilon_s^{'}$ nur noch $\frac{1}{6}$ der theoretischen Unsicherheit ϵ_s^{theo}. Die tatsächlichen Abweichungen ϵ_s (die bei bekannten Wärmedurchlässigkeiten mit Gleichung (I.5) berechnet werden können) sind nochmals deutlich geringer. Dies wird nachfolgend anhand von Zahlenwerten für die in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Absorptionskälteanlagen erläutert.

I.1.2 Überprüfung des Näherungsverfahrens

Tabelle I.10: Gegenüberstellung der exakten charakteristischen Parameter aus der Simulation von Referenzpunkten und genäherten Werten mit einem geschätzten Verteilungsparameter $\sigma'_{min} = -0.5$.

Anlage Betriebsart		FA2 KA	PLH KA	PLH WP	RTG KA	RTG WP	6C4 KA
$\dot{Q}_{E,d}$	kW	11.1	430.5	464.4	921.9	909.8	1754.1
$\dot{Q}_{D,d}$	kW	12.9	635.1	714.2	1409.1	1434.7	2386.8
COP_d	-	0.86	0.68	0.65	0.65	0.63	0.73
$\Delta\Delta t_d^{est}$	K	22.6	26.3	23.9	26.0	23.1	47.2
σ_{min}	-	-0.834	-0.461	-0.745	-0.604	-0.728	-0.566
s_E^{est}	kW K^{-1}	0.52	21.0	24.5	45.5	50.6	44.5
$\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$	K	1.3	5.8	5.0	5.7	5.2	7.8
s_D^{est}	kW K^{-1}	0.54	22.0	25.8	47.8	53.3	46.2
$\Delta\Delta t_{min,D}^{est}$	K	-1.1	-2.7	-3.7	-3.5	-3.8	-4.4
$s_E^{'est}$	kW K^{-1}	0.53	20.9	25.4	46.2	52.3	44.8
$\Delta\Delta t_{min,E}^{'est}$	K	1.6	5.6	5.6	6.1	5.8	8.0
$s_D^{'est}$	kW K^{-1}	0.55	21.8	26.7	48.5	55.2	46.6
$\Delta\Delta t_{min,D}^{'est}$	K	-0.8	-2.8	-2.8	-3.0	-2.9	-4.0
Δs_E	kW K^{-1}	0.0	0.1	-0.8	-0.7	-1.7	-0.3
Δs_E^{theo}	kW K^{-1}	0.1	6.7	8.9	16.1	19.5	11.4
Δs_E^{real}	kW K^{-1}	0.0	1.9	2.5	4.5	5.4	3.2
$\Delta s_E^{'}$	kW K^{-1}	0.0	1.1	1.5	2.7	3.3	1.9
ϵ_s	-	-1%	1%	-3%	-2%	-3%	-1%
ϵ_s^{theo}	-	11%	32%	35%	35%	37%	26%
ϵ_s^{real}	-	3%	9%	10%	10%	10%	7%
$\epsilon_s^{'}$	-	2%	5%	6%	6%	6%	4%
$\Delta(\Delta\Delta t_{min,E})$	K	-0.3	0.1	-0.6	-0.3	-0.6	-0.3
$\Delta\Delta t_{min,E}^{'min}$	K	2.0	6.7	6.6	7.2	6.8	9.6
$\Delta\Delta t_{min,E}^{'max}$	K	1.2	4.5	4.5	4.8	4.6	6.3

In Ergänzung zu den Referenzbedingungen in Tabelle 3.3, S. 162 und den daraus durch Simulation mit bekannten Wärmedurchlässigkeiten ermittelten exakten charakteristischen Parametern s_X^{est} und $\Delta\Delta t_{min,X}^{est}$ (siehe Abschnitt 3.2.1) sind in Tabelle I.10 zu den Anlagen FA2, PLH, RTG und 6C4 die genäherten charakteristischen Parameter $s_X^{'est}$ und $\Delta\Delta t_{min,X}^{'est}$ angegeben, die man aus Gleichung (I.4) bei Verwendung des Schätzwertes $\sigma_{min}^{'} = -0,5$ erhält.
Aus dem Unterschied zwischen s_E^{est} und $s_E^{'est}$ resultieren bei allen Anlagen Fehler ϵ_s von weniger als ca. -3%. Auch bei unbekannten Wärmedurchlässigkeiten und ohne Kenntnis von Erfahrungswerten für σ_{min} kann der Steigungsparameter mit einer Unsicherheit ϵ_s^{theo} von maximal ca. 35% angeben werden. Diese resultiert aus den theoretischen Grenzen des Verteilungsparameters $\sigma_{min}^{min} = -\infty$ bzw. $\sigma_{min}^{max} = 0$ und ist für die Anlagen im *mixed-match-design* am größten, weil die thermische Effizienz COP_d im Auslegungspunkt relativ gering ist. Bei Kenntnis eines realistischen Vertrauensintervalls für σ_{min} (z.B. zwischen $\sigma_{min,1} = -0,2$ und $\sigma_{min,2} = -0,8$) reduziert sich die Unsicherheit bereits auf weniger als $\epsilon_s^{real} \approx$ 10%. Verwendet man in Gleichung (I.4) den Mittelwert zwischen den Vertrauensgrenzen als Schätzwert, d.h. $\sigma_{min,d} \approx \sigma_{min,d}^{'} = -0,5$ verbleibt eine Unsicherheit im Steigungsparameter $s_E^{'est}$ gegenüber dem exakten Wert s_E^{est} von $\epsilon_s^{'} \lesssim 6\%$. Mit der Angabe von $\epsilon_s^{'}$ liegt man damit zumindest bei allen hier untersuchten Anlagen auf der sicheren Seite, denn die tatsächliche Abweichung ϵ_s ist betragsmäßig nur etwa halb so groß.
Aus der Unsicherheit $\epsilon_s^{'}$ in der Berechnung der Steigungsparameter $s_X^{'est}$ resultiert über Gleichung (I.4) auch eine Unsicherheit bei den Verlustparametern $\Delta\Delta t_{min,X}^{'est}$. Dies ist im unteren Teil von Tabelle I.10 am Beispiel von $\Delta\Delta t_{min,E}^{'est}$ dargestellt. Obwohl die tatsächliche Abweichung $\Delta(\Delta\Delta t_{min,E}) = \Delta\Delta t_{min,E}^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{'est}$ bei allen Anlagen weniger als etwa 0,6 K beträgt, unterscheiden sich die minimal und maximal möglichen Werte bei unbekannten Wärmedurchlässigkeiten um ca. 1 – 3 K. Dieser für Referenzbedingungen angegebene Wertebereich von $\Delta\Delta t_{min,E}^{'est}$ darf nicht mit der Variation des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E}^{sim}$ unter Teillastbedingungen verwechselt werden. Dennoch kann der Verlustparameter damit nur deutlich ungenauer abgeschätzt werden als der Steigungsparameter.

I.1.3 Fazit zum Näherungsverfahren

Die charakteristischen Parameter der herkömmlichen Berechnungsmethode sind über die charakteristischen Gleichungen der Kälte- und Antriebsleistung sowie die Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten durch einen einzigen und grundsätzlich beliebigen Referenzpunkt numerisch festgelegt.
Auch bei fehlender Information über die exakte Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten lassen sich die charakteristischen Parameter mit einem Schätzwert für den

Verteilungsparameter von z.B. $\sigma'_{min} = -0,5$ aus den Gleichungen (I.4) relativ genau bestimmen. Dies gilt insbesondere für Anlagen mit hohem COP am Referenzpunkt. Dennoch sind die aus dem Referenzpunkt bestimmten charakteristischen Parameter nur begrenzt für den gesamten Teillastbereich geeignet. Dies gilt unabhängig von der Güte des Erfahrungswertes für σ'_{min}. Denn insbesondere der Verlustparameter $\Delta\Delta t^{est}_{min,E}$ ist – anders als in der herkömmlichen Methode angenommen – eben nicht konstant (siehe hierzu auch Abschnitt 3.2.4). Die Variation des Verlustparameters unter Teillastbedingungen muss daher bei Erweiterung der Methode in Kapitel 3 besser berücksichtigt werden.

I.2 Alternative Bestimmung der charakteristischen Parameter

I.2.1 Verwendung eines zweiten Betriebspunktes

Anstelle eines Schätzwertes für den Verteilungsparameter σ_{min} kann alternativ ein zweiter Betriebspunkt mit anderen externen Temperaturen bzw. einem anderen Wert $\Delta\Delta t_2$ sowie $\dot{Q}_{E,2} = \dot{Q}_E(\Delta\Delta t_2)$ und $\dot{Q}_{D,2} = \dot{Q}_D(\Delta\Delta t_2)$ verwendet werden. Dabei ist zu beachten, dass für die Ermittlung der charakteristischen Parameter von diesem zweiten Betriebspunkt nur der Wert $\dot{Q}_{E,2}$ oder $\dot{Q}_{D,2}$ verwendet wird, da sonst mit der Information über den anderen Wärmestrom ein Widerspruch zur postulierte Konstanz der charakteristischen Parameter hervorgerufen wird. Denn das Gleichungssystem

$$\dot{Q}_{E,0} = s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_0^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est}) \tag{I.9a}$$

$$\dot{Q}_{D,0} = K_{D,0}^{est} \cdot s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_0^{est} - \sigma_{min} \cdot \Delta\Delta t_{min,E}^{est}) \tag{I.9b}$$

$$\dot{Q}_{E,2} = s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_2^{est} - \Delta\Delta t_{min,E}^{est}) \tag{I.9c}$$

$$\dot{Q}_{D,2} = K_{D,0}^{est} \cdot s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_2^{est} - \sigma_{min} \cdot \Delta\Delta t_{min,E}^{est}) \tag{I.9d}$$

zur Bestimmung der drei unbekannten charakteristischen Parameter s_E^{est}, σ_{min} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ mit daraus folgendem $\Delta\Delta t_{min,D}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot \sigma_{min}$ sowie dem als konstant angenommenen Enthalpiekoeffizienten $K_{D,0}^{est}$ wäre ansonsten überbestimmt. Bei Verwendung der Kälteleistung des zweiten Betriebspunktes $\dot{Q}_{E,2}$ ergeben sich die charakteristischen Parameter aus den Gleichungen (I.9a) – (I.9c) zu:

$$s_E^{est} = \frac{\dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{E,2}}{\Delta\Delta t_0^{est} - \Delta\Delta t_2^{est}} \tag{I.10a}$$

$$\sigma_{min} = -\frac{\Delta\Delta t_0^{est} \cdot (K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{D,0} - K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,2}) + \Delta\Delta t_2^{est} \cdot \dot{Q}_{D,0}}{(\Delta\Delta t_0^{est} \cdot \dot{Q}_{E,2} - \Delta\Delta t_2^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0}) \cdot K_{D,0}^{est}} \tag{I.10b}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \frac{\dot{Q}_{E,0} \cdot \Delta\Delta t_2^{est} - \dot{Q}_{E,2} \cdot \Delta\Delta t_0^{est}}{\dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{E,2}} \tag{I.10c}$$

und bei Verwendung der Antriebsleistung $\dot{Q}_{D,2}$ mit (I.9a), (I.9b), (I.9d) zu:

$$s_E^{est} = \frac{\dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{D,2}}{(\Delta\Delta t_0^{est} - \Delta\Delta t_2^{est}) \cdot K_{D,0}^{est}} \tag{I.11a}$$

$$\sigma_{min} = \frac{\Delta\Delta t_2^{est} \cdot \dot{Q}_{D,0} - \Delta\Delta t_0^{est} \cdot \dot{Q}_{D,2}}{K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0} \cdot \Delta\Delta t_2^{est} + (\dot{Q}_{D,0} - \dot{Q}_{D,2} - K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0}) \cdot \Delta\Delta t_0^{est}} \tag{I.11b}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \frac{K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0} \cdot \Delta\Delta t_2^{est} + (\dot{Q}_{D,0} - \dot{Q}_{D,2} - K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0}) \cdot \Delta\Delta t_0^{est}}{\dot{Q}_{D,0} - \dot{Q}_{D,2}} \tag{I.11c}$$

Sollen dennoch beide Leistungen des zweiten Betriebspunktes verwendet werden, ist dies nur möglich, wenn z.B. $K_{D,0}^{est} \approx 1$ nicht mehr vorgegeben wird oder z.B. eine Variation des Verlustparameters zugelassen wird.

$$\Delta\Delta t_{min,E} = a_{min} \cdot \Delta\Delta t^{est} + b_{min} \tag{I.12}$$

Im ersten Fall folgt aus der zusätzlichen Information der zweiten Leistung des zweiten Betriebspunktes ein numerischer Wert für $K_D \neq K_{D,0}^{est}$, der jedoch nicht mehr als Enthalpiekoeffizienten zu interpretieren ist, da er neben den Stoffdaten (vergl. Gleichung (3.3), S. 143) auch gemittelte, nicht weiter spezifizierte Irreversibilitäten berücksichtigt, so dass die Steigung der Antriebsleistung steiler wird, als sich dies mit dem Enthalpiekoeffizienten $K_{D,0}^{est}$ begründen ließe. Die Parameter in (I.9) ergeben sich dann aus den gegebenen Betriebsdaten zum Referenzpunkt mit $\dot{Q}_{E,0}$ und $\dot{Q}_{D,0}$ bei $\Delta\Delta t_0$ sowie dem zweiten Betriebspunkt mit $\dot{Q}_{E,2}$, $\dot{Q}_{D,2}$ bei $\Delta\Delta t_2$ zu:

$$s_E^{est} = (\dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{E,2})/(\Delta\Delta t_0^{est} - \Delta\Delta t_2^{est}) \tag{I.13a}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = (\dot{Q}_{E,0} \cdot \Delta\Delta t_2^{est} - \dot{Q}_{E,2} \cdot \Delta\Delta t_0^{est})/(\dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{E,2}) \tag{I.13b}$$

$$\sigma_{min} = (\dot{Q}_{D,0} \cdot \Delta\Delta t_2^{est} - \dot{Q}_{D,2} \cdot \Delta\Delta t_0^{est})/((\dot{Q}_{D,0} - \dot{Q}_{D,2}) \cdot \Delta\Delta t_{min,E}^{est}) \tag{I.13c}$$

$$K_D = (\dot{Q}_{D,0} - \dot{Q}_{D,2})/(\dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{E,2}) \tag{I.13d}$$

Im zweiten Fall resultieren die Parameter aus dem Gleichungssystem

$$\dot{Q}_{E,0} = s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_0^{est} - \Delta\Delta t_{min,E,0}) \tag{I.14a}$$

$$\dot{Q}_{D,0} = K_{D,0}^{est} \cdot s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_0^{est} - \sigma_{min} \cdot \Delta\Delta t_{min,E,0}) \tag{I.14b}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E,0} = a_{min} \cdot \Delta\Delta t_0^{est} + b_{min} \tag{I.14c}$$

$$\dot{Q}_{E,2} = s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_2^{est} - \Delta\Delta t_{min,E,2}) \tag{I.14d}$$

$$\dot{Q}_{D,2} = K_{D,0}^{est} \cdot s_E^{est} \cdot (\Delta\Delta t_2^{est} - \sigma_{min} \cdot \Delta\Delta t_{min,E,2}) \tag{I.14e}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E,2} = a_{min} \cdot \Delta\Delta t_2^{est} + b_{min} \tag{I.14f}$$

mit unverändert konstantem Enthalpiekoeffizienten $K_{D,0}^{est}$ und Steigungsparameter s_E^{est} aber entsprechend (I.12) lastabhängig angenommenem Verlustparameter. Aus den Betriebsdaten des Referenzpunktes sowie des zweiten Betriebspunktes ergeben sich die charakteristischen Parameter aus Gleichung (I.14) zu:

$$s_E^{\,est} = \frac{\dot{Q}_{E,0} \cdot \dot{Q}_{D,2} - \dot{Q}_{D,0} \cdot \dot{Q}_{E,2}}{K_0 \cdot \Delta\Delta t_2^{est} - K_2 \cdot \Delta\Delta t_0^{est}} \tag{I.15a}$$

$$\sigma_{min} = \frac{\Delta\Delta t_0^{est} \cdot \dot{Q}_{D,2} - \Delta\Delta t_2^{est} \cdot \dot{Q}_{D,0}}{(\Delta\Delta t_0^{est} \cdot \dot{Q}_{E,2} - \Delta\Delta t_2^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0}) \cdot K_{D,0}^{est}} \tag{I.15b}$$

$$a_{min} = \frac{(\Delta\Delta t_0^{est} \cdot \dot{Q}_{E,2} + \Delta\Delta t_2^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0}) \cdot (K_0 - K_2)}{(\Delta\Delta t_0^{est} - \Delta\Delta t_2^{est}) \cdot (\dot{Q}_{E,0} \cdot \dot{Q}_{D,2} - \dot{Q}_{D,0} \cdot \dot{Q}_{E,2}))} \tag{I.15c}$$

$$b_{min} = \frac{(\Delta\Delta t_0^{est} \cdot K_2 - \Delta\Delta t_2^{est} \cdot K_0) \cdot (\Delta\Delta t_0^{est} \cdot \dot{Q}_{E,2} - \Delta\Delta t_2^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0})}{(\Delta\Delta t_0^{est} - \Delta\Delta t_2^{est}) \cdot (\dot{Q}_{E,0} \cdot \dot{Q}_{D,2} - \dot{Q}_{D,0} \cdot \dot{Q}_{E,2})} \tag{I.15d}$$

mit den Zusammenfassungen

$$K_0 = K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,0} - \dot{Q}_{D,0} \tag{I.16}$$

$$K_2 = K_{D,0}^{est} \cdot \dot{Q}_{E,2} - \dot{Q}_{D,2}\ . \tag{I.17}$$

In beiden Fällen hätte man anstelle des Verteilungsparameters σ_{min} auch den Verlustparamter $\Delta\Delta t_{min,D}$ aus den gegebenen Betriebsdaten ermitteln können, denn beide Parameter sind über Gleichung (3.24), S. 148 eindeutig aneinander gekoppelt. Der Darstellung mit dem Verteilungsparameter in (I.13) und (I.15) wurde hier der Vorzug gegeben, da sich die Ergebnisse für σ_{min} besser mit anlagenunabhängigen Erfahrungswerten von etwa $-0,8 < \sigma_{min} < -0,2$ vergleichen lassen.

Beispiele

In Tabelle I.11 sind Daten zum Nennlastpunkt der Anlage FA2 sowie zu zwei weiteren Betriebspunkten (2a) mit $\Delta\Delta t_{2a} > \Delta\Delta t_0$ und (2b) mit $\Delta\Delta t_{2b} < \Delta\Delta t_0$ aufgeführt. Diese werden zur beispielhaften Bestimmung der charakteristischen Parameter über die zuvor dargestellten Berechnungswege verwendet, wodurch deutlich wird, mit welcher Unsicherheit man trotz Verwendung eines zweiten Betriebspunktes zu rechnen hat. Bei den Zahlenwerten in Tabelle I.11 handelt es sich um Simulationsergebnisse. Dennoch würden diese Werte bei der praktischen Anwendung der herkömmlichen Methode auch z.B. vom Hersteller zur Verfügung stehen. Man hätte lediglich die charakteristische Temperaturdifferenz mit $K_C^{est} \approx 1$ nach Gleichung (I.3) zu bestimmen und wüsste den exakten Wert für σ_{min} nicht. Gleiches gilt für den Wert von K_D^{est}, der dann ebenfalls mit $K_D^{est} \approx 1$ abgeschätzt werden müsste. Die Unsicherheit in den charakteristischen Parametern der herkömmlichen Methode ist daher i.d.R. noch größer als hier mit verfügbaren Simulationswerten dargestellt.

Tabelle I.11: Daten zum Nennlastpunkt und zwei weiteren Betriebspunkten aus der Simulation zur Anlage FA2.

Betriebs-punkt	t_{Di} °C	t_{Ai} °C	t_{Ei} °C	$\Delta\Delta t^{est}$ K	$\dot{Q}_E$ kW	$\dot{Q}_D$ kW	s_E^{est} kW/K	σ_{min} –	$\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ K	K_D^{est} –
0	75	27	18	22,65	11,05	12,85	0,52	-0,83	1,33	1,04
2a	95	27	18	34,71	16,28	19,65	0,52	-0,85	2,67	1,05
2b	75	27	9	16,53	7,70	9,51	0,52	-0,78	1,54	1,04

Als Alternative zur Annahme eines Schätzwertes für den Verteilungsparameter σ_{min} (siehe Abschnitt I.1.1) wird im Folgenden jeweils einer der beiden Betriebspunkte (2a) oder (2b) verwendet und daraus mit Hilfe von Gleichung (I.10) oder (I.11) durch Verwendung von $\dot{Q}_{E,2x}$ oder $\dot{Q}_{D,2x}$ (mit $x = a, b$) bzw. mit Gleichung (I.13) oder (I.15) durch Verwendung von $\dot{Q}_{E,2x}$ und $\dot{Q}_{D,2x}$ die drei unabhängigen charakteristischen Parameter s_E^{est}, σ_{min} und $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ bestimmt. Steigungs- und Verlustparameter der charakteristischen Gleichung für die Antriebsleistung folgen dann aus $s_D^{est} = s_E^{est} \cdot K_D$ bzw. $\Delta\Delta t_{min,D}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \cdot \sigma_{min}$.

Tabelle I.12: Charakteristische Parameter zur Anlage FA2 aus alternativen Berechnungen mit einem zweiten Betriebspunkt.

Berechnungsart	Gleichungs-system	s_E^{est} kW/K	σ_{min} –	$\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ K	K_D –
mit $\sigma_{min} = \sigma_{min}^{sim}$	(I.4)	0,52	-0,83	1,33	1,04
mit $\sigma_{min}^{'} = -0,5$	(I.4)	0,53	-0,50	1,61	1,04
mit $\dot{Q}_{E,2a}$	(I.10)	0,43	2,03	-2,83	1,04
mit $\dot{Q}_{D,2a}$	(I.11)	0,54	-0,06	2,20	1,04
mit $\dot{Q}_{E,2a}$, $\dot{Q}_{D,2a}$ und $K_D \neq K_{D,0}^{est}$	(I.13)	0,43	0,05	-2,83	1,30
mit $\dot{Q}_{E,2a}$, $\dot{Q}_{D,2a}$ und $\Delta\Delta t_{min,E} = var.$	(I.15)	0,55	0,06	2,46	1,04
mit $\dot{Q}_{E,2b}$	(I.10)	0,55	0,07	2,48	1,04
mit $\dot{Q}_{D,2b}$	(I.11)	0,52	-0,56	1,54	1,04
mit $\dot{Q}_{E,2b}$, $\dot{Q}_{D,2b}$ und $K_D \neq K_{D,0}^{est}$	(I.13)	0,55	-0,35	2,48	1,00
mit $\dot{Q}_{E,2b}$, $\dot{Q}_{D,2b}$ und $\Delta\Delta t_{min,E} = var.$	(I.15)	0,53	-0,34	1,79	1,04

Im oberen Teil von Tabelle I.12 sind die exakten Werte für die charakteristischen Parameter aus der Simulation des Nennlastpunktes sowie bei Verwendung des Schätzwertes $\sigma_{min} \approx \sigma'_{min}$ = -0,5 angegeben. Darunter sind die Ergebnisse bei Verwendung eines zweiten Betriebspunktes zur Bestimmung von σ_{min} dargestellt.
Bei Benutzung nur einer Leistung $\dot{Q}_{E,2x}$ oder $\dot{Q}_{D,2x}$ des zweiten Betriebspunktes[12] ergeben sich je nach Betriebspunkt Unterschiede von -17% bis +6% im Steigungsparameter gegenüber dem exakten Wert aus der Simulation. Darüber hinaus folgt bei Verwendung von (2a) als zweiten Betriebspunkt entweder ein Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E} < 0$ oder ein Verteilungsparameter $\sigma_{min} > 0$. Letzterer steht im Widerspruch zur Gleichung (3.21), die bei $Y_X > 0$, $z_X > 0$ und $K_X^{est} > 0$ nur Werte $\sigma_{min} < 0$ zulässt. Negative Verlustparameter sind dagegen nach Gleichung (3.15) bzw. (3.18), S. 148 mit $Y_X > 0$, $z_X > 0$ und $\dot{Q}_D^{loss} > 0$ bzw. $\dot{m}_r > 0$ und $\Delta h_D^{loss} > 0$ unmöglich. Bei Verwendung des Punktes (2b) trifft die Problematik von numerischen Werten, die im Widerspruch zur Herleitung ihrer Bestimmungsgleichungen stehen, dagegen nur noch für σ_{min} zu.
Auch wenn beide Leistungen $\dot{Q}_{E,2x}$ und $\dot{Q}_{D,2x}$ des zweiten Betriebspunktes benutzt werden, ist die starke Abhängigkeit der Zahlenwerte für die charakteristischen Parameter vom gewählten Betriebspunkt vorhanden. Aus (2a) folgt ein relativ hoher Wert für K_D, mit (2b) ist dagegen $K_D \approx K_D^{est}$. Die in Tabelle I.12 aufgeführten Verlustparameter aus dem Gleichungssystem (I.15) sind für den Nennlastpunkt mit $\Delta\Delta t = \Delta\Delta t_0^{est}$ aus den Koeffizienten a_{min} und b_{min} berechnet worden. Bei Verwendung von (2a) ist a_{min} = 0,21 K/K sowie b_{min} = -2,24 K und bei Verwendung von (2b) a_{min} = –003 K/K sowie b_{min} = 2,57 K. Damit ergibt sich entweder eine steigende oder fallende Änderung des Verlustparameters mit $\Delta\Delta t$ bzw. mit dem Leistungsumsatz in der Anlage, je nachdem, welcher der beiden Betriebspunkte als zweiter Betriebspunkt verwendet wird.
Die insgesamt geringer ausfallende Höhe der Widersprüche in den numerischen Werten für $\Delta\Delta t_{min,E}$ und σ_{min} bei Punkt (2b) resultieren daraus, dass der Temperaturhub Δt_{Li} variiert wurde und nicht – wie bei (2a) – der Temperaturschub Δt_{Ti}. Damit kann die tatsächlich vorhandene Abhängigkeit $\Delta\Delta t_{min,E} = f(\Delta t_{Li})$ (siehe z.B. Tabelle (3.7), S. 222) zumindest tendenziell über den zweiten Betriebspunkt berücksichtigt werden.

[12] So dass an den Annahme der herkömmlichen Methode $K_D^{est} = const. \approx 1$ bzw. $\Delta\Delta t_{min,E} = const.$ festgehalten werden kann

Fazit

Bei Verwendung eines zweiten Betriebspunktes zur Bestimmung der charakteristischen Parameter können sich Verlust- und Verteilungsparameter ergeben, die im Widerspruch stehen zu den physikalisch möglichen Wertebereichen, die aus der Herleitung der herkömmlichen charakteristischen Gleichungen resultieren. Dies gilt sowohl bei Verwendung nur einer Leistung des zweiten Betriebspunktes als auch bei Verwendung von beiden (d.h. $\dot{Q}_{E,2x}$ und $\dot{Q}_{D,2x}$)

Mit den nach Gleichung (I.13) bzw. (I.15) aus beiden Leistungen bestimmten charakteristischen Parametern verlässt man den von der herkömmlichen Methode gesteckten Rahmen. Entweder kommt dem Koeffizienten K_D – mit dem das Verhältnis der Steigungen festgelegt ist $K_D^{est} = {s_D^{est}}/{s_E^{est}}$, siehe Gleichung (3.23), S. 148 – eine andere, nicht spezifizierte Bedeutung zu, die sich aber von der Funktion als Enthalpiekoeffizient unterscheidet oder der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ ist nicht mehr konstant. Darüber hinaus sind die so bestimmten charakteristischen Parameter abhängig von der Wahl des zweiten Betriebspunktes und daher zusammen mit der vorgenannten methodischen Unsicherheit mindestens genauso unsicher, wie der in Abschnitt I.1.1 abgeschätzte Verteilungsparameter $\sigma_{min}^{'}$.

Die Ursache für die widersprüchlichen Zahlenwerte einzelner charakteristischer Parameter liegt erneut in der tatsächlichen Veränderlichkeit von $\Delta\Delta t_{min,E}$, die sich allerdings nicht als Funktion von $\Delta\Delta t$ sondern – wie in Abschnitt 3.2.4.2 und bei Erweiterung der Methode in Abschnitt 3.3 gezeigt – als Funktion von $\Sigma\Delta t$ bzw. Δt_L darstellen lässt.

I.2.2 Verwendung von Erfahrungswerten

Anstelle eines zweiten Betriebspunktes (als Alternative zum Näherungsverfahren aus Abschnitt I.1 mit der Notwendigkeit zur Abschätzung des Verteilungsparameters $\sigma_{min} \approx$ -0,5) besteht die Möglichkeit zur Verwendung von Erfahrungswerten (z.B. für K_X^{est}, z_X^{est}) mit denen dann der Steigungsparameter s_E abgeschätzt bzw. berechnet werden kann. Im Folgenden soll dieses Vorgehen für verschiedene Absorptionskälteanlagen analysiert werden.

Bei Herleitung der herkömmlichen charakteristischen Gleichung für die Kälteleistung $\dot{Q}_E = s_E \cdot (\Delta\Delta t - \Delta\Delta t_{min,E}) = s_E \cdot \Delta\Delta t + r_E$ (z.B. in [Hellmann et al., 1998]) werden die Berechnungsvorschriften für den Steigungs- und Verlustparameter s_E bzw. $\Delta\Delta t_{min,E}$ angegeben (siehe auch Gleichung (3.14) und (3.15) bzw. (3.18), S. 148 im Hauptteil). Für die unterschiedlich großen Absorptionskälteanlagen FA2, RTG und 6C4 werden diese hier in spezifischer Form verwendet (d.h. mit Bezug auf die insgesamt vorhandenen Wärmeübertragerfläche A_{tot}).

$$u_E^{est} = \frac{s_E^{est}}{A_{tot}} = \frac{1}{\frac{K_D^{est}}{Y_D \cdot z_D^{est}} + \frac{K_A^{est}}{Y_A \cdot z_A^{est}} + B \cdot \left(\frac{K_C^{est}}{Y_C \cdot z_C^{est}} + \frac{1}{Y_E \cdot z_E^{est}} \right)} \cdot \frac{1}{\sum\limits_{\substack{X=D,E,\\C,A,S}} A_X} \tag{I.18}$$

$$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \left(\frac{1}{Y_D \cdot z_D^{est}} - \frac{K_{loss}^{est}}{Y_A \cdot z_A^{est}} \right) \cdot \dot{q}_D^{loss} \cdot A_{tot} \tag{I.19}$$

$$r_E^{est} = s_E^{est} \cdot \Delta\Delta t_{min,E} \cdot \frac{1}{A_{tot}} = u_E^{est} \cdot \Delta\Delta t_{min,E}^{est} \tag{I.20}$$

Zur Bestimmung der drei Parameter werden die als bekannt vorausgesetzten Wärmedurchlässigkeiten $Y_X = U_X \cdot A_X$ und Lösungsmassenströme $\dot{m}_r$ aus Tabelle 3.2 zusammen mit den Erfahrungswerten für die Enthalpiekoeffizienten K_X^{est} und die Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} verwendet, die alle – z.B. nach Ziegler et al. [1999], Hellmann et al. [1999] – mit ungefähr Eins abgeschätzt werden können. Die so bestimmten Werte von u_E sind als erste Zeile in Tabelle I.13 dargestellt. Mit den Ausführungen zum Temperaturdifferenzfaktor in Abschnitt 2.3.2 müssen die Werte z_X jedoch nicht mehr zu Eins gesetzt werden, sondern können auch ohne Kenntnis von internen Größen aus den bekannten externen Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_X$ und Wärmedurchlässigkeiten Y_X berechnet werden. Für die Werte der zweiten Zeile in Tabelle I.13 wurde für den Ab- und Desorber eine unendlich hohe scheinbare spezifische Wärmekapazität $\widetilde{c}_p$ angenommen. Wie im Verdampfer und Kondensator sind daher die Wärmekapazitätsstromverhältnisse $R_A = R_D = 0$, so dass sich alle Werte z_X aus Gleichung (2.140) ergeben. In der dritten Zeile wurden die Werte für R_A und R_D dagegen mit $\dot{m}_r$ und einer angenommenen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität von $\widetilde{c}_p$ = 25 $\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$ abgeschätzt und daraus über Gleichung (2.139) z_A und z_D berechnet. Für die Ergebnisse von u_E in der vierten Zeile wurden schließlich die exakten Werte für $\widetilde{c}_p$ und auch die exakten Enthalpiekoeffizienten $K_X \neq 1$ aus der Simulation des Nennlastpunktes verwendet, die ebenfalls in Tabelle I.13 aufgeführt sind.

Die Abweichungen zwischen den mit Erfahrungswerten bestimmten Steigungsparametern u_E und den aus der Simulation der Referenzpunkte exakt bestimmten Parametern u_E^{est} der herkömmlichen Methode sind im unteren Bereich von Tabelle I.13 dargestellt. Sie liegen für die Anlagen FA2 und 6C4 je nach verwendeter z_X-Berechnung zwischen ca. 1 und 10% [13].

[13] Der kleine, verbleibende Unterschied zwischen dem Steigungsparameter u_E nach Gleichung (I.18) in Zeile vier und dem Steigungsparameter u_E^{est} aus der Simulation des Nennlastpunktes (Zeile fünf) resultiert daraus, dass die Temperaturdifferenzfaktoren z_X^{est} der herkömmlichen Methode die treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{log,X}$ nicht auf den arithmetischen Mittelwert sondern auf die in der Methode verwendete Differenz ΔT_X^{est} bezieht (siehe Abschnitt 3.2.3.1). Außer bei Anlage RTG ist dies jedoch ohne größere Bedeutung.

Tabelle I.13: Abschätzung der Steigungs- und Verlustparameter.

		FA2	RTG	6C4
u_E nach Gleichung (I.18)				
mit $z_X = 1$ u. $K_X = 1$	$\mathrm{W/(K \cdot m^2)}$	79.0	146.9	121.5
mit z_X aus Gl. (2.140) u. $K_X = 1$	$\mathrm{W/(K \cdot m^2)}$	72.8	59.0	117.8
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = 1$	$\mathrm{W/(K \cdot m^2)}$	75.9	63.8	118.0
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = K_{X,d}^{sim}$	$\mathrm{W/(K \cdot m^2)}$	73.8	61.5	114.4
Simulationsergebnisse				
$u_E^{est} = u_{E,d}^{sim}$	$\mathrm{W/(K \cdot m^2)}$	74	71	114
$\Delta\Delta t_{min,E}^{est} = \Delta\Delta t_{min,E,d}^{sim}$	K	1.3	5.7	7.8
$r_E^{est} = r_{E,d}^{sim}$	$\mathrm{kW/m^2}$	-0.10	-0.41	-0.88
$K_C^{est} = K_{C,d}^{sim}$	-	1.040	1.057	1.069
$K_D^{est} = K_{D,d}^{sim}$	-	1.044	1.051	1.040
$K_A^{est} = K_{A,d}^{sim}$	-	1.029	1.019	1.005
$K_{loss}^{est} = K_{loss,d}^{sim}$	-	-0.785	-0.946	-0.897
$\widetilde{c}_{p,D}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$		23.7	
$\widetilde{c}_{p,A}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$		26.4	
$T_{De,d}^{sim} - T_{Sor,d}^{sim}$	K	6.7	14.1	19.0
$\dot{q}_{D,d}^{loss,sim}$	$\mathrm{kW/m^2}$	0.19	0.69	1.44
Abschätzungen für $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$ nach Gleichung (I.19)				
$\widetilde{c}_{p,X}$ für $X = D, A$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$	25	25	25
$T_{De} - T_{Sor}$	K	10	10	10
$\dot{q}_D^{loss}$	$\mathrm{kW/m^2}$	0.22	0.42	0.49
Ergebnisse:				
mit $z_X = 1$ u. $K_X = 1$	K	1.7	2.0	2.8
mit z_X aus Gl. (2.140) u. $K_X = 1$	K	1.9	5.2	2.8
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = 1$	K	1.7	4.7	2.8
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = K_{X,d}^{sim}$	K	1.5	4.6	2.7
r_E^{est} nach Gleichung (I.20)				
mit $z_X = 1$ u. $K_X = 1$	$\mathrm{kW/m^2}$	-0.14	-0.30	-0.34
mit z_X aus Gl. (2.140) u. $K_X = 1$	$\mathrm{kW/m^2}$	-0.14	-0.31	-0.33
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = 1$	$\mathrm{kW/m^2}$	-0.13	-0.30	-0.33
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = K_{X,d}^{sim}$	$\mathrm{kW/m^2}$	-0.11	-0.28	-0.31
Abweichung bei r_E				
mit $z_X = 1$ u. $K_X = 1$	-	37%	-27%	-61%
mit z_X aus Gl. (2.140) u. $K_X = 1$	-	37%	-24%	-62%
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = 1$	-	33%	-27%	-62%
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = K_{X,d}^{sim}$	-	15%	-30%	-65%
Abweichung bei u_E				
mit $z_X = 1$ u. $K_X = 1$	-	6%	108%	7%
mit z_X aus Gl. (2.140) u. $K_X = 1$	-	-2%	-17%	3%
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = 1$	-	2%	-10%	4%
mit z_X aus Gl. (2.139) u. $K_X = K_{X,d}^{sim}$	-	-1%	-13%	1%

Es besteht jedoch auch die Möglichkeit zu deutlich größeren Abweichungen (z.B. bei im *mix-match-design* konzipierten Anlagen mit überfluteten Desorbern und hoher Heißwasserauskühlung). Die Angabe einer allgemeingültigen Unsicherheit bei Verwendung von Erfahrungswerten zur Bestimmung des Steigungsparameters der herkömmlichen Methode erscheint daher schwierig.
Dies gilt in gleicher Weise für die Bestimmung des Verlustparameters $\Delta\Delta t_{min,E}^{est}$, denn man ist nach Gleichung (3.18), S. 148 bzw. (I.19) auf zusätzliche Annahmen zu den Verlustwärmeströmen $\dot{Q}_D^{loss} = \dot{m}_r \cdot \Delta h_D^{loss}$ und $\dot{Q}_A^{loss}$ bzw. K_{loss}^{est} angewiesen. Im oberen Bereich von Tabelle I.13 sind hierzu die exakten Werte der benötigten Größen aus der Simulation angegeben. Für die Abschätzung der spezifischen Verluste

$$\dot{q}_D^{loss} = \frac{\dot{Q}_D^{loss}}{A_{tot}} = \frac{\dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot (T_{De} - T_{Sor})}{A_{tot}} \tag{I.21}$$

müssen dagegen Werten von z.B. $c_{p,r}$ = 2,1 $\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$ und $G_D^{loss} = T_{De} - T_{Sor}$ = 10 K angenommen werden, wobei die größte Unsicherheit im Wert der Spreizung liegt. Zur Berechnung der Verlustparameter nach Gleichung (I.19) wurde außerdem der Koeffizient K_{loss}^{est} = –1 verwendet (wie bei Herleitung der Methode, siehe [Ziegler et al., 1999], [Hellmann et al., 1999] bzw. Abschnitt 3.1.2). Mit den verschiedenen, zuvor beschriebenen Berechnungsmöglichkeiten für z_A und z_D ergeben sich daraus Werte für $\Delta\Delta t_{min,E}$, die um ca. –0,5 bis 5 K von den exakten Werten abweichen (vergl. dazu die Werte für $\Delta\Delta t_{min,E}$ in der Mitte von Tabelle I.13 mit den exakten Werten im oberen Bereich der Tabelle). Mit Gleichung (I.20) resultieren schließlich aus den derart abgeschätzten Werten für den Steigungs- und Verlustparameter spezifische Verlustleistungen r_E, die um bis zu ca. +40% bzw. –60% von den exakten Werten abweichen.

Fazit
Die Bestimmung der charakteristischen Parameter über die Verwendung von Erfahrungswerten ist äußerst ungenau bzw. schließt ggf. große Unsicherheiten mit ein. Erneut sind die Abweichungen beim Verlustparameter bzw. der spezifischen Verlustleistung deutlich größer als beim Steigungsparameter. Dennoch sind bei bestimmten Anlagen auch im Steigungsparameter mit den Erfahrungswerten z_X^{est} = 1, K_X^{est} = 1 Abweichungen von bis zu 100% möglich.

I.3 Variabilität der Enthalpiekoeffizienten bei Anlage FA2

In Abschnitt 3.2.3.2 wurden sogenannte modifizierte Enthalpiekoeffizienten K'_X eingeführt. Bei Betrachtung der einzelnen Enthalpiekoeffizienten in Bild I.4 ist zu erkennen, dass die modifizierten Koeffizienten K'_X im Vergleich zu den herkömmlichen Koeffizienten K_X^{est} für alle Teillastzustände (außer bei K'_A) näher an 1 liegen. Die Näherung $K'_X = 1$ hat daher auch geringere Abweichungen bei der Berechnung des Steigungsparameters zur Folge als die Näherung $K_X^{est} = 1$.

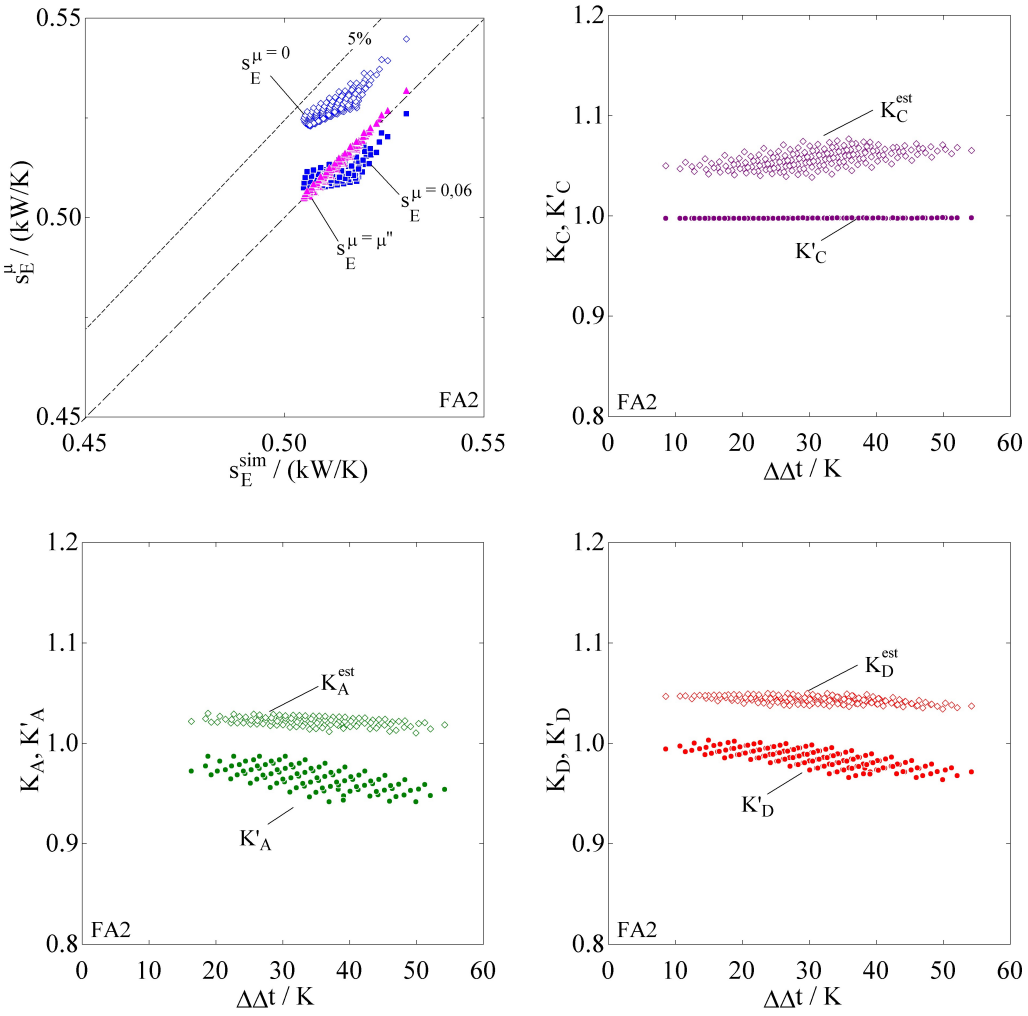


Bild I.4: Oben links: Simulierter und genäherter Steigungsparameter mit und ohne gesonderter Berücksichtigung des Drosselverlustes. Übrige Bilder: Vergleich der herkömmlichen und modifizierten Enthalpiekoeffizienten.

