Experimentelle Ermittlung dominanter Schallquellmechanismen von Radialverdichtern

vorgelegt von
Diplom-Ingenieur
Till Raitor
aus Siegburg

von der Fakultät V – Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. F. Thiele
Berichter:	Prof. Dr.-Ing. D. Peitsch
Berichter:	Prof. Dr.-Ing. W. Neise

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 16. Oktober 2009

Berlin 2009
D 83

Für Nele

Kurzfassung

Die Ziele dieser Arbeit sind es, die dominierenden aerodynamischen Entstehungsmechanismen des in die Strömungskanäle emittierten Radialverdichtergeräusches durch profunde Experimente aufzudecken und die Schallentwicklung verschiedener Radialverdichtertypen mit unterschiedlichen strömungstechnischen Eigenschaften zu vergleichen. Des weiteren sollen die Messdaten dazu genutzt werden, um verschiedene Ansätze für prognostische Aussagen zu den zu erwartenden Verdichtergeräuschen auf die Anwendbarkeit auf hochbelastete, transsonische Radialverdichter zu prüfen. Am Ende sollen auf Grundlage dieser Erkenntnisse Vorschläge zu primären Geräuschminderungen durch konstruktive Maßnahmen direkt im Quellbereich erarbeitet werden.

Dazu wurden mit ausführlichen Messungen an zwei Laufradtypen, jeweils mit einem beschaufelten und einem unbeschaufelten Diffusor, bei verschiedenen repräsentativen Betriebspunkten die Entstehungs- und Ausbreitungsmechanismen des Schalls durch Analysen der Schallfeldstruktur im Ansaugkanal untersucht. Zusätzlich sind im Ausblaskanal an feststehenden, wandbündigen Messpunkten die Schalldrücke und direkt über den Schaufeloberkanten der beiden Laufräder die instationären Drücke mit im Laufraddeckel montierten Sensoren aufgenommen worden.

Es zeigte sich, dass bei hohen Drehzahlen die Schallemissionen in erster Linie durch den Drehklang (Rotordrehfrequenz mal Schaufelanzahl und Vielfache davon) dominiert werden. Bei transsonischer Laufradanströmung treten außerdem Pegelspitzen der Rotordrehfrequenz und ihrer Harmonischen in Erscheinung, die als *Buzz-Saw-Noise* (Kreissägengeräusch) bezeichnet werden, aber im Vergleich zum Drehklang das Gesamtgeräusch nicht so stark prägen.

Ein Vergleich von Ergebnissen zweier CFD-Analysen mit gemessenen instationären Wanddrücken an der Innenseite des Laufraddeckels eines der hier untersuchten Verdichter ergibt, dass stationäre Lösungen zur Bestimmung von Schalldrücken bestimmter rotorkohärenter Schallkomponenten im Quellgebiet und im Nahfeld herangezogen werden können. Darauf aufbauend lassen sich Schlussfolgerungen ziehen in Hinsicht auf die Verwendbarkeit stationärer Lösungen für vergleichende Schallprognosen tonaler Komponenten bei der Entwicklung von Radialverdichtern im Entwurfsstadium.

Für die Schallleistung im Ansaugkanal wird ein empirisches Modell als Funktion der Umfangsmachzahl des Laufrades vorgestellt.

Die Entwicklung eines Skalierungsmodells zur Übertragung der hier gemessenen Schallleistungen auf andere Verdichterbaugrößen auf der Grundlage der akustischen Ähnlichkeitsgesetze zeigte, dass der bei anderen Strömungsmaschinen erfolgreich angewendete Produktansatz von Weidemann [1] hier nicht anwendbar ist.

Es werden verschiedene Möglichkeiten der geometrischen Gestaltung im Eingangsbereich des Verdichters vorgeschlagen, die hauptsächlich darauf abzielen, bei hohen Drehzahlen den Drehklang bei der Entstehung zu reduzieren.

Abstract

The main goal of this work is the detection of the aerodynamic sound generation mechanisms of centrifugal compressors by detailed experiments and the comparison of the sound emission of four compressor variations with different aerodynamic characteristics. Furthermore, the measured data shall be used to verify the practicality of several sound prediction methods applied to highly loaded transonic centrifugal compressors. Based on these results, technical modifications for the noise sources of these compressors should be recommended.

The acoustic measurements were taken for two types of impellers, each combined with either a vaneless or a vaned diffuser. The mechanisms of sound generation and propagation are investigated by analysing the spacial structure of the sound field in the inlet flow duct of the compressor. Additionally, measurements of the sound pressure close to the duct wall of the outlet flow channel were performed with fixed microphones and the pressure fluctuations on the inside of the impeller casing were measured.

If the rotor speed is high the sound emission is dominated by the blade passage frequency (BPF) and its harmonics. In a transonic flow regime the so-called buzz saw noise appears which can result in an effective noise source but the BPF and its harmonics dominate the over-all sound level.

A successful comparison of data from numerical simulations with measuring results shows that stationary solutions could be used for comparative predictions of tonal sound components in the development of radial compressors.

In this work an empirical model for the sound power depending on the tip speed Mach number in the inlet duct is introduced. A scaling model based on acoustic similarity laws, developed for subsonic centrifugal fans, could not be applied to transonic radial compressors for transferring the measured sound power to different compressor sizes.

Finally, various possibilities for designing the compressor inlet are introduced to reduce the emission at the BPF and its harmonics.

Inhaltsverzeichnis

Symbole und Abkürzungen **9**

1. Einleitung **17**

2. Stand der Forschung **19**

3. Strömungsvorgänge in Radialverdichtern **23**
3.1. Das Geschwindigkeitsdreieck 23
3.2. Strömungsmechanische Grundlagen 24
3.3. Vergleich zwischen Radial- und Axialverdichter 28
3.4. Radialverdichterstufe 30
3.4.1. Das Laufrad 30
3.4.2. Der Diffusor 34
3.5. Das Kennfeld des Verdichters 35
3.6. Instabile Betriebszustände 36
3.6.1. Sperren des Verdichters 36
3.6.2. Rotierende Instabilität 36
3.6.3. Rotierende Ablösung 37
3.6.4. Verdichterpumpen 38

4. Akustik von Turbomaschinen **41**
4.1. Schallentstehung in Turbomaschinen 41
4.1.1. Schallquellmechanismen 41
4.1.2. Rotor-Stator-Wechselwirkungen (Tyler-Sofrin) 46
4.1.3. Rotor-Alone-Noise (Gutin) 48
4.1.4. Buzz-Saw-Noise 49
4.1.5. Rotierende Instabilität und Blattspitzenwirbellärm . . 52
4.1.6. Breitbandige Geräusche 53
4.2. Schallausbreitung in Strömungskanälen 54

5. Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung **61**
5.1. Radialverdichterprüfstand 61
5.2. Verdichterlaufräder und Diffusoren 63
5.3. Messaufbau 64
5.4. Mess- und Analysetechnik 67
5.5. Versuchsdurchführung 68

6. Experimentelle Ergebnisse **71**
6.1. Spektrale Geräuschcharakteristika 71
6.1.1. Spektrale Entwicklung des Schalls im Ansaugkanal mit der Drehzahl 71
6.1.2. Spektren der Wanddruckschwankungen am Laufraddeckel 75
6.1.3. Schalldruckspektren im Ansaugkanal 81
6.1.4. Schalldruckspektren im Ausblaskanal 90
6.2. Identifizierung der Hauptschallquellen 98
6.2.1. Blattspitzenwirbellärm 98
6.2.2. Drehklang und Buzz-Saw-Noise 101
6.3. Gesamtschalldruck an der Rohrwandung der Strömungskanäle 105
6.3.1. Ansaugkanal 105
6.3.2. Ausblaskanal 108
6.4. Schallleistung im Ansaugkanal 109
6.5. Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse 111

7. Untersuchungen zu Möglichkeiten der Schallemissionsprognose bei Radialverdichtern **115**
7.1. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit stationären numerischen Lösungen 115
7.2. Empirisches Modell für die Schallleistung im Ansaugkanal . . 125
7.3. Entwicklung von akustischen Übertragungsregeln auf andere Verdichterbaugrößen 133
7.3.1. Akustische Modellgesetze 133
7.3.2. Anwendung der Ähnlichkeitsgesetze auf Radialverdichter 136

8. Vorschläge zu Geräuschminderungsmaßnahmen im Eintrittsbereich des Verdichters **141**

9. Zusammenfassung und Ausblick **147**

10. Nachwort **151**

Literaturverzeichnis **153**

A. Anhang **161**
A.1. Technische Daten 161
A.2. Tabellen zu experimentellen Ergebnissen 163
A.2.1. Tabelle Abschnitt 7.1 163
A.2.2. Tabellen Abschnitt 7.2 164

Symbole und Abkürzungen

Abkürzungen

AiF	Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen „Otto v. Guericke“
BMWi	Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie
BPF	Blattfolge-, Blattpassierfrequenz, Bezeichnung für die tonale Geräuschkomponente (engl. *blade passage frequency*)
BSN	Buzz-Saw-Noise (Kreissägengeräusch)
BSpWL	Blattspitzenwirbellärm
CAA	numerische Strömungsakustik (engl. *Computational Aeroacoustics*)
CFD	numerische Strömungsmechanik (engl. *Computational Fluid Dynamics*)
D1	Bezeichnung für den beschaufelten Diffusor
Dkl	Drehklang
DS	Schaufeldruckseite
DSAP	Messserie bei konstanter Drosselstellung (Einstellung im Auslegungspunkt)
DSSG	Messserie bei konstanter Drosselstellung (Einstellung an der Schluckgrenze)
DZ36	Messserie bei konstanter Drehzahl ($n_{\mathrm{red}} = 36.000/\mathrm{min}$)
DZ50	Messserie bei konstanter Drehzahl ($n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$)
FB	Frequenzbereich
FVV	Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen
PI	Messserie bei konstantem Druckverhältnis ($\Pi_t = 4{,}0$)
R	Rotor
RANS	reynolds-gemittelte Navier-Stokes Gleichungen - numerisches Verfahren (engl. *Reynolds Averaged Navier Stokes Equations*)
RH	Rotorharmonische
RI	Rotierende Instabilität
RS	Rotierende Ablösung (engl. *rotating stall*)
RSM	Response Surface Method (numerisches Verfahren)
SRV	schnelllaufender Radialverdichter (Laufradbezeichnung)
SS	Schaufelsaugseite
TRACE	Turbomachinary Research Aerodynamic Computational

	Environment (Code-Bezeichnung für einen numerischen Strömungslöser)
ubs	unbeschaufelter Diffusor
3D	dreidimensional

Symbole

A	Amplitude
$A^+_{m,n}, A^-_{m,n}$	Amplitude der Mode (m,n) in Strömungsrichtung (+) und gegen die Strömungsrichtung (-)
a	ganzzahlige Zählvariable (Gln. 4.13 und 4.14)
a	Schallgeschwindigkeit
a_0	Schallgeschwindigkeit in ungestörter Umgebung
b_i	Beschleunigung (Vektor)
C	Dopplerfaktor
$\vec{c}$	Absolutgeschwindigkeit der Strömung (Vektor)
c_i, c_j	Geschwindigkeitsvektoren
$c_i\,(x_i, t)$	resultierende Strömungsgeschwindigkeit der (mittleren) Strömungsgeschwindigkeit U_i und der der Turbulenzen u_i
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$\mathrm{d}\vec{S}$	Flächenelement
D	Durchmesser, Laufraddurchmesser
e	Basis des natürlichen Logarithmensystems
f	Frequenz
f	Funktion
$\hat{F}$	Erregungsspektrum
$\vec{F}$	Kraft (Vektor)
f_{BPF}	Blattfolgefrequenz (Frequenzwert)
f_{BSpWL}	Frequenz des Blattspitzenwirbellärms
$f_{C(m,n)}$	Cut-On-Frequenz der Mode (m,n)
$\hat{F}_{Dkl}$	Erregungsspektrum für den Drehklang
f_i	instationäre Kraft (Gl. 4.8)
f_I	Frequenz der Rotor-Stator-Interaktionen (Gl. 4.14)
$f_{m,n}\left(\sigma_{m,n}\frac{r}{R}\right)$	Zusammenfassung der Bessel- und Neumannfunktionen in Gl. 4.24
f_n	Rotordrehfrequenz
f_{RI}	Frequenz der rotierenden Instabilität
$f_{\mathrm{R,RI}}$	Interaktionsfrequenz zwischen Rotor und rotierender Instabilität
f_{RS}	Rotationsfrequenz der rotierenden Ablösung
Δf	Frequenzintervall

$\hat{G}$	Systemfrequenzgang
$\hat{G}_{Dkl}$	Systemfrequenzgang für den Drehklang
H	Enthalpie
h	ganzzahlige Zählvariable, Ordnung der Blattfolgefrequenz
h	spezifische Enthalpie
h_α	ganzzahlige Zählvariable für die Ordnung der Umfangsmode der rotierenden Instabilität
Δh_t	spezifische Totalenthalpiedifferenz
i	ganzzahlige Zählvariable, Ordnung der Rotordrehfrequenz
Int	ganzahlig (*integer*)
j	imaginäre Einheit
J_m	Besselfunktion erster Art, m-ter Ordnung
K	Kanalbreite
k	Koordinate in Bewegungsrichtung des Laufrades über die Breite des Strömungskanals
k	Kreiswellenzahl
$k^+_{m,n}, k^-_{m,n}$	Kreiswellenzahl der Mode (m, n) in Strömungsrichtung (+), gegen die Strömungrichtung (-)
l	Länge, Halslänge in Gl. 7.11
L_N	Rauschpegel (engl. *noise level*)
L_p	Schalldruckpegel, $p_0 = 20\ \mu$Pa
L_St	Pegelverläufe bei konstanten Strouhalzahlen (Abschnitt 7.3.2)
L_W	Schallleistungspegel, $P_0 = 10^{-12}$ W
$L_{W,\mathrm{ges}}$	Gesamtschallleistungspegel
$L_{W,\mathrm{spez}}$	spezifischer Schallleistungspegel
$L_{W,ss}$	Schallleistungspegel im subsonischen Drehzahlbereich
$L_{W,ts}$	Schallleistungspegel im transsonischen Drehzahlbereich
M	Drehmoment
Ma	Machzahl
Ma_1	Strömungsmachzahl, Laufradeintritt
Ma_Ph	Phasenmachzahl
Ma_U	Umfangsmachzahl
Ma_{U1}	Umfangsmachzahl, Laufradeintritt
Ma_{W1}	Machzahl der Relativströmung, Laufradeintritt
m	Masse
m	Umfangsmodenordnung
m_BSpWL	Umfangsmodenordnung des Blattspitzenwirbellärms
$m_\mathrm{R,RI}$	Umfangsmodenordnung der Interaktion zwischen Rotor und rotierender Instabilität
$\dot{m}$	Massenstrom
$\dot{m}_\mathrm{abs}$	absoluter Massenstrom
$\dot{m}_\mathrm{red}$	reduzierter Massenstrom
$\dot{m}_\mathrm{red,\ BP}$	red. Massenstrom im Betriebspunkt

$\dot{m}_{\text{red, PG}}$	red. Massenstrom an der Pumpgrenze
n	Drehzahl
n	Polytropenexponent
n	Radialmodenordnung
n_{abs}	absolute Drehzahl
n_{red}	reduzierte Drehzahl
P	Leistung, Schallleistung
p	Druck, Schalldruck
p'	Druckstörung, Schalldruck
P_A	Auslegungspunkt
P_B	Betriebspunkt
p_d	dynamischer Druck
P_{ges}	Gesamtleistung
P_i	innere Leistung
p_{ist}	Istdruck
P_L	Laufradleistung eines Ventilators (VDI 3731 [2])
p_s	statischer Druck
P_{Sch}	Schaufelleistung
p_t	Totaldruck
P_V	Verlustleistung
P_x	Variable für Strömungs- oder Verlustleistung (Gl. 7.3)
$p_{\omega,\text{DKl}}$	Frequenzkomponente des Schalldrucks für den Drehklang
$p_{\omega,\text{N}}$	Frequenzkomponente des Schalldrucks für das Rauschen
$\Delta\tilde{p}$	Effektivwert des Schalldrucks im Intervall Δf
Δp_t	Totaldruckdifferenz
$\Delta p_{t,0}$	Bezugsgröße des Totaldrucks in Gl. 7.1 ($\Delta p_{t,0} = 1$ Pa)
Δp_Z	Komponente der statischen Druckerhöhung durch Zentrifugalkräfte
P_0	Bezugsleistung , $P_0 = 1$ W (Gl. 7.2)
P_0	Bezugsschallleistung , $P_0 = 10^{-12}$ W
p_0	Bezugsschalldruck ($p_0 = 20$ μPa)
p_0	Normluftdruck ($p_0 = 101,325$ kPa)
q_i	Dipolterm
q_{ij}	Quadrupolterm
$Q_{m,n}$	Koeffizient für die Besselfunktion zweiter Art $Y_{m,n}$
R	Radius
r	Radialkoordinate
Re	Reynoldszahl
S	Fläche, Querschnittsfläche
s	ganzzahlige Zählvariable
s	spezifische Entropie
St	Strouhalzahl
t	Teilung, Abstand der Schaufeln auf dem Laufradumfang
t	Zeit

T	Temperatur
T_0	Anfangstemperatur (untere Integrationsgrenze, Gl. 3.7)
T_0	Normtemperatur (hier: $T_0 = 288{,}15$ K (15 °C))
T_{ist}	Isttemperatur
T_{ij}	Lighthillscher Spannungstensor
T_s	statische Temperatur
T_t	Totaltemperatur
ΔT_t	Totaltemperaturdifferenz
U_i	mittlere Geschwindigkeit des Strömungsfeldes
u_i	Umfangsgeschwindigkeit der Strömung (Vektor)
$u_i\,(x_i, t)$	(lokale) Strömungsgeschwindigkeit der Turbulenzen
u_{Ph}	Phasengeschwindigkeit
U_0	Bezugsgröße der Umfangsgeschwindigkeit in Abschnitt 7.3.2 ($U_0 = 1$ m/s)
V	Anzahl der Statorschaufeln
V	Volumen
V_c	Volumen mit der Oberfläche S (Gl. 4.8)
$\dot{V}$	Volumenstrom
$\dot{V}_0$	Bezugsvolumenstrom ($\dot{V}_0 = 1$ m$^3/s$, Gl. 7.1)
w_i	Relativgeschwindigkeit der Strömung (Vektor)
W_i, W_j	Geschwindigkeitsvektoren (Gl. 4.8)
x_i, x_j	Ortsvektoren
y_i	Ortsvektor, rotierendes Koordinatensystem (Gl. 4.8)
$Y_{m,n}$	Besselfunktion zweiter Art oder Neumannsche Funktion
Y_{Sch}	spezifische Schaufelarbeit
Z	Anzahl der Laufradschaufeln
α	(absoluter) Schaufel- bzw. Strömungswinkel
α	Stoßwinkel
α_{RI}	Umfangsmodenordnung der rotierenden Instabilität
β	Abströmwinkel (Abschn. 4.1.4)
β	relativer Schaufel- bzw. Strömungswinkel
γ	Exponent der Schallleistung in Gl.7.1
δ_{ij}	Kroneckersymbol
ε	Leistungsminderungsfaktor
η_{isen}	isentroper Wirkungsgrad
η_{poly}	polytroper Wirkungsgrad
η_{tL}	Gesamtwirkungsgrad eines Ventilators (VDI 3731 [2])
κ	Isentropenexponent
ν	kinematische Zähigkeit
Π	Druckverhältnis
Π_t	Totaldruckverhältnis
$\Pi_{t,\ \mathrm{BP}}$	Totaldruckverhältnis im Betriebspunkt
$\Pi_{t,\ \mathrm{PG}}$	Totaldruckverhältnis an der Pumpgrenze
$\Delta\Pi_{\mathrm{PG}}$	Abstand des Totaldruckverhältnisses eines Betriebspunk-

	tes von der Pumpgrenze
ρ	Dichte
ρ_0	Normdichte ($\rho_0 = 1{,}2928$ kgm^{-3} bei $T_0 = 273{,}15$ K und $p_0 = 101{,}325$ kPa)
ρ_s	statische Dichte
ρ_t	Totaldichte
σ	Standardabweichung
σ	auf den Laufradumfang projizierte Schaufeldicke
σ_{ij}	Reibungstensor
$\sigma_{m,n}$	n-ter Extremwert der Besselfunktion erster Art, m-ter Ordnung $J_{m,n}$
τ_{ij}	Schubspannungstensor
τ_t	Totaltemperaturverhältnis
φ	Azimutalwinkel
φ	Durchflusskenngröße
φ	Lieferzahl
φ_{Rm}	max. Rotationswinkel zwischen zwei Rotor-Stator-Interaktionen (Abschn. 4.1.2)
ω	Kreisfrequenz
ω_{BSpWL}	Kreisfrequenz des Blattspitzenwirbellärms
$\omega_{\mathrm{R,RI}}$	Kreisfrequenz der Interaktion zwischen Rotor und rotierender Instabilität
ω_{R}	Kreisfrequenz des Rotors
Ω	Winkelgeschwindigkeit
Ω_I	Phasenwinkelgeschwindigkeit der Rotor-Stator-Interaktionen (Abschn. 4.1.2)
Ω_{Ph}	Phasenwinkelgeschwindigkeit
Ω_{R}	Winkelgeschwindigkeit des Rotors
Ω_{RI}	Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität

Indizes

i	Koordinatenindex (Vektoren, Tensoren), $i = 1; 2; 3$
j	Koordinatenindex (Vektoren, Tensoren), $j = 1; 2; 3$
m	meridian
n	Normalkomponente
t	Tangentialkomponente
u	Umfang
1	vor dem Stoß (Abschn. 4.1.4)
2	nach dem Stoß (Abschn. 4.1.4)

Indizierung der Verdichterradien (Abschn. 3.4)

1	Laufradeintritt
2	Laufradaustritt
3	Diffusoreintritt
4	Eintritt in den beschaufelten Bereich (bei beschaufeltem Diffusor)
5	engster Diffusordurchmesser (bei beschaufeltem Diffusor)
6	Diffusoraustritt

1. Einleitung

Radialverdichter finden ihre Anwendung, wenn hohe Stufendruckverhältnisse, niedrige Massenströme und kompakte Bauweise erforderlich sind, zum Beispiel für die Aufladung von Verbrennungsmotoren, für Kühlsysteme, Druckluftversorgungen oder Gastransporte in der chemischen Industrie, aber auch in Hubschraubertriebwerken und in allen kleineren Flugzeugtriebwerken, wie zum Beispiel das Turboprop Triebwerk TPE-331 von Allied Signal/Garrett, das mit einen zweistufigen Radialverdichter ausgerüstet ist, und das Turbofantriebwerk PW500 von Pratt & Whitney.

Durch die Aufladung von Dieselmotoren mit Abgasturboladern wurde deren Leistungsdichte so weit gesteigert, dass sie den Ottomotoren ebenbürtig sind und sich so im Bereich der Personenkraftwagen etablieren konnten. Proportional zur Motorleistung steigt auch die Leistung der Lader. Untersuchungen durch Hersteller von Turboladern (z. B. Feld et al [3], [4], [5]) und Kraftfahrzeugen oder in deren Auftrag (z. B. Forster und Neise [6]) zeigen, dass die Verdichter die Hauptschallquellen von Turboladern bilden.

Die zunehmende Leistungsdichte (steigende Massendurchsätze und Druckverhältnisse bei gleichbleibenden oder kleineren Bauvolumina) erfordert immer höhere Umfangsgeschwindigkeiten mit Strömungsgeschwindigkeiten deutlich über der Schallgeschwindigkeit. Während die Strömungsleistung mit der dritten Potenz der Umfangsgeschwindigkeit steigt, wächst die Schallleistung mit der fünften bis sechsten Potenz (siehe Neise und Barsikow [7], Maling [8] und Chanaud [9]).

Die Schallemissionen von Radialverdichtern können ohne zusätzliche Maßnahmen zulässige Grenzwerte deutlich übersteigen. Die Schallabstrahlung erfolgt über die Ansaugöffnung des Verdichters, über das Gehäuse und die angeschlossenen Rohrleitungen. Bisher wird diesem Problem nur durch aufwändige Sekundärmaßnahmen begegnet. Der Einsatz von Schalldämpfern in den Zu- und Abströmungskanälen bewirkt zum Teil erhebliche Druckverluste. Diese Maßnahmen und auch Isolierungen, durch Kapselung zum Beispiel, ergeben Nachteile in den Abmessungen und Gewichten und stellen zusätzliche Kosten für Hersteller und Betreiber dar, wobei auf sie nicht ganz verzichtet werden kann. Aus diesem Grund sollten auch Geräuschminderungsmaßnahmen an der Quelle getroffen werden, was aber detaillierte Kenntnisse der Schallentstehungsmechanismen in der Maschine voraussetzt. Idealerweise muss der Einfluss der wichtigsten Auslegungsparameter und Konstruktionsmerkmale auf die Schallemission quantifizierbar sein. Die vorliegende Arbeit, die im Rahmen

der Forschungsprojekte „Schallentstehung bei Radialverdichtern“[1] (Raitor et al [10], [11]) und „Schallreduzierung bei Radialverdichtern“[2] (Raitor et al [12], [13], [14], [15]) entstand, ist der erste Schritt zu diesem Ziel.

Fundierte wissenschaftliche Grundlagen zur Entstehung und primären Beeinflussung der Schallemission schon beim Entwurf von Radialverdichtern sind bisher kaum verfügbar oder beschränken sich auf allgemein bekanntes Wissen der Akustik. Der derzeitige Stand der Forschung auf dem Gebiet des Radialverdichterlärms ist gekennzeichnet dadurch, dass es bisher kaum theoretische und experimentelle Untersuchungen zur aerodynamischen Geräuschentstehung dieser Maschinen gibt. Die Ziele dieser Arbeit sind, durch experimentelle Untersuchungen die Pegel bestimmenden Schallquellen zu identifizieren, deren Entstehungsmechanismen zu analysieren und mit Hilfe der Messergebnisse ein empirisches Modell für die Schallleistung in Abhängigkeit geeigneter Betriebsparameter zu entwickeln. Dazu werden hauptsächlich die Messdaten aus dem Ansaugkanal herangezogen. Des weiteren sollen Aussagen getroffen werden, inwieweit Lösungen stationärer Strömungsrechnungen zur vergleichenden Abschätzung der Drehklangkomponenten von Radialverdichtern in transsonischen Drehzahlbereichen verwendbar sind und ob sich die akustischen Ähnlichkeitsgesetze anwenden lassen, um ein Skalierungsmodell zu erarbeiten, das für die Übertragung der im Ansaugkanal gemessenen Schallleistung auf Radialverdichter anderer Baugrößen geeignet ist. Zwei Laufradtypen mit unterschiedlichen aerodynamischen Eigenschaften, die jeweils mit einem beschaufelten und einem unbeschaufelten Diffusor kombiniert sind, werden dazu akustisch miteinander verglichen. Auf der Grundlage dieser Erkenntnisse werden Vorschläge erarbeitet zu konstruktiven Maßnahmen am Verdichterlaufrad, durch die die Generierung der Hauptschallkomponenten gemindert werden kann.

[1]Gefördert durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) über die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen „Otto v. Guericke“ (AiF).

[2]Gefördert durch die Forschungsvereinigung für Verbrennungskraftmaschinen (FVV) und das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) über die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen „Otto v. Guericke“ (AiF).

2. Stand der Forschung

Bei allen Strömungsmaschinen wirken prinzipiell die gleichen Schallquellmechanismen, trotzdem sind axiale Turbomaschinen akustisch weitaus detaillierter erforscht als radiale. Das hat seine Ursachen in der größeren Anwendungsbreite axialer Turbomaschinen, speziell in Flugzeugtriebwerken, und dem starken öffentlichen Interesse an einer Verringerung der Fluglärmbelastung gerade in der Umgebung von Flughäfen. Darüber hinaus führen die einfacheren Symmetrieeigenschaften bei axialen Strömungsmaschinen auch zu einer weniger komplizierten theoretischen Beschreibung der Akustik.

Eingehende akustische Untersuchungen, die in den letzten 20 Jahren an Radialmaschinen durchgeführt wurden, konzentrieren sich fast ausschließlich auf Ventilatoren, wie z. B. Neise [16], [17] sowie Neise und Michel [18]. Zu Radialverdichtern liegen neuere Arbeiten lediglich von Kassens 1975 [19] sowie von Feld, Aschenbrenner und Girsberger 2001 [4] vor.

Kassens [19] legt sein Hauptaugenmerk auf instationäre Strömungen in Radialverdichtern mit unbeschaufeltem Diffusor und ihren Einfluss auf den Luft- und Körperschall. Mit wandbündig montierten Druckaufnehmern wurden Druckschwankungen an der Innenseite des Laufradgehäusedeckels gemessen, um Aussagen über die Belastung der Schaufeln, über eventuelle Verdichtungsstöße an den Schaufelvorderkanten und über Energiebilanzen sowie Strömungsverhältnisse im Eingangsbereich des Verdichters zu treffen. Die Ergebnisse von Luft- und Körperschallmessungen zeigten hohe Korrelationen mit denen der Wanddruckmessungen im Gehäusedeckel und belegten damit den Einfluss der Schwankungen des statischen Drucks im Laufradbereich auf die Schallentstehung in der Maschine. Die Messungen des Körperschalls erfolgte an der Rohrwand des Ansaugkanals mit Beschleunigungsaufnehmern und des Luftschalls mit Mikrofonen im Verdichterraum. Zur Erfassung der instationären Drücke an der Rohrwandung, 10 mm und 50 mm stromauf des Verdichtereinlaufs, kamen ebenfalls Mikrofone zur Anwendung. Das verwendete Laufrad hatte einen Außendurchmesser von 200 mm und 28 radial auslaufende Schaufeln, von denen 14 als zurückgeschnittene Zwischenschaufeln ausgeführt waren. Die Versuche wurden in einem Drehzahlbereich 6.000/min bis 22.000/min, bei Massenströmen von 2,1 kg/s bis 7,9 kg/s und Umfangsmachzahlen zwischen 0,37 und 1,35 durchgeführt. Hauptsächlich konnte festgestellt werden, dass der gemessene Schall maßgeblich vom Drehklang bei einer Pegelzunahme mit steigender Drehzahl dominiert wurde. Die Druckschwankungen im Einlaufstutzen, die Kassens [19] an den Schaufelvorderkanten gemessen

hatte, stiegen bei der Grundfrequenz des Drehklanges, der BPF[1], proportional zur fünften Potenz der Umfangsgeschwindigkeit an. Der vom Gehäuse des Verdichters abgestrahlte Schall, dessen Schalldruck in erster Näherung proportional zum Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit ist, wurde ebenso als drehklangdominiert beschrieben. Im Diffusorraum ergaben sich die höchsten Pegel bei der 28. Rotordrehfrequenz. Kassens [19] sagt aus, dass die bei großen Entfernungen vom Verdichtereintritt, 50 mm, gemessenen Druckschwankungen mit der zweiten Potenz der Umfangsmachzahl zu nahmen, während die Druckschwankungen dicht vor dem Laufradeintritt, 10 mm, mit der fünften Potenz der Umfangsmachzahl anstiegen. Die BPF stieg aber auch bei einer Entfernung von 50 mm vom Laufradeintritt mit der fünften Potenz der Umfangsmachzahl an. Eine nähere Begründung für das Verhalten des Schalls und der Druckschwankungen bei veränderlicher Drehzahl wird von Kassens [19] nicht angegeben.

Feld, Aschenbrenner und Girsberger [4] führten ihre akustischen Versuche an einem Radialverdichter mit einem unbeschaufelten und einem beschaufelten Diffusor mit 18 Leitschaufeln durch. Das Laufrad besaß einen Austrittsdurchmesser von 339 mm, 8 Haupt- und 8 Zwischenschaufeln. Diese Verdichterstufe war für ein Totaldruckverhältnis von 4,5 ausgelegt. Die Schallmessungen wurden in reflexionsfrei abgeschlossenen Messkanälen auf der Zuström- und Abströmseite auf einer Linie konstanter Drosselung im Drehzahlbereich von 13.740/min bis 29.280/min ausgeführt. Dementsprechend wurde ein Bereich der Umfangsgeschwindigkeit von 243,9 m/s bis 519,7 m/s überstrichen, so dass Messergebnisse für den sub- und transsonischen Drehzahlbereich vorliegen.

Bei niedrigen Drehzahlen konnten im Betrieb mit unbeschaufeltem Diffusor im Ansaug- sowie im Abströmkanal keine tonalen Schallkomponenten gemessen werden. In Drehzahlbereichen mit transsonischer Laufradanströmung waren die Drehklangkomponenten im Ansaugkanal besonders stark und etwas schwächer im Ausblaskanal ausgeprägt.

Bei beschaufeltem Diffusor identifizierten Feld et al [4] im unteren Drehzahlbereich die Rotor-Stator-Wechselwirkung als Hauptursache für die tonalen Anteile in den Schalldruckspektren beider Strömungskanäle. Bei transsonischen Drehzahlen war die Rotor-Stator-Wechselwirkung nur im Ausblaskanal die Pegel bestimmende Ursache der Drehklanganteile.

Störungen der Laufradzuströmung, erzeugt durch das Einbringen von Störkörpern in den Ansaugkanal, führten zu starken Anstiegen der Drehklangpegel dort, während auf der Abströmseite die Pegelerhöhungen dieser Schallkompo-

[1]Der Begriff Blattpassierfrequenz (BPF) wird in Abschnitt 4.1.2 definiert. Der Frequenzwert der BPF ist $f_{\mathrm{BPF}} = Z \cdot f_n$. Kassens [19] bezieht die Frequenz des Drehklanggrundtons auf die Gesamtschaufelzahl des verwendeten Laufrades, so dass dort die BPF im Ansaugkanal als 1/2 Drehklangharmonische, $Z/2$ bezeichnet wird. In dieser Arbeit wird für Z die Anzahl der durchgehenden Hauptschaufeln des Laufrades festgelegt (s. Abschnitt 6.1.1).

nente kaum eine Rolle spielten.

Feld und Girsberger [3] untersuchten Maßnahmen zur Minderung des über das Gehäuse abgestrahlten Schalls von Turboladern, die für die Aufladung von Schiffsdieselmotoren verwendet werden. Das hier verwendete Verdichterlaufrad hatte wie das bei der vorgenannten Untersuchung 8 Haupt- und 8 zurückgesetzte Zwischenschaufeln. Die vorgelegten Ergebnisse zeigen, dass das Spiralgehäuse des Verdichters die Hauptschallquelle ausmacht. Die BPF und ihr erster Oberton hatten im Spektrum des abgestrahlten Schalls die höchsten Pegel. Feld und Girsberger [3] berichten, dass durch eine völlige Neuentwicklung der Gehäusedämmung die Schallleistung des Diffusorgehäuses deutlich abgesenkt werden konnte.

In den Spektren des in den Ausblaskanal eingetragenen Schalls zeigte sich die erste Harmonische der BPF mit den höchsten Spitzen, als deren Ursachen Rotor-Stator-Wechselwirkungen festgestellt wurden. Durch Vergrößerung des schaufellosen Bereichs des Diffusors konnten hier Pegelminderungen dieser Schallkomponente im gesamten Drehzahlbereich der Maschine erreicht werden.

Rohne [20] führt aus, dass, gerade wenn große Turbolader für Schiffsdieselmotoren in der Nähe ihrer Nenndrehzahl gefahren werden, die Grenzwerte für die Schallimmissionen im Maschinenraum ohne externe Schalldämpfer, Resonatoren oder Absorber, kaum einzuhalten sind.

Feld et al [5] konnten die Leistungspegel der ersten beiden Drehklangtöne, der BPF um 6 dB bis 8 dB und bei mittleren Drehzahlen sogar bis 10 dB und der 2BPF von 10 dB bis rund 15 dB über den gesamten Drehzahlbereich im Ausblaskanal des Verdichters durch den Einsatz von Absorbern an der Rohrwand, gekoppelt mit einem inneren Absorberkonus, absenken. Alternativ dazu wurde ein Resonator mit schlitzförmigen Öffnungen als frequenzselektiver Schalldämpfer untersucht. Auch hier wurden sehr gute Ergebnisse bei der Dämpfung der BPF selbst bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten erzielt. Zusammenfassend wurde festgestellt, dass mit dem Einsatz entweder von Breitbandabsorbern oder Resonatoren mit schlitzförmigen Öffnungen eine effektive Schallreduktion im Abströmkanal des Verdichters möglich ist.

Sun et al [21] legten mit Hilfe eines von ihnen 2006 vorgestellten numerischen Verfahrens ein lärmarmes Radialverdichterlaufrad aus. Die Beschaufelung des Laufrades bestand aus 24 radial auslaufenden Schaufeln, wovon 12 durchgehend und 12 zurückgeschnitten waren. Die Auslegungsdrehzahl betrug 70.000/min. Somit hatte die BPF einen Frequenzwert von 14 kHz. Für die aerodynamischen Rechnungen wurden ein 3D-Löser auf der Grundlage der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) und für die Akustik ein CAA-Code verwendet. Mit Hilfe einer Prozedur, die statistische und mathematische Methoden, wie zum Beispiel evolutionäre Optimierungsverfahren, beinhaltet und als „Response Surface Method“ (RSM) bekannt ist, wurde die strömungstechnische und akustische Optimierung des Laufrades durchgeführt.

Sun et al [21] benannten die instationären Druckschwankungen in Schau-

felnähe (Dipole) als die wichtigsten Quellen des Kompressorlärms, wobei sie das rotierende Laufrad als die effektivste Dipolquelle und damit der Drehklang als die dominante Schallkomponente auswiesen. Deshalb war die Reduzierung des BPF-Pegels bei der akustischen Optimierung das Ziel.

Zur Überprüfung der akustischen Rechenergebnisse wurden 1,5 m vor dem Laufradeintritt Schallmessungen durchgeführt. Zusätzlich wurde ein weiterer Punkt am Verdichteraustritt gerechnet. Die Optimierung erfolgte durch die Variation von vier geometrischen Parametern der Schaufelkontur und außerdem der Form der Camberline und der Schaufeldicke mit anschließender Überprüfung durch CFD- und CAA-Rechnungen.

So konnte der Einfluss der Schaufelgeometrie auf die Kennfeldparameter und die Schallabstrahlung dokumentiert und ein Optimum in Bezug auf die untersuchten Größen gefunden werden. Es wurden Veränderungen des Verlaufs der Schaufeloberkante und der Schaufel im Nabenbereich in einer Größenordnung von rund 1% der Schaufelhöhe vorgenommen, wobei die Grundform der Schaufeln unverändert blieb. Am Ende lag eine Laufradgeometrie mit einem um rund 10 dB niedrigerem BPF-Pegel im Ansaugkanal vor.

Die Frage nach einer Abhängigkeit der Akustik von der Schaufeldicke und der Form der Camberline blieb dabei außer Acht.

3. Strömungsvorgänge in Radialverdichtern

3.1. Das Geschwindigkeitsdreieck

Die Geschwindigkeiten der Strömung in Turbomaschinen können auf das ruhende Koordinatensystem als Absolutgeschwindigkeit und auf das bewegte System als Relativgeschwindigkeit bezogen werden. Die Addition der Vektoren der Relativgeschwindigkeit $\vec{w}$ und der Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades $\vec{u}$ ergeben die Absolutgeschwindigkeit der Strömung $\vec{c}$:

$$\vec{c} = \vec{w} + \vec{u}. \tag{3.1}$$

Die Umfangsgeschwindigkeit berechnet sich aus der Drehzahl n und dem Laufraddurchmesser D:

$$u = \pi n D. \tag{3.2}$$

Die Indizierung des Durchmessers und damit auch der Strömungsgeschwindigkeiten richtet sich danach, ob es sich um den Laufradeintritt (Index 1) oder -austritt (Index 2) handelt (s. auch Abb. 3.6).

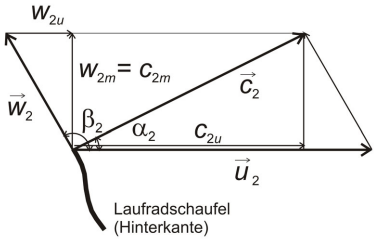


Abbildung 3.1.: Geschwindigkeitsdreieck (Beispiel: Laufradabströmung).

Relativ- und Absolutgeschwindigkeit werden in der Regel in Komponenten parallel und senkrecht zum Umfang zerlegt (s. Abb. 3.1). Der Winkel zwischen Absolutgeschwindigkeit $\vec{c}$ und positiver Umfangsgeschwindigkeit $\vec{u}$ wird als absoluter Strömungswinkel α bezeichnet. Der relative Strömungswinkel β ist der Winkel zwischen Relativgeschwindigkeit $\vec{w}$ und positiver Umfangsgeschwindigkeit $\vec{u}$ (s. Rothstein [22] und Menny [23]). Damit ergeben sich

folgende Beziehungen für die Umfangs- und Meridiangeschwindigkeiten:

$$\begin{aligned} c_u &= c \cdot \cos\alpha \\ w_u &= w \cdot \cos\alpha = c_u - u \\ c_m &= c \cdot \sin\alpha = w_m = w \cdot \cos\beta. \end{aligned} \tag{3.3}$$

3.2. Strömungsmechanische Grundlagen

Im Allgemeinen werden durch Kompressoren Gase verdichtet. Viele Zusammenhänge gelten auch für Flüssigkeiten. Im Folgenden sollen aber nur Gase, speziell Luft, betrachtet werden.

Ausgehend vom Einsatzgebiet des Verdichters[1] wird ein bestimmter Massenstrom $\dot{m}$ und eine bestimmte Totaldruckerhöhung Δp_t gefordert. Außerdem gehören noch die Kenngrößen: Leistung P, Drehzahl n und isentroper Wirkungsgrad η_{isen} dazu. Diese Größen, die die Leistungsfähigkeit des Verdichters bestimmen, werden in Kennfeldern dargestellt. Auf die Kennfelder wird im Abschnitt 3.5 noch genauer eingegangen. Nachfolgend soll ein Überblick über die Bestimmung der Kennfeldgrößen und der Strömungsverhältnisse in den angeschlossenen Kanälen gegeben werden.

Der geförderte Massenstrom $\dot{m}$ ermittelt sich aus der gewünschten Strömungsgeschwindigkeit $\vec{c}$ multipliziert mit der (lokalen) Dichte ρ des Mediums und der Querschnittsfläche S des Ansaugkanals:

$$\dot{m} = \oint_S \rho \vec{c}\, \mathrm{d}\vec{S}. \tag{3.4}$$

Durch das Produkt aus dem Massenstrom und der spezifischen Totalenthalpiedifferenz Δh_t zwischen Ein- und Austritt der Maschine ist die Leistungsabgabe des Laufrades an das Arbeitsmittel, die im Turbomaschinenbau als innere Leistung (s. Traupel [24]) bezeichnet wird, festgelegt:

$$P_i = \dot{m} \cdot \Delta h_t. \tag{3.5}$$

Die spezifische Enthalpiedifferenz[2] Δh_t ergibt sich aus der spezifischen Wärmekapazität c_p der Luft bei konstantem Druck und der Totaltemperaturdiffe-

[1] Im Folgenden sei mit dem Begriff Verdichter im Allgemeinen Radialverdichter gemeint. Wenn auf andere Verdichterarten Bezug genommen wird, werden diese mit der vollständigen Bezeichnung genannt, Axialverdichter beispielsweise.

[2] Die spezifischen Größen Enthalpie h und Entropie s sind auf die Masse bezogen, z. B.: $h = H/m$.

renz ΔT_t:

$$\Delta h_t = c_p \cdot \Delta T_t. \tag{3.6}$$

Die spezifische Wärmekapazität eines (idealen) Gases und dessen Enthalpie sind Funktionen der Temperatur:

$$h = \int_{T_0}^{T_1} c_p\,(T)\,\mathrm{d}T. \tag{3.7}$$

In der praktischen Anwendung wird die über dem Temperaturbereich veränderliche spezifische Wärmekapazität durch einen mittleren konstanten Wert ersetzt (Menny [23]).

Die Leistung P_{Sch}, die von den Laufradschaufeln aufgebracht werden muss, wird als Produkt aus der Winkelgeschwindigkeit des Laufrades Ω und dem erforderlichen Drehmoment M angegeben:

$$P_{\mathrm{Sch}} = \Omega \cdot M = \dot{m}\,(u_2 \cdot c_{2u} - u_1 \cdot c_{1u})\,. \tag{3.8}$$

Daraus ergibt sich die spezifische Schaufelarbeit Y_{Sch}:

$$Y_{\mathrm{Sch}} = \frac{P_{\mathrm{Sch}}}{\dot{m}} = u_2 \cdot c_{2u} - u_1 \cdot c_{1u}. \tag{3.9}$$

Sie ist gleich der Differenz der Produkte von Umfangsgeschwindigkeit u und Umfangskomponente der Absolutströmung c_u am Laufradaus- und -eintritt. Gl. 3.9 ist die Eulersche Hauptgleichung für Turbomaschinen und besitzt Allgemeingültigkeit für alle Arten von Strömungsmaschinen. Nach einigen von Menny [23] genauer beschriebenen Umformungen über den Kosinussatz, der auf das Geschwindigkeitsdreieck des Laufradeintritts angewendet wird, kann Gl. 3.9 erweitert werden und wird als Durchflussgleichung bezeichnet:

$$Y_{\mathrm{Sch}} = \frac{c_1^2 - c_2^2 - w_1^2 + w_2^2 + u_1^2 - u_2^2}{2}. \tag{3.10}$$

Der Massenstrom $\dot{m}$ ist aus Kontinuitätsgründen im gesamten Strömungssystem, im Ansaugkanal, als Gesamtstrom in den Schaufelkanälen des Laufrades und dem Ausblaskanal konstant.

Mit Hilfe des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik

$$\mathrm{d}h = T\ \mathrm{d}s + \frac{1}{\rho}\ \mathrm{d}p \tag{3.11}$$

kann ein Zusammenhang zwischen der inneren Leistung und der Dichte, der Temperatur und dem Druck hergestellt werden. Zunächst sagt Gleichung 3.11 aus, dass die Änderungen der spezifischen Entropie und des Druckes eine Än-

derung der spezifischen Enthalpie bewirken. Bei isentroper Strömung ohne Reibungseffekte, bleibt die spezifische Entropie konstant und die Enthalpieänderung wird nur durch den Druckterm bestimmt:

$$\mathrm{d}h = \frac{\mathrm{d}p}{\rho} \tag{3.12}$$

Damit kann die Bernoullische Gleichung

$$\begin{aligned} c\ \mathrm{d}c &= -\frac{\mathrm{d}p}{\rho} \\ \frac{c^2}{2} &= -\int_{p_t}^{p_s} \frac{\mathrm{d}p}{\rho} \end{aligned} \tag{3.13}$$

nach Eckert und Schnell [25] dann auch so geschrieben werden:

$$h = -\frac{c^2}{2} + const.. \tag{3.14}$$

Wenn $c^2/2$ in Gl. 3.14 durch die Differenz der Geschwindigkeitsprodukte von Umfangsgeschwindigkeit und Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit $u \cdot c_u$ zwischen Aus- und Eintritt des Verdichters (Indizes 2 und 1) ersetzt wird, ergibt sich eine Enthalpiedifferenz Δh_t, die der spezifischen Schaufelarbeit Y_{Sch} (Gl. 3.10) gleich gesetzt werden kann. Damit ist die Schaufelleistung P_{Sch} (Gl. 3.8) gleich der inneren Leistung P_i (Gl. 3.5).

Verluste, die durch viskose Dissipation in der reibungsbehafteten Strömung entstehen, führen zu einer Entropieerhöhung, was sich dadurch bemerkbar macht, dass das erreichbare Totaldruckverhältnis niedriger ist als bei isentroper Verdichtung ohne Verluste. Für ideale Gase werden diese Verluste üblicherweise durch den isentropen Wirkungsgrad in folgender Form beschrieben (Cumpsty [26]):

$$\eta_{\mathrm{isen}} = \frac{\Pi_t^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\tau_t - 1}. \tag{3.15}$$

Hier ist τ_t das Totaltemperaturverhältnis zwischen Verdichterein- und -austritt und κ der Isentropenexponent. Dieser Wirkungsgrad ist druckabhängig.

Deshalb wird bei Strömungsmaschinen mit hohen Druckverhältnissen oft der polytrope Wirkungsgrad

$$\eta_{\mathrm{poly}} = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa} \tag{3.16}$$

mit n als Polytropenexponent angegeben, der unabhängig vom Druck ist und die energetischen Zusammenhänge gerade bei Verdichtern mit hohen Druckverhältnissen besser beschreibt. In der Industrie wird heute meistens der isen-

trope Wirkungsgrad auch zur Beschreibung der Effizienz von Verdichtern mit hohem Stufendruckverhältnis verwendet, weil er durch Messung der Totaldrücke und -temperaturen vor und hinter der Maschine relativ einfach zu bestimmen ist. Um einen einfachen Vergleich mit anderen Verdichtern zu ermöglichen, werden in den Kennfeldern der hier untersuchten Radialverdichter auch die isentropen Wirkungsgrade angegeben. Es gibt noch andere Wirkungsgrade, die bei Strömungsmaschinen zu Rate gezogen werden können, je nach dem, welche Verluste berücksichtigt werden sollen (siehe z. B. Eckert und Schnell [25] oder Cumpsty [26]).

Mit der Kenntnis des isentropen Wirkungsgrades lässt sich umgekehrt über Gl. 3.15 das Druckverhältnis bestimmen, wenn die Totaltemperaturen T_1 und T_2 vor und hinter der Maschine bekannt sind:

$$\Pi = \frac{p_2}{p_1} = \left[\left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \eta_{\text{isen}} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} . \tag{3.17}$$

Damit sind zunächst die erforderliche innere Leistung, das Temperaturverhältnis, die Drehzahl (über Winkelgeschwindigkeit Ω in Gl. 3.8), die Strömungsgeschwindigkeiten am Ein- und Austritt des Laufrades sowie das Druckverhältnis und der Massenstrom festgelegt.