Aus dem vereinfachten h-ξ-Diagramm (Bild I.5) wird außerdem deutlich, dass wegen $\Delta h_E < \Delta h_E^{LV}$ bzw. $\Delta h_E < \Delta h_X$ mit $X = A, C, D$ die herkömmlichen Enthalpiekoeffizienten $K_X^{est} = \Delta h_X / \Delta h_E$ immer größer 1 sind. Die modifizierten Koeffizienten $K_X^{'} = \Delta h_X / \Delta h_E^{LV}$ mit $X = A, D$ sind dagegen in den meisten Fällen (bzw. Lastzuständen) etwas kleiner 1, weil für übliche Kältemittelmassenanteile gilt: $h_{Sop}^L > h_E^{'}$ bzw. $h_{Sip}^L > h_{Co}^L \cdot {}^{\Delta h_E^{LV}}/_{\Delta h_C^{LV}}$. Bei geringer Last (bzw. geringem $\Delta\Delta t$) sind für $K_A^{'}$ und $K_D^{'}$ jedoch auch Werte größer 1 möglich, wenn die Lösungszustände im Bereich der Minima der Siedelinien liegen. $K_C^{'}$ ist wegen $\Delta h_E^{LV} \approx \Delta h_C^{LV} \approx \Delta h_C$ stets nur wenig kleiner als 1.

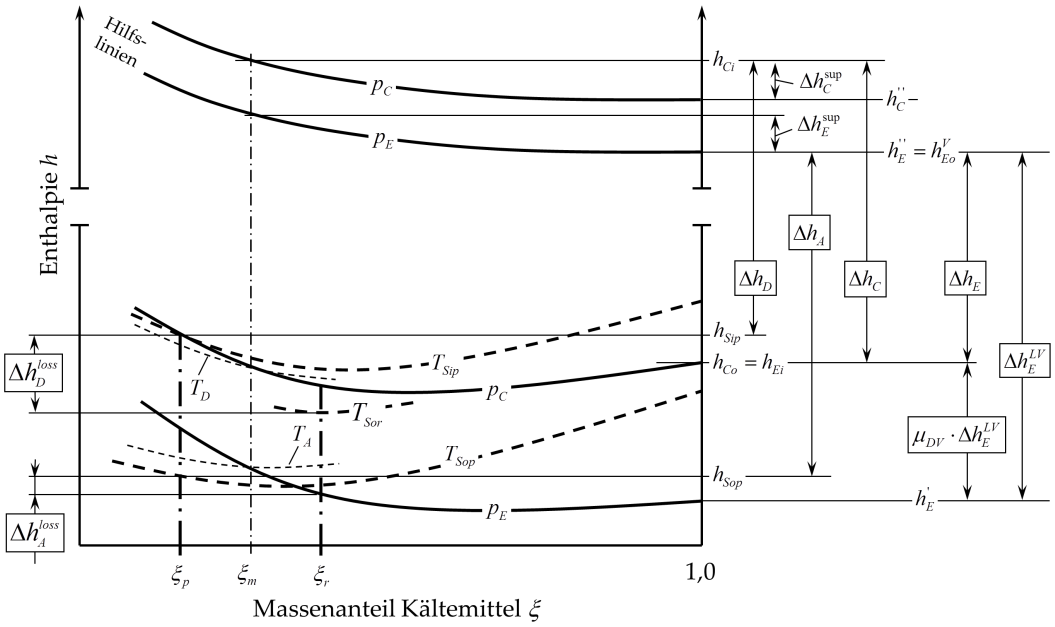


Bild I.5: Darstellung der Enthalpiedifferenzen zu den modifizierten Enthalpiekoeffizienten $K_X^{'}$ im h-ξ-Diagramm.

In Bild I.5 sind auch die Enthalpiedifferenzen Δh_A^{loss} und Δh_D^{loss} eingetragen aus denen sich der mit Gleichung (3.17), S. 147 eingeführte Enthalpiekoeffizient

$$K_{loss}^{est} = \frac{\dot{Q}_A^{loss}}{\dot{Q}_D^{loss}} = \frac{h_{Ae} - h_{Sop}}{h_{De} - h_{Sor}} = \frac{\Delta h_A^{loss}}{\Delta h_D^{loss}} \tag{I.22}$$

zur Berücksichtigung des Unterschieds zwischen den Verlustwärmeströmen im Ab- und Desorber berechnen lässt. In Bild I.6 ist K_{loss}^{est} aus den Simulationen zu den drei Anlagen FA2, 6C4 und RTG als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz dargestellt. Es ist erkennbar, dass die in der herkömmlichen Methode verwendete Näherung $K_{loss}^{est} \approx -1$ insbesondere bei effizienten Anlagen (wie z.B der Anlage FA2) nur eingeschränkt anwendbar ist.

Dies ist mit den in Abschnitt 3.2.4.2 im Zusammenhang mit dem Lösungswärmeübertragerverlust $\dot{Q}_S^{loss}$ eingeführten Gleichungen und Größen leicht nachvollziehbar. Denn mit den Wärmeströmen $\dot{Q}_{A,h}^{id}$ und $\dot{Q}_{D,h}^{id}$, die im Ab- und Desorber selbst bei unendlich großem Lösungswärmeübertrager zur Änderung der Enthalpie der reichen und armen Lösung bis zur Austrittszusammensetzung und -temperatur übertragen werden müssen, ergibt sich

$$\begin{aligned} K_{loss}^{est} &= \frac{\dot{Q}_A^{loss}}{\dot{Q}_D^{loss}} = \frac{\dot{Q}_A'^{loss} \cdot \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_p}}{\dot{Q}_D^{loss}} = \frac{\dot{Q}_{A,h}^{id} - \dot{Q}_S^{loss}}{\dot{Q}_{D,h}^{id} + \dot{Q}_S^{loss}} \cdot \frac{1}{1-1/f} \\ &= \frac{\dot{Q}_{A,h}^{id}/\dot{Q}_S^{loss} - 1}{\dot{Q}_{D,h}^{id}/\dot{Q}_S^{loss} + 1} \cdot \frac{1}{1-1/f} \; . \end{aligned} \tag{I.23}$$

Bei der Anlage RTG mit hohem spezifischem Lösungsumlauf f und gegenüber dem Lösungswärmeübertragerverlust vernachlässigbaren Wärmeströmen $\dot{Q}_{A,h}^{id}$ und $\dot{Q}_{D,h}^{id}$ treten mit der Näherung $K_{loss}^{est} \approx -1$ die geringsten Abweichungen auf. Bei der Anlage FA2 betragen die Abweichungen zu dieser Näherung dagegen etwa 20% und sind stärker gestreut (siehe Bild I.6).

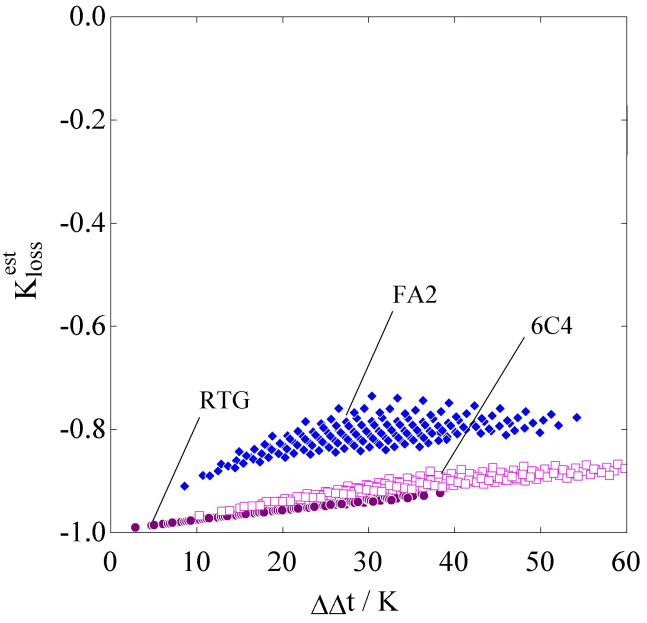
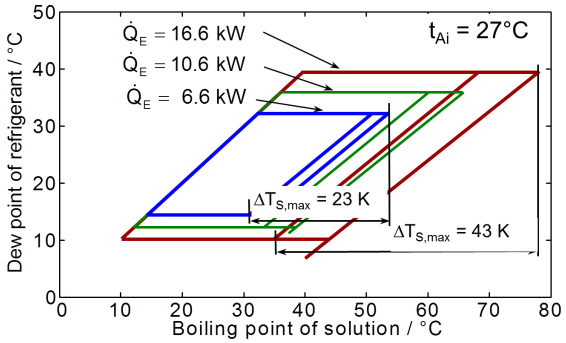


Bild I.6: Darstellung der simulierten Enthalpiekoeffizienten K_{loss}^{est} als Funktion der charakteristischen Temperaturdifferenz für die Anlagen FA2, 6C4, RTG.

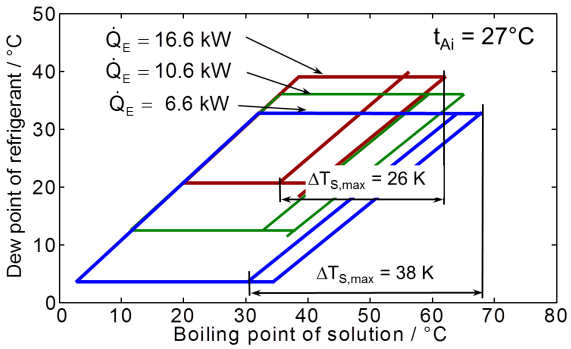
I.4 Beispielrechnung zur Korrelation von $\Delta\Delta t_{min,E}$ mit $\Sigma\Delta t$

In Abschnitt 3.2.4.2 wird dargestellt, dass sich der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$ in der herkömmlichen Methode charakteristischer Gleichungen besser mit der Summe aus externem Temperaturschub und -hub $\Sigma\Delta t = \Delta t_T + \Delta t_L$ korrelieren lässt als mit der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t = \Delta t_T + B \cdot \Delta t_L$ (letzteres wird z.B. von Hellmann et al. [1998] vorgeschlagen).



Q_E kW	t_{Di} °C	t_{Ei} °C	$\Delta T_{S,max}$ K	$\Delta\Delta t$ K	$\Delta\Delta t_{min}$ K	$\Sigma\Delta t$ K
6.6	60	18	23	14.1	0.8	43
10.6	75	18	32	22.9	1.4	58
14.6	90	18	43	32.2	2.4	73

Bild I.7: Variation der Last und Verlustparameter sowie der geometrischen Form der Doppeltrapeze mit der Antriebstemperatur.



Q_E kW	t_{Di} °C	t_{Ei} °C	$\Delta T_{S,max}$ K	$\Delta\Delta t$ K	$\Delta\Delta t_{min}$ K	$\Sigma\Delta t$ K
6.6	75	7	38	15.1	1.7	69
10.6	75	18	32	22.9	1.4	58
14.6	75	28	26	30.3	0.9	48

Bild I.8: Variation der Last und Verlustparameter sowie der geometrischen Form der Doppeltrapeze mit der Kaltwassertemperatur.

Zur Veranschaulichung ist hierzu in Bild I.7 und I.8 die Veränderung der geometrischen Form des Prozesses im Lösungsfeld (d.h. die Breite des Doppeltrapezes sowie dessen Höhe) für eine simulierte Lastvariation bei der Anlage FA2 von 6,6 kW bis 14,6 kW mit konstanter Kühlwassertemperatur t_{Ai} = 27 °C quantitativ dargestellt. Im Bild I.7 wird die Lastvariation durch Veränderung der Antriebstemperatur t_{Di} bzw. des Temperaturschubs Δt_T erreicht und im Bild I.8 durch Veränderung der Kaltwassertemperatur t_{Ei} bzw. des Temperaturhubs Δt_L.
Zusammen mit den Zahlenwerten in Bild I.7 wird deutlich, dass mit steigender Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t$ und damit steigender Leistung $\dot{Q}_E$ sowohl die Größe der Doppeltrapeze bzw. die Summe $\Sigma\Delta t$ als auch die Verluste (ausgedrückt durch $\Delta T_{S,max}$ bzw. $\Delta\Delta t_{min,E}$) zunehmen. Bei Erhöhung von t_{Ei} (siehe Bild I.8) steigt zwar auch $\Delta\Delta t$ und damit $\dot{Q}_E$ an, aber das Doppeltrapez bzw. die Summe $\Sigma\Delta t$ wird kleiner und damit auch die Verluste bzw. der Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E}$.

J Interne Mitteltemperaturen

Die internen Mitteltemperaturen sind bei Herleitung der herkömmlichen Methode charakteristischer Gleichungen von doppelter Bedeutung. Zum Einen beschreiben sie z.B. über die Dühring'sche Gleichung den Zusammenhang zwischen den thermophysikalischen Stoffeigenschaften von Lösungs- und Kältemittel. Zum Anderen werden sie zusammen mit Temperaturdifferenzfaktoren z_X zur Berechnung der treibenden Temperaturdifferenz für die Wärmeübertragung in allen vier Hauptwärmeübertragern ($X = D, E, C, A$) genutzt. Die Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} in der Dühring'schen Gleichung (2.6), S. 16 unterscheiden sich jedoch von den Mitteltemperaturen T_X der Wärmeübertragungsgleichung (2.196), S. 113. Bei bereichsweiser Wärmeübertragungsrechnung muss außerdem zwischen der Mitteltemperatur T_X für die Gesamtwärmeübertragung und den Mitteltemperaturen T_{XN} der einzelnen Wärmeübertragungsbereiche ($N = 1, 2, 3$) differenziert werden. Alle genannten Temperaturen können von den Temperaturen $T_X^{'}$ abweichen, die zur Berechnung von Pseudo-Dühring-Parametern verwendet werden (siehe Abschnitt 3.1.4).

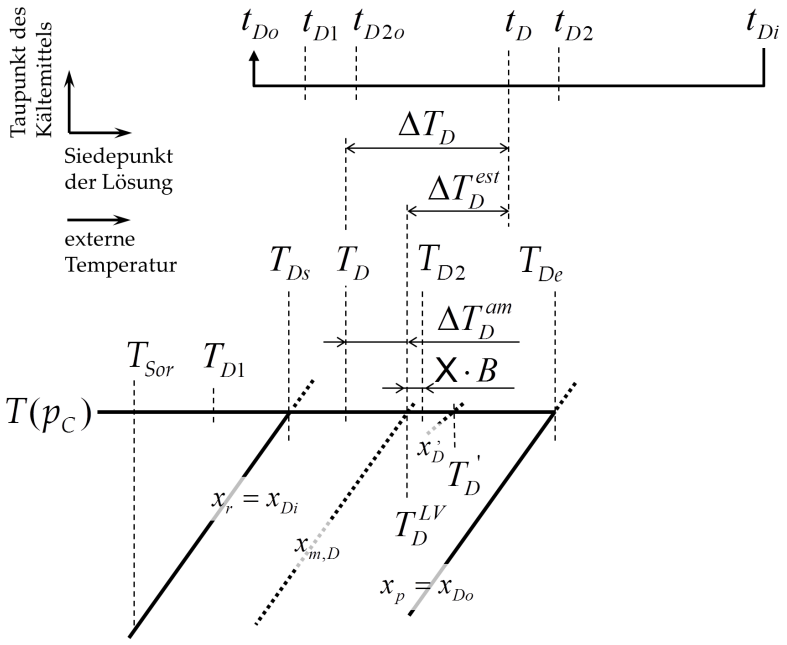


Bild J.1: Schematische Darstellung zu den internen und externen Temperaturen bei überfluteten Desorbern (Variante B) mit unterkühltem Lösungseintritt sowie den verwendeten treibenden Temperaturdifferenzen.

Die nachfolgend beschriebene Unterscheidung zwischen diesen internen Mitteltemperaturen ist sowohl für die Diskussion der herkömmlichen Methode in Abschnitt 3.2 als auch bei der Herleitung der erweiterten Methode in Abschnitt 3.3 von Bedeu-

tung. Zur Veranschaulichung sind in Bild J.1 die Temperaturen T_X^{LV}, T_X, T_{X2} und $T_X^{'}$ exemplarisch für den Desorber $X = D$ dargestellt. Dabei wird angenommen, dass die Lösung am Eintritt unterkühlt ist und sich am Austritt im Phasengleichgewicht befindet.

- Die Temperatur T_X^{LV} ist die Phasengleichgewichtstemperatur einer Lösung mit der mittleren Zusammensetzung $x_{m,X}$ zu einem Phasengleichgewichtsdruck des reinen Kältemittels $p_X = p_R^{LV}$. Diese Zusammensetzung ergibt sich als arithmetischer Mittelwert der Zusammensetzungen am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers x_{Xi} und x_{Xo}.

$$T_X^{LV}(p_X, x_{m,X}) = T_X^{LV}(p_X, \frac{x_{Xi} + x_{Xo}}{2}) \tag{J.1}$$

  Aufgrund des nicht linearen Verlaufs der Siedetemperaturen mit dem Salzmassenanteil bei konstantem Gleichgewichtsdruck p_X unterscheidet sich die Phasengleichgewichtstemperatur T_X^{LV} im Ab- und Desorber vom arithmetischen Mittelwert T_{X2} der Start- und Endtemperaturen der Sorptionsvorgänge (T_{Xs} bzw. T_{Xe} mit $X = A, D$, siehe Gleichung (2.13), S. 21).

$$T_X^{LV}(p_X, x_{m,X}) \neq \frac{(T_{Xs} + T_{Xe})}{2} = T_{X2} \tag{J.2}$$

  Im Verdampfer und Kondensator ist dagegen $x_{Xi} = x_{Xo} = x_m = 0$, so dass es für $X = E, C$ keinen Unterschied zwischen T_X^{LV} und T_{X2} gibt.

- Die Phasengleichgewichtstemperaturen im Ab- und Desorber zur jeweiligen mittleren Lösungszusammensetzung, werden im Unterschied zu T_A^{LV} und T_D^{LV} als $T_A^{'}$ und $T_D^{'}$ bezeichnet, wenn sie nicht auf einer gemeinsamen Isostere bzw. Dampfdruckkurve liegen. Die Temperaturen $T_X^{'}$ sind damit spezielle Phasengleichgewichtstemperaturen, die nicht über den gleichen Dühring-Parameter $B = B(x_{m,D}) = B(x_{m,A})$ aneinander gekoppelt sind, sondern über einen Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'}$ (siehe z.B. Gleichung (3.36)).

- Die Temperatur T_{XN} mit $X = D, E, C, A$ und $N = 1, 2, 3$ berechnet sich als arithmetischer Mittelwert der Ein- und Austrittstemperaturen T_{XNi} und T_{XNo} im jeweiligen Bereich XN.

$$T_{XN} = \frac{T_{XNi} + T_{XNo}}{2} \tag{J.3}$$

  Dabei ist es unerheblich, ob in diesem Bereich ein Phasenwechsel stattfindet und ob es sich bei den Ein- und Austrittstemperaturen um Phasengleichgewichtstemperaturen handelt.

- Die Temperatur T_X ist die für die Gesamtwärmeübertragungsrechnung relevante interne Mitteltemperatur. Sie berechnet sich als arithmetischer Mittelwert aus den Temperaturen am Ein- und Austritt der gesamten Wärmeübertragungsfläche A_X.

$$T_X = \frac{T_{Xi} + T_{Xo}}{2} \neq T_X^{LV}(p_X, x_{m,X}) \tag{J.4}$$

  Die für die Gesamtwärmeübertragungsrechnung relevante interne Mitteltemperatur T_X unterscheidet sich sowohl von der Phasengleichgewichtstemperatur T_X^{LV} (siehe ΔT_D^{am} in Bild J.1) als auch von der arithmetischen Mitteltemperatur T_{X2} im Bereich des Phasenwechsels, wenn die Lösung nicht im Phasengleichgewicht auf die Wärmeübertragungsfläche trifft (siehe $\Delta T_D^{am} + \mathsf{X} \cdot B$ in Bild J.1).

Mitteltemperatur $T_{X,V}$ in der Simulation und bei Näherungen in der Methode
In der Simulation kann die bauartabhängige Mitteltemperatur (d.h. die für die Gesamtwärmeübertragung relevante Mitteltemperatur z.B. $T_{D,V}$) aus den Ergebnissen der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung mit der iterierten Teilwärmedurchlässigkeit $Y_{D1,V}$, dem Temperaturdifferenzfaktoren $z_{D1,V}$ sowie den Mitteltemperaturen $T_{D1,V}$ und T_{D2} der einzelnen Bereiche in Abhängigkeit von der Bauform bzw. Berechnungsvariante $V = A, B$ bestimmt werden.

Für Variante A (siehe Bild 2.28, S. 83 oben):

$$\begin{aligned} T_{D,A} = \frac{T_{Di} + T_{De}}{2} &= T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_{D1}} \\ &= T_{D2} - \frac{Y_{D1,A}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_{D1}} \cdot z_{D1,A} \cdot (t_{D1} - T_{D1,A}) \end{aligned} \tag{J.5a}$$

Für Variante B (siehe Bild 2.28, S. 83 unten):

$$\begin{aligned} T_{D,B} = \frac{T_{Sor} + T_{De}}{2} &= T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \dot{W}_r} \\ &= T_{D2} - \frac{Y_{D1,B}}{2 \cdot \dot{W}_r} \cdot z_{D1,B} \cdot (t_{D1} - T_{D1,B}) \end{aligned} \tag{J.5b}$$

Bei der herkömmlichen Methode wird als Näherung $T_{D,V} = T_D^{LV}$ gesetzt, unabhängig von der Bauform bzw. unabhängig davon, ob es vor dem Auftreffen der Lösung zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommen kann (siehe Kapitel 3.1). Bei Erweiterung der Methode in Kapitel 3.3 wird $T_{X,V}$ dagegen unter Berücksichtigung der Bauform bzw. der zugehörigen Berechnungsvariante A bzw. B zumindest näherungsweise

bestimmt.

$$T_{D,A} = \frac{T_{Di} + T_{De}}{2} = t_D - \frac{\dot{Q}_D}{Y_D \cdot z_{D,A} \cdot \kappa_{D,A}} \tag{J.6a}$$

$$T_{D,B} = \frac{T_{Sor} + T_{De}}{2} = t_D - \frac{\dot{Q}_D}{Y_D \cdot z_{D,B} \cdot \kappa_{D,B}} \tag{J.6b}$$

Dabei wird für Variante A der Unterschied zwischen den scheinbaren Wärmekapazitäten $\widetilde{c}_{p,D1}$ und $\widetilde{c}_{p,D2}$ vernachlässigt (so dass $\kappa_{D,A} \approx 1$ in Gleichung (J.6a), siehe Abschnitt 3.3.2). Und bei Variante B kann das Produkt $z_{D,B} \cdot \kappa_{D,B}$ durch ein Näherungsverfahren für den Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} über die dimensionslose Temperaturänderung P_{D2} bestimmt werden (siehe Anhang L).
Der Gesamtwärmekapazitätsstromkorrekturfaktor $\kappa_{X,V}$ in (J.6a) bzw. (J.6b) und damit auch das Produkt $z_{X,V} \cdot \kappa_{X,V}$ ist in der Simulation für beide Varianten aus den verfügbaren Ergebnissen der bereichsweisen Wärmeübertragungsrechnung exakt bestimmbar. Daher sind die Werte aus (J.6) in der Simulation identisch zu den Werten aus den Gleichungen (J.5a) und (J.5b). Durch Anwendung der Gleichungen (J.6) in der erweiterten Berechnungsmethode ergeben sich jedoch wegen der verwendeten Näherungen entsprechend abweichende Werte gegenüber den exakten Ergebnissen der Gleichungen (J.5) (die nur in der Simulation mit bereichsweiser Wärmeübertragung verfügbar sind). Zur Unterscheidung werden die bedeutungsgleichen aber numerisch unterschiedlichen Temperaturen aus den Gleichungen (J.5) und (J.6) entsprechend Tabelle 3.1 als $T^{sim}_{D,V}$ und $T^{imp}_{D,V}$ mit $V = A, B$ bezeichnet.

Quantitative Unterschiede zwischen den Mitteltemperaturen
Zu den 180 simulierten Teillastzustände der Anlage 6C4 ist in Bild J.2 die für die Gesamtwärmeübertragung im Desorber relevante Mitteltemperatur $T_{D,B}$ und die für die Wärmeübertragung im Bereich D2 zu verwendende Mitteltemperatur T_{D2} gegen die Phasengleichgewichtstemperatur T^{LV}_D einer Lösung mit mittlerer Zusammensetzung aufgetragen. Aufgrund des geringen Unterschieds zwischen T^{LV}_D und T_{D2} von weniger als 0,2 K (vergl. Abstand X · B in Bild J.1) ist eine analoge Verwendung der Dühring'schen Regel bei Herleitung der erweiterten Methode (mit T_{D2} bzw. T_{A2}) wie bei der herkömmlichen Methode (mit T^{LV}_D bzw. T^{LV}_A) möglich. Die in Bild J.1 als ΔT^{am}_D dargestellte Differenz zwischen $T_{D,B}$ und T_{D2} von bis zu ca. 4 K (siehe Bild J.2) verdeutlicht jedoch die Notwendigkeit zur Unterscheidung zwischen den Mitteltemperaturen in der Dühring'schen Regel und den Mitteltemperaturen für die (Gesamt-)Wärmeübertragungsrechnung.

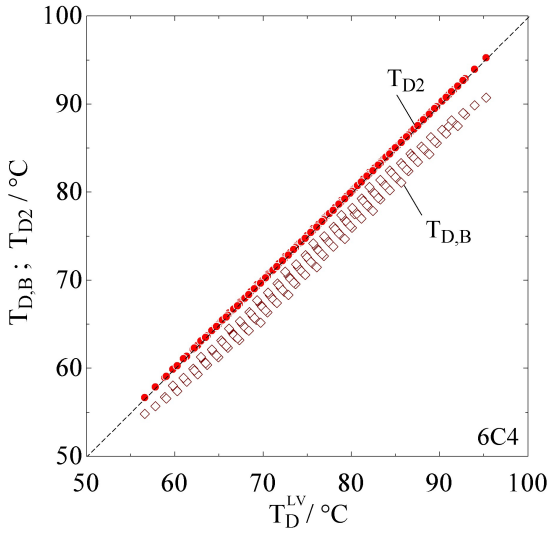


Bild J.2: Quantitativer Unterschied zwischen verschiedenen Mitteltemperaturen im Desorber bei Anlage 6C4.

Quantitative Unterschiede zwischen (Pseudo-)Dühring-Parametern

In Bild J.3 sind die quantitativen Unterschiede zwischen dem Pseudo-Dühring-Parameter aus den arithmetischen Mitteltemperaturen T_{X2} in den Bereichen X2 mit Phasenwechsel, d.h.

$$B_{X2} = \frac{T_{D2} - T_{A2}}{T_{C2} - T_{E2}} \tag{J.7}$$

und dem Dühring-Parameter B aus den Phasengleichgewichtstemperaturen T_X^{LV} zu einer mittleren Lösungszusammensetzung $x_{m,D} = \frac{x_p + x_r}{2}$, d.h.

$$B(x_{m,D}) = \frac{T_D^{LV}(p_C, x_{m,D}) - T_A^{LV}(p_E, x_{m,D})}{T_{H_2O}^{LV}(p_C) - T_{H_2O}^{LV}(p_E)} = \frac{T_D - T_A}{T_C - T_E} \tag{J.8}$$

für die 180 simulierten Teillastzustände der Anlage 6C4 dargestellt. Da die Wärmeübertragungsrechnung im Verdampfer und Kondensator nur mit einem Bereich erfolgt, ist $T_{E2} = T_E = T_{H_2O}^{LV}(p_E)$ und $T_{C2} = T_C = T_{H_2O}^{LV}(p_C)$. Außerdem ist im Bild J.3 der Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'}$ dargestellt, der bei Anwendung der herkömmlichen Methode auf Anlagen mit Absorberumlauf verwendet werden müsste, um die beiden Phasengleichgewichtstemperaturen $T_{H_2O/LiBr}^{LV}(p_E, x_{m,A})$ und $T_{H_2O/LiBr}^{LV}(p_E, x_{m,D})$ im Ab- und Desorber (die nicht auf einer gemeinsamen Isostere liegen) zu verbinden.

$$B^{'} = \frac{T_{H_2O/LiBr}^{LV}(p_C, x_{m,D}) - T_{H_2O/LiBr}^{LV}(p_E, x_{m,A})}{T_{H_2O}^{LV}(p_C) - T_{H_2O}^{LV}(p_E)} = \frac{T_D^{'} - T_A^{'}}{T_C - T_E} \tag{J.9}$$

Ebenfalls dargestellt ist der mit Gleichung (3.113) eingeführte Prozessparameter B^* der den Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} mit den Koeffizienten $K_{Dt,V}$ und $K_{At,V}$ verbindet und damit den Verlustparameter $\Delta\Delta t_{min,E,VV}$ in Abhängigkeit von der Bauform V des De- und Absorbers skaliert (siehe Gleichung (3.111)). Aus Bild J.3 wird deutlich, dass der Unterschied zwischen dem Dühring-Parameter $B(x_m)$ und dem Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} vernachlässigbar klein ist. Trotz des großen Teillastbereiches durchlaufen beide Parameter nur eine geringe Variation mit einer relative Spannweite $\Delta\tilde{s}(B) = \frac{max(B)-min(B)}{\overline{B}}$ von weniger als 10%. Die Verwendung von konstanten Mittelwerten führt daher bei beiden Werten zu vergleichbaren Effekten bzw. Abweichungen vom exakten Ergebnis. Im Gegensatz dazu ist die relative Spannweite des Pseudo-Dühring-Parameters $B^{'}$ auch gegenüber dem Prozessparameter B^* mehr als doppelt so hoch. Allerdings unterscheiden sich die Mittelwerte von $B^{'}$ und B^* um weniger als 3%. Dies erklärt warum auch mit einem Pseudo-Dühring-Parameter $B^{'}$ (vergleiche [Kühn und Ziegler, 2005] sowie [Puig-Arnavat et al., 2010]) eine charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^{'}$ berechnet werden kann, mit der die Korrelationsgüte von $\dot{Q}_E = f(\Delta\Delta t^{'})$ gegenüber $\dot{Q}_E = f(\Delta\Delta t)$ scheinbar verbessert wird (siehe Bild 3.5, S. 158), obwohl die tatsächliche Ursache in variablen Verlusten liegt (die über B^* berücksichtigt werden) und nicht in verschobenen Phasengleichgewichtstemperaturen (die in $B^{'}$ enthalten sind).

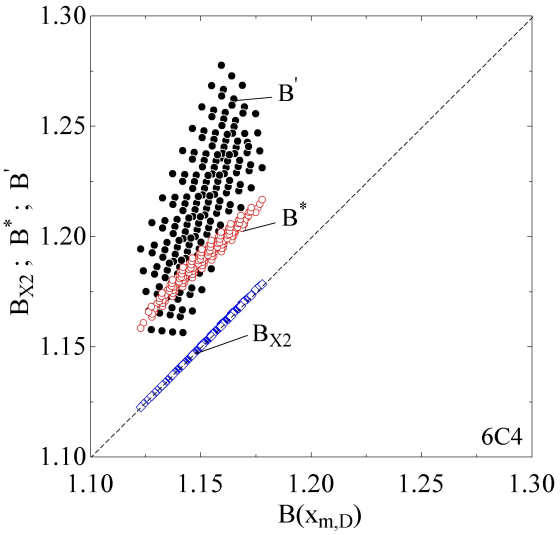


Bild J.3: Unterschied zwischen verschiedenen Pseudo-Dühring-Parametern im Teillastverhalten von Anlage 6C4.

K Näherungen für die Wärmestromverhältnisse

Bei Herleitung der erweiterten Berechnungsmethode in Abschnitt 3.3 wurden die Wärmestromverhältnisse K_{D2}, K_{A2} und K_C eingeführt, um die beim Phasenwechsel umgesetzten Wärmeströme $\dot{Q}_{D2}$, $\dot{Q}_{A2}$ und $\dot{Q}_C$ proportional zur Kälteleistung $\dot{Q}_E$ ausdrücken zu können. Die Wärmestromverhältnisse sind damit ähnlich zu den Enthalpiekoeffizienten der herkömmlichen Methode, die jedoch oftmals konstant (und i.A. zu eins) gesetzt werden. Im Gegensatz dazu können die Wärmestromverhältnisse über einfache Näherungen lastabhängig bestimmt werden, wodurch sich eine bessere, teillastabhängige Aufteilung der Verluste im Lösungs- und Kältemittelkreislauf ergibt. Nachfolgend sollen die angewendeten Näherungen erläutert werden. Zunächst wird eine Näherung für den Drosselverlust μ_{DV} im Kältemittelkreis hergeleitet und im Zusammenhang mit dem Wärmestromverhältnis K_C behandelt. Anschließend wird die Näherungslösung für μ_{DV} auch für die Wärmestromverhältnisse K_{D2} und K_{A2} im De- und Absorber genutzt.

K.1 Näherungen für K_C und den Drosselverlust μ_{DV}

Unter der Voraussetzung, dass der mechanische Effekt bei der Entspannungsverdampfung vernachlässigt und die spezifische Wärmekapazität als konstant angenommen werden kann (siehe Abschnitt 2.1.1.5), berechnet sich der relative Drosselverlust zu

$$\mu_{DV} = \frac{\Delta h_{DV}}{\Delta h_E^{LV}} = \frac{c_{p,R}^{'} \cdot (T_C - T_E)}{\Delta h_E^{LV}} \,. \tag{K.1}$$

Mit den Wärmeübertragungsgleichungen am Kondensator und Verdampfer unter Verwendung der dimensionslosen Temperaturänderungen P_E und P_C ist dann

$$\mu_{DV} = \frac{c_{p,R}^{'}}{\Delta h_E^{LV}} \cdot \left[(t_{Ci} - t_{Ei}) + \dot{Q}_E \cdot \left(\frac{-K_C}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{1}{\dot{W}_E \cdot P_E} \right) \right]. \tag{K.2}$$

Das darin auftretende Wärmestromverhältnis K_C bezieht die am Kondensator abgeführte Leistung ($\dot{Q}_C < 0$) auf die im Verdampfer aufgenommene Kälteleistung ($\dot{Q}_E > 0$, systemorientierte Vorzeichenkonvention).

$$\begin{aligned} K_C &= \frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E} = \frac{\dot{Q}_{C2} + \dot{Q}_{C3}}{\dot{Q}_E} < 0 \\ &= -\frac{\dot{m}_{R,tot} \cdot (\Delta h_C^{LV} + \Delta h_{C3})}{\dot{m}_{R,tot} \cdot (\Delta h_E^{LV} - \Delta h_{DV})} = -\frac{\Delta h_C^{LV} + \Delta h_{C3}}{\Delta h_E^{LV} \cdot (1 - \mu_{DV})} \end{aligned} \tag{K.3}$$

In Bild K.1 sind die Enthalpiedifferenzen aus Gleichung (K.3) schematisch als Strecken A, B, C, D dargestellt. Diese veranschaulichen, dass das Verhältnis $K_C = \frac{A+B}{D}$ trotz der streng aneinander gekoppelten Verdampfungswärmen des Kältemittels $\Delta h_C^{LV} = A$ und $\Delta h_E^{LV} = C + D$, nicht einfach durch den Drosselverlust $\mu_{DV} = \frac{C}{C+D}$ ausgedrückt werden kann, da die Enthalpiedifferenz $\Delta h_{C3} = h_{C3i} - h_C^{''} = B$ keine generelle Begrenzung nach oben hat.

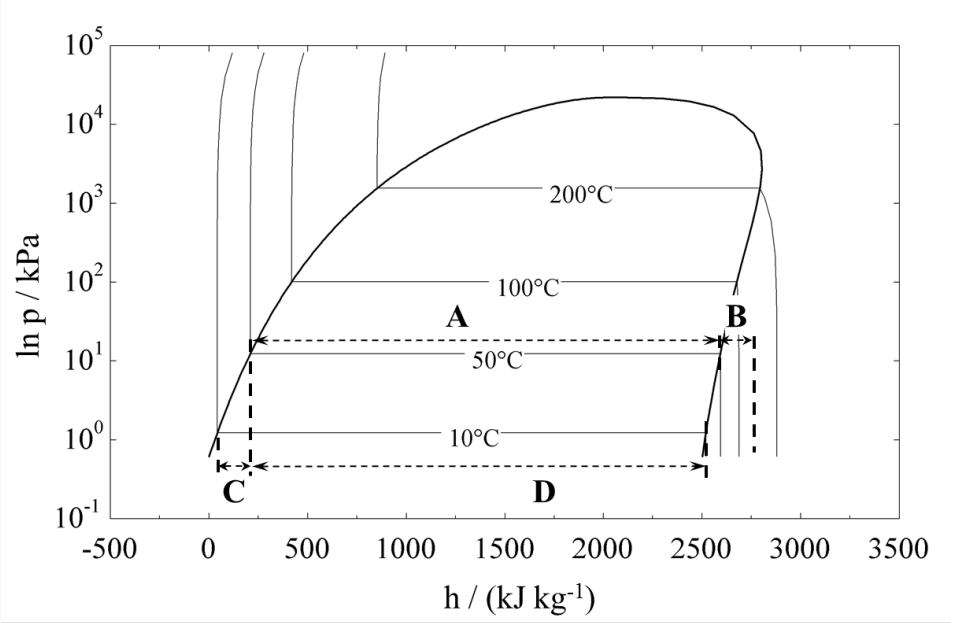


Bild K.1: Darstellung zum Drosselverlust und Wärmestromverhältnis K_C am Kondensator im $ln(p)$-h-Diagramm für Wasser.

Im einstufigen Absorptionskältekreislauf ist aber die Eintrittstemperatur T_{C3i} des Kältemitteldampfes in den Kondensator und damit die Überhitzung $\Delta h_C^{sup} = \Delta h_{C3}$ an die Austrittstemperatur aus dem Desorber gekoppelt, welche in etwa der mittleren Lösungstemperatur T_D bei der Desorption entspricht. Die daraus resultierende Begrenzung der Überhitzung ist für eine näherungsweise Kopplung des Wärmestromverhältnis K_C an den Drosselverlust μ_{DV} nutzbar, so dass anschließend Gleichung (K.3) weiter aufgelöst werden kann.
Ausgehend von einer Näherung der Planck'schen Gleichung für ideale Gase, ideale Flüssigkeit und $v^{''}dp \ll (c^{''} - c^{'})\, dT$ (siehe Stephan und Mayinger [1999], S. 314)

$$\frac{d\Delta h^{LV}}{dT} = c^{''} - c^{'} + \left[v^{''} - v^{'} - T \cdot \left. \frac{\partial (v^{''} - v^{'})}{\partial T} \right|_{p^{LV}} \right] \cdot \frac{dp^{LV}}{dT} \approx c^{''} - c^{'} \qquad \text{(K.4)}$$

folgt nach Umformung und Addition der Überhitzung $\Delta h_C^{sup} = c_p^{''} \cdot (T_D - T_C)$ auf beiden Seiten von (K.5)

$$\begin{aligned} \Delta h_C^{LV} + c^{''} \cdot (T_D - T_C) &= \Delta h_E^{LV} + c^{''} \cdot (T_C - T_E) - c^{'} \cdot (T_C - T_E) + c^{''} \cdot (T_D - T_C) \\ &= \Delta h_E^{LV} - c^{'} \cdot (T_C - T_E) + c^{''} \cdot (T_D - T_E) \ . \end{aligned} \tag{K.5}$$

Unter der Voraussetzung, dass die Kondensationstemperatur T_C in etwa mit der mittleren Absorptionstemperatur T_A übereinstimmt, d.h.

$$T_D - T_E = T_D - T_C + T_C - T_E \approx T_D - T_A + T_C - T_E \ , \tag{K.6}$$

folgt mit Verwendung der Dühring'schen Gleichung (2.6)

$$\begin{aligned} \Delta h_C^{LV} + c^{''} \cdot (T_D - T_C) &\approx \Delta h_E^{LV} - c^{'} \cdot (T_C - T_E) + c^{''} \cdot (T_D - T_A + T_C - T_E) \\ &\approx \Delta h_E^{LV} + \left[c^{''} \cdot (1 + B) - c^{'} \right] \cdot (T_C - T_E) \ . \end{aligned} \tag{K.7}$$

Insbesondere bei Absorptionskälteanlagen mit dem Kältemittel Wasser zeigt sich, dass die Differenz $\Delta h = \left[c^{''} \cdot (1 + B) - c^{'} \right] \cdot (T_C - T_E)$ in (K.7) klein ist, da für die spezifischen Wärmekapazitäten von Wasser und Wasserdampf gilt $c^{'} \approx c^{''} \cdot (1 + B)$, siehe Tabelle K.14 oben. Die Abnahme der Verdampfungsenthalpie bei Kondensationsdruck Δh_C^{LV} gegenüber dem Wert bei Verdampfungsdruck Δh_E^{LV} entspricht damit näherungsweise der Überhitzung $\Delta h_C^{sup} \approx \Delta h_{C3}$, so dass gilt

$$\Delta h_C^{LV} + \Delta h_{C3} \approx \Delta h_E^{LV} \ . \tag{K.8}$$

Der Fehler dieser Näherung beträgt

$$\epsilon_h = \frac{\Delta h}{\Delta h_E^{LV}} = \frac{\left[c^{''} \cdot (1 + B) - c^{'} \right] \cdot (T_C - T_E)}{\Delta h_E^{LV}} \tag{K.9}$$

und ist in Tabelle K.14 für die Arbeitsstoffpaare $H_2O/LiBr$ und NH_3/H_2O bei typischen Betriebsbedingungen von Absorptionskälteanlagen dargestellt.

	T_C °C	ΔT_L K	T_D °C	ξ_m -	Δh_{sup} kJ kg^{-1}	c_p' kJ kg^{-1} K^{-1}	c_p'' kJ kg^{-1} K^{-1}	B -	ε_h %
H_2O/LiBr	50	45	103	0.38	102	4.18	1.91	1.18	0.0
T_E = 5°C	40	35	80	0.42	77	4.18	1.90	1.15	-0.1
Δh^{LV}=2489 kJ kg^{-1}	30	25	58	0.48	54	4.18	1.89	1.13	-0.2
NH_3/H_2O	50	45	103	0.44	167	5.06	3.82	1.19	11.9
T_E = 5°C	40	35	81	0.50	124	4.93	3.51	1.17	7.5
Δh^{LV}=1244 kJ kg^{-1}	30	25	59	0.57	84	4.83	3.25	1.14	4.3
NH_3/H_2O	50	60	124	0.34	223	5.06	3.82	1.23	16.0
T_E = -10°C	40	50	101	0.39	177	4.93	3.51	1.21	10.9
Δh^{LV}=1296 kJ kg^{-1}	30	40	77	0.45	135	4.83	3.25	1.19	7.0

Tabelle K.14: Zahlenwerte zur Näherung $\Delta h_C^{LV} + \Delta h^{sup} \approx \Delta h_E^{LV}$ bei Absorptionskälteanlagen für die Arbeitsstoffpaare $H_2O/LiBr$ und NH_3/H_2O. Ermittlung von mittlerer Zusammensetzung im Lösungskreis ξ_m und mittlerer Desorptionstemperatur T_D über Annahme $T_A = T_C$. Stoffdaten nach Feuerecker [1994] sowie Patek und Klomfar [1995].

Mit der Näherung (K.8) folgt aus Gleichung (K.3) eine (real nicht existierende) Kopplung zwischen Drosselverlust und Wärmestromverhältnis am Kondensator.

$$K_C \approx -\frac{1}{(1-\mu_{DV})} \tag{K.10}$$

K.2 Näherungen für K_{D2} und K_{A2}

Das Wärmestromverhältnis K_{D2} bezieht die zur Desorption des gesamten Kältemittelmassenstroms $\dot{m}_{R,tot}$ aufzuwendende Antriebsleistung $\dot{Q}_{D2}$ im Desorber auf die aufgenommene Kälteleistung $\dot{Q}_E$ im Verdampfer. Unter Berücksichtigung, dass der Kältemittelmassenstrom, der im Verdampfer durch externe Wärmezufuhr einen Phasenwechsel vollzieht ($\dot{m}_{R,ref}$), um den Drosselverlust μ_{DV} gegenüber dem desorbierten Kältemittelmassenstrom im Desorber ($\dot{m}_{R,tot}$) verringert ist, folgt aus der internen Enthalpiebilanz an beiden Wärmeübertragern:

$$K_{D2} = \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{Q}_E} = \frac{\dot{m}_{R,tot} \cdot q_{D2}}{(1-\mu_{DV}) \cdot \dot{m}_{R,tot} \cdot \Delta h_E^{LV}} = \frac{1}{(1-\mu_{DV})} \cdot K_B \tag{K.11}$$

Die zur Ermittlung von K_{D2} benötigte (näherungsweise) Berechnung des Drosselverlustes wurde im vorangegangenen Abschnitt erläutert, so dass hier nur noch der Ausdruck $K_B = \frac{q_{D2}}{\Delta h_E^{LV}}$ in (K.11) zu behandeln ist. Dieser Ausdruck bezieht die spezifische Desorptionswärme q_{D2} des vereinfacht realen Kreislaufs im Bereich

$D2$ beim Siededruck $p = p_C$ zwischen den Gleichgewichtstemperaturen T_{Ds} und T_{De} auf die spezifische Verdampfungswärme bei der Temperatur T_E. Durch Abschätzung von q_{D2} über die spezifische Desorptionswärme im reversiblen Fall, d.h. $q_{D2} \approx q_{D2}^{rev} = (r+l)_{D2}$ bei der mittleren Temperatur $T_{D2} = \frac{T_{Ds}+T_{De}}{2} \approx \widetilde{T}_{D2}$ folgt mit Gleichung (2.18) und $T_E \approx \widetilde{T}_E$ sowie $T_A \approx T_C \approx T_H \approx \widetilde{T}_H$:

$$K_B = \frac{q_{D2}}{\Delta h_E^{LV}} \approx \frac{(r+l)_{D2}}{r_E} = \frac{1}{COP_{rev}} = \frac{T_{D2} \cdot (T_H - T_E)}{T_E \cdot (T_{D2} - T_H)} \tag{K.12}$$

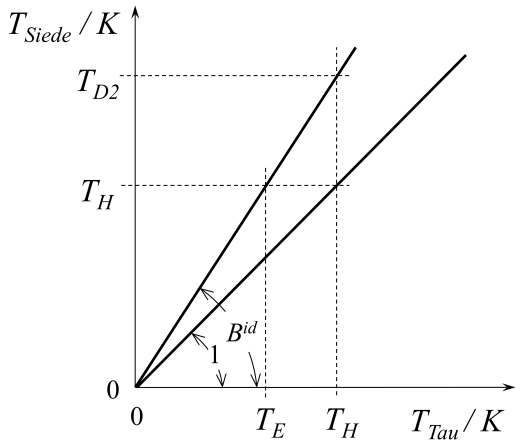


Bild K.2: Schematische Darstellung zur Näherung des Temperaturverhältnisses $\frac{T_{D2}}{T_H}$ und $\frac{T_H}{T_E}$ im Dühring-Diagramm.

Mit der von Carr und Murphy [1929] diskutierten Restriktion bzw. Idealisierung der Dühring'schen Regel (siehe Bild K.2 bzw. Abschnitt 2.1.1.4), wonach sich alle Siedelinien von artverwandten Substanzen in einem einzigen Punkt schneiden können, folgt für die Temperaturverhältnisse näherungsweise

$$\frac{T_{D2}}{T_H} = \frac{T_H}{T_E} = B^{id} \,, \tag{K.13}$$

wenn man annimmt, dass dieser Schnittpunkt bei $T = 0$ K liegt. Nach Einsetzen von (K.13) in (K.14) folgt mit der zusätzlichen Annahme $B^{id} \approx B_{X2}$:

$$K_B \approx \frac{T_H/T_E - 1}{1 - T_H/T_{D2}} = \frac{B_{X2} - 1}{1 - 1/B_{X2}} = B_{X2} \tag{K.14}$$

Die Güte der Näherung $B^{id} \approx B_{X2}$ ist abhängig von der mittleren Zusammensetzung x bei der die Desorption erfolgt, da der idealisierte Dühring-Parameter B^{id} und der Pseudo-Dühring-Paramater B_{X2} zwei unterschiedliche Funktionen

der Zusammensetzung sind. Dennoch zeigt sich mit Bild K.3, dass die spezifische Desorptionswärme in Bezug zur spezifischen Verdampfungswärme gut durch den (veränderlichen) Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} angenähert werden kann (der sich in der Simulation aus Gleichung (3.40) ergibt).

$$K_B = \frac{q_{D2}}{\Delta h_E^{LV}} \approx B_{X2} \; . \tag{K.15}$$

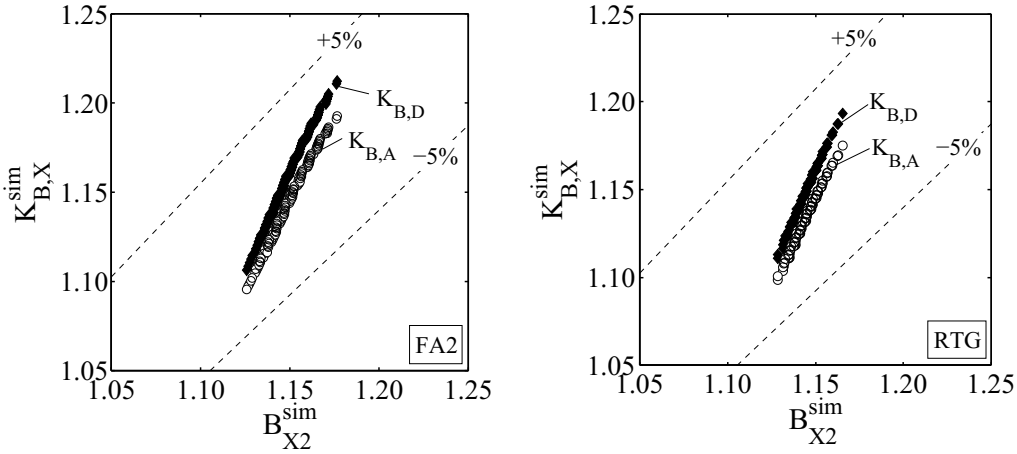


Bild K.3: Gegenüberstellung von Pseudo-Dühring-Parameter B_{X2} und Wärmeverhältnis K_B, im De- und Absorber (d.h. $X = D, A$) für die Anlage FA2 (links) und RTG (rechts) aus der Simulation von jeweils 180 Teillastzuständen (siehe Abschnitt 3.2.2)

Die Veränderlichkeit der Verhältnisse $\dot{K_{B,X}}$ im Ab- und Desorber ist zwar größer als die Veränderlichkeit von B_{X2}. Mit einer relativen Spannweite von $\Delta\widetilde{s}(K_B) \lesssim 0{,}1$ kann aber dennoch von einem näherungsweise konstanten Wert für $K_B \approx B_{X2}$ ausgegangen werden, denn selbst bei Verwendung eines mittleren Pseudo-Dühring-Parameters von z.B. $B_{X2} = 1,15 = const.$ als Näherung für das Verhältnis K_B, ergeben sich Fehler von maximal ca. $\pm 5\%$. Dies gilt anlagenunabhängig sowohl für das Verhältnis $K_{B,D}$ im Desorber als auch für $K_{B,A}$ im Absorber, siehe Bild K.3.
Zusammenfassend können damit innerhalb der erweiterten Berechnungsmethode folgende Näherungen für die Wärmestromverhältnisse zur Anwendung kommen:

$$\begin{aligned}
K_{D2} &= \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{Q}_E} = \quad \frac{K_{B,D}}{1-\mu_{DV}} \approx \quad \frac{B_{X2}}{1-\mu_{DV}} \\
K_{A2} &= \frac{\dot{Q}_{A2}}{\dot{Q}_E} = -\frac{K_{B,A}}{1-\mu_{DV}} \approx -\frac{B_{X2}}{1-\mu_{DV}} \\
K_C &= \frac{\dot{Q}_C}{\dot{Q}_E} \qquad\qquad\quad \approx -\frac{1}{1-\mu_{DV}} \; .
\end{aligned} \tag{K.16}$$

L Näherung für den Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2}

L.1 Herleitung des Näherungsverfahrens

Zur Berechnung der dimensionslosen Temperaturänderung P_{D2} für die charakteristischen Gleichungen bei unterschiedlichen Wärmekapazitätsströmen in den Bereichen D1 und D2 (d.h. bei Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber entsprechend Variante B, siehe Abschnitt 3.3.3) ist die Kenntnis des Wärmedurchlässigkeitsanteils im Bereich D2, d.h. $n_{D2} = \frac{NTU_{D2}}{NTU_D} = \frac{Y_{D2}}{Y_D}$ erforderlich.
Zu einer Kälteleistung $\dot{Q}_E$ und gegebenen Eintrittstemperaturen und Wärmekapazitätsströmen auf der internen und externen Seite des Desorbers sowie einer festliegenden (Gesamt-)Wärmedurchlässigkeit Y_D ist der Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2}, der für die Desorption bzw. den Phasenwechsel genutzt wird, implizit durch folgendes Gleichungssystem bestimmt (siehe auch Bild 3.26, S. 213).

$$\dot{Q}_{D1} = \dot{W}_{int,D1} \cdot (T_{Ds} - T_{Sor}) \tag{L.1a}$$

$$\dot{Q}_{D1} = \dot{W}_{ext,D} \cdot (t_{D2o} - t_{Do}) \tag{L.1b}$$

$$\dot{Q}_{D1} = (1 - n_{D2}) \cdot Y_D \cdot \Big(\frac{t_{D2o} + t_{Do}}{2} - \frac{T_{Ds} + T_{Sor}}{2} \Big) \cdot z_{D1} \tag{L.1c}$$

$$\dot{Q}_{D2} = \dot{W}_{int,D2} \cdot (T_{De} - T_{Ds}) \tag{L.1d}$$

$$\dot{Q}_{D2} = \dot{W}_{ext,D} \cdot (t_{Di} - t_{D2o}) \tag{L.1e}$$

$$\dot{Q}_{D2} = n_{D2} \cdot Y_D \cdot \Big(\frac{t_{Di} + t_{D2o}}{2} - \frac{T_{De} + T_{Ds}}{2} \Big) \cdot z_{D2} \tag{L.1f}$$

$$z_{D1} = \frac{2 \cdot (e^{(1-n_{D2}) \cdot NTU_D \cdot (1-R_{D1})} - 1)}{(1 - n_{D2}) \cdot NTU_D \cdot (1 - R_{D1}) \cdot (e^{(1-n_{D2}) \cdot NTU_D \cdot (1-R_{D1})} + 1)} \tag{L.1g}$$

$$z_{D2} = \frac{2 \cdot (e^{n_{D2} \cdot NTU_D \cdot (1-R_{D2})} - 1)}{n_{D2} \cdot NTU_D \cdot (1 - R_{D2}) \cdot (e^{n_{D2} \cdot NTU_D \cdot (1-R_{D2})} + 1)} \tag{L.1h}$$

$$\dot{Q}_{D2} = K_{D2} \cdot \dot{Q}_E \tag{L.1i}$$

Eine explizite Darstellung für n_{D2} ist aus diesem Gleichungssystem nicht möglich. Für die Anwendung innerhalb der erweiterten Methode von charakteristischen Gleichungen muss daher einer der Wärmedurchlässigkeitsanteile durch Iteration oder Näherung bestimmt werden; der andere folgt aus $n_{D1} + n_{D2} = 1$.
Es ist zu beachten, dass die benötigten Wärmedurchlässigkeitsanteile zur Übertragung der Wärmeströme $\dot{Q}_{D1}$ und $\dot{Q}_{D2}$ nicht nur von der Auslegung des Wärmeübertragers, sondern auch von den jeweiligen Betriebsbedingungen, d.h den externen Eintrittstemperaturen und -volumenströmen abhängig sind. Darüber hinaus ver-

läuft die lastabhängige Änderung der Wärmedurchlässigkeitsanteile bei Variation der Volumenströme anders als bei Variation der Temperaturen (siehe Bild L.1).

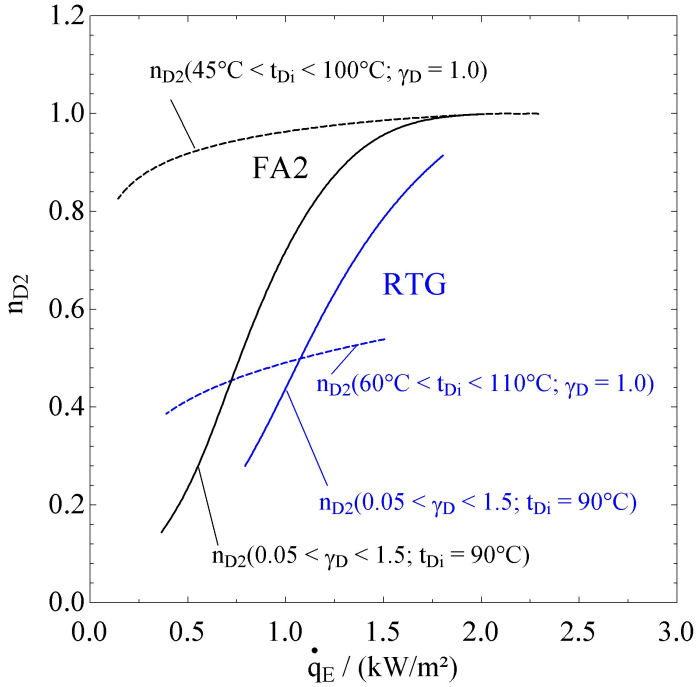


Bild L.1: Verlauf des Wärmedurchlässigkeitsanteils im Bereich D2 als Funktion der flächenspezifischen Verdampferleistung $\dot{q}_E = \frac{\dot{Q}_E}{A_{tot}}$ bei Variation der Antriebstemperatur (gestrichelte Linien) sowie bei Variation des externen Heißwasservolumenstroms (durchgezogene Linien) für die Anlage RTG (unterer Bereich) und FA2 (oberer Bereich). Die Lösung des impliziten Gleichungssystems zur Bestimmung der dargestellten Werte von n_{D2} erfolgte mit dem *Engineering Equation Solver* (EES), siehe Abschnitt 2.4.

Nachfolgend soll ein Näherungsverfahren vorgestellt werden, mit dem der Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} trotz dieser unterschiedlichen Einflüsse anlagenunabhängig, hinreichend genau und dennoch explizit bestimmt werden kann.

L.1.1 Ausgangsgleichungen

Zwischen dem lastabhängig festliegenden Wärmestromanteil im Bereich D2

$$q_{D2} = \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}} = \frac{K_{D2} \cdot \dot{Q}_E}{\dot{Q}_D} \tag{L.2}$$

sowie dem Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} kann durch die Wärmeübertragungsgleichungen mit den treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{m,D2}$ im Bereich D2 und

$\Delta T_{m,D}$ für die Gesamtwärmeübertragung ein exakter Zusammenhang angeben werden.

$$q_{D2} = \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{Q}_D} = \frac{Y_{D2} \cdot \Delta T_{m,D2}}{Y_D \cdot \Delta T_{m,D}} = n_{D2} \cdot \underbrace{\frac{t_{D2} - T_{D2}}{t_D - T_D}}_{\bar{\theta}} \cdot \underbrace{\frac{z_{D2}}{z_D} \cdot \frac{1}{\kappa_D}}_{\bar{\zeta}} \tag{L.3}$$

Darin ist z_D der Temperaturdifferenzfaktor für den Gesamtbereich, der bei unterschiedlichen Wärmekapazitätsströmen in den Bereichen D1 und D2 vom Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D abhängt.

$$z_D = \frac{\Delta T_{log,D}}{t_D - T_D} = \frac{2 \cdot e^{(R_D - 1) \cdot NTU_D \cdot \kappa_D} - 1}{(R_D - 1) \cdot NTU_D \cdot \kappa_D \cdot e^{(R_D - 1) \cdot NTU_D \cdot \kappa_D} + 1} \tag{L.4}$$

Das in Gleichung (L.4) vorkommende (Gesamt-)Wärmekapazitätsstromverhältnis R_D kann bei bereichsweise temperatur*un*abhängigen Wärmekapazitätsströmen (d.h. $\kappa_{D1} = \kappa_{D2} = 1$) mit

$$\begin{aligned} \dot{W}_{int,D1} &= \dot{m}_r \cdot c_{p,r} = \dot{W}_r = const. \\ \dot{W}_{int,D2} &= \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2} = \widetilde{\dot{W}}_{D2} = const. \end{aligned} \tag{L.5}$$

aus den Wärmekapazitätsstromverhältnissen der Teilbereiche sowie dem Wärmestromanteil q_{D2} lastabhängig berechnet werden.

$$R_D = R_{D1} \cdot (1 - q_{D2}) + R_{D2} \cdot q_{D2} \tag{L.6}$$

Für den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D ist diese explizite Bestimmung jedoch nicht möglich, weil dazu sowohl die treibenden Temperaturdifferenzen in den Teilbereichen, als auch der Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} bekannt sein müsste.

$$\begin{aligned} \kappa_D &= \frac{\Delta T_{m,D}}{\Delta T_{log,D}} = \frac{\dot{Q}_D / Y_D}{\Delta T_{log,D}} = \frac{(Y_{D1} \cdot \Delta T_{m,D1}) / Y_D + (Y_{D2} \cdot \Delta T_{m,D2}) / Y_D}{\Delta T_{log,D}} \\ &= (1 - n_{D2}) \cdot z_{D1} \cdot \frac{\Delta T_{D1}}{\Delta T_{log,D}} + n_{D2} \cdot z_{D2} \cdot \frac{\Delta T_{D2}}{\Delta T_{log,D}} \end{aligned} \tag{L.7}$$

Alternativ zum Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D in Gleichung (L.3) kann der Einfluss der verschiedenen Wärmekapazitätsströme im Bereich D1 und D2 auch durch die Verwendung der thermodynamisch gemittelten Temperaturen erfolgen [14].

[14] Die Bezeichnung einer thermodynamischen bzw. thermodynamisch gemittelten Temperatur erfolgt in Anlehnung an [Baehr, 2002], S. 97 ff. In [Alefeld, 1987b], [Feuerecker, 1994] wird alternativ dazu auch der Begriff einer entropisch gemittelten Temperatur verwendet und die Differenz $\Delta\widetilde{T} = \widetilde{t} - \widetilde{T}$ als entropische Temperaturdifferenz bezeichnet. Unter Beibehaltung der Terminologie in [Baehr, 2002] und [Ziegler, 1998a] wird diese hier als thermodynamische Temperaturdifferenz bezeichnet.

$$\begin{aligned}\widetilde{T} &= \frac{\dot{Q}}{\Delta\dot{S}_{int}} = \frac{\int \dot{m}\cdot c_p\, dT}{\int \frac{1}{T}\cdot \dot{m}\cdot c_p\, dT} = \frac{\int \dot{W}_{int}(T)\, dT}{\int \frac{1}{T}\cdot \dot{W}_{int}(T)\, dT} \\ \widetilde{t} &= \frac{\dot{Q}}{\Delta\dot{S}_{ext}} = \frac{\int \dot{m}\cdot c_p\, dt}{\int \frac{1}{t}\cdot \dot{m}\cdot c_p\, dt} = \frac{\int \dot{W}_{ext}(t)\, dt}{\int \frac{1}{t}\cdot \dot{W}_{ext}(t)\, dt}\end{aligned} \tag{L.8}$$

Denn die Entropieproduktion $\Delta\dot{S}_{D,irr}$ bei der irreversiblen Wärmeübertragung ist gegeben durch die Entropiebilanz

$$\Delta\dot{S}_{D,irr} = \Delta\dot{S}_{int} - \Delta\dot{S}_{ext} = \dot{Q}_D\cdot\left(\frac{1}{\widetilde{T}} - \frac{1}{\widetilde{t}}\right) = \dot{Q}_D\cdot\frac{\widetilde{t}-\widetilde{T}}{\widetilde{t}\cdot\widetilde{T}} \tag{L.9}$$

und damit wegen Gleichung (L.8) abhängig von der Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazitätsströme (d.h. $\Delta\dot{S}_{D,irr} = f(\dot{W}_{int}(T), \dot{W}_{ext}(t))$. Allerdings ist die Entropieerzeugung auch durch die Größe bzw. die Wärmedurchlässigkeit des Wärmeübertragers bestimmt. Mit der Entropiebilanz (L.9) kann daher nicht die Wärmeübertragungsgleichung sondern nur eine Energiebilanz (z.B. desjenigen Stromes mit temperaturabhängigem Wärmekapazitätsstrom) ersetzt werden. Dennoch ließe sich auch mit der Differenz der thermodynamischen Temperaturen eine Übertragungsgleichung formulieren,

$$\dot{Q}_D = Y_D\cdot(\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D)\cdot\widetilde{z}_D \tag{L.10}$$

wobei der Temperaturdifferenzfaktor $\widetilde{z}_D$ die mittlere treibende Temperaturdifferenz auf die thermodynamische Temperaturdifferenz bezieht.

$$\begin{aligned}\widetilde{z}_D &= \frac{\Delta T_{m,D}}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D} = \frac{\Delta T_{log,D}\cdot\kappa_D}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D} = \frac{\dot{Q}_{D1}/Y_D + \dot{Q}_{D2}/Y_D}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D} \\ &= \frac{(Y_{D1}\cdot\Delta T_{log,D1})/Y_D + (Y_{D2}\cdot\Delta T_{log,D2})/Y_D}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D} \\ &= (1-n_{D2})\cdot z_{D1}\cdot\frac{\Delta T_{D1}}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D} + n_{D2}\cdot z_{D2}\cdot\frac{\Delta T_{D2}}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D}\end{aligned} \tag{L.11}$$

Ebenso wie der Temperaturdifferenzfaktor z_D nach Gleichung (L.4) ist auch $\widetilde{z}_D$ eine Funktion von κ_D bzw. vom Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} sowie den Temperaturdifferenzen in den beiden Bereichen. Verwendet man jedoch die Übertragungsgleichung (L.10), um eine zu Gleichung (L.3) äquivalente Schreibweise für die Bestimmung des Durchlässigkeitsanteils n_{D2} anzugeben,

$$q_{D2} = \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{Q}_D} = n_{D2}\cdot\underbrace{\frac{t_{D2}-T_{D2}}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D}}_{\theta_{D2}}\cdot\underbrace{\frac{z_{D2}}{\widetilde{z}_D}}_{\zeta_{D2}} \tag{L.12}$$

beziehungsweise nach einfacher Umstellung von (L.12)

$$n_{D2} = q_{D2} \cdot \frac{1}{\theta_{D2}} \cdot \frac{1}{\zeta_{D2}} \tag{L.13}$$

zeigt sich, dass das Temperaturdifferenzverhältnis θ_{D2} über eine Näherung der thermodynamischen Temperaturdifferenz und mit Hilfe von charakteristischen Koeffizienten aus der Methode gut bestimmt werden kann. Mit der thermodynamischen Temperaturdifferenz wird anstelle von κ_D der wesentliche Einfluss von unterschiedlichen Wärmekapazitätsströmen auf n_{D2} berücksichtigt. Außerdem kann auf eine iterative Berechnung der Temperaturdifferenzfaktoren $z_{D2}(n_{D2})$ und $\widetilde{z}_D(n_{D2})$ verzichtet werden, in dem man Näherungen verwendet (die ebenfalls ohne κ_D auskommen) und daraus das Verhältnis ζ_{D2} berechnet.
Ausgehend von Gleichung (L.13) vollzieht man nun folgende Schritte zur expliziten Bestimmung des Wärmedurchlässigkeitsanteils n_{D2}, die nachfolgend (zusammen mit den durchgeführten Näherungen) detaillierter erläutert werden.

1. Ermittlung einer Näherung für die thermodynamische Temperaturdifferenz über die arithmetischen Mitteltemperaturen T_{D1} und T_{D2} sowie den Wärmestromanteil q_{D2}.

2. Bestimmung von θ_{D2} mit Hilfe der charakteristischen Koeffizienten K_{XNx} und einer ersten, groben Näherung für die Kälteleistung $\dot{Q}_E^{'}$, die ohne den Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} auskommt.

3. Verwendung von Näherungen für die Temperaturdifferenzfaktoren z_{D2} und $\widetilde{z}_D$ zur näherungsweisen Berechnung von ζ_{D2}.

L.1.2 Näherung der thermodynamischen Temperatur

Bei temperatur*un*abhängigen Stoffwerten auf der externen Seite und Temperaturspreizungen $g_D = t_{Di} - t_{Do}$, die bei Absorptionskälteanlagen i.A. klein sind gegenüber dem arithmetischen Mittelwert der Temperaturen (d.h. $\frac{g_D}{2 \cdot t_D} = x < 0,1$), entspricht die thermodynamische Mitteltemperatur in etwa der arithmetischen Mitteltemperatur, da für kleine x mit $ln\left(\frac{1+x}{1-x}\right) = 2 \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^{2n+1}}{2n+1}$ und Abbruch nach dem ersten Glied gilt (siehe [Feuerecker, 1994], [Ziegler, 1998a]):

$$\widetilde{t}_D = \frac{g_D}{ln(\frac{1+x}{1-x})} \approx \frac{g_D}{2 \cdot x} = t_D \ . \tag{L.14}$$

Die interne thermodynamische Mitteltemperatur muss dagegen wegen der unterschiedlichen bzw. temperaturabhängigen internen Wärmekapazitätsströme über eine Integration zwischen den Ein- und Austrittstemperaturen der beiden Bereiche

D1 und D2 berechnet werden.

$$\widetilde{T}_D = \frac{\Delta \dot{H}}{\Delta \dot{S}} = \frac{\int\limits_{T_{Sor}}^{T_{Ds}} \dot{m}_r \cdot c_{p,r}\, dT + \int\limits_{T_{Ds}}^{T_{De}} \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}\, dT}{\int\limits_{T_{Sor}}^{T_{Ds}} \frac{1}{T} \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r}\, dT + \int\limits_{T_{Ds}}^{T_{De}} \frac{1}{T} \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}\, dT} \tag{L.15}$$

Können jedoch die Stoffwerte bzw. die Wärmekapazitätsströme in jedem einzelnen Bereich als temperaturunabhängig bzw. konstant angenommen werden, ist

$$\widetilde{T}_D = \frac{\dot{W}_{int,D1} \cdot G_{D1} + \dot{W}_{int,D2} \cdot G_{D2}}{\dot{W}_{int,D1} \cdot ln(\frac{T_{Ds}}{T_{Sor}}) + \dot{W}_{int,D2} \cdot ln(\frac{T_{De}}{T_{Ds}})} = \frac{\dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}}{\Delta \dot{S}_{D1} + \Delta \dot{S}_{D2}} \tag{L.16}$$

bzw.

$$\frac{\dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}}{\widetilde{T}_D} = \Delta \dot{S}_{D1} + \Delta \dot{S}_{D2} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\widetilde{T}_{D1}} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{\widetilde{T}_{D2}}\ . \tag{L.17}$$

Da die internen Spreizungen G_{DN} (mit $N = 1, 2$) ebenfalls klein sind gegenüber den internen thermodynamischen Mitteltemperaturen $\widetilde{T}_{DN}$ ergibt sich durch Anwendung der Näherung (L.14) auf die internen Temperaturen der beiden Bereiche

$$\frac{\dot{Q}_D}{\widetilde{T}_D} = \frac{\dot{Q}_{D1}}{\widetilde{T}_{D1}} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{\widetilde{T}_{D2}} \approx \frac{\dot{Q}_{D1}}{T_{D1}} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{T_{D2}} \tag{L.18}$$

bzw. nach Multiplikation mit $\widetilde{T}_D^2$

$$\dot{Q}_D \cdot \widetilde{T}_D \approx \dot{Q}_{D1} \cdot \frac{\widetilde{T}_D^2}{T_{D1}} + \dot{Q}_{D2} \cdot \frac{\widetilde{T}_D^2}{T_{D2}}\ . \tag{L.19}$$

Wird angenommen, dass der Unterschied zwischen der thermodynamischen (Gesamt-) Mitteltemperatur und der arithmetischen Mitteltemperatur im jeweiligen Bereich (d.h. $\Delta T_N = \widetilde{T}_D - T_{DN}$) in Bezug zur arithmetischen Mitteltemperatur sehr klein ist (d.h. $\frac{\Delta T_N}{T_{DN}} \ll 1$), folgt nach Umformung von (L.19)

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D \cdot \widetilde{T}_D &\approx \dot{Q}_{D1} \cdot \frac{(T_{D1} + \Delta T_1)^2}{T_{D1}} + \dot{Q}_{D2} \cdot \frac{(T_{D2} + \Delta T_2)^2}{T_{D2}} \\ &\approx \dot{Q}_{D1} \cdot T_{D1} \cdot \left(1 + \frac{\Delta T_1}{T_{D1}}\right)^2 + \dot{Q}_{D2} \cdot T_{D2} \cdot \left(1 + \frac{\Delta T_2}{T_{D2}}\right)^2 \end{aligned} \tag{L.20}$$

schließlich, dass $\widetilde{T}_D$ näherungsweise auch durch eine wärmestromgewichtete Mitteltemperatur $\widetilde{T}_D'$ berechnet werden kann.

$$\begin{aligned}\widetilde{T}_D \approx \widetilde{T}_D' &= \frac{1}{\dot{Q}_D} \cdot (T_{D1} \cdot \dot{Q}_{D1} + T_{D2} \cdot \dot{Q}_{D2}) \\ &= T_{D1} \cdot q_{D1} + T_{D2} \cdot (1 - q_{D1}) = T_{D2} - q_{D1} \cdot (T_{D2} - T_{D1})\end{aligned} \tag{L.21}$$

Dabei ist die aus obiger Annahme folgende Differenz zwischen $\widetilde{T}_D$ nach Gleichung (L.16) und $\widetilde{T}_D'$ nach Gleichung (L.21), die sich als Fehler in der thermodynamischen Temperaturdifferenz $\Delta\widetilde{T}_D = \widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D \approx t_D - \widetilde{T}_D'$ auswirkt, ebenfalls klein.

$$\begin{aligned}\epsilon_{\Delta T} = \widetilde{T}_D - \widetilde{T}_D' &= \frac{\dot{Q}_D}{\frac{\dot{Q}_{D1}}{T_{D1}} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{T_{D2}}} - \Big(T_{D2} - q_{D1} \cdot (T_{D2} - T_{D1})\Big) \\ &= \frac{-q_{D1} \cdot (1 - q_{D1}) \cdot G_{D,21}^2}{T_{D2} - (1 - q_{D1}) \cdot G_{D,21}}\end{aligned} \tag{L.22}$$

Für übliche Werte der Eintrittsüberhitzung bzw. -unterkühlung (d.h. $|q_{D1}| < 0.5$) und nicht zu große Unterschiede zwischen den Mitteltemperaturen der Bereiche (d.h. $G_{D,21} = T_{D2} - T_{D1} < 10$ K) ist der Fehler $\epsilon_{\Delta T}$ betragsmäßig kleiner als $0,1$ K. Dies gilt auch für die niedrigeren Temperaturen am Absorber (z.B. bei $T_{A2} \approx 300$ K anstelle von $T_{D2} \approx 340$ K, siehe Bild L.2).

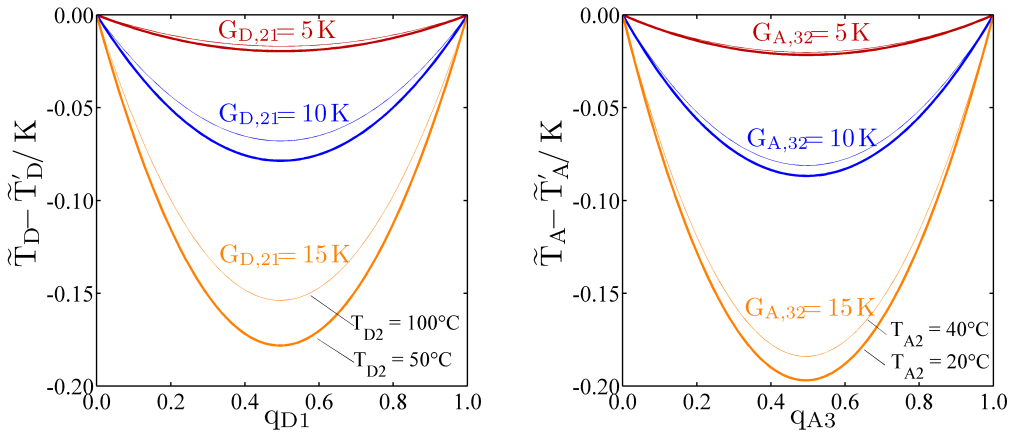


Bild L.2: Darstellung des Fehlers bei Näherung der thermodynamischen Temperaturdifferenz im Desorber (links) und Absorber (rechts).

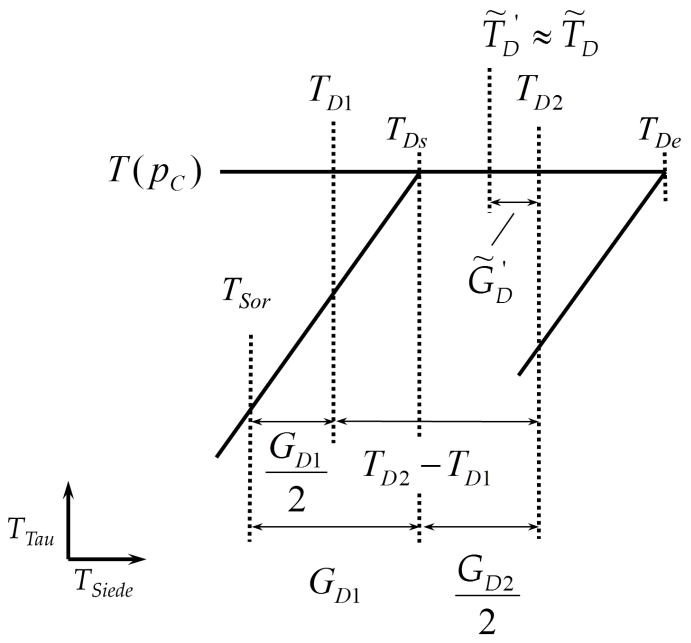


Bild L.3: Zusammenhang zwischen den internen Temperaturen im Desorber bei Berechnung der Wärmeübertragung nach Variante B.

Mit dem Zusammenhang zwischen den arithmetischen Mitteltemperaturen der beiden Bereiche (siehe Bild L.3)

$$G_{D,21} = T_{D2} - T_{D1} = \frac{G_{D1}}{2} + \frac{G_{D2}}{2} \tag{L.23}$$

und Gleichung (L.21) lässt sich auch die interne Spreizung $\widetilde{G}_D'$ zwischen der arithmetischen Mitteltemperatur im Bereich D2 und der (genäherten) thermodynamischen Mitteltemperatur der Gesamtwärmeübertragung formulieren. Dieser Unterschied wird nachfolgend für die Bestimmung des Temperaturdifferenzverhältnisses θ_{D2} benötigt.

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_D' = T_{D2} - \widetilde{T}_D' &= \left(\frac{G_{D1}}{2} + \frac{G_{D2}}{2} \right) \cdot q_{D1} = \frac{\dot{Q}_{D1} \cdot q_{D1}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r}} + \frac{\dot{Q}_{D2} \cdot q_{D1}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D2}} \\ &= \frac{\dot{Q}_{D1} \cdot q_{D1}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D1}} + \frac{\dot{Q}_{D2} \cdot q_{D1}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}} \end{aligned} \tag{L.24}$$

L.1.3 Bestimmung von θ_{D2}

Das Temperaturdifferenzverhältnis θ_{D2} ist ein Maß für die treibende Temperaturdifferenz im Bereich D2 im Verhältnis zur gesamten treibenden Temperaturdifferenz, auch wenn dies ohne die Berücksichtigung von ζ_{D2} (siehe Gleichung (L.12)) nur näherungsweise gilt. Ziel der nachfolgenden Herleitung ist es, die lastabhängige Änderung von θ_{D2} durch charakteristische Koeffizienten auszudrücken. Der Einfluss von ζ_{D2} auf n_{D2} entsprechend (L.13) wird anschließend über Näherungen der Temperaturdifferenzfaktoren z_{D2} und $\widetilde{z}_D$ berücksichtigt.

Mit Hilfe der zuvor hergeleiteten Approximation für die thermodynamischen Mitteltemperaturen auf der internen und externen Seite ergibt sich für das Temperaturdifferenzverhältnis

$$\theta_{D2} = \frac{t_{D2} - T_{D2}}{\widetilde{t}_D - \widetilde{T}_D} \approx \frac{t_{D2} - T_{D2}}{t_D - \widetilde{T}_D'} = \frac{t_{D2} - T_{D2}}{t_D - T_{D2} + \widetilde{G}_D'}. \tag{L.25}$$

Mit $t_{D2} = t_D + \frac{q_{D1}}{2}$ und Gleichung (L.24) folgt

$$\theta_{D2} = \frac{t_D - T_{D2} + \dfrac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \dot{W}_{ext,D}}}{t_D - T_{D2} + \dot{Q}_{D1} \cdot \dfrac{1 - q_{D2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D1}} + \dot{Q}_{D2} \cdot \dfrac{1 - q_{D2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}}} \tag{L.26}$$

bzw. nach Verwendung der charakteristischen Koeffizienten zur Eliminierung von $\dot{Q}_{D1}$ und $\dot{Q}_{D2}$

$$\theta_{D2} = \frac{t_D - T_{D2} + \dot{Q}_E \cdot \frac{K_{D1s}}{2 \cdot \dot{W}_{ext,D}} + \Delta t_L \cdot \frac{K_{D1r}}{2 \cdot \dot{W}_{ext,D}}}{t_D - T_{D2} + \dot{Q}_E \cdot \left(\frac{K_{D1s} \cdot (1 - q_{D2})}{2 \cdot \dot{W}_{int,D1}} + \frac{K_{D2} \cdot (1 - q_{D2})}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}} \right) + \Delta t_L \cdot \frac{K_{D1r} \cdot (1 - q_{D2})}{2 \cdot \dot{W}_{int,D1}}}. \tag{L.27}$$

Die Temperaturdifferenz zwischen externer Gesamt-Mitteltemperatur und interner Mitteltemperatur im Bereich D2 (d.h. $t_D - T_{D2}$) kann ebenfalls lastabhängig durch charakteristische Koeffizienten ausgedrückt werden (siehe Abschnitt zur Herleitung charakteristischer Gleichungen, S. 210).

$$\begin{aligned} t_D - T_{D2} = \dot{Q}_E \cdot \left[\frac{K_{D2} + K_{D1s}}{Y_D \cdot \widetilde{z}_D} - \frac{K_{D1s} \cdot q_{D1}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r}} - \frac{K_{D2} \cdot q_{D1}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,D}} \right] \\ + \left[\frac{K_{D1r}}{Y_D \cdot \widetilde{z}_D} - \frac{K_{D1r} \cdot q_{D1}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r}} \right] \cdot \Delta t_L \end{aligned} \tag{L.28}$$

Einsetzen von (L.28) in (L.27) ergibt nach einigen Umformungen ohne Näherungen

$$\theta_{D2} = 1 + \left[\frac{\dot{Q}_E \cdot \left(K_{D1s} - q_{D1} \cdot (K_{D2} \cdot R_{D2} + K_{D1s} \cdot R_{D1}) \right)}{\dot{Q}_E \cdot (K_{D2} + K_{D1s}) + \Delta t_L \cdot K_{D1r}} \right.$$

$$\left. + \frac{\Delta t_L \cdot K_{D1r} \cdot (1 - q_{D1} \cdot R_{D1})}{\dot{Q}_E \cdot (K_{D2} + K_{D1s}) + \Delta t_L \cdot K_{D1r}} \right] \cdot \frac{NTU_D \cdot \widetilde{z}_D}{2} \tag{L.29}$$

$$= 1 + \frac{q_{D1}}{2} \cdot (1 - R_D) \cdot NTU_D \cdot \widetilde{z}_D \; .$$

Dieser Ausdruck für θ_{D2} ist bis auf die (sehr gute) Eingangsnäherung der thermodynamischen Temperaturen ($\widetilde{t} \approx t$ bzw. $\widetilde{T} \approx \widetilde{T}'$) exakt, aber wegen $\theta_{D2} = f(\dot{Q}_E(\theta_{D2}))$ wiederum nur implizit lösbar. Zur Vermeidung einer impliziten Bestimmung kann jedoch für $\dot{Q}_E$ die Näherungslösung $\dot{Q}_{E,1}$ des ersten Prädiktor-Schrittes verwendet werden, die unabhängig vom Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D2} und damit auch unabhängig von θ_{D2} ist. Dazu berechnet man mit charakteristischen Koeffizienten $K_{XNx,1}$ (die näherungsweise mit einem konstanten Drosselverlust von z.B. $\mu'_{DV,1} = 0,05$ und einem Wärmekapazitätsstromverhältnis der Lösungen von z.B. $R'_{S,1} = 1,1$ bestimmt wurden) eine Kälteleistung $\dot{Q}_E \approx \dot{Q}_{E,1} = \dot{Q}_{E,AA,1}$ mit Berechnung der Wärmeübertragung im De- und Absorber nach Variante A (siehe Abschnitt 3.4.2). Mit dieser Näherung $\dot{Q}_{E,1}$ und den Koeffizienten $K_{XNx,1}$ lässt sich auch eine erste Näherung für den externen Temperaturhub $\Delta t_{L,1} \approx t_C - t_E$ ermitteln und daraus die genäherten Wärmestromanteile

$$q'_{D2,1} = \frac{K_{D2,1} \cdot \dot{Q}_{E,1}}{(K_{D2,1} + K_{D1s,1}) \cdot \dot{Q}_{E,1} + K_{D1r,1} \cdot \Delta t_{L,1}}$$

$$q_{D1,1} = 1 - q'_{D2,1} \; . \tag{L.30}$$

Nach Einsetzen von (L.30) in (L.29) und (L.13) ergibt sich als Näherung

$$n'_{D2} = q_{D2,1} \cdot \left[1 + \frac{q_{D1,1}}{2} \cdot (1 - R_D) \cdot NTU_D \cdot \widetilde{z}_D \right]^{-1} \cdot \frac{\widetilde{z}_D}{z_{D2}} \tag{L.31}$$

Zur Ermittlung des genäherten Wärmedurchlässigkeitsanteils n'_{D2} muss nun noch für den thermodynamischen Temperaturdifferenzfaktor $\widetilde{z}_D$ und den Differenzfaktor z_{D2}, die beide entsprechend Gleichung (L.11) bzw. (L.1h) von n_{D2} abhängig sind, die implizite Berechnung durch Näherungen vermieden werden.