Um die Strömungsverhältnisse in den Strömungskanälen der Verdichterstufe zu beschreiben, kann auf die folgenden von Landau und Lifschitz [27] angegebenen, auf der Bernoullischen Gleichung 3.13 bzw. 3.14 und der Poissonschen Isentropengleichungen basierenden Zusammenhänge zwischen den Total- und statischen Größen Temperatur, Druck und Dichte in Abhängigkeit der lokalen Machzahl[3] zurück gegriffen werden.

$$\frac{T_t}{T_s} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 , \tag{3.18}$$

$$\frac{p_t}{p_s} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad \text{und} \tag{3.19}$$

$$\frac{\rho_t}{\rho_s} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} . \tag{3.20}$$

Gleichung 3.19 wird auch als erweiterte Bernoullische Gleichung nach Eckert und Schnell [25] bezeichnet. Die Differenz zwischen Gesamt- oder Totaldruck p_t und dem statischen Druck p_s ist der dynamische Druck p_d:

$$p_d = p_t - p_s. \tag{3.21}$$

[3] Mit der Machzahl ist, wenn nichts anderes gesagt wird, die lokale, statische Machzahl, gebildet aus dem Quotienten der Absolutgeschwindigkeit c des strömenden Fluids und der lokalen, statischen Schallgeschwindigkeit a, gemeint.

Das gilt auch für die Dichte und die Temperatur.

Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse von Messungen zu gewährleisten, die unter verschiedenen Umgebungsbedingungen wie Ansaugtemperatur und Luftdruck ermittelt wurden, werden bei Verdichtern in der Regel reduzierte Kenngrößen benutzt. Es handelt sich hier um die reduzierte Drehzahl[4] und den reduzierten Massenstrom. Die reduzierten Größen werden aus den absoluten wie folgt bestimmt:

$$n_{\mathrm{red}} = n_{\mathrm{abs}} \sqrt{\frac{T_0}{T_{\mathrm{ist}}}}\ ; \qquad \dot{m}_{\mathrm{red}} = \dot{m}_{\mathrm{abs}} \sqrt{\frac{T_0}{T_{\mathrm{ist}}}} \cdot \left(\frac{p_{\mathrm{ist}}}{p_0} \right). \tag{3.22}$$

Die reduzierten Strömungsgrößen werden nach der Machzahlähnlichkeit, d.h. Konstanz der Machzahlen, berechnet. Sie werden auf Normbedingungen reduziert. Die Bezugsgrößen sind $T_0 = 288{,}15$ K (15°C) und $p_0 = 101{,}325$ kPa.

3.3. Vergleich zwischen Radial- und Axialverdichter

Axialverdichter werden axial angeströmt und das zu verdichtende Medium verlässt den Kompressor ebenfalls in axialer Richtung. Die Umlenkung der Strömung im Lauf- und Leitgitter erfolgt in Umfangsrichtung durch Schaufeln mit tragflügelähnlichen Profilen.

Die Totalenthalpiedifferenz Δh_t zwischen Rotoraus- und -eintritt ist nach der Eulerschen Turbinengleichung:

$$\Delta h_t = \frac{1}{2} \left(u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u} \right). \tag{3.23}$$

Wenn die Zuströmung des Laufrades drallfrei erfolgt ($c_{1u} = 0$), hängt die Totalenthalpiedifferenz Δh_t nur noch von den Größen am Austritt ab. Die Umfangsgeschwindigkeit bei Axialverdichterlaufrädern am Eintritt u_1 ist der am Austritt u_2 näherungsweise gleich. Die Enthalpiedifferenz dieser Maschinen kann dann auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$\Delta h_t = \frac{1}{2} \left(u \cdot c_{2u} \right). \tag{3.24}$$

Bei Radialverdichtern ist der Laufraddurchmesser am Austritt größer als am Eintritt. Die Enthalpiedifferenz wird dann mit der Umfangsgeschwindigkeit

[4] Im Folgenden sind, wenn nichts anderes gesagt wird, mit den Größen Drehzahl und Massenstrom die reduzierten Größen gemeint. Ähnliches gilt für das Druckverhältnis, mit diesem Terminus ist in Verbindung mit dem Radialverdichter die Totaldruckerhöhung gemeint.

am Austritt gebildet:

$$\Delta h_t = \frac{1}{2} \left(u_2 \cdot c_{2u} \right) . \tag{3.25}$$

Abb. 3.2 zeigt die Geschwindigkeitsdreiecke für einen Axial- und einen Radialverdichter. Für eine bessere Vergleichbarkeit sind die Größen am Eintritt u_1, c_1 und damit auch w_1 beider Verdichtertypen gleich gesetzt. Die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit der Laufradabströmung c_{2u} des Radialverdichters ist, wie auch die Umfangsgeschwindigkeit am Laufradaustritt u_2, größer als beim Axialverdichter. Damit ist auch die Enthalpiedifferenz Δh_t des Radialverdichters größer als die des Axialverdichters. Nach Menny [23] ist die Totalenthalpiedifferenz zwischen Ein- und Austritt des Verdichters proportional der Differenz der Totaldrücke. Somit erreicht der Radialverdichter eine höhere Stufendruckdifferenz, die aufgrund der größeren Umfangsgeschwindigkeit am Laufradaustritt erzeugt wird.

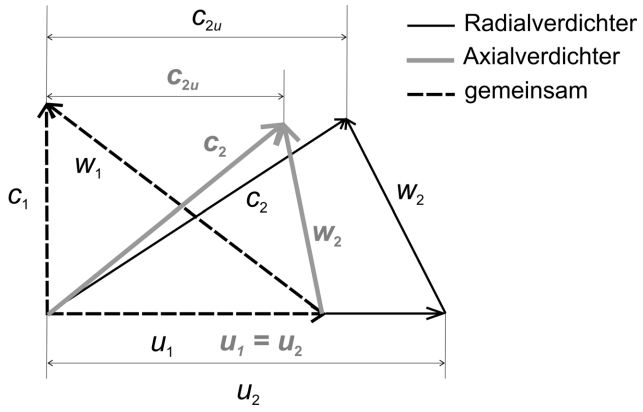


Abbildung 3.2.: Geschwindigkeitsdreiecke Vergleich Radialverdichter - Axialverdichter

Axialverdichter können dafür aber mehr Masse durchsetzen. Diese Eigenschaften bestimmen das Einsatzgebiet der Verdichtertypen.

Radialverdichter kommen immer dann zum Einsatz, wenn hohe Stufendruckverhältnisse und kleine Massenströme gefordert sind. Axialverdichter finden dagegen vorwiegend Anwendung bei kleinen Stufendruckverhältnissen, aber hohen Massenströmen. Aufgrund der verwickelten dreidimensionalen Strömungsführung in den Schaufelkanälen der Radialverdichter sind die Verluste in diesen Maschinen infolge Strömungsablösungen größer als in Axialverdichtern. Deshalb haben Radialverdichterstufen meist niedrigere Wirkungsgrade als Axialverdichterstufen.

3.4. Radialverdichterstufe

3.4.1. Das Laufrad

Laufrad und Diffusor tragen in einer Radialverdichterstufe wesentlich zur Druckerhöhung bei. In diesem Abschnitt sollen zunächst die geometrischen Eigenschaften des Laufrades beschrieben werden.

Der Eintrittsdurchmesser des Laufrades ist durch den erforderlichen Massenstrom (s. Abschnitt 3.2) festgelegt und das Totaldruckverhältnis Π_t wird nach Bräunling [28] wie folgt bestimmt:

$$\Pi_t = \left(1 + \frac{u_2 \cdot c_{2u}}{c_p \cdot T_{t1}}\right)^{\eta_{\text{poly}} \frac{\kappa}{\kappa-1}}, \tag{3.26}$$

wobei η_{poly} der polytrope Wirkungsgrad ist.

Mit Einführung des Minderleistungsfaktors ε, auf den in diesem Abschnitt noch eingegangen wird (Gl. 3.29), wird deutlich, dass das Totaldruckverhältnis proportional dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit am Laufradaustritt ist:

$$\Pi_t = \left(1 + \frac{\varepsilon \cdot u_2^2}{c_p \cdot T_{t1}}\right)^{\eta_{\text{poly}} \frac{\kappa}{\kappa-1}}. \tag{3.27}$$

In aerodynamischer Hinsicht ist der Druckerhöhung theoretisch keine Grenze gesetzt, praktisch aber durch die Zugfestigkeit des verwendeten Materials. Hinzu kommt noch, dass mit steigenden Druckverhältnissen im Allgemeinen die Strömungsverluste zu- und die Wirkungsgrade abnehmen. Deshalb gibt es in der praktischen Anwendung optimale Ein-/Austrittsverhältnisse, die bei Eckert und Schnell [25] ausführlich beschrieben werden.

Der Eintrittswinkel der Schaufelvorderkanten muss so gewählt werden, dass die relative Anströmung nahezu tangential zur Eintrittskante erfolgen kann. Dabei ist zu beachten, dass die Umfangsgeschwindigkeit radial zunimmt und

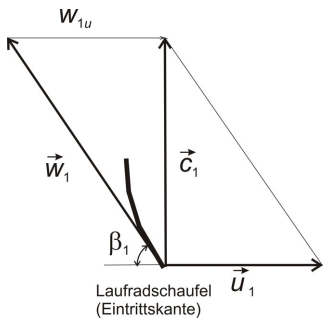


Abbildung 3.3.: Geschwindigkeitsdreieck an der Laufradvorderkante für drallfreie Zuströmung ($c_{1u} = 0$).

deshalb der relative Strömungswinkel β_1 mit zunehmender Entfernung von

der Rotornabe kleiner wird (vergl. Abb. 3.3). Diesem Umstand kann dadurch Rechnung getragen werden, dass die Vorderkante der Laufradschaufeln über der Schaufelhöhe verwunden wird (Krain und Hoffmann [29]).

Am Laufradaustritt sind die Schaufeln heute meist rückwärts gekrümmt, um den Betrag der absoluten Abströmgeschwindigkeit c_2 (s. Abb. 3.4) klein zu halten. Damit wird die im Diffusor noch in statischen Druck umzuwandelnde kinetische Energie verringert, was im Allgemeinen mit einer Steigerung des Wirkungsgrades verbunden ist. Der Betrag der Relativströmung w_2 wird am Austritt durch die Rückwärtskrümmung der Schaufeln größer. Dadurch vergrößert sich das Verzögerungsverhältnis des Schaufelkanals, die Diffusion w_2/w_1, was zu geringeren Strömungsablösungen, damit zu höheren Massenströmen und auch zu einem besseren Wirkungsgrad führt. Nachteilig ist aber, dass durch die Verringerung von c_{2u} die spezifische Arbeit (Gl. 3.9) und die erreichbare Druckerhöhung des Verdichters abnehmen. Nach Bräunling [28] überwiegen aber beide o. g. Vorteile des höheren Wirkungsgrades und des höheren Massenstroms.

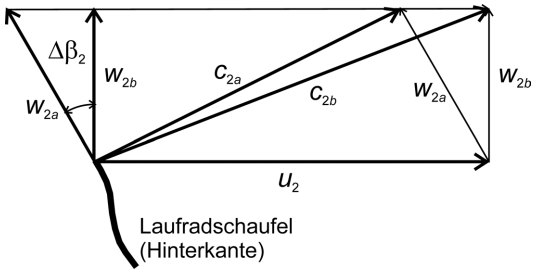


Abbildung 3.4.: Darstellung der Geschwindigkeitsdreiecke der Laufradabströmung bei rückwärts gebogenen (a) und gerade auslaufenden Laufradschaufeln (b).

Für die optimale Schaufelzahl gibt es empirische Beziehungen. Bei Verdichtern sehr hohen Druckverhältnisses ($\Pi_t > 5{,}1$) wird sie oft durch fertigungstechnische Überlegungen begrenzt und so hoch wie möglich gewählt. Sie wächst im Allgemeinen mit steigendem Druckverhältnis.

Die Schaufeldicke verringert die Fläche des Strömungseintritts in das Laufrad. Bei sehr vielen Schaufeln kann das zu einer signifikanten Begrenzung des Massenstromes führen. Eine Möglichkeit, die Strömungseingangsfläche zu vergrößern, ist das Zurückschneiden jeder zweiten Schaufel. Aber ganz kann auf sie nicht verzichtet werden, weil, wie oben erwähnt, der Energieumsatz des Laufrades durch die Schaufeln erfolgt und bei weniger Laufradschaufeln deren aerodynamische Belastung steigt.

Im Schaufelkanal, in der Nähe des Verdichteraustrittes, ist die Relativgeschwindigkeit w infolge der Rotation des Laufrades über dem Kanalquerschnitt nicht konstant. Das Laufrad rotiert mit der Winkelgeschwindigkeit Ω, die Relativströmung bewegt sich mit der Geschwindigkeit w in radialer Richtung r. Die Koordinate in Bewegungsrichtung des Strömungskanals sei k und

seine Teilung K. Für die Bewegung eines Fluidteilchens im Strömungskanal gibt Bräunling [28] folgende Gleichung an:

$$\frac{\partial w}{\partial k} = 2\Omega. \tag{3.28}$$

Das bedeutet, dass der Betrag der Geschwindigkeit w mit zunehmender Entfernung k von der Druckseite ansteigt und an der Saugseite ihren größten Wert annimmt (s. Abb. 3.5b).

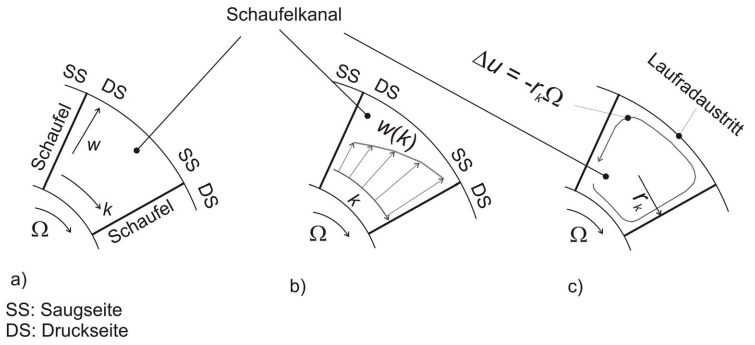


Abbildung 3.5.: Schaufelkanal eines Radialverdicherlaufrades - Ausbildung des Kanalwirbels (Bräunling [28]).

Der Anstieg der Relativgeschwindigkeit in Umfangsrichtung ist im Schaufelkanal mit sinkendem statischem Druck verbunden. Auf konstantem Radius herrscht der höchste statische Druck an der Druckseite (DS) und nimmt an der Saugseite (SS) ein Minimum an.

In der Literatur wird das resultierende Geschwindigkeitsprofil meist aus einer Überlagerung der den Schaufeln folgenden Relativströmung und der Wirbelströmung zusammengesetzt (Eckert und Schnell [25], Cumpsty [26]). Der Wirbel dreht mit -2Ω entgegen der Drehrichtung des Laufrades und wird als relativer Kanalwirbel bezeichnet.

Die am Austrittsradius des Laufrades wirkende Geschwindigkeitskomponente des relativen Kanalwirbels $\Delta u = -r_k \cdot \Omega$, wobei $r_k = K/2$ der Kanalradius mit Ursprung in der Mitte des Strömungskanals ist, überlagert sich mit der relativen Laufradabströmung. Das führt dazu, dass der tatsächliche Abströmwinkel β_2 größer und somit die spezifische Arbeit y des Verdichters nach der Eulerschen Hauptgleichung (Gl.3.9) kleiner als die theoretischen Werte wird. Das Verhältnis zwischen der theoretischen und der tatsächlichen Umfangskomponente der Absolutströmung ist der Minderleistungsfaktor ε:

$$\varepsilon = \frac{c_{2u}}{c_{2u\mathrm{th}}}. \tag{3.29}$$

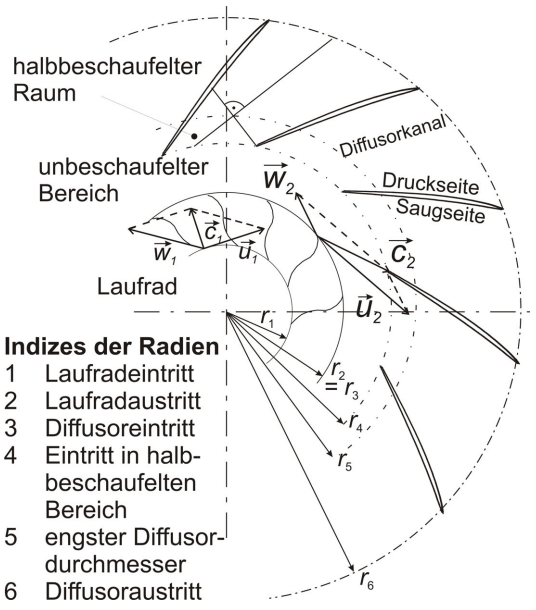


Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung einer Radialverdichterstufe mit Kennzeichnung der Indizierung der Radien und Geschwindigkeitsdreiecke im Laufradeintritt und -austritt (nach Rothstein [22]).

Cumpsty [26] führt aus, dass viele Einrichtungen, die Radialverdichterlaufräder auslegen, ihre eigenen Methoden zur Abschätzung des Minderleistungsfaktors entwickeln.

Wiesner [30] formulierte einen Zusammenhang zwischen dem Minderleistungsfaktor, der Anzahl der Laufradschaufeln und dem Schaufelaustrittswinkel, der auch bei Bräunling [28] ausführlich beschrieben wird. Danach kann die Anzahl der Laufradschaufeln Z als eine Funktion des Minderleistungsfaktors ε, der Durchflusskenngröße $\varphi_2 = c_{2m}/u_2$ am Laufradaustritt und des tatsächlichen Abströmwinkels β_2 angegeben werden:

$$Z = \mathrm{Int}\left(\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \cdot \frac{\pi \cdot \sin\beta_2}{1 + \varphi_2 \cdot \cot\beta_2}\right). \tag{3.30}$$

Z kann nur ganzzahlige Werte annehmen, so ist der Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung 3.30 auf ganze Zahlen zu runden. Das soll durch das Symbol „Int (...)“ (*integer*) ausgedrückt werden. Wenn für die Kenngrößen Minderleistungsfaktor, Durchflusskenngröße und Abströmwinkel Toleranzbereiche vorgegeben werden, ergibt sich ein Zahlenbereich, innerhalb dessen die Anzahl der Rotorschaufeln liegen sollte.

Zu dem relativen Kanalwirbel kommen noch Reibungseffekte an den Schaufelwänden. An der Schaufelsaugseite ist die Strömungsgeschwindigkeit w größer als an der Druckseite. Das hat eine Erhöhung der Ablöseneigung der Strömung in Wandnähe der Saugseite der Schaufel mit zunehmender Annäherung an den Laufradaustritt zur Folge (s. Eckert und Schnell [25]).

Wenn der Strömungsdruck der wandnahen Strömung nicht mehr den Wert des statischen Druckanstiegs in radialer Richtung erreicht, löst die Strömung an der Schaufelsaugseite ab, was eine Verengung des effektiven Querschnitts des Strömungskanals nach sich zieht und damit den Minderleistungsfaktor ε beeinflusst. Außerdem führt dies zu einer noch inhomogeneren Laufradabströmung als nur durch den Relativwirbel, also bei Reibungsfreiheit.

In Abb. 3.6 ist das Schema einer Radialverdichterstufe mit den Bezeichnungen für die Radien dargestellt. Hier wird die Indizierung der einzelnen Radien von Rothstein [22] übernommen.

3.4.2. Der Diffusor

Im Diffusor wird die kinetische Energie der absoluten Laufradabströmung in statischen Druck umgewandelt. Bei unbeschaufelten Diffusoren erfolgt dies für die Radialkomponente durch die Vergrößerung der radialen Durchströmungsfläche. Die Umfangskomponente der Absolutströmung c_u wird bei diesen Diffusoren über den Drallsatz beeinflusst (s. Eckert und Schnell [25]):

$$r \cdot c_u = r_3 \cdot c_{u3} = \text{const.} \tag{3.31}$$

Das gilt immer, auch für reibungsbehaftete Strömung. Die Reibung verzögert zwar c_u, trägt aber nicht zur Erhöhung des statischen Druckes bei. Der Index 3 bezeichnet den schaufellosen Raum des Diffusors. Durch den Einsatz eines Leitschaufelringes im Diffusorraum kann die Umfangskomponente c_u umgelenkt und im Weiteren wie in der oben beschriebenen Art verzögert werden, was zu einer Steigerung des Druckanstieges führt.

Bei höheren Massenströmen können, besonders im Teillastbereich, Überschallströmungsgebiete im engsten Querschnitt des Diffusorkanals die Schluckgrenze der Verdichterstufe bestimmen. Das bedeutet, dass durch den Einsatz beschaufelter Diffusoren das Kennfeld gegenüber unbeschaufelten Diffusoren eingeengt wird. Dieser Nachteil wird aber durch den höheren erreichbaren statischen Druck am Diffusoraustritt kompensiert.

Rothstein [22] beschreibt für den beschaufelten Diffusor drei Bereiche: Direkt an den Laufradaustritt grenzt der schaufellose Bereich $r_3\,(r_2 \leq r_3 \leq r_4)$ (s. Abb. 3.6). Er wirkt wie ein unbeschaufelter Diffusor und hat die Aufgabe, die Laufradabströmung zu homogenisieren. Unter diesem Gesichtspunkt sollte der schaufellose Bereich so groß wie möglich gestaltet werden, was sich aber negativ auf den Rückgewinn des gesamten Diffusors und auf den Wirkungsgrad der Maschine auswirkt.

Bei $r = r_4$ beginnt der halbbeschaufelte Bereich, der am Punkt r_5, dem engsten Querschnitt des Diffusorkanals, endet. Im Diffusorraum zwischen r_5 und r_6 befinden sich die Diffusorkanäle. Der Druckaufbau in den Diffusorkanälen wird von geometrischen Parametern und den Anströmverhältnissen bestimmt. (s. Rothstein [22] und Eckert und Schnell [25]).

3.5. Das Kennfeld des Verdichters

Abb. 3.7 zeigt das Beispiel eines Radialverdichterkennfeldes. In solchen Kennfeldern wird das Totaldruckverhältnis über der reduzierten Drehzahl in Kurvenscharen konstanter reduzierter Drehzahlen aufgetragen. Außerdem enthält ein Verdichterkennfeld die Kurven konstanten Wirkungsgrades. Bei der Darstellung in Abb. 3.7 sind Druckverhältnis, Massenstrom und Drehzahlen auf den Auslegungspunkt normiert. Der Auslegungspunkt P_A ist der Betriebspunkt, für den der Verdichter geometrisch, aero- und thermodynamisch optimiert ist.

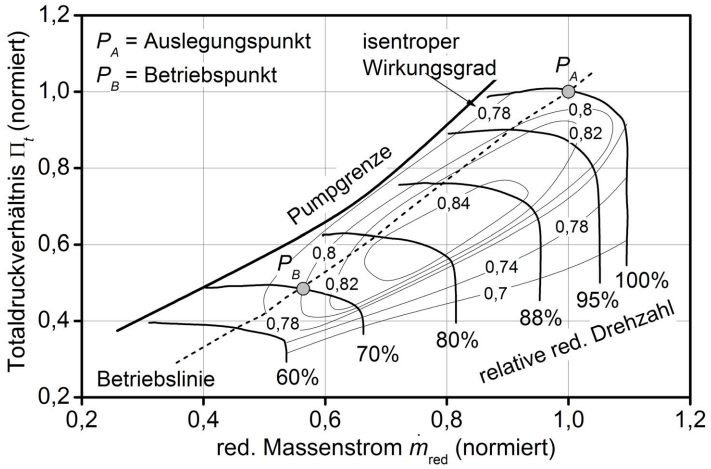


Abbildung 3.7.: Kennfeld einer Radialverdichterstufe, normiert auf den Auslegungspunkt.

Die Grenzen des Kennfeldbereichs jeder Drehzahllinie werden zu niedrigen Massenströmen durch die Pumpgrenze und bei maximalem Massendurchsatz durch die Schluckgrenze bestimmt. Innerhalb dieser Grenzen verläuft der stationäre oder stabile Betriebsbereich. In diesem Arbeitsbereich der Maschine wird eine Linie, quasi parallel und mit genügendem Abstand zur Pumpgrenze, als Betriebslinie festgelegt. Die Schnittpunkte dieser Linie mit den Linien konstanter Drehzahl sind die Betriebspunkte P_B des Verdichters. Der Auslegungspunkt ist der Betriebspunkt bei Auslegungsdrehzahl. Der Abstand eines Betriebspunktes zur Pumpgrenze ist, bei Radialverdichtern in den meisten Fällen nach Bräunling [28], wie folgt definiert:

$$\Delta\Pi_{\mathrm{PG}} \equiv 1 - \frac{\dot{m}_{\mathrm{red,\ PG}} \cdot (\Pi_{t,\ \mathrm{BP}} - 1)}{\dot{m}_{\mathrm{red,\ BP}} \cdot (\Pi_{t,\ \mathrm{PG}} - 1)}. \tag{3.32}$$

Die Indizes BP und PG beziehen sich auf den jeweiligen Betriebspunkt und den Schnittpunkt derselben Drehzahllinie mit der Pumpgrenze.

3.6. Instabile Betriebszustände

Im vorangegangenen Abschnitt wurde ausgeführt, dass der stabile Arbeitsbereich des Verdichters durch die Pumpgrenze einerseits und die Schluckgrenze andererseits begrenzt wird. Die zugehörigen Massenströme sind drehzahlabhängig (s. Abb. 3.7).

3.6.1. Sperren des Verdichters

Wenn die Drossel bei konstant gehaltener Drehzahl, von einem stabilen Betriebspunkt ausgehend, geöffnet wird, steigt zunächst der Massenstrom und das Druckverhältnis bleibt nahezu konstant oder sinkt etwas ab, wie im o. g. Beispiel (Abb. 3.7). Danach wird der Anstieg der Funktion $\Pi_t(\dot{m})$ immer steiler bis zu dem Punkt, wo ein weiteres Öffnen der Drossel keinen weiteren Zuwachs an durchgesetzter Masse bewirkt. Der Verdichter hat seine Förder- oder Schluckgrenze erreicht, er sperrt. Dieser Vorgang wird in der Regel durch das Aufteten von Überschallströmungen, verbunden mit Verdichtungsstößen, ausgelöst. Sie verhindern weitere Durchsatzsteigerungen. Transsonische Strömungen, die die Schluckgrenze bestimmen, können im Laufrad oder auch im beschaufelten Diffusor auftreten.

3.6.2. Rotierende Instabilität

Eine aerodynamisch instabile Erscheinung, die schon bei stabilen Betriebszuständen in der Nähe der Pumpgrenze auftritt, ist die rotierende Instabilität (RI), deren Ursache in dem Spalt zwischen der Schaufeloberkante und dem Laufraddeckel liegt, der konstruktionsbedingt ein bestimmtes Minimum nicht unterschreiten darf, damit das Laufrad nicht anläuft. Dieser Spalt (engl. *tip clearance*) wird infolge des Druckunterschiedes zwischen Saug- und Druckseite der Laufradschaufel durchströmt.

Die Überströmung der Schaufeloberkanten, die auch instationäre Schaufelkräfte anregt, erzeugt im Zusammenhang mit der Hauptströmung auf der Saugseite der Laufradschaufel einen starken Wirbel mit einem dicken viskosen Kern, der als Blattspitzenwirbel (engl. *tip vortex*) bezeichnet wird. Die Stärke des Blattspitzenwirbels hängt von der Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite der Laufradschaufel und der Spaltweite ab. Bei Radialverdichtern ist die Schaufeloberkante im Vergleich zur Schaufelhöhe groß, wobei es bei diesem Vergleich unerheblich ist, an welcher axialen Position die Schaufelhöhe gemeint ist. Das bedeutet, dass die Spaltweite über der Maschinenachse nicht konstant sein muss und so ist auch die Geschwindigkeit der Überströmung der Schaufeloberkante auch nicht über der Kanalachse konstant. Durch den Anstieg des Totaldruckes in axialer Richtung treten zusätzliche Überströmungen der Schaufeloberkanten auf.

Diese Sekundärströmung verursacht lokale Strömungsinstabilitäten, die relativ zum Laufrad um die Maschinenachse rotieren und deshalb als „rotierende Instabilitäten“ bezeichnet werden. Kameier [31], der die RI als Quellmechanismus des Blattspitzenwirbellärms experimentell untersuchte sowie Kameier und Neise [32], die den Zusammenhang zwischen beiden Phänomenen formulierten, beschreiben sie, wie später auch Hah [33] und März et al [34], die die Mechanismen der RI theoretisch und experimentell untersuchten, als instationären Wirbelmechanismus und Vorboten der rotierenden Ablösung, die dazu im Gegensatz, als eine quasi eingefrorene - stationäre - rotierende Strömungszelle verstanden wird.

Mailach et al [35] fanden bei experimentellen und numerischen Untersuchungen diese Strömungsinstabilitäten mit einer Winkelgeschwindigkeit von 50 bis 60 Prozent der Laufraddrehzahl an einem vierstufigen Axialverdichter. Sie beobachteten, dass große Spaltweiten zu großen Blattspitzenwirbeln und damit zu starken Rückströmgebieten in der Spaltregion und dort auch zu lokalen Strömungssperrungen in der Umgebung der Blattspitzen führen.

Pavesi et al [36] untersuchten ein instationäres Strömungsphänomen an einer Radialpumpe mit unbeschaufeltem Diffusor experimentell und numerisch, das sie „rotierende Instabilität“ nannten. Die Ergebnisse von Druckmessungen an der Gehäusewand in drei Ebenen des Laufrades und einer im Diffusorbereich zeigten, dass instationäre Druckstörungsmoden bei festen Frequenzen erscheinen, in Umfangsrichtung rotieren und sich ändern, wenn der Massenstrom abgesenkt wird. Diese Druckstörungen zeigten das charakteristische Frequenzmuster der rotierenden Instabilität nach Pavesi et al [36]. Als Ursache dafür wird die Induktion eines instabilen Wirbels in einer Schaufelpassage des Laufrades genannt, der seinerseits die Strömung im benachbarten Schaufelkanal beeinflusst und destabilisiert. Das führt zu periodischen Druckschwankungen am Laufradeintritt.

Der Blattspitzenwirbellärm, der im Fernfeldspektrum des im Strömungskanal gemessenen Schalls bei etwa der halben BPF erscheint und dessen Ursache die rotierende Instabilität ist (Kameier [31]), ist bei Radialverdichtern an bestimmten Betriebspunkten eine relevante Schallquelle. Die akustischen Eigenschaften und Identifikationsmerkmale werden in den Abschnitten 4.1.5 und 6.2.1 beschrieben.

3.6.3. Rotierende Ablösung

Wird bei konstanter Drehzahl durch das Schließen der Drossel der Massenstrom gesenkt, steigt der Druck am Austritt des Verdichters an. Die Reduzierung des Massenstroms bewirkt ein Absinken der Absolutgeschwindigkeit c_1 am Eintritt des Verdichters. Dadurch wird der Strömungswinkel β_1 nach Abb. 3.3 kleiner als der Schaufeleintrittswinkel. Übersteigt die Differenz zwischen Strömungs- und Schaufeleintrittswinkel einen bestimmten Wert, kommt es auf der Schaufelsaugseite zu Strömungsablösungen. Das passiert nicht im ge-

samten Laufrad gleichzeitig, sondern zunächst bei einzelnen Schaufeln. Durch diese Ablöseblase wird der Schaufelkanal verengt, so dass in dieser Passage nur eine verminderte Druckerhöhung erfolgt. Wenn in diesem Schaufelkanal infolge der Ablöseblase keine Masse mehr durchgesetzt wird, wird gar kein Druck mehr aufgebaut. Dadurch muss die Anströmung auf den nächsten Schaufelkanal in Umfangsrichtung ausweichen, wobei dort der Strömungswinkel noch spitzer wird und die Strömung dort an der Saugseite ablöst. Gleichzeitig wird der Strömungswinkel bei der ursprünglichen Schaufel wieder stumpfer und die Strömung legt sich dort wieder an. Auf diese Art und Weise wandert die Ablösung in Umfangsrichtung um das Laufrad. Man spricht von der rotierenden Ablösung (RS engl. *rotating stall*).

Eckert und Schnell [25] berichten, dass die rotierende Ablösung bei radialen und bei axialen Turbomaschinen sowie im Laufrad und Leitrad bei stärkerer Drosselung auftritt. Die Umfangsgeschwindigkeit der rotierenden Ablösung wird von Eckert und Schnell [25] mit 40% bis 50% und von Bräunling [28] mit $30\% - 50\%$ der Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades mit gleichem Richtungssinn bezüglich des ortsfesten Beobachters angegeben.

Surek [37] untersuchte die Möglichkeiten der Verschiebung rotierender Ablösungen bei Radialverdichtern zu kleineren Massenströmen durch das Vorschalten einer Seitenkanalverdichterstufe. Er führt aus, dass sich infolge des Zusammenbruchs des Druckaufbaus in einzelnen Schaufelkanälen des Verdichters im Teillastbereich Rückströmungen ausbilden, die zu relativ hochfrequenten Gasdruckschwingungen führen und etwa mit halber Rotordrehzahl rotieren.

3.6.4. Verdichterpumpen

Bei weiterer Androsselung und gleicher Drehzahl steigt zunächst die Zahl der rotierenden Ablösezellen, die in den meisten Fällen gleichmäßig auf dem Umfang verteilt sind und deren Umfangsgeschwindigkeit auf 10% der des Laufrades absinken kann (Eckert und Schnell [25]). Das führt bei zunehmender Verminderung des Durchsatzes zu massiven Ablösungen in jedem Schaufelkanal, was dann einen vollständigen Zusammenbruch der Strömung zur Folge hat. In einem solchen Fall entlädt sich schlagartig der bisher in dem Speicherraum zwischen Verdichteraustritt und Drossel aufgebaute Druck von der Austrittsseite auf die Eintrittsseite der Stufe über die noch rotierende Laufradbeschaufelung. Sobald der hohe Druck in dem Speicherraum abgebaut ist, kann der Kompressor wieder richtig arbeiten, bis der Massenstrom erneut soweit absinkt, dass der Förderdruck niedriger als der statische Druck im Speicherraum ist und eine erneute Rückströmung durch den Verdichter beginnt. Diesen periodischen Vorgang zwischen Druckaufbau und Entspannung nennt man Verdichterpumpen. Eckert und Schnell [25] führen aus, dass für das Pumpen dieser Speicherraum, aber nicht unbedingt ein schwingungsfähiges System zwischen statischem Druck im Speicherraum und dem Förderdruck des Ver-

dichters erforderlich ist. Die Pumpstöße würden aber erheblich verstärkt, wenn sie in Resonanz mit einem solchen schwingungsfähigen System schwingen.

Diese Druckentladungen sind sehr kurz, was zu sehr starken Druckgradienten und damit zu impulsartigen Krafteinwirkungen auf die Laufradbeschaufelung führt. Das Pumpen bewirkt eine außerordentliche Materialbelastung, die bis zur Zerstörung des Verdichters führen kann.

4. Akustik von Turbomaschinen

4.1. Schallentstehung in Turbomaschinen

4.1.1. Schallquellmechanismen

Eine der grundlegenden Arbeiten über die Schallentstehung in turbulenten Strömungen wurde von Lighthill [38] 1952 veröffentlicht. In der Absicht, den Freistrahllärm von Strahltriebwerken zu beschreiben, leitete er aus den nichtlinearen Gleichungen der Erhaltung der Masse (Kontinuität) und des Impulses für reibungsbehaftete Strömung ohne Näherungen eine inhomogene Wellengleichung für die Dichte ρ her:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = q. \tag{4.1}$$

Die Dichtefluktuationen werden in einem begrenzten Volumen durch turbulente Strömung hervorgerufen und als Schall in die ruhende Umgebung dieses Volumens abgestrahlt. Gl. 4.1 bildet auch die Grundlage zur Darstellung der Schallquellmechanismen in Turbomaschinen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls im ungestörten Fluid ist a_0 und x_i sowie x_j sind kartesische Ortsvektoren. Der Ausdruck T_{ij} im Quellterm q in Gl. 4.1 wird als der Lighthillsche Spannungstensor bezeichnet und beinhaltet die strömungsakustischen Quellen:

$$T_{ij} = \rho c_i c_j + \sigma_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij} = \rho c_i c_j + \left(p - a_0^2 \rho\right) \delta_{ij} - \tau_{ij}, \tag{4.2}$$

wobei c_i und c_j die Geschwindigkeitsvektoren, σ_{ij} der Reibungstensor, τ_{ij} der Schubspannungstensor und δ_{ij} das Kroneckersymbol sind. Genau wird dieser Sachverhalt außer bei Lighthill [38] auch bei Morfey [39], Cumpsty [40], Neise und Michel [18], Ehrenfried [41], Michel [42], Mechel [43] sowie Rienstra und Hirschberg [44] beschrieben.

Für die Beschreibung des Schalls hat sich die Dichte ρ, zumal sie schwer zu messen ist, nicht durchgesetzt. Der Schalldruck p ist eine gebräuchlichere Größe, nach der die Wellengleichung (4.1) durch geeignete Umformungen entwickelt und bei überlagerter gleichförmiger Strömung mit der Strömungsgeschwindigkeit $U_i = (u_1, 0, 0)^T$ (s. Abb. 4.1) in eine konvektive Form der

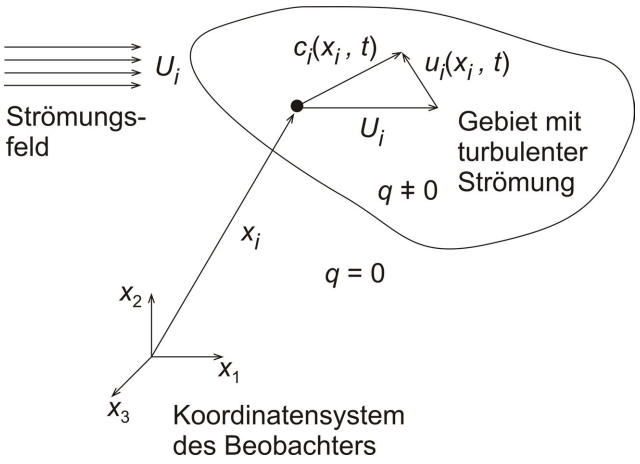


Abbildung 4.1.: Turbulentes Strömungsgebiet als Schallquelle mit dem turbulenten Geschwindigkeitsvektor $u_i = c_i - U_i$ relativ zur Strömungsgeschwindigkeit der Umgebung.

Lighthillgleichung überführt werden kann:

$$\frac{\mathrm{D}^2 p}{\mathrm{D}t^2} - a_0 \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = q. \tag{4.3}$$

Der konvektive Teil der Wellengleichung wird durch die substantielle zweite Ableitung des Druckes nach der Zeit ausgedrückt:

$$\frac{\mathrm{D}^2 p}{\mathrm{D}t^2} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right)^2 p = \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + 2U_i \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial t} + U_i^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2}. \tag{4.4}$$

Für den Quellterm q aus Gl. 4.3 ergibt sich folgender Ausdruck:

$$q = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\rho u_i u_j - \sigma_{ij} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial t} - U_i \frac{\partial}{\partial x_i} \right)^2 \left(\rho - \frac{p}{a_0^2} \right). \tag{4.5}$$

Mit $u_i = c_i - U_i$ als der turbulenten Geschwindigkeit innerhalb des Quellgebiets relativ zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit U_i, (s. Abb. 4.1) können folgende Vereinfachungen unter der Voraussetzung vorgenommen werden, dass die viskosen Spannungen auf Grund ihres geringen Einflusses auf die Schallentwicklung vernachlässigt werden können und die Strömung adiabat ist (s. Neise und Michel [18]):

$$q = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} q_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_i} q_i \tag{4.6}$$

mit

$$q_{ij} = \rho_0 u_i u_j \left(1 + \frac{p'}{\rho_0 a_0^2}\right) - \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) p' \delta_{ij} \text{ und } q_i = p' \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right), \qquad (4.7)$$

wobei $p' = p - p_0$ die Druckstörung (Schalldruck) als Differenz von Gesamtdruck und atmosphärischem Druck ist. Der erste Term auf der rechten Seite von Gl. 4.6 stellt eine Quadrupolquellverteilung dar und der zweite Term eine Dipolverteilung.

Eine Lösung der konvektiven Lighthillgleichung (Gl. 4.3) für die Schallabstrahlung in den unbegrenzten Raum mit den Randbedingungen der Anwesenheit von harten[1] Flächen ist von Curle [45] 1955 entwickelt worden, die 1969 von Ffowcs Williams und Hawkings [46] auf bewegte harte Begrenzungen im ruhenden Medium erweitert wurde. Goldstein [47] führte 1974 für ein rotierendes Quellgebiet, beispielsweise einen Rotor, ein mitrotierendes Koordinatensystem y_k ein:

$$\begin{aligned} p'(x_i, t) \;=\; & \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int\limits_{V(t)} \left[\frac{q_{ij}}{r\,|C|}\right] \mathrm{d}V(y_k) + \cdots \\ & - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int\limits_{S(t)} \left[\frac{f_i}{r\,|C|}\right] \mathrm{d}S(y_k) + \cdots \\ & + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int\limits_{S(t)} \left[\frac{\rho_0 b_i}{r\,|C|}\right] \mathrm{d}S(y_k) + \cdots \\ & - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int\limits_{V_c(t)} \left[\frac{\rho_0 W_i W_j}{r\,|C|}\right] \mathrm{d}V(y_k). \end{aligned} \qquad (4.8)$$

In Bezug auf dieses Koordinatensystem ist das Quellgebiet in Ruhe. So kann mit der Ffowcs-Williams-Hawkings-Gleichung in der Notation von Goldstein (Gl. 4.8) für ein rotierendes Quellgebiet mit fester Oberfläche der Schalldruck in einem ortsfesten Punkt x_i bei freier Ausbreitung beschrieben werden. Abb. 4.2 soll die örtlichen Zusammenhänge von Gl. 4.8 verdeutlichen.

Das Volumen V umschließt die bewegte, harte Begrenzung des Raumes (z. B. Rotorschaufeln von Strömungsmaschinen) mit Oberfläche S und dem Volumen V_c. Der Vektor r_i beschreibt den Ort des Beobachters am Ort x_i in Bezug auf die Quelle y_k, die sich mit der Geschwindigkeit W_i relativ zum

[1] Unter einer harten Begrenzungsfläche soll eine solche Fläche verstanden werden, die nicht durchströmt wird, d.h. die Normalkomponente der Strömungsgeschwindigkeit wird an der Oberfläche null.

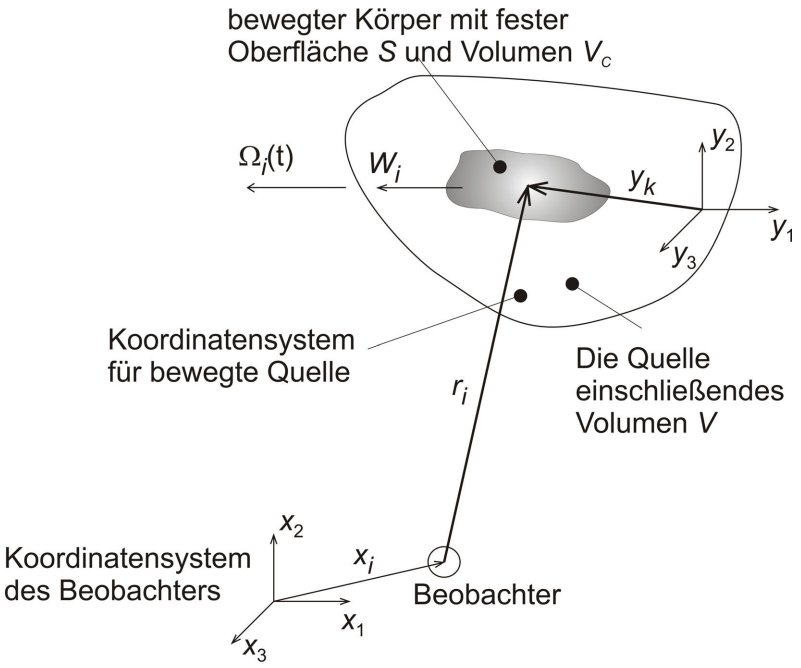


Abbildung 4.2.: Koordinatensysteme der bewegten Quelle (harte Begrenzung) und des Beobachters.

Beobachter bewegt. C ist der Dopplerfaktor bei der Bewegung der Quelle

$$C = 1 - \frac{r_i}{r}\frac{W_i}{a_0}. \tag{4.9}$$

Der gesamte rechte Ausdruck in der ersten Zeile von Gl. 4.8 bildet im Strömungsfeld eine Volumenschallquelle von turbulenten Scherschichten mit dem Abstrahlungsverhalten von akustischen Quadrupolen. Durch ihre zeitlich und räumlich stochastische Verteilungen führen sie im Fernfeld zu einem breitbandigen Geräusch.

In der zweiten Zeile von Gl. 4.8 stehen die instationären Kräfte f_i der Oberfläche der Begrenzung auf das strömende Fluid. Sie bilden Schallquellen mit Dipolcharakter. Bei Strömungsmaschinen geschieht das bei der Umströmung der Rotor- und Statorschaufeln. Diese Wechselkräfte können periodisch und auch stochastisch sein, so dass im Spektrum tonale und auch breitbandige Anteile auftreten können.

Die letzten beiden Zeilen von Gl. 4.8 repräsentieren Schallquellen, deren Ursachen die Verdrängung des Fluids durch das Volumen der sich bewegenden Begrenzung sind, beispielsweise einer Laufradschaufel. Obwohl Verdrängungseffekte dieser Art sonst Monopolcharakter haben, ergibt der Ausdruck in der dritten Zeile von Gl. 4.8 Druckschwankungen mit dem Abstrahlverhalten von Dipolquellen mit der Quellstärke $\rho_0 b_i$, die durch die Beschleunigung b_i der Oberfläche S hervorgerufen werden, und der Term der letzte Zeile repräsentiert Quadrupolquellen der Stärke $\rho_0 W_i W_j$ (s. Neise und Michel [18] und

Goldstein [47]).

Auch wenn die Gleichung 4.8 nur für die Abstrahlung in den freien Raum gilt, benennt sie die Quellmechanismen, die auch in Turbomaschinen und in den meisten Fällen gleichzeitig nebeneinander wirksam werden. Welcher Mechanismus im Einzelnen überwiegt, hängt von der Strömungsgeschwindigkeit und dem Betriebspunkt der Maschine ab. Dabei sind die Geräuschanteile, deren Ursache Schaufelkräfte, insbesondere instationäre, also Dipolquellen, sind, die wichtigsten.

Abb. 4.3 gibt eine Übersicht über die Schallquellmechanismen von Strömungsmaschinen.

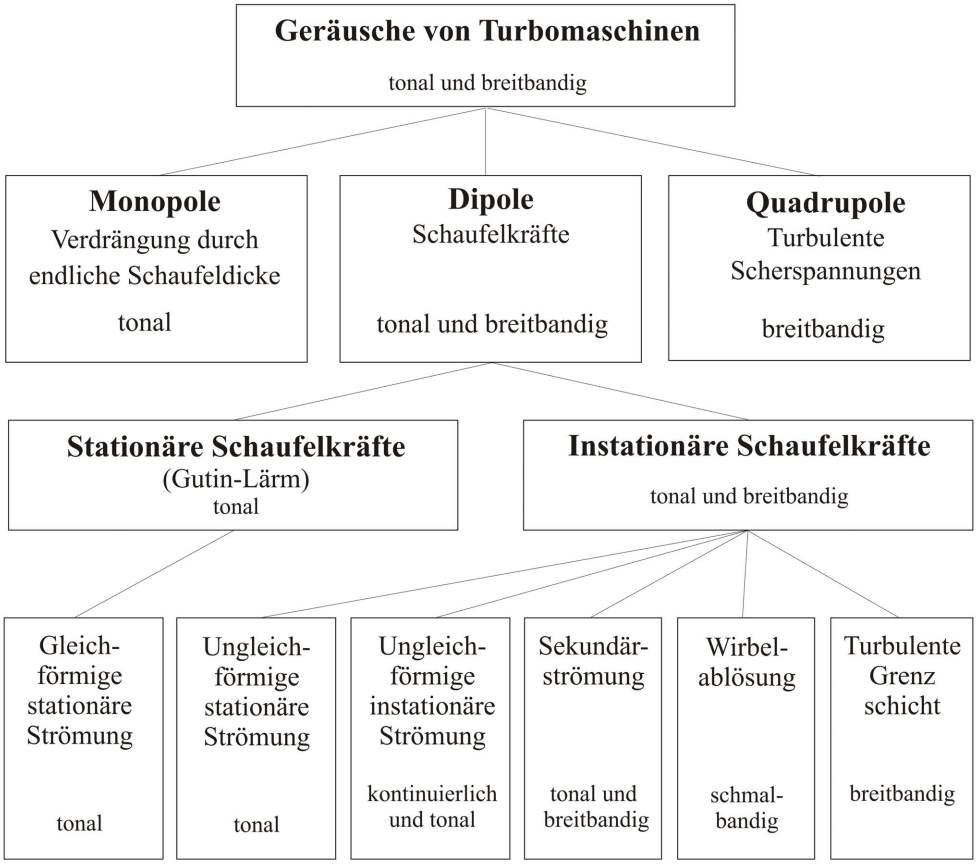


Abbildung 4.3.: Strömungsakustische Quellmechanismen bei Turbomaschinen (Neise [48]).

4.1.2. Rotor-Stator-Wechselwirkungen (Tyler-Sofrin)

Häufig werden Strömungsmaschinen vor oder hinter dem Laufrad oder Rotor mit einem Stator (Leitrad) ausgestattet, um azimutale Strömungskomponenten, die nicht zur Druckerhöhung beitragen, in die gewünschte Richtung umzulenken. Durch strömungsmechanische Wechselwirkung zwischen Rotor und Stator bzw. umgekehrt treten instationäre Kräfte (Dipolkräfte) an der Beschaufelung des Stators und des Rotors auf, die zu periodischen Druckschwankungen führen und unter bestimmten Bedingungen sehr effektiv in das Fernfeld abstrahlen. Nach Tyler und Sofrin [49] ist es zum einen die Nachlaufströmung, die entweder ausgehend von einem Vorleitgitter von der stromab befindlichen Laufradbeschaufelung durchschnitten wird oder von den Laufradschaufeln auf die nach stehenden Leitschaufeln trifft, und zum anderen die Beeinflussung des Druckfeldes der Laufradschaufeln durch Interaktion mit der Leitradbeschaufelung.

Die so entstehende Schallfeldstruktur soll an Hand einer Strömungsmaschine mit Z Rotorschaufeln und V Nachleitschaufeln erläutert werden. Es treten genau $|Z - V|$ gleichzeitige Rotor-Stator-Interaktionen auf, wie das Schema in Abb. 4.4 zeigt.