L.1.3.1 Erläuterungen zur Näherung von $\widetilde{z}_D$

Ersetzt man in der Bestimmungsgleichung für den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor (linke Seite von (2.172)) die mittlere treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,D}$ durch die thermodynamische Temperaturdifferenz und den logarithmischen Mittelwert der Gesamtwärmeübertragung $\Delta T_{log,D}$ durch die arithmetische Temperaturdifferenz jeweils mit den zugehörigen Temperaturdifferenzfaktoren, ergibt sich

$$\kappa_D = \frac{\Delta T_{m,D}}{\Delta T_{log,D}} = \frac{\Delta \widetilde{T}_D}{\Delta T_D} \cdot \frac{\widetilde{z}_D(\kappa_D)}{z_D(\kappa_D)} \,. \tag{L.32}$$

wobei $\widetilde{z}_D(\kappa_D)$ nach (L.11) und $z_D(\kappa_D)$ nach (L.4) zu berechnen sind. Durch Einführung eines Temperaturdifferenzfaktors

$$\widetilde{z}_D^{'} = \frac{2 \cdot e^{(R_D^{'}-1)\cdot NTU_D} - 1}{(R_D^{'}-1)\cdot NTU_D \cdot e^{(R_D^{'}-1)\cdot NTU_D} + 1} \tag{L.33}$$

d.h. ohne Berücksichtigung von κ_D (vergleiche (L.33) mit (L.4)) und mit einem über $q_{D2}^{'}$ genäherten Gesamt-Wärmekapazitätsstromverhältnis

$$R_D^{'} = (1 - q_{D2}^{'}) \cdot R_{D1} + q_{D2}^{'} \cdot R_{D2} \,. \tag{L.34}$$

folgt nach Auflösen der rechten Seite von Gleichung (L.32) für den thermodynamischen Temperaturdifferenzfaktor

$$\widetilde{z}_D = \underbrace{\frac{\Delta T_{m,D}}{\Delta T_{log,D}}}_{\kappa_D} \cdot \underbrace{\frac{\Delta T_D}{\Delta \widetilde{T}_D}}_{1/\kappa_D^{'}} \cdot \underbrace{\frac{z_D(\kappa_D)}{\widetilde{z}_D^{'}}}_{\zeta_D^{'}} \cdot \widetilde{z}_D^{'}. \tag{L.35}$$

Fasst man nun das Verhältnis aus thermodynamischer und arithmetischer Temperaturdifferenz $\kappa_D^{'}$ als Näherung für den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D auf (siehe Bild L.4) und berechnet $z_D(\kappa_D)$ im Verhältnis $\zeta_D^{'}$ der Temperaturdifferenzfaktoren zunächst exakt (z.B. mit Hilfe des *Engineering Equation Solvers*, EES), zeigt sich mit den zusammengefassten Größen aus (L.35)

$$\widetilde{z}_D = \underbrace{\frac{\kappa_D}{\kappa_D^{'}} \cdot \zeta_D^{'}}_{f_z^{'}} \cdot \widetilde{z}_D^{'} \tag{L.36}$$

dass der Faktor $f_z^{'}$ über große Teillastbereiche nahe Eins ist (siehe Bild L.4), so dass der Näherungsfehler ϵ_z entsprechend klein wird.

$$\epsilon_z = \frac{\widetilde{z}_D^{'} - \widetilde{z}_D}{\widetilde{z}_D} \tag{L.37}$$

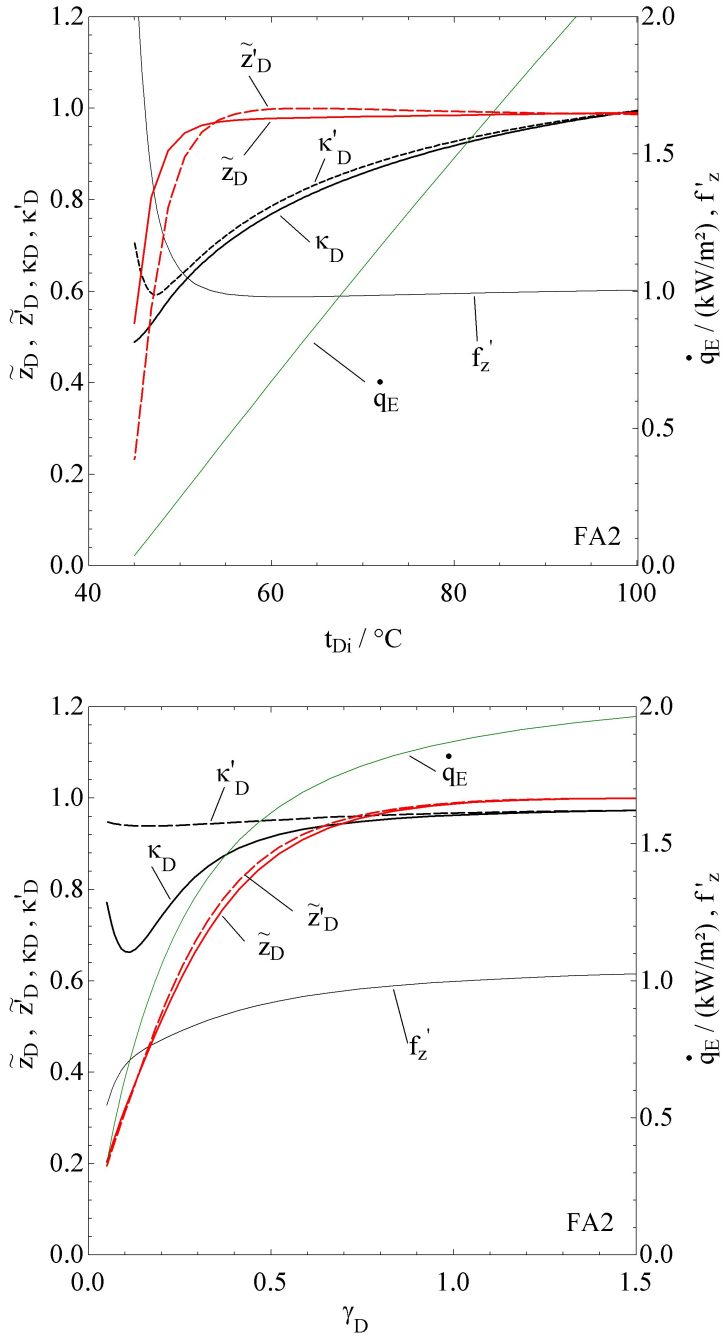


Bild L.4: Vergleich der exakten und genäherten (gestrichenen) Größen für die Näherung des thermodynamischen Temperaturdifferenzfaktors $\tilde{z}'_D \approx \tilde{z}_D$ am Beispiel der Anlage FA2 bei Variation der Antriebstemperatur (oben) und des externen Heißwassermassenstroms (unten). Für die exakten Berechnungen der Anlage FA2 in EES wurde der Desorber nach Variante B und der Absorber nach Variante A berechnet.

Damit kann das Temperaturdifferenzverhältnis $\theta_{D2} \approx \theta'_{D2}$ mit $\widetilde{z}'_D$ als Näherung für $\widetilde{z}_D$ bestimmt werden.

$$\theta'_{D2} = 1 + \frac{q'_{D1}}{2} \cdot (1 - R'_D) \cdot NTU_D \cdot \widetilde{z}'_D \tag{L.38}$$

Zur Bestimmung von n_{D2} nach Gleichung (L.13) ist damit nur noch eine explizite Berechnungsmöglichkeit für den Temperaturdifferenzfaktor z_{D2} im Verhältnis ζ'_{D2} erforderlich.

L.1.3.2 Näherung für z_{D2}

Zur Vermeidung einer impliziten Berechnung von $z_{D2}(n_{D2})$ wird eine zweite, gröbere Näherung n''_{D2} verwendet. Diese basiert auf dem Zusammenhang zwischen den dimensionslosen Temperaturänderungen im Bereich D2 bei Berechnung der Wärmeübertragung entsprechend Variante A bzw. B.

$$P_{D2,A} = \frac{g_{D2,A}}{t_{Di} - T_{Ds,A}} \qquad P_{D2,B} = \frac{g_{D2,B}}{t_{Di} - T_{Ds,B}} \tag{L.39}$$

Mit

$$g_{D2,A} = \frac{\dot{Q}_{D2,A}}{\dot{W}_D} = \frac{K_{D2} \cdot \dot{Q}_{E,A}}{\dot{W}_D} \tag{L.40}$$

und dem auf Seite 503 als Gleichung (N.5) hergeleiteten Zusammenhang

$$T_{Ds,A} = t_{Di} - \frac{\dot{Q}_{D,A}}{\dot{W}_D \cdot P_{D,A}} + \frac{\dot{Q}_{D1,A}}{\widetilde{\dot{W}}_{D1}} \tag{L.41}$$

folgt nach Einsetzen und Umformen mit $R_{D1,A} = \dot{W}_D / \widetilde{\dot{W}}_{D1}$

$$P_{D2,A} = \frac{\dot{Q}_{E,A}}{\dot{Q}_{D,A}} \cdot \frac{K_{D2}}{1/P_{D,A} - R_{D1,A} \cdot q_{D1,A}} = \frac{q_{D2,A}}{1/P_{D,A} - R_{D1,A} \cdot q_{D1,A}} \,. \tag{L.42}$$

Hiervon unterscheidet sich die dimensionslose Temperaturänderung bei Variante B, da sich bei gleicher Starttemperatur des Desorptionsprozesses $T_{Ds} = T_{Ds,A} = T_{Ds,B}$ durch den bei Variante B geringeren internen Wärmekapazitätsstrom im Bereich D1 gegenüber Variante A ($\dot{W}_r < \widetilde{\dot{W}}_{D1}$) eine größere treibende Temperaturdifferenz ergibt. Damit ist eine um Δt geringere externe Eintrittstemperatur in den Bereich D1 ausreichend, um den Wärmestrom $\dot{Q}_{D1}$ zu übertragen (siehe Bild L.5). Die dimensionslose Temperaturänderung für Variante B im Bereich D2 lässt sich daraus

zusammen mit (L.42) wie folgt entwickeln.

$$P_{D2,B} = \frac{g_{D2,B}}{t_{Di} - T_{Ds}} = \frac{g_{D2,A} + \Delta t}{t_{Di} - T_{Ds}} = \frac{q_{D2,A} + \Delta t / g_{D,A}}{1/P_{D,A} - R_{D1,A} \cdot (1 - q_{D2,A})} \,. \tag{L.43}$$

Unter der Voraussetzung, dass Δt und $q_{D2,A}$ (näherungsweise) bestimmt werden können, berechnet man mit $P_{D2,B}$ über den Zusammenhang der dimensionslosen Kennzahlen bei reinem Gegenstrom (siehe [Roetzel und Spang, 2006b])

$$NTU = \begin{cases} \dfrac{1}{1-R} \cdot ln\left(\dfrac{1 - R \cdot P}{1 - P}\right) & \text{für } R \neq 1 \\ \dfrac{P}{1-P} & \text{für } R = 1 \end{cases} \tag{L.44}$$

eine dimensionslose Wärmedurchlässigkeit $NTU_{D2,B}$, die im Verhältnis zu NTU_D den gesuchten Wärmedurchlässigkeitsanteil ergibt.

$$n_{D2} = \frac{NTU_{D2,B}}{NTU_D} = \begin{cases} \dfrac{ln\left(\frac{1 - R_{D2} \cdot P_{D2,B}}{1 - P_{D2,B}}\right)}{(1 - R_{D2}) \cdot NTU_D} & \text{für } R_{D2} \neq 1 \\ \dfrac{P_{D2,B}}{(1 - P_{D2,B}) \cdot NTU_D} & \text{für } R_{D2} = 1 \end{cases} \tag{L.45}$$

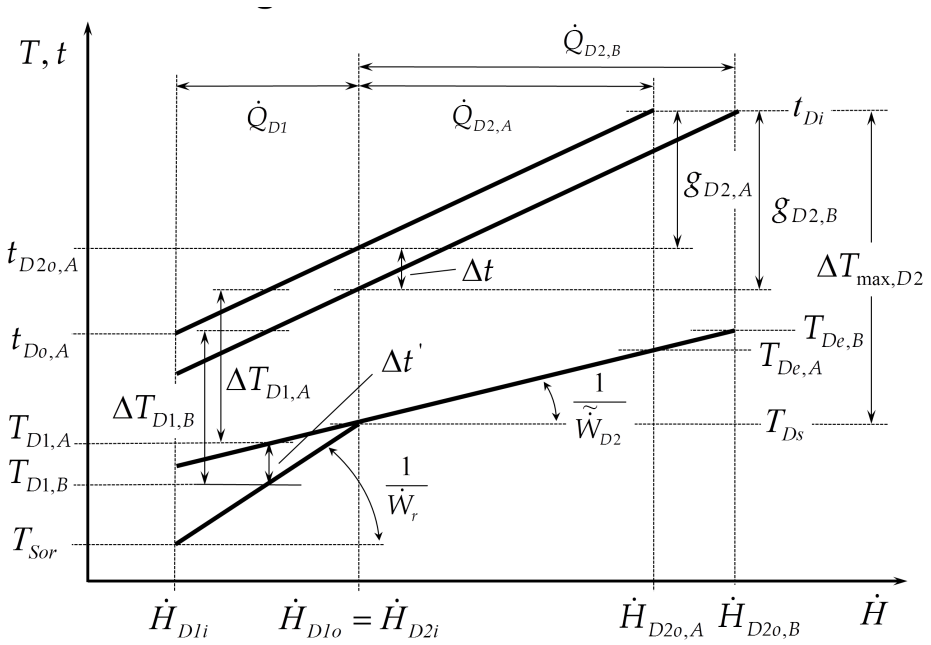


Bild L.5: $\dot{H}$-T-Diagramm zur Näherung für z_{D2}.

Zur Berechnung der Näherung n''_{D2} mit Gleichung (L.45) kann Δt näherungsweise auch als Unterschied der treibenden Temperaturdifferenzen im Bereich D1 zwischen Variante A und B aufgefasst werden, wenn diese mit den arithmetischen Differenzen hinreichend genau übereinstimmen und der Unterschied in der Aufteilung der Wärmedurchlässigkeiten vernachlässigt werden kann, d.h. $Y_{D1,A} = Y_{D1,B}$ bzw.

$$y_{AB} = \frac{z_{D1,A} \cdot Y_{D1,A}}{z_{D1,B} \cdot Y_{D1,B}} \approx 1. \tag{L.46}$$

Der Unterschied Δt zwischen Variante A und B ist unter diesen Voraussetzungen

$$\Delta t \approx \Delta t' = T_{D1,A} - T_{D1,B}\ . \tag{L.47}$$

Da für beide Übertragungsvarianten von bereichsweise konstanten Wärmekapazitätsströmen ausgegangen wird, ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta t' &= T_{Ds} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_{D1}} - \left(T_{Ds} - \frac{\dot{Q}_{D1}}{2 \cdot \dot{W}_r} \right) \\ &= \frac{\dot{Q}_{D1}}{2} \cdot \left(\frac{1}{\dot{W}_r} - \frac{1}{\widetilde{\dot{W}}_{D1}} \right) . \end{aligned} \tag{L.48}$$

Durch Einsetzen dieser Näherung für Δt in (L.43) ermittelt man unter erneuter Verwendung des genäherten Wärmestromanteils q'_{D2} nach Gleichung (L.30) für $q_{D2,A}$ in Gleichung (L.43) schließlich die dimensionslose Temperaturänderung zu

$$P''_{D2,B} = \frac{q'_{D2} + \frac{1-q'_{D2}}{2} \cdot (R_{D1,B} - R_{D1,A})}{1/P_{D,A} - R_{D1,A} \cdot (1 - q'_{D2})}\ . \tag{L.49}$$

Aufgrund der Annahmen zu (L.46), die last- und/oder anlagenabhängig zu großen Ungenauigkeiten führen können (siehe Diskussion in Abschnitt L.2) sind mit (L.49) auch Zahlenwerte $P''_{D2,B} > 1$ möglich. Daher muss das Berechnungsergebnis im Nachgang auf den Wertebereich $[0..1]$ begrenzt werden, um mit der Logarithmusfunktion in (L.45) die Näherung für den Wärmedurchlässigkeitsanteil ohne mathematischen Fehler berechnen zu können.

$$n''_{D2} = \frac{NTU''_{D2,B}}{NTU_D} = \begin{cases} \dfrac{ln\left(\frac{1-R_{D2} \cdot P''_{D2,B}}{1-P''_{D2,B}}\right)}{(1-R_{D2}) \cdot NTU_D} & \text{für } R_{D2} \neq 1 \\ \dfrac{P''_{D2,B}}{(1-P''_{D2,B}) \cdot NTU_D} & \text{für } R_{D2} = 1 \end{cases} \tag{L.50}$$

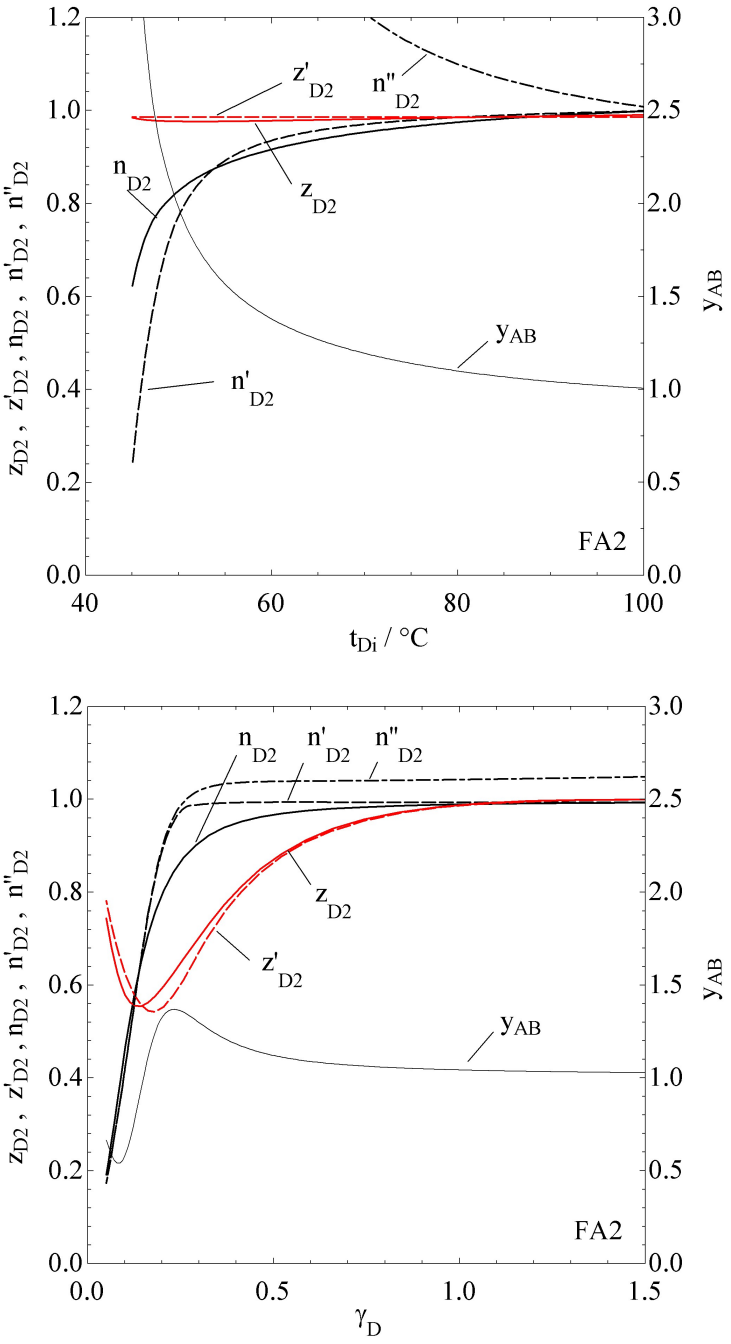


Bild L.6: Vergleich der exakten und genäherten Größen (ohne Begrenzungen) für die Näherung des Temperaturdifferenzfaktors $z'_{D2} \approx z_{D2}$ am Beispiel der Anlage FA2 bei Variation der Antriebstemperatur (oben) und des externen Heißwassermassenstroms (unten).

Trotz Begrenzung von $P''_{D2,B} < 1$ muss anschließend auch $n''_{D2} > 1$ abgefangen werden, weil bei großen, ungenauen Werten (d.h. $P''_{D2,B} \gtrsim 0,95 \pm 0,05$) der Zähler

in (L.50) so groß werden kann, dass Werte $NTU''_{D2,B} > NTU_D$ möglich sind. Mit den begrenzten Ergebnissen n''_{D2} aus (L.50) bestimmt man z'_{D2} schließlich zu

$$z'_{D2} = \frac{2 \cdot (e^{n''_{D2} \cdot NTU_D \cdot (R_{D2}-1)} - 1)}{n''_{D2} \cdot NTU_D \cdot (R_{D2}-1) \cdot (e^{n''_{D2} \cdot NTU_D \cdot (R_{D2}-1)} + 1)} \tag{L.51}$$

und daraus

$$\zeta'_{D2} = \frac{z'_{D2}}{\widetilde{z}'_D}. \tag{L.52}$$

In Bild L.6 werden die Näherungsergebnisse n'_{D2}, n''_{D2} und z'_{D2} im Vergleich zu den exakten Werten aus der Kreislaufsimulation nach Abschnitt 2.4 dargestellt.

L.1.3.3 Fazit zur Herleitung

Durch die zuvor eingeführten Approximationen lassen sich die benötigten Größen zur Bestimmung des Wärmedurchlässigkeitsanteils n_{D2} nach Gleichung (L.13) näherungsweise berechnen, ohne das dafür der Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D benötigt wird. Stattdessen wir der Einfluss unterschiedlicher Wärmekapazitätsströme auf n_{D2} über eine Näherung der thermodynamischen Temperaturdifferenz in θ'_{D2} berücksichtigt.

$$n'_{D2} = q'_{D2} \cdot \frac{1}{\theta'_{D2} \cdot \zeta'_{D2}} \tag{L.53}$$

Mit dieser Näherung berechnet man die dimensionslose Temperaturänderung im Bereich D2 für Berechnungsvariante B (d.h. bei Wärmeübertragung ohne vorhergehende adiabate Absorption im Bereich D1, z.B. bei überflutetem Desorber) zu

$$P'_{D2,B} = \frac{1 - e^{(R_{D2}-1) \cdot NTU_D \cdot n'_{D2}}}{1 - R_{D2} \cdot e^{(R_{D2}-1) \cdot NTU_D \cdot n'_{D2}}} \; . \tag{L.54}$$

In Bild L.7 sind die Näherungsergebnisse für $P'_{D2,B}$ den exakten Werten $P_{D2,B}$ aus der Kreislaufsimulation nach Abschnitt 2.4 als Funktion der Antriebstemperatur (oben) und als Funktion des normierten Heißwasservolumenstroms (unten) für die Anlagen FA2 und RTG gegenübergestellt. Außerdem ist der Näherungsfehler ϵ_P sowie der Fehler ϵ_Q zwischen simulierter Gesamtwärmeübertragung im Desorber $\dot{Q}_D$ und der Desorberleistung $\dot{Q}_{D,BA}$, die sich aus der erweiterten Berechnungsmethode ergibt, dargestellt.

$$\epsilon_P = \frac{P'_{D2,B} - P_{D2,B}}{P_{D2,B}} \qquad \epsilon_Q = \frac{\dot{Q}_{D,BA} - \dot{Q}_D}{\dot{Q}_D} \tag{L.55}$$

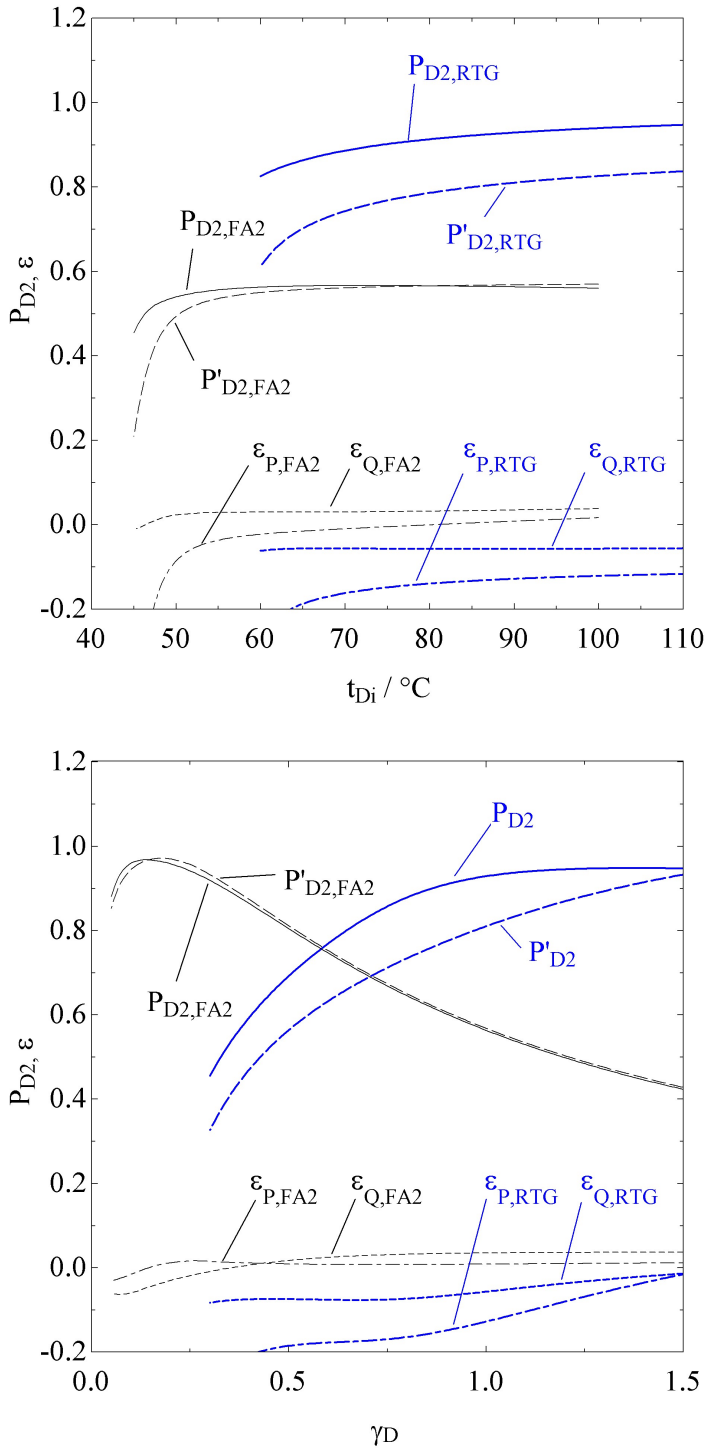


Bild L.7: Verlauf der dimensionslosen Temperaturänderung im Bereich D2 bei Variation der externen Eintrittstemperatur (oben) und des externen Volumenstroms (unten) für die Anlagen FA2 (dünne Linien) und RTG (dicke Linien).

Es zeigt sich, dass für beide Anlagen die Antriebsleistung mit einem Fehler ϵ_Q von weniger als $\pm 10\%$ wiedergegeben werden kann, obwohl sich diese durch eine stark unterschiedliche Verteilung der Wärmedurchlässigkeiten in den Hauptwärmeübertragern auszeichnen. Die aus der Verteilung resultierende Leistungscharakteristik der Anlagen führt insbesondere bei Variation des Heißwasservolumenstroms zu einem entsprechend unterschiedlichen Verlauf der dimensionslosen Temperaturänderung P_{D2}, der aber für beide Anlagen durch das Näherungsverfahren qualitativ richtig wiedergegeben wird. Dennoch ergeben sich für die Anlage RTG deutlich größere Abweichungen zwischen P_{D2} und $P_{D2}^{'}$ als bei der Anlage FA2, ohne dass sich dies gravierend auf die Gesamtwärmeübertragung $\dot{Q}_D$ bzw. den Fehler ϵ_Q auswirkt. Dies ist u.a. auf einen verhältnismäßig geringen Wärmestromanteil q_{D2} zurückzuführen und wird im nachfolgenden Abschnitt zusammen mit anderen Kompensationseffekten diskutiert.

L.2 Diskussion des Verfahrens

Bei der Herleitung des Näherungsverfahrens im vorangegangenen Abschnitt wird zur Ermittlung von $n_{D2}^{'}$ eine weitere Näherung $n_{D2}^{''}$ zur Bestimmung des Verhältnisses $\zeta_{D2}^{'}$ verwendet. Die verwendete Näherung $P_{D2}^{''}$ ist dabei in vielen Fällen von ähnlicher Güte, wie das spätere Ergebnis $P_{D2}^{'}$ (siehe Bild L.8), ohne dass die Verwendung einer Näherung für die thermodynamische Temperaturdifferenz zur Berücksichtigung von bereichsweise verschiedenen Wärmekapazitätsströmen erforderlich wäre. Andererseits sind z.B. bei der Anlage FA2 Begrenzungen erforderlich, um physikalisch unmögliche Ergebnisse für $n_{D2}^{''}$ auszuschließen (Bild L.6) bzw. um qualitativ falsche Verläufe für $P_{D2}^{''}$ zu vermeiden (Bild L.8, oben). Diese Einschränkungen sind zwar für die Werte der Anlage RTG nicht notwendig, allerdings weisen hier sowohl die Näherungswerte für $P_{D2}^{'}$ als auch für $P_{D2}^{''}$ deutlich größere Abweichungen auf, als bei der Anlage FA2.
Zur Verdeutlichung sind in Bild L.9 die Fehler der einzelnen Größen dargestellt, aus denen sich die Näherung des Wärmedurchlässigkeitsanteils $n_{D2}^{'} \approx n_{D2}$ zusammensetzt und mit dem anschließend die dimensionslose Temperaturänderung im Bereich D2 berechnet wird. Zunächst wird die Variation des Heißwasservolumenstroms mit Verweis auf vorangegangene Abbildungen diskutiert.

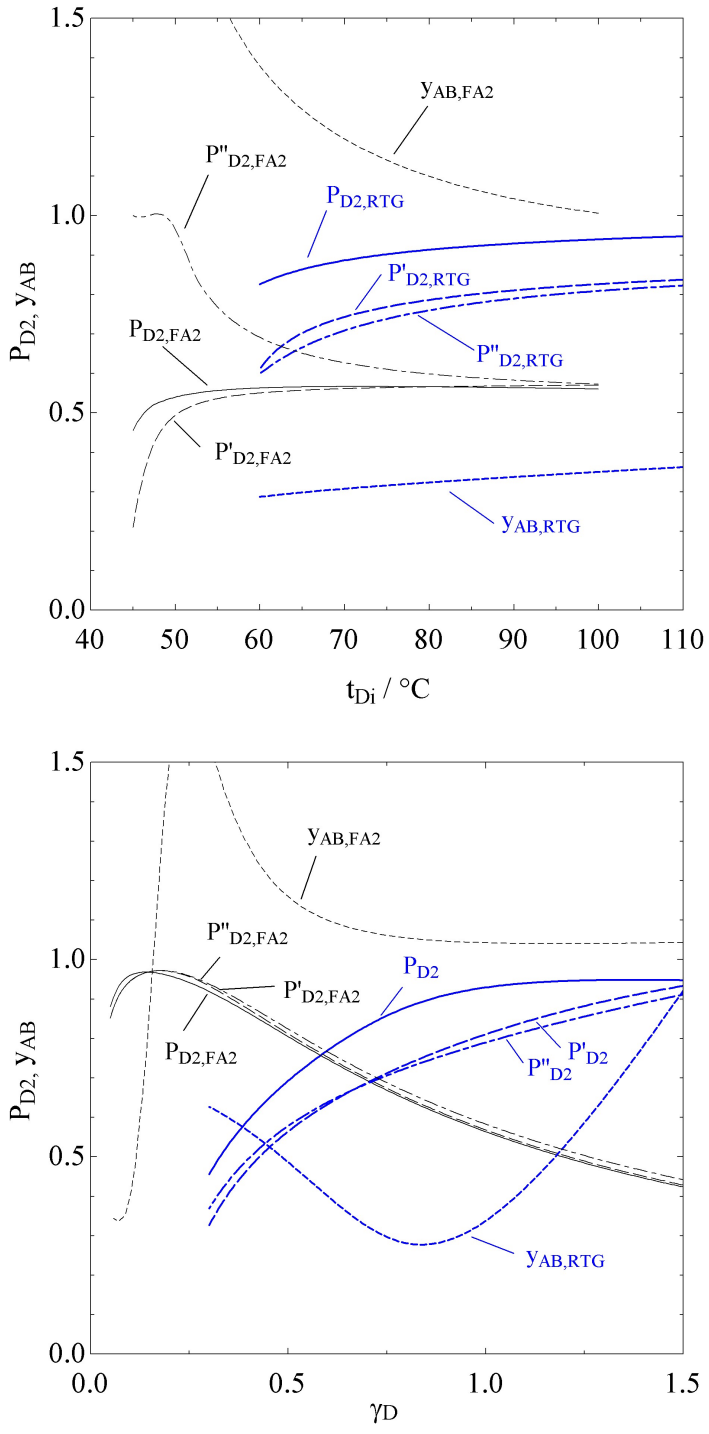


Bild L.8: Verlauf der verschiedenen (unbegrenzten) Näherungen für die dimensionslose Temperaturänderung im Bereich D2 bei Variation der externen Eintrittstemperatur (oben) und des Heißwasservolumenstroms (unten) für die Anlagen FA2 (dünne Linien) und RTG (dicke Linien).

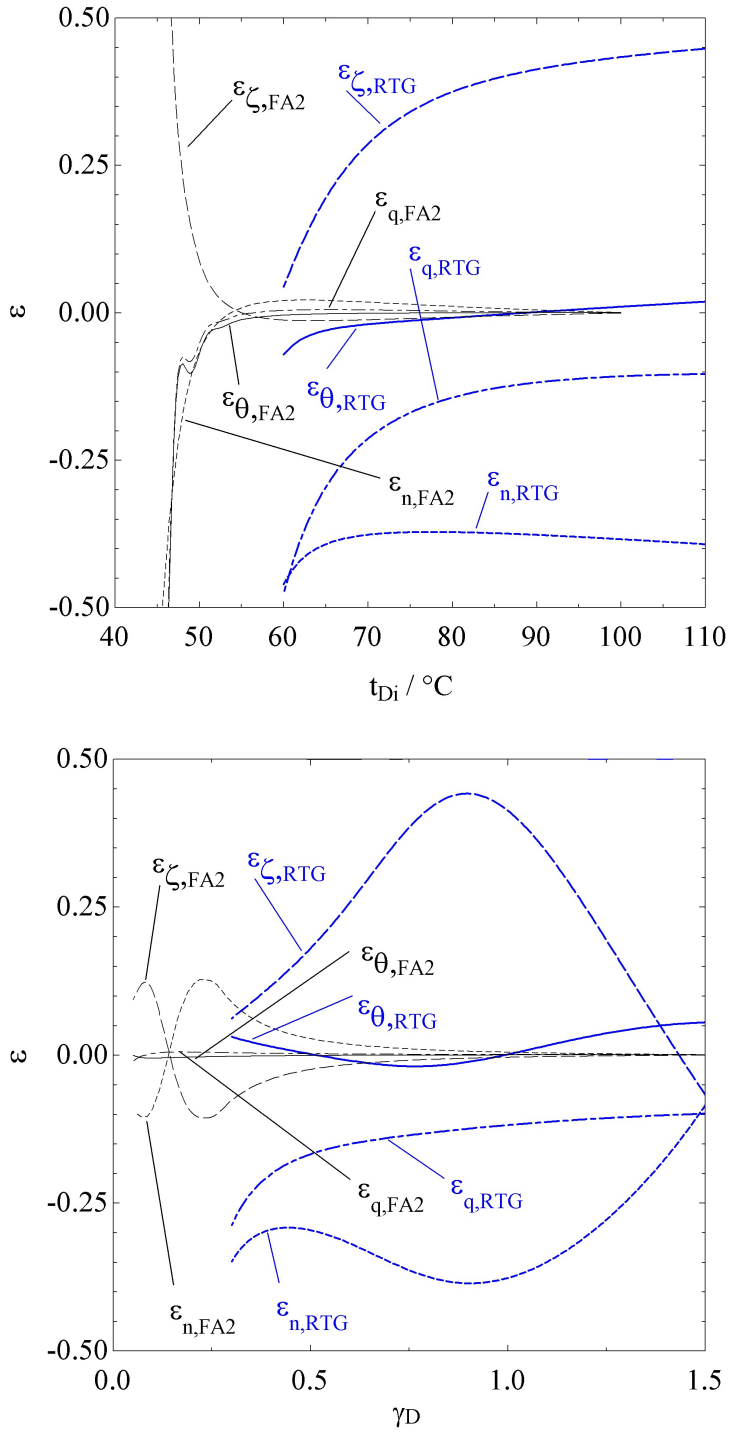


Bild L.9: Fehler der Faktoren für den Durchlässigkeitsanteil n_{D2} bei Variation der externen Eintrittstemperatur (oben) und des Heißwasservolumenstroms (unten) für die Anlagen FA2 (dünne Linien) und RTG (dicke Linien).

Bild L.8, unten zeigt für die Anlage FA2, dass die Annahme von $y_{AB} \approx 1$ bei einer Änderung des Volumenstroms um $\pm$ 50% in Bezug zum Nennvolumenstrom gut erfüllt ist. Erst bei noch geringeren Volumenströmen (d.h. $\gamma_D < 0,5$) ergeben sich größere Abweichungen von dieser Annahme, so dass $y_{AB} \approx 1 \pm 0,5$. Das Näherungsergebnis P'_{D2} wird hiervon jedoch nur wenig beeinflusst, denn die Auswirkung der fehlerbehafteten Annahme $y_{AB} = 1$ über $\epsilon_{\zeta,FA2}$ und $\epsilon_{n,FA2}$ von maximal $\pm$10% (siehe Bild L.9, unten) bleibt gering, da der Wärmedurchlässigkeitsanteil $n_{D1} = 1 - n_{D2}$, auf den sich die Näherung $y_{AB} \approx 1$ bezieht, sehr klein ist (siehe Bild L.6). Daher ist $P_{D2,FA2} \approx P'_{D2,FA2} \approx P''_{D2,FA2}$ (Bild L.8, unten).

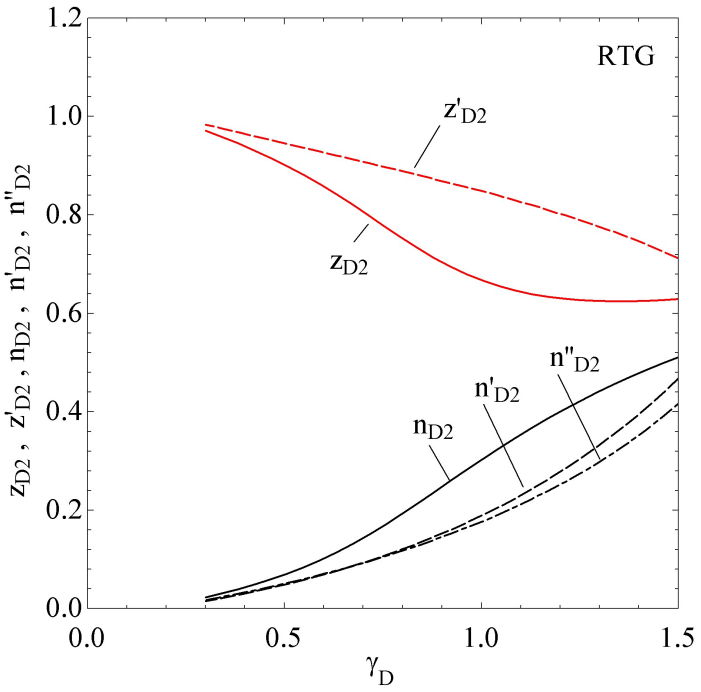


Bild L.10: Vergleich der exakten und genäherten Größen für die Näherung des Temperaturdifferenzfaktors im Bereich D2 der Anlage RTG bei Variation des Heißwasservolumenstroms.

Bei der im *mix-match-design* ausgelegten Anlage im RTG ist dagegen auch im Auslegungspunkt, d.h. bei $\gamma_D = \frac{\dot{V}_D}{\dot{V}_{D,d}} = 1$, eine große Eintrittsunterkühlung der Lösung am Desorber vorhanden ($q_{D1} > 0,5$). Dementsprechend wird auch ein größerer Anteil der Gesamtwärmedurchlässigkeit des Desorbers zur Übertragung des Wärmestroms $\dot{Q}_{D1}$ benötigt, so dass $n_{D1} = 1 - n_{D2}$ im gesamten Lastbereich größer als $0,5$ ist (siehe Bild L.10). Aus diesem Grund wirkt sich eine ähnlich hohe Abweichung $y_{AB} \not\approx 1$ von ca. $0,5$ (d.h. wie bei FA2 für $\gamma_D \ll 0,5$) hier deutlich stärker aus und z'_{D2} wird entsprechend ungenau bestimmt. Der Fehler für das Temperatur-

differenzverhältnis ϵ_θ liegt dagegen im gesamten Lastbereich sowohl bei Variation der Antriebstemperatur als auch bei Variation des Heißwasserstroms für die Anlage RTG unter $\pm 5\%$. Durch das Zusammenwirken der Fehler über

$$\epsilon_n = \frac{1+\epsilon_q}{(1+\epsilon_\theta)\cdot(1+\epsilon_\zeta)} \tag{L.56}$$

wird jedoch die Auswirkung von $\epsilon_{\zeta,RTG} \approx 0,45$ (z.B. bei $\gamma_D \approx 1$) etwas kompensiert. Der resultierende Fehler in n_{D2} von ca. $-0,4$ führt aufgrund der partiellen Ableitung

$$\left.\frac{\partial P_{D2}}{\partial n_{D2}}\right|_{NTU_D,R_{D2}} \leq 1 \tag{L.57}$$

zu einem nochmals reduzierten Fehler ϵ_P von unter 20% (siehe Bild L.7, unten).

Aus der Variation der Antriebstemperatur (Bild L.9, oben) wird dagegen deutlich, dass der Fehler ϵ_n für Anlagen mit einem hohen Wärmedurchlässigkeitsanteil n_{D1}, der zum Abbau der Unterkühlung notwendig ist (wie z.B. bei der Anlage RTG), maßgeblich durch die Fehler ϵ_q und ϵ_ζ bzw. die zugehörigen Näherungen für q_{D2} und z_{D2} bestimmt wird. Da sich diese Näherungen in P''_{D2} und über ζ'_{D2} auch in P'_{D2} gleichermaßen auswirken, ergibt sich ein ähnlicher Verlauf von $P''_{D2,RTG}$ und $P'_{D2,RTG}$ (Bild L.8, oben).
Bei Anlagen in denen die Dominanz der Fehler ϵ_ζ bzw. ϵ_q auf den Gesamtfehler ϵ_n bzw. ϵ_P nicht vorhanden ist, können sich aber für P''_{D2} und P'_{D2} auch entgegengesetzte Verläufe ergeben. Obwohl z.B. bei der Anlage FA2 die Abweichung von der Annahme $y_{AB} \approx 1$ bei Variation der Antriebstemperatur von ähnlicher Größe ist, wie bei Variation des Volumenstroms (vergleiche $y_{AB,FA2}$ in Bild L.8, oben und unten), ermittelt man bei abnehmender Antriebstemperatur einen ansteigenden Verlauf für P''_{D2}, der im Widerspruch zum exakten Verlauf von P_{D2} steht.
Ursache hierfür ist der Fehler im angenommenen Unterschied $\Delta t'_{AB}$ der treibenden Temperaturdifferenzen im Bereich D1 zwischen Variante A und B (der sich aus der Näherung $y_{AB} \approx 1$ ergibt) gegenüber dem exakten Wert Δt_{AB}. Entscheidend für die Genauigkeit der Näherung von $P_{D2,B}$ nach Gleichung (L.43), S. 474 ist aber nicht der absolute Unterschied zwischen $\Delta t'_{AB}$ und Δt_{AB}, sondern das Verhältnis des Unterschieds in Bezug zur Spreizung $g_{D,A}$.
Hierzu ist in Bild L.11 für die Anlage FA2 die exakte Größe $\Gamma = \Delta t / g_{D,A}$ aus Gleichung (L.43) dem Näherungswert $\Gamma' = \Delta t' / g_{D,A}$ bei Variation von Antriebstemperatur und -volumenstrom gegenübergestellt. Obwohl die Differenz zwischen $\Delta t'_{AB}$ und Δt_{AB} bei beiden Variationen etwa $0,5$ bis $1\ K$ beträgt, wirkt sie sich bei der Temperaturvariation deutlich stärker aus, da hier beim Leistungsrückgang auch die Spreizung sinkt wohingegen sie beim Leistungsrückgang durch Volumenstrom-

reduktion steigt. Auch bei mäßigen Antriebstemperaturen von z.B. 70 °C beträgt die Differenz zwischen Γ und Γ' ca. $0,2$, was zu einer deutlichen Überschätzung des Zählers in Gleichung (L.43) führt und den entgegengesetzten Verlauf von P''_{D2} gegenüber P_{D2} erklärt.