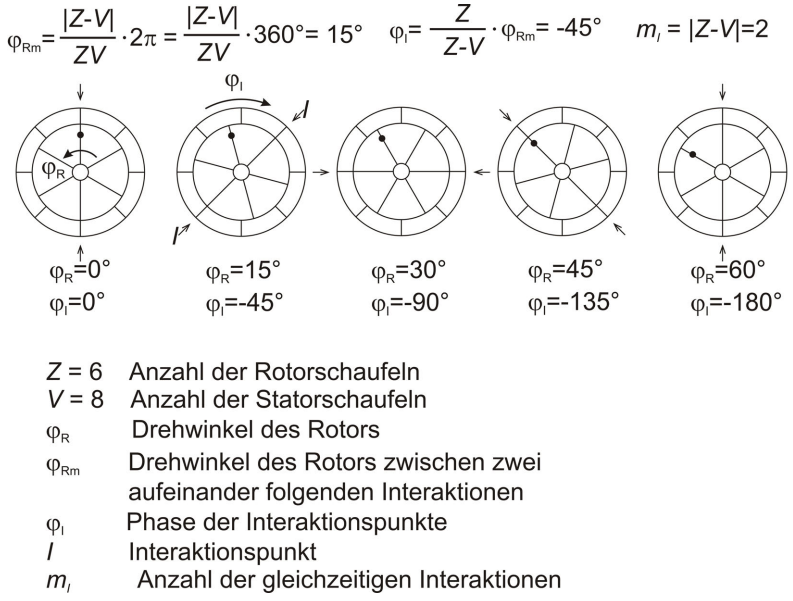


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung der Rotor-Stator-Interaktionen (Tyler und Sofrin [49]).

Der Winkel φ_{Rm}, um den sich der Rotor (maximal) drehen muss, damit es zu einer solchen Interaktion kommt, wird durch das Verhältnis der Differenz der Rotor- und Statorschaufeln zu dem Produkt der jeweiligen Anzahl beider Schaufeln bestimmt:

$$\varphi_{Rm} = \frac{2\pi}{V} - \frac{2\pi}{Z} = \frac{|Z - V|}{ZV} \cdot 2\pi. \tag{4.10}$$

Pro Laufradumdrehung kommt es somit zu $\frac{|Z-V|}{ZV}$ Interaktionen, also Druckschwankungen an V Statorschaufeln. An einer Statorschaufel sind das demnach $\frac{Z}{|Z-V|}$ Interaktionen. Daraus ergibt sich die Phasenwinkelgeschwindigkeit Ω_I der Interaktionen zwischen Rotor- und Statorschaufeln:

$$\Omega_I = \frac{Z}{Z-V} \cdot \Omega_R. \tag{4.11}$$

wobei Ω_R die Winkelgeschwindigkeit des Rotors ist. Ist die Anzahl der Rotorblätter kleiner als die der Statorschaufeln, nimmt Ω_I negative Werte an, was bedeutet, dass sie entgegen der Drehrichtung des Rotors gerichtet ist.

An jeder Statorschaufel treten die Druckschwankungen mit einer Frequenz auf, die sich aus der Rotordrehfrequenz f_n und der Anzahl der Rotorblätter Z ergibt:

$$f_{\mathrm{BPF}} = Z \cdot f_n \qquad \text{mit} \qquad f_n = \frac{\Omega_R}{2\pi} = \frac{n}{60} \tag{4.12}$$

mit n als Drehzahl des Rotors in 1/min. Der so entstehende Ton wird als Blattfolge- oder Blattpassierfrequenz (BPF) bezeichnet. Der Frequenzwert der BPF wird durch das Symbol f_{BPF} ausgedrückt.

Im Spektrum des rotierenden Druckfeldes treten neben der BPF auch Vielfache dieser Frequenz, die BPF-Harmonischen, auf, so dass Gl. 4.11 erweitert werden muss:

$$\frac{\Omega_I}{a} = \frac{mZ}{hZ+sV}\frac{\Omega_R}{a}. \tag{4.13}$$

Wenn Gl. 4.13 etwas umgestellt wird, ergibt sich:

$$(hZ+sV) \cdot 2\pi a f_I = hZ \cdot 2\pi a f_n \tag{4.14}$$

bzw.:

$$hZ + sV = \frac{hZ \cdot f_n}{f_I}. \tag{4.15}$$

Die Summe der BPF und ihrer Harmonischen ist der Drehklang. Die Ordnung der BPF wird mit $h = 1, 2, \ldots$ bezeichnet. Die Variablen s und a sind hier ganzzahlige Laufvariablen (von $-\infty$ bis $+\infty$), die sich aus der Periodizität der Interaktionen bei jeder Umdrehung des Rotors ergeben. Unter diesen Voraussetzungen kann die Summe auf der linken Seite von Gl. 4.15 nur ganzzahlige Werte annehmen. Das gleiche gilt dann auch für den Ausdruck auf der rechten Seite der Gl. 4.15:

$$\frac{hZ \cdot f_n}{f_I} = m. \tag{4.16}$$

Durch die Anzahl m gleichzeitiger Interaktionen und ihrer Umfangsphasengeschwindigkeit bilden sich regelmäßige rotierende Druckmuster auf dem Umfang in der Querschnittsebene des Strömungskanals aus, die sich in axialer Richtung als Schall unter Beibehaltung dieser azimutalen Druckverteilung ausbreiten können. Nimmt m negative Werte an, so rotieren diese Druck-

verteilungen entgegen dem Drehsinn des Rotors. Man spricht von höheren Moden. Auf diese Moden des Schalls der Ordnung m in Strömungskanälen wird im Abschnitt 4.2 genauer eingegangen.

Der Zusammenhang zwischen der Ordnung m der angeregten Schwingungsmoden über dem Kanalumfang (Umfangs- oder Azimutalmoden) bei der Blattfolgefrequenz und der Anzahl der Rotor- und Statorschaufeln bei Strömungsmaschinen wurde zuerst von Tyler und Sofrin [49] 1962 formuliert:

$$m = hZ + sV. \tag{4.17}$$

Diese Beziehung hat große Bedeutung für die Identifizierung von Schallquellen und bei der lärmreduzierten Auslegung von Turbomaschinen.

Interaktionen zwischen den Rotorblättern und ungleichförmiger Zuströmung können genauso zu Schallabstrahlung in den Strömungskanal mit höheren Umfangsmoden führen. Die Ordnung dieser Moden kann auch mit Gl. 4.17 bestimmt werden, nur dass für V nicht die Anzahl der Statorschaufeln, sondern die der Zuströmungsstörungen (wenn sie quantifizierbar sind) einzusetzen ist.

Ausführlicher ist der Mechanismus der Schallabstrahlung durch Interaktionen des Rotors mit dem Stator oder Störungen in der Anströmung bei Tyler und Sofrin [49], Neise und Michel [18] und Michel [42] beschrieben.

4.1.3. Rotor-Alone-Noise (Gutin)

Ein Gebläse mit Z Rotorblättern und homogener Zuströmung, welches kein Nach- bzw. Vorleitrad hat, oder diese so weit vom Rotor entfernt sind, dass Rotor-Stator-Interaktionen keine Rolle spielen, erzeugt nur Druckschwankungen beim ortsfesten Beobachter, deren Ursache die lokale Verdrängung der strömenden Luft durch rotierende Laufradschaufeln (Blattdickenlärm) und die (aus Rotorsicht) stationären aerodynamischen Kräfte der Rotorbeschaufelung (Gutinlärm, Gutin [50]) sind. Auch diese Druckschwankungen sind rotorgekoppelt und rotieren mit der Winkelgeschwindigkeit des Laufrades.

Die Ordnung der dominanten Umfangsmoden können wieder nach Tyler und Sofrin [49] (Gl. 4.17) bestimmt werden. Der Summand sV ist gleich null, aus Gl. 4.17 wird

$$m = hZ. \tag{4.18}$$

Blattdicken- und Gutinlärm wird nur in das Fernfeld effektiv abgestrahlt, wenn die Umfangsphasengeschwindigkeit der rotierenden Druckschwankungen einen bestimmten Wert überschreitet. In den meisten Fällen kann diese Grenze mit der lokalen Schallgeschwindigkeit angegeben werden (Neise und Michel [18] und Michel [42]). Auf diesen Umstand wird genauer in 4.2 eingegangen. Da die Phasengeschwindigkeit gleich der Rotorgeschwindigkeit ist, muss, um die eben genannte Bedingung für eine signifikante Schallabstrahlung zu erfüllen, die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors größer als die Schallgeschwindigkeit sein.

4.1.4. Buzz-Saw-Noise

Wenn die Rotorblätter einer Strömungsmaschine mit Überschallgeschwindigkeit angeströmt werden, entweder weil die Strömungsgeschwindigkeit oder die Umfangsgeschwindigkeit des Rotors den Wert der lokalen Schallgeschwindigkeit überschreitet, treten so genannte Unstetigkeitsflächen an den Kanten der umströmten Schaufeln auf. Beim Durchgang der Strömung durch diese Unstetigkeitsflächen sind auf einem Stromfaden Massen-, Energie- und Impulsstrom aus Erhaltungsgründen stetig. Die Strömungsgrößen Druck, Temperatur und die Normalkomponente der Strömungsgeschwindigkeit springen beim Übergang durch die Unstetigkeitsfläche. Diese Unstetigkeitsflächen werden auch Stoßfronten oder kurz als Stöße bezeichnet. Weil die Dichte über den Stoß zunimmt, werden diese Stöße Verdichtungsstöße genannt. Druck und Temperatur steigen ebenfalls über der Stoßfront an und der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit sinkt (Oertel [51]), wie in Abb. 4.5 dargestellt ist.

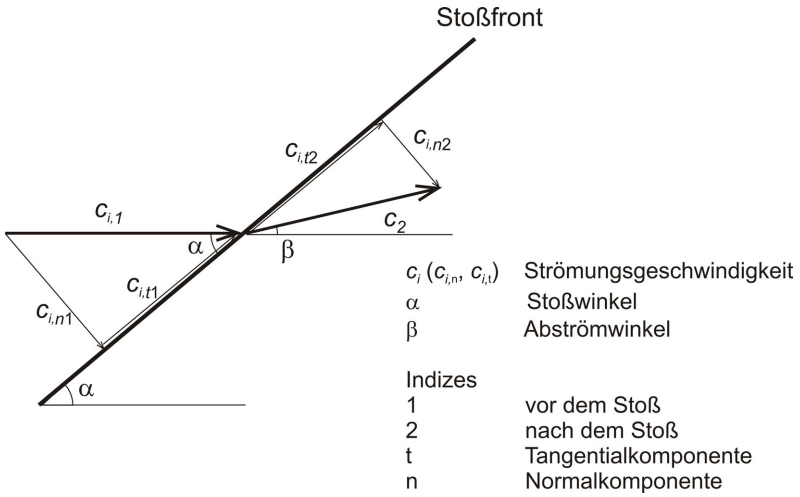


Abbildung 4.5.: schiefer Verdichtungsstoß (aus Oertel [51]).

Es wird zwischen senkrechten und schiefen Stößen sowie abgelösten Stoßfronten oder Kopfwellen unterschieden. Bei Strömungsmaschinen treten, wenn die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades im Überschallbereich liegt, schiefe Stoßfronten an den Schaufelvorderkanten als abgelöste oder anliegende Kopfwelle je nach der Höhe der Anströmmachzahl und der Dicke der Schaufelvorderkante auf. Treten im Strömungskanal eines Radialverdichterlaufrades bzw. beschaufelten Diffusors oder am umströmten Schaufelprofil einer axialen Turbomaschine lokale Überschallströmungen auf, die weiter stromauf wieder auf Unterschallniveau absinken, werden diese lokalen Überschallströmungsgebiete mit geraden oder senkrechten Verdichtungsstößen abgeschlossen. Das heißt, dass der Stoßwinkel $\alpha = 90°$ ist. Weitergehende Informationen zu diesem Thema finden sich in Lehrbüchern für Strömungsmechanik (z. B. Oertel [51]) oder Physik (z. B. Landau und Lifschitz [27], Greiner und Stock [52]).

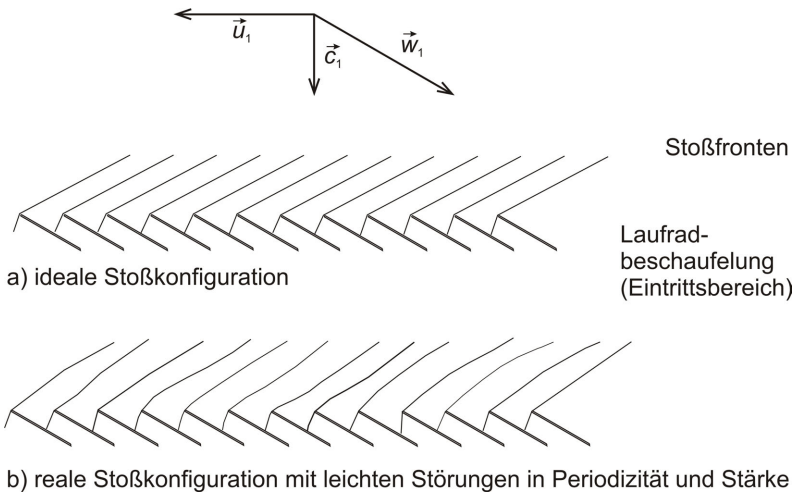


Abbildung 4.6.: Schematische Darstellung idealer und realer Stoßkonfiguration auf den Laufradschaufeln im Eintritt eines Radialverdichters (nach Goldstein [47]).

Im Bereich des Laufrades entsteht im ruhenden Koordinatensystem beim Durchgang der Stoßfronten ein sägezahnähnlicher Druckverlauf, der sich unter bestimmten Bedingungen als Schallwellen im angeschlossenen Strömungskanal ausbreiten kann. Wegen dieses sägezahnförmigen Zeitverlaufs des Schallfeldes wird das Geräusch Buzz-Saw-Noise (Kreissägengeräusch) genannt.

Unter idealen Bedingungen sind die Stöße, die auf den Schaufeln des Laufrades stehen, exakt gleich und haben den gleichen räumlichen Abstand von einander, wie in Abb. 4.6 a schematisch dargestellt ist. Für den ortsfesten Beobachter entsteht ein festes Druckmuster mit Z Drucksprüngen pro Umdrehung, wenn das Laufrad Z Schaufeln hat (s. Abb. 4.7 a). Im Spektrum würde das $Z-$te Vielfache der Rotordrehfrequenz, die BPF und Harmonische davon erscheinen (s. Abb. 4.7 b).

In der Realität sind die Stöße nicht exakt gleich. Durch geringe Fertigungsunterschiede in der Geometrie der Schaufeln und durch kleine individuelle Unterschiede in der Anströmung jeder Schaufel sind die Stöße in ihrer Lage und Stärke unterschiedlich, aber für jede einzelne Schaufel charakteristisch. Abb. 4.6 b soll diesen Sachverhalt illustrieren. Die individuellen Eigenschaften der Stöße für jede Laufradschaufel haben zur Folge, dass der Zeitverlauf des Schalldruckes in Amplitude und Periodizität am Ort des Beobachters Unterschiede aufweist, die sich mit jeder Laufradumdrehung wiederholen (s. Abb. 4.7 a). Im Spektrum (Abb. 4.7 b) erscheinen dadurch auch tonale Geräuschkomponenten bei der Rotordrehfrequenz und ihren Harmonischen. Außerdem führt die nichtlineare Ausbreitung der sägezahnförmigen Wellen mit hoher Amplitude zu einer Umverteilung der Energie von der BPF und ihren Vielfachen zu den Rotorharmonischen, und nichtlineare Interaktionen zwischen den Rotorharmonischen modifizieren die Amplituden der einzelnen Rotorharmo-

nischen. Detaillierte Ausführungen dazu finden sich bei Morfey und Fisher [53], Hawkings [54], Stratford und Newby [55], Fisher, Tester und Schwaller [56] sowie McAlpine, Fisher und Tester [57].

In Abb. 4.7 a sind die Zeitsignale von idealisierten, also exakt identischen und realen Verdichtungsstößen eines Radialverdichterlaufrades mit 13 im Eintritt wirksamen Hauptschaufeln für eine Laufradumdrehung und in Abb. 4.7 b die zugehörigen Spektren dargestellt. Das reale Zeitsignal erhält man, wenn

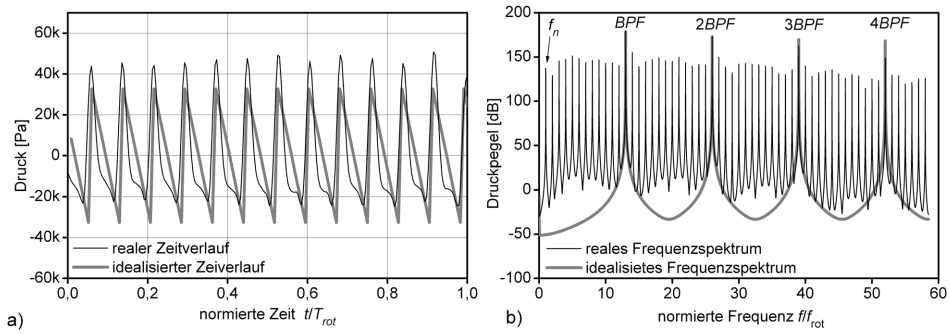


Abbildung 4.7.: Zeitverläufe und Frequenzspektren idealiserter und realer Druckstöße (Bsp. aus einer Rechnung und einer Messung des instationären Drucks am Gehäusedeckel des hier untersuchten Radialverdichters in unmittelbarer Nähe der Schaufelvorderkanten).

mit einem ruhenden (im Laufraddeckel wandbündig montierten) Sensor das mit der Winkelgeschwindigkeit des Laufrades rotierende Druckfeld in unmittelbarer Nähe der Schaufelvorderkante gemessen wird. Bei einer Laufradumdrehung ergeben sich die 13 dargestellten Druckmaxima für das Beispiel eines der beiden hier untersuchten Radialverdichterlaufräder. Derselbe Signalverlauf würde sich ergeben, wenn die Zeit festgehalten und nicht nur ein Punkt an der Innenfläche des Laufraddeckels, sondern der gesamte Umfang betrachtet würde. Es bräuchte nur die Beschriftung der Abszisse von der auf die Drehfrequenz normierten Zeit auf eine auf den Umfang normierte Länge geändert zu werden. Eine Fourieranalyse dieses Signals ergäbe dann ein Umfangsmodenspektrum, das genauso aussehen würde wie das in Abb. 4.7 b gezeigte Frequenzspektrum. McAlpine, Fisher und Tester [57] treffen auf Grund dieser Überlegungen die Aussage, dass die Umfangsmodenordnung m gleich der Ordnung i der Rotordrehfrequenz ist. Dieser Effekt wird so beschrieben, dass die Umfangsmoden der Ordnung m, aus denen das rotorfeste Druckfeld besteht, dieselbe Phasengeschwindigkeit u_{Ph} und damit auch die gleiche Winkelgeschwindigkeit Ω_{R} wie das Laufrad haben. Das entspricht dem Quotienten aus der Kreisfrequenz

ω_R und der Umfangsmodenordnung m:

$$\Omega_\mathrm{R} = \frac{\omega_\mathrm{R}}{m} = 2\pi f_n. \tag{4.19}$$

Durch die Periodizität von ω mit 2 ist

$$\omega_\mathrm{R} = 2\pi f = 4\pi f_n = \ \ldots \ = m2\pi f \qquad \text{mit} \qquad m = 1, 2, 3, \ \ldots \ .$$

Das heißt, dass die Frequenzen dieser Moden ganzzahlige Vielfache der Rotordrehfrequenz f_n sind und somit die Ordnung der dominanten Umfangsmode m identisch mit der Ordnung i der Rotordrehfrequenz ist:

$$m = i. \tag{4.20}$$

Daraus resultierend hat Buzz-Saw-Noise zwei wichtige Identifikationsmerkmale. Das erste ist das charakteristische Spektrum, in dem die Rotordrehfrequenz und ihre Harmonischen als Peaks aus dem Rauschen herausragen und das zweite ist der Zusammenhang zwischen den dominanten Umfangsmodenordnungen und der Ordnung der Rotordrehfrequenz.

4.1.5. Rotierende Instabilität und Blattspitzenwirbellärm

Die rotierende Instabilität ist ein aerodynamisch instationäres Phänomen, dessen Entstehung im Abschnitt 3.6.2 beschrieben ist.

Bei akustischen Untersuchungen an Axialmaschinen hat Kameier [31] nachgewiesen, dass das Blattspitzenwirbelgeräusch durch die Wechselwirkung der rotierenden Instabilität der Schaufelspitzenströmung mit den Rotorschaufeln erzeugt wird. Die rotierende Instabilität tritt auf den Schaufelspitzen wie auch am Gehäuse in unmittelbarer Nähe des Laufrades in Erscheinung. Sie zeigt sich im Nahfeldspektrum bei ortsfester Messung als relativ breitbandige Pegelerhöhung mit mehreren regelmäßig angeordneten lokalen Spitzen unterhalb der f_BPF. Diese Spitzen repräsentieren jeweils Umfangsmoden der rotierenden Instabilität mit der Ordnung α_RI, die ungleichförmig über den Laufradumfang verteilt sind. Nach Kameier [31] ist der Abstand zweier aufeinander folgender Frequenzspitzen gleich der Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität Ω_RI.

Die Wechselwirkung der Laufradschaufeln mit den rotierenden Instabilitäten führt zu dem schmalbandigen Blattspitzenwirbellärm, der ebenfalls bei etwa der halben Blattpassierfrequenz auftritt, allerdings sind die Frequenzen der rotierenden Instabilität und des Spitzenwirbellärms verschieden.

Kameier und Neise [32] wendeten Holstes [58] Modell für die Wechselwirkung zweier Rotoren unterschiedlicher Schaufel- und Drehzahl auf die Interaktion des Rotors (R) mit der rotierenden Instabilität (RI), gekennzeichnet durch den Index (R, RI), an und kamen zu folgenden Ergebnissen für die Kreisfre-

quenz und die Modenordnung der daraus resultierenden Spektralkomponente (siehe auch Holste und Neise [59]):

$$\omega_{\mathrm{R,RI}} = \omega_{\mathrm{BSpWL}} = \underbrace{h \cdot Z \cdot \Omega_{\mathrm{R}}}_{\omega_{\mathrm{BPF}}} - \underbrace{h_\alpha \cdot \alpha_{\mathrm{RI}} \cdot \Omega_{\mathrm{RI}}}_{\omega_{\mathrm{RI}}} \tag{4.21}$$

$$m_{\mathrm{R,RI}} = m_{\mathrm{BSpWL}} = h \cdot Z - h_\alpha \cdot \alpha_{\mathrm{RI}}. \tag{4.22}$$

Bei den Messungen am Radialverdichter wurden die rotierende Instabilität und der Blattspitzenwirbellärm auch gefunden. Die Ergebnisse werden im Abschnitt 6.2.1 vorgestellt.

4.1.6. Breitbandige Geräusche

Breitbandgeräusche weisen in ihren Spektren keine diskreten Frequenzlinien auf, sondern sind in Frequenzbereichen definiert. Innerhalb dieses Bereichs tritt jede Frequenz mit zufällig verteilter Amplitude und Phase auf.

Diese Art von Geräuschen werden von stochastische Störungen in der Strömung hervorgerufen. Eine Hauptursache für solche Störungen sind aperiodisch wirkende Schaufelkräfte, die durch stochastische Turbulenzen in der Anströmung, turbulente Grenzschichten auf den Schaufelblättern und durch Wirbelablösungen von den Schaufelblättern hervorgerufen werden. Die rotierende Instabilität, auf deren akustische Auswirkungen im vorhergehenden Abschnitt ausführlicher eingegangen wurde, erzeugt auch instationäre, aperiodische Kräfte an den Laufradschaufeln, so dass neben den schmalbandigen Geräuschanteilen auch Breitbandlärm entstehen kann.

In dieser Arbeit geht es vorrangig um tonale Komponenten in den Spektren der Geräusche von Radialverdichtern im Ansaug- und Ausblaskanal sowie der Wanddruckschwankungen an der Innenseite des Laufradgehäusedeckels und um den relativ schmalbandigen Blattspitzenwirbellärm. Deshalb werden die Breitbandgeräusche und deren Entstehungsmechanismen hier nicht weiter betrachtet. Nähere Informationen zu diesem Thema finden sich bei Neise und Michel [18], Ehrenfried [41] und Michel [42].

4.2. Schallausbreitung in Strömungskanälen

Der von Strömungsmaschinen erzeugte Schall wird zum Teil über das Gehäuse abgestrahlt, hauptsächlich aber in die angeschlossenen Strömungskanäle emittiert. Die Ausbreitungsmechanismen in diesen Strömungskanälen bestimmen die Eigenschaften des Schalls, wenn er von den Öffnungen der Kanäle in die Umgebung abgestrahlt wird. Die akustischen Messungen, deren Ergebnisse die Grundlage dieser Arbeit bilden, wurden neben den Messungen der Wanddruckschwankungen an der Innenseite des Laufradgehäusedeckels in den Strömungskanälen vorgenommen. In den meisten Fällen sind die Strömungskanäle Rohre mit kreisrundem Querschnitt. Auf solche Kanäle beziehen sich die nachfolgenden Ausführungen.

Ausgangspunkt ist die homogene konvektive Wellengleichung, die hier in Zylinderkoordinaten (s. Abb. 4.8) für den Schalldruck p angegeben wird:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{a^2}\frac{\mathrm{D}^2 p}{\mathrm{D}t^2} = 0. \tag{4.23}$$

Die Quellen spielen für die Ausbreitungsmechanismen des Schalls keine Rolle, so dass von einer homogenen Wellengleichung ausgegangen werden kann. Für die Strömungsgeschwindigkeit U wird die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Strömungskanal angesetzt, als wäre die überlagerte Strömung ein homogenes Strömungsfeld $U_i = (U_x, 0, 0)^T$.

Die Wellengleichung (Gl. 4.23) kann durch Trennung der Variablen in eine Besselsche Differenzialgleichung überführt und als solche gelöst werden. Dieses Verfahren wird bei Stöcker [60] ausführlich beschrieben. Als eine Lösung der Wellengleichung kann für den komplexen Schalldruck als Funktion des Ortes und der Zeit folgender Ausdruck in der Notation von Holste [58] angegeben werden:

$$p\,(x, r, \varphi, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} f_{m,n}\left(\sigma_{m,n}\frac{r}{R}\right)\left(A^{+}_{m,n} e^{jk^{+}_{m,n}x} + A^{-}_{m,n} e^{jk^{-}_{m,n}x}\right) e^{j(m\varphi - \omega t)} \tag{4.24}$$

mit

$$f_{m,n}\left(\sigma_{m,n}\frac{r}{R}\right) = J_m\left(\sigma_{m,n}\frac{r}{R}\right) + Q_{m,n} Y_m\left(\sigma_{m,n}\frac{r}{R}\right). \tag{4.25}$$

J_m und Y_m sind die Besselfunktionen erster und zweiter Art der Ordnung m. Unter der Bedingung der schallharten Rohrwandung (vgl. Fußnote im Abschnitt 4.1.1) ist $\sigma_{m,n}$ der n-te Extremwert der Besselfunktion erster Art J_m, dessen Wert geeigneten Tabellenwerken entnommen werden kann. Somit sind auch die Werte des Koeffizienten Q_{mn} bestimmt. Die Indizes m und n sind also ganzzahlige Werte. Wenn in dem Rohr kein Nabenkörper vorhanden ist, wie bei den hier betrachteten Fällen, geht die Neumannsche Funktion Y_m gegen $-\infty$ und damit wird $Q_{mn} = 0$. Die Kreiswellenzahl $\vec{k}$ ist ein Vektor, der

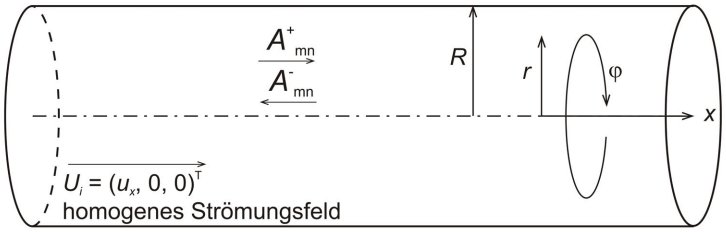


Abbildung 4.8.: zylindrischer Strömungskanal, Koordinatensystem (nach Holste [58]).

die Richtung der Schallgeschwindigkeit hat, also in Ausbreitungsrichtung der Welle zeigt:

$$k = \frac{\omega}{a} = \sqrt{k_x^2 + k_r^2}. \tag{4.26}$$

$A_{m,n}^{+}$ und $A_{m,n}^{-}$ sind die Amplituden der in positiver x-Richtung (in Richtung der Hauptströmung) und in entgegen gesetzter Richtung laufenden diskreten Wellenformen, die Moden der Ordnung (m, n) genannt werden (s. Abb. 4.8), deren zugehörige Komponenten der Kreiswellenzahl sind:

$$k_{m,n}^{\pm} = \frac{1}{1 - \mathrm{Ma}^2} \left(-\mathrm{Ma} \pm \sqrt{1 - \left(1 - \mathrm{Ma}^2\right) \left(\frac{\sigma_{m,n}}{kR}\right)^2} \right). \tag{4.27}$$

Eine Mode $A_{m,n}$ kann sich nur dann im Rohr ungedämpft ausbreiten, wenn $k_{m,n}$ reell ist. Wenn $k_{m,n} > 0$ und reell ist, wird es mit $k_{m,n}^{+}$ bezeichnet und beschreibt die Welle in positiver x-Richtung. Entsprechendes gilt für $k_{m,n} < 0$. Dazu muss der Ausdruck unter der Wurzel in Gl. 4.27 größer null sein. Wird dieser Ausdruck gleich null gesetzt, führt das zu einer Gleichung für die Grenzfrequenz $f_{C(m,n)}$, oberhalb derer die Welle in axialer Richtung Ausbreitungscharakter trägt und als Cut-on-Frequenz bezeichnet wird:

$$f_{C(m,n)} = a \frac{\sigma_{m,n}}{2\pi R} \sqrt{1 - \mathrm{Ma}^2}, \tag{4.28}$$

die durch die Zusammenhänge

$$\mathrm{Ma} = \frac{c}{a} \tag{4.29}$$

und

$$a\,(T) = \sqrt{\kappa R T} \approx 331{,}3 \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (\text{hier} : T_0 = 273{,}15\ \mathrm{K}) \tag{4.30}$$

temperaturabhängig ist.

Unter höheren Moden werden solche verstanden, deren Umfangsmodenordnung m und/oder Radialmodenordnung n höher als null sind. Sind m und n gleich null, dann ist $\sigma_{0,0}$ null und der Wurzelausdruck in Gl. 4.27 wird in diesem Fall von kR unabhängig. Die Grundmode ($m = 0, n = 0$) ist die ebene Welle, die bei allen Frequenzen ausbreitungsfähig ist. Die Azimutalmode der Ordnung m besteht aus der Summe aller (ausbreitungsfähigen) Radialmoden der Ordnung n dieser Umfangsmodenordnung. Das bedeutet, dass zu einer Azimutalmode unterschiedliche radiale Strukturen gehören können. Die höhe-

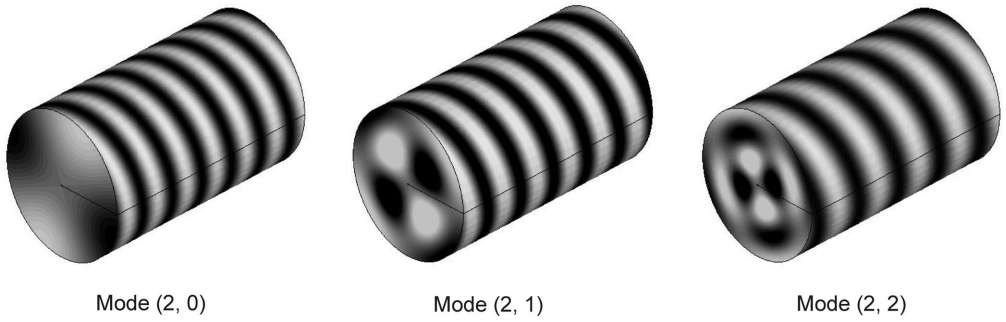


Abbildung 4.9.: Beispiel der Schallausbreitung (Realteil des Schalldrucks) in einem Rohr in Form höher Moden für eine Frequenz (Simulationrechnung).

ren Moden bewegen sich schraubenförmig durch das Rohr. Abb. 4.9 zeigt ein Rechenergebnis für die Ausbreitung des Schalls in den Moden (2, 0), (2, 1) und (2, 2) in einem Rohr mit rundem Querschnitt. Der Betrag des Schalldrucks ist dabei nicht an jedem Ort auf der Querschnittsfläche gleich hoch, wie es bei einer ebenen Welle der Fall ist, sondern steigt radial an. Je höher die Modenordnung ist, desto stärker tritt dieser Effekt in Erscheinung. Das soll mit Abb. 4.10, einer Simulationsrechnung der Schalldruckverteilung der Mode (13, 0) einer diskreten Frequenz über der Querschnittsfläche eines Rohres demonstriert werden.

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Punkte gleichen Drucks in azimutaler Richtung bewegen, ist die Umfangsphasengeschwindigkeit u_{Ph}, ausgehend von dem Term $e^{jm\varphi}$ in Gl. 4.24:

$$\Omega_{\mathrm{Ph}} \frac{1}{m} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\omega}{m} \rightarrow u_{\mathrm{Ph}} = R \frac{\omega}{m}. \tag{4.31}$$

Die Umfangsphasengeschwindigkeit u_{Ph} muss einen bestimmten Wert überschreiten, damit die Welle in der Azimutalmodenordnung m in axialer Richtung propagieren kann. In der Literatur findet man oft für diesen Grenzwert (Cut-on-Grenze) die lokale Schallgeschwindigkeit a. Wenn für ω aus Gl. 4.31 die Cut-on-Frequenz (Gl. 4.28) eingesetzt wird, ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\frac{u_{\mathrm{Ph}}}{a} = \mathrm{Ma}_{\mathrm{Ph}} = \frac{\sigma_{m,n}}{m} \sqrt{1 - \mathrm{Ma}^2}. \tag{4.32}$$

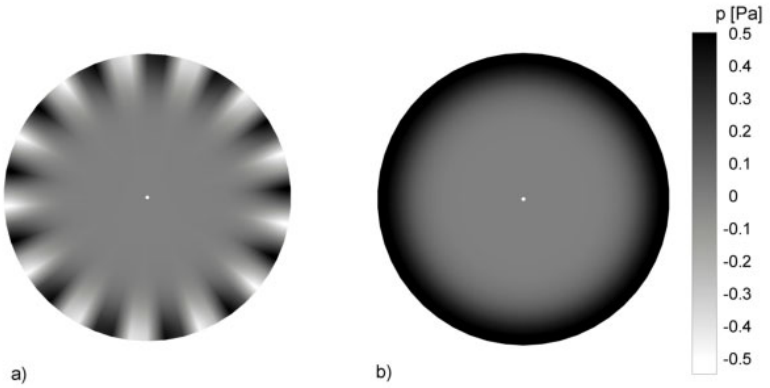


Abbildung 4.10.: Schalldruckverteilung der Mode (13,0) über einem runden Rohrqueschnitt a) Realteil, b) Betrag (Simulationrechnung).

Wenn zunächst die Strömung nicht berücksichtigt wird (Ma = 0), geht der Quotient $\sigma_{m,n}/m$ für $m \to \infty$ gegen eins. In Abb. 4.11 ist dieser Quotient über

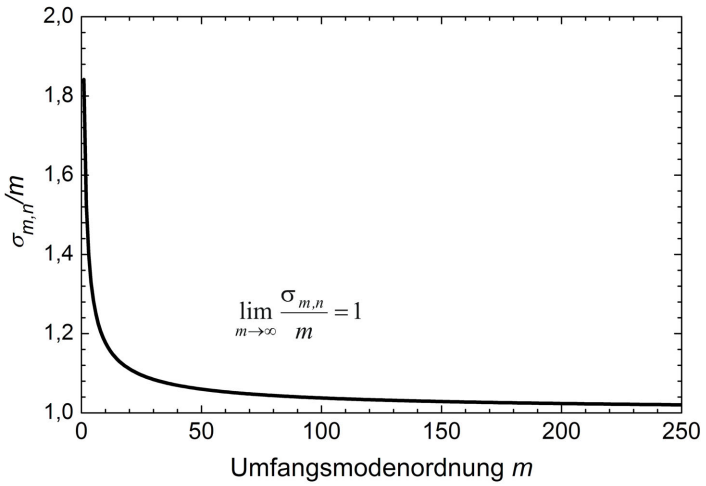


Abbildung 4.11.: Darstellung der Phasenmachzahl $\mathrm{Ma_{Ph}} = \frac{\sigma_{m,n}}{m}$ über der Umfangsmodenordnung m (Gl. 4.32 ohne Berücksichtigung der Strömung).

der Umfangsmodenordnung m als Kurve dargestellt. Daraus ist erkennbar, dass für niedrige Umfangsmodenordnungen die Cut-on-Grenze sogar deutlich höher als $\mathrm{Ma_{Ph}} = 1$ ist.

Der Einfluss der Strömungsmachzahl in Gl. 4.32 auf die Cut-on-Grenze wird in Abb. 4.12 gezeigt. Grau ist der Cut-on-Bereich dargestellt, bei dem die Umfangsmachzahl Ma_U, die gleich der azimutalen Phasenmachzahl $\mathrm{Ma_{Ph}}$ ist, größer als eins sein muss. Schwarz bildet die Grenze $\mathrm{Ma}_U = 1$ und weiß ist

der Bereich, für den die Umfangsmachzahl kleiner als eins sein kann, damit die entsprechenden Moden ausbreitungsfähig sind.

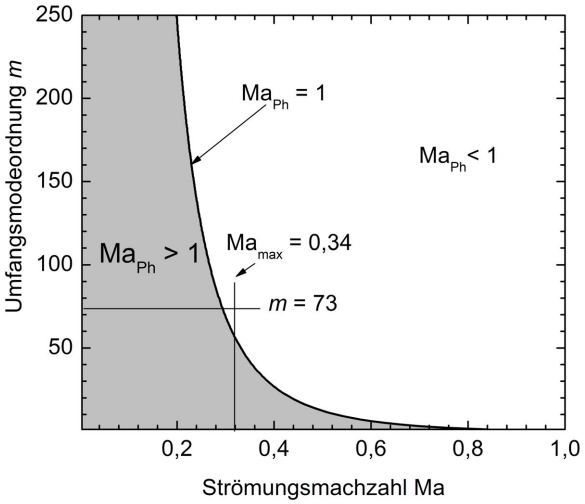


Abbildung 4.12.: azimutale Phasengeschwindigkeit $\mathrm{Ma_{Ph}}$ der Quelle als Funktion der Strömungsmachzahl Ma und Umfangsmodenordnung m für ihre Cut-on-Bedingung.

Bei den hier durchgeführten Experimenten betrug die maximale Strömungsmachzahl in der Rohrsektion direkt vor dem Verdichtereinlauf Ma = 0,34. In dieser Sektion sind bei einer Frequenz von 50 kHz, der oberen Messgrenze, und einer Ansaugtemperatur von 15°C Umfangsmoden bis zu einer Ordnung von $m = 73$ ausbreitungsfähig. Diese Grenzen sind in Abb. 4.12 eingetragen. In dem hier relevanten Bereich muss die azimutale Phasengeschwindigkeit den Wert eins überschreiten, damit die entsprechende Mode sich in dem angeschlossenen Strömungskanal ausbreiten kann.

Kornow und Enghardt [61] untersuchten den Einfluss eines Strömungsprofils mit radialem Gradienten durch die Grenzschicht auf die Schallausbreitung im Vergleich zur konventionellen Herangehensweise der Verwendung des homogenen Strömungsprofils bzw. der mittleren Strömungsgeschwindigkeit nach Gl. 4.23. Sie fanden heraus, dass sich bei Berücksichtigung eines realeren Strömungsfeldes eine andere Form der konvektiven Wellengleichung ergibt, die nicht mehr geschlossen analytisch, sondern nur numerisch lösbar ist, und sich dementsprechend andere Lösungen ergeben können.

Das Grenzschichtprofil hat Auswirkungen auf die radialen Druckverläufe, die sich in Abhängigkeit von der Modenordnung, der Grenzschichtdicke und der Frequenz in Richtung Kanalwand verschieben. Je höher die azimutale und/oder radiale Modenordnung ist, desto geringer sind die Einflüsse der Grenzschicht auf das radiale Schalldruckprofil. Die Cut-on-Frequenz ist unter Grenzschichteinfluss etwas höher als bei der konventionellen Bestimmung

ohne Berücksichtigung des radialen Strömungsprofils. Die Abweichungen der Cut-on-Frequenz unter Grenzschichteinfluss von der ohne liegen nach Kornow und Enghardt [61] unter einem Prozent.

5. Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

5.1. Radialverdichterprüfstand

Die akustischen Messungen wurden am Radialverdichterprüfstand des Instituts für Antriebstechnik des DLR in Köln vorgenommen. Diese Anlage wurde speziell für die Analyse transsonischer Strömungen konzipiert und dabei erfolgreich in verschiedenen Forschungsprojekten eingesetzt (Pak [62], Pak, Krain und Hoffmann [63], Krain et al [64], Krain [29], [65], [66] und Krain und Hoffmann [67]).

Drei von vier Messkampagnen sind im Rahmen des Forschungsprojektes „Schallentstehung bei Radialverdichtern“ (Raitor et al [10], [11]), welches durch das BMWi über die AiF gefördert wurde, durchgeführt worden und die letzte Messung fand im Nachfolgeprojekt „Schallreduzierung bei Radialverdichtern“, gefördert von der AiF und der FVV, statt (Raitor et al [14], [15]).

Die Versuchsanlage, deren technische Daten in Tabelle A.1 im Anhang zusammengefasst sind, besteht aus einer Radialverdichterstufe mit einem offenen Strömungskreislauf. Die Luft wird über einen Luftfilter aus der Umgebung angesaugt, verdichtet und danach über einen Schalldämpfer wieder in die Umgebung ausgeblasen.

Das Laufrad wird von zwei Gleichstrommotoren mit einer Leistung von je 750 kW und einer Maximaldrehzahl von 3000/min über ein Planetengetriebe mit dem Übersetzungsverhältnis 30:1 angetrieben. Die Ankerspannung für die Motoren wird über einen Leonardsatz bereitgestellt, der aus einem Wechselstrommotor und einem Gleichstromgenerator besteht. Die Erregerspannungen für die Antriebsmotoren und die Generatoren des ersten Leonardsatzes liefert ein zweiter, kleinerer Leonardsatz. Abb. 5.1 zeigt schematisch den Aufbau des Verdichterantriebs und Abb. 5.2 den prinzipiellen Aufbau des Prüfstands, wie er für die akustischen Messungen verwendet wurde (s. auch Raitor et al [10]).

Der Prüfstand wird von einer Messwarte aus gesteuert, bei der die Messwerte der Betriebsparameter der Anlage auflaufen, rechnergestützt ausgewertet und grafisch angezeigt werden.

Die Drehzahlregelung erfolgt über die Ankerspannung der Antriebsmotoren. Mit Hilfe der Leonardsätze ist eine sehr präzise Einstellung der Drehzahl möglich und kann über größere Zeiträume konstant gehalten werden. Die Be-

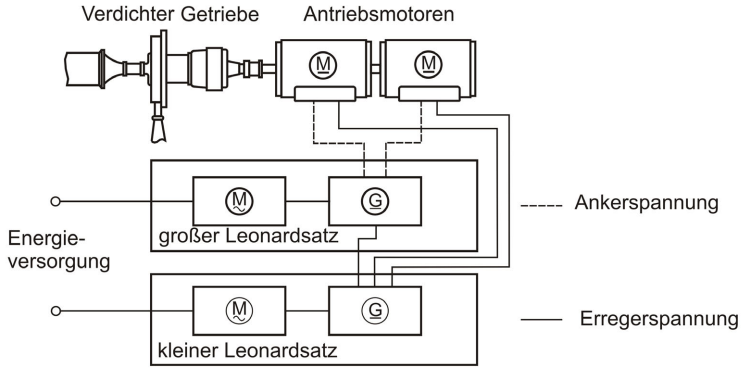


Abbildung 5.1.: Antrieb des Verdichters.

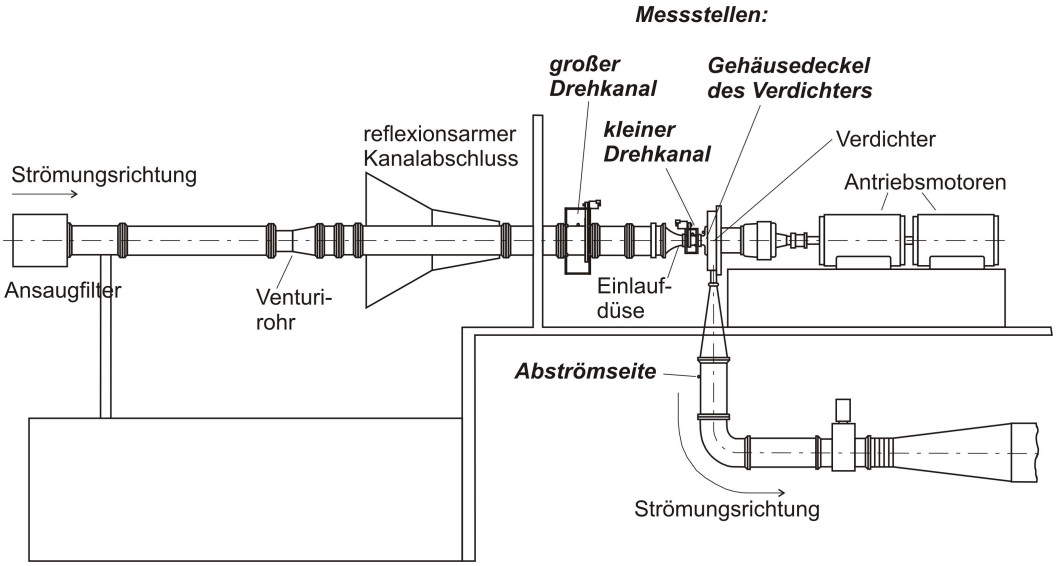


Abbildung 5.2.: Radialverdichterprüfstand des Instituts für Antriebstechnik des DLR Köln nach der Umrüstung für die akustischen Messungen.

stimmung der Drehzahl erfolgt über einen Tachogenerator am Antriebsmotor und über Triggersignale an der Verdichterwelle.

Über ein Venturirohr stromauf des reflexionsarmen Kanalabschlusses (s. Abb. 5.6) wird der Massenstrom bestimmt. Geregelt wird er über eine stufenlos einstellbare Drossel am Ende des Abströmkanals.

Die Totaltemperaturen werden über Sonden im Ansaugkanal stromauf der Einlaufdüse, im Sammelraum des Diffusors und im Ausblaskanal gemessen. Die Erfassung der Totaldrücke erfolgt mit Totaldrucksonden ebenfalls im Ansaugkanal und im Sammelraum des Diffusors.

Ein gewünschter Arbeitspunktes des Verdichters wird über die Einstellung

der Drehzahl und des Massenstromes erreicht. Durch diese beiden Größen ist das Totaldruckverhältnis vorgegeben, das messtechnisch überwacht wird. Zur Bestimmung des isentropen Wirkungsgrades werden die Totaldrücke und Totaltemperaturen im Ein- und Austrittsbereich des Verdichters gemessen.

5.2. Verdichterlaufräder und Diffusoren

Die Untersuchungen wurden an den beim DLR ausgelegten Laufradtypen SRV2 (Pak [62] und Krain [65]) und SRV4 (Krain und Hoffmann [29]) durchgeführt. Die Abkürzung SRV steht für „Schnelllaufender Radialverdichter“. Für diese Laufräder in Verbindung mit einem unbeschaufelten und einem beschaufelten Diffusor mit 23 profilierten Schaufeln und der Bezeichnung D1, der speziell für das Laufrad SRV2 ausgelegt wurde, liegen beim DLR die Ergebnisse aerodynamischer Messungen und CFD-Rechnungen vor (Pak et al [62], Pak [63], Krain et al [64], Krain [65], [66] sowie Krain und Hoffmann [67], [29]).

Beide Laufräder haben 13 Haupt- und 13 zurückgeschnittene Zwischenschaufeln, die am Ausgang um 52° in Bezug auf die Umfangsrichtung rückwärts gekrümmt sind. Sie haben beide den gleichen Durchmesser von 224 mm und sind für eine Drehzahl von 50.000/min ausgelegt. Der SRV4 hat rückwärts gepfeilte Vorderkanten der Hauptbeschaufelung und im Vergleich zum SRV2 etwas weiter zurückgesetzte Zwischenschaufeln. Am Laufradaustritt stehen die Schaufeln des SRV4 nicht wie beim SRV2 senkrecht auf dem Nabenkörper, sondern sind um 23° gegen die Rotationsachse in Umfangsrichtung geneigt, womit eine homogenere Laufradabströmung erzielt werden soll (s. Krain und Hoffmann [29]).

Abbildung 5.3.: Für die akustischen Messungen verwendete Radialverdichterlaufräder und der beschaufelte Diffusor.

Bei gleichem Massendurchsatz von 2,55 kg/s bei 50.000/min ist der SRV4 für ein Totaldruckverhältnis von 6,1 gegenüber 5,6 beim SRV2 ausgelegt. Der Stufenwirkungsgrad der Kombination SRV4, D1 beträgt im Auslegungspunkt

82% und der der Kombination SRV2, D1 79,4%. Weitere Informationen zu den Auslegungsparametern sind in der Tabelle A.1 im Anhang zu finden.