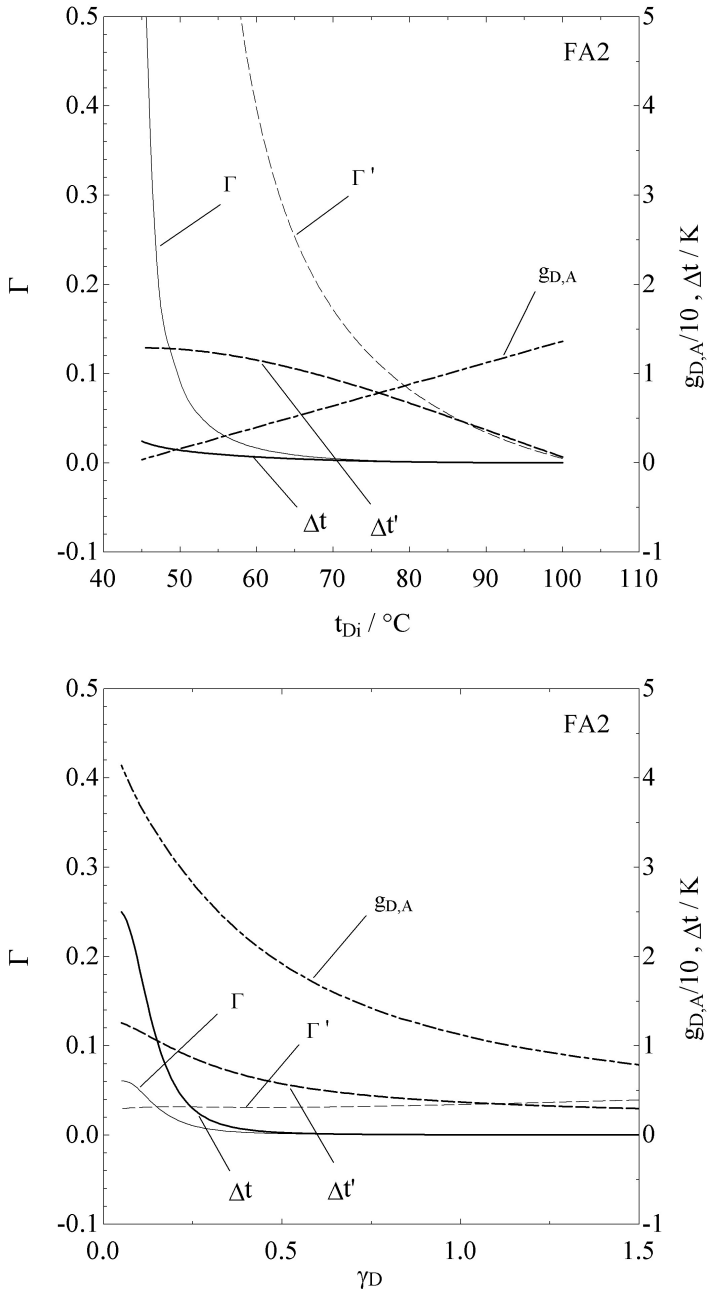


Bild L.11: Vergleich des exakten und genäherten Unterschieds der treibenden Temperaturdifferenz im Bereich D1 bei Variante A und B (mit und ohne Bezug auf die Spreizung).

Aufgrund dieser Sensibilität von P''_{D2}, die auch durch eine Begrenzung $P''_{D2} \leq 1$ nicht zu verhindern ist, erscheint die direkte Verwendung von P''_{D2} als Näherung für P_{D2} ungeeignet bzw. je nach Verteilung der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten NTU_X unsicher. Wird dagegen P''_{D2} zusammen mit der Begrenzung $n''_{D2} \leq 1$ nur für die Näherung von z'_{D2} verwendet und der wesentliche Einfluss unterschiedlicher Wärmekapazitätsströme im Bereich D1 und D2 durch das Temperaturdifferenzverhältnis θ berücksichtigt, lassen sich anlagenunabhängig zuverlässige und hinreichend genaue Werte für $P_{D2} \approx P'_{D2}$ berechnen. Größere Abweichungen zwischen P_{D2} und P'_{D2} treten damit erst bei geringer Last bzw. geringen Antriebstemperaturen auf (siehe Bild L.8). Diese werden dann aber durch einen niedrigeren Wärmestromanteil q_{D2} kompensiert, so dass nur ein geringer Einfluss auf den Gesamtwärmestrom zu verzeichnen ist. Im betrachteten Fall ist $\epsilon_{Q,FA2} < 5\%$, siehe Bild L.7, oben.

Verbesserungsmöglichkeiten

Der Fehler in P'_{D2} bzw. n'_{D2} setzt sich aus den Fehlern bei der näherungsweisen Bestimmung der drei Faktoren q_{D2}, θ_{D2} und ζ_{D2} zusammen. Von den drei Faktoren bestimmt man das Temperaturdifferenzverhältnis θ_{D2} über die Näherung der thermodynamischen Temperaturdifferenz und mit Hilfe der ohnehin zu verwendenden charakteristischen Koeffizienten hinreichend genau. Durch die Ungenauigkeit der Näherungen für q'_{D2} und z'_{D2} (d.h. $q'_{D2,B} \approx q'_{D2,A}$ und $y_{AB} \approx 1$) geht dieser Vorteil jedoch teilweise verloren. Dies gilt insbesondere für Anlagen bzw. Betriebszustände mit einer Verteilung der dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten, die zu einer starken Lösungsunterkühlung am Desorbereintritt führt, so dass der Unterschied zwischen der Wärmeübertragung mit und ohne adiabater Absorption besonders groß wird. Mit dem bisherigen Näherungsverfahren steigt dadurch aber gleichzeitig auch die Unsicherheit in der Berechnung dieses Unterschieds.

Hier bietet sich die erste Ansatzmöglichkeit für eine Verbesserung, in dem man y_{AB} geschickter nähert, als dies im bisherigen Verfahren durch alleinige Vernachlässigung des Unterschieds zwischen Variante A und B erfolgt. Stattdessen könnte ausgenutzt werden, dass die Differenz zwischen den Wärmekapazitätsstromverhältnissen $R_{D1,A}$ und $R_{D1,B}$ durch den Unterschied der spezifischen Wärmekapazitäten festgelegt ist. Mit dem näherungsweise konstanten Verhältnis $\chi = \frac{c_{p,r}}{c_{p,D}} \approx 0{,}08$ für $H_2O/LiBr$-Lösungen (welches bisher nicht genutzt wurde) könnte ζ_{D2} ggf. genauer bestimmt werden. Außerdem würde damit ein Vergleich der Unterschiede zwischen Variante A und B bei anderen Arbeitsmitteln erleichtert werden.

Des Weiteren könnten Ansätze verfolgt werden, die eine genauere Abschätzung der ersten Näherung für $\dot{Q}'_E$ ermöglichen (die ohne den Wärmedurchlässigkeitsanteil

n_{D2} auskommen muss), um damit den Wärmestromanteil q'_{D2} genauer bestimmen zu können. Auch die Berechnung von $\dot{Q}'_E$ erfolgt im bisherigen Verfahren allein durch Anwendung von Variante A als ersten Näherung für Variante B.
Anstelle einer genaueren Abschätzung ist auch die Vermeidung einer ersten Näherung für $\dot{Q}'_E$ denkbar, indem auf Erfahrungswerte zurückgegriffen wird. Aus den Simulationsrechnungen zu den Anlagen mit überflutetem Desorber ergibt sich z.B. für Anlage RTG ein Bereich des Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor von 0,6 < $\kappa_{D,B}$ < 0,8 und für Anlage 6C4 von 0,8 < $\kappa_{D,B}$ < 0,9. Verwendet man daher $\kappa_{D,B} \approx \kappa'_{D,B} = 0,8$ als Erfahrungswert, kann ein Wärmekapazitätsstromverhältnis

$$R'_{D2} = \frac{\dot{W}_D}{\widetilde{\dot{W}}_D \cdot \kappa'_{D,B}} \tag{L.58}$$

abgeschätzt werden, welches einen Wert $R'_{D2} > R_{D2}$ liefert, so dass die Steigung des internen Temperaturverlaufs im T-$\dot{H}$-Diagramm steiler ist, als im Bereich $D2$, aber flacher als im Bereich $D1$, siehe Bild L.12. Als erste Näherung für P_{D2} (z.B. zur Berechnung der charakteristischen Koeffizienten im Prädiktor-Schritt für Variante B, siehe Abschnitt 3.4.2), könnte P'_{D2} aus dem Verhältnis der externen Spreizung zur maximalen Temperaturdifferenz $\Delta T'_{max,D}$ über den gesamten Wärmeübertrager gebildet werden (d.h. mit NTU_D und nicht mit NTU_{D2} bzw. n_{D2}), so dass

$$P'_{D2} = \frac{1 - e^{NTU_D \cdot (R'_{D2} - 1)}}{1 - R'_{D2} \cdot e^{NTU_D \cdot (R'_{D2} - 1)}} = \frac{t_{Di} - t'_{Do}}{\Delta T'_{max,D}} \approx \frac{t_{Di} - t_{D2o}}{\Delta T_{max,D2}} = P_{D2} \tag{L.59}$$

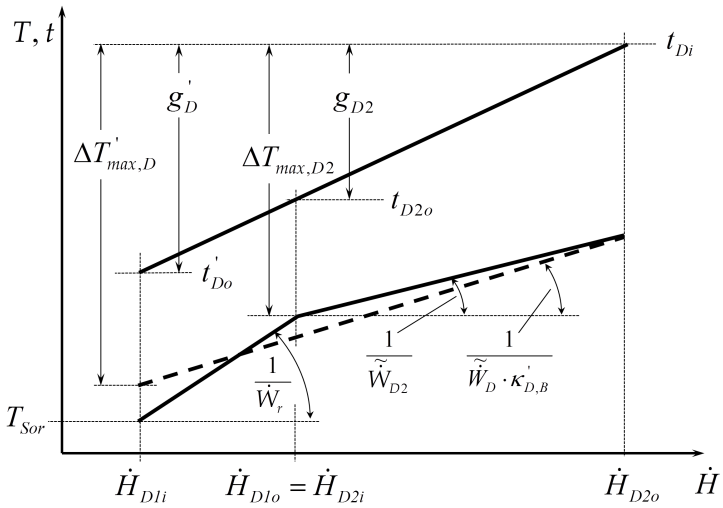


Bild L.12: Abschätzung der dimensionslosen Temperaturänderung P_{D2} mit Erfahrungswert für den Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor $\kappa_{D,B}$.

L.3 Zusammenfassung zum Näherungsverfahren für n_{D2}

Bei Berechnung der Wärmeübertragung im Desorber einer Absorptionskälteanlage mit einem internen Wärmekapazitätsstrom, der in zwei Bereichen D1 und D2 mit verschiedenen, aber bereichsweise konstanten Wärmekapazitätsströmen unterteilt werden kann, muss der Wärmeübertrager entweder für diese Bereiche getrennt berechnet werden oder man berücksichtigt den Unterschied zwischen dem logarithmischen Mittelwert ΔT_{log} der Temperaturdifferenzen am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers und der tatsächlichen mittleren treibenden Temperaturdifferenz ΔT_m durch einen Wärmekapazitätsstromkorrekturfaktor κ_D. Da der Wert von κ_D abhängig ist von der lastabhängigen Wärmestromaufteilung in $\dot{Q}_{D1}$ und $\dot{Q}_{D2}$, benötigt man zur Berechnung des Gesamtwärmestroms $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ in beiden Fällen die Wärmedurchlässigkeit in einem der Bereiche in Bezug zur Gesamtwärmedurchlässigkeit (z.B. $n_{D2} = \frac{Y_{D2}}{Y_D}$). Dieser Anteil ist jedoch nur implizit aus einem Gleichungssystem für die gekoppelten Wärmeübertragerbereiche zu lösen. Um dies zu vermeiden, wurde ein Berechnungsverfahren zur expliziten Bestimmung des Wärmedurchlässigkeitsanteils n_{D2} entwickelt, das auf folgenden Näherungen basiert:

1. Berechnung einer genäherten thermodynamischen Temperaturdifferenz für einseitig (intern) variable Wärmekapazitätsströme: $\Delta\widetilde{T} \approx t - \widetilde{T}' = \Delta\widetilde{T}'$

2. Verwendung einer nach Variante A berechneten Kälteleistung als erste Näherung für Variante B: $\dot{Q}_{E,AA} = \dot{Q}'_E \approx \dot{Q}_{E,BA}$

3. Ermittlung eines Wärmestromanteils q'_{D2} aus $\dot{Q}'_E$ zur Approximation des thermodynamischen Temperaturdifferenzfaktors: $\widetilde{z} \approx \widetilde{z}' = z(R'(q'_{D2}))$

4. Bestimmung eines Temperaturdifferenzfaktors $z_{D2} \approx z'_{D2}$ über eine weitere (grobe) Näherung des Wärmedurchlässigkeitsanteils n''_{D2} .

In Bild L.13 sind die Ergebnisse des Verfahrens für den genäherten Wärmedurchlässigkeitsanteil n'_{D2} und die daraus abgeleitete dimensionslose Temperaturänderung P'_{D2} bei Anwendung auf zwei unterschiedliche Absorptionskälteanlagen unter üblichen und extremen Betriebsbedingungen lastabhängig als Funktion der spezifischen Verdampferleistung dargestellt. Im Vergleich zu den exakten Werten (n_{D2} und P_{D2}) konnte gezeigt werden, dass die dimensionslose Temperaturänderung $P'_{D2}(n'_{D2})$ mit einem Fehler von weniger als ca. $\pm 10\%$ bestimmt werden kann. Der resultierende Fehler aus der Verwendung dieser genäherten dimensionslosen Temperaturänderung in der erweiterten Methode zur Berechnung der insgesamt im Desorber übertragenen Antriebsleistung $\dot{Q}_D = \dot{Q}_{D1} + \dot{Q}_{D2}$ liegt ebenfalls unter $\pm 10\%$.

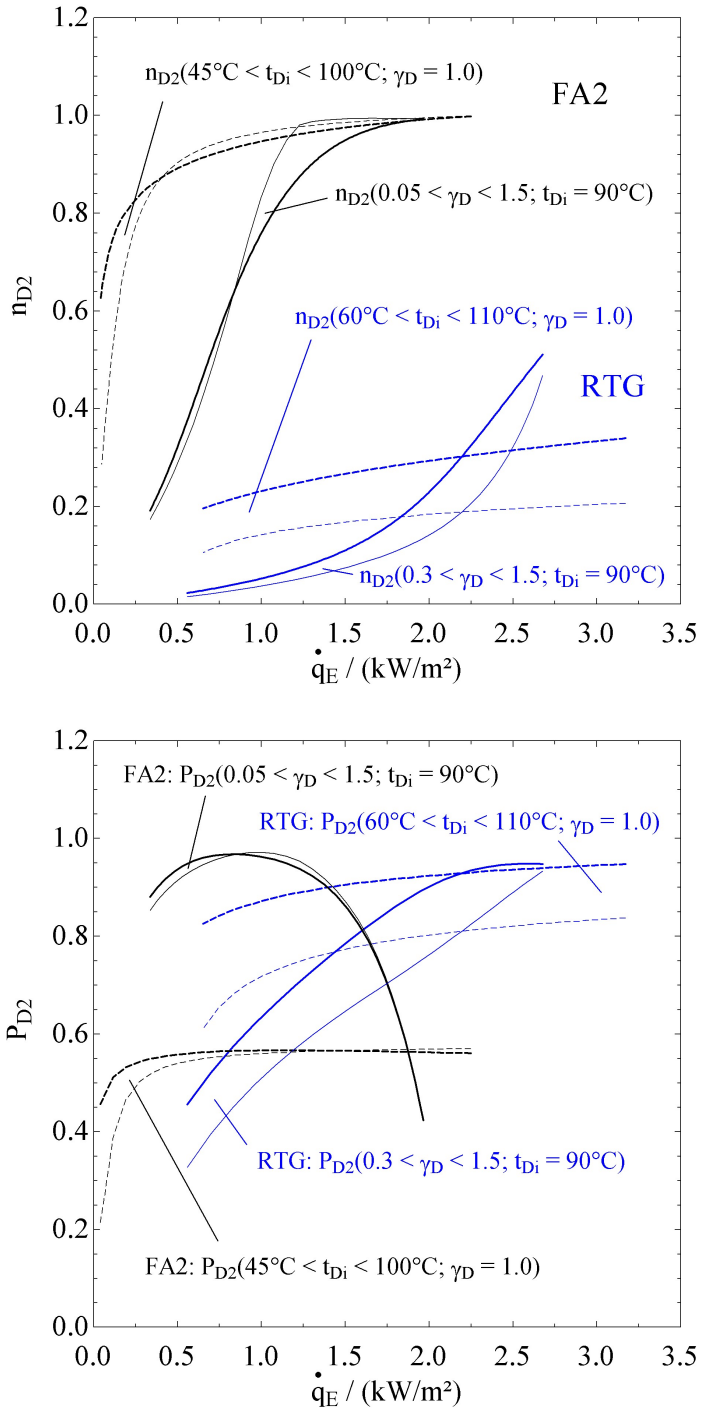


Bild L.13: Vergleich des exakten und genäherten Wärmedurchlässigkeitsanteils n_{D2} (oben) und der daraus abgeleiteten dimensionslosen Temperaturänderung P_{D2} (unten) als Funktion der spezifischen Verdampferleistung $\dot{q}_E = \frac{\dot{Q}_E}{A_{tot}}$ für die Anlagen RTG und FA2 bei Variation der Antriebstemperatur (gestrichelte Linien) und des Heißwasservolumenstroms (durchgezogene Linien). Exakte Werte sind als dicke Linien dargestellt, genäherte Werte als dünnen Linien.

M Anlagen mit Lösungsumlauf im Absorber

Bei einigen Absorptionskälteanlagen wird die Lösungspumpe nicht nur zur Förderung der kältemittelreichen Lösung vom Absorber zum Desorber genutzt, sondern gleichzeitig auch als Absorberumlaufpumpe. Dies ist z.B. bei den Anlagen vom Typ YIA (Hersteller York International bzw. Johnson Controls) der Fall, die bei den Parlamentsbauten in Berlin im Reichstagsgebäude (RTG) und im Paul-Löbe-Haus (PLH) zum Einsatz kommen. Der zum Absorbereintritt zurückgeförderte Umlaufmassenstrom ($\dot{m}_{A,U}$) dient dabei in einem Injektor als Treibstrom, um den Massenstrom der kältemittelarmen Lösung auf den notwendigen Düsenvordruck zu bringen (siehe Bild M.1).

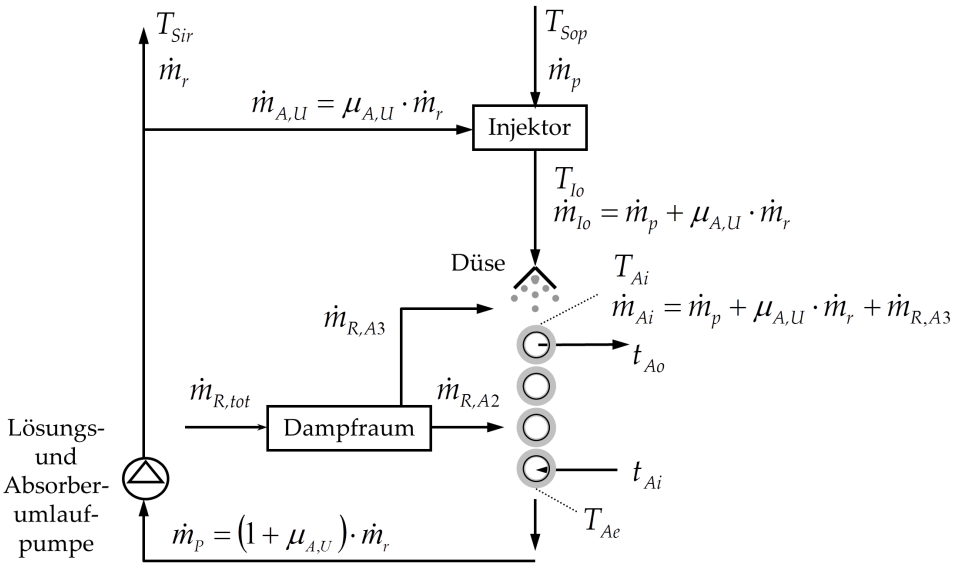


Bild M.1: Schematische Darstellung des Lösungsumlaufs im Absorber.

Zur Unterscheidung der Variablen im Fall mit und ohne Absorberumlauf werden die Variablen im Referenzfall (d.h. ohne Absorberumlauf) mit einem Stern * gekennzeichnet. Außerdem wird das Absorberumlaufverhältnis

$$\mu_{A,U} = \frac{\dot{m}_{A,U}}{\dot{m}_r} \tag{M.1}$$

verwendet. Gleichgewichtstemperaturen und Salzmassenanteile sind in Bild M.2 für beide Fälle schematisch dargestellt, wobei das Doppeltrapez für den Fall ohne Absorberumlauf z.T. durch gestrichelte Linien komplettiert wird. Neben den Massenanteilen $x_{m,A2}$ und $x_{m,D2} \approx x^*_{m,A2}$ zu den Mitteltemperaturen T_{X2} in den Bereichen X2 mit Phasenwechsel (d.h. $X = A, D$) ist auch der Salzmassenanteil x_{Io} dargestellt, der sich nach der Mischung von armer und zurückgeführter reicher Lösung am

Injektoraustritt ergibt. Dieser Salzmassenanteil kann aus der Salz- und Gesamtmassenbilanz ermittelt werden zu

$$x_{Io} = \frac{x_p \cdot \dot{m}_p + x_r \cdot \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r}{\dot{m}_p + \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r} = \frac{x_p \cdot (f-1)}{(1+\mu_{A,U}) \cdot f - 1} + \frac{x_r \cdot \mu_{A,U} \cdot f}{(1+\mu_{A,U}) \cdot f - 1}$$
$$= x_p \cdot \frac{(f-1)}{f_{A,U} - 1} + x_r \cdot \frac{\mu_{A,U} \cdot f}{f_{A,U} - 1} \tag{M.2}$$

mit dem spezifischen Absorberlösungsumlauf

$$f_{A,U} = \frac{(1+\mu_{A,U}) \cdot \dot{m}_r}{\dot{m}_{R,tot}} = (1+\mu_{A,U}) \cdot f \ . \tag{M.3}$$

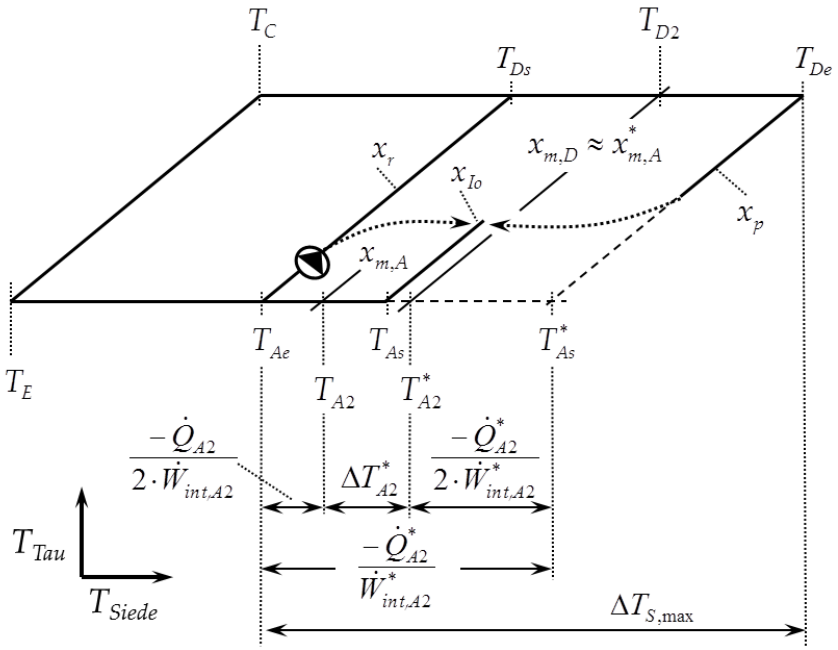


Bild M.2: Schematische Darstellung des einstufigen Absorptionskältekreislaufs im Dühring-Diagramm mit Bezeichnungen bei Absorbern mit und ohne Lösungsumlauf.

Durch die Rückführung von kältemittelreicher Lösung und Mischung mit kältemittelarmer Lösung kommt es zu einer Verringerung der Konzentrationsdifferenz im Absorber gegenüber dem Fall ohne Umlauf. Als Folge daraus ist der mittlere Salzmassenanteil im Absorber geringer als im Desorber und die Mittelwerte der Start- und Endtemperaturen $T_{A2} = 0,5 \cdot (T_{As} + T_{Ae})$ und $T_{D2} = 0,5 \cdot (T_{Ds} + T_{De})$ liegen

auch näherungsweise nicht mehr auf einer Isosteren (d.h. $x_{m,A} \neq x_{m,D} \approx x^*_{m,A}$, siehe Bild M.2).
Der im Hauptteil hergeleitete Zusammenhang zwischen der intern wirksamen Temperatur für die Gesamtwärmeübertragung T_A und dem arithmetischen Mittelwert der Start- und Endtemperaturen T_{A2}

$$T_A = T_{A2} - \frac{\dot{Q}_{A3}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \tilde{c}_{p,A}} \tag{M.4}$$

bleibt dadurch zwar unverändert, aber bei Anwendung der Dühring'schen Regel in der Herleitung von charakteristischen Gleichungen ist der Unterschied ΔT^*_{A2} zwischen T_{A2} und T^*_{A2} zu beachten (siehe Bild M.2, in dem aus Übersichtlichkeitsgründen T_{Ai} und $T_A = \frac{T_{Ae}+T_{Ai}}{2}$ nicht dargestellt sind, siehe hierzu Bild M.4).
Damit die erweiterte Berechnungsmethode trotzdem auch für Kälteanlagen mit Absorberumlauf genutzt werden kann, werden im Folgenden zunächst die charakteristischen Koeffizienten K_{A3s} und K_{A3r} zur Berücksichtigung einer bereichsweisen Wärmeübertragung bei überhitzt bzw. unterkühlt eintretender Lösung in den Absorber mit und ohne Lösungsumlauf ermittelt. Anschließend erfolgt die Herleitung von charakteristischen Gleichungen.

M.1 Charakteristische Koeffizienten mit Absorberumlauf

Der Eintrittszustand der Lösung in den Absorberbehälter ist durch den Austrittszustand Io der Lösung aus dem Injektor bestimmt (siehe Bild M.1). Für den Fall, dass der Zustand Io in Bezug zum Absorber- bzw. Verdampferdruck ein überhitzter Zustand ist, muss der gesamte interne Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_{Io}$, der sich aus dem der armen Lösung ($\dot{m}_p \cdot c_{p,p}$) und dem der zurückgeführten reichen Lösung ($\mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r}$) zusammensetzt, von der Austrittstemperatur aus dem Injektor (T_{Io}) bis zur Starttemperatur des Absorptionsprozesses T_{As} abgekühlt werden.

$$\dot{Q}_{A3} = \dot{W}_{Io} \cdot (T_{As} - T_{Io}) \tag{M.5}$$

Bei Verwendung einer temperatur*un*abhängigen aber linear vom Salzmassenanteil abhängigen spezifischen Wärmekapazität der Lösung

$$c_{p,Io} = \frac{\dot{m}_p \cdot c_{p,p} + \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,r}}{(\dot{m}_p + \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r)} \tag{M.6}$$

ist

$$\dot{Q}_{A3} = (\dot{m}_p + \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r) \cdot c_{p,Io} \cdot (T_{As} - T_{Io}) \tag{M.7}$$

und ergibt sich mit dem internen Wärmekapazitätsstromverhältnis $R_S = \frac{\dot{m}_r \cdot c_{p,r}}{\dot{m}_p \cdot c_{p,p}}$ zu

$$\dot{Q}_{A3} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \left(\frac{1}{R_S} + \mu_{A,U} \right) \cdot \left(T_{As} - T_{Io} \right). \tag{M.8}$$

Bei überhitzt in den Absorber eintretender Lösung (d.h. $T_{Io} > T_{As}$ bzw. $\dot{Q}_{A3} < 0$) muss dieser Wärmestrom abgeführt werden, bei unterkühlt eintretender Lösung (d.h. $T_{Io} < T_{As}$ bzw. $\dot{Q}_{A3} > 0$) wird der im Absorber abzuführenden Gesamtwärmestrom $Q_A = Q_{A2} + Q_{A3} < 0$ betragsmäßig reduziert, da $\dot{Q}_{A2} < 0$. Für die weiteren Betrachtungen ist es dabei zunächst unerheblich, ob es zwischen dem Eintritt der Lösung in den Absorber und der Wärmeübertragung zu adiabaten Sorptionsvorgängen kommt oder nicht. Ziel ist es, die Größe von $\dot{Q}_{A3}$ in Abhängigkeit von der Kälteleistung zu bestimmen, um diesen Zusammenhang dann bei der anschließenden Herleitung der charakteristischen Gleichungen nutzen zu können.

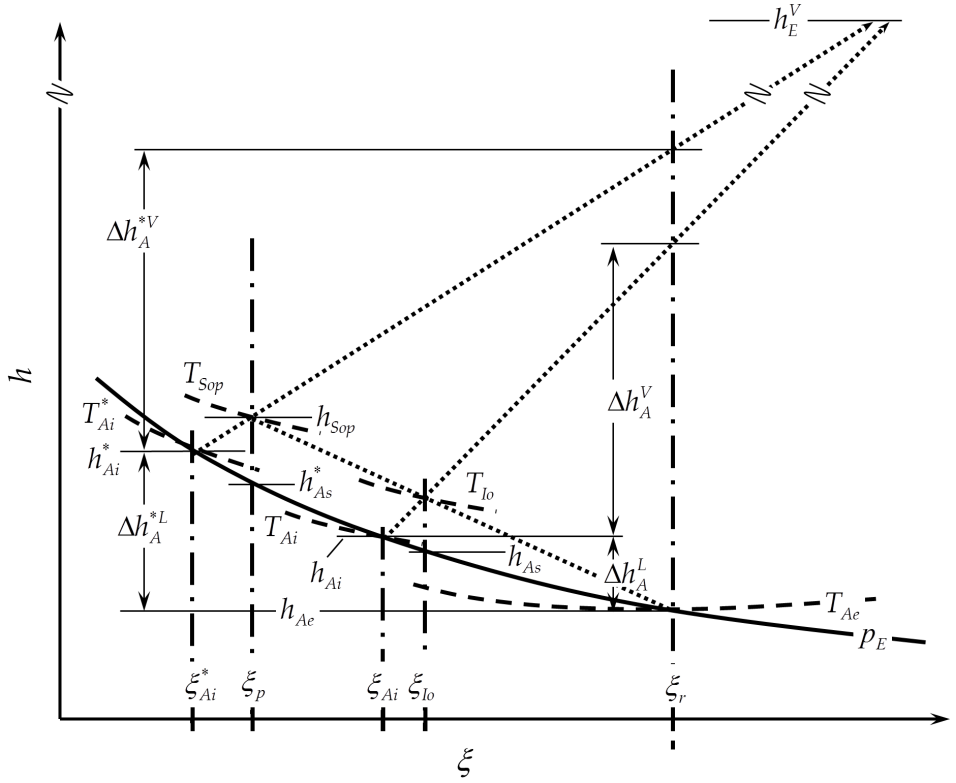


Bild M.3: Gegenüberstellung von Bezeichnungen bei Absorbern mit und ohne Lösungsumlauf im h-ξ-Diagramm.

Unter der Annahme, dass der Prozess im Injektor als reiner Mischprozess aufgefasst werden kann (d.h. Änderungen der kinetischen Energie sind vernachlässigbar gegenüber den Änderungen der Enthalpie), lässt sich der Austrittszustand aus dem

Injektor im h-ξ-Diagramm auf einer Mischgeraden zwischen den Punkten Sop am Austritt des LWT und Ae am Ende der Absorption darstellen (siehe Bild M.3). Aus der stationären Energiebilanz am Injektor (siehe hierzu auch Bild M.1)

$$\begin{aligned} 0 &= \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r \cdot h_{Ae} + \dot{m}_p \cdot h_{Sop} - (\dot{m}_p + \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r) \cdot h_{Io} \\ &= \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r \cdot c_{p,1} \cdot (T_{Ae} - T_{Io}) + \dot{m}_p \cdot c_{p,2} \cdot (T_{Sop} - T_{Io}) \end{aligned} \tag{M.9}$$

resultiert dann mit den spezifischen Wärmekapazitäten $c_{p,1} \approx c_{p,r}$ und $c_{p,2} \approx c_{p,p}$ für die Austrittstemperatur unter den getroffenen Annahmen näherungsweise

$$T_{Io} = \frac{T_{Ae} \cdot \mu_{A,U} + T_{Sop} \cdot 1/R_S}{\mu_{A,U} + 1/R_S} \ , \tag{M.10}$$

so dass damit aus Gleichung (M.8) nach Ausklammern und Zusammenfassen der Terme mit $\mu_{A,U}$ und R_S folgt

$$\dot{Q}_{A3} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \left(\frac{1}{R_S} \cdot \Big(T_{As} - T_{Sop} \Big) + \mu_{A,U} \cdot \Big(T_{As} - T_{Ae} \Big) \right) . \tag{M.11}$$

Nach Einsetzen des Zusammenhangs $T_{Sop} = T_{De} - R_S \cdot P_S \cdot \Delta T_{max,S}$, der sich aus den dimensionslosen Kennzahlen am Lösungswärmeübertrager ergibt und Verwendung von $T_{De} = T_{Ae} + \Delta T_{max,S}$ (siehe Bild M.2) kann die interne Temperaturspreizung im Bereich A2 in Gleichung (M.11) durch den Wärmestrom und den dortigen Wärmekapazitätsstrom ausgedrückt werden (d.h. $T_{As} - T_{Ae} = \frac{\dot{Q}_{A2}}{\dot{m}_r \cdot (1+\mu_{A,U}) \cdot \widetilde{c}_{p,A2}}$), so dass

$$\dot{Q}_{A3} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \left[\Big(P_S - \frac{1}{R_S} \Big) \cdot \Delta T_{max,S} - \frac{(1/R_S + \mu_{A,U})}{(1 + \mu_{A,U}) \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A2}} \cdot \dot{Q}_{A2} \right] . \tag{M.12}$$

Ersetzt man nun die thermische Länge des Lösungswärmeübertragers $\Delta T_{max,S}$ durch den aus Abbildung M.2 ablesbaren Zusammenhang

$$\Delta T_{max,S} = T_{D2} - T^*_{A2} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}} - \frac{\dot{Q}^*_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}^*_{p,A2}} \tag{M.13}$$

und vernachlässigt anschließend den Unterschied zwischen $\widetilde{c}_{p,A2}$ und $\widetilde{c}^{*}_{p,A2}$ im Fall mit und ohne Absorberumlauf [15], d.h.

$$\begin{aligned}\widetilde{c}^{*}_{p,A2} &= \frac{1}{f^{*}} \cdot \frac{h^{V}_{E} - h^{*}_{As}}{T^{*}_{As} - T_{Ae}} + \frac{h^{*}_{As} - h_{Ae}}{T^{*}_{As} - T_{Ae}} \\ &\approx \frac{1}{f} \cdot \frac{h^{V}_{E} - h_{As}}{T_{As} - T_{Ae}} + \frac{h_{As} - h_{Ae}}{T_{As} - T_{Ae}} = \widetilde{c}_{p,A2}\end{aligned} \tag{M.14}$$

dann ergibt sich

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{A3} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \Bigg[&\left(P_S - \frac{1}{R_S}\right) \cdot \left(T_{D2} - T^{*}_{A2} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}} - \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A2}}\right) \\ &- \frac{\dot{Q}_{A2}}{(1 + \mu_{A,U}) \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A2}} \cdot \left(\frac{1}{R_S} + \mu_{A,U}\right)\Bigg].\end{aligned} \tag{M.15}$$

Da T_{D2} und T^{*}_{A2} näherungsweise auf einer Isosteren liegen, kann die Differenz $T_{D2} - T^{*}_{A2}$ über die Dühring'sche Gleichung $T_{D2} - T^{*}_{A2} = B_{X2} \cdot (T_C - T_E)$ ersetzen werden. Durch Verwendung der Wärmeübertragungsgleichungen zur Elimination von T_C und T_E

$$T_C = t_{Ci} - K_C \cdot \frac{\dot{Q}_E}{\dot{W}_C \cdot P_C} \qquad T_E = t_{Ei} - \frac{\dot{Q}_E}{\dot{W}_E \cdot P_E} \tag{M.16}$$

zusammen mit den im Anhang K hergeleiteten spezifischen Wärmeströmen $K_{X2} = \frac{\dot{Q}_{X2}}{\dot{Q}_E}$ sowie mehreren Umformungen ohne weitere Näherungen, lässt sich die Lastabhängigkeit des Wärmestroms $\dot{Q}_{A3}$ wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{A3} = \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot \Bigg[&\frac{K_{D2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,D2}} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A2}} + \left(\frac{-K_C \cdot B_{X2}}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{B_{X2}}{\dot{W}_E \cdot P_E}\right) \\ &- \frac{K_{A2} \cdot (1 + R_S \cdot \mu_{A,U})}{(1 + \mu_{A,U}) \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A2} \cdot (R_S \cdot P_S - 1)}\Bigg] \cdot \left(P_S - \frac{1}{R_S}\right) \cdot \dot{Q}_E \\ &+ \dot{m}_r \cdot c_{p,r} \cdot B_{X2} \cdot \left(P_S - \frac{1}{R_S}\right) \cdot \Delta t_{Li}\end{aligned} \tag{M.17}$$

Bei konstantem Lösungs- und Absorberumlaufmassenstrom (bzw. Wärmekapazitätsströmen $\dot{W}_r = \dot{m}_r \cdot c_{p,r}$ und $\widetilde{\dot{W}}_{X2} = \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,X2}$ mit $X = D, A$) können die Größen vor $\dot{Q}_E$ bzw. $\Delta t_{Li} = t_{Ci} - t_{Ei}$ in Gleichung (M.17), wie im Hauptteil dargestellt,

[15] der Unterschied zwischen $x_{m,A2}$ und $x^{*}_{m,A2}$ ist i.d.R. deutlich kleiner als 0,05 $\frac{\text{kg}}{\text{kg}}$ und daher $\widetilde{c}_{p,A2} \approx \widetilde{c}^{*}_{p,A2}$, vergl. hierzu auch Bild 2.23, S. 67

zu näherungsweise konstanten charakteristischen Koeffizienten zusammengefasst werden

$$K_{A3s} = \dot{W}_r \cdot \left(P_S - \frac{1}{R_S} \right) \cdot \left[\frac{K_{D2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_{D2}} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_{A2}} + \left(\frac{-K_C \cdot B_{X2}}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{B_{X2}}{\dot{W}_E \cdot P_E} \right) - \frac{K_{A2} \cdot (1 + R_S \cdot \mu_{A,U})}{(1 + \mu_{A,U}) \cdot \widetilde{\dot{W}}_{A2} \cdot (R_S \cdot P_S - 1)} \right]$$

$$K_{A3r} = \dot{W}_r \cdot \left(P_S - \frac{1}{R_S} \right) \cdot B_{X2} \ , \tag{M.18}$$

so dass für den Wärmestrom im Bereich A3 eine formal identische Gleichung zu (3.90), S. 205 gefunden werden kann, die sowohl für Anlagen mit als auch ohne Absorberumlaufmassenstrom gültig ist.

$$\dot{Q}_{A3} = K_{A3s} \cdot \dot{Q}_E + K_{A3r} \cdot \Delta t_L \tag{M.19}$$

M.2 Charakteristische Gleichungen mit Absorberumlauf

Für Absorptionskälteanlagen mit überflutetem Desorber, d.h. Berechnung nach Variante B, und Fallfilmabsorber mit und ohne Absorberumlauf, d.h. Berechnung nach Variante A (siehe Abschnitte 3.3.3 und 3.3.2 im Hauptteil), ergeben sich die arithmetischen Mitteltemperaturen in den Bereichen der Wärmeübertrager mit Phasenwechsel zu

$$\begin{aligned} T_{D2,B} &= t_{Di} - \frac{\dot{Q}_{D2}}{\dot{W}_D \cdot P_{D2}} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}} \\ T_{A2,A} &= t_{Ai} - \frac{\dot{Q}_A}{\dot{W}_A \cdot P_A} + \frac{\dot{Q}_{A3}}{\dot{W}_{int,A3}} + \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,A2}} \\ T_C &= t_{Ci} - \frac{\dot{Q}_C}{\dot{W}_C \cdot P_C} \\ T_E &= t_{Ei} - \frac{\dot{Q}_E}{\dot{W}_E \cdot P_E} \ . \end{aligned} \tag{M.20}$$

Zwischen diesen Temperaturen kann mit dem vom Absorberumlaufmassenstrom $\dot{m}_{A,U}$ abhängigen Temperaturunterschied (siehe Bild M.2)

$$\Delta T^*_{A2} = T^*_{A2} - T_{A2} \tag{M.21}$$

und mit Hilfe der Dühring'schen Gleichung folgende Beziehung angegeben werden.

$$T_{D2} - (T_{A2} + \Delta T^*_{A2}) = B \cdot (T_C - T_E) \tag{M.22}$$

Zur Ermittlung von ΔT^*_{A2} lässt sich der Zusammenhang

$$\Delta T^*_{A2} = -\left[\frac{\dot{Q}^*_{A2}}{\dot{W}^*_{int,A2}} - \frac{\dot{Q}^*_{A2}}{2 \cdot \dot{W}^*_{int,A2}} - \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,A2}}\right] \tag{M.23}$$

verwenden, der sich aus den in Bild M.2 dargestellten Spreizungen der internen Temperaturen in den Bereichen A2 und A2* der beiden Kreisläufe mit und ohne Absorberumlauf ergibt. In den beiden Kreisläufen ist die Ausgasungbreite im Desorber gleich groß, ebenso wie der Drosselverlust. Dementsprechend ist auch die Kälteleistung gleich, d.h. $\dot{Q}_E = \dot{Q}^*_E$.

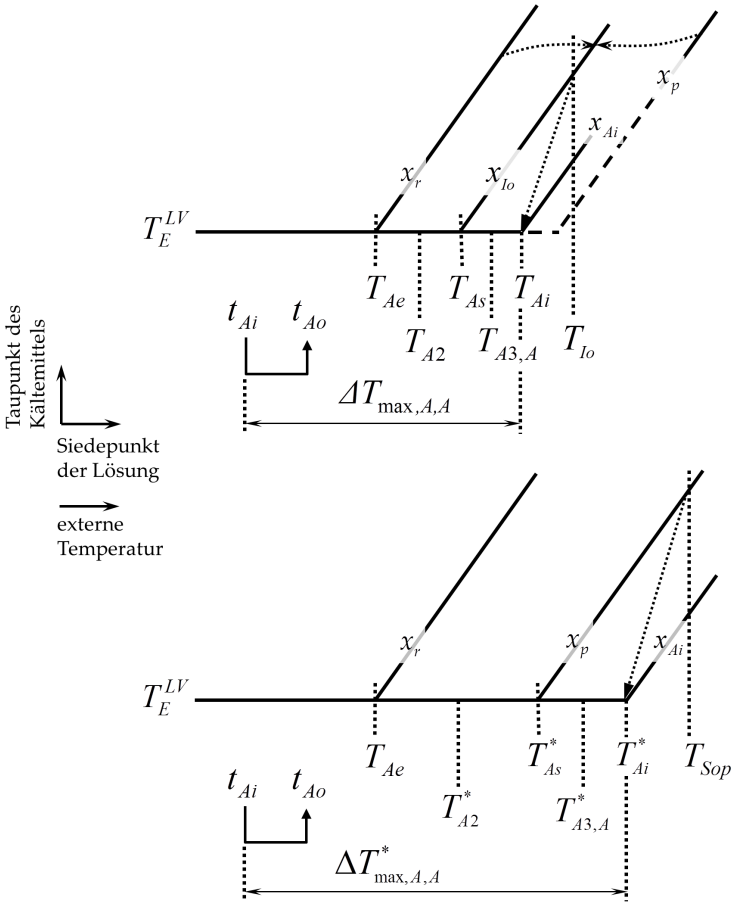


Bild M.4: Schematische Darstellung zur adiabaten Desorption mit und ohne Lösungsumlauf im Absorber.

Es wird außerdem angenommen, dass sich die versprühte Lösung durch den Kontakt mit Kältemitteldampf im Dampfraum des Absorbers durch adiabate Ab- oder Desorption beim Auftreffen auf die Wärmeübertragerfläche im Phasengleichgewicht befindet, d.h. $T_{Ai} = T^{LV}_{H_2O/LiBr}(p_E, x_{Ai})$, so dass die Wärmeübertragung nach Variante A zu berechnen ist. Diese Annahme gilt – genauso wie die Annahme, dass am Ende des Absorptionsprozesses keine Unterkühlung auftritt – für beide Fälle (d.h. mit und ohne Absorberumlauf).
Für den Fall mit Absorberumlauf lässt sich der insgesamt im Absorber abzuführende Wärmestrom ($\dot{Q}_A < 0$) durch die im Hauptteil diskutierte Wärmestromaufteilung mit den bereichsweise verschiedenen integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazitäten wie folgt angeben (siehe Abschnitt 2.3.3.2 bzw. Bild M.4 oben):

$$\dot{Q}_A = \underbrace{\dot{m}_r \cdot (1+\mu_{A,U}) \cdot \widetilde{c}_{p,A2} \cdot (T_{Ae} - T_{As})}_{\dot{Q}_{A2}} + \underbrace{(\dot{m}_p + \mu_{A,U} \cdot \dot{m}_r) \cdot \widetilde{c}_{p,A3} \cdot (T_{As} - T_{Ai})}_{\dot{Q}_{A3}} . \tag{M.24}$$

Eine analoge Wärmestromaufteilung für den Wärmestrom $\dot{Q}_A$ kann im Fall ohne Absorberumlauf mit den internen Temperaturen T^*_{As} und T^*_{Ai} formuliert werden.

$$\dot{Q}_A = \underbrace{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}^*_{p,A2} \cdot (T_{Ae} - T^*_{As})}_{\dot{Q}^*_{A2}} + \underbrace{\dot{m}_p \cdot \widetilde{c}^*_{p,A3} \cdot (T^*_{As} - T^*_{Ai})}_{\dot{Q}^*_{A3}} . \tag{M.25}$$

Unter der Voraussetzung, dass näherungsweise in beiden Fällen und in allen Bereichen mit der gleichen integralen scheinbaren spezifischen Wärmekapazität gerechnet werden kann [16], ist bei gleicher absorbierter Dampfmenge $\dot{m}_{R,tot} = \dot{m}_r - \dot{m}_p$ auch

$$\dot{Q}_{A2} = \dot{Q}^*_{A2} \tag{M.26}$$

und

$$\frac{\dot{W}_{int,A2}}{\dot{W}^*_{int,A2}} = \frac{(1+\mu_{A,U}) \cdot \dot{m}_r \cdot \widetilde{c}_{p,A2}}{\dot{m}_r \cdot \widetilde{c}^*_{p,A2}} = (1+\mu_{A,U}). \tag{M.27}$$

Mit (M.26) und (M.27) folgt dann aus Gleichung (M.21)

$$\Delta T^*_{A2} = -\frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,A2}} \cdot \mu_{A,U} \ , \tag{M.28}$$

[16] In diesem Falle ist $\tilde{c}_{p,A} = \tilde{c}_{p,A2} = \tilde{c}_{p,A3} = \tilde{c}^*_{p,A2} = \tilde{c}^*_{p,A3}$, was gleichbedeutend mit einem linearen Verlauf der Siedelinie im h-ξ-Diagramm innerhalb des betrachteten Bereiches zwischen den Punkten (T^*_{Ai}, ξ^*_{Ai}) und (T_{Ae}, ξ_r) ist.

beziehungsweise nach Einsetzen von (M.28) und (M.20) in (M.22) sowie Umsortieren der Koeffizienten und Zusammenfassen der externen Eintrittstemperaturen t_{Xi} zu einer charakteristischen Temperaturdifferenz ($\Delta\Delta t_i$) bei paralleler Durchströmung von Absorber und Kondensator

$$\begin{aligned}\Delta\Delta t_i = \dot{Q}_E \cdot \Bigg[& \left(\frac{K_{D2}}{\dot{W}_D \cdot P_{D2}} - \frac{K_{D2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}} \right) \\ & - \left(\frac{K_{A2} + K_{A3s}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A2} \cdot (1 - \mu_{A,U}) + 2 \cdot K_{A3s}}{2 \cdot \dot{W}_{int,A}} \right) \\ & + \left(\frac{-K_C \cdot B_{X2}}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{B_{X2}}{\dot{W}_E \cdot P_E} \right) \Bigg] \\ & - \Delta t_{Li} \cdot \left(\frac{K_{A3r}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A3r}}{\dot{W}_{int,A}} \right) .\end{aligned} \tag{M.29}$$

Daraus resultiert die charakteristische Gleichung der Kälteleistung $\dot{Q}_E = \dot{Q}_{E,VV}$ für Anlagen deren überfluteter Desorber nach Variante B und deren berieselter Absorber (ggf. mit Absorberumlauf) nach Variante A zu berechnen ist (d.h. $VV = BA$).

$$\dot{Q}_{E,BA} = s_{E,BA} \cdot (\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,E,BA}) \tag{M.30}$$

Die Steigungs- und Verlustparameter $s_{E,BA}$ und $\Delta\Delta t_{min,E,BA}$ sind für die allgemeine Form 3.144 der charakteristischen Gleichungen in Tabelle (3.7) zusammen mit den charakteristischen Koeffizienten in Tabelle 3.6 aufgeführt (siehe Seite 221 und 222).

N Ergänzungen zur erweiterten Methode

In diesem Anhang sind Ergänzungen zur erweiterten Methode zusammengefasst.

N.1 Veränderlichkeit der charakteristischen Koeffizienten K_N

Zur Beurteilung der tatsächlichen Veränderlichkeit der charakteristischen Koeffizienten K_N in der erweiterten Methode sind in Tabelle N.15 neben den berechneten und simulierten Mittelwerten $\overline{K}_N^{imp}$ und $\overline{K}_N^{sim}$ auch die Standardabweichungen $\sigma(K_N^{sim})$ der exakten Koeffizienten K_N^{sim} sowie deren Spannweite $\Delta\widehat{s}(K_N^{sim})$ als Maß für deren Streuung bzw. Veränderlichkeit aufgeführt. Eine graphische Darstellung findet sich in Bild 3.42, S. 259. Zum besseren Vergleich der unterschiedlich großen Steigungskoeffizienten ist außerdem der Variationskoeffizient $\widetilde{\sigma}(K_N^{sim})$ als normierte Standardabweichung bzw. relatives Streuungsmaß angegeben (vergl. Anhang A). Für beide Anlagen liegen fast alle Variationskoeffizienten $\widetilde{\sigma}(K_N^{sim})$ unter 10%, so dass die Annahme näherungsweise konstanter mittlerer Koeffizienten K_N gerechtfertigt ist.

Tabelle N.15: Statistische Größen zu den charakteristischen Koeffizienten der Anlagen 6C4 und FA2. Die Variationskoeffizienten $\widetilde{\sigma}(K_N^{sim})$ sind für alle N dimensionslos, ebenso wie die Größen für $N = 1 \ldots 3$. Für $N = 4 \ldots 6$ ist die Einheit kW/K.

	N	$\overline{K}_N^{imp}$	$\overline{K}_N^{sim}$	$\sigma(K_N^{sim})$	$min(K_N^{sim})$	$max(K_N^{sim})$	$\Delta\widehat{s}(K_N^{sim})$	$\widetilde{\sigma}(K_N^{sim})$
6C4	1	0.084	0.083	0.000	0.081	0.084	0.003	0.00
	2	-1.016	-1.012	0.008	-1.031	-0.991	0.040	-0.01
	3	-0.099	-0.095	0.008	-0.115	-0.074	0.041	-0.08
	4	30.60	30.69	0.627	29.33	32.38	3.054	0.02
	5	36.86	36.70	0.463	34.88	37.80	2.921	0.01
	6	6.949	6.064	0.293	5.392	6.711	1.319	0.05
FA2	1	0.127	0.128	0.001	0.126	0.130	0.004	0.01
	2	-0.912	-0.908	0.008	-0.934	-0.893	0.041	-0.01
	3	-0.040	-0.035	0.008	-0.053	-0.019	0.034	-0.23
	4	0.324	0.322	0.006	0.307	0.333	0.026	0.02
	5	0.377	0.376	0.001	0.374	0.379	0.005	0.00
	6	0.032	0.029	0.003	0.023	0.038	0.015	0.10

N.2 Methodisch bedingte Abweichungen bei Anlage FA2

In Abschnitt 3.4.1 wird dargestellt, dass mit zunehmender Vereinfachung bzw. mit zunehmender Annahme konstanter oder genäherter Werte (siehe Beschreibung von Fall 1 bis 4 in Tabelle 3.13) die Spannweite der Abweichungen ϵ_E^{imp} und ϵ_D^{imp} von ca. 5% im Fall 1 auf ca. 15% im praktisch relevanten Fall 4 ansteigt. Im Fall 2 ergibt sich jedoch trotz Verwendung von konstanten kalorischen Stoffdaten eine zunächst überraschende Verringerung der Abweichungen ϵ_D^{imp} gegenüber veränderlichen und damit genaueren Stoffdaten im Fall 1. Dies resultiert aus einer Kompensation von methodisch bedingten Abweichungen und soll anhand von Anlage FA2 näher erläutert werden.

In Tabelle N.16 sind ausgewählte Daten der Simulation und der Berechnungsmethode für drei Lastpunkte mit ähnlicher Antriebsleistung $\dot{Q}_D$ und charakteristischer Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^{est}$ (siehe Gleichung (3.29), S. 151) gegenübergestellt. In der Detailansicht Bild N.2 ist die Veränderung der zu diesen drei Lastpunkten gehörenden Fehler durch Hervorhebung kenntlich gemacht.

Der Fehler in der berechneten Antriebsleistung liegt für alle drei Punkte im Fall 1 bei etwa -1% bis -2%, im Fall 2 hingegen bei ca. 0%. Da im Fall 1 die gleichen Stoffdaten wie in der Simulation verwendet wurden, stimmen die nach Gleichung (3.161) berechneten Koeffizienten K_6 exakt mit den simulierten Werten überein und dementsprechend auch die Mindestantriebsleistung, $\Delta\dot{Q}_{min,D} = \dot{Q}_{min,D}^{sim} - \dot{Q}_{min,D}^{imp} = 0$. Der Unterschied in der berechneten Antriebsleistung $\Delta\dot{Q}_D$ resultiert daher allein aus der Summe aller methodisch bedingten Fehler, aber nicht aus unterschiedlichen charakteristischen Koeffizienten wegen unterschiedlicher Stoffdaten.

Obwohl die scheinbare Wärmekapazität im gesamten Lastbereich Werte von ca. 20 bis 30 kJ/(kg·K) annimmt und damit sowohl größer als auch kleiner sein kann, als der im Fall 2 verwendete Wert von $\widetilde{c}_{p,D}^{imp}$ = 25 kJ/(kg·K), wird der Koeffizient K_6 immer größer berechnet als mit den exakten Stoffdaten im Fall 1 (siehe Bild N.1). Dies resultiert aus dem Verhältnis $\frac{c_{p,r}}{\widetilde{c}_{p,D}} = \frac{\dot{W}_r}{\widetilde{\dot{W}}_D}$ in Verbindung mit den dimensionslosen Temperaturänderungen P_S und P_D, P_A in Ω_D, Ω_A, die ebenfalls von den Wärmekapazitätsströmen abhängig sind. Denn für den Koeffizienten K_6 gilt:

$$K_6 = \frac{(1 - P_S) \cdot \dot{W}_r}{1 + \dot{W}_r \cdot \Big((1 - P_S) \cdot \Omega_D - (P_S - 1/R_S) \cdot \Omega_A\Big)} \tag{N.1}$$

mit

$$\Omega_D = \frac{1}{\dot{W}_D \cdot P_D} - \frac{1}{\widetilde{\dot{W}}_D} \qquad \Omega_A = \frac{1}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{1}{\widetilde{\dot{W}}_A} \; . \tag{N.2}$$

Tabelle N.16: Daten zum Effekt von veränderlichen, exakten Stoffdaten (Fall 1) und konstanten mittleren Stoffdaten (Fall 2) in der erweiterten Berechnungsmethode für Anlage FA2.

Eintrittstemperaturen			115/30/9 °C	100/27/15 °C	110/24/18 °C
Hervorhebung in Bild N.2			Raute	Kreis	Quadrat
	$\Delta\Delta t_i^{est}$	K	60,9	59,2	59,1
	Δt_{Li}	K	21	12	6
	$\dot{Q}_D^{sim}$	kW	20,85	20,24	20,06
	K_6^{sim}	kW/K	0,028	0,030	0,032
Fall 1	$\dot{Q}_D^{imp}$	kW	20,40	19,96	19,92
	$\Delta\dot{Q}_D$	kW	-0,45	-0,28	-0,14
	ϵ_D		-0,022	-0,014	-0,007
	K_6^{imp}	kW/K	0,028	0,030	0,032
	ΔK_6	kW/K	0,000	0,000	0,000
	ϵ_{K_6}		0,000	0,000	0,000
	$\Delta\dot{Q}_{min,D}$	kW	0,00	0,00	0,00
	$\widetilde{c}_{p,D}$	kJ/(kg·K)	19,97	22,16	24,61
	P_D	-	0,580	0,595	0,610
Fall 2	$\dot{Q}_D^{imp}$	kW	20,78	20,14	19,98
	$\Delta\dot{Q}_D$	kW	-0,07	-0,10	-0,08
	ϵ_D		-0,003	-0,005	-0,004
	K_6^{imp}	kW/K	0,035	0,034	0,034
	ΔK_6	kW/K	0,007	0,004	0,002
	ϵ_{K_6}		0,250	0,118	0,063
	$\Delta\dot{Q}_{min,D}$	kW	-0,60	-0,26	-0,17
	$\widetilde{c}_{p,D}$	kJ/(kg·K)	25,00	25,00	25,00
	P_D	-	0,612	0,612	0,612

Durch die höheren Werte K_6^{imp} im Fall 2 gegenüber den exakten Werten K_6^{sim} (d.h. $\Delta K_6 = K_6^{imp} - K_6^{sim} > 0$) werden sowohl die Mindestantriebsleistung $\dot{Q}_{min,D}^{imp} = K_6^{imp} \cdot (t_{Di} - t_{Ai})$ als auch die gesamte Antriebsleistung $\dot{Q}_D^{imp}$ nach Gleichung (3.159) größer berechnet als im Fall 1. Der zusätzliche Fehler aus konstanten Stoffdaten im Fall 2 (d.h. $\epsilon_{K_6} = \frac{K_6^{imp}}{K_6^{sim}} - 1 > 0$) wirkt damit der negativen Summe aller

methodisch bedingten Fehler entgegen und der Gesamtfehler ϵ_D verringert sich betragsmäßig. Aus den Werten in Tabelle N.16 ist außerdem zu erkennen, dass mit wachsender, methodisch bedingter Abweichung $\Delta\dot{Q}_D$ im Fall 1 die Abweichung in der Mindestantriebsleistung $\Delta\dot{Q}_{min,D}$ im Fall 2 ebenfalls betragsmäßig ansteigt und von ähnlicher numerischer Größe ist (d.h. $\Delta\dot{Q}_{min,D}^{Fall\,2} \approx -\Delta\dot{Q}_D^{Fall\,1}$). Wegen dieser Kohärenz reduziert sich bei der o.g. Fehlerkompensation nicht nur die Höhe, sondern auch die Streuung der Fehler ϵ_D im Fall 2 mit konstanten Stoffdaten gegenüber Fall 1 mit exakten Stoffdaten.

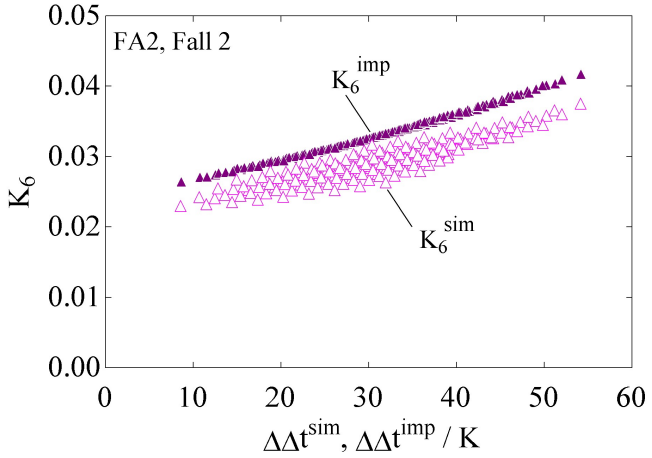


Bild N.1: Vergleich des Koeffizienten K_6 bei Verwendung von veränderlichen, exakten Stoffdaten und mittleren konstanten Stoffdaten.

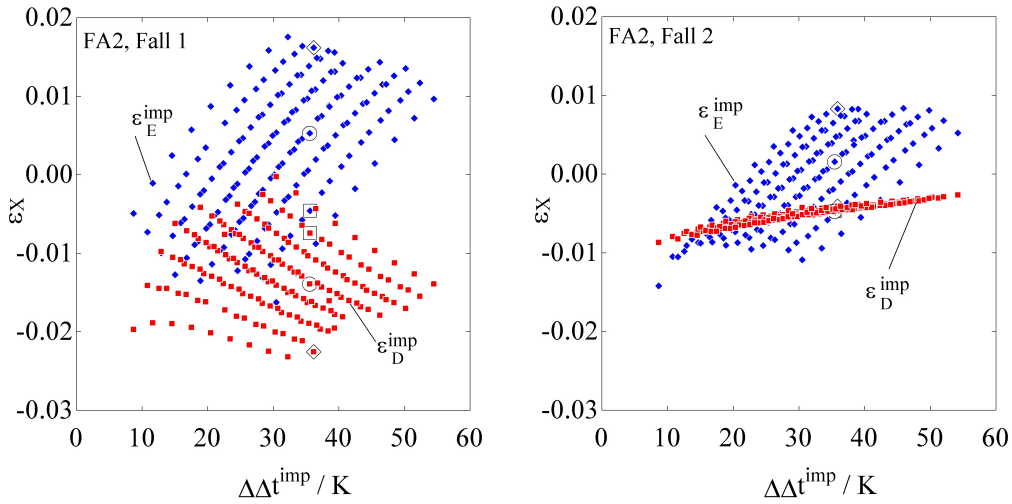


Bild N.2: Fehler der erweiterten Berechnungsmethode gegenüber Simulationsergebnissen bei Verwendung von veränderlichen, exakten Stoffdaten (links) und mittleren konstanten Stoffdaten (rechts). Beschreibung der gekennzeichneten Betriebspunkte in Tabelle N.16.

N.3 Berechnungsmethode für Variante A analog zur Variante B

Die Verwendung der dimensionslosen Temperaturänderungen P_X zusammen mit $\Delta T_{max,X}$ anstelle der Temperaturdifferenzfaktoren z_X zusammen mit $\Delta T_{arith,X}$ zur Umwandlung der mittleren treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{m,X}$ bzw. der logarithmischen Mittelwerte $\Delta T_{log,X}$ kann auch für Anlagen erfolgen, bei denen die Wärmeübertragung im Ab- und Desorber aufgrund von adiabaten Sorptionsvorgängen nach Variante A zu berechnen ist. Dadurch ergibt sich eine analoge Formulierung der Methode zur Variante B aus Abschnitt 3.3.3 (d.h. ohne adiabate Sorption) mit der das Teillastverhalten abhängig von den Eintrittstemperaturen t_{Xi} beschrieben wird, die in einer charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i$ zusammengefasst wurden. Dieser Vorteil soll auch für Variante A nutzbar sein.
Ausgehend von der dimensionslosen Temperaturänderung für den Gesamtbereich im Desorber (d.h. Bereich $D = D1 + D2$)

$$P_D = \frac{t_{Di} - t_{Do}}{t_{Di} - T_{Di}} \tag{N.3}$$

folgt nach einfacher Umformung und Verwendung von $\dot{Q}_D = \dot{W}_D \cdot (t_{Di} - t_{Do})$

$$T_{Di} = t_{Di} - \frac{t_{Di} - t_{Do}}{P_D} = t_{Di} - \frac{\dot{Q}_D}{\dot{W}_D \cdot P_D} \ . \tag{N.4}$$

Durch Einsetzen in (3.95), S. 207 und Auflösen nach T_{Ds} ergibt sich

$$T_{Ds} = t_{Di} - \frac{\dot{Q}_D}{\dot{W}_D \cdot P_D} + \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{W}_{int,D1}} \ . \tag{N.5}$$

Diese Starttemperatur des Desorptionsprozesses lässt sich auch über die halbe interne Temperaturspreizung G_{D2} ausdrücken (siehe Bild N.3)

$$T_{Ds} = T_{D2} - \frac{G_{D2}}{2} = T_{D2} - \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}} \ , \tag{N.6}$$

so dass aus (N.5) und (N.6) für die Mitteltemperatur im Bereich D2 folgt

$$T_{D2} = t_{Di} - \frac{\dot{Q}_D}{\dot{W}_D \cdot P_D} + \frac{\dot{Q}_{D1}}{\dot{W}_{int,D1}} + \frac{\dot{Q}_{D2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,D2}} \ . \tag{N.7}$$

Die arithmetische Mitteltemperatur im Bereich A2 des Absorbers ergibt sich entsprechend zu

$$T_{A2} = t_{Ai} - \frac{\dot{Q}_A}{\dot{W}_A \cdot P_A} + \frac{\dot{Q}_{A3}}{\dot{W}_{int,A3}} + \frac{\dot{Q}_{A2}}{2 \cdot \dot{W}_{int,A2}} \ . \tag{N.8}$$

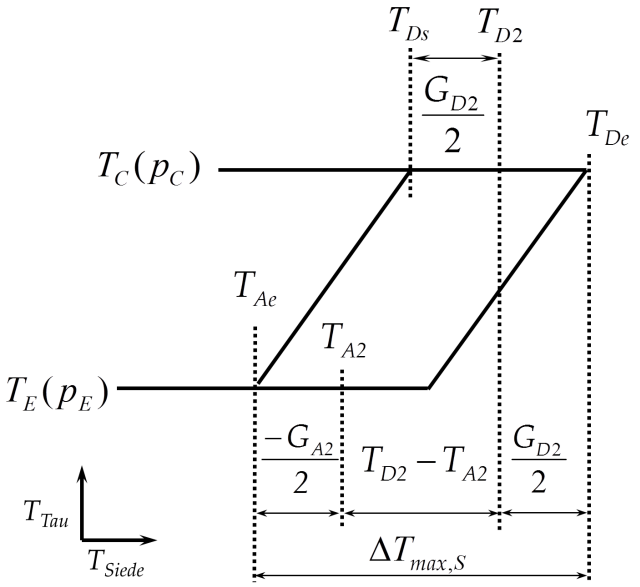


Bild N.3: Interne Temperaturspreizungen im Bereich D2 und A2.

Nach Einsetzen der Mitteltemperaturen aus den Gleichungen (N.7), (N.8) sowie (3.137) und (3.138), S. 219 in die Dühring-Gleichung (3.75), S. 198 folgt mit den genäherten Wärmestromverhältnissen K_{D2}, K_{A2}, K_C nach Anhang K bzw. den bauformunabhängigen Koeffizienten K_{D1s}, K_{D1r}, K_{A3s}, K_{A3r} aus Abschnitt 3.3.1 und mit Vernachlässigung des Unterschiedes bei den scheinbaren Wärmekapazitätsströmen in den Bereichen D1 und D2 sowie A2 und A3 (d.h. $\dot{W}_{int,XN} = \widetilde{\dot{W}}_X$)

$$\begin{aligned}\Delta\Delta t_i = \dot{Q}_{E,AA} \cdot \Bigg[& \frac{K_{D2}+K_{D1s}}{\dot{W}_D \cdot P_D} - \frac{K_{D2}+2\cdot K_{D1s}}{2\cdot \widetilde{\dot{W}}_D} \\ & - \left(\frac{K_{A2}+K_{A3s}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A2}+2\cdot K_{A3s}}{2\cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right) \\ & + \left(\frac{-K_C \cdot B_{X2}}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{B_{X2}}{\dot{W}_E \cdot P_E} \right) \Bigg] \\ + \Delta t_{Li} \cdot \Bigg[& \left(\frac{K_{D1r}}{\dot{W}_D \cdot P_D} - \frac{K_{D1r}}{\widetilde{\dot{W}}_D} \right) - \left(\frac{K_{A3r}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A3r}}{\widetilde{\dot{W}}_A} \right) \Bigg] .\end{aligned} \tag{N.9}$$

Dabei repräsentiert $\Delta\Delta t_i$ zunächst wieder die charakteristische Temperaturdifferenz der vier unabhängigen, externen Eintrittstemperaturen von Desorber, Absorber, Kondensator und Verdampfer nach Gleichung (3.141) und $\Delta t_{Li} = t_{Ci} - t_{Ei}$ den externen Temperaturhub. Bedingt durch die Formulierung mit Eintrittstemperaturen t_{Xi} anstelle der arithmetischen Mitteltemperaturen t_X in der charakteristischen Temperaturdifferenz, müssen die in Abschnitt 3.3.1 mit Gleichung (3.88) und (3.91) eingeführten Koeffizienten K_{XNs} an die Verwendung von P_X und $\dot{W}_X$ anstelle von

z_X und Y_X angepasst werden, d.h.:

$$\begin{aligned} K_{D1s} = \quad & \dot{W}_r \cdot (1 - P_S) \cdot \left[\frac{K_{D2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right. \\ & \left. + B_{X2} \cdot \left(\frac{-K_C}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{1}{\dot{W}_E \cdot P_E} \right) - \frac{K_{D2}}{(1 - P_S) \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} \right] \\ K_{A3s} = \quad & \dot{W}_r \cdot \left(P_S - \frac{1}{R_S} \right) \cdot \left[\frac{K_{D2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} - \frac{K_{A2}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right. \\ & \left. + B_{X2} \cdot \left(\frac{-K_C}{\dot{W}_C \cdot P_C} + \frac{1}{\dot{W}_E \cdot P_E} \right) - \frac{K_{A2}}{(R_S \cdot P_S - 1) \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right] . \end{aligned} \tag{N.10}$$

Nach einfacher Umformung von (N.9) ergibt sich die charakteristische Gleichung für die Kälteleistung zu:

$$\dot{Q}_{E,AA} = s_{E,AA} \cdot \left[\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,E,AA} \right] \tag{N.11}$$

mit dem Steigungs- und Verlustparameter

$$\begin{aligned} s_{E,AA} &= \frac{1}{K_{DQ,A} + K_{AQ,A} + K_{CQ} + K_{EQ}} \\ \Delta\Delta t_{min,E,AA} &= (K_{Dt,A} - K_{At,A}) \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) \end{aligned} \tag{N.12}$$

sowie den näherungsweise konstanten charakteristischen Koeffizienten

$$\begin{aligned} K_{DQ,A} = \quad & \left(\frac{K_{D2} + K_{D1s}}{\dot{W}_D \cdot P_D} - \frac{K_{D2} + 2 \cdot K_{D1s}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_D} \right) \\ K_{AQ,A} = \quad & -\left(\frac{K_{A2} + K_{A3s}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A2} + 2 \cdot K_{A3s}}{2 \cdot \widetilde{\dot{W}}_A} \right) \\ K_{CQ} = \quad & -\frac{K_C \cdot B_{X2}}{\dot{W}_C \cdot P_C} \\ K_{EQ} = \quad & \frac{B_{X2}}{\dot{W}_E \cdot P_E} \\ K_{Dt,A} = \quad & \frac{K_{D1r}}{\dot{W}_D \cdot P_D} - \frac{K_{D1r}}{\widetilde{\dot{W}}_D} \\ K_{At,A} = \quad & \frac{K_{A3r}}{\dot{W}_A \cdot P_A} - \frac{K_{A3r}}{\widetilde{\dot{W}}_A} . \end{aligned} \tag{N.13}$$

Mit den selben Koeffizienten lassen sich auch die charakteristischen Gleichungen für die Desorber-, Absorber- und Kondensatorleistung angeben (d.h. $X = D, A, C$):

$$\dot{Q}_{X,AA} = s_{X,AA} \cdot \left[\Delta\Delta t_i - \Delta\Delta t_{min,X,AA}\right] \tag{N.14}$$

mit den Steigungsparametern

$$\begin{aligned} s_{D,AA} &= \quad s_{E,AA} \cdot (K_{D2} + K_{D1s}) \\ s_{A,AA} &= -s_{E,AA} \cdot (K_{A2} + K_{A3s}) \\ s_{C,AA} &= -s_{E,AA} \cdot K_C \end{aligned} \tag{N.15}$$

und Verlustparametern

$$\begin{aligned} \Delta\Delta t_{min,D,AA} &= \Delta\Delta t_{min,E,AA} - \frac{K_{D1r}}{s_{D,AA}} \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) \\ \Delta\Delta t_{min,A,AA} &= \Delta\Delta t_{min,E,AA} - \frac{K_{A3r}}{s_{A,AA}} \cdot (t_{Ci} - t_{Ei}) \\ \Delta\Delta t_{min,C,AA} &= \Delta\Delta t_{min,E,AA} \; . \end{aligned} \tag{N.16}$$

N.4 Zusammenhang zwischen $\Delta\Delta t^*$ und $\Delta\Delta t^*_{min}$

Für den oft vorkommenden Fall einer seriellen Kühlwasserführung vom Absorber zum Kondensator $A \rightarrow C$ ergibt sich zwischen der effektiven und minimalen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t_i^*$ und $\Delta\Delta t_{i,min}^*$ ein praktisch nutzbarer Zusammenhang. Denn mit $K_3 = 1 + K_2 - K_1$ entsprechend Tabelle 3.8 ist

$$\Delta\Delta t_i^* = (1 - K_1) \cdot t_{Di} - (1 - K_2) \cdot t_{Ai} + (K_1 - K_2) \cdot t_{Ei} \tag{N.17}$$

und nach Gleichung (3.157) mit $K_{min,N}$ aus Tabelle 3.9

$$\Delta\Delta t_{i,min}^* = K_1 \cdot t_{Di} - K_2 \cdot t_{Ai} + (K_2 - K_1) \cdot t_{Ei} \; . \tag{N.18}$$

Addiert man obige Gleichungen, folgt

$$\Delta\Delta t_i^* + \Delta\Delta t_{i,min}^* = t_{Di} - t_{Ai} = \Delta t_{Ti} \; . \tag{N.19}$$

und damit nach Einsetzen in die untere Gleichung von (3.160), S. 231

$$\dot{Q}_{D,VV} = (K_5 - K_6) \cdot \Delta\Delta t_i^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \; . \tag{N.20}$$

Der Zusammenhang (N.19) gilt auch bei Verwendung der modifizierten Temperaturdifferenzen mit t_{Eo} statt t_{Ei}, d.h.

$$\Delta\Delta t^* + \Delta\Delta t_{min}^* = t_{Di} - t_{Ai} = \Delta t_{Ti} \; . \tag{N.21}$$

Damit lässt sich die allgemeingültige Darstellung der Antriebsleistung in (3.164) für die spezielle Stromführung $A \rightarrow C$ vereinfachen zu:

$$\dot{Q}_{D,VV} = (K_5^* - K_6) \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \; . \tag{N.22}$$

Nach Einsetzten des modifizierten Koeffizienten $K_5^* = K_{Eo} \cdot (K_5 - K_6) + K_6$ für diesen Fall (siehe Tabelle 3.11, S. 236) folgt

$$\dot{Q}_{D,VV} = (K_{Eo} \cdot (K_5 - K_6) + K_6 - K_6) \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \tag{N.23}$$

bzw. nach zwingender Vereinfachung

$$\dot{Q}_{D,VV} = K_{Eo} \cdot (K_5 - K_6) \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \; . \tag{N.24}$$

Die charakteristische Gleichung der Antriebsleistung kann daher für diesen Spezialfall (d.h. nur bei der Stromführung $A \rightarrow C$) auch wie folgt geschrieben werden:

$$\dot{Q}_{D,VV} = K_5^{**} \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \tag{N.25}$$

mit

$$K_5^{**} = K_{Eo} \cdot (K_5 - K_6) \; . \tag{N.26}$$

Vorteil dieser Darstellung ist, dass sie gut für die Entwicklung und Untersuchung von Regelstrategien genutzt werden kann, weil sich dadurch die Umformungen zur Berechnung von Sollwerten für Heiß- und Kühlwasser deutlich vereinfachen lassen (siehe Kapitel 4). Nachteilig ist, dass die Mindestantriebsleistung nicht mehr erkennbar ist (denn $\dot{Q}_{min,D} \neq K_6 \cdot \Delta t_{Ti}$). Dies kann auch dazu führen, dass der Steigungsparameter K_5^{**} kleiner ist, als der Steigungsparameter der Kälteleistung K_4^*, so dass graphische Darstellungen erschwert werden.

N.5 Funktionsaufruf der erweiterten Berechnungsmethode

Die im Hauptteil dargestellten Berechnungsergebnisse der erweiterten Methode wurden durch Aufruf der EES-Funktion *CE-Method* erzielt. In dieser Funktion werden die im Abschnitt 3.3 hergeleiteten charakteristischen Gleichungen, Koeffizienten und Temperaturen in expliziter Form berechnet[17]. Der Funktionsaufruf ist in Bild N.4 als Übersicht dargestellt und soll hier näher erläutert werden.
Über die ersten beiden Parameter n und VV wird das Berechnungsverfahren festgelegt. Mit den nachfolgenden Werten erfolgt die Charakterisierung der zu berechnenden Anlage. Dies geschieht über die Auswahl der Kühlwasserführung ACF (*Absorber-Condenser-Flow*) und die Angabe der Wärmedurchlässigkeiten $Y_{X,0}$ mit den zugehörigen Volumenströmen $\dot{V}_{X,0}$ unter Nennbedingungen. Außerdem sind die internen und externen Stoffdaten unter Nennbedingungen über die Vektoren $prop_{int,0}$ und $prop_{ext,0}$ anzugeben. Es ist zulässig alle 14 bzw. 16 Stellen auf -1 zu setzen. In diesem Fall wird der Vektor $prop_{int,0}$ mit den Werten aus Tabelle 3.12 belegt und für $prop_{ext,0}$ werden konstante Stoffdaten für Wasser bei D=90 °C , E=10 °C und C,A=30 °C verwendet.
Durch eine optionale Identifikations-Matrix der AKA (AKAID) können weitere Charakteristika der Anlage an die Methode übergeben werden. Hierzu zählt z.B. das Verhältnis der Wasserwegeanzahl NPR_X (*Number of Paths Ratio*) der zu berechnenden Anlage gegenüber einer (Standard-)Anlage für die die Werte $Y_{X,0}$, $\dot{V}_{X,0}$ (mit $X = D, E, C, A, S$) vorliegen. Dies ist z.B. für Anlagen im *mix-match-design* von Bedeutung, um die Wärmedurchlässigkeitsfaktoren ψ_X richtig bestimmen zu können. Denn die normierte Strömungsgeschwindigkeit γ_X hängt sowohl von den Volumenströmen im Betrieb als auch von einer konstruktiv veränderten Wegeanzahl gegenüber dem Nennzustand ab, d.h. $\gamma_X = {\dot{V}_X}/{\dot{V}_{X,0}} \cdot {NP_X}/{NP_{X,0}}$. Bei Anlage RTG ist z.B. entsprechend Tabelle 2.5, S. 42 $NPR_E = {NP_E}/{NP_{E,0}} = 3/2$. Ebenso können über die AKAID-Matrix Angaben zu den Nennleistungen $\dot{Q}_{X,0}$ und Wärmeübertragungsflächen $A_{X,0}$ übergeben werden, um zukünftig z.B. eine Nachführung der inneren Wärmeübergangskoeffizienten abhängig von der aktuellen Wärmestromdichte $\dot{q}_X = {\dot{Q}_X}/{A_X}$ gegenüber der Wärmestromdichte unter Nennbedingungen $\dot{q}_{X,0} = {\dot{Q}_{X,0}}/{A_{X,0}}$ ergänzen zu können.
Mit den Angaben in der zweiten Zeile werden die aktuellen Betriebsbedingungen an die Funktion übergeben. Über die 14 Einträge der Variable $prop_{int}$ können die Stoffeigenschaften der internen Arbeitsstoffe sowie andere Teilergebnisse aus der Simulation (z.B. P_{D2}) an den Berechnungsalgorithmus übergeben werden. Für den Fall, dass im $prop_{int}$-Vektor einzelne Stellen auf -1 gesetzt werden, erfolgt für die zugeordneten Stoffdaten (siehe Bild N.4) automatisch die Verwendung der Werte

[17] Da die Funktion *CE-Method* mehrere Ergebnisse berechnet, wird sie in EES-Syntax als *Procedure* behandelt (und nicht als *Function*). Trotzdem wird hier im Text der Begriff *Funktion* verwendet.

aus Tabelle 3.12. An den Stellen mit Werten größer Null, werden in der Funktion die übergebenen Werte verwendet (entweder variable Werte aus der Simulation oder andere konstante Werte). Dies wurde im Abschnitt 3.4.1 für die Untersuchung der Fälle 1 bis 4 angewendet, bei denen immer weniger Information aus der Simulation an die Berechnungsroutine übergeben wird. Wie bei den Nennwerten in $prop_{int,0}$ und $prop_{ext,0}$ ist es aber auch zulässig, alle 14 bzw. 16 Stellen auf -1 zu setzen, um in Teillast mit den gleichen konstanten Stoffdaten rechnen zu können, wie im Nennlastfall. Die Geometriefaktoren B_{X2}, μ_{DV} und R_S bleiben aber nur bei $n = 1$ konstant und werden bei $n = 2$ entsprechend dem Prädiktor-Korrektor-Berechnungsverfahren in Abschnitt 3.4.2 verändert.
Anschließend folgen die aktuellen externen Betriebsbedingungen am Eintritt der Anlage (d.h. t_{Xi} und $\dot{V}_X$ mit $X = D, E, C, A$). Dabei ist für Anlagen mit serieller Kühlwasserführung die Angabe der jeweiligen Zwischentemperatur (d.h. t_{Ci} bei $A \rightarrow C$ bzw. t_{Ai} bei $C \rightarrow A$) nicht notwendig. Der i.A. unbekannte Wert kann z.B. mit -1 belegt werden und wird innerhalb des Berechnungsverfahrens ermittelt.
Durch die letzten drei Werte werden die internen Volumenströme festgelegt. Sowohl der Volumenstrom der reichen Lösung im Lösungswärmeübertrager $\dot{V}_S$ als auch der gepumpte Lösungsvolumenstrom $\dot{V}_P$ kann sich unter aktuellen Betriebsbedingungen von den Werten unter Nennbedingungen (Vektor $\dot{V}_{X,0}[1..7]$) unterscheiden. Der spezifische Lösungsumlauf im Absorber der YIA-Anlagen ergibt sich aus dem Unterschied zwischen $\dot{V}_P$ und $\dot{V}_S$ (d.h. $\mu_{A,U} = \dot{V}_P/\dot{V}_S - 1$). Bei den Anlagen im PLH und RTG unterscheidet sich dieser z.B. vom Wert $\mu_{A,U,0} = \dot{V}_{P,0}/\dot{V}_{S,0} - 1$ der YIA-Standard-Anlagen unter Nennbedingungen. Bei Anlagen ohne Absorberumlauf (z.B. FA2) ist dagegen $\dot{V}_S = \dot{V}_P$. Der Verdampferumlauf $\dot{V}_R$ wird im Berechnungsverfahren bisher nicht verwendet und ist für zukünftige Weiterentwicklungen vorgesehen.

`CE_Method` $(n, VV, ACF, Y_{X,0}[1..5], \dot{V}_{X,0}[1..7], prop_{int,0}[1..14], prop_{ext,0}[1..16],$ `AKAID`, $prop_{int}[1..14], prop_{ext}[1..16], t_{Di}, t_{Ai}, t_{Ci}, t_{Ei}, \dot{V}_D, \dot{V}_A, \dot{V}_C, \dot{V}_E, \dot{V}_S, \dot{V}_R, \dot{V}_P)$

n	Anzahl der Berechnungsschritte			
	1	ohne Nachführung der Geometrieparameter		
	2	mit Nachführung der Geometrieparameter		
VV	Bauform bzw. adiabate Sorptionsprozesse			
	AA	im De- und Absorber möglich		
	BA	nur im Absorber möglich		
ACF	Kühlwasserführung			
	ApC	parallel durch Absorber und Kondensator	$A \parallel C$	
	AsC	serielle vom Absorber zum Kondensator	$A \rightarrow C$	
	CsA	serielle vom Kondensator zum Absorber	$C \rightarrow A$	
$Y_{X,0}$	Wärmedurchlässigkeiten bei Nennbedingungen			
	1	des Desorbers	$Y_{D,0}$	kW/K
	2	des Verdampfers	$Y_{E,0}$	kW/K
	3	des Kondensators	$Y_{C,0}$	kW/K
	4	des Absorbers	$Y_{A,0}$	kW/K
	5	des Lösungswärmeübertragers	$Y_{S,0}$	kW/K
$\dot{V}_{X,0}$	Volumenströme bei Nennbedingungen			
	1	im Desorber extern	$\dot{V}_{D,0}$	$\mathrm{m^3/h}$
	2	im Verdampfer extern	$\dot{V}_{E,0}$	$\mathrm{m^3/h}$
	3	im Kondensator extern	$\dot{V}_{C,0}$	$\mathrm{m^3/h}$
	4	im Absorber extern	$\dot{V}_{A,0}$	$\mathrm{m^3/h}$
	5	der reichen Lösg. im Lösungswärmeübertr.	$\dot{V}_{S,0}$	l/s
	6	im Verdampferumlauf	$\dot{V}_{R,0}$	l/s
	7	der gepumpten, reichen Lösung	$\dot{V}_{P,0}$	l/s
$prop_{int,0}$	prozessinterne Stoffeigenschaften bei Nennbedingungen			
	1	spez. Wärmekapazität der reichen Lösung	$c_{p,r}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$
	2	spez. Pseudo-Wärmekapazität im Desorber	$\widetilde{c}_{p,D}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$
	3	spez. Pseudo-Wärmekapazität im Absorber	$\widetilde{c}_{p,A}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$
	4	spez. Wärmekapazität, Kältemittel flüssig	$c^{L}_{p,R}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$
	5	spez. Wärmekapazität, Kältemitteldampf	$c^{V}_{p,R}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$
	6	Dichte, Lösung kältemittelreich	ρ^{imp}_{r}	$\mathrm{kg/m^3}$
	7	Dichte, Kältemittel flüssig	$\rho^{'L}_{R}$	$\mathrm{kg/m^3}$
	8	Dichte, Kältemitteldampf	$\rho^{'V}_{R}$	$\mathrm{kg/m^3}$
	9	spez. Verdampfungsenthalpie des Kältemittels	Δh^{LV}_{E}	kJ/kg
	10	Pseudo-Dühring-Parameter	B_{X2}	
	11	spezifischer Drosselverlust	μ_{DV}	
	12	Wärmekapazitätsstromverhältnis	R_S	
	13	Koeffizient für Wärmestromverhältnisse	K_B	
	14	Dimensionsl. Temperaturänderung, Bereich D2	P_{D2}	
$prop_{ext,0}$	Stoffeigenschaften der externen Wärmeträger bei Nennbed.			
	1..4	spez. Wärmekapazität in $X = D, E, C, A$	$c_{p,X}$	$\mathrm{kJ/(kg \cdot K)}$
	5..8	Dichte in $X = D, E, C, A$	ρ_X	$\mathrm{kg/m^3}$
	9..12	dynamische Viskosität in $X = D, E, C, A$	η_X	$\mathrm{mPa \cdot s}$
	13..16	Wärmeleitfähigkeit in $X = D, E, C, A$	λ_X	$\mathrm{W/(m \cdot K)}$
`AKAID`	Optionale Matrix für AKA-spezifische Informationen. Falls nicht vorhanden ist AKAID = [0,0,0,0,0]			

Bild N.4: Funktionsaufruf der erweiterten Berechnungsmethode auf Basis der erweiterten charakteristischen Gleichungen (3.160) bis (3.163).

O Ergänzungen zur Regelung

O.1 Näherung der dimensionslosen Temperaturänderung im RKW

Zur Berechnung der spezifischen Betriebskosten p_{cold} in Gleichung (4.14) wird eine explizite Darstellung für die elektrische Leistung P_{el} benötigt, die im Wesentlichen durch den geförderten Luftvolumenstrom $\dot{V}_L$ im Rückkühlwerk (RKW) bestimmt ist. Durch das Betriebsverhalten der Absorptionskälteanlage (AKA) – ausgedrückt durch die erweiterte Methode der charakteristischen Gleichungen – kann der notwendige Luftvolumenstrom $\dot{V}_L$ zur Abfuhr von $\dot{Q}_E$ und $\dot{Q}_D$ aus der AKA an die Umgebungsluft zwar bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.1.2).

$$\dot{V}_L = \frac{\dot{W}_A}{\rho_L \cdot c_{p,L} \cdot P_L} \cdot \frac{\dot{Q}_D + \dot{Q}_E}{\left(\dot{Q}_D + \dot{Q}_E + \dot{W}_A \cdot (t_{Ai} - t_{Li})\right)} \tag{O.1}$$

Aber mit dieser Gleichung ist der Luftvolumenstrom nur implizit bestimmt, da die luftseitige dimensionslose Temperaturänderung P_L von $\dot{V}_L$ abhängig ist.

$$\begin{aligned} P_L &= \frac{t_{Lo} - t_{Li}}{t_{Co} - t_{Li}} = \frac{1 - e^{(R_L - 1) \cdot NTU_{L,0} \cdot \psi_L}}{1 - R_L \cdot e^{(R_L - 1) \cdot NTU_{L,0} \cdot \psi_L}} \\ &= \frac{1 - e^{(R_L - 1) \cdot \frac{Y_{L,0} \cdot \psi_L}{\dot{V}_L \cdot \rho_L \cdot c_{p,L}}}}{1 - R_L \cdot e^{(R_L - 1) \cdot \frac{Y_{L,0} \cdot \psi_L}{\dot{V}_L \cdot \rho_L \cdot c_{p,L}}}} \end{aligned} \tag{O.2}$$

Auch das darin vorkommende Wärmekapazitätsstromverhältnis im Rückkühlwerk

$$R_L = \frac{\dot{W}_L}{\dot{W}_{RKW}} = \frac{\dot{V}_L \cdot \rho_L \cdot c_{p,L}}{\dot{W}_A} = \gamma_L \cdot \dot{V}_{L,0} \cdot \frac{\rho_L \cdot c_{p,L}}{\dot{W}_A} \tag{O.3}$$

mit dem wasserseitigen Wärmekapazitätsstrom $\dot{W}_{RKW}$, der bei serieller Durchströmung der AKA identisch ist zum Wärmekapazitätsstrom des Kühlwasser (d.h. $\dot{W}_{RKW} = \dot{W}_A = \dot{W}_C$), ist vom Luftvolumenstrom bzw. der normierten Strömungsgeschwindigkeit $\gamma_L = \frac{\dot{V}_L}{\dot{V}_{L,0}}$ abhängig. Im Nachfolgenden soll daher eine Näherung P_L' für die dimensionslose Temperaturänderung P_L erläutert werden, mit der eine explizite Darstellung für $\dot{V}_L' \approx \dot{V}_L$ ermöglicht wird.