5.3. Messaufbau

Der Verdichterprüfstand wurde mit vier Messstellen für die akustischen Untersuchungen ausgerüstet. In Abb. 5.4 ist der Messaufbau schematisch dargestellt. Im Hauptkanal mit 500 mm Durchmesser befindet sich als erste Mess-

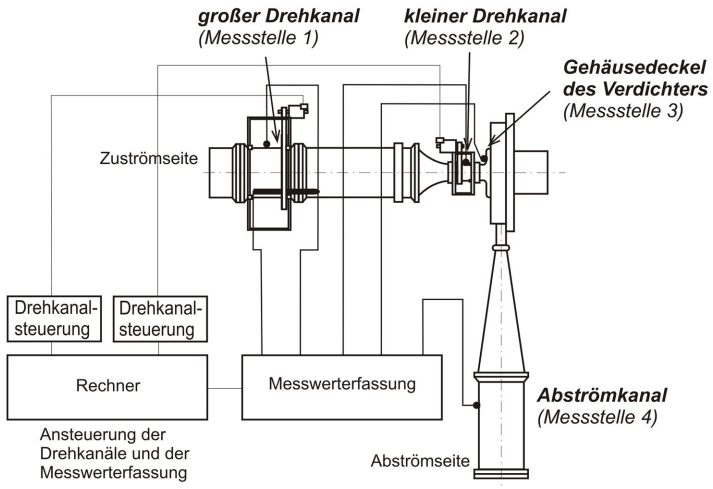


Abbildung 5.4.: schematische Darstellung des Messaufbaus.

stelle 2,30 m stromauf des Laufrades ein drehbares Kanalstück, der große Drehkanal. Einerseits kann er ein 1/2"-Mikrofon mit Schlitzrohrvorsatz aufnehmen, mit dem die Schallleistung nach dem Kanalverfahren DIN EN ISO 5136 [68] bestimmt wird. Andererseits ist er mit vier Aufnahmevorrichtungen an jeweils der gleichen axialen Position für die wandbündige Montage von je vier 1/4"-Mikrofonen bestückt, mit denen Messungen des Wandschalldrucks und akustische Umfangsmodenanalysen vorgenommen werden (s. Abb. 5.5 a).

Vor dem Verdichtereinlauf verringert sich der Rohrdurchmesser auf 157 mm. Dort, direkt vor der Mündung des Laufraddeckels, wurde als zweite Messstelle ein weiteres drehbares Rohrsegment platziert, das als „kleiner Drehkanal" bezeichnet wird und das ebenfalls 4×4 Bohrungen für die wandbündige Montage von 1/4"-Mikrofonen für Messungen des Schalldruckes an der Rohrwand sowie für akustische Modenanalysen enthält. Der prinzipielle Aufbau entspricht dem des großen Drehkanals, nur dass im kleinen Drehkanal keine Möglichkeit zur Montage einer Schlitzrohrsonde zur Schallleistungsmessung vorgesehen ist. Hier existiert die vom Verdichter erzeugte Modenstruktur ohne Beeinflussung durch Querschnittsänderungen, was mit Blick auf die Schallquellenidentifikation relevant ist.

Im Deckel des Verdichtergehäuses (Abb. 5.5 b) können bis zu 8 piezoresistive Differenzdruckaufnehmer zur Messung von Wanddruckschwankungen eingesetzt werden, wobei deren Radial- und Umfangspositionen idealerweise einer Schaufelkontur folgen sollten. Aus Platzgründen konnten die Sensoren jedoch nicht entlang ein und derselben Schaufel platziert werden, sondern mussten um eine oder mehrere Schaufelteilungen in Umfangsrichtung versetzt werden.

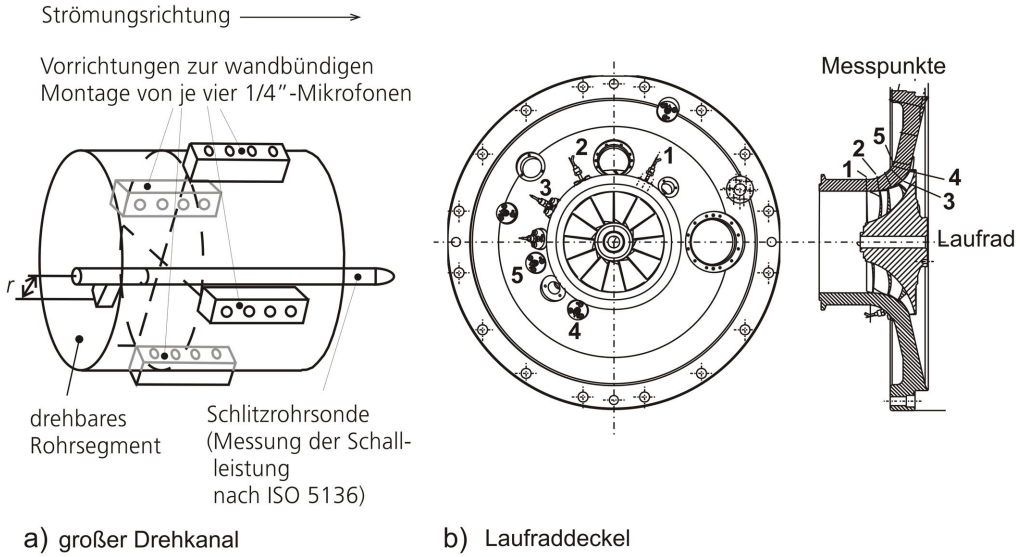


Abbildung 5.5.: Messpunkte im großen Drehkanal und im Laufraddeckel des Verdichters.

Fünf Messpunkte sind für die Untersuchungen ausgewählt worden. Für das Laufrad SRV2 sind das folgende Positionen: Messpunkt 1 an der Vorderkante der durchgehenden Hauptschaufeln des Laufrades, Messpunkt 2 an der Vorderkante der Zwischenbeschaufelung, Messpunkt 3 im letzten Drittel des Schaufelkanals und Messpunkt 4 an den Schaufelhinterkanten. Für den Messpunkt 5 wurde die Radialposition gewählt, an der sich bei dem beschaufelten Diffusor die Vorderkante der Beschaufelung befindet.

Durch die zurückgeschnittenen Hauptschaufeln bei dem SRV4 und die Beibehaltung der Positionen der Sensoren im Laufraddeckel ergibt sich eine erweiterte Definition der Positionen, die in Tabelle A.4 im Anhang zusammengestellt sind.

Im Abströmkanal des Verdichters mit einem Innendurchmesser von 309 mm befinden sich 5 Aufnahmepunkte für die wandbündige Montage von 1/4"-Mikrofonen mit gleichmäßiger Verteilung auf dem Rohrumfang. Eine Modenanalyse ist hier nicht vorgesehen, weil die vom Verdichter erzeugte Struktur des Schallfeldes bei Ausbreitung durch den Diffusor, den Sammelraum und

den anschließenden Rohrkrümmer nicht erhalten bleibt und so Rückschlüsse auf die Schallquellen kaum möglich sind.

Um unverfälschte Schallmessungen durchführen zu können, sind die Reflexionen des Schalls vom Rohrende so gering wie möglich zu halten. Dazu ist, wie in ISO 5136 [68] gefordert, ein reflexionsarmer Kanalabschluss im Ansaugkanal installiert worden, der eine definierte, frequenzunabhängige akustische Belastung des Verdichters sicher stellt. Der Aufbau ist in Abb. 5.6 dargestellt. Die Messung des Reflexionsfaktors des reflexionsarmen Kanalabschlusses ist

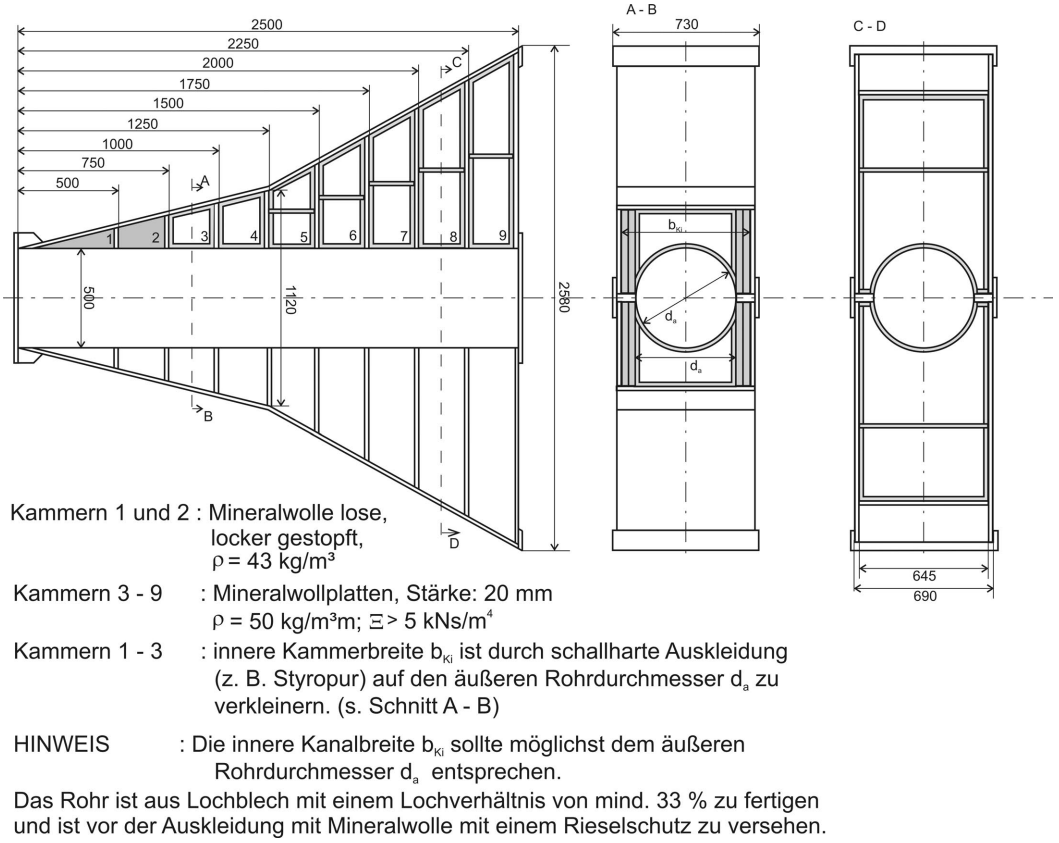


Abbildung 5.6.: Aufbau des reflexionsarmen Kanalabschlusses.

nach ISO 5136 [68] vorgeschrieben. Die obere Frequenz, bis zu der diese Untersuchung vorzunehmen ist, wird durch die Cut-on-Frequenz der ersten höheren Mode (1,0) begrenzt, die wie folgt gemäß der Vorschrift [68] bestimmt wird:

$$f_{(1,0)} = 0,586 \cdot \frac{a}{D}\sqrt{1 - \mathrm{Ma}^2} \tag{5.1}$$

mit D als Rohrdurchmesser und a als lokaler Schallgeschwindigkeit, die näherungsweise mit 340 m/s (ISO 5136 [68]) angesetzt wird. Die Strömungsmachzahl Ma wird in diesem Fall null gesetzt.

Dazu wurden zwei Messungen durchgeführt: die erste bei schallhartem Abschluss des Rohrendes und die zweite bei offenem, quasi schallweich abge-

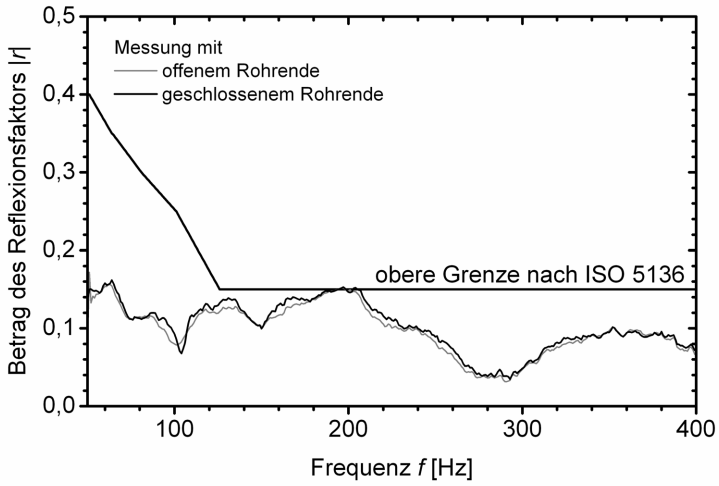


Abbildung 5.7.: Reflexionsfaktor des reflexionsarmen Kanalabschlusses.

schlossenem Rohrende (Raitor et al [10], [11]). In beiden Fällen erfüllt der reflexionsarme Kanalabschluss die Anforderungen der Norm [68] (Abb. 5.7).

5.4. Mess- und Analysetechnik

Für die Messungen am SRV2 mit beiden Diffusoren und dem SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor kam eine Messwerterfassungsanlage mit 16 Kanälen zum Einsatz (Raitor et al [10], [11]). Mit dieser Anlage war es möglich, Zeitsignale mit einer Abtastfrequenz von 100 kHz aufzunehmen. Diese hohe Abtastrate wurde gewählt, damit bei Auslegungsdrehzahl die BPF und mindestens ihre ersten drei Harmonischen erfasst werden können. Dadurch werden allgemeingültigere Messergebnisse erhalten, die unter anderem eine Skalierung auf andere Verdichterbaugrößen ermöglichen. Durch die begrenzte Anzahl der Kanäle konnten nicht alle vorgesehenen Messpunkte gleichzeitig mit Mikrofonen bestückt werden, so dass für die Messungen zur Modenanalyse die verfügbaren Aufzeichnungskanäle der Messwerterfassungsanlage anders aufgeteilt werden mussten als für die Messungen der Wandschalldrücke in den Strömungskanälen. Gleiches gilt für die Schallleistung im Ansaugkanal (im großen Drehkanal) und die Druckschwankungen an der Innenseite des Laufradgehäusedeckels.

Für die Messkampagne am SRV4 mit dem beschaufelten Diffusor D1 (Raitor et al [12], [13]) stand eine Messwerterfassungsanlage mit 128 Kanälen zur Verfügung, die im 64-Kanal-Modus auch diese hohe Abtastrate pro Kanal bereitstellt und so die gleichzeitige Signalaufzeichnung aller verfügbaren Messpunkte im geforderten Frequenzbereich erlaubte. Für die Messungen zur Modenanalyse brauchten keine aufwändigen Änderungen der Kanalaufteilung der einzelnen Messpunkte vorgenommen zu werden, was einen zügigen Ab-

lauf der Messungen gewährleistete. Die Schlitzrohrsonde für die Messung der Schallleistung im großen Drehkanal (s. Abb. 5.4 und Abb. 5.5 a) wurde für die Modenmessungen entfernt, um das Schallfeld nicht zu beeinflussen.

Die beiden Drehkanäle wurden so konzipiert, dass die eingebauten Mikrofone im Bereich von 0° bis 360° über Schrittmotoren mit einer Abweichung vom Sollwert von unter einem Grad an jedem azimutalen Ort positionierbar sind. Die Begrenzung des Drehbereichs wurde nur von den Längen der Mikrofonleitungen bestimmt. Die Steuerung der Motoren erfolgte über eine elektronische Einrichtung durch einen Rechner, über den auch die Messanlage gestartet und gestoppt werden konnte. Die Optimierung des Zusammenwirkens von Mikrofonpositionierung und Messwertaufzeichnung ist von großer Bedeutung für die Messgenauigkeit bei den Modenanalysen und auch bei der Messung räumlich gemittelter Schalldrücke. Jedes anzusteuernde Gerät hatte seine eigne unabhängige Software. Mit Hilfe eines im Hause entwickelten Programms zur Prozesskoordinierung wurden die Treiberprogramme für Drehkanäle und Messanlage synchronisiert. Auf diese Weise konnte der gesamte Messablauf automatisiert und damit die Abstimmung von Mikrofonpositionierung und Aufzeichnung der Messwerte präzisiert werden.

Die Messungenauigkeit der gesamten Messkette beträgt weniger als 0,1 dB. Die Reproduzierbarkeit der Messungen liegt bei 1 dB Abweichung. Die Ursachen dafür sind geringfügige Abhängigkeiten der Schallentstehung und -übertragung von den Umweltgrößen, wie Temperatur, Luftdichte usw., und die Einstellungsgenauigkeit des Betriebspunktes des Verdichters. Aus diesem Grund können Pegeldifferenzen von $\leq$ 1 dB bei Ergebnissen verschiedener Messkampagnen (s. Tabelle A.3) ignoriert werden.

5.5. Versuchsdurchführung

Für jede Verdichterkonfiguration (Laufrad, Diffusor) wurde eine Messkampagne durchgeführt. Eine Messkampagne bestand aus mehreren Messserien entlang verschiedener Betriebskennlinien bei:

- konstanter Drehzahl von 50.000/min (DZ50) und 36.000/min (DZ36),
- konstanter Drosselstellung, Einstellung im Auslegungspunkt (DSAP) und Einstellung an der Schluckgrenze (DSSG) sowie bei
- konstantem Druckverhältnis (PI).

Eine genaue Zuordnung der Messserien zu den Experimenten an den einzelnen Verdichtern ist in Tabelle A.3 im Anhang zusammengestellt. In Abb. 5.8 wird am Beispiel der Messungen am SRV4 mit dem beschaufelten Diffusor D1 die Lage der Messpunkte im Verdichterkennfeld gezeigt.

Die Schalldrücke an der inneren Rohrwand des Ansaugkanals sind in den beiden Drehkanälen (s. Abb. 5.4 und 5.5) gemessen worden. Ferner wurden

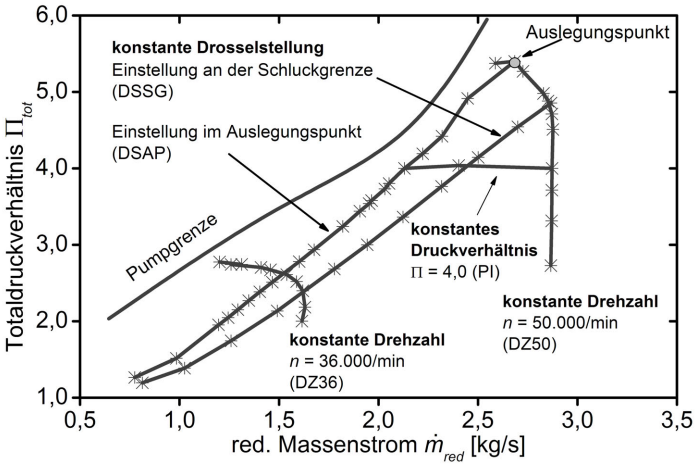


Abbildung 5.8.: Darstellung der Messpunkte im Kennfeld des Verdichters am Beispiel SRV4, D1.

die Schallleistungen im großen Drehkanal, die Schalldrücke an der Innenwand des Abströmkanals und die instationären Druckschwankungen an der Innenseite des Laufradgehäusedeckels aufgenommen. Bei diesen Messungen wurden die beiden Drehkanäle um einen Vollkreis über der Messzeit gedreht. Damit sollte sichergestellt werden, dass die auf der Ansaugseite gemessenen Schalldrücke nicht nur über der Messzeit, sondern auch über den Umfang gemittelt werden konnten. Messzeit und Winkelgeschwindigkeit der Drehkanäle wurden über den Steuerrechner präzise aufeinander abgestimmt. Auf der Abströmseite konnte kein Drehkanal eingesetzt werden, so dass die azimutale Mittelung der gemessenen Schalldrücke über die Anzahl der Messstellen erfolgen musste. In den ersten drei Messkampagnen wurde die Messzeit auf 150 s festgelegt. Die Testmessungen ergaben, dass die Maschine sehr konstant bei dem jeweils eingestellten Betriebspunkt lief und das Schallfeld sehr stabil, also quasi stationär war. Nach 10 s Mittelungszeit änderte sich das Spektrum nicht mehr, so dass dies als Messzeit ausgereicht hätte. Aber die Drehkanäle, besonders der große, ließen sich nicht mit so hoher Winkelgeschwindigkeit drehen. Nach einigen Verbesserungen konnte die Messzeit für einen Betriebspunkt auf 55 s für die letzte Messkampagne reduziert werden.

Bei den Messungen für die Umfangsmodenanalysen im kleinen und im großen Drehkanal mussten 400 Positionen auf dem Rohrumfang pro Messgang eingestellt werden (s. Abb. 5.4). Das Auswertungsverfahren verlangt doppelt so viele Messpunkte wie die höchste Ordnung der ausbreitungsfähigen Umfangsmoden. Für die Bestimmung der Anzahl der azimutalen Messpositionen für einen Betriebspunkt wurde der ungünstigste Fall, also der große Drehkanal und die maximal auflösbare Frequenz (50 kHz), herangezogen. Aus Gründen der Automatisierbarkeit der Messungen und der Auswertung wurden die so

ermittelten Messpunkte für jede Messung und auch für den kleinen Drehkanal gewählt.

Da an jeder der vier axialen Positionen vier um 90° versetzt angeordnete Mikrofone wandbündig in die Drehkanäle eingebaut werden konnten (vgl. Abb. 5.5 a), brauchten nur 100 Winkelpositionen pro Einzelmessung angefahren zu werden. Im Gegensatz zu den Messungen der Wandschalldrücke in den Strömungskanälen und der Schallleistung im Ansaugkanal durften hier während der Messzeit die Mikrofone ihre Position nicht ändern. So musste die Mindestzeit von 10 s für ein stabiles Mittelungsspektrum bei der Messung an einer Position nicht überschritten werden.

Messungen zur Modenanalyse wurden nur bei einzelnen, akustisch besonders interessanten Betriebspunkten durchgeführt. Da nach den Auswertungen der ersten Messungen neue signifikante Betriebspunkte sichtbar wurden, variieren die Betriebspunkte und die Anzahl der Messungen für die einzelnen Messkampagnen.

Die Kalibrierung der Signalwege von den Mikrofonen und den Druckaufnehmern (Laufraddeckel) bis zur Messwerterfassungsanlage wurde zu Beginn und am Ende jeder Messkampagne durchgeführt. Für die Messungen bei konstanter Drosselstellung wurde ursprünglich ein Drehzahlbereich von 30.000/min bis 50.000/min festgelegt. Die Versuche am SRV4 sind um je zwei Einzelmessungen bei 20.000/min und 25.000/min erweitert worden.

6. Experimentelle Ergebnisse

6.1. Spektrale Geräuschcharakteristika

6.1.1. Spektrale Entwicklung des Schalls im Ansaugkanal mit der Drehzahl

Die spektralen Geräuscheigenschaften des Radialverdichters sollen anhand von Schalldruckspektren gezeigt werden, die an der Rohrwand des kleinen Drehkanals, also im Ansaugkanal direkt vor den Verdichtereinlauf (vgl. Abb. 5.4) gemessen wurden. Der Drehzahlbereich erstreckte sich von 30.000/min bis 50.000/min.

Mit Hilfe von Abb. 6.1, die um 50 dB in Ordinatenrichtung versetzte Spektren für die Verdichterkonfiguration SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor zeigt, werden die grundlegenden spektralen Geräuscheigenschaften erläutert.

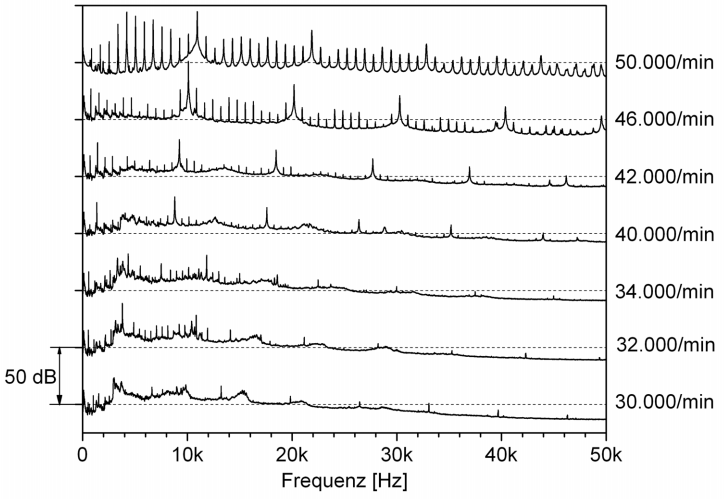


Abbildung 6.1.: Umfangsgemittelte Schalldruckspektren im kleinen Drehkanal mit der Drehzahl als Parameter (SRV2, unbeschaufelter Diffusor).

Bei jeder Drehzahl ragen die BPF und ihre ganzzahligen Vielfachen der Ordnung h, der Drehklang, sichtbar aus den jeweiligen Spektren heraus. Im Zusammenhang mit den hier untersuchten Radialverdichtern wird die BPF auf

die Hauptschaufelzahl der Laufräder $Z = 13$ bezogen, d.h. die Rotordrehfrequenz 13. Ordnung ($13f_n$) wird mit BPF und die 26. Rotordrehfrequenz mit 2BPF usw. bezeichnet. Die Harmonischen hBPF werden mit zunehmender Ordnung h im Pegel niedriger, nehmen aber mit steigender Drehzahl zu. Je höher die Drehzahl wird, desto größer wird auch die Pegeldifferenz zwischen den Drehklangkomponenten und dem Grundrauschen.

Oberhalb von 40.000/min tritt die Rotordrehfrequenz f_n immer mehr in Erscheinung und die Pegel der Drehzahlharmonischen if_n nehmen beginnend mit niedrigen Ordnungszahlen $i = 1, 2, \ldots$ zu. Die Ursachen dafür sind in Abschnitt 4.1.4 erläutert. Mit zunehmender Drehzahl erscheinen mehr und mehr Drehzahlharmonische im Spektrum. Diese Schallkomponente wird Buzz-Saw-Noise genannt und ist in Abb. 6.1 bei 50.000/min sehr gut zu sehen. Der Drehklang wird nicht mit zum Buzz-Saw-Noise gezählt.

Im niedrigen Drehzahlbereich bis ungefähr 40.000/min zeigen sich bei halber f_{BPF} rotorasynchrone Spektralanteile, deren Pegel mit abnehmender Drehzahl zuzunehmen scheinen. Bei 30.000/min bis 32.000/min sind die Pegel in diesem Frequenzbereich sogar höher als die jeweiligen BPF-Pegel. In den Abschnitten 3.6.2 und 4.1.5 sind die Entstehungsmechanismen dieser Pegelerhöhungen beschrieben. Kameier [31], der diese Spektralkomponenten zum ersten Mal bei axialen Strömungsmaschinen beobachtete und eingehend untersuchte, bezeichnete sie als Blattspitzenwirbellärm (BSpWL). Der experimentelle Nachweis des Blattspitzenwirbellärms bei Radialverdichtern wird in Abschnitt 6.2.1 beschrieben.

In Abb. 6.2 a bis d sind die azimutal und energetisch gemittelten Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand des kleinen Drehkanals für alle vier Verdichterkonfigurationen über der Drehzahl dargestellt. Um den Kontrast so zu wählen, dass die dominanten Frequenzkomponenten optimal sichtbar werden, musste hier der Dynamikbereich auf 50 dB begrenzt werden.

Die Darstellungen in Abb. 6.2 zeigen, dass die Änderungen der spektralen Zusammensetzung des in den Ansaugkanal emittierten Schalls bei Änderung der Drehzahl für alle vier Verdichterkonfigurationen ähnlich sind und dass beide Laufräder in Verbindung mit den beiden Diffusoren, die anhand von Abb. 6.1 beschriebenen grundlegenden akustischen Eigenschaften aufweisen. Einige Unterschiede sind aber doch sichtbar.

Der Vergleich der beiden Laufräder mit dem unbeschaufelten Diffusor (Abb. 6.2 a und c) zeigt, dass der Blattspitzenwirbellärm beim SRV2 für Drehzahlen ab 42.000/min immer unauffälliger wird und ab 44.000/min nicht mehr zu sehen ist. Bei dem SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor ist der Blattspitzenwirbellärm bis zu Drehzahlen von 46.000/min deutlich sichtbar. Bei dieser Drehzahl ist der Blattspitzenwirbellärm um 12 dB höher als das Grundrauschen, während der BPF-Peak um 36 dB aus dem Rauschniveau herausragt. Bei den Kombinationen der beiden Laufräder mit dem beschaufelten Diffusor sind die Verhältnisse ähnlich. In Abb. 6.3 sind die Spektren der vier Verdichterkonfigurationen bei 46.000/min bis zu der Frequenz von 12 kHz dargestellt,

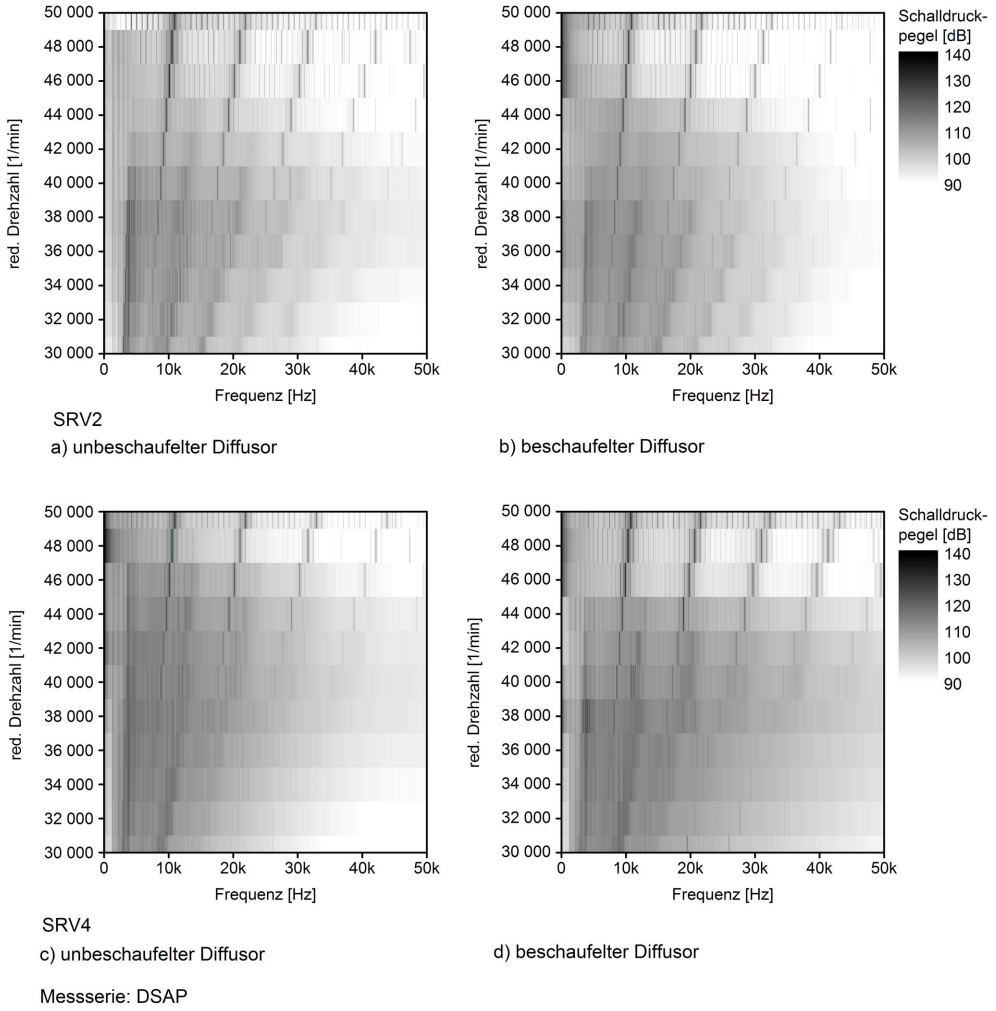


Abbildung 6.2.: Spektrale Entwicklung des Schalls im kleinen Drehkanal mit der Drehzahl.

um diese Sachverhalte zu verdeutlichen.

Beim SRV2 (Abb. 6.3 a und b) sind die Rotorharmonischen (Buzz-Saw-Noise) voll ausgeprägt und der Blattspitzenwirbellärm ist nicht mehr vorhanden, während beim SRV4 mit beschaufeltem Diffusor der Buzz-Saw-Noise gerade anfängt, sich auszubilden. Das Spektrum des SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor zeigt die niedrigsten Buzz-Saw-Noise-Komponenten, aber deutlich das Blattspitzenwirbelgeräusch, dessen höchster Pegel 12 dB über dem Rauschniveau liegt. Das Grundrauschen des SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor ist um 7 dB höher als bei den anderen Verdichterkonfigurationen. Bis zu der Frequenz von 50 kHz verringert sich der Abstand auf 5 dB. Ein Grund dafür könnte ein etwas größerer Spalt zwischen Schaufeloberkante und der Innenwand des Laufradgehäusedeckels bei dieser Verdichtervariante (SRV4, unbeschau-

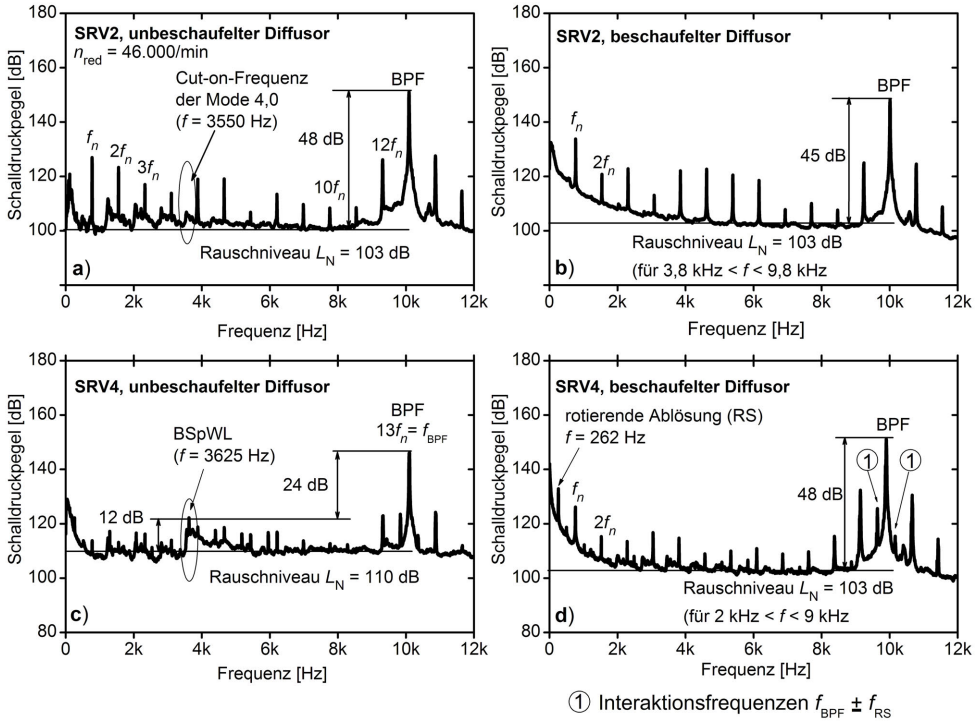


Abbildung 6.3.: Vergleich SRV2 und SRV4, jeweils mit beiden Diffusoren, Schalldruckspektren im kleinen Drehkanal ($n_{\mathrm{red}} = 46.000/\mathrm{min}$).

felter Diffusor) sein. Der Abstand der Schaufeloberkante von der Innenwand des Gehäusedeckels ist zum einen von der Drehzahl abhängig und zum anderen meridional nicht konstant. Da bei den akustischen Untersuchungen keine Spaltweitenmessung vorgesehen war, kann die Annahme einer höheren Spaltweite gegenüber den anderen Verdichterkonfigurationen experimentell nicht belegt werden.

Bei einer Frequenz von 262 Hz ist im Spektrum des SRV4 mit beschaufeltem Diffusor (Abb. 6.3 d) ein Peak zu sehen, der nicht mit der Drehfrequenz des Rotors in Zusammenhang steht. Das ist die Rotationsfrequenz einer rotierenden Ablösung (Kameier [31]). Da die rotierende Ablösung mit der Rotorbeschaufelung interagiert, treten auch Wechselwirkungsfrequenzen mit der BPF bei den Werten $f_{\mathrm{BPF}} \pm f_{\mathrm{RS}}$ auf. Die Frequenz der rotierenden Ablösung f_{RS} beträgt 262 Hz und die Wechselwirkungsfrequenzen müssen als Peaks mit den Werten 9.638 Hz und 10.162 Hz symmetrisch zur BPF (9.900 Hz) erscheinen. In Abb. 6.3 d sind diese Interaktionsfrequenzen gekennzeichnet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass der Buzz-Saw-Noise beim SRV2 bei Drehzahlen oberhalb von 41.000/min einsetzt und die Peaks der Rotorharmonischen im Pegel bei höher werdender Drehzahl ansteigen. Bei dem Laufrad SRV4 wird der Buzz-Saw-Noise im Betrieb mit dem beschaufelten Diffusor erst

bei Drehzahlen ab 44.000/min und in Kombination mit dem unbeschaufelten Diffusor ab 46.000/min im Spektrum erkennbar. Sobald sich der Buzz-Saw-Noise ausbildet, der sich im Allgemeinen bei dem Laufrad SRV4 bei höheren Drehzahlen als beim SRV2 zeigt, geht der Blattspitzenwirbellärm zurück.

6.1.2. Spektren der Wanddruckschwankungen am Laufraddeckel

Nachfolgend werden Spektren der instationären Drücke an der Innenwand des Laufraddeckels und der wandnahen Schalldrücke in den Strömungskanälen der vier untersuchten Verdichterkonfigurationen diskutiert. Dafür wurden anhand der Kurvenverläufe der Schalldruckpegel[1] im kleinen Drehkanal auf der Zuströmseite des Verdichters (s. Abb. 5.4) fünf markante Drehzahlwerte ausgewählt. Zum einen sind das der niedrigste und der höchste gemeinsame Drehzahlwert der Messungen aller Verdichterkonfigurationen und zum anderen die Drehzahlen, bei denen die Schalldruckpegel Extremwerte annehmen. Abb. 6.4 zeigt den Kurvenverlauf des Gesamtschalldruckpegels des Verdichters SRV4, D1 im kleinen Drehkanal als Beispiel mit den ausgewählten Drehzahlwerten.

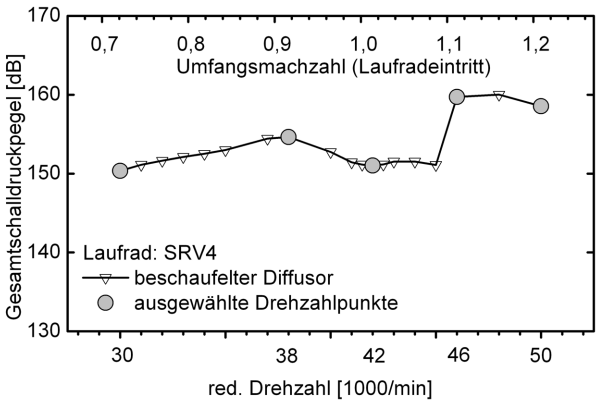


Abbildung 6.4.: Auswahl der Drehzahlpunkte für die Darstellung von Spektren der Wanddruckschwankungen im Laufraddeckel und des Schalldrucks in den Strömungskanälen (Beispiel: SRV4, D1; kleiner Drehkanal).

Zunächst werden die Wanddruckspektren am Messpunkt 1 des Laufraddeckels, am Laufradeintritt (s. Abb. 5.5 b), bei den oben genannten Drehzahlen betrachtet. An den Messstellen in unmittelbarer Nähe der Oberkan-

[1] Die Gesamtschalldruckpegel in den Strömungskanälen werden durch energetische Aufsummierung aller Spektralanteile, wenn keine Einschränkungen vorgenommen werden, im Frequenzbereich von 20 Hz bis 50 kHz gebildet.

ten der Laufradbeschaufelung werden instationäre Drücke gemessen, die von den rotierenden Laufradschaufeln erzeugt werden. Im Zusammenhang mit den Schalldruckspektren in den Strömungskanälen lassen sich so Aussagen treffen, welche Anteile der Druckschwankungen in Laufradnähe sich als Schall ausbreiten können und welche Strömungsphänomene bestimmte Schallanteile im Fernfeld verursachen.

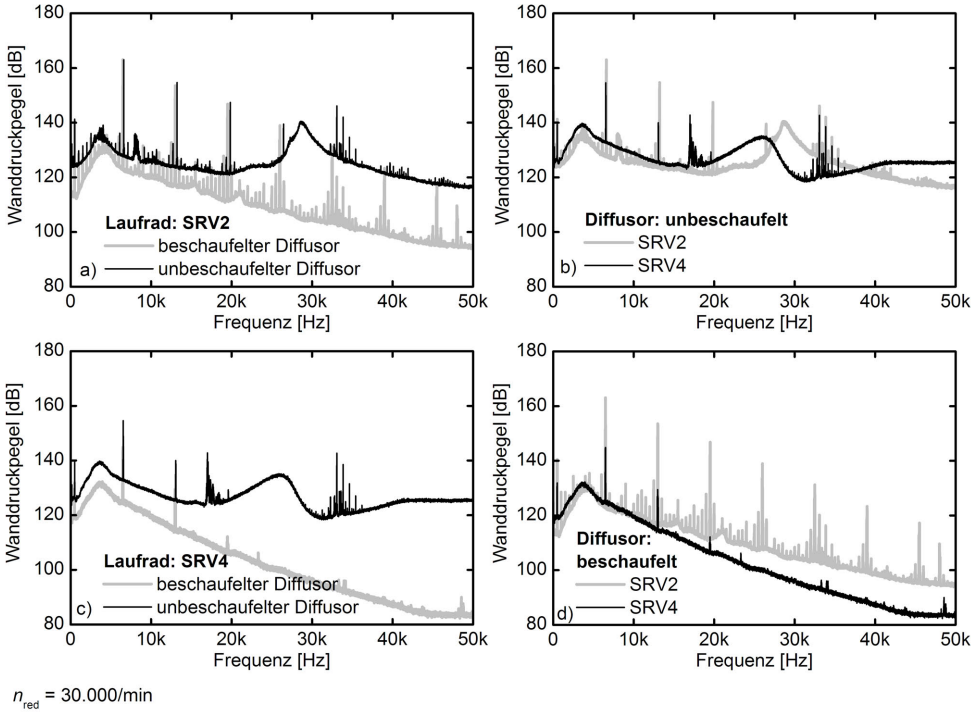


Abbildung 6.5.: Wanddruckspektren an der Innenwand des Laufraddeckels, Laufradeintritt bei $n_{\mathrm{red}} = 30.000/\mathrm{min}$.

Bei dem Vergleich beider Laufräder mit unbeschaufeltem Diffusor (Abb. 6.5 b) fällt auf, dass die Pegel des Grundrauschens bis 20 kHz quasi parallel verlaufen. Das Rauschniveau des SRV2 ist in diesem Frequenzbereich im Mittel um 3 dB höher als beim SRV4. Die Rauschpegel beider Laufräder im Betrieb mit dem Diffusor D1 (Abb. 6.5 d) unterscheiden sich bis zu dem Frequenzwert $2f_{\mathrm{BPF}}$ kaum. Das Rauschen sinkt oberhalb von etwa $0{,}5f_{\mathrm{BPF}}$ beim SRV4 stärker ab als beim SRV2. Die BPF ist bei dem SRV2 um 19 dB höher als beim SRV4. Bei den höheren Harmonischen der BPF wird die Pegeldifferenz zwischen beiden Laufrädern noch größer. Auffällig ist auch, dass beim SRV2 bei beiden Diffusoren Rotorharmonische sichtbar werden, die beim SRV4 nicht zu sehen sind. Die Kenntnis der Umfangsmodenstruktur der Rotorharmonischen an diesem Messort würde über deren Ursache genauen Aufschluss geben. Aber eine Modenanalyse war hier technisch nicht möglich.

Bei Ausschluss der Mechanismen, die nicht als Ursache in Frage kommen (z. B. Rotor-Stator-Interaktionen und Verdichtungsstöße an den Vorderkanten der Laufradbeschaufelung), liegt die Vermutung nahe, dass es sich hierbei um rotorsynchron umlaufende Druckschwankungen handelt (vergleichbar mit Gutinlärm s. Abschnitt 4.1.3), die mit geringen Variationen in Amplitude und Periodizität durch die rotierende Laufradbeschaufelung hervorgerufen werden, sich aber mit jeder Laufradumdrehung wiederholen. Im Fernfeld, d.h. in den Schalldruckspektren der Strömungskanäle, die im nächsten Abschnitt (6.1.3) betrachtet werden, sind Rotorharmonische nicht zu sehen. Das bedeutet, dass sie sich bei diesen Drehzahlen nicht als Schall ausbreiten können.

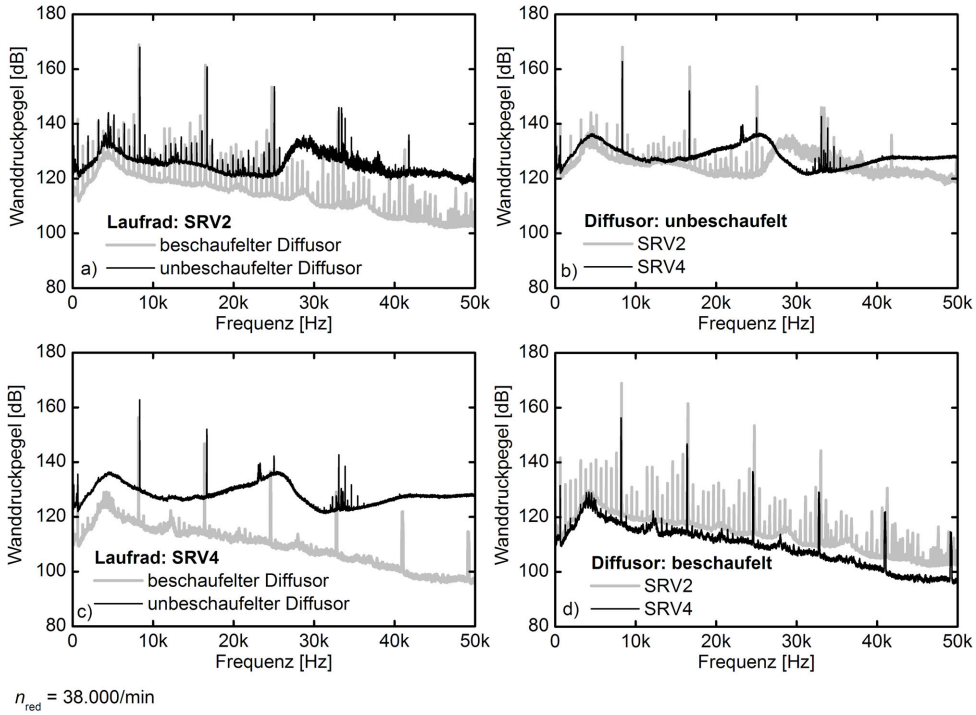


Abbildung 6.6.: Wanddruckspektren an der Innenwand des Laufraddeckels, Laufradeintritt bei $n_{\mathrm{red}} = 38.000/\mathrm{min}$.

Abb. 6.6 zeigt die Wanddruckspekten bei der Drehzahl von 38.000/min. Hier sind die Verhältnisse ähnlich wie bei 30.000/min. Die Rotorharmonischen in den Spektren der SRV2-Konfigurationen (Abb. 6.6 a) treten deutlicher aus dem Grundrauschen hervor als bei niedrigerer Drehzahl, wobei dieser Effekt bei dem Diffusor D1 stärker ist. Beim SRV4 werden in der Konfiguration mit dem Diffusor D1 im tieffrequenten Bereich auch Rotorharmonische sichtbar, die aber höchstens 3 dB über dem Rauschen in unmittelbarer Umgebung ihrer Frequenz liegen. Auch hier sind bei beiden Laufrädern die Pegel bei unbeschaufeltem Diffusor höher als bei beschaufeltem (s. Abb. 6.6 a und c). Zum

Vergleich der beiden Laufräder, dargestellt in Abb. 6.6 b, ist zu sagen, dass bei unbeschaufeltem Diffusor das Grundrauschen des SRV4 bis etwa 15 kHz quasi parallel zu dem des SRV2 verläuft und etwa um 3 dB im Mittel höher ist. Oberhalb dieser Frequenz zeigen beide Spektren im Grundrauschen die oben schon beschriebenen Verläufe. Die Drehklangpegel des SRV4 liegen aber um Werte zwischen 5 dB (BPF) und 11 dB (3BPF) niedriger als die des SRV2.

In Abb. 6.6 d sind die Spektren beider Laufräder mit dem beschaufelten Diffusor dargestellt. Der BPF-Pegel des SRV2 ist um 6 dB höher als beim SRV4 mit steigender Tendenz der Pegeldifferenzen bei höheren Harmonischen bis zur 4BPF. Das Spektrum des SRV2 zeigt im Gegensatz um SRV4 stark ausgeprägte Rotorharmonische. Das Grundrauschen des SRV4 liegt bis zu Frequenzen von etwa $4f_{\mathrm{BPF}}$ um 4 dB unter dem des SRV2. Diese Pegeldifferenz erhöht sich um etwa 3 dB für Frequenzen oberhalb der $4f_{\mathrm{BPF}}$. Bei allen Verdichtern ist die rotierende Instabilität als lokales Maximum im Grundrauschen bei einer Frequenz von etwa $0{,}5f_{\mathrm{BPF}}$ charakteristisch.

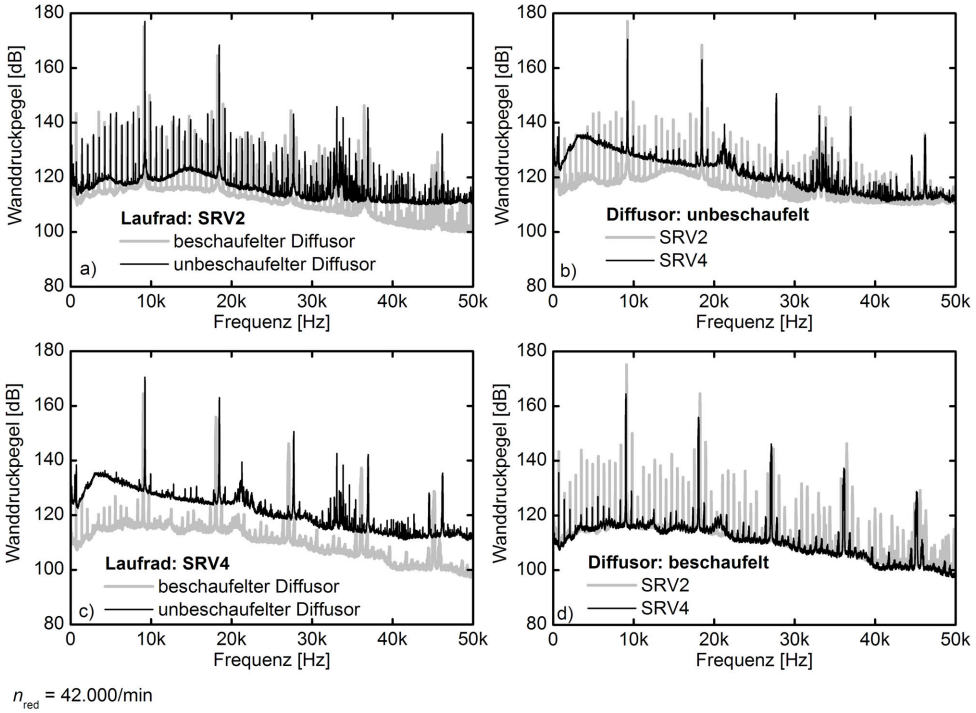


Abbildung 6.7.: Wanddruckspektren an der Innenwand des Laufraddeckels, Laufradeintritt bei $n_{\mathrm{red}} = 42.000/\mathrm{min}$.

Bei 42.000/min treten beim SRV2 (Abb. 6.7 a) die Rotorharmonischen für beide Diffusoren stark in Erscheinung. Da oberhalb von 41.000/min an den Laufradvorderkanten im Bereich der Schaufeloberkante Überschallströmungen auftreten, können Verdichtungsstöße als Ursachen für die hohen Pegel der

Rotorharmonischen angesehen werden. Die rotierende Instabilität ist nicht oder nur noch rudimentär zu sehen, weil die Überschallströmungsgebiete im Eintrittsbereich des Verdichters keine Schallkomponenten passieren können, die weiter stromab entstehen.

Der SRV4 (Abb. 6.7 c) zeigt in Verbindung mit dem beschaufelten Diffusor einen Kurvenverlauf mit deutlich ausgeprägten Rotorharmonischen und ohne sichtbare rotierende Instabilität. Bei unbeschaufeltem Diffusor sind Rotorharmonische nur im Ansatz zu erkennen und die rotierende Instabilität ist hier noch deutlich zu sehen. Der Vergleich der beiden Laufräder mit unbeschaufeltem Diffusor (Abb. 6.7 b) zeigt die beim SRV2 im Gegensatz zum SRV4 stark ausgeprägten Rotorharmonischen. Bei der Gegenüberstellung der Spektren beider Laufräder mit beschaufeltem Diffusor (Abb. 6.7 d) fällt auf, dass das Rauschen beider Laufräder ähnlich verläuft. Die Rotorharmonischen sind aber beim SRV2 um etwa 12 dB und die ersten beiden BPF-Töne um 11 dB bzw. 6 dB höher als beim SRV4.

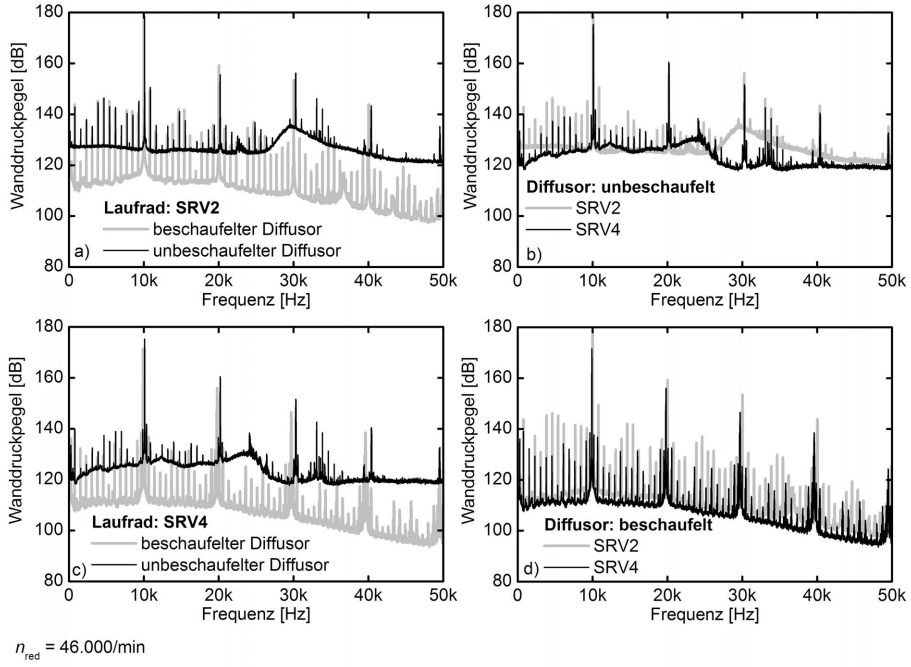


Abbildung 6.8.: Wanddruckspektren an der Innenwand des Laufraddeckels, Laufradeintritt bei $n_{\mathrm{red}} = 46.000/\mathrm{min}$.

Abb. 6.8 zeigt die Spektren der Wanddruckschwankungen am Laufraddeckel im Eintrittsbereich der untersuchten Verdichter bei 46.000/min. Bei diesen Drehzahlen arbeiten die Verdichter im transsonischen Bereich. Die Umfangs- und die Geschwindigkeiten der Relativströmung liegen im Eintrittsbereich der Laufräder über Ma 1,1. Die rotierende Instabilität ist in keinem Spektrum

mehr zu erkennen. Beim SRV4 zeigen sich auch bei unbeschaufeltem Diffusor deutlich die Rotorharmonischen. Aber bei dieser Drehzahl weist das Rauschen im Spektrum des SRV2 bei unbeschaufeltem Diffusor bis etwa 25 kHz kaum Abhängigkeiten von der Frequenz auf und liegt im Mittel etwa um 13 dB über dem des SRV2 mit dem Diffusor D1 (Abb. 6.8 a). In diesem Frequenzbereich zeigen die Drehzahlharmonischen für beide Diffusoren relativ gleiche Pegelhöhen. Die BPF ist beim SRV2 für beide Diffusoren gleich hoch. Oberhalb von 25 kHz wird die Pegeldifferenz des Rauschens beider Diffusoren noch größer. Beim SRV4 (Abb. 6.8 c) ist ein ähnlicher Trend zu beobachten. Das Rauschen des SRV4 zeigt für beide Diffusoren im Frequenzbereich bis 20 kHz etwa den gleichen Abstand wie beim SRV2. Die Rotortöne und die BPF des SRV4 haben auch für beide Diffusoren in der unteren Hälfte des Frequenzbereichs fast gleich hohe Pegel.

In den beiden rechten Abbildungen 6.8 b und d ist zu sehen, dass das Grundrauschen mit zunehmendem Einfluss der Überschallströmungen am Laufradeintritt vom Laufradtyp unabhängiger wird. Für beide Laufräder sind die Rauschpegel bei demselben Diffusor auf gleichem Niveau, aber die tonalen Komponenten erweisen sich beim SRV2 als höher.

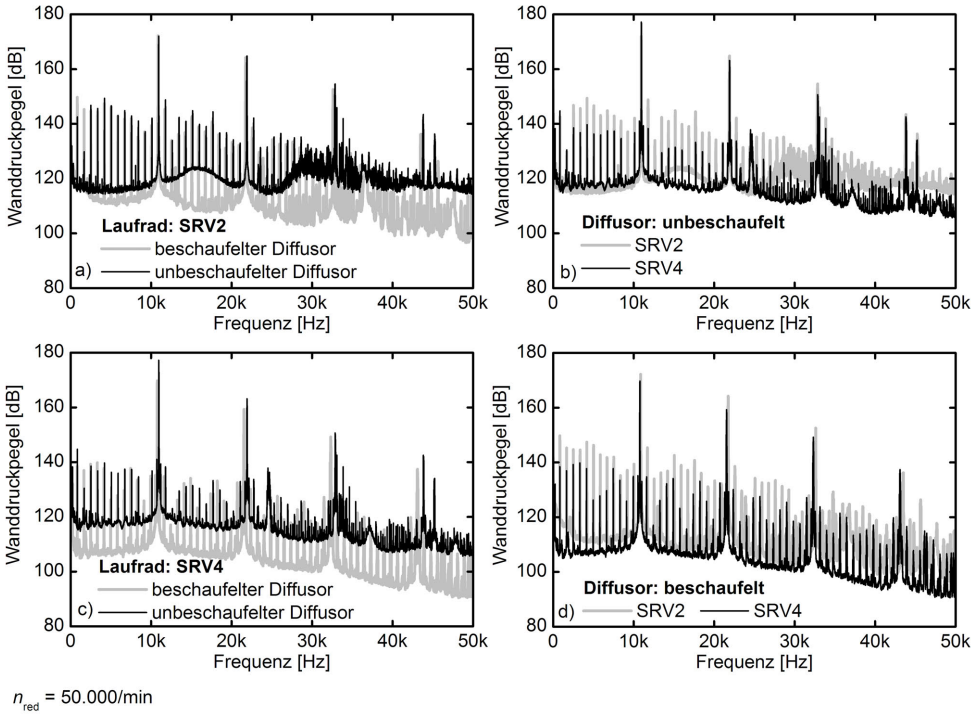


Abbildung 6.9.: Wanddruckspektren an der Innenwand des Laufraddeckels, Laufradeintritt bei $n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$.

Bei 50.000/min, s. Abb. 6.9, sind bei allen Verdichtern die Rotorharmonischen voll ausgeprägt. Beim Vergleich der Spektren des SRV2 (Abb. 6.9 a) fällt

auf, dass die Rotorharmonischen beider Diffusoren relativ gleiche Pegelhöhen aufweisen. Auch die Drehklangpegel unterscheiden sich bei den beiden ersten BPF-Harmonischen um weniger als 1 dB und bei der 3BPF um rund 2 dB. Das Rauschniveau nimmt beim beschaufelten Diffusor D1 mit der Frequenz ab, aber beim unbeschaufelten Diffusor zu. Im Frequenzbereich unterhalb der f_{BPF} beträgt die Pegeldifferenz des Rauschens etwa 3 dB, während sie an der oberen Freqeunzgrenze etwa 12 dB beträgt.

Beim SRV4 (Abb. 6.9 c) hat das Grundrauschen beider Diffusoren eine nahezu frequenzunabhängige Differenz von etwa 11 dB. Wie beim SRV2 zeigen die Rotorharmonischen hier auch relativ gleiche Pegelhöhen. Aber der Drehklangpegel ist bei unbeschaufeltem Diffusor etwas höher. Die Differenz bei der BPF beträgt rund 7 dB mit abnehmender Tendenz zu höheren Harmonischen.

Die Rauschpegel beider Laufräder sind bei unbeschaufeltem Diffusor (Abb. 6.9 b) bis ca. 25 kHz etwa gleich hoch. Oberhalb dieser Freqeunz steigt der Rauschpegel des SRV2 an, so dass er bis zur oberen Frequenzgrenze um ca. 8 dB höher liegt als beim SRV4. Die Pegel der Rotorharmonischen des SRV2 sind zwischen 6 dB und 8 dB höher als beim SRV4. Beim Drehklang ist die BPF des SRV4 um 5 dB höher als beim SRV2, aber die höheren Harmonischen des Drehklanges um 2 dB (2BPF) bzw. 4 dB (3BPF) niedriger.

Bei dem beschaufelten Diffusor D1 ist der Grundrauschpegel des SRV4 um 2 dB bis 4 dB niedriger als beim SRV2 (Abb. 6.9 d). Bei den Rotorharmonischen sind die Pegel des SRV2 über dem gesamten Frequenzbereich im Mittel um rund 10 dB höher als die des SRV4, aber mit recht hoher Streubreite bei den einzelen Tonkomponenten. Die ersten drei Drehklangharmonischen sind beim SRV2 um 3 dB bis 4 dB höher als beim SRV4.

6.1.3. Schalldruckspektren im Ansaugkanal

In diesem Abschnitt werden die wandnahen Schalldruckspektren im Ansaugkanal, speziell im kleinen Drehkanal, aller Verdichterkonfigurationen bei den o.g. Drehzahlwerten qualitativ verglichen. Die Gesamtschalldruckpegel und die Einflüsse der Spektralkomponenten mit den höchsten Pegeln auf den Gesamtpegel werden in Tabellen zusammengefasst. Der Anteil einer Spektralkomponente am Gesamtpegel wird durch die Differenz der Gesamtpegel mit und ohne diesen spektralen Abschnitt bestimmt. Beträgt diese Differenz mehr als 3 dB, so ist der Anteil der betreffenden Komponente am Gesamtschalldruck $> 50\%$ und damit Pegel bestimmend. Bei Pegelunterschieden bis 2 dB, das entspricht rund 37% des Schalldrucks, ist der Einfluss dieser Schallkomponente auf den Gesamtpegel hoch und bei Differenzen bis 1 dB (20%) als gering einzuschätzen.

Abb. 6.10 zeigt den Vergleich der Schalldruckspektren der beiden Laufräder in Kombination mit beiden Diffusoren bei 30.000/min. Der Blattspitzenwirbellärm ragt mit höchsten Pegeln deutlich aus den Spektren heraus, gefolgt vom Drehklang.

Tabelle 6.1.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ sowie Einfluss des Drehklanges und des BSpWL auf den Gesamtpegel, $n_{\mathrm{red}} = 30.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal).

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ **[dB]**	**ohne Drehklang [dB]**	ΔL **[dB]**	**ohne BSpWL [dB]**	ΔL **[dB]**
SRV2, ubs	147,0	146,7	0,3	144,8	2,2
SRV2, D1	146,8	146,7	0,1	146,1	0,7
SRV4, ubs	148,7	148,7	0,0	147,5	1,2
SRV4, D1	150,3	150,2	0,1	149,3	1,0

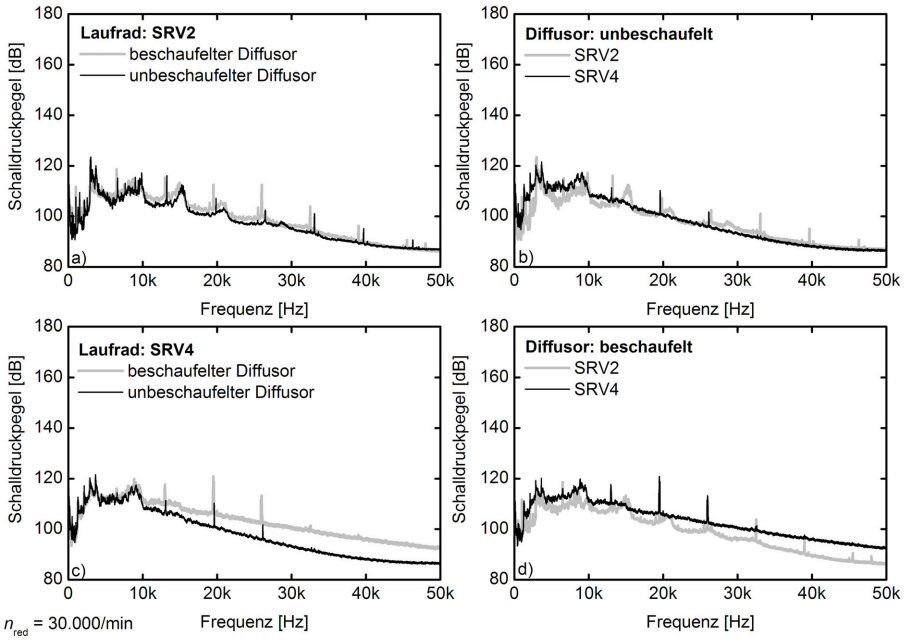


Abbildung 6.10.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal) bei $n_{\mathrm{red}} = 30.000/\mathrm{min}$.

Der Gesamtpegel des SRV2 ist mit unbeschaufeltem Diffusor um weniger als 1 dB höher als mit dem beschaufelten Diffusor D1 (s. Abb. 6.10 a und Tabelle 6.1), also unbedeutend angestiegen. Der Blattspitzenwirbellärm hat auf den Gesamtschalldruck beim SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor recht großen Einfluss, bei beschaufeltem Diffusor aber kaum. Der Anteil des Drehklangs am Gesamtpegel ist hier bei beiden Diffusoren vernachlässigbar.

Abb. 6.10 c zeigt die Spektren des Laufrades SRV4 mit beiden Diffusoren. Der Gesamtpegel ist bei unbeschaufeltem Diffusor um rund 2 dB niedriger als mit beschaufeltem Diffusor. Ohne den Blattspitzenwirbellärm sind die Gesamtpegel bei beiden Diffusoren um rund 1 dB niedriger. Der Drehklang hat

bei beiden Diffusoren auf die Gesamtpegel keinen Einfluss.

Im Vergleich der beiden Laufräder im Betrieb mit dem unbeschaufelten Diffusor (Abb. 6.10 b) erzeugt der SRV4 um 2 dB höhere Schallemissionen als der SRV2. Der Blattspitzenwirbellärm hat beim SRV2 höheren Einfluss auf den Gesamtpegel als beim SRV4.

Im Falle des beschaufelten Diffusors D1 (Abb. 6.10 d) ist der Gesamtpegel beim SRV4 um rund 4 dB höher als beim SRV2 (s. auch Tabelle 6.1).

In Abb. 6.11 sind die Spektren für den Vergleich der einzelnen Verdichterkonfigurationen und in Tabelle 6.2 die Gesamtpegel und die Anteile von Blattspitzenwirbellärm und Drehklang am Gesamtpegel bei 38.000/min dargestellt. Hier sind die spektralen Verhältnisse ähnlich wie bei 30.000/min. Auch bei dieser Drehzahl zeigt der Blattspitzenwirbellärm die höchsten Pegel und der Drehklang die zweithöchsten. Die Gesamtschalldruckpegel sind bei dieser Drehzahl zwischen 3 dB (SRV2, unbeschaufelter Diffusor) und 4 dB (SRV4, D1) höher als bei 30.000/min.

Beim Laufrad SRV2 (Abb. 6.11 a) sind die Spektren mit und ohne Nachleitrad sehr ähnlich. Im Bereich des Maximums des Blattspitzenwirbellärms zeigt das Spektrum bei unbeschaufeltem Diffusor aber zwei dicht benachbarte und fast gleich große Pegelspitzen bei 3.627 Hz und 3.915 Hz, die um rund 9 dB höher sind als bei beschaufeltem Diffusor. Das führt dazu, dass der Blattspitzenwirbellärm den Gesamtpegel bei unbeschaufeltem Diffusor um 1 dB erhöht. Bei den anderen Verdichterkonfigurationen ist die Erhöhung des Gesamtpegels durch den Blattspitzenwirbellärm unbedeutend. Ein Einfluss des Drehklangs auf die Gesamtpegel aller Verdichter kann nicht festgestellt werden.

Bei unbeschaufeltem Diffusor ist der SRV4 um etwa 2 dB lauter als der SRV2 (Abb. 6.11 b). Obwohl die Spitzenpegel des Blattspitzenwirbellärms beim SRV2 um 7 dB und der BPF um 6 dB über den entsprechenden Werten des SRV4 liegen, ist der Gesamtpegel beim SRV4 trotzdem höher als beim SRV2, weil die Pegelspitzen des SRV2 nur schmalbandig sind, aber das Rauschen im unteren Frequenzbereich zwischen 3 dB und 5 dB niedriger ist als beim SRV4.

Bei beschaufeltem Diffusor ist der SRV4 um rund 5 dB lauter als der SRV2 (Abb. 6.11 d). Die Spitzenwerte des Blattspitzenwirbellärms des SRV4 sind um 10 dB höher als beim SRV2.

Bei der Drehzahl von 38.000/min ist der Schalldruckpegel des SRV4 höher als der des SRV2, das gilt für beide Diffusoren. Während beim SRV2 sich die Gesamtpegel bei beiden Diffusoren nicht signifikant unterscheiden, zeigt beim SRV4 der beschaufelte Diffusor etwas höhere Werte. Der Einfluss des Drehklangs auf den Gesamtschalldruckpegel ist bei beiden Laufrädern gering und der des Blattspitzenwirbellärms übersteigt den Wert von 1 dB nur für den Verdichter SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor.

Bei weiterer Erhöhung der Drehzahl kommen andere Schallentstehungsmechanismen zum Tragen. Abb. 6.12 zeigt die Spektren im kleinen Drehkanal für eine Drehzahl von 42.000/min. Ab 41.000/min beginnt der Buzz-Saw-Noise

Tabelle 6.2.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ sowie Einfluss des Drehklanges und des BSpWL auf den Gesamtpegel, $n_{\mathrm{red}} = 38.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal).

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ **[dB]**	**ohne Drehklang [dB]**	ΔL **[dB]**	**ohne BSpWL [dB]**	ΔL **[dB]**
SRV2, ubs	150,7	150,4	0,3	149,4	1,3
SRV2, D1	149,9	149,5	0,4	149,6	0,3
SRV4, ubs	152,6	152,5	0,1	152,4	0,2
SRV4, D1	154,4	154,3	0,1	153,7	0,7

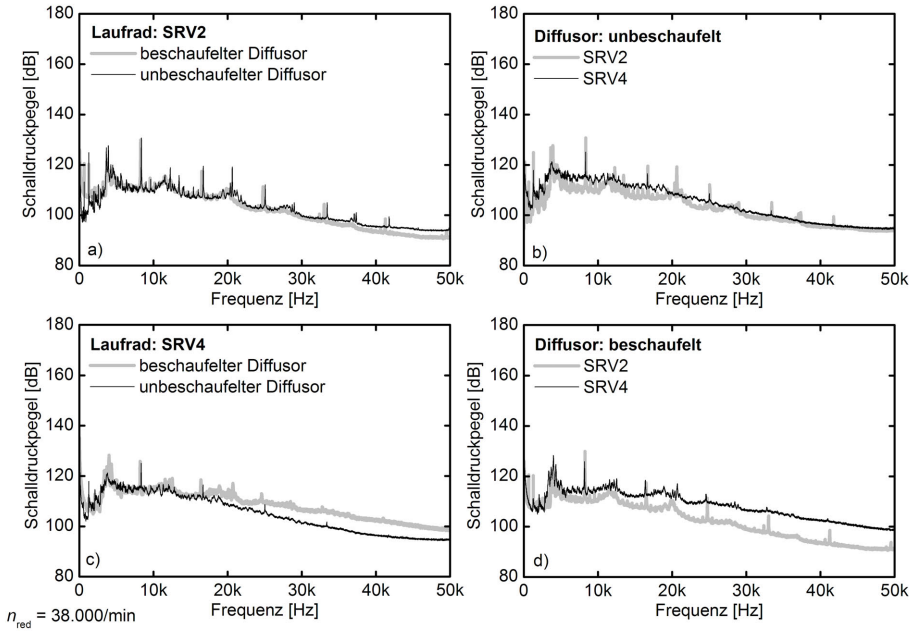


Abbildung 6.11.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal) bei $n_{\mathrm{red}} = 38.000/\mathrm{min}$.

sich auszubilden. Der Drehklang aber zeigt bei jeder Verdichterkonfiguration die höchsten Pegel, siehe auch Tabelle 6.3.

Beim Laufrad SRV2 (Abb. 6.12 a) sind im tieffrequenten Bereich die Rotorharmonischen deutlich sichtbar. Mit zunehmender Frequenz sinken die Pegel der Rotorharmonischen ab. Obwohl bei dem Verdichter SRV2, unbeschaufelter Diffusor eine deutliche Pegelspitze bei der Frequenz $2f_n$ auftritt, die bei beschaufeltem Diffusor fehlt, liegt der Gesamtpegel um knapp 1 dB niedriger als bei der Variante SRV2, D1. Dieser Peak hat auf den Gesamtpegel keinen Einfluss. Der höhere Gesamtpegel bei beschaufeltem Diffusor ist durch das etwas höhere Rauschniveau zu erklären.

Tabelle 6.3.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ sowie Einfluss des Drehklanges und des Buzz-Saw-Noise auf den Gesamtpegel, $n_{\mathrm{red}} = 42.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal).

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ **[dB]**	**ohne Drehklang [dB]**	ΔL **[dB]**	**ohne BSN [dB]**	ΔL **[dB]**
SRV2, ubs	146,3	144,5	1,8	146,0	0,3
SRV2, D1	147,2	145,7	1,5	147,1	0,1
SRV4, ubs	152,7	152,5	0,2	kein BSN	
SRV4, D1	150,9	150,2	0,7	kein BSN	

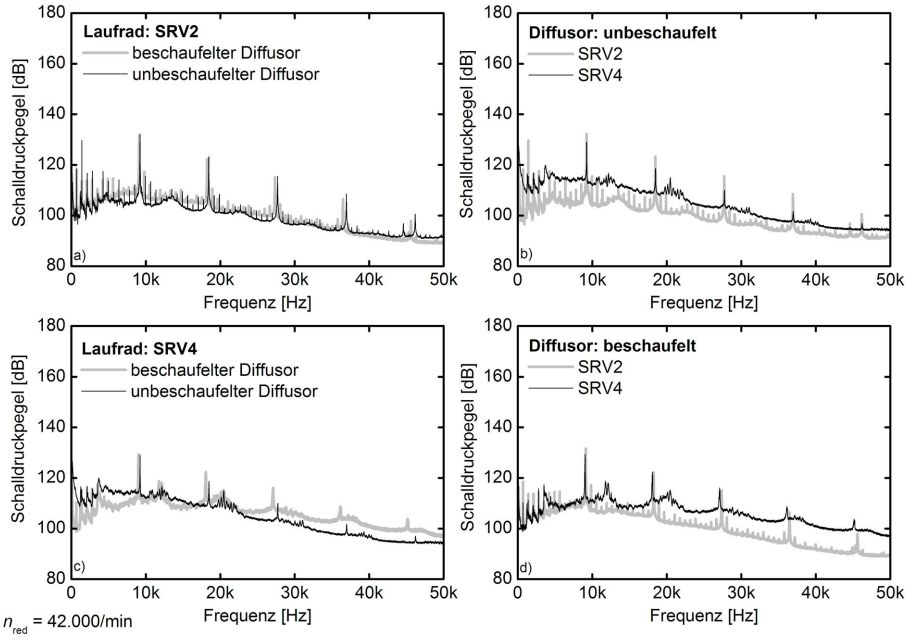


Abbildung 6.12.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal) bei $n_{\mathrm{red}} = 42.000/\mathrm{min}$.

Beim Laufrad SRV4 (Abb. 6.12 c) liegt der Gesamtpegel mit unbeschaufeltem Diffusor um etwa 2 dB höher als mit dem Diffusor D1. Grund dafür sind die höheren Pegel des tieffrequenten[2] Grundrauschens bis etwa 10 kHz beim beschaufelten Diffusor. Buzz-Saw-Noise tritt beim SRV4 bei dieser Drehzahl nicht erkennbar auf.

Der Vergleich der beiden Laufräder mit unbeschaufeltem Diffusor (Abb. 6.12 b) zeigt, dass der SRV2 insgesamt um 6 dB leiser ist. Der Drehklang

[2]Die Bezeichnungen tief- bzw. hochfrequent beziehen sich hier auf den Frequenzbereich der Messungen.

ist zwar beim SRV2 höher als beim SRV4, aber das Rauschniveau nimmt beim SRV4 im Frequenzbereich bis 20 kHz einen um rund 7 dB höheren Wert an als beim SRV2. Am Ende des Abschnittes 6.1.1 sind mögliche Ursachen genannt für das erhöhte Rauschen des SRV4 gegenüber dem SRV2 mit jeweils unbeschaufeltem Diffusor im mittleren Drehzahlbereich.

Bei beschaufeltem Diffusor ist der SRV4 um 4 dB lauter als der SRV2 (Abb. 6.12 d). Das ist durch die Pegeldifferenzen des Rauschens zwischen beiden Laufrädern oberhalb 10 kHz begründet. Der Drehklang erhöht den Gesamtpegel des SRV2 bei beiden Diffusoren um etwa 2 dB. Beim SRV4 ist der Einfluss des Drehklangs auf den Gesamtpegel gering. Die beim SRV2 sichtbaren Buzz-Saw-Noise-Komponenten tragen kaum zur Erhöhung des Gesamtpegels bei.

Insgesamt ist das aerodynamisch verbesserte Laufrad SRV4 bei 42.000/min lauter als der SRV2. Das Laufrad SRV2 erzeugt einen höheren Gesamtpegel im Betrieb mit dem beschaufelten Diffusor als mit unbeschaufeltem, was beim SRV4 anders ist. Der SRV4 zeigt bei dieser Drehzahl im Gegensatz zum SRV2 keinen Buzz-Saw-Noise.

Bei einer Drehzahl von 46.000/min (Abb. 6.13) treten die Buzz-Saw-Noise-Komponenten in den Spektren des Schalldrucks im kleinen Drehkanal der vier Verdichterkonfigurationen deutlich sichtbarer hervor, jedoch mit unterschiedlichen Pegelabständen zum Grundrauschen.

Die höchsten Pegel werden aber durch den Drehklang erzeugt. Die Spektren des SRV2 (Abb. 6.13 a) zeigen auf den ersten Blick relativ geringe Unterschiede zwischen den beiden Diffusoren. Der Einfluss des Drehklangs auf den Gesamtpegel ist in den beiden Fällen sehr unterschiedlich: Ohne den Drehklang würde der Gesamtpegel bei unbeschaufeltem Diffusor um 14 dB sinken, d.h. 96% des Gesamtschalldrucks werden beim SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor vom Drehklang gestellt. Beim beschaufelten Diffusor dagegen beträgt die Pegeldifferenz nur 6 dB, was einem Drehklanganteil von 76% am Gesamtschalldruck entspricht. Die Buzz-Saw-Noise-Komponenten sind zwar sehr gut im Spektrum sichtbar, tragen aber zum Gesamtschalldruckpegel nicht wesentlich bei.

Das Laufrad SRV4 ist in Verbindung mit dem Diffusor D1 um 3 dB lauter als mit dem unbeschaufelten Diffusor (Abb. 6.13 c). Ohne den Drehklang ist der Gesamtpegel dieses Laufrades bei unbeschaufeltem Diffusor um 6 dB und im Falle des beschaufelten Diffusors um 9 dB niedriger.

Im Vergleich der Spektren der beiden Laufräder bei Verwendung des unbeschaufelten Diffusors (Abb. 6.13 b) zeigt sich, dass der SRV2 um ca. 2 dB höhrere Schallemissionen als der SRV4 erzeugt. Durch den größeren Abstand der Pegel des Grundrauschens vom Drehklang beim SRV2 ist der Einfluss des Drehklangs auf den Gesamtpegel höher als beim SRV4 (vgl. 6.4). In Abb. 6.13 d sind die Spektren beider Laufräder mit dem beschaufelten Diffusor D1 gegenübergestellt. Die Drehklangspitzen liegen beim SRV4 um ca. 49 dB und beim SRV2 um 46 dB über dem Rauschen. Bei der ersten Drehklanghar-

monischen (2BPF) betragen die Differenzen zum Rauschen beim SRV4 noch 35 dB und 36 dB bei dem SRV2. Diese beiden Frequenzkomponenten tragen hauptsächlich dazu bei, dass im Betrieb mit dem beschaufelten Diffusor D1 der Gesamtpegel des SRV4 rund 3 dB höher ist als der des SRV2.

Tabelle 6.4.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ sowie Einfluss des Drehklanges und des Buzz-Saw-Noise auf den Gesamtpegel, $n_{\mathrm{red}} = 46.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal).

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ **[dB]**	**ohne Drehklang [dB]**	ΔL **[dB]**	**ohne BSN [dB]**	ΔL **[dB]**
SRV2, ubs	158,2	144,0	14,2	158,1	0,1
SRV2, D1	156,1	149,9	6,2	156,0	0,1
SRV4, ubs	156,1	150,2	5,9	156,0	0,1
SRV4, D1	159,4	150,0	9,4	159,3	0,1

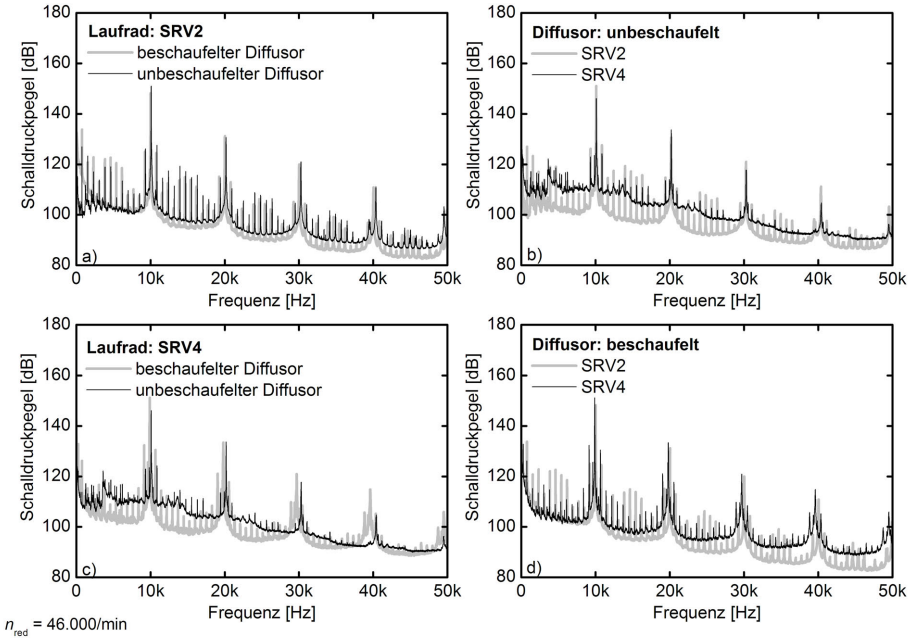


Abbildung 6.13.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal) bei $n_{\mathrm{red}} = 46.000/\mathrm{min}$.

Bei 46.000/min ist bei allen Verdichterkonfigurationen der Drehklang Pegel bestimmend, während der Buzz-Saw-Noise keinen Einfluss auf den Gesamtpegel hat.

Bei der Auslegungsdrehzahl von 50.000/min (Abb. 6.14) werden die Spektren aller Versuchskonfigurationen durch den Drehklang dominiert. Wie schon

bei 46.000/min ist der Einfluss des Buzz-Saw-Noise auf den Gesamtpegel im Vergleich zum Drehklang relativ gering (s. Tabelle 6.5).

Tabelle 6.5.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ sowie Einfluss des Drehklanges und des Buzz-Saw-Noise auf den Gesamtpegel, $n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal).

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ **[dB]**	**ohne Drehklang [dB]**	ΔL **[dB]**	**ohne BSN [dB]**	ΔL **[dB]**
SRV2, ubs	158,2	154,9	3,6	155,7	2,5
SRV2, D1	156,7	153,5	3,2	155,1	1,6
SRV4, ubs	158,5	152,5	6,0	158,2	0,3
SRV4, D1	158,3	151,9	6,4	157,9	0,4

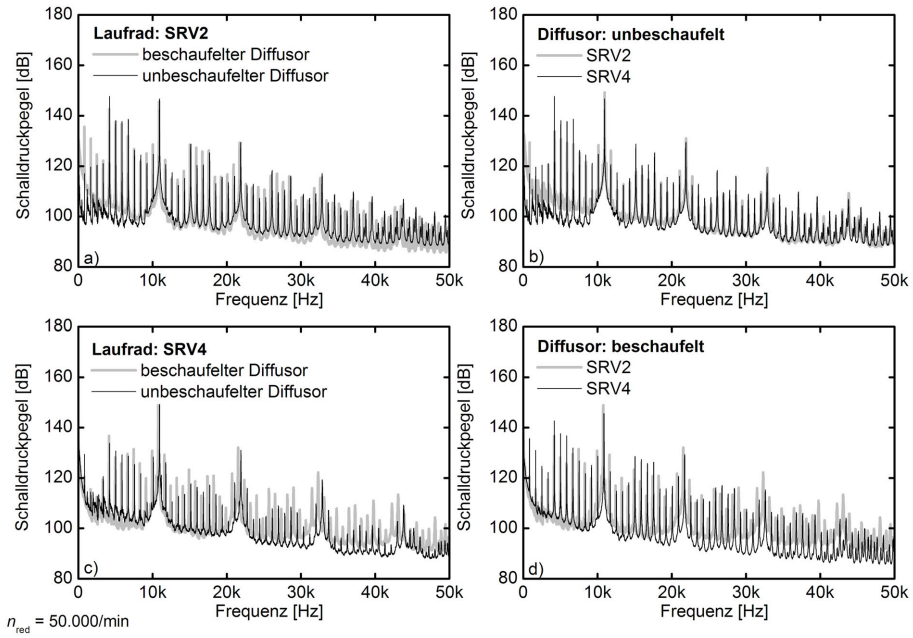


Abbildung 6.14.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal) bei $n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$.

Beim Verdichter SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor hat der Buzz-Saw-Noise im Vergleich zu den anderen Verdichterkonfigurationen den größten Anteil am Gesamtpegel, ohne diese Schallkomponente würde er um etwa 2 dB sinken. Beim SRV2 mit beschaufeltem Diffusor erhöht der Buzz-Saw-Noise den Gesamtpegel nur um 1 dB. Beim SRV4 trägt der Buzz-Saw-Noise so gut wie nicht zum Gesamtpegel bei. Daraus ergibt sich der Schluss, dass das Laufrad SRV4 einen geringeren Buzz-Saw-Noise als des SRV2 aufweist.

Der Einfluss des Drehklangs auf den Gesamtpegel ist wesentlich höher. Beim SRV2 würde der Gesamtpegel ohne den Drehklang um 4 dB bei unbeschaufeltem und um 3 dB bei beschaufeltem Diffusor sinken. Beim SRV4 betragen die entsprechenden Pegeldifferenzen je 6 dB.

Die Verteilung der Anteile des Drehklangs und des Buzz-Saw-Noise am Gesamtpegel wird durch das Verhältnis der Pegel des Buzz-Saw-Noise zu den Drehklangkomponenten bestimmt. Das Laufrad SRV2 in Verbindung mit dem unbeschaufelten Diffusor zeigt im Spektrum (Abb. 6.14a) die höchsten Buzz-Saw-Noise-Peaks.

Die Rotordrehfrequenz 5. Ordnung ($f = 4.211$ Hz) überragt die BPF um knapp 1 dB. Beim SRV4 sind die Pegel der Rotorharmonischen im Vergleich zu den Drehklangpegeln gering, daher auch der relativ große Einfluss des Drehklangs und der geringe Einfluss des Buzz-Saw-Noise auf den Gesamtpegel. Dazu sollte allerdings bemerkt werden, dass die BPF und ihre Vielfachen auch Harmonische der Rotordrehfrequenz sind und dass damit die Pegelhöhe des Drehklangs vom Buzz-Saw-Noise mit bestimmt wird.

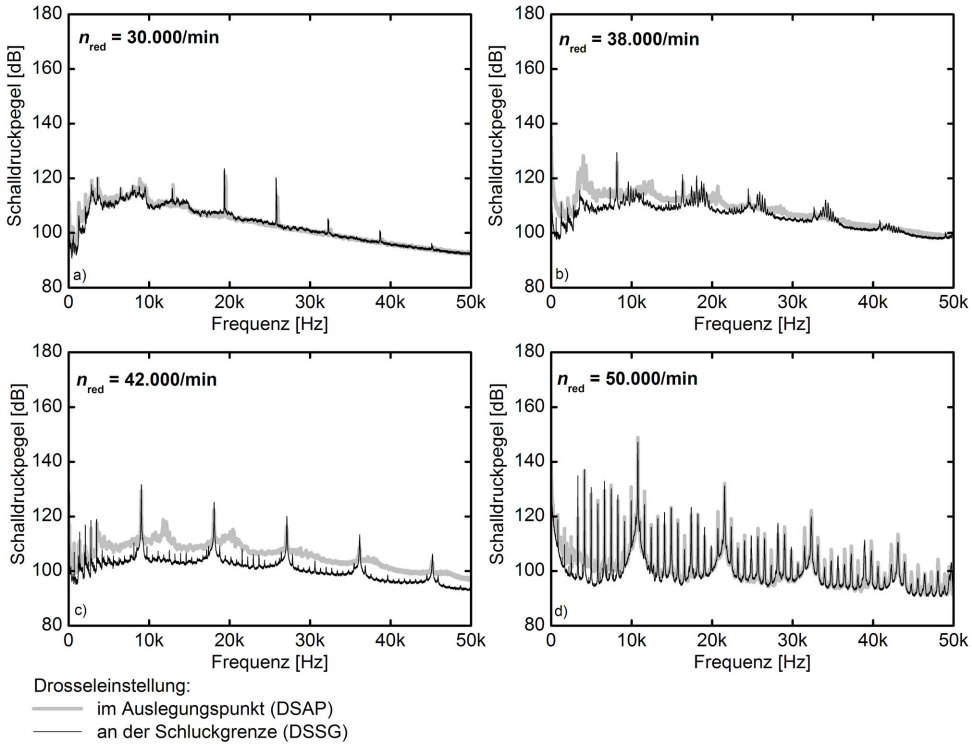


Abbildung 6.15.: SRV4, D1 - Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal), Vergleich der Messungen DSAP - DSSG.

Um Veränderungen der Schallentstehungsmechanismen des Verdichters bei anderen Betriebspunktlagen zu untersuchen, wurden bei dem SRV4 mit dem

Diffusor D1 zusätzliche Messungen bei konstanter Drosselstellung bei verschiedenen Drehzahlen durchgeführt. Die Einstellung der Drosselposition wurde bei $n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$ dicht an der Schluckgrenze vorgenommen (DSSG, s. Abb. 5.8 und Tabelle A.3). Bei den regulären Messungen bei variabler Drehzahl und konstanter Drosselstellung wurde der Verdichter auf seinen Auslegungspunkt gefahren und die Drosselstellung danach nicht mehr verändert (DSAP).

Abb. 6.15 zeigt die Schalldruckspektren der Verdichterkonfiguration SRV4, D1 im kleinen Drehkanal für vier repräsentative Drehzahlen bei den oben beschriebenen festen Drosselstellungen. Bei 30.000/min, im Abb. 6.15 a, sind keine größeren Unterschiede in den beiden Spektren sichtbar. Der Vergleich der Spektren bei 38.000/min in Abb. 6.15 b zeigt, dass in der Nähe der Pumpgrenze (DSAP) der Blattspitzenwirbellärm stärker ausgeprägt ist als bei höheren Massenströmen, also in der Nähe der Schluckgrenze (DSSG). Die Gegenüberstellung der Schalldruckspektren bei 42.000/min (Abb. 6.15 c) macht deutlich, dass bei Drosseleinstellung im Auslegungspunkt, bei niedrigem Massenstrom, der Blattspitzenwirbellärm stark aus dem Grundrauschen hervortritt. Im unteren Frequenzbereich erscheinen die ersten Rotorharmonischen, werden aber durch den Blattspitzenwirbellärm und das höhere Grundrauschen etwas verdeckt. Bei hohem Massenstrom an der Schluckgrenze treten die beginnenden Buzz-Saw-Noise-Komponenten stärker aus dem Grundgeräusch hervor, der Blattspitzenwirbellärm geht zurück und das Grundrauschen verringert sich im Pegel.

Bei Auslegungsdrehzahl, 50.000/min, ist der Buzz-Saw-Noise voll ausgebildet und zeigt kaum Änderungen in Abhängigkeit vom Massenstrom (Abb. 6.15 d). Die Differenz der Gesamtpegel beider Spektren ist kleiner als 1 dB.

6.1.4. Schalldruckspektren im Ausblaskanal

Im Abströmkanal des Verdichters zeigen sich etwas andere spektrale Zusammensetzungen des Schalls als im Ansaugkanal. Am auffälligsten ist hier ein relativ starkes Rauschen bis zu einer Frequenz von 7 kHz, das bei allen Verdichtervarianten und Drehzahlen in unterschiedlichem Maße auftritt und im Ansaugkanal so nicht zu beobachten ist. Am stärksten tritt dieses Rauschen bis zu einer Frequenzgrenze zwischen 1,8 kHz bis 2,0 kHz in Erscheinung. Anhand von Vergleichen der Schalldruckspektren der vier vermessenen Verdichterkonfigurationen im Ausblaskanal sollen bei denselben fünf Drehzahlwerten, bei denen die Schallzusammensetzung auf der Ansaugseite im vorhergehenden Abschnitt untersucht wurde, die Spektralkomponenten mit den höchsten Pegeln im Zusammenhang mit dem Gesamtschalldruckpegel betrachtet werden. Die Gesamtpegel und die Pegel der wichtigsten Schallkomponenten sowie ihr Einfluss auf den Gesamtpegel sind in den Tabellen 6.6 bis 6.10 über den entsprechenden Abbildungen der Spektren zusammengefasst. Sie enthalten in den Spalten 2 und 3 die Zahlenwerte des Schalldruckpegels für den gesamten Frequenzbereich von 20 Hz bis 50 kHz als Frequenzbereich 1 (FB 1) und

von 1,8 kHz bis 50 kHz als Frequenzbereich 2 (FB 2). In der vierten Spalte jeder Tabelle stehen die Pegeldifferenzen von beiden Frequenzbereichen. Damit soll der Einfluss der oben erwähnten tieffrequenten Spektralanteile auf die jeweiligen Gesamtpegel dokumentiert werden.

Tabelle 6.6.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ und seine Beeinflussung durch Schallkomponenten mit hohen Pegeln, $n_{\mathrm{red}} = 30.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ausblaskanal.

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ [dB]		ΔL	**o.Dkl.**	ΔL	**o.BSpWL**	ΔL
	FB 1	**FB 2**	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]
SRV2, ubs	136,1	134,2	1,9	136,0	0,1	134,5	1,6
SRV2, D1	140,5	140,1	0,4	137,4	3,1	140,4	0,1
SRV4, ubs	140,5	139,1	1,4	140,5	0,0	138,7	1,8
SRV4, D1	140,6	140,2	0,4	139,3	1,3	140,3	0,3

FB 1: $f > 20$ Hz, FB 2: $f > 1{,}8$ kHz

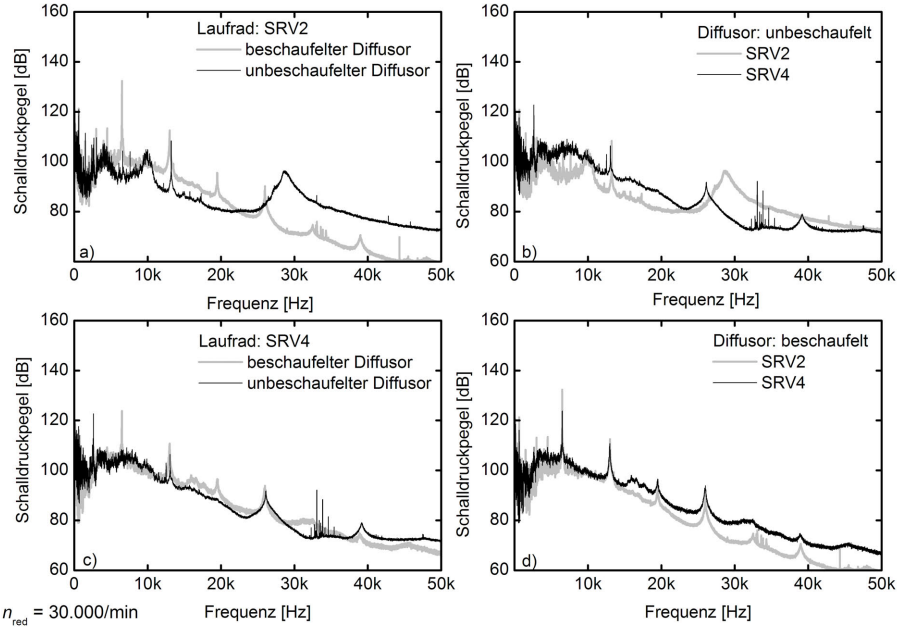


Abbildung 6.16.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ausblaskanal bei $n_{\mathrm{red}} = 30.000/\mathrm{min}$.

In Abb. 6.16 werden die abströmseitigen Kanalspektren beider Laufräder mit je beiden Diffusoren für die Drehzahl von 30.000/min gezeigt. Über den gesamten Frequenzbereich (FB 1, s. Spalte 3, in Tabelle 6.6) ist der SRV2 mit

unbeschaufeltem Diffusor um 4 dB leiser als die anderen Varianten, die alle den gleichen Gesamtpegel zeigen.

Bei unbeschaufeltem Diffusor tritt das Rauschen beim SRV2 mit 35% Anteil am Gesamtschalldruck ($\approx$ 2 dB) im Frequenzbereich 2, also oberhalb von 1800 Hz stark und beim SRV4 mit 28% Anteil am Gesamtschalldruck ($\approx$ 1 dB) etwas weniger in Erscheinung. Bei beschaufeltem Diffusor sind die Gesamtpegel beider Laufäder ohne das tieffrequente Rauschen unbedeutend geringer als im gesamten Frequenzbereich.

Werden die Verdichter mit dem beschaufelten Diffusor gefahren, zeigen sich in den Ausblaskanalspektren deutlich die Drehklangkomponenten. Bei unbeschaufeltem Diffusor sind diese Peaks nicht in diesem Maße zu sehen. Bei einem Vergleich mit den entsprechenden Spektren im Ansaugkanal (Abb. 6.10) zeigt sich, dass die Pegelabstände des Drehklanges zum Rauschen im Ausblaskanal viel höher als im Ansaugkanal sind. Konkret für den Verdichter SRV2, D1 ist der BPF-Pegel im Ausblaskanal um rund 30 dB höher als das Grundrauschen in der Umgebung dieses Tones. Im kleinen Drehkanal beträgt die Pegeldifferenz rund 10 dB.

Die relative Höhe der Pegeldifferenz zwischen Drehklang und Grundgeräusch im Ausblaskanal bei 30.000/min zu der im kleinen Drehkanal, der sich im übrigen sehr viel dichter am Laufrad befindet als die Messstelle im Ausblaskanal, ist dadurch zu erklären, dass der Drehklang auf Interaktionen zwischen Laufrad- und Diffusorbeschaufelung zurückzuführen ist. Der Drehklang muss sich von dem Entstehungsort durch die rotierende Laufradbeschaufelung, ziemlich enge, lange Strömungskanäle, zum kleinen Drehkanal ausbreiten und wird dadurch auf seinem Übertragungsweg stärker gedämpft, als wenn er stromab nur durch den Diffusor und über den Ausblasstutzen in den Abströmkanal propagieren muss. Ein zweites Indiz, das auf diese Entstehungsursache des Drehklanges hinweist, ist die Tatsache, dass die Drehklangkomponenten bei unbeschaufeltem Diffusor im Ausblaskanal nicht oder nur rudimentär zu sehen sind.

Bei dem Verdichter SRV2, D1 ist der Drehklang Pegel bestimmend, während beim SRV4, D1 der Einfluss des Drehklanges auf den Gesamtpegel eher gering ist.

Der Ton mit dem höchsten Pegel hat einen Frequenzwert von 6.500 Hz, das entspricht der 13. Rotorharmonischen. Da aber 26 Rotorschaufeln mit 23 Diffusorschaufeln interagieren, wäre eigentlich die 26. Rotorharmonische mit der Frequenz 13.000 Hz mit dem höchsten Pegel zu erwarten. Bei beiden Laufrädern ist das zu beobachten. Die Ursache dafür ist in der unterschiedlichen Verteilung der Geschwindigkeit der Relativströmung über der Querschnittsfläche der Strömungskanäle des Laufrades infolge der Rotation begründet. Dieser Sachverhalt ist im Zusammenhang mit dem relativen Kanalwirbel in Abschnitt 3.4.1 erwähnt worden. Die zurück geschnittenen Zwischenschaufeln teilen den Strömungskanal, wobei beide mit unterschiedlichen Massendurchsätzen beaufschlagt werden. Das führt zu einer unterschiedlichen Laufradabströmung

benachbarter Strömungskanäle und damit zu den höheren Pegeln bei der 13. statt bei der 26. Rotorharmonischen.