Der Einfluss von $\dot{V}_L$ auf P_L bzw. auf die dimensionslose Wärmedurchlässigkeit NTU_L kann entsprechend Abschnitt 2.3.6 über einen Wärmedurchlässigkeitsfaktor ψ_L erfolgen, mit dem die Änderung der Wärmedurchlässigkeit Y_L bzw. des Wärmedurchgangskoeffizienten U_L bei variierendem Volumenstrom $\dot{V}_L$ in Bezug zur Wärmedurchlässigkeit eines Referenzzustandes $Y_{L,0}$ mit Nennvolumenstrom $\dot{V}_{L,0}$

erfasst wird.

$$\psi_L = \frac{Y_L}{Y_{L,0}} = \frac{1 + \frac{\alpha_{RKW,0}}{\alpha_{L,0}}}{\frac{\alpha_{RKW,0}}{\alpha_{RKW}} + \frac{\alpha_{RKW,0}}{\alpha_L}} = \frac{1 + a_{RKW}}{\frac{\alpha_{RKW,0}}{\alpha_{RKW}} + a_{RKW} \cdot \frac{\alpha_{L,0}}{\alpha_L}} \tag{O.4}$$

Beim Verhältnis der wasser- und luftseitigen Wärmeübergangskoeffizienten unter Nennbedingungen $a_{RKW} = \frac{\alpha_{RKW,0}}{\alpha_{L,0}}$ ist darauf zu achten, dass sich die Wärmeübergangskoeffizienten auf die gleiche Wärmeübertragungsfläche beziehen. Analog zur Verwendung der Dittus-Boelter-Gleichung auf der Wasserseite (siehe Gleichung (2.190) bzw. (2.191), S. 111) kann das Verhältnis der luftseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $a^*_{RKW} = \frac{\alpha_{L,0}}{\alpha_L}$ z.B. durch die Korrelationen von Schmidt [2006]

$$Nu_L = c \cdot Re_L^{3/5} \cdot Pr_L^{1/3} \tag{O.5}$$

mit c = 0,22 ... 0,38 auf die normierte Strömungsgeschwindigkeit der Luft $\gamma_L = \frac{\dot{V}_L}{\dot{V}_{L,0}}$ zurückgeführt werden [Thorton, 2006].

$$\psi_L = \frac{1 + a_{RKW}}{\gamma_{RKW}^{-0.8} + a_{RKW} \cdot \gamma_L^{-0.6}} \tag{O.6}$$

Allerdings ist die Auflösung von Gleichung (O.2) und (O.6) nach $\dot{V}_L$ problematisch. Wird nun stattdessen eine Näherung eingeführt

$$P_L \approx P_L^{'} = \frac{1}{1 + \gamma_L \cdot (1/P_{L,0} - 1)} \tag{O.7}$$

lässt sich die Gleichung (O.1) explizit nach dem Luftvolumenstrom auflösen:

$$\dot{V}_L \approx \dot{V}_L^{'} = \frac{(\dot{Q}_D + \dot{Q}_E) \cdot \dot{V}_{L,0} \cdot P_{L,0}}{b_{L,0} \cdot (\dot{Q}_D + \dot{Q}_E) + a_{L,0} \cdot (t_{Ai} - t_{Li})} \; . \tag{O.8}$$

Darin sind

$$\begin{aligned} a_{L,0} &= \dot{V}_{L,0} \cdot P_{L,0} \cdot \rho_L \cdot c_{p,L} \\ b_{L,0} &= a_{L,0}/\dot{W}_A + P_{L,0} - 1 \end{aligned} \tag{O.9}$$

und $P_{L,0}$ die luftseitige, dimensionslose Temperaturänderung unter den Nennbedingungen, bei denen die Wärmedurchlässigkeit $Y_{L,0}$ des Wasser-Luft-Wärmeübertragers ermittelt wurde.

$$P_{L,0} = \frac{t_{Lo,0} - t_{Li,0}}{t_{Co,0} - t_{Li,0}} = \frac{1 - e^{(R_{L,0}-1) \cdot NTU_{L,0}}}{1 - R_{L,0} \cdot e^{(R_{L,0}-1) \cdot NTU_{L,0}}} \tag{O.10}$$

Die Näherung (O.7) ist so formuliert, dass bei Nennlast mit normierter Strömungsgeschwindigkeit $\gamma_L = 1$ (also bei $\dot{V}_L = \dot{V}_{L,0}$) die Näherung $P_L^{'}$ dem exakten Wert $P_{L,0}$ entspricht und bei $\gamma_L = 0$ bzw. $R_L = 0$ auf den gleichen Grenzwert $P_L^{'} = 1$ zuläuft wie P_L nach Gleichung (O.2). Zwischen $\gamma_L = 0$ und $\gamma_L = 1$ wird die exponentielle Abhängigkeit vom Luftvolumenstrom durch einen reziproken Ansatz über die normierte Strömungsgeschwindigkeit $\gamma_L = \frac{\dot{V}_L}{\dot{V}_{L,0}}$ berücksichtigt.
In Bild O.1 sind die Näherungsergebnisse für zwei Rückkühlwerke mit unterschiedlich großen dimensionslosen Wärmedurchlässigkeiten $NTU_{L,0}$ = 1,0 und $NTU_{L,0}$ = 0,25 aber gleichem Wärmekapazitätsstromverhältnis $R_{L,0}$ = 2 im Nennlastpunkt dargestellt.

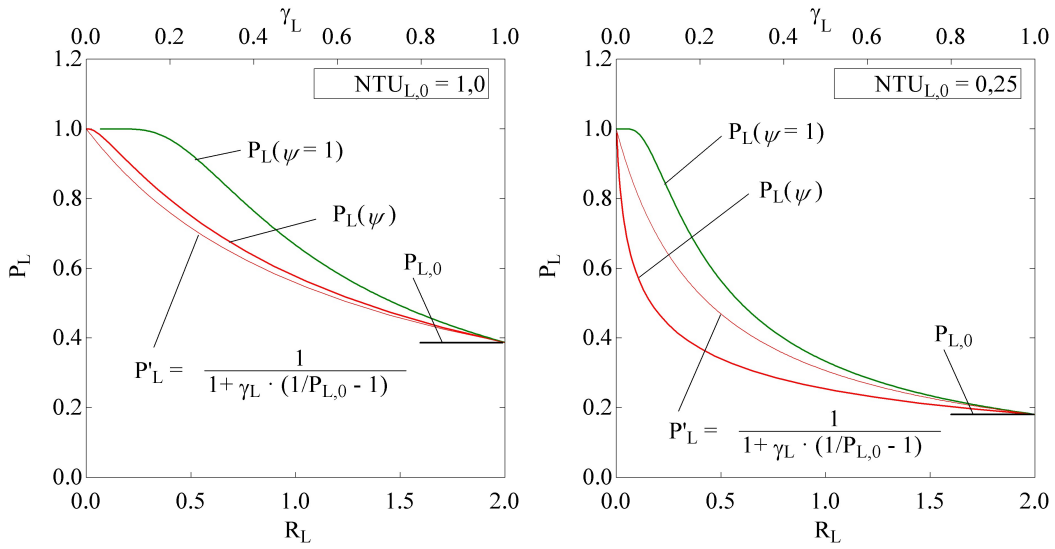


Bild O.1: Reziproke Näherung der dimensionslosen Temperaturänderung z.B. für Trockenkühler mit drehzahlgeregelten Ventilatoren mit unterschiedlich großer Wärmedurchlässigkeit im Nennlastpunkt.

Trotz der z.T. nicht unerheblichen Abweichungen zwischen dem exakten Verlauf $P_L(\psi)$ nach Gleichung (O.2) und der Näherung $P_L^{'}$ (z.B. bei geringer Nenn-Wärmedurchlässigkeit und geringem Luftvolumenstrom, d.h. $R_L < 1$ in Bild O.1 rechts) wird deutlich, dass die hier eingeführte Näherung genauer ist als z.B. die Näherung $\psi_L = 1$ zur Vernachlässigung der volumenstromabhängigen Nachführung der Wärmedurchlässigkeit Y_L. Dies ist aus dem Vergleich der Verläufe $P_L(\psi = 1)$ mit $P_L(\psi)$ zu erkennen.
Nachfolgend sollen die regelungstechnischen Auswirkungen der Näherung $P_L \approx P_L^{'}$, die zu einem genäherten Volumenstrom $\dot{V}_L^{'} \approx \dot{V}_L$ bzw. Elektroenergiebedarf $P_{el}^{'}$ und damit zu genäherten spezifischen Betriebskosten $p_{cold}^{'} \approx p_{cold}$ führen, erläutert werden.

Die Näherung der dimensionslosen Temperaturänderung $P_L^{'}$ nach Gleichung (O.7) ist so beschaffen, dass sie für praktisch relevante dimensionslose Wärmedurchlässigkeiten NTU_{RKW} und Wärmekapazitätsstromverhältnisse R_{RKW} aus Wasser- und Luftvolumenstrom immer kleinere Werte als die exakte Lösung liefert, d.h. $P_L^{'} \lesssim P_L$. Dies gilt für dimensionslose Wärmedurchlässigkeiten

$$NTU_{RKW} > \frac{1}{R_{RKW,0} \cdot \gamma_{RKW} - 1} \cdot ln\left(1 + \frac{P_{L,0}}{P_{L,0} - 1} \cdot \left(\frac{1}{R_{RKW,0} \cdot \gamma_{RKW}} - \frac{1}{\gamma_L}\right)\right) \tag{O.11}$$

mit

$$R_{RKW,0} = \frac{\dot{W}_{RKW,0}}{\dot{W}_{L,0}} = \frac{1}{R_{L,0}} \qquad \text{und} \qquad \gamma_{RKW} = \frac{\dot{W}_{RKW}}{\dot{W}_{RKW,0}} \,. \tag{O.12}$$

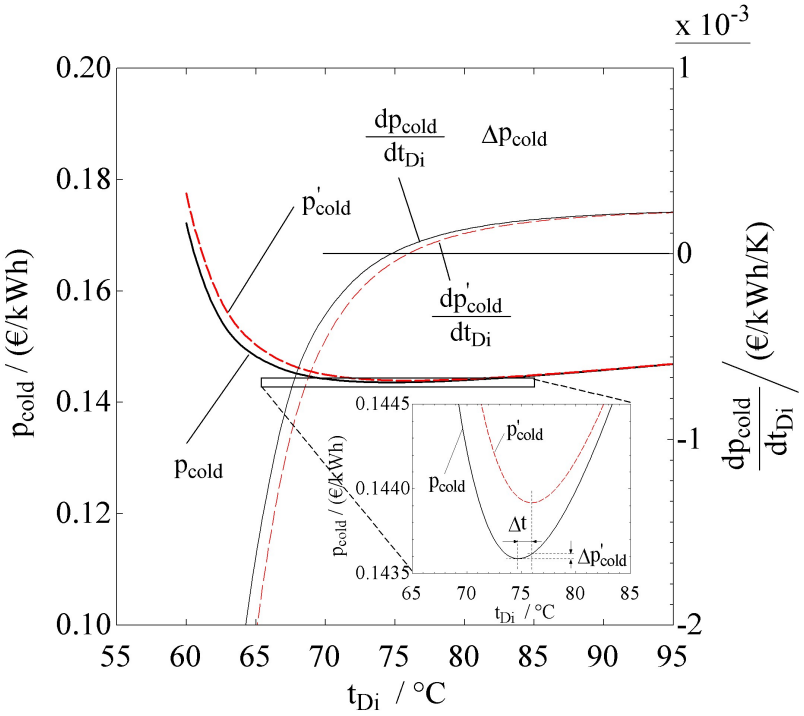


Bild O.2: Auswirkungen der genäherten dimensionslosen Temperaturänderung $P_L^{'} \approx P_L$ bei lastabhängigem Luftvolumenstrom im RKW auf das Minimum der momentanen Betriebskosten p_{cold} bzw. der zugehörigen optimalen Antriebstemperatur t_{Di}^{opt}.

Die Näherung wirkt sich damit in die unkritische Richtung aus, weil die zu niedrig genäherte dimensionslose Temperaturänderung ($P_L^{'} \lesssim P_L$, siehe Bild O.1 links) im Berechnungsalgorithmus zu höheren Luftvolumenströmen $\dot{V}_L^{'} \gtrsim \dot{V}_L$ und damit erhöhten elektrischen Betriebskosten führt (die realen Betriebskosten sind also niedriger). Aus der verschobenen Kurve $p_{cold,el}^{'} > p_{cold,el}$ ergibt sich eine andere Antriebstemperatur $t_{Di}^{'\,opt}$ am Minimum des genäherten Kältepreises $p_{cold}^{'}$. Dies ist in Bild O.2 quantitativ für die AKA und das RKW im UBA Dessau dargestellt, wobei der Bereich um das Minimum mit der näherungsbedingten Abweichung in den spezifischen Betriebskosten $\Delta p_{cold}^{'}$ gesondert hervorgehoben ist. Der Unterschied zwischen der mit und ohne Näherung bestimmten optimalen Antriebstemperatur $\Delta t = t_{Di}^{'\,opt} - t_{Di}^{opt}$ von ca. 1 K führt zu einer Fehlberechnung der minimalen Betriebskosten $\Delta p_{cold}^{'}$ von weniger als 0,1 €/MWh bzw. weniger als 0,1 %. Die numerische Abweichung aus der Näherung $P_L^{'} \approx P_L$ ist damit gegenüber der Abweichung unter realen Betriebsverhältnissen (d.h. gegenüber dem Unterschied $\Delta p_{cold} = p_{cold}^{mes} - p_{cold}^{imp} \approx$ -1 €/MWh, siehe Tabelle 5.2) um den Faktor 10 geringer und kann bei Diskussion der erreichten Kostenreduktion vernachlässigt werden.

O.2 Bestimmung der Nullstellen zur Ableitung $\frac{\mathrm{d\,p_{cold}}}{\mathrm{d\,t_{Di}}}$

Aus der notwendigen Bedingung für das Minimum in den spezifischen Betriebskosten p_{cold} nach Gleichung (4.14), d.h. aus den Nullstellen der Ableitung $\frac{dp_{cold}}{dt_{Di}}$, ergibt sich die Grundlage für die zweite Bestimmungsgleichung zur Berechnung der Temperaturkombinationen $(t_{Di}; t_{Ai})$, durch die der Freiheitsgrad in der Festlegung einer der beiden Temperaturen in $\Delta\Delta t^*_{set}$ verbraucht wird.

$$\frac{dp_{cold}}{dt_{Di}} = K_{p,2} + \frac{3 \cdot K_{p,3} \cdot (K_{p,3} \cdot t_{Di} + K_{p,4})^2}{(K_{p,5} \cdot t_{Di} + K_{p,6})^3} - \frac{3 \cdot K_{p,5} \cdot (K_{p,3} \cdot t_{Di} + K_{p,4})^3}{(K_{p,5} \cdot t_{Di} + K_{p,6})^4} \tag{O.13}$$

Zur Bestimmung der Nullstellen dieser Ableitung ergibt sich nach Erweiterung der Brüche in (O.13) eine quartische Gleichung als Zählerpolynom

$$0 = A \cdot t_{Di}^4 + B \cdot t_{Di}^3 + C \cdot t_{Di}^2 + D \cdot t_{Di} + E \tag{O.14}$$

mit

$$\begin{aligned}
A &= K_{p,2} \cdot K_{p,5}^4 \\
B &= 4 \cdot K_{p,2} \cdot K_{p,5}^3 \cdot K_{p,6} \\
C &= 6 \cdot K_{p,2} \cdot K_{p,5}^2 \cdot K_{p,6}^2 + 3 \cdot K_{p,3}^3 \cdot K_{p,6} - 3 \cdot K_{p,3}^2 \cdot K_{p,4} \cdot K_{p,5} \\
D &= 4 \cdot K_{p,2} \cdot K_{p,5} \cdot K_{p,6}^3 - 6 \cdot K_{p,3} \cdot K_{p,4}^2 \cdot K_{p,5} + 6 \cdot K_{p,3}^2 \cdot K_{p,4} \cdot K_{p,6} \\
E &= K_{p,2} \cdot K_{p,6}^4 + 3 \cdot K_{p,3} \cdot K_{p,4}^2 \cdot K_{p,6} - 3 \cdot K_{p,5} \cdot K_{p,4}^3 \,.
\end{aligned} \tag{O.15}$$

Bei dem hier relevanten Fall reeller Koeffizienten A, B, C, D, E mit $A \neq 0$, bestehen für die vier Nullstellen der quartischen Gleichung drei Möglichkeiten in Abhängigkeit von der kubischen Resolvente der reduzierten Form von (O.14). Letztere erhält man durch Substitution $\theta = t_{Di} + \frac{B}{4 \cdot A}$ [Bronstein und Semendjajew, 1989].

$$0 = \theta^4 + \alpha \cdot \theta^2 + \beta \cdot \theta + \gamma \tag{O.16}$$

Darin sind α, β und γ rationale Funktionen der Koeffizienten A, B, C, D, E, siehe Gleichung (O.18) sowie [Bronstein und Semendjajew, 1989].

$$0 = z^3 + 2 \cdot \alpha \cdot z^2 + (\alpha^2 - 4 \cdot \gamma) \cdot z - \beta^2 \tag{O.17}$$

Für den Fall, dass die Lösungen der kubischen Resolvente (O.17)

- alle reell und positiv sind, hat (O.14) vier reelle Lösungen,
- alle reell, aber eine negativ und zwei positiv sind,
  hat (O.14) zwei Paare konjugiert komplexer Lösungen,
- eine reell und zwei konjugiert komplex sind,
  hat (O.14) zwei reelle und zwei konjugiert komplexe Lösungen.

Aufgrund der großen Variationsmöglichkeit in den Koeffizienten A, B, C, D, E bei der hier interessierenden Anwendung, lässt sich hierzu allerdings keine allgemeingültige Aussage treffen bzw. Eingrenzung vornehmen. Bei den bisher berechneten Anwendungsfällen ergeben sich jedoch immer zwei reelle und zwei konjugiert komplexe Nullstellen. Eine der reellen Nullstellen führt zu Werten $t_{Di}^{opt} < t_{Ai}^{opt}$, so dass diese Lösung für den Anwendungsfall bei Absorptionskälteanlagen ausgeschlossen werden kann. Zur Berechnung der verbleibenden, technisch sinnvollen reellen Lösung von (O.14) werden folgende Hilfsgrößen verwendet [18]:

$$\begin{aligned}
\alpha &= -3 \cdot B^2/(8 \cdot A^2) + C/A \\
\beta &= \quad B^3/(8 \cdot A^3) - B \cdot C/(2 \cdot A^2) + D/A \\
\gamma &= -3 \cdot B^4/(256 \cdot A^4) + C \cdot B^2/(16 \cdot A^3) - B \cdot D/(4 \cdot A^2) + E/A \\
\\
P &= -\alpha^2/12 - \gamma \\
Q &= -\alpha^3/108 + \alpha \cdot \gamma/3 - \beta^2/8 \\
U &= \quad \sqrt[3]{-Q/2 + (\sqrt{Q^2/4 + P^3/27}}
\end{aligned} \tag{O.18}$$

$$y = \begin{cases} -5 \cdot \alpha/6 - \sqrt[3]{Q} & \text{für } P = 0 \\ -5 \cdot \alpha/6 + U - P/(3 \cdot U) & \text{für } P \neq 0 \end{cases}$$

$$w = \quad \sqrt{\alpha + 2 \cdot y}$$

Damit können die optimalen Sollwerte $t_{Di}^{set} = t_{Di}^{opt}$ und $t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{opt}$ für das Heiß- und Kühlwasserregelventil bzw. die Ventilatordrehzahl im RKW zur Einstellung der minimalen spezifischen Betriebskosten berechnen werden.

$$t_{Di}^{opt} = -\frac{B}{4 \cdot A} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{w - \alpha - 2 \cdot (y + \alpha + \beta/w)} \tag{O.19}$$

$$t_{Ai}^{opt} = \frac{1}{1 - K_2} \cdot \left((1 - K_1) \cdot t_{Di}^{opt} + (1 - K_3) \cdot t_{Eo}^{set} - \frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} \right) \tag{O.20}$$

[18] siehe: http://de.wikipedia.org/wiki/Quartische_Gleichung#cite_ref-4 (letzter Aufruf 23.10.2014)

O.3 Heißwasseraustrittstemperatur bei nicht optimaler Eintrittstemperatur

Auf Basis der Erläuterungen in Abschnitt 4.4 ergibt sich zur Deckung des Lastfalls bei einer zu geringen Heißwassereintrittstemperatur $t_{Di} = t_{Di}^{opt} - \Delta t_{Di}$ die notwendige Kühlwassertemperatur für die Backup-Strategie BU-A-1 zu

$$t_{Ai}^{backup} = \frac{-1}{1-K_2} \cdot \left(\frac{\dot{Q}_E^{set}}{K_4^*} - (t_{Di}^{opt} - \Delta t_{Di}) \cdot (1-K_1) - t_{Eo}^{set} \cdot (1-K_3) \right). \tag{O.1}$$

Für die Heißwasseraustrittstemperatur lässt sich ebenfalls eine Abweichung Δt_{Do} im Unterschied zum Sollwert einführen, so dass

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D &= \dot{W}_D \cdot \Big(t_{Di} - t_{Do} \Big) \\ &= \dot{W}_D \cdot \Big(t_{Di}^{opt} - \Delta t_{Di} - (t_{Do,set} - \Delta t_{Do}) \Big) \end{aligned} \tag{O.2}$$

wobei $\dot{Q}_D$ über die charakteristische Gleichung (4.4b) eliminiert werden kann.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_D = \quad & K_5^{**} \cdot \Delta\Delta t^* + K_6 \cdot \Delta t_{Ti} \\ = \quad & K_5^{**} \cdot \Big((1-K_1) \cdot (t_{Di}^{opt} - \Delta t_{Di}) - (1-K_2) \cdot t_{Ai}^{backup} + (1-K_3) \cdot t_{Eo}^{set} \Big) \\ & + K_6 \cdot (t_{Di}^{opt} - \Delta t_{Di} - t_{Ai}^{backup}) \end{aligned} \tag{O.3}$$

Nach Einsetzen von t_{Ai}^{backup} aus (O.1) und t_{Di}^{opt} aus (4.37) in die Gleichungen (O.2) und (O.3) kann nach zahlreichen aber einfachen Umformungen die Abweichung vom Sollwert am Heißwasseraustritt $\Delta t_{Do} = t_{Do,set} - t_{Do}$ als direkte Funktion der Abweichung am Heißwassereintritt $\Delta t_{Di} = t_{Di}^{opt} - t_{Di}$ angegeben werden.

$$\Delta t_{Do} = \Delta t_{Di} \cdot \left(1 - \frac{K_6}{\dot{W}_D} \cdot \frac{K_1 - K_2}{1 - K_2} \right) = \Delta t_{Di} \cdot (1 - K_{\Delta t_D}) \tag{O.4}$$

Obwohl die Herleitung von Gleichung (O.4) für zu geringe Heißwassertemperaturen $t_{Di} < t_{Di}^{opt}$ erfolgte, gilt der gleiche Zusammenhang auch bei zu hoher Kühlwassertemperatur $t_{Ai} > t_{Ai}^{opt}$, wenn diese zur Deckung des Lastfalls durch eine höhere Heißwassertemperatur $t_{Di}^{backup} > t_{Di}^{opt}$ ausgeglichen wird. Bei dieser Strategie (BU-D-1, siehe Abschnitt 4.4) ist dann $\Delta t_{Di} < 0$ und $\Delta t_{Do} < 0$. Eine graphische Darstellung für beide Fälle ist in Albers und Petersen [2013] zu finden. Bei allen hier untersuchten Anlagen ist der Faktor $K_{\Delta t_D} \approx 0,02$, so dass $\Delta t_{Do} \approx \Delta t_{Di}$.

O.4 Korrekturterme zur Anpassung an das reale Lastverhalten

Bei der Entwicklung von Regelstrategien in Kapitel 4 wird davon ausgegangen, dass das reale Teillastverhalten der betrachteten AKA mit dem postulierten Verhalten entsprechend der charakteristischen Gleichungen (4.3) und (4.4), S. 272 übereinstimmt. Tatsächlich weicht das reale Anlagenverhalten hiervon schon allein aufgrund der Unterschiede zwischen dem realen Kältekreislauf und dem vereinfacht realen Kreislauf ab, bei dem z.B. angenommen wird, dass keine Druckverluste zwischen den Wärmeübertragern im Hoch- bzw. Niederdruckbehälter vorhanden sind und dass sich die Arbeitsmittel am Ende der Wärmeübertragung im Phasengleichgewicht befinden. Beides ist in Realität nicht der Fall. Die Unterschiede zwischen realem und vereinfacht realem Kreislauf werden durch weitere, ggf. konstruktiv begründete Effekte vergrößert (z.B. Wärmeleitung zwischen den Sümpfen oder zwischen den externen Wärmeträgern in einem gemeinsamen Wasserkasten oder tatsächlich veränderliche/lastabhängige Wärmedurchlässigkeiten oder Ansammlung von Sorbens im Verdampfersumpf etc.).

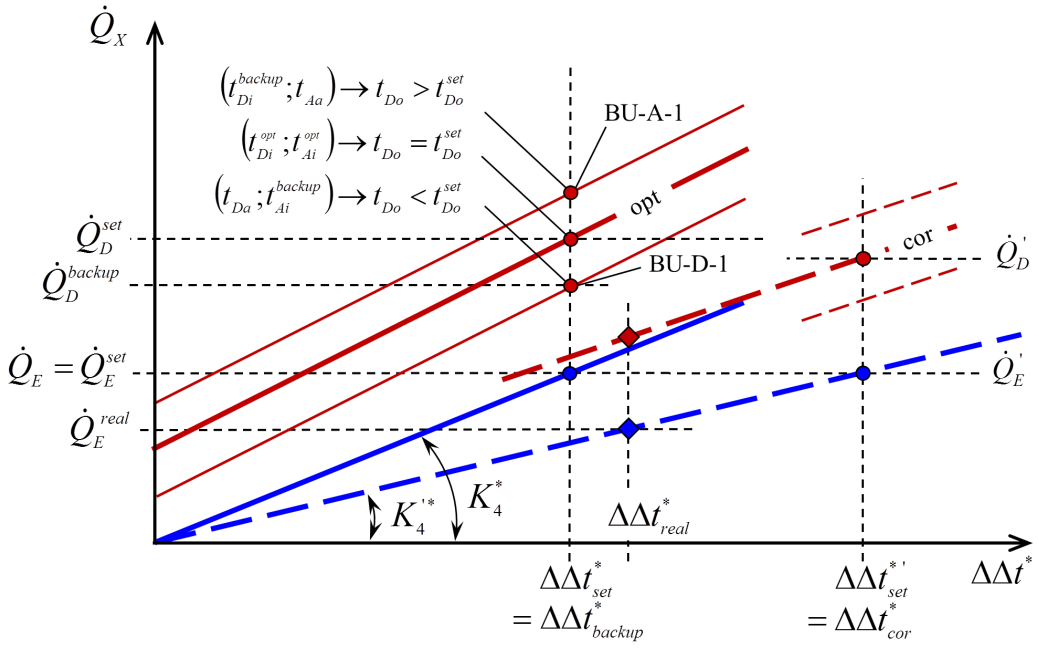


Bild O.1: Prinzipdarstellung zur Unterscheidung zwischen Backup-Werten bei beschränkter Versorgung der AKA und korrigierten Werten bei reduzierter Leistungsfähigkeit der AKA.

Selbst bei genügend hoher Antriebstemperatur bzw. genügend niedriger Kühlwassertemperatur wird dann die geforderte Kälteleistung $\dot{Q}_E^{set}$ mit den optimalen Sollwertpaarung $(t_{Di}^{opt};t_{Ai}^{opt})$ nicht erreicht. Dies soll anhand von Bild O.1 erläu-

tert werden, in dem das reale Teillastverhalten durch gestrichelte charakteristische Geraden gegenüber dem postulierten Verhalten mit durchgezogenen Geraden dargestellt ist. Der reale Steigungsparameter der Kälteleistung $K_4^{'*}$ sei geringer als der postulierte Wert K_4^*. Gleiches gelte für die Steigungsparameter der Antriebsleistung. Zur Abgrenzung der Effekte bei reduzierter realer Leistungsfähigkeit der AKA gegenüber den Effekten bei begrenzten Versorgungstemperaturen sind auch die sich einstellenden Antriebsleistungen bei den Backup-Strategien BU-D-1 und BU-A-1 zur gesicherten Deckung des Lastfalls aus Bild 4.8 übernommen worden.
Aufgrund der geringeren Leistung $\dot{Q}_E^{real} < \dot{Q}_E^{set} = K_4^* \cdot \Delta\Delta t_{set}^*$, die sich mit dem geringeren Steigungsparameter $K_4^{'*} < K_4^*$ bei der charakteristischen Temperaturdifferenz $\Delta\Delta t^* = \Delta\Delta t_{set}^*$ mit $t_{Eo} = t_{Eo}^{set}$ und den Werten $t_{Di} = t_{Di}^{set} = t_{Di}^{opt}$ sowie $t_{Ai} = t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{opt}$ (die auf Basis der charakteristischen Gleichungen (4.3) und (4.4), S. 272 mit den Koeffizienten K_N berechnet wurden) einstellt, ist die reale Austrittstemperatur $t_{Eo}^{'}$ größer als der Sollwert t_{Eo}^{set}; daher ist auch $\Delta\Delta t_{real}^* > \Delta\Delta t_{set}^*$ (siehe Bild O.1). Ohne eine regelungstechnische Reaktion auf diese Situation würden die Zielstellungen zum Lastfall ($\dot{Q}_E; t_{Eo}$) weder bei der Kälteleistung noch bei der Austrittstemperatur erreicht werden. Auch die Heißwasseraustrittstemperatur wäre wegen des geringeren Leistungsumsatzes höher als der Sollwert, d.h. $t_{Do}^{real} > t_{Do}^{set}$.
Bei real veränderter Leistungscharakteristik gegenüber der postulierten Charakteristik (die sich in Koeffizienten $K_N^{'} \neq K_N$ ausdrückt) lassen sich die zur Deckung des Lastfalls tatsächlich notwendigen Heiß- und Kühlwassertemperaturen auch mit den Backup-Strategien nicht ermitteln, denn bei deren Berechnung wird ebenfalls von zutreffenden $K_N = K_N^{'}$ ausgegangen. Stattdessen müssten die realen charakteristischen Koeffizienten $K_N^{'}$ bekannt sein, mit denen sich die Werte $t_{Di}^{'\,opt}$ und $t_{Ai}^{'\,opt}$ für ein höheres $\Delta\Delta t_{set}^{'*}$ ermitteln ließen, mit der dann $\dot{Q}_E^{'} = \dot{Q}_E^{set}$ erreicht wird (siehe Bild O.1) und dementsprechend $t_{Eo}^{'} = t_{Eo}^{set}$ sowie $t_{Do}^{'} = t_{Do}^{set}$ ist.
Zur Unterscheidung der regelungstechnischen Reaktion auf eine veränderte Leistungscharakteristik der AKA gegenüber der Reaktion auf begrenzte Versorgungsbedingungen werden die für die reale Leistungscharakteristik passenden Werte $t_{Di}^{'\,opt}$ und $t_{Ai}^{'\,opt}$ besser als korrigierte Werte t_{Di}^{cor} und t_{Ai}^{cor} gegenüber den theoretisch optimalen Werten t_{Di}^{opt} und t_{Ai}^{opt} bezeichnet und nicht als Backup-Werte, z.B.:

$$\begin{aligned} t_{Di}^{cor} &= t_{Di}^{'\,opt} = t_{Di}^{opt} + \Delta t_D^{cor} \\ t_{Ai}^{cor} &= t_{Ai}^{'\,opt} = t_{Ai}^{opt} + \Delta t_E^{cor} \ . \end{aligned} \tag{O.1}$$

Anstelle der in Schröder [2014] untersuchten Lösungsansätze für eine Bestimmung der unbekannten charakteristischen Koeffizienten $K_N^{'}$ aus 'gelernten' Wärmedurchlässigkeiten mit denen die Sollwerte $t_{Xi}^{set} = t_{Xi}^{'\,opt}$ direkt bestimmt werden könnten, können diese auch indirekt über die Korrekturterme Δt_D^{cor} und Δt_E^{cor} z.B. aus ge-

messenen Regelabweichungen $\Delta t_E^{cor} = t_{Eo}^{set} - t_{Eo}$ und $\Delta t_D^{cor} = t_{Do}^{set} - t_{Do}$ ermittelt werden, so dass sich mit

$$t_{Ai}^{set} = t_{Ai}^{cor} = f_1(t_{Ai}^{opt}, t_{Ai}^{backup}, \Delta t_D^{cor}, \Delta t_E^{cor}) \tag{O.2}$$

$$t_{Di}^{set} = t_{Di}^{cor} = f_2(t_{Di}^{opt}, t_{Di}^{backup}, \Delta t_D^{cor}, \Delta t_E^{cor}) \; . \tag{O.3}$$

ein Wert $\Delta\Delta t_{set}^{*'} = \Delta\Delta t_{cor}^{*} = \left((1-K_1)\cdot t_{Di}^{cor} - (1-K_2)\cdot t_{Ai}^{cor} + (1-K_3)\cdot t_{Eo}^{set}\right)$ ergibt aus dem $\dot{Q}_E^{real} = K_4 \cdot \Delta\Delta t_{cor}^{*} = \dot{Q}_E^{set}$ folgt (siehe Bild O.1).
Dieser Ansatz – mit dem die Ermittlung der realen Wärmedurchlässigkeiten bzw. der daraus abgeleiteten realen Koeffizienten vermieden und gleichzeitig ein Regelkreis aufgebaut werden kann – wird im Abschnitt 5.2 näher beschrieben und im praktischen Einsatz analysiert.

Quellenverzeichnis

[EU2004a 2004] : *Richtlinie 2004/8/EG des Europäischen Parlaments und des Rates vom 11.02.20004 über die Förderung einer am Nutzwärmebedarf orientierten Kraft-Wärme-Kopplung im Energiebinnenmarkt*. Amtsblatt der Europäischen Union (L 52/50). 21. Feb. 2004

[EU2007a 2007] : *Entscheidung der Kommission vom 21.12.2006 zur Festlegung harmonisierter Wirkungsgrad-Referenzwerte für die getrennte Erzeugung von Strom und Wärme in Anwendung der Richtlinie 2004/8/EG des Europäischen Parlaments und des Rates*. Amtsblatt der Europäischen Union (L 52/183). 2007

[VDE-Studie 2007] VDE Studie Dezentrale Energieversorgung 2020 / Energietechnische Gesellschaft im VDE (ETG). 2007

[AGFW-FW309-1 2010] *AGFW-Regelwerk: Arbeitsblatt FW 309-1 ; Energetische Bewertung von Fernwärme - Bestimmung der spezifischen Primärenergiefaktoren für Fernwärmeversorgungssysteme - ; Mai 2010*. Arbeitsgemeinschaft für Wärme und Heizkraftwirtschaft, 2010

[VDI2067 2012] : *Wirtschaftlichkeit gebäudetechnischer Anlagen - Grundlagen und Kostenberechnung*. VDI-Gesellschaft Bauen und Gebäudetechnik (GBG). Sep. 2012

[Albers 2002] ALBERS, J.: Simulation des Teillastverhaltens von Absorptionskälteanlagen für die solare Kälteerzeugung. In: *Thermische Solarenergie, Tagungsband 12. OTTI-Symposium*, 2002, S. 246–250

[Albers 2006] ALBERS, J.: Projekterfahrungen einer solar betriebenen Adsorptionskälteanlage im Umweltbundesamt Dessau. In: *Tagungsband 4. Symposium Solares Kühlen in der Praxis*. Stuttgart, 3.–4. Apr. 2006, S. 35–52

[Albers 2017] ALBERS, J.: *CE_Method. A MATLAB function for calculating the part load behaviour of absorption chillers and heat pumps based on (C)haracteristic (E)quations*. Sep. 2017. – URL `http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-6164`

[Albers 2019a] ALBERS, J.: *EES simulation model for the part load behaviour of single stage H2O/LiBr absorption chillers*. 8 2019. – URL `http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-8707`

[Albers 2019b] ALBERS, J.: *H2OLiBr_GF.LIB – Eine EES Bibliothek mit Stofffunktionen und deren partielle Ableitungen für H2O/LiBr Lösungen (LIB-file)*. 8 2019. – URL `http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-8709`

[Albers 2019c] ALBERS, J.: *H2OLiBr_GF.LIB – Eine EES Bibliothek mit Stofffunktionen und deren partielle Ableitungen für H2O/LiBr Lösungen (Report)*. 8 2019. – URL `http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-8703`

[Albers et al. 2005] ALBERS, J. ; ASDRUBALI, F. ; ZIEGLER, F.: Investigation into the influence of the cooling water temperature on the operating conditions of thermosyphon generators. In: *Proc. of Int. Sorption Heat Pump Conference*. Denver, CO, USA, 22–24 June 2005, S. paper ID 053

[Albers et al. 2009a] ALBERS, J. ; KEMMER, H. ; ZIEGLER, F.: Solar-driven adsorption chiller controlled by hot and cooling water temperature. In: *Proc. 3rd Int. Conference Solar Air-Conditioning*. Palermo, Sicily, Italy : OTTI Energie-Kolleg, 30 Sep. – 2 Oct. 2009, S. 338–343. – ISBN 978-3-941785-06-9

[Albers et al. 2009b] ALBERS, J. ; KÜHN, A. ; MITTERMAIER, M. ; ZIEGLER, F.: Messtechnische Überprüfung zum Einfluss variabler Volumenströme auf das Teillastverhalten von Absorptionsanlagen. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Berlin, 18.–19. Nov. 2009. – paper ID: AA.II.1.13

[Albers et al. 2008] ALBERS, J. ; NURZIA, G. ; ZIEGLER, F.: Simulation and experimental analysis of a solar driven absorption chiller with partially wetted evaporator. In: *Proc. of ASME Energy Sustainability*. Jacksonville, Florida, 2008

[Albers et al. 2010] ALBERS, J. ; NURZIA, N. ; ZIEGLER, F.: Simulation and experimental Analysis of a solar driven Absorption Chiller with partially wetted Evaporator. In: *Journal of solar Energy Engineering* 132 (2010), Nr. 1, S. 011016.1–011016.8. – ISSN 0199-6231

[Albers et al. 2013a] ALBERS, J. ; PETERSEN, S. ; ZIEGLER, F. ; HANSSKE, A. ; HENNRICH, C. ; HUNT, S. ; HÜLS, W. ; LANSER, W. ; PAITAZOGLOU, C. ; SCHRÖDER, M.: Untersuchung regelungstechnischer Zielstellungen für zwei baugleiche Absorptionskälteanlagen im Feldtest. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Hannover, 21. Nov –22. Nov 2013. – ISBN: 978-3-932715-49-5

[Albers und Ziegler 2003] ALBERS, J. ; ZIEGLER, F.: Analysis of the part load behaviour of sorption chillers with thermally driven solution pumps. In: *Proc. of 21th Int. congress of refrigeration, IIR/IIF*. Washington, 2003, S. paper ID 0570

[Albers und Ziegler 2008a] ALBERS, J. ; ZIEGLER, F.: Balancing the absorber and thermosyphon desorber capacity of a solar driven absorption chiller. In: *Proc. of Int. Sorption Heat Pump Conference*. Seoul, Korea, 23–26 Sep. 2008. – paper ID: AB-114

[Albers und Ziegler 2008b] ALBERS, J. ; ZIEGLER, F.: Optimierte Regelstrategie für Absorptionskälteanlagen mit Thermosyphon-Desorbern. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Ulm, 19.–21. Nov. 2008. – paper ID: AA.II.1.15

[Albers und Ziegler 2009a] ALBERS, J. ; ZIEGLER, F.: Einfluss variabler Volumenströme auf charakteristische Gleichungen für Absorptionskälteanlagen. In: *KI Luft- und Kältetechnik* 45 (2009), Nr. 4, S. 18–22. – ISSN 1865-5432

[Albers und Ziegler 2009b] ALBERS, J. ; ZIEGLER, F.: Influence of internal irreversibilities on the characteristic equation of absorption chillers. In: *Proc. of Heat powered cycles conference*. Berlin, 7–9 Sep. 2009. – paper ID: 420. – ISBN 978-0-9563329-0-5

[Albers 2014] ALBERS, Jan: New absorption chiller and control strategy for the solar assisted cooling system at the German federal environment agency. In: *Int. J. Ref.* 39 (2014), Nr. 0, S. 48 – 56. – Solar Cooling. – ISSN 0140-7007

[Albers und Petersen 2013] ALBERS, Jan ; PETERSEN, Stefan: EnEff:Wärme Feldtest Absorptionskältetechnik für KWKK-Systeme - Funktionsbeschreibung CE-Regelung (Standard) / TU Berlin, Institut für Energietechnik, FG Maschinen u. Energieanlagentechnik. 18. Dez. 2013

[Albers et al. 2013b] ALBERS, Jan ; PETERSEN, Stefan ; ZIEGLER, Felix: Comparison of a similar control strategy for ab- and adsorption chillers. In: *Proc. 5th Int. Conference Solar Air-Conditioning*. Bad Krozingen, Germany : OTTI Energie-Kolleg, 25.-27. Sep.. 2013, S. 331–336. – ISBN: 987-3-943891-21-8

[Albers und Römmling 2008] ALBERS, Jan ; RÖMMLING, Uwe: Solargestützte Kälteerzeugung bei den umzugsbedingten Bundesbaumaßnahmen in Berlin / Institut für Erhaltung und Modernisierung von Bauwerken e.V. (IEMB). Abschlussbericht FKZ 0327277A, 30. April 2008. IEMB-Bericht 2-10/2008

[Albers und Ziegler 2012] ALBERS, Jan ; ZIEGLER, Felix: Optimierung der Einbindung der Aquiferspeicher in die Wärme- und Kältelteversorgung der Parlamentsbauten im Berliner Spreebogen. Teilprojekt: Charakterisierung und Modellierung der Systemkomponenten / TU Berlin, Inst. f. Energietechnik, FG Maschinen u. Energieanlagentechnik. Schlussbericht FKZ 0329809D, 28. Juni 2012

[Alefeld 1983] ALEFELD, G.: Skriptum zur Vorlesung Wärmeumwandlungssysteme (Heat Transformers) / Technische Universität München. 1983

[Alefeld 1987a] ALEFELD, G.: What needs to be known about fluid pairs to determine heat ratios of absorber heat pumps. In: ZIMMERMANN, Kay H. (Hrsg.): *Proc. of Int. Energy Agency Heat Pump Conference*. Orlando, Florida, 28.-30. Apr. 1987, S. 375–387

[Alefeld 1987b] ALEFELD, G.: What needs to be known about working fluids to calculate coefficients of performance. In: ZIMMERMANN, Kay H. (Hrsg.): *Proc. of Int. Energy Agency Heat Pump Conference*. Orlando, Florida, 28.-30. Apr. 1987, S. 195–208