Tabelle 6.7.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ und seine Beeinflussung durch Schallkomponenten mit hohen Pegeln, $n_{\mathrm{red}} = 38.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ausblaskanal.

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ [dB]		ΔL	**o.Dkl.**	ΔL	**o.BSpWL**	ΔL
	FB 1	**FB 2**	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]
SRV2, ubs	139,6	136,2	3,4	139,5	0,1	138,7	0,9
SRV2, D1	142,5	141,8	0,7	140,7	1,8	141,3	1,2
SRV4, ubs	142,8	140,2	2,6	142,7	0,1	142,4	0,4
SRV4, D1	143,7	143,4	0,3	143,2	0,5	142,4	1,3

FB 1: $f > 20$ Hz, FB 2: $f > 1{,}8$ kHz

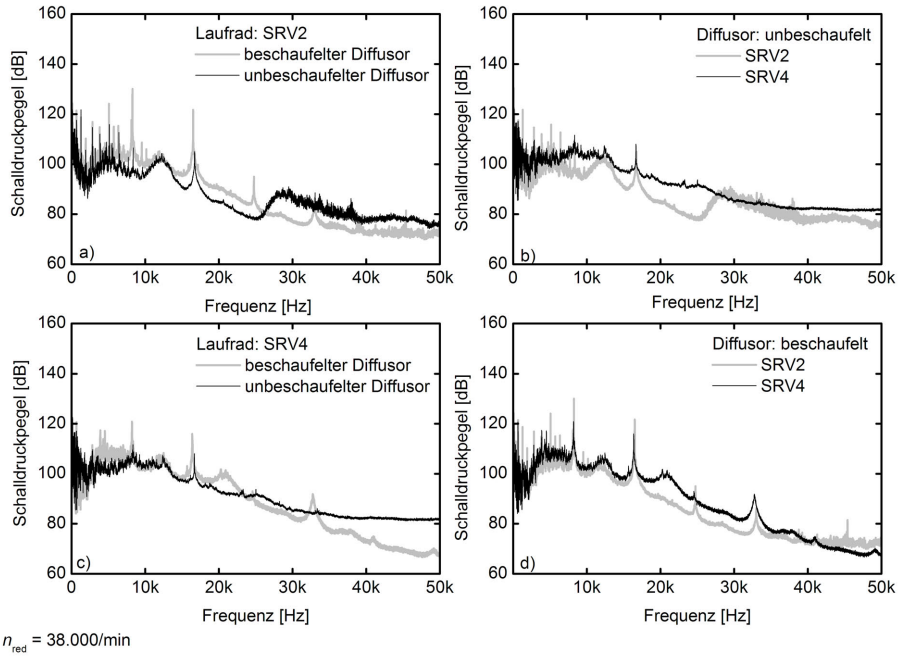


Abbildung 6.17.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ausblaskanal bei $n_{\mathrm{red}} = 38.000/\mathrm{min}$.

Der Blattspitzenwirbellärm beeinflusst bei beiden Laufrädern mit unbeschaufeltem Diffusor den Gesamtpegel stärker als mit dem beschaufelten Diffusor.

Abb. 6.17 und Tabelle 6.7 zeigen die spektralen Verhältnisse des Schalls im Ausblaskanal bei 38.000/min. Mit dem beschaufelten Diffusor ist der Gesamtpegel des SRV2 um 3 dB höher als mit unbeschaufeltem Diffusor, bei dem

der niedrigste Pegel gemessen wurde. Der Gesamtpegel des SRV4 ist bei beschaufeltem Diffusor 1 dB höher als bei unbeschaufeltem Diffusor. Der höchste Gesamtpegel wird vom SRV4 mit dem beschaufelten Diffusor erzeugt.

Bei dieser Drehzahl ist das Rauschen bei tiefen Frequenzen bis 1,8 kHz in Bezug auf den Gesamtschalldruck stärker ausgeprägt als bei 30.000/min, das den Gesamtpegel beiden Laufrädern mit unbeschaufeltem Diffusor bestimmt. Bei beschaufeltem Diffusor ist der Anteil des Rauschens am Gesamtpegel gering.

Bei beiden Laufrädern sind die Drehklangkomponenten im Betrieb mit beschaufeltem Diffusor deutlich im Spektrum zu sehen und zeigen die höchsten Pegel, aber ihr Einfluss auf die Gesamtpegel ist nicht so hoch wie bei 30.000/min. Beim SRV2, D1 ist der Drehklanganteil am Gesamtschalldruck relativ hoch, während er bei allen anderen Verdichterkonfigurationen die Gesamtpegel um weniger als 1 dB anhebt.

In Abb. 6.18 (s. auch Tabelle 6.8) sind die Spektren bei der Drehzahl von 42.000/min dargestellt. Der SRV2 in Verbindung mit dem beschaufelten Diffusor D1 zeigt hier den höchsten Gesamtschalldruckpegel im Ausblaskanal. Das Laufrad SRV4 erzeugt mit dem beschaufelten Diffusor einen um 2 dB höheren Gesamtpegel als bei dem Betrieb dieses Laufrades mit dem unbeschaufelten Diffusor.

Bei dem SRV2 mit dem beschaufelten Diffusor (Abb. 6.18 a) zeigen sich im Frequenzbereich unterhalb der BPF Rotorharmonische. Die tieffrequenten Schallanteile bis 1,8 kHz bilden einen hohen Anteil am Gesamtpegel. Verantwortlich dafür ist das hohe Rauschniveau in diesem Frequenzbereich. Es zeigt sich, dass die Rotorharmonischen nur einen geringen Anteil ausmachen. Der Drehklang hebt den Gesamtpegel im gesamten Frequenzbereich um rund 2 dB, das entspricht 43% des Gesamtschalldrucks.

Bei dem Verdichter SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor sind im tieffrequenten Bereich kaum Pegelspitzen zu sehen, die Rotorharmonischen zugeordnet werden können. Hier ist das Rauschen im Spektrum (Abb. 6.18 c) deutlicher sichtbar als beim SRV2 in Abb. 6.18 a und bestimmt den Wert des Gesamtpegels. Die Rotorharmonischen erhöhen den Gesamtpegel erwartungsgemäß kaum. Der Drehklang trägt beim SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor auch nicht nennenswert zum Gesamtpegel bei.

Bei der Verdichterkonfiguration SRV4, D1 sind das tieffrequente Rauschen und die Rotorharmonischen keine dominanten Schallquellen. Der Drehklang erhöht den Gesamtpegel um knapp 2 dB.

Bei 46.000/min liegen die Schalldruckpegel der Verdichter recht dicht beieinander, wie in Abb. 6.19 und Tabelle 6.9 zu sehen ist. Das Laufrad SRV4 mit dem beschaufelten Diffusor zeigt den höchsten Wert und ist damit um rund 2 dB lauter als mit unbeschaufeltem Diffusor. Der vom SRV2 mit beschaufeltem Diffusor in den Ausblaskanal abgestrahlte Schall ist um weniger als 1 dB niedriger als der des SRV4 mit demselben Diffusor.

Tabelle 6.8.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ und seine Beeinflussung durch Schallkomponenten mit hohen Pegeln, $n_{\mathrm{red}} = 42.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ausblaskanal.

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ [dB]		ΔL	**o.RH**	ΔL	**o.Dkl.**	ΔL
	FB 1	**FB 2**	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]	[dB]
SRV2, D1	147,3	145,2	2,1	146,4	0,9	144,9	2,4
SRV4, ubs	142,4	137,9	4,5	142,3	0,1	142,3	0,1
SRV4, D1	144,4	143,9	0,5	144,1	0,3	142,6	1,8

FB 1: $f > 20$ Hz, FB 2: $f > 1{,}8$ kHz

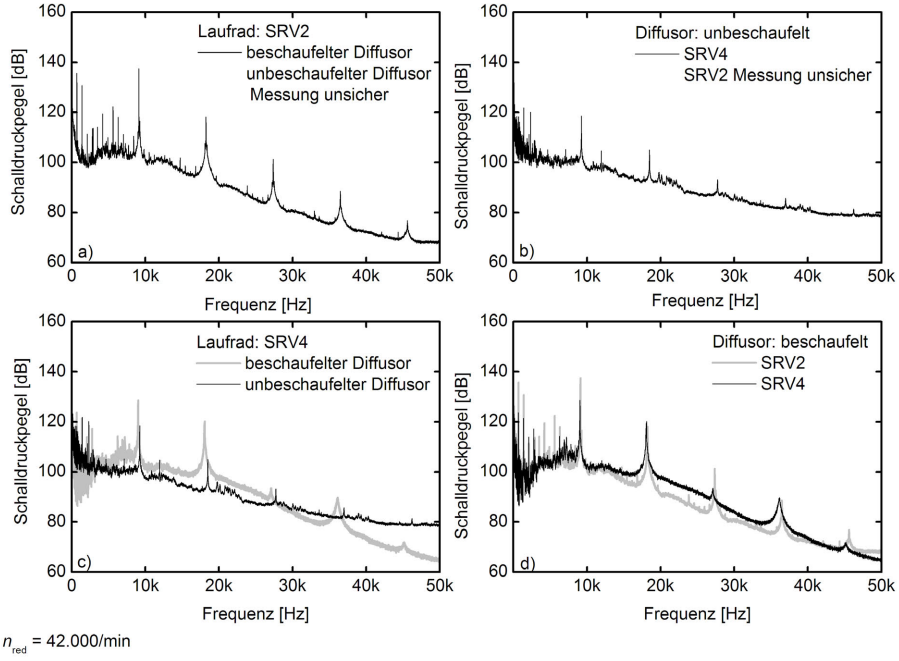


Abbildung 6.18.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ausblaskanal bei $n_{\mathrm{red}} = 42.000/\mathrm{min}$.

Die tieffrequenten Spektralanteile unterhalb von 1,8 kHz sind bei den Verdichterkonfigurationen SRV2, D1 und SRV4, unbeschaufelter Diffusor Pegel bestimmend. Die Rotorharmonischen tragen zum Gesamtpegel kaum bei. Der Drehklang hat auch keinen großen Einfluss auf den Schalldruckpegel im gesamten Frequenzbereich, aber oberhalb von 1.800 Hz erhöht der Drehklang den Schalldruckpegel des Verdichters SRV2, D1 um etwas mehr als 1 dB und um knapp 2 dB bei dem SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor.

Beim SRV4 mit dem beschaufelten Diffusor D1 trägt das tieffrequente Rauschen nicht signifikant zum Gesamtpegel bei. Rotorharmonische spielen bei

Tabelle 6.9.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ und seine Beeinflussung durch Schallkomponenten mit hohen Pegeln, $n_{\mathrm{red}} = 46.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ausblaskanal.

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ [dB]		ΔL	**o.RH**	ΔL
	FB 1	**FB 2**	[dB]	[dB]	[dB]
SRV2, D1	144,9	141,6	3,3	144,3	0,6
SRV4, ubs	144,0	140,8	3,2	143,3	0,7
SRV4, D1	145,6	145,1	0,5	145,5	0,1

Verdichter	**o.Dkl.** [dB]	ΔL [dB]	**o.Dkl(FB2)** [dB]	ΔL [dB]
SRV2, D1	144,3	0,6	140,4	1,2
SRV4, ubs	143,3	0,7	139,3	1,5
SRV4, D1	142,4	3,2	142,1	3,0

FB 1: $f > 20$ Hz, FB 2: $f > 1{,}8$ kHz

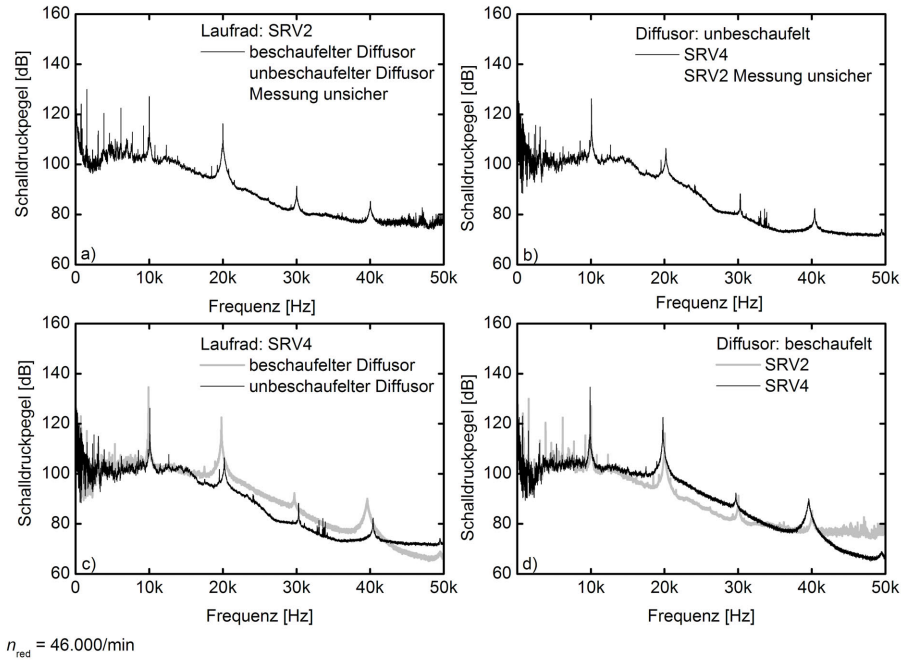


Abbildung 6.19.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ausblaskanal bei $n_{\mathrm{red}} = 46.000/\mathrm{min}$.

dieser Verdichtervariante keine Rolle, dafür ist der Drehklang Pegel bestimmend.

Abb. 6.20 zeigt die Spektren der verschiedenen Verdichterkonfigurationen im Vergleich untereinander bei 50.000/min und in Tabelle 6.10 werden die

Tabelle 6.10.: Gesamtschalldruckpegel $L_{p,\mathrm{ges}}$ und seine Beeinflussung durch Schallkomponenten mit hohen Pegeln, $n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$, wandbündig gemessen im Ausblaskanal.

Verdichter	$L_{p,\mathrm{ges}}$ [dB]		ΔL	**o.RH**	ΔL
	FB 1	**FB 2**	[dB]	[dB]	[dB]
SRV2, D1	147,1	141,8	5,3	146,6	0,5
SRV4, ubs	142,4	137,3	5,1	142,1	0,3
SRV4, D1	148,9	148,5	0,4	148,8	0,1

Verdichter	**o.Dkl.** [dB]	ΔL [dB]	**o.Dkl(FB2)** [dB]	ΔL [dB]
SRV2, D1	146,7	0,4	140,3	1,5
SRV4, ubs	142,1	0,3	136,1	1,2
SRV4, D1	143,8	5,1	142,5	6,0

FB 1: $f > 20$ Hz, FB 2: $f > 1{,}8$ kHz

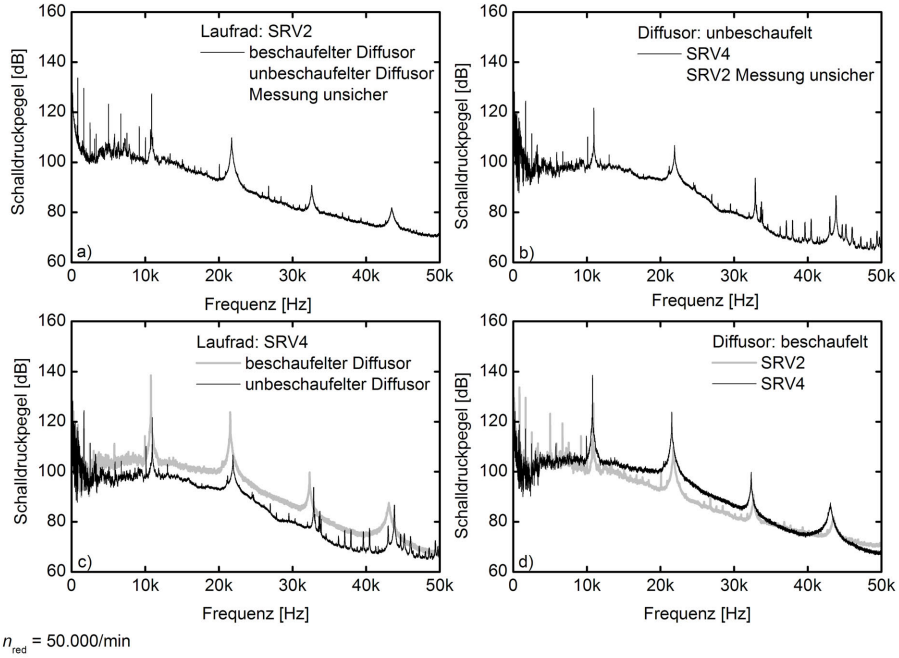


Abbildung 6.20.: Schalldruckspektren an der Rohrinnenwand im Ausblaskanal bei $n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$).

Gesamtschalldruckpegel für diese Drehzahl gegenübergestellt.

Der Schalldruckpegel des SRV4 mit beschaufeltem Diffusor ist am höchsten. Die tieffrequenten Spektralanteile haben wenig Einfluss auf den Gesamtpegel. Rotorharmonische sind kaum vorhanden und fallen auch in Bezug auf den

Gesamtpegel nicht ins Gewicht. Der vom Verdichter SRV4, D1 in den Ausblaskanal emittierte Schall ist drehklangdominiert.

Wenn der SRV4 mit dem unbeschaufelten Diffusor gefahren wird, ist der Schalldruckpegel um mehr als 6 dB niedriger als mit dem Diffusor D1. Hier zeigt sich, dass die Schallanteile unterhalb von 1.800 Hz den Gesamtpegel ziemlich stark beeinflussen. Rotorharmonische spielen hier auch keine Rolle und der Anteil des Drehklangs am Gesamtpegel ist nur oberhalb von 1.800 Hz (FB 2) wirksam.

Ähnlich sind die Verhältnisse bei der Variante SRV2, D1. Der tieffrequente Teil des Spektrums ist Pegel bestimmend und für Frequenzen oberhalb der 1.800 Hz ist der Einfluss des Drehklanges auf den Gesamtpegel recht hoch.

6.2. Identifizierung der Hauptschallquellen

6.2.1. Blattspitzenwirbellärm

Bei der Betrachtung der spektralen Entwicklung des Schalls im Ansaugkanal wurde in Abschnitt 6.1.1 darauf eingegangen, dass im unteren bis mittleren Drehzahlbereich in den Schalldruckspektren des Ansaugkanals Pegelerhöhungen im Frequenzbereich bei etwa $1/2 f_{\mathrm{BPF}}$ auftreten. Die Ursache dafür sind Blattspitzenwirbel, die infolge der Überströmung der Schaufeloberkanten entstehen, wie Kameier [31] an axialen Strömungsmaschinen nachgewiesen hat und in Abschnitt 4.1.5 genauer beschrieben ist.

An dieser Stelle soll an einem ausgesuchten Beispiel der experimentelle Nachweis geführt werden, dass die in den Spektren des Ansaugkanals unterhalb der BPF beobachteten Pegelerhöhungen dem Blattspitzenwirbellärm zugeordnet werden können.

Abb. 6.21 zeigt für die Verdichterkonfiguration SRV2, D1 die Spektren des Schalldrucks an der Innenwand des kleinen Drehkanals und der Wanddruckschwankungen am Messpunkt 1 des Laufraddeckels (s. Abb. 5.5 b).

Wie in Abschnitt 4.1.5 schon ausgeführt, ist die Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität Ω_{RI} die Frequenzdifferenz von zwei aufeinander folgenden Pegelmaxima (s. Kameier [31]). Aus der in Abb. 6.21 wiedergegebenen vergrößerten Darstellung des Wanddruckspektrums (Abb. 6.22) ergibt sich für $\Omega_{\mathrm{RI}}/2\pi$ ein Bereich von 245 Hz − 250 Hz.

Für $h = h_\alpha = 1$ und nach Division durch 2π folgt aus Gl. 4.21 der folgende Zusammenhang:

$$f_{\mathrm{R,RI}} = f_{\mathrm{BSpWL}} = f_{\mathrm{BPF}} - f_{\mathrm{RI}}. \tag{6.1}$$

Aus Abb. 6.21 können die folgenden Frequenzen abgelesen werden: Die Blattfolgefrequenz ist $f_{\mathrm{BPF}} = 7.758$ Hz, die Frequenz der rotierenden Instabilität $f_{\mathrm{RI}} = 4.150$ Hz, daraus ergibt sich nach Gl. 6.1 die Frequenz des Blattspitzenwirbellärms $f_{\mathrm{BSpWL}} = 3.608$ Hz. Das ist die Interaktionsfrequenz von Rotor und rotierender Instabilität $f_{\mathrm{R,RI}}$. Dieser Frequenzwert liegt in dem Bereich

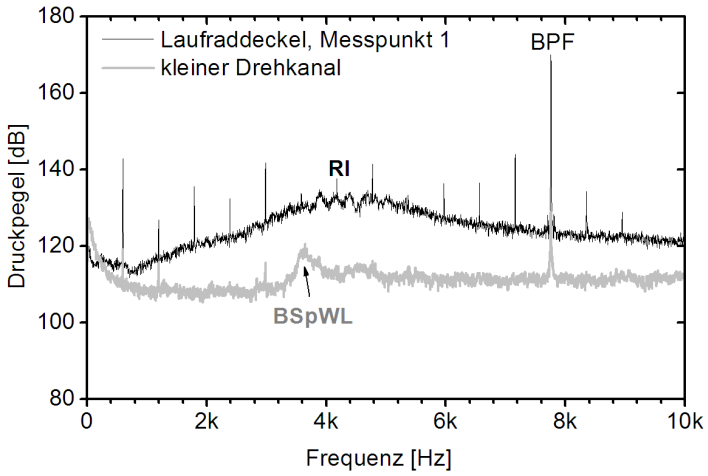


Abbildung 6.21.: Rotierende Instabilität in den Druckschwankungen an der Innenwand des Laufraddeckels und Blattspitzenwirbellärm im wandnahen Rohrschall des kleiner Drehkanals (Amplitudenspektren, SRV2, D1, $n_{\mathrm{red}} = 36.000/\mathrm{min}$).

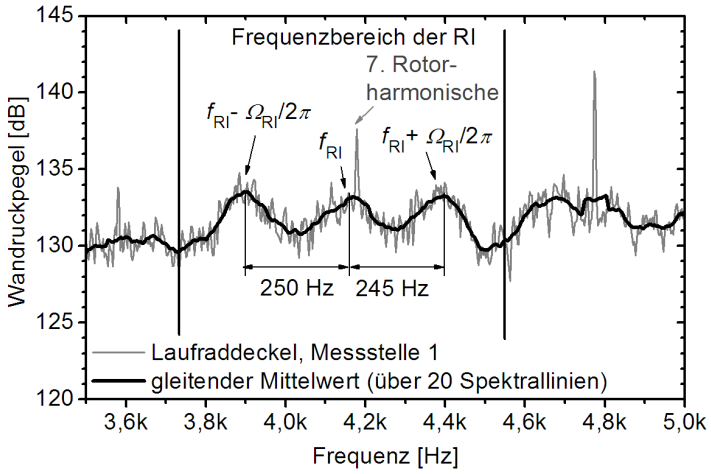


Abbildung 6.22.: Fokussierung auf den Frequenzbereich der rotierenden Instabilität im Wanddruckspektrum des Laufraddeckels am MP 1 (SRV2, D1, $n_{\mathrm{red}} = 36.000/\mathrm{min}$).

von 3.588 Hz bis 3.683 Hz, in dem im Schalldruckspektrum im kleinen Drehkanal (Abb. 6.21) eine deutliche Pegelerhöhung zu beobachten ist. Die Betrachtung der Frequenzen in Abb. 6.21 liefert also zusammen mit Gl. 6.1 einen ersten Hinweis darauf, dass der Erzeugungsmechanismus Blattspitzenwirbel-

lärm auch hier beim Radialverdichtergeräusch wirksam ist.

Durch Kombination der Gln. 4.21 und 4.22 erhält man die Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität Ω_{RI}:

$$\Omega_{\mathrm{RI}} = \frac{h \cdot Z \cdot \Omega_R - \omega_{\mathrm{BSpWL}}}{h \cdot Z - m_{\mathrm{BSpWL}}}. \tag{6.2}$$

Bis auf die Umfangsmodenordnung des Blattspitzenwirbellärms m_{BSpWL}, die aber über eine Modenanalyse des Schallfeldes im kleinen Drehkanal bestimmt werden kann, sind in Gl. 6.2 alle Größen bekannt. Abb. 6.23 zeigt das Azimutalmodenspektrum für die Frequenzkomponente $f_{\mathrm{BSpWL}} = 3.608$ Hz. Die dominante Modenordnung ist $m_{\mathrm{BSpWL}} = -3$.

Mit den in Tab. 6.11 angegebenen Zahlenwerten ergibt sich für die Rotationsfrequenz der rotierenden Instabilität aus Gl. 6.2 ein Wert von $\Omega_{\mathrm{RI}}/2\pi = 259{,}4$ Hz, die, wie oben erwähnt, im Bereich zwischen 245 Hz und 250 Hz gemessen wurde (Spektrum Abb. 6.22). Die Übereinstimmung von Berechnung und Messung kann aufgrund der Verrauschung der Messdaten als ausreichend genau eingschätzt werden.

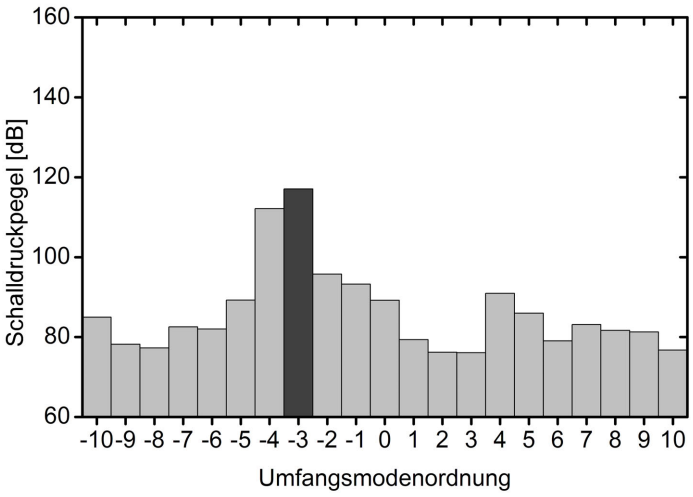


Abbildung 6.23.: Azimutalmodenspektrum des Blattspitzenwirbellärms bei $f_{\mathrm{BSpWL}} = 3.608$ Hz (SRV2, D1, $n_{\mathrm{red}} = 36.000$/min).

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass alle Merkmale inklusive des Entstehungsmechanismus des Blattspitzenwirbellärms, die bei Axialmaschinen gefunden und beschrieben wurden, auch beim Radialverdichter zu beobachten sind. Daraus folgt, dass die Sekundärströmung zwischen Laufradschaufeln und Laufraddeckel, die von der Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite der Schaufeln getrieben wird, bei mittleren Drehzahlen und Arbeitspunkten nahe der Pumpgrenze einen wichtigen Beitrag zur Schallentstehung

Tabelle 6.11.: Werte für die Bestimmung der Rotationsfrequenz der RI.

Ordnung der BPF-Harmonischen:	$h = 1$
Zahl der Laufradschaufeln:	$Z = 13$
Wellenfrequenz des Laufrads	
($n_{\mathrm{abs}} = 35.810/\mathrm{min}, n_{\mathrm{red}} = 36.000/\mathrm{min}$):	$\Omega_R/2\pi = 596{,}7$ Hz
Frequenz des Blattspitzenwirbellärms:	$\omega_{\mathrm{BSpWL}}/2\pi = 3.608$ Hz
Umfangsmodenordnung des Blattspitzenwirbellärms:	$m_{\mathrm{BSpWL}} = -3$
Rotationsfrequenz der rotierenden Instabilität:	$\Omega_{\mathrm{RI}}/2\pi = 259{,}4$ Hz**.**

leistet und bei diesen Betriebszuständen für die Spektralkomponenten mit höchstem Pegel verantwortlich ist.

6.2.2. Drehklang und Buzz-Saw-Noise

Die in transsonischen Drehzahlbereichen im Absolutsystem der Verdichter rotierenden Verdichtungsstöße treten an den Vorderkanten der Hauptschaufeln auf. In Abb. 6.24 soll am Beispiel einer numerischen, stationären Lösung für den Verdichter SRV4, D1 bei einer Drehzahl von 50.000/min (Hoffmann [69]) die Lage der Verdichtungsstöße bei einem transsonischen Radialverdichter gezeigt werden. Sie sind als starke Druckanstiege direkt vor den Vorderkanten der Hauptschaufeln und weiter stromauf als schräg zur Kanalachse auslaufende Druckwellen zu sehen. Diese sich durch den Ansaugkanal fortpflanzenden Druckschwankungen erzeugen im Fernfeld den Drehklang und den Buzz-Saw-Noise mit einem charakteristischen Spektrum, das in Abb. 6.25 dargestellt und dessen Entstehung in Abschnitt 4.1.4 genauer beschrieben ist. Diese beiden tonalen Schallkomponenten hier sind dem Wesen nach Rotor-Alone-Noise und weisen eine Schallfeldstruktur auf, bei der die Umfangsmodenordnung m gleich der Ordnung i der Rotordrehfrequenz f_n ist (s. Gl. 4.20).

Die beiden Laufräder der hier untersuchten Verdichter haben je 13 Hauptschaufeln. Es rotieren im Absolutsystem also dreizehn Stoßfronten mit der Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades. Die Grundfrequenz ist die BPF und nach Gl. 4.18 muss bei diesem Ton die Umfangsmode der Ordnung 13 und bei seiner ersten Harmonischen, der 2BPF, die Azimutalmode 26 dominant sein. Abb. 6.26 zeigt die Umfangsmodenspektren im kleinen Drehkanal für die BPF und ihren ersten Oberton 2BPF der Verdichterkonfiguration SRV4, D1.

Die Struktur der Umfangsmoden des Schalls ändert sich beim Übergang vom kleinen in den großen Drehkanal nicht, wenn die relevanten Moden im kleinen Drehkanal ausbreitungsfähig (cut-on) sind, denn die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden ist im großen Drehkanal größer als im kleinen. In Abb. 6.27 wird dieser Sachverhalt am Beispiel von Umfangsmodenspektren des SRV2 mit beschaufeltem Diffusor bei 50.000/min in beiden Drehkanälen für die BPF und ihren ersten Oberton gezeigt. Bei der Blattpassierfrequenz

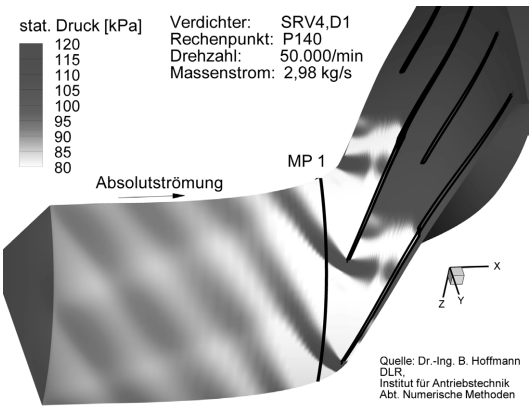


Abbildung 6.24.: SRV4, D1, $n = 50.000/\text{min}$: stationäre Lösung einer CFD-Rechnung (Hoffmann [69]), statischer Druck an der äußeren radialen Ebene (Rohrwandung im Eintrittsbereich des Verdichters und am Laufraddeckel).

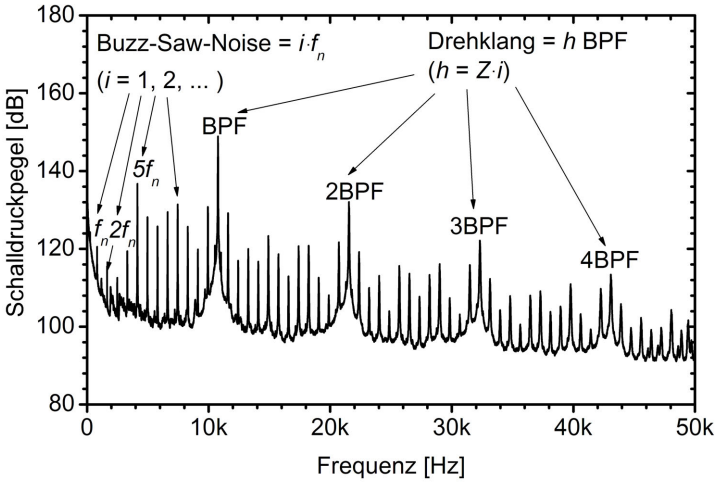


Abbildung 6.25.: SRV4, D1, Schalldruckspektrum im kleinen Drehkanal für $n_{\text{red}} = 50.000/\text{min}$.

ist im kleinen Drehkanal die Umfangsmode der Ordnung 13 dominant und sie zeigt auch im großen Drehkanal den höchsten Pegel. Genauso verhält es sich bei der 2BPF und ihrer dominanten Umfangsmode der Ordnung 26.

Für Frequenzen, bei denen die dominante Umfangsmode im kleinen Drehkanal außerhalb des Bereichs ausbreitungsfähiger Moden liegt, kann sie im Modenspektrum nicht die höchsten Pegel zeigen. Wenn diese Mode im großen Drehkanal ausbreitungsfähig ist, aber im kleinen Drehkanal Dämpfungscharakter trägt, ist sie auch im großen Drehkanal unbedeutend. Anhand von Modenspektren in beiden Drehkanälen für die BPF bei einer Drehzahl, bei der o.g.

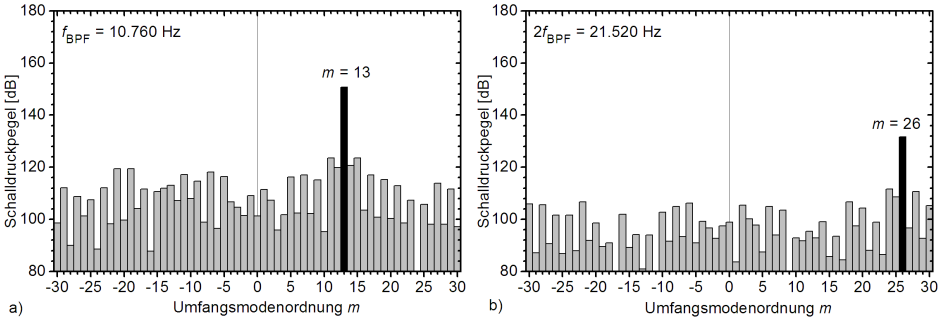


Abbildung 6.26.: SRV4, D1, kleiner Drehkanal, Umfangsmodenspektren bei der BPF (a) und der 2BPF (b).

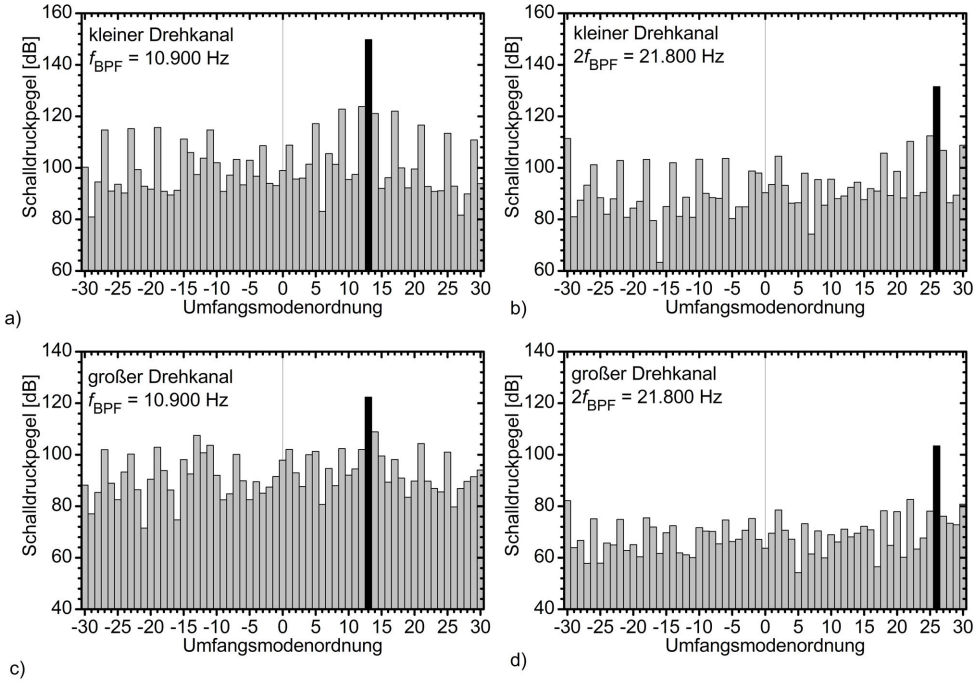


Abbildung 6.27.: SRV2, D1, Umfangsmodenspektren im kleinen und großen Drehkanal bei 50.000/min.

Bedingungen erfüllt sind, wird das in Abb. 6.28 gezeigt. Das gewählte Beispiel sind Messergebnisse der Verdichterkonfiguration SRV2, D1 bei 42.000/min. Die BPF hat hier einen Wert von 9.147 Hz. Die Azimutalmode der Ordnung 13 liegt im kleinen Drehkanal (Abb. 6.28 a) am Rande der Cut-on-Grenze und zeigt einen niedrigeren Pegel als die Moden innerhalb dieses Bereichs. Im Azimutalmodenspektrum des großen Drehkanals, Abb. 6.28 b, ist ihr Pegel ebenfalls sehr niedrig. Hier ist auch deutlich der Cut-on-Bereich des kleinen

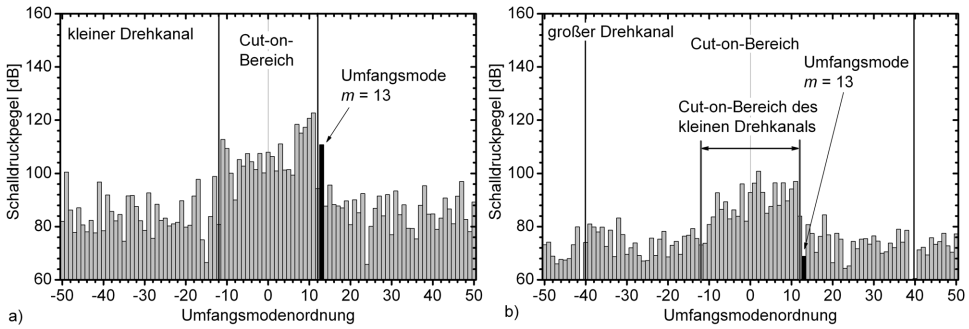


Abbildung 6.28.: SRV2, D1, Umfangsmodenspektren im kleinen (a) und großen Drehkanal (b) bei der BPF = 9.147 Hz, $n_{\mathrm{red}} = 42.000/\mathrm{min}$.

Drehkanals an den erhöhten Pegeln im Bereich der Modenordnung -12 bis +12 zu sehen.

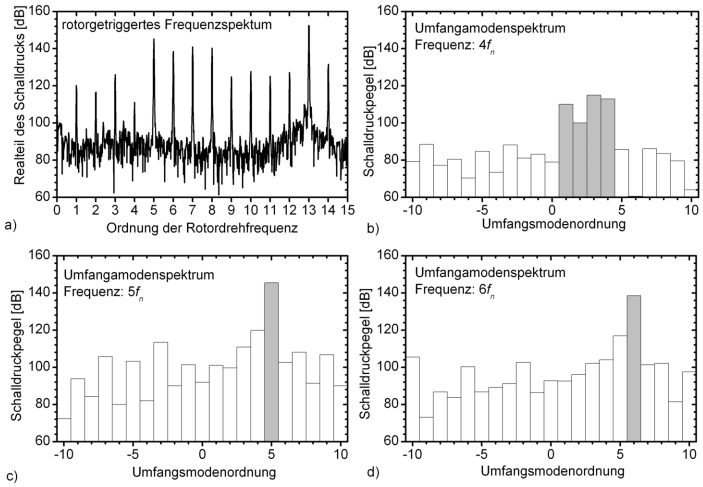


Abbildung 6.29.: SRV2, unbeschaufelter Diffusor, Umfangsmodenspektren der Rotordrehfrequenz 4. bis 6. Ordnung, $n_{\mathrm{red}} = 50.000/\mathrm{min}$.

Am Beispiel des SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor soll bei Auslegungsdrehzahl der Buzz-Saw-Noise anhand der oben beschriebenen Modeneigenschaften identifiziert werden. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 6.29 a eines der rotorgetriggerten und adaptiv neu abgetasteten Frequenzspektren gezeigt, welche die Grundlagen für die Modenanalyse sind. Es ist zu sehen, dass die Rotordrehfrequenz 4. Ordnung, also die dritte Drehzahlharmonische, deutlich (um 29 dB) niedriger als die nachfolgenden Drehzahlharmonischen ist. Der Grund dafür ist, dass die für den Buzz-Saw-Noise charakteristischen Umfangsmoden der einzelnen Rotorharmonischen erst ab der 5. Rotordrehfrequenz ausbreitungsfähig sind. Das Modenspektrum der 4. Rotordrehfrequenz

(Abb. 6.29 b) weist keine dominierende Einzelmode auf, die Umfangsmoden der Ordnung 1 bis 4 zeigen höhere Pegel. Aber die Modenspektren der 5. und 6. Rotordrehfrequenz (Abb. 6.29 c und d) lassen eine deutliche Dominanz der entsprechenden Einzelmoden der Ordnung 5 bzw. 6 erkennen.

6.3. Gesamtschalldruck an der Rohrwandung der Strömungskanäle

6.3.1. Ansaugkanal

Der vom Radialverdichter in den Ansaugkanal emittierte Schall steigt in seinem Gesamtpegel nicht monoton mit der Drehzahl an. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in verschiedenen Schallquellmechanismen, die in unterschiedlichen Drehzahlbereichen vorherrschend werden, siehe Abschnitt 6.1.1. Auf die experimentelle Identifizierung der Hauptschallquellen wurde im Abschnitt 6.2 eingegangen.

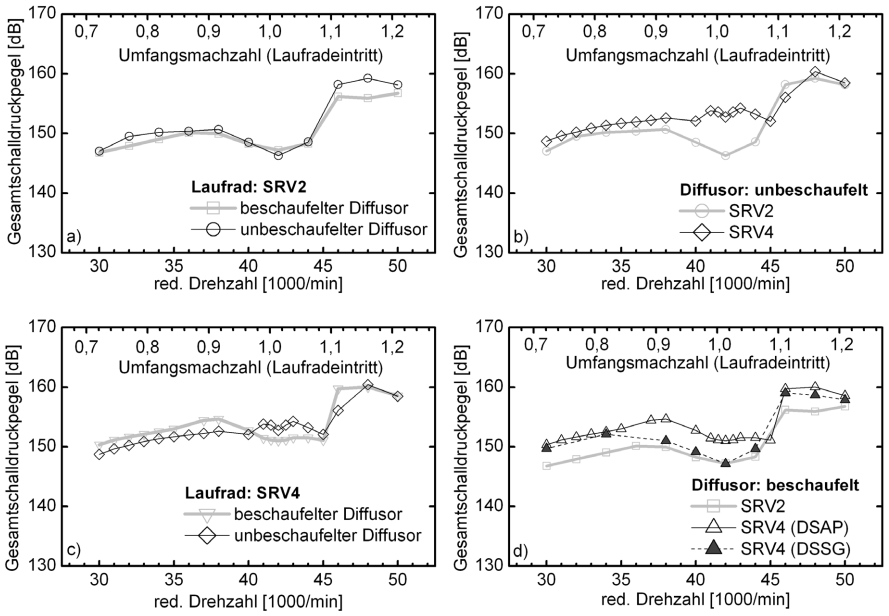


Abbildung 6.30.: Gesamtschalldruckpegel an der Innenwand des kleinen Drehkanals als Funktion der Drehzahl.

In Abb. 6.30 sind die Grafen der Gesamtschalldruckpegel an der Rohrwand im kleinen Drehkanal für alle Verdichterkonfigurationen über der Drehzahl aufgetragen.

Bei den Messungen am SRV2 bei konstanter Drosselstellung wurde die Drossel im Auslegungspunkt bei 50.000/min eingestellt (DSAP, s. Tabelle A.3). Für die entsprechende Messserie am SRV4 musste ein Betriebspunkt mit etwas höherem Massenstrom als im Auslegungspunkt gewählt werden, um bei niedrigeren Drehzahlen nicht zu dicht an die Pumpgrenze zu geraten (siehe auch Abb. 5.8). Aus Gründen der Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit Verdichterlaufrädern anderer Baugrößen werden die Gesamtschalldruckpegel über den gemessenen Frequenzbereich von 20 Hz bis 50.000 Hz bestimmt.

In Abb. 6.30 a und c sind die Pegelverläufe beider Laufräder jeweils mit dem unbeschaufelten und beschaufelten Diffusor D1 dargestellt, um den Einfluss des Diffusors auf den Gesamtschalldruck beider Laufräder zu zeigen.

Das Laufrad SRV2 erzeugt mit dem unbeschaufelten Diffusor durch die stärkere Ausprägung des BSpWL im unteren Drehzahlbereich etwas höhere Schalldruckpegel als mit dem Diffusor D1. Bei mittleren Drehzahlen sind keine signifikanten Schalldruckunterschiede beider Diffusoren zu beobachten und im oberen Drehzahlbereich sind die Pegel mit dem beschaufelten Diffusor höher als bei unbeschaufeltem (vgl. Abschnitt 6.1.1).

Bei dem SRV4 sind bei niedrigen Drehzahlen im Gegensatz zum SRV2 mit dem beschaufelten Diffusor etwas höhere Pegel gemessen worden (Abb. 6.30 c). Mit dem unbeschaufelten Diffusor erzeugt der SRV4 bei mittleren Drehzahlen vergleichsweise hohe Rauschpegel und damit höhere Gesamtpegel als mit dem Diffusor D1, worauf in Abschnitt 6.1.1 schon eingegangen wurde.

Bei 46.000/min zeigt der SRV4 mit dem D1 sehr hohe Drehklangpegel und damit auch einen höheren Gesamtschalldruck als mit unbeschaufeltem Diffusor Oberhalb dieser Drehzahl sind die Schalldruckpegel für beide Diffusoren gleich hoch.

Im Vergleich der beiden Laufräder im Betrieb mit dem unbeschaufelten Diffusor (Abb. 6.30 b) sind die Pegel des SRV4 bei niedrigen und mittleren Drehzahlen etwas höher als die des SRV2. Der SRV2 hat bei 42.000/min ein ausgeprägtes Pegelminimum, was beim SRV4 durch das o. g. erhöhte Grundrauschen nicht zu sehen ist. Im oberen Drehzahlbereich sind die Schalldruckpegel beider Laufräder im Mittel gleich hoch.

In Abb. 6.30 d werden die Pegelverläufe beider Laufräder mit dem beschaufeltem Diffusor D1 gegenüber gestellt. Die Pegelkurven der DSAP-Messserien beider Laufräder verlaufen über den gesamten Drehzahlbereich fast parallel, wobei die Pegel des SRV4 um rund 3 dB im Mittel höher sind. Die an der Pumpgrenze (DSAP) und die an der Schluckgrenze (DSSG) gemessen Schalldruckpegel des SRV4 unterscheiden sich im gesamten Drehzahlbereich im Mittel um weniger als 1 dB. Beim SRV2 kann ein solcher Vergleich nicht durchgeführt werden, weil hier bei variabler Drehzahl und geöffneter Drossel (DSSG) nicht gemessen wurde.

Abb. 6.31 zeigt die Pegelkurven des wandnahen Schalldrucks über der Drehzahl im großen Drehkanal. Die Pegelverläufe lassen dieselben Abhängigkeiten

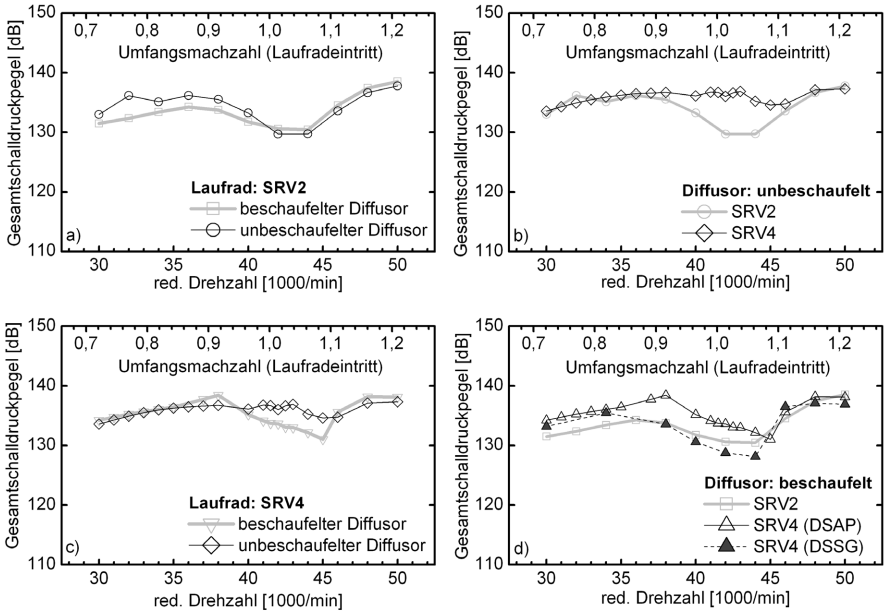


Abbildung 6.31.: Gesamtschalldruckpegel an der Innenwand des großen Drehkanals als Funktion der Drehzahl.

von der Drehzahl erkennen wie die im kleinen Drehkanal, nur dass hier die Kurven insgesamt etwas flacher verlaufen und um rund 20 dB niedriger sind.

Bei allen Verdichtern steigen im Ansaugkanal, besonders aber in unmittelbarer Nähe des Laufradeintritts, im kleinen Drehkanal, die Schalldruckpegel im Bereich von 44.000/min bis 46.000/min stark an. Bei den zuletzt durchgeführten Messungen, die am SRV4, D1 vorgenommen wurden, wurde deshalb die Dichte der Einzelmessungen in diesem Bereich erhöht. Es zeigte sich, dass der Drehzahlbereich dieses Pegelanstiegs auf 45.000/min bis 46.000/min eingegrenzt werden konnte. In diesem Drehzahlintervall steigt der BPF-Pegel stark an, weil im kleinen Drehkanal die dominante Umfangsmode der Ordnung 13 ausbreitungsfähig wird.

6.3.2. Ausblaskanal

Auf der Ausblasseite haben die Schalldruckpegel, wie in Abb. 6.32 zu sehen ist, einen etwas gleichmäßigeren Verlauf über der Drehzahl als auf der Ansaugseite.

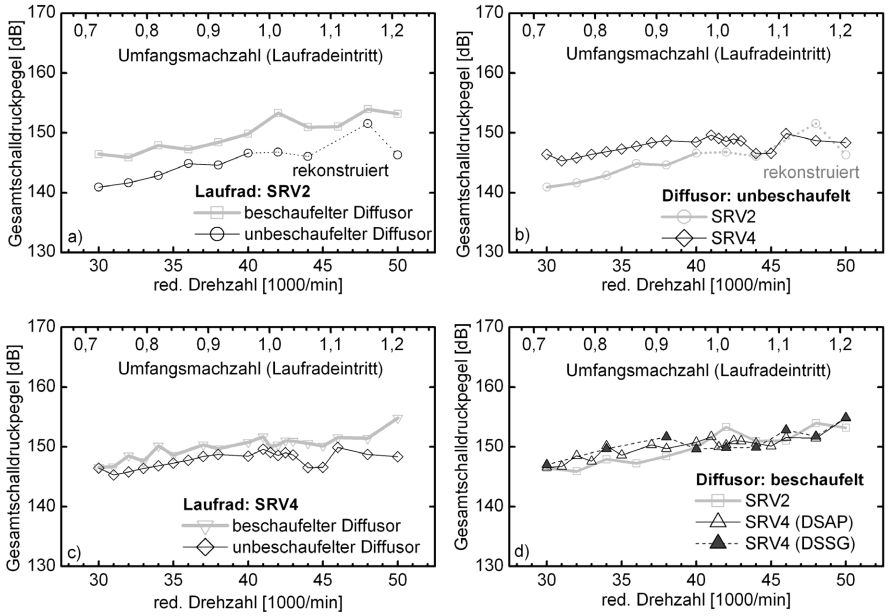


Abbildung 6.32.: Gesamtschalldruckpegel an der Innenwand des Ausblaskanals als Funktion der Drehzahl.

Abb. 6.32 a zeigt die Pegelverläufe des SRV2 im Vergleich der beiden Diffusoren. Die Kurven liegen quasi parallel, wobei dieser Verdichter mit dem beschaufelten Diffusor im Mittel um 5 dB lauter ist. Dies ist auf die Wechselwirkung der Rotor-Nachlaufströmung mit den Leitradschaufeln zurückzuführen.

Bei dem Laufrad SRV4 (Abb. 6.32 c) sind die Verhältnisse ähnlich, nur dass hier die Pegelkurve des beschaufelten Diffusors stärker fluktuiert als beim SRV2. Generell sind die Pegel im Betrieb mit dem beschaufelten Diffusor höher als bei unbeschaufeltem.

Abb. 6.32 b stellt die Pegelverläufe der beiden Laufräder mit unbeschaufeltem Diffusor dar. Die Pegel des SRV2, die für niedrige Drehzahlen noch unter denen des SRV4 liegen, steigen mit höher werdender Drehzahl schneller an. Im oberen Drehzahlbereich zeigen beide Laufräder im Mittel gleich hohe Pegel. Nur bei 48.000/min ist der Pegel des SRV2 um etwa 3 dB höher als der des SRV4. Eine Aussage über den Pegelverlauf für die Verdichterkonfiguration SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor im Drehzahlbereich von 42.000/min

bis 50.000/min kann nur durch die Rekonstruktion der Gesamtpegel unter Zuhilfenahme der rotorgetriggerten Spektren aus der Pilotmesskampagne (s. Tabelle A.2-3.) getroffen werden, weil die ausblasseitigen Messwerte der entsprechenden Messungen nicht korrekt sind (s. Abschnitt 6.1.4).

In Abb. 6.32 d werden die Gesamtschalldruckpegel über der Drehzahl bei konstant gehaltener Drosselstellung für beide Laufräder mit dem beschaufelten Diffusor D1 gegenübergestellt. Für das Laufrad SRV4 kommt die zusätzliche Pegelkurve bei konstanter Drosselstellung an der Schluckgrenze (DSSG) hinzu. Die beiden SRV4-Pegelkurven haben praktisch den gleichen Verlauf. Die Kurve der SRV2-Pegel zeigt ebenfalls kein signifikant anderes Verhalten.

Über dem gesamten Drehzahlbereich ist bei unbeschaufeltem Diffusor der SRV4 im Ausblaskanal um rund 2 dB lauter als der SRV2. Bei beschaufeltem Diffusor sind die Pegel beider Laufräder im Mittel gleich hoch.

6.4. Schallleistung im Ansaugkanal

Die von dem Verdichter in den Ansaugkanal eingestrahlte Schallleistung wurde nach dem genormten Kanalverfahren ISO 5136 [68] im Frequenzbereich von 16 Hz bis 20 kHz in Terzbändern bestimmt.

Abb. 6.33 zeigt eine Darstellung der über der Drehzahl aufgetragenen Gesamtschallleistungspegel $L_{W,\mathrm{ges}}$ des Radialverdichters bei konstanter Drosselstellung im Ansaugkanal.

Die Schallleistungskurven des Laufrades SRV2 zeigen bis zu einer Drehzahl von 36.000/min ansteigende Werte und haben dort ein relatives Maximum. Oberhalb dieser Drehzahl bis 42.000/min sinken die Pegel auf das Niveau bei 30.000/min. Bis 41.000/min ist der Schallleistungspegel bei unbeschaufeltem Diffusor bis zu 2 dB höher als bei beschaufeltem Diffusor. Im Bereich von 41.000/min bis 44.000/min wird der Leistungspegel bei unbeschaufeltem Diffusor um 1 dB niedriger als bei beschaufeltem Diffusor. Die Pegel gleichen sich bei steigender Drehzahl bis 50.000/min wieder an.

Die Schallleistungen des Verdichters SRV4, D1 zeigen im unteren Drehzahlbereich von 20.000/min bis 34.000/min einen ansteigenden Verlauf. Die Pegelunterschiede dieser Verdichterkonfiguration zwischen den Messungen DSSG und DSAP erweisen sich als gering. Der Schallleistungspegel des SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor steigt mit der Drehzahl schneller als mit beschaufeltem Diffusor.

Die Kurve der DSSG-Messserie (SRV4, D1) weist bei 34.000/min ein absolutes Maximum auf, welches bei der DSAP-Kurve erst bei Drehzahlen zwischen 37.000/min und 38.000/min erscheint. Die DSSG-Kurve könnte ihr Maximum auch bei etwas höheren Drehzahlen, zwischen 35.000/min und 37.000/min, haben, aber da in diesem Bereich keine Messungen vorgenommen wurden, kann hierzu keine weitere Aussage getroffen werden. Zwischen 38.000/min und 44.000/min ist der Drehzahlbereich mit den größten Pegelunterschieden

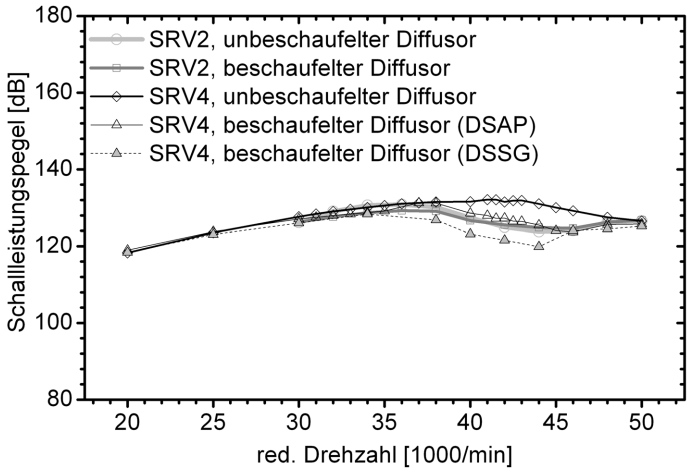


Abbildung 6.33.: Schallleistung im Ansaugkanal (gemessen im großen Drehkanal) bei konstanter Drosselstellung als Funktion der Drehzahl.

der SRV4-Schallleistungen. Die Pegel des SRV4, D1 stellen sich bei geöffneter Drossel (DSSG) um 4 dB bis 6 dB niedriger dar als bei der Messung in der Nähe der Pumpgrenze (DSAP). Die Schallleistungspegel der Verdichterkonfiguration SRV4, D1 sinken ab Drehzahlen von etwa 38.000/min und weisen im Bereich von 43.000/min bis 45.000/min Minima auf. Bei Auslegungsdrehzahl unterscheiden sich die Schallleistungspegel aller Verdichterkonfigurationen um wenig mehr als 1 dB. Mit unbeschaufeltem Diffusor zeigen die Pegelkurven des SRV4 einen ähnlichen Verlauf wie mit dem beschaufelten Diffusor, nur mit etwa um 5 bis 6 dB höheren Werten zwischen 30.000/min und 48.000/min (DSAP-Messung).

Die Kurven der Schallleistung zeigen ein etwas anderes Verhalten als die wandnahen Schalldruckpegel im großen Drehkanal (vgl. Abb. 6.31). Das liegt daran, dass die Messungen zur Schallleistung, die hier als integrale Größe bestimmt wird, an einem Punkt $r = 0,65\ R$ gemäß ISO 5136 [68] und die Schalldrücke an der Rohrwand ($r = R$) gemessen wurden und der Schalldruck sowie auch die Schallintensität nicht homogen über die Querschnittsfläche verteilt sind, wie in Abschnitt 4.2 ersläutert ist.

In Abb. 6.34 sind die Schallleistungspegel bei konstanter Drehzahl von 50.000/min und für das Laufrad SRV4 zusätzlich bei 36.000/min dargestellt. Bei der höheren Drehzahl sind keine signifikanten Abhängigkeiten der Schallleistung vom Massenstrom zu erkennen. Auch die Unterschiede der Pegel beider Laufräder fallen nicht ins Gewicht. Das resultiert aus der Unabhängigkeit des bei 50.000/min dominierenden Schallquellmechanismus von Massenstrom und Druckverhältnis. Bei 36.000/min liegen nur Messergebnisse für das Laufrad SRV4 vor. Es wird aber deutlich, dass der Pegel bestimmende Quell-

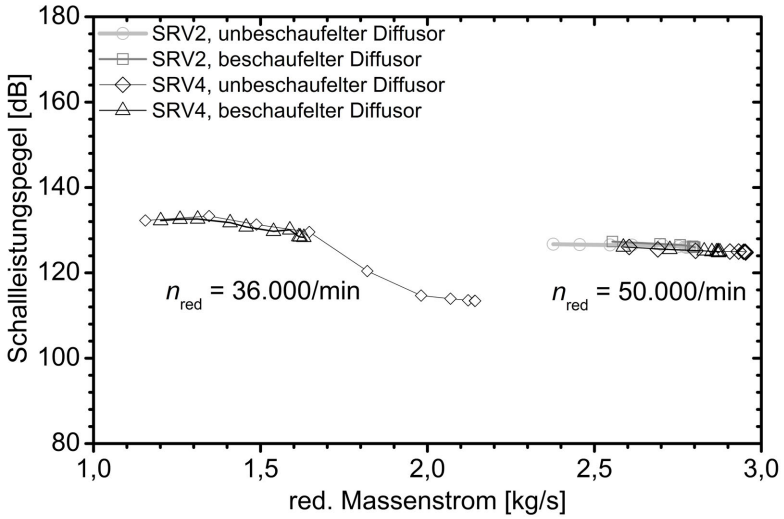


Abbildung 6.34.: Schallleistung im Ansaugkanal (gemessen im großen Drehkanal) bei konstanter Drehzahl als Funktion des Massenstromes.

mechanismus bei dieser Drehzahl mit Annäherung an die Pumpgrenze, also abnehmendem Massenstrom, deutlich stärker wird.

6.5. Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In Abschnitt 6.3.1 wurde ausgeführt, dass die Kurven der wandnah gemessenen Schalldrücke im Ansaugkanal der vier hier untersuchten Verdichterkonfigurationen nicht monoton mit der Drehzahl steigen, sondern ausgeprägte Minima und Maxima aufweisen. Das liegt an verschiedenen Schallquellmechanismen, die bei unterschiedlichen Drehzahlen wirksam werden. Abb. 6.35 zeigt noch einmal die Kurven der Schalldruckpegel im kleinen Drehkanal der vier Verdichtervarianten mit einer Einteilung in drei Drehzahlbereiche. Für einen zusammenfassenden Vergleich der Schallemissionen in den Ansaugkanal werden die Messergebenisse der DSAP-Messserien herangezogen.

Im Vergleich der beiden Laufräder, unabhängig vom jeweiligen Diffusor, sind die Schallemissionen des SRV4 in den Ansaugkanal höher als die des SRV2. Der SRV4 erzeugt über dem gesamten Drehzahlbereich mit beiden Diffusoren etwa die gleichen Schalldruckpegel, während der SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor etwas lauter als mit dem Diffusor D1 ist.

Der untere Drehzahlbereich, von 30.000/min bis 40.000/min ist bei allen Verdichtern durch das Rauschen und bis auf bei dem SRV2, D1 auch durch den Blattspitzenwirbellärm geprägt. Hier zeigt sich, dass der SRV4 mit dem beschaufelten Diffusor und der SRV2 mit dem unbeschaufelten Diffusor höhere Schalldrücke erzeugen als mit dem jeweilig anderen Diffusor.

Im mittleren Drehzahlbereich von 40.000/min bis 45.000/min herrschen beim SRV2 sowohl das Rauschen als auch der Drehklang und beim SRV4 nur das Rauschen vor. Beim SRV4 werden die tonalen Schallkomponenten im Ansaugkanal, die ihre Ursache in den Verdichtungsstößen infolge der transsonischen Laufradanströmung haben, bei höheren Drehzahlen als beim SRV2 wirksam, wie in Abschnitt 6.1.1 ausgeführt wurde. Auch hier sind die Pegel des SRV4 mit dem D1-Diffusor höher als ohne Leitrad. Beim SRV2 sind die Pegel für beide Diffusoren gleich hoch.

Oberhalb von 45.000/min ist der Drehklang ist in allen Spektren Pegel bestimmend. Der transsonische Arbeitsbereich der Verdichter beginnt bei 41.000/min, aber erst bei Drehzahlen ab 45.000/min wird der Drehklang zur Hauptschallkomponente, weil da erst die dominante Umfangsmode der BPF ausbreitungsfähig wird (s. Abschnitt 6.3.1). Beim SRV2 kommt noch Buzz-Saw-Noise als dominierende Schallkomponente dazu. Alle Verdichter erzeugen im Ansaugkanal fast gleich hohe Pegel nur die Emissionen des SRV2, D1 sind etwas niedriger. In Tabelle 6.12 sind die Schallquellmechanismen mit den höchsten Pegeln im Ansaugkanal zusammengefasst.

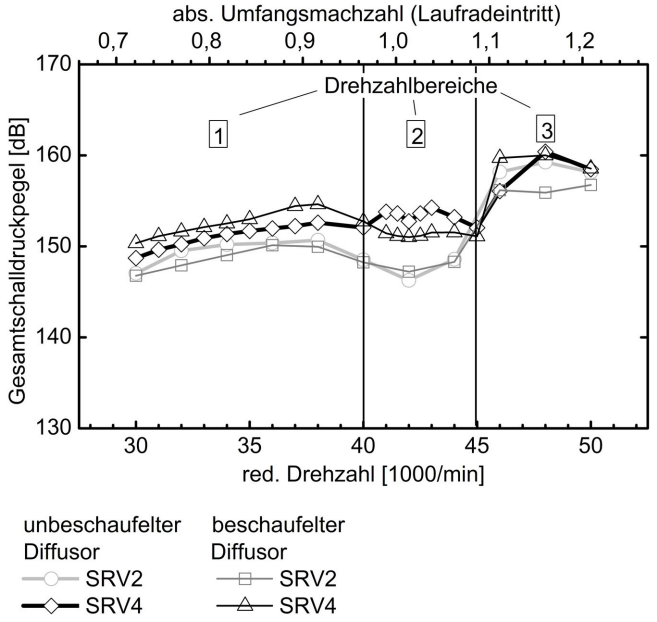


Abbildung 6.35.: Gesamtschalldruckpegel der untersuchten Verdichterkonfigurationen im Ansaugkanal (kleiner Drehkanal) - Drehzahlbereiche mit unterschiedlichen Pegelverläufen.

Im Ausblaskanal sind die Schalldruckpegel beider Laufräder, ohne Berücksichtigung der Diffusoren über den gesamten Drehzahlbereich etwa gleich hoch[3]. Mit dem beschaufelten Diffusor sind die Pegel für beide Laufräder höher als mit dem unbeschaufelten.

[3]Hierbei muss aber beachtet werden, dass für den SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor

Tabelle 6.12.: Schallquellmechanismen mit den höchsten Pegeln im Ansaugkanal.

	Drehzahlbereich		
Verdichter	**1**	**2**	**3**
	30.000/min - 40.000/min	**40.000/min - 45.000/min**	**45.000/min - 50.000/min**
SRV2, ubs	Rauschen, BSpWL	Rauschen, Drehklang	Drehklang, BSN
SRV2, D1	Rauschen,	Rauschen, Drehklang	Drehklang, BSN
SRV4, ubs	Rauschen, BSpWL	Rauschen	Drehklang
SRV4, D1	Rauschen, BSpWL	Rauschen	Drehklang

Bis 40.000/min zeigt bei allen Verdichtervarianten bis auf den SRV2, D1 das tieffrequente Rauschen und der Blattspitzenwirbellärm sehr hohe Pegel. Beim SRV2, D1 werden die höchsten Pegel durch den Drehklang hervorgerufen, der auch den Schall des SRV4, D1 mit prägt, was auf Rotor-Stator-Wechselwirkungen zurückzuführen ist. Insgesamt zeigt sich aber, dass der SRV4 höhere Pegel erzeugt als der SRV2 und dass die Verdichtergeräusche mit unbeschaufeltem Diffusor im Pegel niedriger sind als mit dem beschaufelten Diffusor.

Tabelle 6.13.: Schallquellmechanismen mit den höchsten Pegeln im Ausblaskanal.

	Drehzahlbereich		
Verdichter	**1**	**2**	**3**
	30.000/min - 40.000/min	**40.000/min - 45.000/min**	**45.000/min - 50.000/min**
SRV2, ubs	Rauschen, BSpWL	Rauschen, Drehklang	Drehklang
SRV2, D1	Drehklang	Drehklang	Drehklang
SRV4, ubs	Rauschen, BSpWL	Rauschen	Drehklang
SRV4, D1	Rauschen, BSpWL, Drehklang	Rauschen	Drehklang

Im Drehzahlbereich von 40.000/min bis 48.000/min macht sich beim SRV2 der Drehklang und wenn es mit dem unbeschaufelten Diffusor betrieben wird, das Rauschen bemerkbar. Beim SRV4 ist mit unbeschaufeltem Diffusor nur das Rauschen vorherrschend und beim D1-Diffusor kommen noch Drehklanganteile dazu. Beide Laufräder sind unabhängig vom Diffusor etwa gleich laut.

die Messergebnisse im Abströmkanal für Drehzahlen oberhalb von 42.000/min aus der Pilotmesskampagne, in der nur rotorgetriggerte Spektren aufgenommen wurden, rekonstruiert werden mussten, weil durch Temperaturprobleme die Messwerte unsicher sind (s. Abschnitte 6.1.4 und 6.3.2).

Mit dem D1-Diffusor sind die Pegel des SRV2 höher als die des SRV4, aber mit dem unbeschaufelten Diffusor erzeugt der SRV4 höhere Pegel.

Bei Drehzahlen ab 48.000/min sind die Verdichtergeräusche auschließlich durch den Drehklang geprägt. Buzz-Saw-Noise spielt keine Rolle. Beide Laufräder sind in etwa gleich laut, wenn die Diffusoren nicht berücksichtigt werden, sonst sind die Pegel mit dem beschaufelten Diffusor höher als mit dem unbeschaufelten. Die Schallemissionen in den Ausblaskanal sind bei beiden Laufrädern in Kombination mit dem beschaufelten Diffusor gleich hoch. Bei unbeschaufeltem Diffusor erzeugt der SRV2 die höheren Pegel.

7. Untersuchungen zu Möglichkeiten der Schallemissionsprognose bei Radialverdichtern

7.1. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit stationären numerischen Lösungen

Die aerodynamischen Eigenschaften von Radialverdichtern werden schon im Vorfeld der Konstruktion und der ersten Versuche durch numerische Berechnungen bestimmt, wobei in der Regel stationäre Verfahren zur Anwendung kommen. Stationäre Rechnungen, die auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) basieren, sind gegenüber instationären Verfahren weit weniger aufwändig, dafür können aber zeitabhängige Strömungsvorgänge nicht erfasst werden. Die numerische Berechnung akustischer Eigenschaften von Strömungsmaschinen erfordert die Lösung der Bestimmungsgleichungen für instationäre Strömungen mit hoher Genauigkeit und ist deshalb sehr kostspielig.

Mit dem Vergleich von Messungen der Wanddruckschwankungen an der Innenwand des Laufraddeckels mit den Ergebnissen zweier stationärer Lösungen soll untersucht werden, inwieweit Rückschlüsse über den Schalleintrag von Radialverdichtern in die Strömungskanäle, speziell in den Ansaugkanal, mit Hilfe solcher Rechenergebnisse gezogen werden können. Hintergrund dieser Überlegungen ist der Umstand, dass bei der Auslegung von Radialverdichtern aus den oben genannten Gründen eben meistens nur stationäre Rechnungen zur Anwendung kommen und somit in dieser Phase bisher keinerlei Aussagen über die Schallemissionen, auch nicht vergleichsweise, getroffen werden konnten.

Dieser Untersuchung werden Ergebnisse stationärer Rechnungen für den Verdichter SRV4, D1 bei der Auslegungsdrehzahl von 50.000/min mit der Bezeichnung P140 und einer Drehzahl von 44.000/min (P77) zugrunde gelegt. Die Rechnungen wurden mit dem im DLR entwickelten Code TRACE durchgeführt (Hoffmann [70]). Für den Vergleich mit der numerischen Lösung werden die Ergebnisse der Einzelmessungen Nr. 8 der Messserie bei konstanter Drehzahl von 50.000/min mit der Bezeichnung DZ5008 und Nr. 5 der DSAP-Messserie, DSAP05 ($n_{\mathrm{abs}} = 43.748$/min) aus den Messungen am

SRV4, D1 herangezogen (siehe Tabelle A.5 im Anhang). Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der BPF, dem Ton des Drehklanges mit dem höchsten Pegel im Spektrum, und damit ist der Drehzahlbereich, bei dem der Verdichter im Überschallbereich arbeitet und die dominante Umfangsmode der BPF der Ordnung $m = 13$ im kleinen Drehkanal, also in dem Rohrsegment direkt vor dem Verdichtereinlauf, ausbreitungsfähig ist, am interessantesten.

Bei der Drehzahl von 44.000/min ist die Azimutalmode 13 knapp unterhalb der Cut-on-Grenze, aber der Verdichter arbeitet transsonisch. Weil der Quellmechanismus unabhängig von den Schallausbreitungsbedingungen arbeitet, aber die Anregung des Tones sehr wohl solche Abhängigkeiten zeigt, ist dieser Betriebspunkt für eine solche Untersuchung auch interessant.

Das Rechengebiet, in Abb. 7.1 mit den Ebenen an den axialen Positionen der Messpunkte im Laufraddeckel dargestellt, umfasst einen Sektor mit einem Winkel von 27,9°, der eine Vollschaufel und eine zurückgeschnittene Schaufel des Laufrades enthält. Es beginnt 100 mm stromauf des Fußes der Vollschaufel und endet 10 mm stromab der Hinterkante der Diffusorbeschaufelung. Hier ist der Diffusor nicht dargestellt.

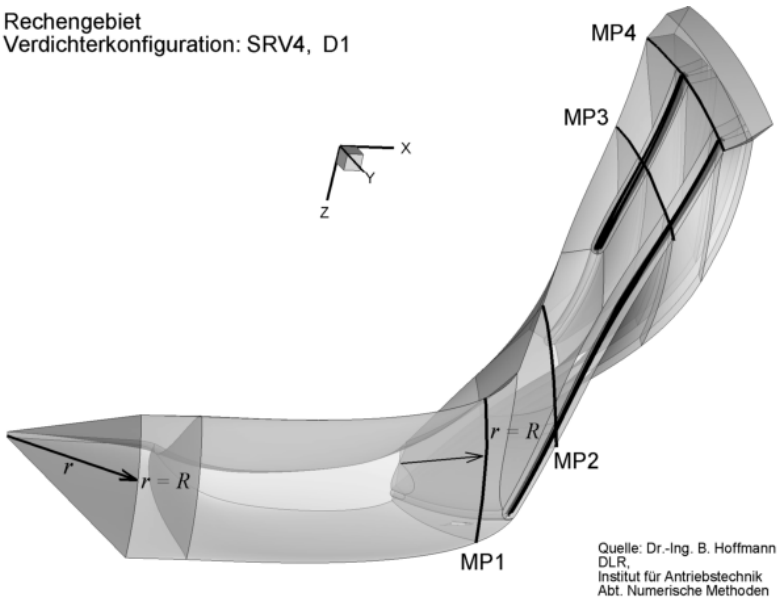


Abbildung 7.1.: Rechengebiet.

Die Druckaufnehmer wurden an den Messpunkten im Laufraddeckel wandbündig, also ortsfest, direkt über der Oberkante der rotierenden Laufradbeschaufelung montiert. Aus den numerischen Daten, die als Momentaufnahme der Strömungsgrößen in dem Rechenvolumen aufgefasst werden können, werden die Werte am äußeren radialen Rand der in Abb. 7.1 mit MP1 bis MP4 gekennzeichneten Ebenen für den Vergleich mit den Messergebnissen verwendet.

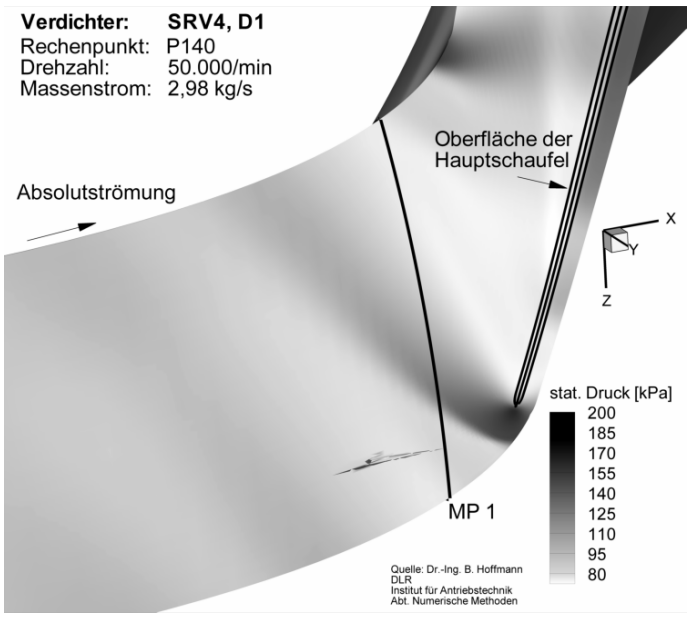


Abbildung 7.2.: stationäre numerische Lösung: statischer Druck in der radialen Ebene der Schaufeloberkante im Eintrittsbereich des Verdichters bei Auslegungsdrehzahl.

Abb. 7.2 zeigt den statischen Druck aus der numerischen Lösung bei 50.000/min (s. Tab. A.5) in der radialen Ebene der Schaufeloberkante über eine Laufradpassage im Eingangsbereich des Verdichters. Der Darstellungsbereich des Druckes ist so gewählt, dass die Druckschwankungen und somit die Stoßfronten vor der Vorderkante der Hauptschaufeln, die durch die Linie des Messpunktes MP1 geht, optimal sichtbar werden.

Für den Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse müssen einige Normierungen durchgeführt werden. Bei den Messwerten werden die Zeitreihen zunächst adaptiv neu abgetastet, um Drehzahlschwankungen auszugleichen. Das heißt, dass die Anzahl der Abtastwerte des Signals pro Laufradumdrehung homogenisiert wird. Mit Hilfe des Rotortriggers wird das Signal in Zeitfenster der Länge einer Laufradumdrehung geteilt, um dann phasenrichtig gemittelt zu werden. Zur Anpassung an die Rechenergebnisse wird das Signal um 180° in der Phase gedreht und der stationäre Druckanteil, der arithmetische Mittelwert, subtrahiert. Um die spektrale Auflösung zu erhöhen, wird im nächsten Schritt das Signal periodisch so weit fortgesetzt, bis die FFT ein genügend genaues Ergebnis liefert. Die Ergebnisse der CFD-Rechnung müssen nach Auswahl der interessierenden physikalischen Größe, hier der statische Druck, auch auf diese Art normiert werden, um eine Vergleichbarkeit herbeizuführen.

Der in Abb. 7.3 a dargestellte Druckverlauf ist das extrahierte Ergebnis aus der numerischen Rechnung bei 50.000/min für den Messpunkt MP1 am Laufraddeckel, der durch den Verdichtungsstoß an der Vorderkante der Haupt-

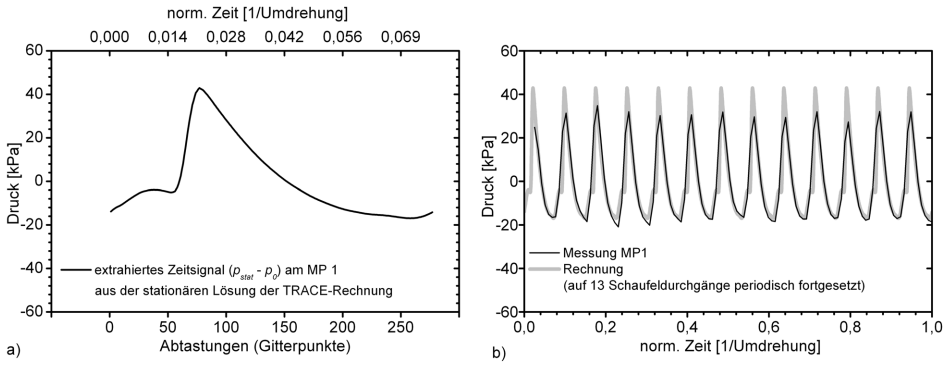


Abbildung 7.3.:
a) stationäre Lösung ($n = 50.000$/min): Druckverlauf über eine Schaufelteilung am MP1;
b) Schwankungen des statischen Drucks an der Innenwand des Laufraddeckels, Gegegenüberstellung von Rechnung und Messung.

schaufel geprägt ist, wie Abb. 7.2 zeigt. Dieser Druckverlauf wird über den Vollkreis periodisch fortgesetzt, so dass sich der in Abb. 7.3 b dargestellte, streng periodische Zeitverlauf ergibt. Der gemessene Druckverlauf ist dagegen nicht genau periodisch, weil in der technischen Realität Lage und Stärke der Stöße von Schaufel zu Schaufel variieren (s. Abschnitt 4.1.4). Die Stöße sind an die Schaufelvorderkanten gebunden, d.h., sie laufen mit den Schaufeln um, so dass sich für den ortsfesten Beobachter ein sich mit jeder Laufradumdrehung wiederholendes charakteristisches Druckmuster ergibt. Das Frequenzspektrum eines solchen Druckmusters zeigt die Rotordrehfrequenz und deren ganzzahlige Vielfache – die spektralen Charakteristika des Buzz-Saw-Noise.

Mit stationären numerischen Rechnungen könnte dieser Sachverhalt nur nachgebildet werden, wenn das Rechengebiet den gesamten Rotor umfasst und die oben genannten Abweichungen der Druckamplitude und der Periodizität von Schaufelpassage zu Schaufelpassage auf geeignete Weise simuliert werden, was natürlich den Aufwand bedeutend erhöht.

Um das am Laufraddeckel gemessene Buzz-Saw-Noise-Spektrum weniger aufwändig mit der stationären Lösung nachzubilden, wurden die dreizehn identischen Druckverläufe der Rechnung, die eine Laufradumdrehung repräsentieren, stochastisch in der Amplitude mit veränderlicher Standardabweichung so lange variiert, bis sich im Spektrum eine möglichst gute Übereinstimmung mit der Messung ergab. Für eine mittlere Abweichung von $\Delta A = 8{,}2\%$ des ursprünglichen Amplitudenwertes wurden die besten Übereinstimmungen von gemessenem und numerischem Spektrum am Messpunkt MP1 erzielt.

Abb. 7.4 a zeigt das auf eine Laufradumdrehung fortgesetzte Drucksignal

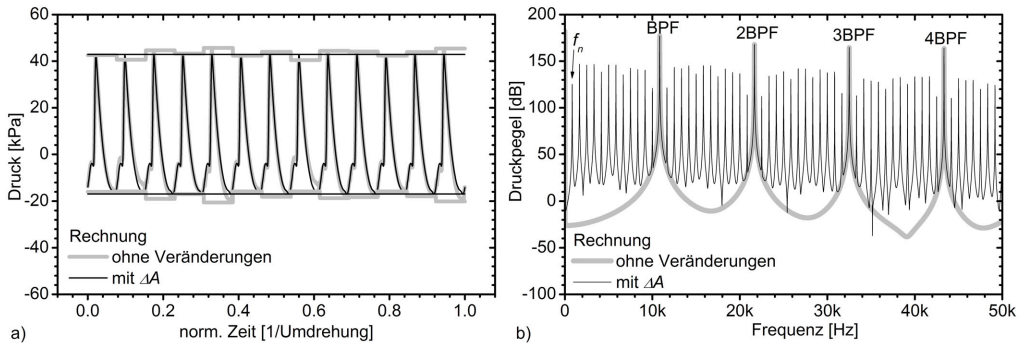


Abbildung 7.4.: stationäre numerische Lösung ($n = 50.000$/min):
a) Verlauf des statischen Drucks an MP1 über eine Laufradumdrehung mit konstanter und mit stochastisch schwankender Amplitude (mittlere Abweichung $\Delta A = 8{,}2\%$);
b) Frequenzspektren.

aus der Rechnung bei 50.000/min ohne Veränderungen und mit den oben beschriebenen Amplitudenabweichungen. In Abb. 7.4 b sind die zugehörigen Frequenzspektren dargestellt. Das Spektrum des Originalsignals weist nur bei der BPF und ihren Harmonischen Pegelspitzen auf, während im Spektrum mit schwankender Amplitude alle Rotorharmonischen erscheinen. Die Energie über den gesamten Frequenzbereich muss erhalten bleiben, da aber die Pegeldifferenz zwischen der BPF und den höchsten Peaks der Rotorharmonischen im Mittel 30 dB beträgt, haben die Amplitudenschwankungen im Zeitsignal keinen signifikanten Einfluss auf die Höhe der Drehklangpegel.

In Abb. 7.5 sind die Zeitverläufe und Spektren der Messung und der Rechnung bei 50.000/min mit den Amplitudenschwankungen ΔA über eine Laufradumdrehung gegenübergestellt. In den Zeitverläufen fällt auf, dass die Druckmaxima der Rechnung höher sind als die der Messung. Die Phasenbeziehungen zwischen den einzelnen tonalen Komponenten beeinflussen die Form des Zeitsignals und differieren zwischen Rechnung und Messung. Der Vergleich der Spektren zeigt aber, dass die Pegel der BPF und der 2BPF zwischen gemessenem und berechnetem Druckverlauf sich auf den ersten Blick kaum unterscheiden. Diese beiden Töne haben die höchsten Anteile am Gesamtpegel, wobei die BPF Pegel bestimmend ist. Wie weiter oben schon ausgeführt, wurden durch stochastische Veränderungen der Amplitude die Rotorharmonischen im Spektrum des Signals der Rechnung erzeugt, die annähernd die Pegelhöhen dieser Frequenzkomponenten des Messsignals im tieffrequenten Bereich erreichen.

Die Rotorharmonischen tragen aber zum Gesamtpegel kaum bei. Die Pegelwerte der Drehklangkomponenten, die Gesamtpegel und Pegeldifferenzen der Signale von Rechnung und Messung am Messpunkt MP1 sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Die Pegeldifferenzen zwischen Rechnung und Messung der ersten beiden BPF-Töne weisen Werte von ≤ 1 dB auf. Im Gesamtpegel ist die Übereinstimmung von Rechnung und Messung mit einer Differenz

Tabelle 7.1.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP1: Differenzen der Drehklangkomponenten

	Druckpegel [dB]		
	Rechnung	**Messung**	**Differenz**
BPF	177,2	178,2	-1,0
2BPF	167,9	168,6	-0,7
3BPF	164,7	157,5	7,2
4BPF	163,8	144,0	19,8
gesamt	**180,4**	**180,5**	**-0,1**

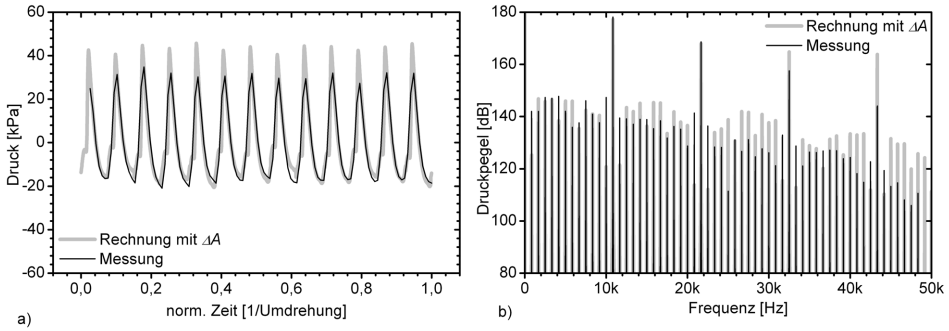


Abbildung 7.5.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP1:
a) Verläufe des statischen Drucks über eine Umdrehung mit ΔA;
b) Frequenzspektren.

von 0,1 dB als gut zu bewerten. Die beiden BPF-Töne 3. und 4. Ordnung beinflussen die Höhe des Gesamtpegels kaum, deshalb fallen die recht großen Pegelunterschiede zwischen Rechnung und Messung nicht ins Gewicht.

Die Ergebnisse der Rechnung und der Messung für den MP2 sind in Abb. 7.6 dargestellt. Hier sind die Unterschiede in den Zeitsignalen (Abb. 7.6 a) noch größer als am MP1. In der Gegenüberstellung der Spektren beider Signale (Abb. 7.6 b) ist zu erkennen, dass die BPF-Pegel von Rechnung und Messung sehr gut übereinstimmen. Aber mit höher werdender Ordnung der BPF wachsen auch hier die Abweichungen beider Signale. Tabelle 7.2 zeigt die Pegelwerte der BPF sowie ihrer ersten drei Obertöne und den Gesamtpegel der Mess- und der Rechenergebnisse für den MP2. Der Pegel der 2BPF ist in der Messung um knapp 9 dB niedriger als in der Rechnung.

Bei dem Rechensignal sind die beiden ersten Drehklangtöne Pegel bestimmend. Im Messsignal ist nur die BPF dominant. Daher ist auch der Gesamtpegel der Rechnung um etwa 5 dB höher als der der Messung. Die Schalldruckpegel des 3. und 4. Obertones der BPF sowie die der Buzz-Saw-Noise-Anteile

Tabelle 7.2.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP2: Differenzen der Drehklangkomponenten

	Druckpegel [dB]		
	Rechnung	**Messung**	**Differenz**
BPF	170,4	170,5	-0,1
2BPF	171,6	163,0	8,6
3BPF	169,1	160,3	8,8
4BPF	167,6	147,8	19,8
gesamt	**178,4**	**173,8**	**4,6**

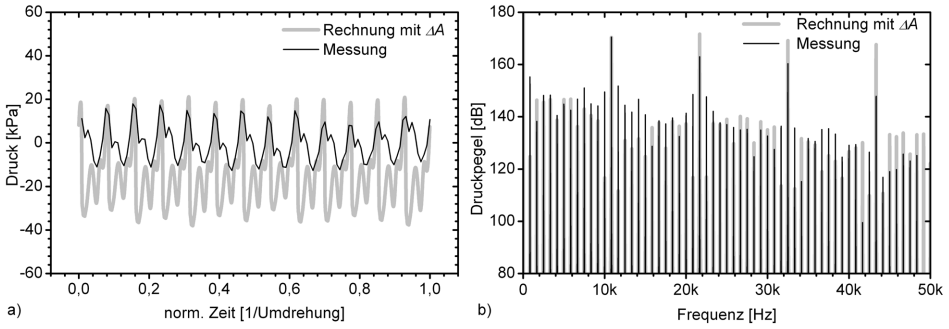


Abbildung 7.6.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP2:
a) Verläufe des statischen Drucks über eine Umdrehung mit ΔA;
b) Frequenzspektren.

haben keinen Einfluss auf die Höhe des Gesamtpegels. An MP2 ist die Übereinstimmung von Rechnung und Messung weniger gut als bei MP1.

Am MP3 (Abb. 7.7 und Tabelle 7.3) stimmen Messung und Rechnung ähnlich gut überein wie am MP1. Die Differenzen der ersten beiden BPF-Töne zwischen Rechnung und Messung sind kleiner als 1 dB und da diese Komponenten in beiden Fällen Pegel bestimmend sind, ist auch die Differenz der Gesamtpegel kleiner als 1 dB.

Weiter stromauf, am Messpunkt MP4 (Abb. 7.8, Tabelle 7.4), ist die 2BPF für das Signal der Rechnung wie auch für das der Messung Pegel bestimmend. Die Pegeldifferenz zwischen Messung und Rechung beträgt etwas mehr als 5 dB, ist also erheblich. Am Laufradaustritt ist die Übereinstimmung von stationärer Lösung und Messung der Wanddruckschwankungen am Gehäusedeckel am geringsten.

Die Ergebnisse des Vergleiches bei 50.000/min zwischen stationärer Lösung und Messung der Wanddruckschwankungen im Bereich des Laufraddeckels zeigen, dass Rechnung und Experiment bei Auslegungsdrehzahl insgesamt gut

Tabelle 7.3.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP3: Differenzen der Drehklangkomponenten

	Druckpegel [dB]		
	Rechnung	**Messung**	**Differenz**
BPF	177,4	177,9	-0,5
2BPF	177,3	178,0	-0,7
3BPF	166,8	158,0	8,8
4BPF	171,2	150,3	20,9
gesamt	**183,6**	**182,9**	**0,7**

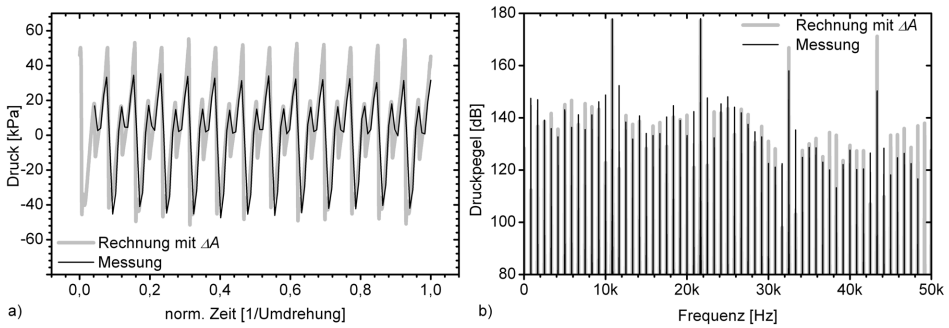


Abbildung 7.7.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP3:
a) Verläufe des statischen Drucks über eine Umdrehung mit ΔA;
b) Frequenzspektren.

übereinstimmen. Es ist damit zu rechnen, dass am Laufradeintritt (MP1), bei Drehzahlen oberhalb von 46.000/min, bei denen der Buzz-Saw-Noise auftritt und der Drehklang Pegel bestimmend ist, die Übereinstimmungen zwischen Messung und Rechnung am stärksten sind. Die Differenzen bei den dominierenden Frequenzkomponenten und damit bei dem Gesamtpegel werden kleiner als 1 dB sein.

Das genaue Druckprofil in der Eintrittsebene des Verdichters kann durch eine stationäre Lösung nicht wiedergegeben werden, weil die Verdichtungsstöße, die bei Drehzahlen oberhalb von 46.000/min die Hauptschallquelle darstellen, auch instationäre Anteile beinhalten, die das Spektrum charakterisieren. Da aber die Rotorharmonischen ohne die BPF und ihre Obertöne, also die Buzz-Saw-Noise-Komponenten, bei den hier untersuchten Radialverdichterkonfigurationen den Gesamtpegel kaum erhöhen, müssen sie auch hierbei nicht berücksichtigt werden. Der Zusammenhang zwischen den stochastischen Amplitudenabweichungen im Zeitsignal über eine Laufradumdrehung und den Pegeln der Buzz-Saw-Noise-Komponenten kann aber zum Abschätzen dieser

Tabelle 7.4.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP4: Differenzen der Drehklangkomponenten

	Druckpegel [dB]		
	Rechnung	**Messung**	**Differenz**
BPF	165,8	167,4	-1,6
2BPF	176,3	170,9	5,4
3BPF	149,6	152,5	-2,9
4BPF	170,5	145,9	24,6
gesamt	**180,4**	**174,6**	**5,8**

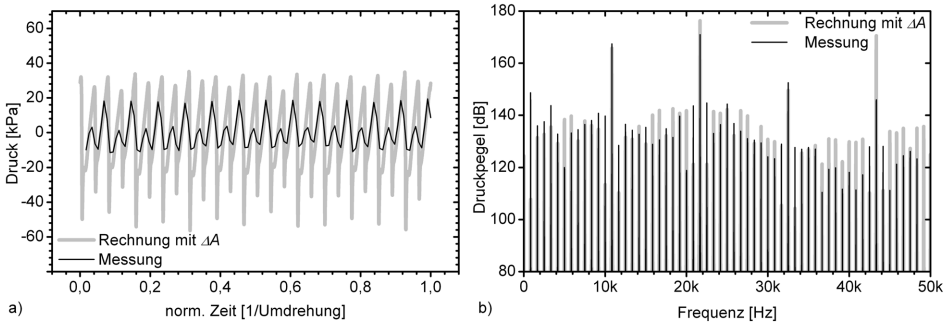


Abbildung 7.8.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 50.000$/min) MP4:
a) Verläufe des statischen Drucks über eine Umdrehung mit ΔA;
b) Frequenzspektren.

Geräuschkomponente genutzt werden.

Da bei Drehzahlen mit transsonischen Strömungsgebieten Schallanteile, deren Quellen sich weiter stromauf befinden, diese Gebiete gegen die Strömung nicht passieren können, sind für die Beurteilung der Schallentwicklung im Ansaugkanal nur Vergleiche der Ergebnisse von Messung und Rechnung am Messpunkt 1 interessant.

Bei 44.000/min weisen die Ergebnisse des Experiments für die BPF einen um rund 2 dB höhren Wert auf als die der Rechnung. Da der Drehklang erst ab etwa 45.000/min Pegel bestimmend ist und die (absoluten) Drehzahlen von Messung und Rechnung um 0,6% abweichen, kann die Übereinstimmung der Pegelwerte der BPF als gut bewertet werden.

In Abb. 7.9 ist der statischen Druckverlauf an der äußersten Radialebene über eine Schaufelpassage bei 44.000/min zu sehen.

Die Zeitsignale über eine Laufradumdrehung und die dazu gehörigen Amplitudenspektren sind in Abb. 7.10 dargestellt. Da es hier im Eigentlichen um den Drehklang, speziell um die BPF geht, wurde bei dieser Darstellung auf eine

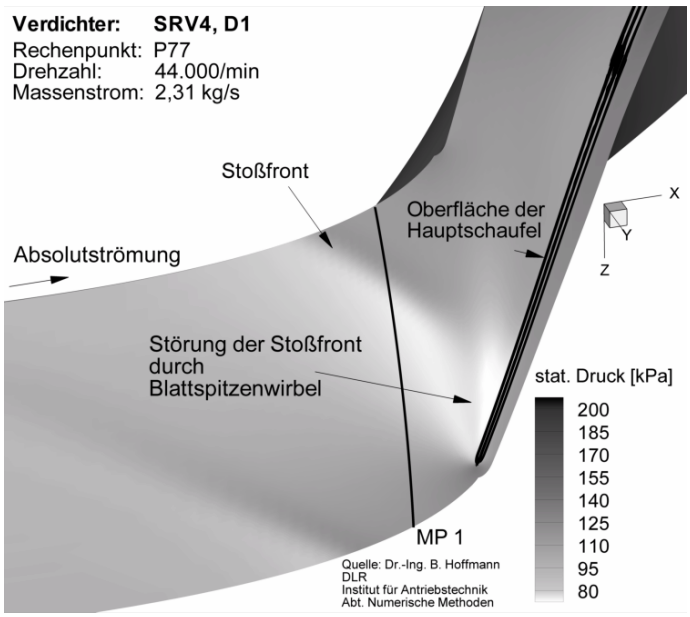


Abbildung 7.9.: stationäre numerische Lösung ($n = 44.000$/min): statischer Druck in der radialen Ebene der Schaufeloberkante im Eintrittsbereich des Verdichters.

Nachbildung der Rotorharmonischen bei der stationären Lösung verzichtet.

Für niedrigere Drehzahlen, besonders im subsonischen Bereich kann hier keine Aussage über die Verwendbarkeit stationärer Lösungen zur Abschätzung der Schallabstrahlung in den Ansaugkanal getroffen werden. Aber bei Drehzahlen über 46.000/min sind die Schalldruckpegel besonders hoch (Abb. 6.30), deshalb ist dies auch für Lärmminderungsmaßnahmen der wichtigere Drehzahlbereich.

Somit lässt sich schlussfolgern, dass stationäre Lösungen durchaus herangezogen werden können, um im o. g. Drehzahlbereich Abschätzungen der Höhe des Schalleintrages in den Ansaugkanal vorzunehmen, obwohl die Allgemeingültigkeit dieses Ergebnisses durch Untersuchungen dieser Art an anderen Verdichtern und in breiterem transsonischen Drehzahlbereich bestätigt werden müsste.