[Alefeld und Radermacher 1994] ALEFELD, G. ; RADERMACHER, R.: *Heat Conversion Systems*. CRC Press, Inc., 1994 (ISBN 0-8493-8928-3)

[Alefeld 1989] ALEFELD, Georg: Second Law Analysis for an Absorption Chiller. In: *Newsletter of the IEA Heat Pump Center* 7 (1989), Nr. 2, S. 54–57

[Altenkirch 1929] ALTENKIRCH, Edemund: Refrigerating apparatus of the absorption type / US Patent 1728742. Patented 17. September 1929

[Aphornratana und Eames 1995] APHORNRATANA, S. ; EAMES, I. W.: Thermodynamic analysis of absorption refrigeration cycles using the second law of thermodynamics method. In: *Int. Journal of Refrigeration* 18 (1995), Nr. 4, S. 244 – 252

[Aquametro 2005] AQUAMETRO: Technische Information, CALEC MB Wärmerechner. URL `http://www.aquametro.ch/downloads/docs/3161d_calec_mb.pdf`, 2005

[Arkla 1976] ARKLA: Maintenance and Service Instruction Solaire WF-36, Arkla Industries Inc. / Arkla Industries Inc. Evansville, Indiana, United States, Nov. 1976

[ASUE 2001] ASUE: Optimierung von Wärmenetzen bei KWK-Anlagen / Arbeitsgemeinschaft für sparsamen und umweltfreundlichen Energieverbrauch e.V. 2001

[Baehr 2002] BAEHR, H. D.: *Thermodynamik: Grundlagen und technische Anwendungen.* 11., akt. Aufl. Springer, Berlin, 2002. – ISBN 9783642005558

[Baehr und Stephan 1998] BAEHR, H.D. ; STEPHAN, K.: *Wärme-und Stoffübertragung*. Springer, 1998. – ISBN 3-540-64458-X

[Berlitz et al. 2001] BERLITZ, Tim ; CERKVENIK, Bostjan ; HELLMANN, Hans-Martin ; ZIEGLER, Felix: The impact of work input to sorption cycles. In: *International Journal of Refrigeration* 24 (2001), Nr. 1, S. 88 – 99. – ISSN 0140-7007

[Boryta 1970] BORYTA, D.A.: Solubility of Lithium Bromide in water between -50 °C and +100 °C (45 to 70% Lithium Bromide). In: *Journal of Chemical and Engineering Data* 15 (1970), S. 142–144

[Bosnjakovic und Knoche 1997] BOSNJAKOVIC, F. ; KNOCHE, K.F.: *Technische Thermodynamik, Teil II,6. Auflage*. Steinkopf, Darmstadt, 1997

[Broekmans und Krämer 2014] BROEKMANS, Volker ; KRÄMER, Luis-Martin: Beitrag von zentralen und dezentralen KWK-Anlagen zur Netzstützung / bofest consult GmbH. 2014

[Bronstein und Semendjajew 1989] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A.: *Taschenbuch der Mathematik.* 25. Aufl. München : Harri Deutsch, 1989. – ISBN 3871444928

[Buchin et al. 2016] BUCHIN, O. ; ALBERS, J. ; ZIEGLER, F.: Review of Regression models for Absorption heat pumps. In: *Proc. of Heat powered cycles conference*. Nottingham, 27–29 Jun. 2016. – paper ID: 350. – ISBN 978-0-9563329-0-5

[Carr und Murphy 1929] CARR, A. R. ; MURPHY, D.W.: Application of the rule of Dühring. In: *Journal of the Amerikan chemical Society* 51 (1929), S. 116–121

[Carre 1860] CARRE, Ferdinand: Improvement in Apparatus for freezing liquids / US Patent 000030201. Patented 02. October 1860

[Carrier 2006] CARRIER: Single-Effect Hot Water-Fired Absorption Chillers 16LJ (Nominal cooling capacity 264-1846 kW) / Sanyo Electric Co. Ltd. Dalian, PR China. 2006. Order No.: 11619-76, 03.2006

[DIN 18599-1 2011] DIN18599-1: Energetische Bewertung von Gebäuden - Berechnung des Nutz-, End- und Primärenergiebedarfs für Heizung, Kühlung, Lüftung, Trinkwarmwasser und Beleuchtung - Teil 1: Allgemeine Bilanzierungsverfahren, Begriffe, Zonierung und Bewertung der Energieträger. Dezember 2011

[DIN EN 1434-1 2007] DIN1434-1: Wärmezähler - Teil 1: Allgemeine Anforderungen / Deutsches Institut für Normung. 2007

[DIN EN 60751 2009] DIN60751: Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatursensoren / Deutsches Institut für Normung. Mai 2009

[DIN-V-ENV-13005 1999] DIN-V-ENV-13005: Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen / Deutsches Institut für Normung. 1999. Deutsche Übersetzung des *Guide to the expression of uncertainty in measurement* ISBN 92-67-10188-9

[Dittmann et al. 2009] DITTMANN, A. ; SANDER, T. ; MENZLER, G.: *Die ökologische Bewertung Wärme und Elektroenergie ein Instrument zur Erhöhung der Akzeptanz der Kraft-Wärme-Kopplung*. VIK Mittelungen - Sonderdruck. Juni 2009

[Dittmann 2009] DITTMANN, Lutz: *Beiträge zur optimalen Auslegung und Betriebsführung von Absorptions-Kältemaschinen im Systemverbund*, TU Dresden, Institut für Energietechnik, Professur für Gebäudeenergietechnik und Wärmeversorgung, Dissertation, 2009

[Dühring 1878] DÜHRING, Eugen K.: *Neue Grundgesetze zur rationellen Physik und Chemie*. Bd. 1. Kap. 3: Wirkliches Gesetz der correspondirenden Siedetemperaturen anstelle des Dalton'schen Versuchs zu einem solchen, S. 70–98, Fue's Verlag Leipzig, 1878. – auch zitiert als 'Neue Formelgesetze...' z.B. von Möhle&Rant1972

[Dühring 1883] DÜHRING, Eugen K.: *Ersatz der Relegion durch Vollkommeneres und die Ausscheidung allen Judenthums durch den modernen Völkergeist*. Verlag von H. Reuther, Karlsruhe und Leipzig, 1883

[Dühring 1886] DÜHRING, Eugen K.: *Die Judenfrage als Frage der Racenschädlichkeit für Existenz Sitte und Cultur der Völker*. Verlag von H. Reuther, 1886

[Dühring 1929] DÜHRING, Eugen und Ulrich: *Personalist und Emancipator. Organ Dührings. Halbmonatsschrift. Ab Nr. 317 ff mit dem Untertitel: Dührings Monatsschrift für actionsfähige Geisteshaltung und gegen corrupte Wissenschaft. No. 1-450. Berlin: 1899-1929. Begr.: Eugen Dühring. Hrsg.: Ulrich Dühring*. 1929

[Dühring 1880] DÜHRING, Ulrich: Zum Schutze des Gesetzes der correspondirenden Siedetemperaturen. In: *Annalen der Physik* 247 (1880), S. 163–170. – doi: 10.1002/andp.18802470910

[Dühring 1894] DÜHRING, Ulrich: Zur Wahrung der Allgemeingültigkeit des Gesetzes der korrespondierenden Siedetemperaturen gegenüber den Hrn. Kahlbaum und v. Wirkner. In: *Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft* 27 (1894), Nr. 3, S. 3028–3035. – ISSN 1099-0682

[DWD 2014] DWD: *WESTE - Wetterdaten und -statistiken express*. 2014. – URL `www.dwd.de/WESTE`. – letzter Aufruf 20.12.2014

[EAN 1997] EAN: Plandarstellung Kälteversorgung Paul-Löbe-Haus / Energieanlagen Nord GmbH. 1997

[EAW 2012] EAW: Absorptionskälteanlage WEGRACAL SE 30 für den Betrieb mit Heizwasser / EAW Energieanlagenbau Westenfeld GmbH. 2012

[Eckert et al. 2009] ECKERT, Peter ; OTTO, Frank ; KNOPF, Martin ; RAKOWSKI, Sebastian ; WIMMER, Andreas ; MERKER, Günter P. (Hrsg.) ; SCHWARZ, Christian (Hrsg.): *Grundlagen Verbrennungsmotoren - Simulation der Gemischbildung, Verbrennung, Schadstoffbildung und Aufladung*. 4. Aufl. Vieweg+Teubner, 2009. – ISBN 9783834807403

[EES 2012] EES: Engineering Equation Solver. Version 9.170, Software and Manual / f-Chart Software, Madison, Wisconsin. 2012

[Eicher und Weilenmann 1994] EICHER, Hanspeter ; WEILENMANN, Jürg ; GABATHULER, Hans R. (Hrsg.): *Wärmekraftkopplung - Gasmotor-Blockheizkraftwerke effizient planen, bauen und betreiben*. 1994

[Enke 2007] ENKE, Lukas: *Bilanzierung der internen Energie- und Stoffströme einer Absorptionskälteanlage mit solaren Antrieb*, Diplomarbeit an der TU Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Institut für Energietechnik, betreut durch A. Kühn, Eingereicht am 29. September 2007

[Erdmann und Dittmar 2010] ERDMANN ; DITTMAR: Technologische und energiepolitische Bewertung der Perspektiven von Kraft-Wärme-Kopplung in Deutschland / TU Berlin, Inst. f. Energietechnik, FG Energiesysteme. 2010

[Estiot 2008] ESTIOT, Elise: *Behältersieden von wässriger Lithiumbromidlösung - Untersuchung zur Entwicklung kompakter Absorptionskältemaschinen*, Technische Universität München, Fakultät für Maschinenwesen, Lehrstuhl für Energiesysteme, Dissertation, September 2008

[Felsmann et al. 2010] FELSMANN, C.. ; DITTMANN, A. ; RICHTER, K. ; GNÜCHTEL, S. ; SANDER, T. ; RHEIN, M. ; WIRTHS, A. ; ROBBI, S. ; HASS, D. ; ECKSTÄDT, E ; KNORR, M. ; A., Meinzenbach ; GROSS, S. ; ROTHMANN, R.: LowEx Fernwärme â€“ Multilevel District Heating FKZ0327400B Zusammenfassung / TU Dresden, Fakultät Maschinenwesen, Institut fÃ¼r Energietechnik. September 2010

[Feuerecker 1994] FEUERECKER, G.: *Entropieanalyse für Wärmepumpensysteme: Methoden und Stoffdaten.*, Institut für Festkörperphysik und Technische Physik der Technischen Universität München, Dissertation, 1994

[Fritz 1997] FRITZ, B.: Mit Wärme Kälte produzieren. In: *Ki Luft- und Kältetechnik* 9 (1997), S. 403–407

[Furukawa 1983] FURUKAWA, T.: Study on characteristic temperatures of absorption heat pumps. In: *Proc. of 20th Japan Heat Transfer Conf.*, June 1983, S. 508–510. – in japanischer Sprache

[Furukawa und Sonoda 1987] FURUKAWA, T. ; SONODA, T.: Characteristics of $H_2O/LiBr$ absorption heat pump for the temperature change of external fluids. In: REFRIG., Austrian A. of (Hrsg.) ; CONDITIONING, Air (Hrsg.): *Proc. of 17th Int. Congress of Refrigeration*. Wien : Austrian Association of Refrigeration and Air Conditioning, 1987, S. 767–772

[Gladen 2014] GLADEN, W.: *Performance Measurement - Controlling mit Kennzahlen*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2014. – ISBN: 978-3-658-05137-2

[Gruber 2014] GRUBER, Bernhard: *Analyse von internen und externen Betriebsdaten einer neuen Absorptionskälteanlage*, Bachelorarbeit an der TU Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Institut für Energietechnik, betreut durch J. Albers, Eingereicht am 20. Mar 2014

[Gutierrez Urueta 2009] GUTIERREZ URUETA, Geydy: *Thermo-Fluid Dynamic Evaluation of Components in Adiabatic Absorption Systems*, Universidad Carlos III de Madrid, Departamento de Ingenieria Termica y de Fluidos, Dissertation, 2009

[Haar 1988] HAAR, J.S.: *NBS/NRC steam tables: Thermodynamic and transport properties and computer programs for vapour and liquid states of water in SI units*. Hemisphere Publishing Corporation, New York und London, 1988

[Hairer et al. 1987] HAIRER, Ernst ; NOERSETT, Syvert P. ; WANNER, Gerhard: *Solving Ordinary Differential Equations I - Nonstiff Problems*. Second Edition, Corrected 3rd printing 2008. Springer, Berlin, Heidelberg, 1987

[Hegner und Römmling 1996] HEGNER, H.-D. ; RÖMMLING, U.: Energiekonzepte für den Spreebogen - Energiesparendes Planen und Bauen für die Verfassungsorgane in Berlin. In: *Die Bauverwaltung + Bauen & Gemeindebau* 65 (1996), Nr. 5, S. 261–264

[Heinrich et al. 2014] HEINRICH, C. ; WITTIG, S. ; ALBRING, P. ; RICHTER, L. ; SAFARIK, M. ; BÖHM, U. ; HANTSCH, A.: *Nachhaltige Käteversorgung in Deutschland an den Beispielen Gebäudeklimatisierung und Industrie*. 2014

[Hellmann et al. 1998] HELLMANN, H. M. ; SCHWEIGLER, C. ; ZIEGLER, F.: A simple method for modeling the operating characteristics of absorption chillers. In: *Proc. of Eurotherm Seminar* 59 (1998), 6–7 July, S. 219–226

[Hellmann et al. 1999] HELLMANN, H. M. ; SCHWEIGLER, C. ; ZIEGLER, F.: The characteristic equations of absorption chillers. In: *Proc. Int. Sorption Heat Pump Conference*. Munich, 24–26 Mar. 1999, S. 169–172

[Hellmann und Ziegler 1999] HELLMANN, H. M. ; ZIEGLER, F.: Simple absorption heat pump modules for system simulation programs. In: *ASHRAE Transactions* (1999), S. 789–787. – paper CH-99-10-2

[Herold 1999] HEROLD, K. E.: Performance predictions of absorption cycles using an endoreversible model. In: *Proc. of Int. Sorption Heat Pump Conf.* Munich, 1999, S. 465–470

[Herold et al. 1996] HEROLD, K.E. ; RADERMACHER, R. ; KLEIN, S.A.: *Absorption chillers and heat pumps.* Boca Raton, Florida : CRC Press, 1996. – ISBN 0-8493-9427-9

[Herwig 1985] HERWIG, H.: *Asymptotische Thoerie zur Erfassung des Einflusses variabler Stoffwerte auf Impuls- und Wärmeübertragung*. Düsseldorf : VDI Verlag, 1985 (Reihe 7: Strömungstechnik 93)

[Honig 2007] HONIG, J.M.: Chapter 3 - Characterization of Nonideal Solutions. In: *Thermodynamics (Third Edition)*. Third Edition. Amsterdam : Academic Press, 2007, S. 159 – 247. – ISBN 978-0-12-373877-6

[Hundt 2008] HUNDT, Viviane: Literaturbericht und Diskussionsbeitrag zum Seminar für Judaistik: 'Vordenker der Schoah? Adolf Stoecker und einige seiner Vorgänger', Hauptseminar in Blockform vom 29.05. bis 30.05.2008 auf der Ebernburg / Evangelisch-Theologischen Fakultät der Johannes Gutenberg-Universität Mainz. 2008

[IAPWS 1997] IAPWS: The International Association for the Properties of Water and Steam - Industry Formulation. 1997

[IEA 2014] IEA: *World Energy Model Documentation*. 2014. – URL `http://www.worldenergyoutlook.org/media/weowebsite/energymodel/documentation/WEM_Documentation_WEO2014.pdf`

[IEA 2015] IEA: *Energy and Climate Change*. 2015. – URL `http://www.iea.org/publications/freepublications/publication/WEO2015SpecialReportonEnergyandClimateChange.pdf`. – Zugriffsdatum: 2018-02-28

[IEA 2017] IEA ; ORGANIZATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT (Hrsg.): *Energy Technology Perspectives*. Bd. ISBN 978-92-64-27050-3. 2017

[IEA 2017a] IEA ; ORGANIZATION FOR ECONOMIC CO-OPERATION AND DEVELOPMENT (Hrsg.): *Space cooling - More access, more comfort, less energy*. 2017. – URL `https://www.iea.org/publications/freepublications/publication/SpaceCoolingEnergyEfficiencyInsightsBrief.pdf`. – Zugriffsdatum: 2018-02-27

[IEA 2017b] IEA: *World Energy Outlook*. 2017. – URL `http://www.iea.org/Textbase/npsum/weo2017SUM.pdf`. – Zugriffsdatum: 2018-02-27

[IEA 2017c] IEA: *World Energy Outlook 2017*. 2017

[IPCC 2014] IPCC: *Klimaänderung 2014: Folgen, Anpassung und Verwundbarkeit. Beitrag der Arbeitsgruppe II zum Fünften Sachstandsbericht des zwischenstaatlichen Ausschusses für Klimaänderungen (IPCC)*. 2014. – URL `http://www.de-ipcc.de/media/content/AR5-WGII_SPM.pdf`

[Kahlbaum und von Wirkner 1894] KAHLBAUM, Georg W. A. ; WIRKNER, C. G. von: Das Gesetz der korrespondierenden Siedetemperaturen; Hrn. U. Dühring zur Antwort. In: *Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft* 27 (1894), Nr. 3, S. 3366–3373. – ISSN 1099-0682

[Kern 1991] KERN, W.: *Aufbau und Betrieb einer zweistufigen Absorptionswärmepumpe zum Heizen und Kühlen.*, TU München, Dissertation, 1991

[Kim und Ferreira 2008] KIM, D.S. ; FERREIRA, C.A. I.: Analytic modelling of steady state single-effect absorption cycles. In: *Int. J. Ref.* 31 (2008), Nr. 6, S. 1012 – 1020. – ISSN 0140-7007

[Kim et al. 2005] KIM, D.S. ; INFANTE FERREIRA, C. ; TANDA, G. ; PRONK, P.: Optimization of a solar ammoniaâ€"water absorption chiller. In: *Proc. of the IIR Conf. on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants*. Vicenza (Italy), 2005, S. TP048. – ISSN 0140-7007

[Klein 1986] KLEIN, H.: *Einsparungen an Primärenergie und Minderung von CO_2-Emissionen durch die Integration thermisch angetriebener Kältemaschinen in die Kraft-Wärme-Kopplung am Beispiel ausgewählter Objekte*, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 19, Nr. 123, VDI-Verlag, Düsseldorf, Dissertation, 1986

[Kohlenbach et al. 2004] KOHLENBACH, P. ; S. MEDEL Y MOLERO ; SCHWEIGLER, C. ; HARM, M. ; KÜHN, A. ; PETERSEN, S. ; ALBERS, J.: Weiterentwicklung und Feldtest einer kompakten 10 kW $H_2O/LiBr$ Absorptionskälteanlage. In: *Tagungsband 3. Symposium Solares Kühlen in der Praxis* Bd. Band 65 Fachhochschule Stuttgart - Hochschule für Technik (Veranst.), 2004, S. 145 – 158

[Kühn 2012] KÜHN, A.: *private Mitteilung*. Okt. 2012

[Kühn et al. 2004] KÜHN, A. ; ALBERS, J. ; HARM, M. ; KOHLENBACH, P. ; PETERSEN, S. ; SCHWEIGLER, C. ; ZIEGLER, F.: Betriebsverhalten einer 10kW Absorptionskälteanlage für niedrige Antriebstemperaturen. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Bremen, 17. Nov –19. Nov 2004

[Kühn et al. 2007] KÜHN, A. ; MITTERMAIER, M. ; ZIEGLER, F: Operational results of a 10 kW absorption chiller with focus on external and internal volume flow rates. In: *Proc. of the 2nd Int. Conference Solar Air Conditioning*. Tarragona, Spain, 18–19 Oct. 2007, S. paper ID 109

[Kühn et al. 2005] KÜHN, A. ; PETERSEN, S. ; ZIEGLER, F. ; KOHLENBACH, P. ; HARM, M. ; SCHWEIGLER, C: Operational results of a 10 kW absorption chiller for low driving temperature. In: *Proc. of Int. Sorption Heat Pump Conference*. Denver, CO, USA, 22–24 June 2005, S. paper ID 051

[Kühn und Ziegler 2005] KÜHN, A. ; ZIEGLER, F.: Operational results of a 10 kW absorption chiller and adaptation of the characteristic equation. In: *1st Int. Conference Solar Air-Conditioning*. Kloster Banz, 6–7 Oct. 2005

[Kühn und Ziegler 2008a] KÜHN, A. ; ZIEGLER, F.: Betrieb einer Absorptionskälteanlage als Wärmepumpe. In: *Tagungsbericht der Deutschen Klima-Kälte-Tagung* Bd. 4. Ulm, 19.–21. Nov. 2008

[Kühn und Ziegler 2008b] KÜHN, A. ; ZIEGLER, F.: Detailed analysis of a 10kW $H_2O/LiBr$ absorption chiller. In: *Proc. of Int. Sorption Heat Pump Conference*. Seoul, Korea, 23–26 Sep. 2008

[Kühn 2018] KÜHN, Albers J.: *Messdaten zur Absorptionskälteanlage FA2*. Feb. 2018. – URL `http://dx.doi.org/10.14279/depositonce-667310.14279/depositonce-6673`

[KWKG 2016] KWKG: *Kraft-Wärme-Kopplungsgesetz vom 21. Dezember 2015 (BGBl. I S. 2498), geändert durch Artikel 1 des Gesetzes vom 22. Dezember 2016 (BGBl. I S. 3106). http://www.gesetze-im-internet.de/kwkg_2016/ (letzmaliger Aufruf am 28.02.2018)*. 2016

[Lecuona et al. 2009] LECUONA, A. ; VENTAS, R. ; VENEGAS, M. ; ZACARIAS, A. ; SALGADO, R.: Optimum hot water temperature for absorption solar cooling. In: *Solar Energy* 83 (2009), Nr. 10, S. 1806 – 1814. – ISSN 0038-092X

[Löwer 1960] LÖWER, Harald: *Thermodynamsiche und physikalische Eigenschaften der wässrigen Lithiumbromid-Lösung*, Technische Hochschule Karlsruhe, Dissertation, 1960

[Lüdecke und Lüdecke 2000] LÜDECKE, Dorothea ; LÜDECKE, Christa: *Thermodynamik - Physikalisch-chemische Grundlagen der thermischen Verfahrenstechnik*. Berlin : Springer Berlin Heidelberg New Xork, 2000. – ISBN 3-540-66805-5

[Lunze 2010] LUNZE, Jan: *Regelungstechnik 1 - Systemtheoretische Grundlagen, Analyse und Entwurf Einschleifiger Regelungen*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 2010. – ISBN 978-3-642-13808-9

[Lützke 2006] LÜTZKE, Bernd: Energieversorgung für das Parlaments- und Regierungsviertel im Spreebogen Berlin, Stand 06/I / Bundesbaugesellschaft mbH. 2006

[Mogge 1977] MOGGE, B.: *Rhetorik des Hasses: Eugen Dühring und die Genese seines antisemitischen Wortschatzes*. Gesellschaft für Buchdruckerei, 1977 (Aus Zeit und Geschichte). – ISBN 9783880942400

[Möhle und Rant 1972] MÖHLE, W. ; RANT, Z.: Die Genauigkeit der Dühring'schen Geraden für wässrige Salzlösungen. In: *Chemie Ingenieur Technik*, 1972, S. 261–265

[Monne et al. 2011] MONNE, C. ; ALONSO, S. ; PALACIN, F. ; SERRA, L.: Monitoring and simulation of an existing solar powered absorption cooling system in Zaragoza (Spain). In: *Applied Thermal Engineering* 31 (2011), Nr. 1, S. 28 – 35. – ISSN 1359-4311

[Naß 2010] NASS, Stefan: *Einfluss thermischer Kälteerzeugung auf den Einsatz von KWK-Anlagen in Fernwärmenetzen*, Diplomarbeit an der TU Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Institut für Energietechnik, betreut durch W. Lanser, S. Petersen, F. Ziegler, Eingereicht am 06. Feb. 2010

[Neumann 2011] NEUMANN, Thorsten; Platzer Bernd; Uhlig Ulf; Göschel T.: Vergleich von zwei baugleichen Absorptionskältemaschinen mithilfe der charakteristischen Gleichung. In: *KI Luft- und Kältetechnik* 4 (2011), S. 32–35

[Neumann 2010] NEUMANN, Thorsten; Platzer Bernd; Uhlig Ulf; Thomas G.: Parameterbestimmung mit der charakteristischen Gleichung. In: *KI Luft- und Kältetechnik* 11 (2010), S. 18–21

[Niebergall 1981] NIEBERGALL, Wilhelm: *Handbuch der Kältetechnik*. Bd. 7: *Sorptions-Kältemaschinen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1981

[Paitazoglou et al. 2013] PAITAZOGLOU, C. ; PETERSEN, S. ; HUNT, S. ; LANSER, W. ; ALBERS, J. ; HANSSKE, A. ; HENNRICH, W. ; SCHRÖDER, F.: Möglichkeiten und Einsatzpotentiale neuer Absorptionskälteanlagen. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Hannover, 21. Nov –22. Nov 2013. – ISBN: 978-3-932715-49-5

[Paitazoglou 2011] PAITAZOGLOU, Christopher: *Erstvermessung und Prozessoptimierung einer 50 kW Absorptionskälteanlage am Umweltbundesamt in Dessau*, Diplomarbeit an der TU Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Institut für Energietechnik, betreut durch S. Petersen, Eingereicht am 18. Nov. 2011

[Paitazoglou und Ziegler 2013] PAITAZOGLOU, Christopher ; ZIEGLER, Felix: Primärenergetische Systemanalyse - Teil 1:Systematik zur Beschreibung der Primärenergieeffizienzerhöhung und Teil 2:Sensitivitätsanalyse und Anwendung. In: *BWK* Bd. 65 Nr. 6 u. 7 (2013), Nr. 6, S. 40–46; 43–49

[Papula 1983] PAPULA: *Analysis*. Springer, 1983

[Patek und Klomfar 1995] PATEK, J. ; KLOMFAR, J.: Simple functions for fast calculations of selected thermodynamic properties of the ammonia-water system. In: *International Journal of Refrigeration* 18 (1995), Nr. 4, S. 228 – 234. – ISSN 0140-7007

[Petersen et al. 2014] PETERSEN, S. ; ALBERS, J. ; GRAF, R. ; HENNRICH, C. ; HÜLS, W. ; HUNT, Lanser W. ; PAITAZOGLOU, C. ; SCHRÖDER, M.: EnEff:Wärme Feldtest Absorptionskältetechnik für KWKK-Systeme / TU Berlin, Institut für Energietechnik, FG Maschinen u. Energieanlagentechnik. 2014

[Petersen et al. 2013a] PETERSEN, S. ; ALBERS, J. ; HENNRICH, C. ; HUNT, S. ; HÜLS, W. ; LANSER, W. ; SCHRÖDER, M.: Absorptionskälteanlagen für die Gebäudekühlung mit Fernwärme. In: *EuroHeat&Power* 42. Jg (2013), Nr. 5, S. 42–49

[Petersen et al. 2006] PETERSEN, S. ; CAPORAL, S. ; KÜHN, A. ; MITTERMAIER, M. ; ZIEGLER, F.: Untersuchungsergebnisse einer 10 kW $H_2O/LiBr$ Absorptionskälteanlage. In: *Tagungsband 4. Symposium Solares Kühlen in der Praxis* Fachhochschule Stuttgart - Hochschule für Technik (Veranst.), 2006, S. 151–171

[Petersen et al. 2011] PETERSEN, S. ; HANSSKE, A. ; HENNRICH, C. ; HÜLS, W. ; STANGL, J. ; MITTERMAIER, M. ; M., Helm. ; ZACHMEIER, P. ; NATZER, S. ; LANSER, W. ; ZIEGLER, F.: Development of a 50 kW absorption chiller. In: *23rd IIR Int. Congress of Refrigeration, Prague, Czech Republic*, 2011, S. paper–ID 951

[Petersen et al. 2013b] PETERSEN, S. ; ZIEGLER, F. ; ALBERS, J. ; LANSER, W.: EnEff:Wärme - Absorptionskältetechnik für Niedertemperaturantrieb - Grundlagen und Entwicklung von Absorptionskältemaschinen für die fernwärme- und solarbasierte Kälteversorgung / TU Berlin, Inst. f. Energietechnik, FG Maschinen u. Energieanlagentechnik. Schlussbericht FKZ 0327460B, Sep. 2013

[Petersen 2005] PETERSEN, Stefan: *Verfahren zum Abführen eines Gases aus einer Wärmepumpe und Wärmepumpe*. 2005

[Puig-Arnavat et al. 2010] PUIG-ARNAVAT, Maria ; LÓPEZ-VILLADA, Jesús ; BRUNO, Joan C. ; CORONAS, Alberto: Analysis and parameter identification for characteristic equations of single- and double-effect absorption chillers by means of multivariable regression. In: *Int. Journal of Refrigeration* 33 (2010), Nr. 1, S. 70 – 78. – URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0140700709001947`. – ISSN 0140-7007

[Rekord 1979] REKORD: Technisches Arbeitsblatt WF-36 Solaire / Rekord Heizungs- und Klimageräte Ruckelshausen GmbH & Co. KG. OstendstraÃŸe 9-13, 6102 Pfungstadt, 1979

[Riesch 1991] RIESCH, P.: *Absorptionswärmetransformator mit hohem Temperaturhub*. Stuttgart : Deutscher Kälte- und Klimatechnischer Verein e.V. (DKV), 1991 (Forschungsberichte des DKV Nr. 36)

[Riesch et al. 1987] RIESCH, P. ; SCHARFE, J. ; ZIEGLER, F. ; VÖLKL, J. ; ALEFELD, G.: Part-load behavior of an absorption heat transformer. In: *Proc. of 3rd Symposium on the large Scale Applications of Heat Pumps, Oxford, England*. Cranfield, Bedford MK43 0AJ, England : BHRA, The Fluid Engineering Centre, 25–27 Mar. 1987. – ISBN 09477-11-23-6

[Roetzel 1969] ROETZEL, W.: Berücksichtigung veränderlicher Wärmeübergangskoeffizienten und Wärmekapazitäten bei der Bemessung von Wärmeaustauschern. In: *Wärme- und Stoffübertragung* 2 (1969), Nr. 3, S. 163–170

[Roetzel 1988] ROETZEL, W.: Analytische Berechnung von Wärmeübertragern mit nachträglicher Berücksichtigung temperaturabhängiger Wärmekapazitäten. In: *Wärme- und Stoffübertragung* 23 (1988), S. 175–177

[Roetzel und Spang 2006a] ROETZEL, W. ; SPANG, B.: *VDI-Wärmeatlas, 10. Auflage*. Kap. Wärmedurchgang, S. Cb–1 bis Cb–7, Springer, 2006

[Roetzel und Spang 2006b] ROETZEL, W. ; SPANG, B.: *VDI-Wärmeatlas, 10. Auflage*. Kap. Berechnung von Wärmeübertragern, S. Ca–1 bis Ca–34, Springer Berlin, 2006

[Rollwage 2006] ROLLWAGE, Nikolaus: *Investitionsrechnung*. 2., aktualisierte Auflage. WRW-Verlag, 2006. – ISBN: 3-0342-0076-5

[Römmling und Hegner 1997] RÖMMLING, U. ; HEGNER, H.-D.: Das solare Parlaments- und Regierungsviertel in Berlin - Stand der Planungen zur Nutzung regenerativer Energien. In: *Bundesbaublatt* 46 (1997), Nr. 8, S. 582–586

[Römmling et al. 2009] RÖMMLING, Uwe ; BÖTTCHER, Olaf ; KRAUS, Cyntia ; ALBERS, Jan: Energie optimiertes Bauen, Teilkonzept 3: Messprogramm und Evaluierung zum energetisch optimierten Neubau des Umweltbundesamtes in Dessau / Institut für Erhaltung und Modernisierung von Bauwerken e.V. (IEMB). URL `http://www.enob.info/fileadmin/media/Publikationen/EnBau/Projektberichte/23_MonitoringAB_p2_UBA.pdf`, Abschlussbericht FKZ 0335007 R, 24. Juli 2009. BBSR-Bericht II7-07-10-04-2009

[Rotartica 2010] ROTARTICA: Manual de Instalacion y Mantenimiento Rotartica Solar 045 / Rotartica S.A., Espania. 2010. MI 070 210

[Scharfe et al. 1986] SCHARFE, J. ; ZIEGLER, F. ; RADERMACHER, R.: Analysis of advantages and limitations of absorber-generator heat exchange. In: *Int. Journal of Refrigeration* 9 (1986), Nr. 6, S. 326–333

[Schicktanz et al. 2011] SCHICKTANZ, M. ; WAPLER, J. ; HENNING, H.-M.: Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung - Primärenergieeinsparung und Wirtschaftlichkeit? In: *Ki Luft- und Kältetechnik* (2011), S. 22–26

[Schlodder 2009] SCHLODDER, Eberhard: Skript zum Grundpraktikum Physikalische Chemie / Max-Volmer-Laboratorium, Sekr. PC 14, TU Berlin. URL `http://iwan.chem.tu-berlin.de/~lehre/pc/pr1_WS/skript/index.html`, 2009

[Schmidt 2006] SCHMIDT, K. G.: *VDI-Wärmeatlas, 10. Auflage*. Kap. Berechnung von Wärmeübertragern, S. Mb–1 bis Mb–4, Springer Berlin, 2006

[Schröder 2014] SCHRÖDER, Martin: *Entwicklung einer lernenden Regelstrategie für Absorptionskälteanlagen auf Basis charakteristischer Gleichungen*, Masterarbeit an der TU Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Institut für Energietechnik, betreut durch J. Albers, Eingereicht am 22. Jan. 2014

[Schwarz 2013] SCHWARZ, Stephanie: *Abbildung und Validierung kritischer Prozessgrößen einer Absorptionskälteanlage mit Hilfe der charakteristischen Gleichung*, Diplomarbeit an der TU Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Institut für Energietechnik, betreut durch J. Albers und S. Petersen, Eingereicht am 22. Jan. 2013

[Schweigler 1999] SCHWEIGLER, C.: *Kälte aus Fernwärme. Konzept, Auslegung und Betrieb der Single-Effect/Double-Lift-Absorptionskälteanlage*, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 19, Nr. 121, VDI-Verlag, Düsseldorf, Dissertation, 1999

[Schweigler et al. 2002a] SCHWEIGLER, C. ; COSTA, A. ; HARM, M. ; HÖGENAUER-LEGO, M. ; ZIEGLER, F.: Entwicklung und Betrieb einer 10 kW $H_2O/LiBr$-Absorptionskältemaschine. In: *Tagungsband 2. Symposium Solares Kühlen in der Praxis* Bd. Band 56 Fachhochschule Stuttgart - Hochschule für Technik (Veranst.), 2002

[Schweigler et al. 2001] SCHWEIGLER, C. ; COSTA, A. ; HÖGENAUER-LEGO, M. ; ZIEGLER, F.: Absorptionskaltwassersatz zur solaren Klimatisierung mit 10 kW Kälteleistung. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Ulm, 19.–21. Nov. 2001. – paper AA.II.1.15

[Schweigler et al. 1996] SCHWEIGLER, C. ; HELLMANN, H.-M. ; DEMMEL, S.: Neuer Absorptions-Kaltwassersatz für den Einsatz in Fernwärmenetzen. In: *KI Luft- und Kältetechnik* Nr. 7 (1996), S. 305–309

[Schweigler et al. 2002b] SCHWEIGLER, C. ; KREN, C. ; PFLÜGLER, F. ; STORKENMAIER, F.: Einheitliche Modellierung und Vergleich des Betriebsverhaltens von

Ab- und Adsorptionskälteanlagen. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Magdeburg, 2002

[Schweigler et al. 1999] SCHWEIGLER, C. ; STORKENMAIER, F. ; ZIEGLER, F.: Die charakteristische Gleichung von Sorptionskälteanlagen. In: *Tagungsband der Deutschen Klima-Kälte-Tagung*, 1999

[Siebert 2013] SIEBERT, Nora: *Untersuchung des stationären Betriebsverhaltens einer 10 kW LiBr-Absorptionskälteanlage*, Studienarbeit an der TU Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Institut für Energietechnik, betreut durch A. Kühn, Eingereicht am 22. Jan. 2013

[Siemens-MAG3100 2005] SIEMENS-MAG3100: Magnetisch-induktive Durchflussmesser Messaufnehmer-Typen MAG 1100, MAG 3100 und MAG 5100 W und Messumformer-Typen MAG 5000, MAG 6000. SITRANS FM MAGFLO. August 2005

[Spang 1998] SPANG, B.: *Wärmedurchgang und mittlere Temperaturdifferenz in Rekuperatoren.* Hamburg, Universität der Bundeswehr Hamburg, Fachbereich Maschinenbau, Habilitationsschrift, 1998

[Stephan und Mayinger 1999] STEPHAN, K. ; MAYINGER, F.: *Thermodynamik - Bd. 2 Mehrstoffsysteme und chemische Reaktionen.* Berlin, Heidelberg und New York : Springer, 1999

[Storkenmaier et al. 2003] STORKENMAIER, F. ; HARM, M. ; SCHWEIGLER, C. ; ZIEGLER, F. ; ALBERS, J. ; KOHLENBACH, P. ; SENGEWALD, T.: Small-capacity water/LiBr absorption chiller for solar cooling and waste-heat driven cooling. In: *Proc. of 21th Int. congress of refrigeration, IIR/IIF*. Washington, 2003, S. paper ID 641

[Thomas und Anderson 1942] THOMAS, A.R. ; ANDERSON, P.P.: Refrigeration / US Patent 2282503. Patented 12. May 1942. Application 10. November 1938

[Thorton 2006] THORTON, J.W.: Dokumentation zum TRNSYS Type511 Dry fluid cooler / Thermal Energy System Specialist. Wisconsin, 2006

[Trane 2001] TRANE: Trane Classic Absorption Series: Single-Stage Hot Water or Steam-Fired Absorption Water Chillers 112-465 Tons / The Trane Company. 2001. Literature Order Number ABS-PRC005-EN

[Vallance 1824] VALLANCE, J.: Vallance's improved method of freezing water. In: *London Journal of Arts and Sciences* (1824), S. 251–253

[WAGO 2013] WAGO: WAGO-I/O-SYSTEM 750, SPS - Controller (Handbuch) / WAGO Kontakttechnik GmbH & Co. KG. Hansastraße 27, D-32423 Minden, 2013. – URL http://www.wago.com

[Winkelmann 1880a] WINKELMANN, A.: Bemerkungen zu dem Aufsatze des Hrn. U. Dühring: 'Zum Schutze des Gesetzes der correspondirenden Siedetemperaturen'. In: *Annalen der Physik* 247 (1880), Nr. 11, S. 534–544. – URL http://dx.doi.org/10.1002/andp.18802471118. – ISSN 1521-3889

[Winkelmann 1880b] WINKELMANN, A.: Ueber eine Beziehung zwischen Druck, Temperatur und Dichte der gesättigten Dämpfe von Wasser und einigen anderen Flüssigkeiten. In: *Annalen der Physik* 245 (1880), Nr. 3, S. 358–393. – URL http://dx.doi.org/10.1002/andp.18802450303. – ISSN 1521-3889

[Wirths 2008] WIRTHS, Andreas: Einfluss der Netzrücklauftemperatur auf die Effizienz von Fernwärmesystemen. In: *13. Dresdner Fernwärmekolloquium*, 2008

[Witte et al. 2008] WITTE, K. T. ; ALBERS, J. ; KRAUSE, M. ; SAFARIK, M. ; BESANA, F. ; SPARBER, W.: Absorption chiller modelling with TRNSYS - requirements and adaptation to the machine EAW Wegracal SE 15. In: *Proc. of Eurosun 2008 – Int. Conf. on Solar Heating, Cooling and Building*. Lisbon, Portugal, 7–10 Oct. 2008. – Paper 324

[Wünsch et al. 2014] WÜNSCH, Marco ; EIKMEIER, Bernd ; JOCHEM, Eberhard ; GAILFUSS, Markus: Potenzial- und Kosten-Nutzen-Analyse zu den Einsatzmöglichkeiten von Kraft-Wärme-Kopplung (Umsetzung der EU-Energieeffizienzrichtlinie) sowie Evaluierung des KWKG im Jahr 2014 / Prognos AG. 01. Okt. 2014

[Wuschig et al. 2008] WUSCHIG, C. ; PLURA, S. ; SCHWEIGLER, C: Optimierung von Absorptionswärmepumpen. In: *Tagungsband Deutsche Klima-Kälte-Tagung*. Ulm, 19.–21. Nov. 2008. – paper AA.II.15

[York 1994] YORK: Millennium YIA single-effect absorption chillers – Steam and hot water chillers / York Int. Corporation. Pennsylvania, USA, 1994. FORM 155.16-EG1 (604)

[York 1997] YORK: Technische Dokumentation zum Isoflow Absorptions-Flüssigkeitskühler Modell YIA-HW-8D3/12F1-50 im Reichstagsgebäude / York Int. Corporation. Mannheim, 5. Mai 1997

[York 1998] YORK: Einstufige Absorptionsflüssigkeitskühler Modell YIA – Planungsinformation / York International. 1998. Teile-Nr. 155.101-EG1 (06/98)

[York 1999a] YORK: Absorption Model YIA - Richtwerte für niedrige Heißwassertemperatur / York International. 1999. GLZ 6434 DH 222 - 02/99

[York 1999b] YORK: Isoflow absorption chillers – Renewal parts / York Int. Corporation. Pennsylvania, USA, 1999. Form 155.16-RP3 (1106)

[York 1999c] YORK: Planungsinformation Mini-Absorptions-Flüssigkeitskühler Yazaki WFC-10 / York International GmbH. 1999

[York 2000] YORK: Single-stage isoflow absorption chillers – Operating and maintenance instructions / York Int. Corporation. Pennsylvania, USA, 2000. Form 155.16-OM1 (12/00)

[York 2004] YORK: Isoflow absorption liquid chiller / York Int. Corporation. 2004. Product leavelet Y017/0804/GB

[Ziegler 1998a] ZIEGLER, F.: Relationships between temperature differences in heat exchangers of heat transformation devices. In: *Revue générale de thermique* 37 (1998), Nr. 7, S. 549–555

[Ziegler 1998b] ZIEGLER, F.: Sorptionswärmepumpen: Beschreibung des Betriebsverhaltens durch eine charakteristische Gleichung. In: *Technische Sorptionsprozesse. Fortschrittsbericht VDI* Bd. Reihe 3. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1998, S. 259–279

[Ziegler 2010] ZIEGLER, F.: The multiple meanings of the Stefan-number (and relatives) in refrigeration. In: *Int. J. Ref.* 33 (2010), Nr. 7, S. 1343 – 1349. – ISSN 0140-7007

[Ziegler 2012] ZIEGLER, F.: Skriptum zur Vorlesung Kältetechnik I und II / Institut für Energietechnik, Fachgebiet Maschinen- und Energieanlagentechnik, TU Berlin. 2012

[Ziegler et al. 2008] ZIEGLER, F. ; ALBERS, J. ; KÜHN, A. ; PETERSEN, S.: Control of absorption chillers by insight : The characteristic equation. In: *Czasopismo Techniczne 2008 - Proc. of 18th Int. Conf. on Process Engineering and Plant Design*. Krakau, 2008, S. 3–12. – URL `http://suw.biblos.pk.edu.pl/resources/i8/i0/i2/r802/AlbersJ_ControlAbsorption.pdf`. – Zugriffsdatum: 2012-02-15. – paper ROK 101. – ISSN 0011-4561

[Ziegler und Alefeld 1987] ZIEGLER, F. ; ALEFELD, G.: Coefficient of performance of multistage absorption cycles. In: *International Journal of Refrigeration* 10 (1987), Nr. 5, S. 285 – 295. – ISSN 0140-7007

[Ziegler et al. 1999] ZIEGLER, F. ; HELLMANN, H. M. ; SCHWEIGLER, C.: An approximative method for modelling the operating characteristics of advanced

absorption chillers. In: *20th Int. Congress of Refrigeration* Bd. 3. Sydney, 1999. – Paper 600

[Ziegler 1997] ZIEGLER, Felix: *Sorptionswärmepumpen*. Stuttgart : Deutscher Kälte- und Klimatechnischer Verein e.V. (DKV), 1997

[Ziegler 2005] ZIEGLER, Felix: Absorption cycle basics revisited. In: *Proc. of Int. Sorption Heat Pump Conference*. Denver, CO, USA, 22–24 June 2005, S. paper ID 082