Stationäre Lösungen sind demnach geeignet, die Quellmechanismen des Drehklanges, die Verdichtungsstöße an den Vorderkanten der Hauptschaufeln des Laufrades, zu beschreiben. Das erlaubt bei Auslegungsrechnungen mehrerer Verdichtervarianten Aussagen in Bezug auf die zu erwartenden Pegelunterschiede für diese Schallkomponenten im Ansaugkanal, wenn dieser nicht verändert wird. Für eine Bestimmung der genauen Schalldruck- bzw. Leistungspegel in den Strömungskanälen ist eine Schallausbreitungsrechnung notwendig.

Tabelle 7.5.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 44.000$/min) MP1: Differenzen der Drehklangkomponenten

	Druckpegel [dB]		
	Rechnung	**Messung**	**Differenz**
BPF	179,2	181,4	-2,2
2BPF	168,7	161,6	7,1
3BPF	167,1	148,4	18,7
4BPF	161,5	133,5	28,0
5BPF	158,8	123,4	35,4
gesamt	**182,5**	**184,0**	**-1,5**

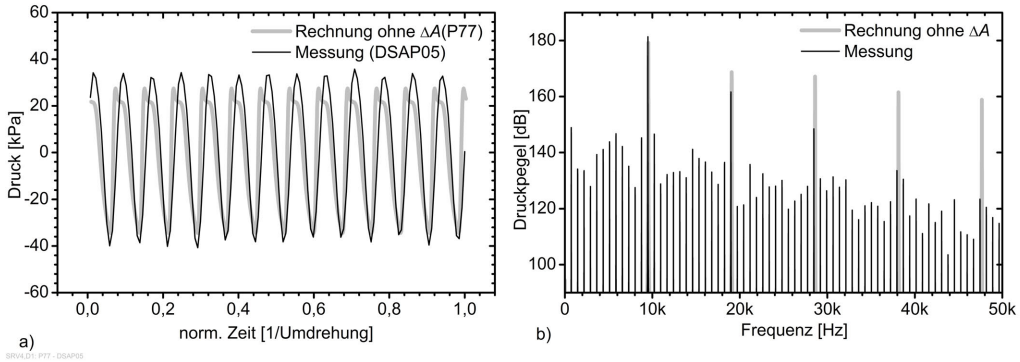


Abbildung 7.10.: Vergleich Messung – Rechnung ($n = 44.000$/min) MP1:
a) Verläufe des statischen Drucks über eine Umdrehung mit ΔA;
b) Frequenzspektren.

7.2. Empirisches Modell für die Schallleistung im Ansaugkanal

Der vorangegangene Abschnitt hat gezeigt, dass mit den stationären Lösungen eine Vorhersage, ob die zu erwartende Schallemission eines Verdichters höher oder niedriger sein wird als die eines anderen, unter der Voraussetzung möglich ist, dass die Rohrgeometrien nicht geändert werden. Das gilt aber nur für zwei Schallkomponenten: für den Drehklang in transsonischen Drehzahlbereichen und den Buzz-Saw-Noise. Für andere Schallkomponenten, deren Quellen im rotierenden System im aerodynamischen Sinn instationär[1] sind, können auf

[1]Eine physikalische Größe ist stationär, wenn sie nicht zeitabhängig ist. Der Schalldruck ist eine Druckstörung, die sich als Welle ausbreitet und damit im aerodynamischen Sinn instationär ist. In der Akustik wird von einem stationären Feld gesprochen, wenn sich die Amplituden- und Frequenzzusammensetzung zeitlich nicht ändern. Das heißt z. B., wenn der Radialverdichter konstant auf einem Betriebspunkt gefahren wird, ist das von ihm

diese Weise keine Aussagen getroffen werden. Dazu muss aber bemerkt werden, dass bei den hier betrachteten Radialverdichtern im oberen Drehzahlbereich, ab 46.000/min, der Drehklang Pegel bestimmend ist.

Um aber Aussagen über die zu erwartende Schallemission auch für Drehzahlen im Unterschallbereich treffen zu können, soll hier ein empirisches Modell für die Schallleistung des Radialverdichters im Ansaugkanal als Funktion seiner Betriebsparameter vorgestellt werden. Dieses Modell spiegelt nicht die Physik der Schallentstehung und -ausbreitung wider, sondern ist eine Anpassung von Messergebnissen an eine mathematische Funktion, deren Genauigkeit davon abhängt, wie und mit welchen Daten diese Funktion gebildet wird. Je einfacher die Funktion ist, desto größer sind die Abweichungen. Da ein solches Modell für den Ingenieur handhabbar sein sollte, sind Kompromisse zwischen der Genauigkeit und der Einfachheit des Modells zu finden.

Als Vorbild für das hier entwickelte Schallleistungsmodell dient die VDI 3731 [2]. Hier wird die Schallleistung L_W von Ventilatoren, wie von Regenscheid [71] vorgeschlagen, zu ihrer Verlustleistung in Beziehung gesetzt:

$$L_W - 10\lg\left[\frac{\Delta p_t}{\Delta p_{t,0}}\frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}\left(\frac{1}{\eta_{tL}}-1\right)\right]\mathrm{dB} = (L_{W,\mathrm{spez}} + 10\gamma\cdot\lg\ \mathrm{Ma})\,\mathrm{dB}, \qquad (7.1)$$

wobei $L_{W,\mathrm{spez}}$ der Pegel der spezifischen Schallleistung, Δp_t die Totaldruckerhöhung, $\dot{V}$ der Volumenstrom und

$$\eta_{tL} = \Delta p_t \cdot \frac{\dot{V}}{P_L}$$

nach VDI 3731 [2] der Gesamtwirkungsgrad des Ventilators mit P_L als der Laufradleistung sind. γ ist der Exponent der Schallleistung in Abhängigkeit von der Umfangsmachzahl. Die Größen mit der Null im Index auf der linken Seite der Gleichung 7.1 sind Bezugsgrößen: $\dot{V}_0 = 1\ \mathrm{m}^3/\mathrm{s}$ und $\Delta p_{t,0} = 1$ Pa. Das Produkt $\Delta p_t \cdot \dot{V}$ ist die Strömungsleistung des Ventilators.

Die innere Leistung von Radialverdichtern wird über das Produkt von Massenstrom und der spezifischen Totalenthalpiedifferenz (Gl. 3.5) bestimmt. Die innere und Strömungsverlustleistung sind über den isentropen Wirkungsgrad (Gl. 3.15) mit einander verknüpft:

$$P_V = P_i\left(\frac{1}{\eta_{\mathrm{isen}}}-1\right). \qquad (7.2)$$

Die dem Verdichter zugeführte mechanische Leistung P_{ges} ist gleich der Summe aus innerer und Verlustleistung. Abb. 7.11 zeigt die inneren Leistungen und die Strömungverlustleistungen der vier Verdichterkonfigurationen. Sie steigen

erzeugte Schallfeld auch zeitlich konstant. Der an den Messorten erfasste Schalldruck ist im akustischen Sinn stationär.

nahezu exponentiell mit der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt. Während die Kurven der inneren Leistungen kaum Unterschiede zeigen, ist bei den Verlustleistungsverläufen deutlich erkennbar, dass für niedrige Umfangsmachzahlen die Wirkungsgrade der Verdichter mit beschaufeltem Diffusor niedriger als die der Verdichter mit unbeschaufeltem Diffusor sind. Im Falle der Verdichterkonfiguration SRV4, D1 sinkt der isentrope Wirkungsgrad für die niedrigste Drehzahl von 20.000/min, das entspricht einer Umfangsmachzahl am Laufradeintritt von $\mathrm{Ma}_{U1} = 0{,}48$, auf einen Wert von $\eta_{\mathrm{isen}} = 0{,}5$.

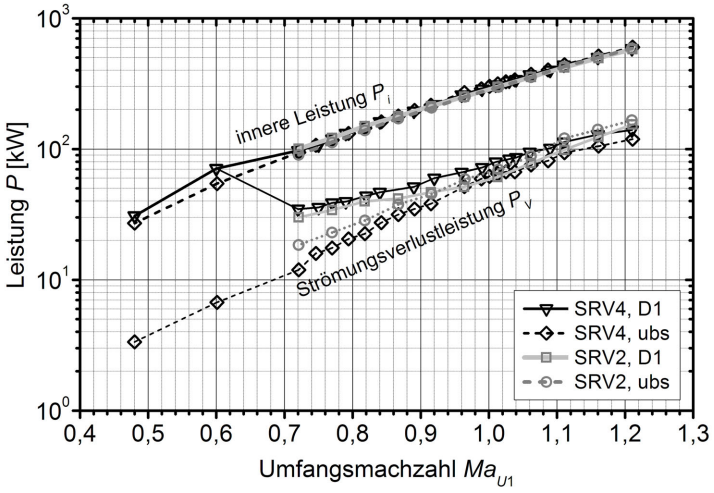


Abbildung 7.11.: Innere Leistungen und Strömungsverlustleistungen der Radialverdichter als Funktionen der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt.

In Abb. 7.12 sind die Schallleistungen aller untersuchten Verdichterkonfigurationen, normiert mit der inneren Leistung P_i, der Strömungsverlustleistung P_V und der Differenz beider Leistungsanteile $P_i - P_V$, in der Form

$$L_W - 10\mathrm{lg}\left(\frac{P_x}{P_0}\right) = f\left(\mathrm{Ma}_{U1}\right) \tag{7.3}$$

aufgetragen. P_x steht in Gleichung 7.3 wahlweise für die o. g. Leistungsanteile und P_0 ist eine Bezugsleistung für die Logarithmierung mit dem Wert $P_0 = 1$ W.

Die in VDI 3731 [2] verwendete Normierung geht davon aus, dass der entstehende Schall den Verlusten zuzurechnen ist. Bei Ventilatoren ergeben sich dabei auch die geringsten mittleren Abweichungen der spezifischen Schallleistung von den Mittelwerten. Bei den Radialverdichtern, siehe Abb. 7.12, sind aber die geringsten Streuungen bei der Normierung mit der inneren Leistung

zu beobachten, deshalb wird diese Art der Normierung den folgenden Überlegungen zu Grunde gelegt.

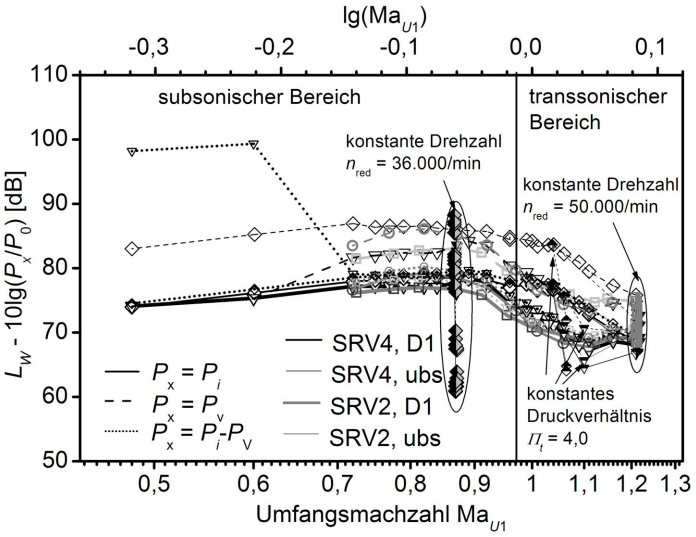


Abbildung 7.12.: Mit der Strömungs- und Strömungverlustleistung normierte Schallleistung über der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt.

Abb. 7.12 zeigt auch, dass die Abhängigkeit der normierten Schallleistung von der Umfangsmachzahl bei subsonischen Strömungsverhältnissen ganz anders als im Überschallbereich ist. Das begründet sich damit, dass sich die relative Bedeutung der verschiedenen Schallentstehungsmechanismen mit der Drehzahl stark ändert: Bei niedrigen Drehzahlen dominiert das Grundrauschen und das Blattspitzenwirbelgeräusch, bei hohen der Buzz-Saw-Noise sowie vor allem der Drehklang. Aus diesem Grund ist es auch notwendig, verschiedene Bestimmungsgleichungen für den Unterschall und den transsonischen Bereich anzugeben. Der Überschallbereich beginnt, wenn die Laufradanströmung (Relativgeschwindigkeit Ma_{W1}) den Wert eins überschreitet. Das ist der Fall, wenn die Umfangsmachzahl am Laufradeintritt Ma_{U1} größer als 0,97 wird.

In Abb. 7.12 sind die Daten aller Messserien (s. Tabelle A.3) für jede der untersuchten Verdichterkonfigurationen als Kurven über der Umfangsmachzahl aufgetragen, bis auf die Messserien von $\Pi_t = 4{,}0$ für das Laufrad SRV2, die aus Übersichtsgründen nicht dargestellt sind. Die Daten für die Messserien bei konstanten Drehzahlen sind auf Grund der Art der Messserien von der Umfangsmachzahl unabhängig. Die Daten der Messungen bei konstantem Druckverhältnis bewegen sich nur im transsonischen Bereich. Am aussagekräftigsten für ein empirisches Modell der Schallleistung als Funktion der Umfangsmachzahl sind die Ergebnisse der Messungen bei konstanter Drosselstellung mit Einstellung der Drossel im Auslegungspunkt (DASP), weil sie über den größ-

ten Bereich der Umfangsmachzahl verteilt sind und durch diesen ausgezeichneten Betriebspunkt der Drosseleinstellung wohl definierte Betriebslinien in den Kennfeldern der Verdichter bilden.

Die Abb. 7.13 bis 7.17 zeigen die auf die innere Leistung bezogenen Schallleistungen aller untersuchten Verdichterkonfigurationen über der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt. Die Punktmengen der einzelnen Messserien sind verschieden gekennzeichnet. In den Diagrammen sind je zwei Regressionsfunktionen für die Datenwerte der DSAP-Messserien der Form

$$L_W = L_{W,\text{spez}} + \left(10\gamma \cdot \lg\ \text{Ma}_{U1} + 10 \cdot \lg\frac{P_i}{P_0}\right) \text{dB}, \tag{7.4}$$

getrennt für den Unterschallbereich ($0{,}70 \leq \text{Ma}_{U1} \leq 0{,}97$) und den transsonischen Bereich ($0{,}97 \leq \text{Ma}_{U1} \leq 1{,}25$), angegeben, deren Gleichungen unter den Diagrammen stehen. Bei doppelt logarithmischer Auftragung ergeben sich Geraden. Die Bereiche der Standardabweichung $\pm\sigma$ sind durch zusätzliche Linien gekennzeichnet.

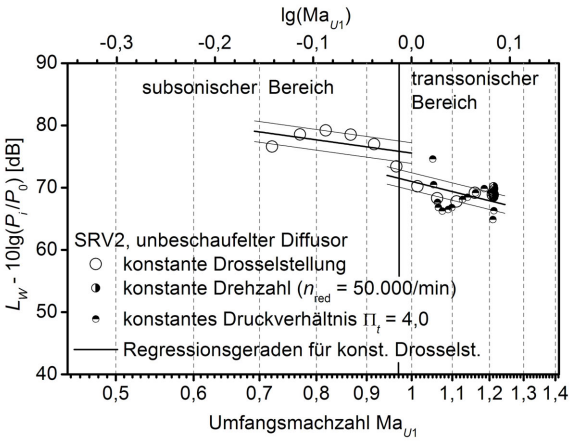
Werden der Bestimmung der Regressionsgeraden Werte anderer Messserien zu Grunde gelegt, ergeben sich für die spezifische Schallleistung $L_{W,\text{spez}}$ und den (zehnfachen) Schallleistungsexponenten 10γ als Gleichungskoeffizienten sowie für die Standardabweichung σ andere Werte. Im Anhang sind die Koeffizienten aller Messserien in Tabellenform (Tab. A.6 bis A.10) zusammengefasst.

Auffällig ist, dass die subsonischen Regressionsgeraden für das Laufrad SRV2 negative Anstiege haben, während die für den SRV4 mit der Umfangsmachzahl ansteigen. Der Anstieg der Geraden des SRV4 wird maßgeblich durch zwei Zusatzmessungen, die bei 25.000/min ($\text{Ma}_{U1} = 0{,}6$) und bei 20.000/min ($\text{Ma}_{U1} = 0{,}48$) durchgeführt wurden, bestimmt, die beim SRV2 fehlen. Im transsonischen Bereich sind alle Regressionsgeraden fallend. Die Standardabweichungen liegen für die einzelnen Verdichter in einem Bereich von 0,7 dB bis 1,7 dB, wobei die Streuungen der Einzelwerte im transsonischen Bereich geringer sind als im Unterschallbereich.

Wenn für die Berechnung der Regressionsgeraden die Werte der Messungen bei konstanter Drosselstellung (DSAP) aller Verdichter herangezogen werden (s. Abb. 7.17), sind die Standardabweichungen im subsonischen Bereich um 0,3 dB und im transsonischen Bereich um 1 dB höher als die (arithmetischen) Mittelwerte der Streuungen der einzelnen Verdichter (s. Abb. 7.13 bis 7.16). Dafür aber sind die Gleichungen unter Abb. 7.17 allgemeingültiger. Je mehr Daten verschiedener Grundgesamtheiten (verschiedener Messserien und verschiedener Verdichter) zur Berechnung solcher zugeschnittener Größengleichungen verwendet werden, desto ungenauer, aber dafür allgemeingültiger wird das Ergebnis. Dazwischen ist ein sinnvoller Kompromiss zu finden. Die weiter oben getroffene Aussage entspricht einem solchen Kompromiss, dass nämlich für die Bestimmung eines empirischen Modells der Schallleistung sich

die Werte der DSAP-Messserien als die günstigsten erweisen, dafür aber die Daten aller Verdichter heranzuziehen sind.

Zusammenfassend kann zu dem hier vorgestellten Modell der Verdichterschallleistungen im Ansaugkanal festgestellt werden, dass es relativ einfach und auch gut zu handhaben ist, aber in Bezug auf die Genauigkeit etwas grob bleibt, wenn die Daten aller Verdichter hinzugezogen werden. Andererseits bietet sich die Möglichkeit, die Radialverdichterschallleistung abzuschätzen, ohne konstruktive Details der Maschine zu kennen. Außerdem fließen in dieses Modell die Einflüsse der Rohrgeometrie mit ein, was die Allgemeingültigkeit einschränkt. Eine Übertragung dieses Modells auf Radialverdichter anderer Baugrößen und Bauformen ist hier nicht möglich, weil die experimentelle Basis fehlt. Es zeigt aber, dass auf dieser Grundlage Abschätzungen des Schallleistungseintrages in den Ansaugkanal möglich sind und dass dabei zwischen sub- und transsonischen Drehzahlbereichen unterschieden werden muss.

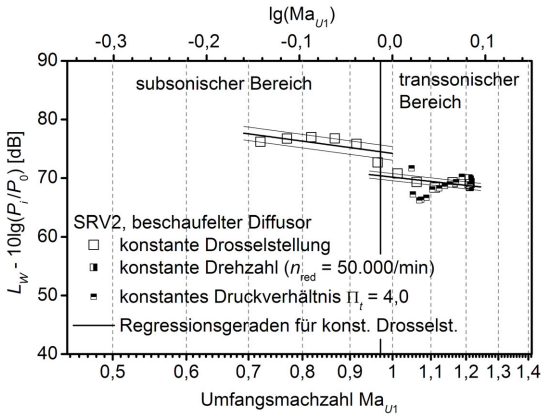


Regressionsgeraden für zwei Bereiche der Umfangsmachzahl für Datensatz bei konstanter Drosselstellung mit der Streubreite $\pm\sigma$:

$L_{W,\mathrm{ss}} = \left(75{,}6 - 22{,}0 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right)$ dB für $0{,}70 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 0{,}97; \sigma = 1{,}7$ dB

$L_{W,\mathrm{ts}} = \left(71{,}0 - 39{,}1 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right)$ dB für $0{,}97 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 1{,}25; \sigma = 1{,}4$ dB

Abbildung 7.13.: Mit der inneren Leistung normierte Schallleistung als Funktion der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt; SRV2 mit unbeschaufeltem Diffusor.

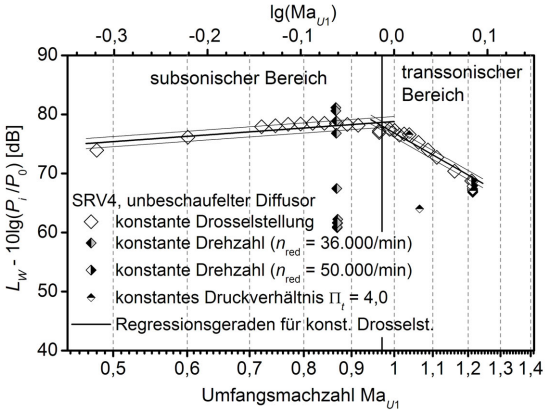


Regressionsgeraden für zwei Bereiche der Umfangsmachzahl für Datensatz bei konstanter Drosselstellung mit der Streubreite $\pm\sigma$:

$$L_{W,\mathrm{ss}} = \left(74{,}2 - 21{,}5 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right) \mathrm{dB} \text{ für } 0{,}70 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 0{,}97; \sigma = 1{,}2 \mathrm{\ dB}$$

$$L_{W,\mathrm{ts}} = \left(70{,}2 - 17{,}6 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right) \mathrm{dB} \text{ für } 0{,}97 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 1{,}25; \sigma = 0{,}7 \mathrm{\ dB}$$

Abbildung 7.14.: Mit der inneren Leistung normierte Schallleistung als Funktion der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt; SRV2 mit beschaufeltem Diffusor.

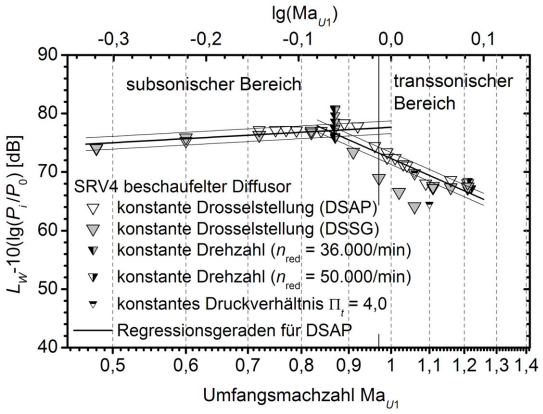


Regressionsgeraden für zwei Bereiche der Umfangsmachzahl für Datensatz bei konstanter Drosselstellung mit der Streubreite $\pm\sigma$:

$$L_{W,\mathrm{ss}} = \left(78{,}8 + 11{,}3 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right) \mathrm{dB} \text{ für } 0{,}40 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 0{,}97; \sigma = 0{,}9 \mathrm{\ dB}$$

$$L_{W,\mathrm{ts}} = \left(76{,}9 - 89{,}9 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right) \mathrm{dB} \text{ für } 0{,}97 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 1{,}25; \sigma = 0{,}8 \mathrm{\ dB}$$

Abbildung 7.15.: Mit der inneren Leistung normierte Schallleistung als Funktion der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt; SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor.

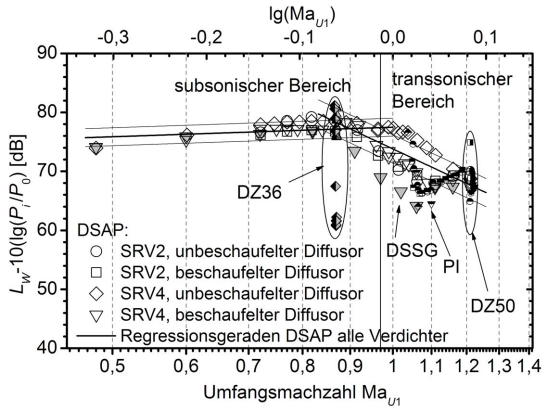


Regressionsgeraden für zwei Bereiche der Umfangsmachzahl für Datensatz bei konstanter Drosselstellung (DSAP) mit der Streubreite $\pm\sigma$:

$L_{W,\mathrm{ss}} = \left(78{,}8 + 8{,}3 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right)$ dB für $0{,}40 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 0{,}97; \sigma = 1{,}1$ dB

$L_{W,\mathrm{ts}} = \left(72{,}2 - 69{,}8 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right)$ dB für $0{,}97 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 1{,}25; \sigma = 1{,}0$ dB

Abbildung 7.16.: Mit der inneren Leistung normierte Schallleistung als Funktion der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt; SRV4 mit beschaufeltem Diffusor.



Regressionsgeraden für zwei Bereiche der Umfangsmachzahl für Datensatz bei konstanter Drosselstellung mit der Streubreite $\pm\sigma$:

$L_{W,\mathrm{ss}} = \left(77{,}5 + 5{,}4 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right)$ dB für $0{,}40 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 0{,}97; \sigma = 1{,}5$ dB

$L_{W,\mathrm{ts}} = \left(73{,}8 - 74{,}2 \cdot \lg \mathrm{Ma}_1 + \lg\frac{P_i}{P_0}\right)$ dB für $0{,}97 \leq \mathrm{Ma}_1 \leq 1{,}25; \sigma = 2{,}4$ dB

Abbildung 7.17.: Mit der inneren Leistung normierte Schallleistung als Funktion der Umfangsmachzahl am Laufradeintritt; alle untersuchten Radialverdichter.

7.3. Entwicklung von akustischen Übertragungsregeln auf andere Verdichterbaugrößen

7.3.1. Akustische Modellgesetze

Mit Hilfe akustischer Ähnlichkeitsgesetze können Schallemissionsdaten, die experimentell an einer Strömungsmaschine, einem Modell beispielsweise, gewonnen wurden, auf andere Ausführungen dieser Maschine, andere Baugrößen, Umfangsgeschwindigkeiten oder Fördermedien, übertragen werden. Die Ergebnisse der ersten Versuche, eine empirische Formel zur Berechnung von Ventilatorgeräuschen zu finden, wurden von Beranek, Reynolds und Wilsen [72] sowie von Peistrup und Wesler [73] 1953 veröffentlicht. In diesen Arbeiten wurde die Schallleistung von Ventilatoren als Funktion der Schaufelzahl und der Antriebsleistung bestimmt. Genauere Formeln für die Vorhersage der Schallabstrahlung von Radialventilatoren, die unter anderem die Druckerhöhung, den Durchmesser und die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades berücksichtigen, wurden von Allen [74] 1957 sowie Madison und Graham [75] 1958 hergeleitet. Durch Dimensionsanalysen und experimentelle Vergleiche wurden dann später Proportionalitäten der abgestrahlten Schallleistung zu verschiedenen Potenzen der Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades ermittelt (s. Maling [8], Chanaud [9] u.v.a.).

Diese und später zu diesem Thema veröffentlichte Arbeiten, wie die von Weidemann [1], Neise [76], Bartenwerfer et al [77] und Neise und Barsikow [7], [78] beziehen sich auf Radialventilatoren.

Weidemann [1] formulierte den Zusammenhang zwischen dem auf den Normluftdruck $p_0 = 101,325$ kPa bezogenen Schalldruck p und den Orts- und Strömungsparametern:

$$\frac{p}{p_0} = f\left(\mathrm{Re}, \mathrm{Ma}, \mathrm{St}, x_i/D, \varphi, \kappa\right), \tag{7.5}$$

wobei x_i der Ortsvektor des Punktes, an dem der Schalldruck bestimmt werden soll, D der Laufraddurchmesser und κ der Isentropenexponent des Fördermediums sind. Die dimensionslosen Strömungsgrößen sind folgendermaßen definiert:

$$\mathrm{Re} = \frac{U \cdot D}{\nu} \quad \text{Reynoldszahl,} \tag{7.6}$$

$$\mathrm{Ma} = \frac{U}{a} \quad \text{Machzahl,} \tag{7.7}$$

$$\mathrm{St} = \frac{f \cdot D}{U}\frac{\pi}{Z} \quad \text{Strouhalzahl} \tag{7.8}$$

mit der kinematischen Zähigkeit ν, der Anzahl der Laufradschaufeln Z und

dem Volumenstrom $\dot{V}$. Die Größe φ beschreibt den Arbeitspunkt des Ventilators:

$$\varphi = \frac{4\dot{V}}{\pi D^2 U} \qquad \text{Lieferzahl.} \tag{7.9}$$

Die Machzahl ist hier als Umfangsmachzahl, der Quotient aus Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades und der lokalen Schallgeschwindigkeit U/a, festgelegt. Die Strouhalzahl St wird mit dem Faktor π/Z erweitert, um den tonalen Schallkomponenten des Drehklanges ganzzahlige Werte zuzuweisen. Die Gleichung 7.5 beschreibt das akustische Ähnlichkeitsgesetz, was bedeutet, dass sich akustische Messergebnisse eines Ventilators auf geometrisch und damit auch strömungstechnisch ähnliche Maschinen übertragen lassen.

Als übereinstimmendes Ergebnis zeigten meherere experimentelle Untersuchungen an Ventilatoren (Weidemann [1], Neise und Barsikow [7], Neise [79], [76] und Bartenwerfer et al [77], [80]), dass bei gängigen Baugrößen und üblichen Drehzahlen der Schalldruck nicht von der Reynoldszahl abhängt. Bei Ventilatoren kann auch der Isentropenexponent für Gase wie Luft ($\kappa = 1{,}4$) als konstant angesehen werden. Damit fallen diese beiden Größen aus dem funktionalen Zusammenhang von Gl.7.5 heraus:

$$\frac{p}{p_0} = f\left(\mathrm{Ma}, \mathrm{St}, x_i/D, \varphi\right). \tag{7.10}$$

Frequenzabhängigkeiten, die durch Resonanzerscheinungen auf Grund der geometrischen Eigenschaften des Ventilators entstehen, lassen sich am besten durch das Verhältnis charakteristischer Abmessungen zur Wellenlänge des Schalls beschreiben. In Anlehnung an die Beziehung der Resonanz von Hohlräumen (Helmholtzresonanz)

$$f = \frac{a}{2\pi}\sqrt{\frac{S}{V \cdot l}} \tag{7.11}$$

mit dem Hohlraumvolumen V, der Öffnungsfläche S und der Halslänge l, wobei der Wurzelausdruck als Reziproke einer charakteristischen Länge D, des Laufraddurchmessers, aufgefasst werden kann, wird von ein Ausdruck eingeführt

$$\frac{f \cdot D}{a} = \frac{D}{\lambda}, \tag{7.12}$$

der eine dimensionslose Frequenz darstellt und als Helmholtzzahl He bezeichnet wird:

$$\mathrm{He} = \frac{D}{\lambda} = \mathrm{Ma} \cdot \mathrm{St}\frac{Z}{\pi}. \tag{7.13}$$

Die Helmholtzzahl ist also ein Produkt aus Machzahl und Strouhalzahl. Weidemann [1] zerlegt die Gl. 7.10 in ein Produkt zweier Funktionen, die jeweils von der Helmholtzzahl und der Strouhalzahl abhängen. Der Hintergrund ist, dass auf diese Weise der Ventilator als System beschrieben werden kann, das

Schall erzeugt. Dessen Frequenzspektrum wird einerseits von der Strömungserzeugung des rotierenden Laufrades durch das Erregungsspektrum $\hat{F}\,(\mathrm{St}, ...)$, bei dem die Frequenz mit der Umfangsgeschwindigkeit und dem Durchmesser des Laufrades normiert wird, und andererseits von den geoemtrischen Parametern des Ventilators durch den Systemfrequenzgang $\hat{G}\,(\mathrm{He}, ...)$ bestimmt. Das ist der Produktansatz von Weidemann, der von Bartenwerfer, Agnon und Gikadi [77] durch erweiterte Vergleiche mit experimentellen Daten präzisiert wurde:

$$p_\omega = \rho_0 U^2 \cdot \hat{F}\,(\mathrm{St}, \varphi, x_i/D) \cdot \hat{G}\,(\mathrm{He}, \varphi, x_i/D)\,. \tag{7.14}$$

Hier wird der Schalldruck der Frequenz ω des Ventilators am Ort x_i nicht auf den Normluftdruck p_0, sondern auf den doppelten Wert des Staudrucks $\rho_0 U^2$ bezogen, der mit der Umfangsgeschwindigkeit U gebildet wird.

Eine wichtige Voraussetzung für die Anwendung der akustischen Ähnlichkeitsgesetze ist, dass das Modell, an dem die Schallmessungen vorgenommen werden, mit der Maschine, auf die die Daten übertragen werden sollen, geometrisch ähnlich ist. Die Strömungskanäle haben ein von ihrer Geometrie und der Frequenz abhängiges Übertragungsverhalten für den Schall (s. Abschnitt 4.2). Dieser Sachverhalt wird von den akustischen Ähnlichkeitsgesetzen nicht berührt und muss gesondert berücksichtigt werden. Auch Reflexionen an offenen Rohrenden können zu größeren Abweichungen zwischen den vom Modell auf die Großausführung hoch gerechneten und den an der Großausführung gemessenen Werten führen, wie Untersuchungen von Bommes et al [81] zeigen. Bei einigen Experimenten (Neise und Barsikow [7], Neise [76], Bartenwerfer und Agnon [80] und Bommes et al [81]) wurde festgestellt, dass der Produktansatz nicht von allen Messergebnissen in erwarteter Genauigkeit bei Ventilatoren bestätigt wird. In solchen Fällen ist die Anwendung der akustischen Ähnlichkeitsgesetze schwieriger und aufwändiger.

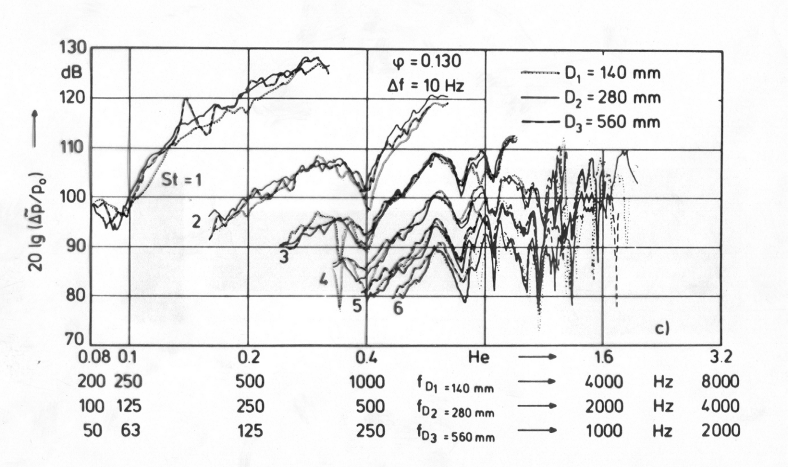


Abbildung 7.18.: Drehklangkurven für konstante Strouhalzahlen von Radialventilatoren (aus Neise und Barsikow [78]).

In Abb. 7.18 werden, wie von Neise und Barsikow [78] gemessen, Drehklangkurven bei Strouhalzahlen St = 1 ... 6 (entspricht $f_{\mathrm{BPF}} \ldots 6 f_{\mathrm{BPF}}$) von drei verschiedenen, geometrisch ähnlichen Radialventilatoren gezeigt. Unter den Helmholzzahlen sind die absoluten Frequenzwerte für die verschiedenen Laufraddurchmesser angegeben. Die Extrema der Kurven, die mit höheren Strouhalzahlen zunehmen, treten bei den selben Helmholtzzahlen auf. Das ist ein Effekt, der dem Systemfrequenzgang $\hat{G}\,(\mathrm{He}, ...)$ zuzuordnen ist. Deutlich erkannbar ist auch, dass die Kurven der verschiedenen Drehklangkomponenten St = 1 ... 6 nahezu parallel verlaufen. Das heißt, dass hier der Produktansatz (Gl. 7.14) gilt.

Aus Gl. 7.14 ergeben sich Systemfrequenzgang und Anregungsspektum direkt als Funktionen, die ihrerseits von einander abhängen und getrennt für den Drehklang und das Rauschen zu betrachten sind:

$$\hat{G}\,(\mathrm{He}) = \frac{p_\omega}{\rho_0 U^2 F\,(\mathrm{St})} \quad \varphi, x_i/D = const. \tag{7.15}$$

$$\hat{F}\,(\mathrm{St}) = \frac{p_\omega}{\rho_0 U^2 G\,(\mathrm{He})} \quad \varphi, x_i/D = const.. \tag{7.16}$$

Für die Frequenzkomponente des Schalldrucks p_ω wird je nachdem, ob der Drehklang und das Rauschen betrachtet wird, folgender Ausdruck eingesetzt:

$$p_{\omega,\mathrm{DKl}} = \Delta\tilde{p} \tag{7.17}$$

$$p_{\omega,\mathrm{N}} = \frac{\Delta\tilde{p}}{\sqrt{\Delta f \cdot D/U}}. \tag{7.18}$$

Der Index DKl steht für den Drehklang und entsprechend N für das Rauschen, Δp ist der Effektivwert des Schalldrucks innerhalb des Frequenzintervalls Δf, das durch die Filterbandbreite bzw. durch die Frequenzauflösung der FFT festgelegt ist.

7.3.2. Anwendung der Ähnlichkeitsgesetze auf Radialverdichter

Um eine Formel oder einen Formelsatz zu finden, mit dem akustische Messdaten des einen Radialverdichters auf ein anderes Modell durch Anwendung der Ähnlichkeitsgesetze übertragen werden können, müssen die Gln. 7.14 und 7.15 in eine logarithmische Form gebracht werden. Das sei an Gl. 7.14 demonstriert:

$$20\mathrm{lg}\left(\hat{G}_{Dkl}\,(\mathrm{He})\right) = 20\mathrm{lg}\left(\frac{\Delta\tilde{p}}{p_0}\right) + 20\mathrm{lg}\left(\frac{p_0}{\rho_0 U^2}\right) - 20\mathrm{lg}\left(\hat{F}_{Dkl}\,(\mathrm{St})\right). \tag{7.19}$$

Die Bezugsgrößen mit dem Index 0 sind eigentlich frei wählbar. Hier wird $U_0 = 1$ m/s gesetzt und für p_0 der in der Akustik übliche Wert von 20 μPa

(Hörschwelle bei 1 kHz) benutzt.

Nun sind die Drehklangpegel L_{St} aus den Schalldruckspektren des vermessenen Verdichters zu extrahieren. In den folgenden Beschreibungen zu den Anwendungen der akustischen Ähnlichkeitsgesetze auf Radialverdicher werden aus Übersichtsgründen nur Messergebnisse einzelner Verdichtervarianten als Beispiele gezeigt.

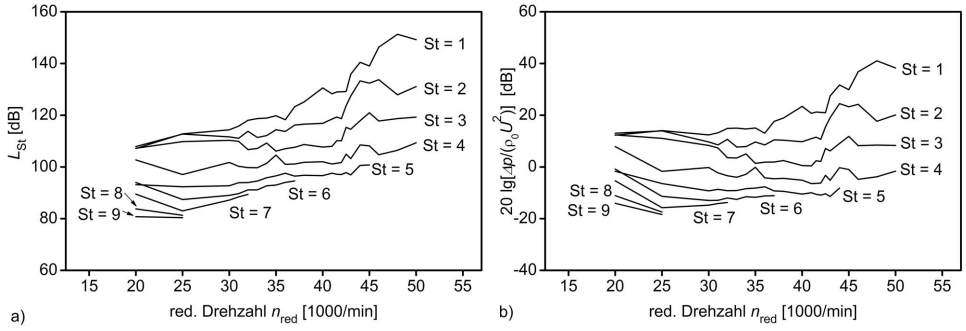


Abbildung 7.19.: SRV4, unbeschaufelter Diffusor: a) Drehklangpegel, b) Drehklangpegel nach Normierung auf $\rho_0 U^2$.

In Abbildung 7.19 a sind die Pegelverläufe der BPF-Harmonischen des Verdichters SRV4 mit unbeschaufeltem Diffusor L_{St} für St = 1 ... 9 über der reduzierten Drehzahl aufgetragen. Jede Pegelkurve besteht aus diskreten Einzelpunkten, die in der DSAP-Messserie ermittelt wurden. Abb. 7.19 b zeigt die Drehklangpegel, die auf den dynamischen Druck $\rho_0 U^2$ bezogen werden, wobei für U die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades am Eintritt, also U_1, einzusetzen ist. Die Kurvenverläufe in Abb. 7.19 b sind durch die Normierung etwas flacher als die in Abb. 7.19 a.

In Abb. 7.20 sind die Drehklangpegel von Abb. 7.19 b über der Helmholtzzahl und in Abb. 7.21 die entsprechenden Daten des SRV2, ebenfalls mit unbeschaufeltem Diffusor, entsprechend der Darstellung der Drehklangpegel der Radialventilatoren in Abb. 7.18 aufgetragen.

Im Vergleich der Kurvenverläufe des Drehklanges über der Helmholtzzahl der Radialventilatoren (Abb. 7.18) und der Verdichter (Abb. 7.20 und 7.21) fällt auf, dass die Verdichterkurven nicht parallel verlaufen. Das bedeutet, dass Weidemanns Produktansatz (Gl. 7.14) bei schnell laufenden Radialverdichtern nicht anwendbar ist. Bei Radialventilatoren, bei denen die Strömungsgeschwindigkeiten auch bei den höchsten Drehzahlen deutlich im Unterschallbereich bleiben, ändern sich die Strömungsfelder kaum bei Variation der Drehzahl. Auch die hauptsächlichen Geräuschentstehungsmechanismen verändern sich im gesamten Kennfeldbereich nicht. Bei Radialverdichtern aber geht die Strömung bei Überschreitung bestimmter Drehzahlwerte in den Überschallbereich über, wodurch dann die einzelnen Schallentstehungsmechanismen unterschiedliche relative Bedeutung in Bezug auf den Gesamtgeräuschpegel annehmen (siehe Abschnitte 4.1 und 6.1).

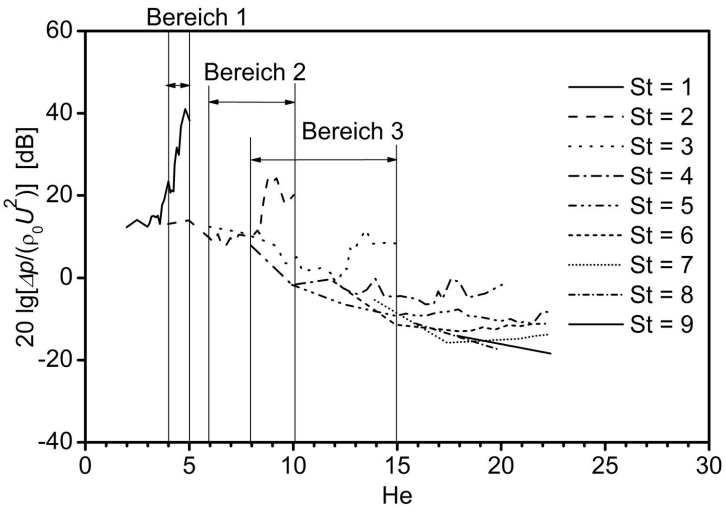


Abbildung 7.20.: Drehklangpegel normiert mit $\rho_0 U^2$ als Funktion der Helmholtzzahl; SRV4, unbeschaufelter Diffusor.

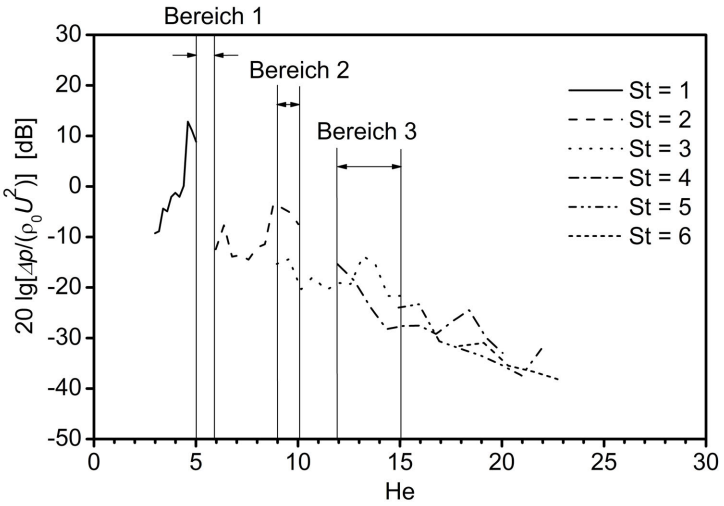


Abbildung 7.21.: Drehklangpegel normiert mit $\rho_0 U^2$ als Funktion der Helmholtzzahl; SRV2, unbeschaufelter Diffusor.

Eine Möglichkeit wäre, auf die allgemeine Form des akustischen Ähnlichkeitsgesetzes unter Vernachlässigung des Reynoldseinflusses (Gl. 7.10) zurückzugreifen, wobei hier zu beachten wäre, dass die Lieferzahl φ keine Konstante ist, sondern an jedem relevanten Ort x_i zu bestimmen wäre. Aber hier müsste auch getrennt für den Drehklang und das Rauschen vorgegangen werden; für den Schalldruck p_ω gelten Gln. 7.17 und 7.18. Die Funktion f in Gl. 7.10, der dimensionslose Frequenzgang, wäre für jeden Betriebspunkt des Modellverdichters zu messen, um dann auf die spezifische Maschine übertragen werden zu können. Das wäre messtechnisch ein sehr aufwändiges Verfahren und damit

wenig praktikabel.

Die Übertragung von Geräuschdaten sollte daher bei geometrisch ähnlichen Radialverdichtern nur bei gleichen Umfangsmachzahlen und unter Berücksichtigung der Bedingungen bei kompressiblen Strömungen vorgenommen werden. Für den Fall Ma = const. sind die normierten Frequenzspektren als Funktionen der Strouhalzahl für den Modellverdichter und die zu berechnende Maschine gleich, so dass aus den normierten Spektren nur noch die dimensionsbehafteten für den zu berechnenden Verdichter bestimmt werden müssen.

8. Vorschläge zu Geräuschminderungsmaßnahmen im Eintrittsbereich des Verdichters

Im Auslegungsdrehzahlbereich zwischen 45.000 und 50.000/min ist die BPF bei allen hier untersuchten Radialverdichtern mit Pegel bestimmend. Eine Absenkung des Pegels der BPF würde entscheidend zu einer Minderung des Gesamtpegels beitragen.

Um die Cut-on-Frequenz der dominanten Umfangsmode der BPF außerhalb des relevanten Drehzahlbereichs zu verschieben, müsste die Anzahl der Hauptschaufeln des Laufrades auf mindestens 14 erhöht werden. Die dominante Umfangsmode wird nach Gl. 4.17 (Tyler und Sofrin [49]) bestimmt. In Abschnitt 6.2.2 wird festgestellt, dass in o. g. Drehzahlbereich der Drehklang und damit auch die BPF durch die umlaufenden Verdichtungsstöße vor den Schaufelvorderkanten entstehen. Da der Drehklang also nur vom Laufrad allein verursacht wird, spricht man von Rotor-Alone-Noise (Abschnitt 4.1.3). Das bedeutet, dass die Ordnungen der entstehenden Umfangsmoden bei den Drehklangtönen nach Gl. 4.18 bestimmt werden können. Die BPF ist hier, wie in Abschnitt 6.1.1 definiert, die 13. Rotorharmonische. Die dominante Umfangsmode ist die Mode der Ordnung 13, das wurde auch experimentell bestätigt (s. Abschnitt 6.2.2). In Abschnitt 4.2, Gl. 4.28 wird gezeigt, dass sich Wellen in Rohren (mit rundem Querschnitt) nur dann in Form höherer Moden ausbreiten können, wenn sie, abhängig vom Radius, von der lokalen Schallgeschwindigkeit und damit von der Temperatur und der Strömungeschwindigkeit einen bestimmten Frequenzwert, die Cut-on-Frequenz überschreiten. Bei dem hier untersuchten Radialverdichter wird die Umfangsmode der Ordnung 13 ab einer Frequenz von 9906,1 Hz bei 20°C und ab 9827,5 Hz bei 15°C im kleinen Drehkanal bei einer Strömungsgeschwindigkeit von Ma 0,3 ausbreitungsfähig. Die BPF beträgt bei Auslegungsdrehzahl 10.833 Hz und ist somit ausbreitungsfähig. Bei 14 Schaufeln würde die BPF 11.667 Hz und die Cut-on-Frequenz der 14. Umfangsmode 10.600 Hz (20°C) betragen. Die 14. Rotorharmonische ist nicht ausbreitungsfähig, also cut-off. Wenn dieser Sachverhalt bei dem Entwurf von Strömungsmaschinen berücksichtigt wird, wird von einem Cut-off-Design gesprochen. Die Erhöhung der Anzahl der Laufradschaufeln kann aber wegen der größeren Versperrung einen niedrigeren Massendurchsatz zur Folge haben.

Eine andere Geräuschminderungsmaßnahme wäre die Stärke der Verdichtungsstöße abzusenken. Damit würden auch die Drehklangpegel erheblich reduziert. Dazu ist es notwendig, die Umströmungsmachzahl der Laufradschaufel im Eintrittsbereich auf ein niedrigeres Niveau zu bringen. Im Rahmen des EU-Forschungsprojektes SILENCE(R) (Kaplan et al [82]) konnte bei der Auslegung eines axialen Fanrotors mit hohem Bypassverhältnis, der im transsonischen Bereich arbeitet, durch eine Vorwärtspfeilung der Schaufelvorderkanten im Blattspitzenbereich eine deutliche Reduzierung der Stärke des Stoßes durch Veränderung seiner Lage und Konfiguration erreicht werden. Die Fläche des transsonischen Bereichs der wandnahen Strömung an der Schaufelsaugseite ist bei vorwärts gepfeilter Schaufelvorderkante größer als bei der Ausgangsgeometrie mit geradem, radialem Verlauf der Schaufelvorderkante, wodurch sich die Strömungsgeschwindigkeit auch verringert.

Beim Durchgang der Strömung durch die Stoßfront wird sie in axiale Richtung umgelenkt. Bei der Ausgangsgeometrie führt das im Zusammenwirken mit Zentrifugalkräften in Wandnähe zu einer ausgeprägten Radialströmung im oberen Viertel der Laufradschaufel. Das ist bei vorwärts gepfeilten Schaufeln des o.g. Axialverdichters nicht zu beobachten.

Die Pfeilung der Vorderkanten bewirkt eine Heraufsetzung der kritischen Machzahl, weil dadurch die wirksame Geschwindigkeitskomponente reduziert wird, die normal zur Schaufelvorderkante gerichtet ist. Die kritische Machzahl ist diejenige Anströmmachzahl, bei der am Profil lokal die Strömungsgeschwindigkeit den Wert der Schallgeschwindigkeit erreicht (Schlichtung, Truckenbrodt [83]).

Bei vorwärts gepfeilten Profilen wird die Stoßlage auf der Schaufelsaugseite im Verhältnis zur Sehnenlänge weiter stromab verschoben (Abb. 8.1 b) und es stellt sich ein geringeres Machzahlniveau vor dem Stoß ein. Durch diese beiden Effekte kann eine verlustärmere Verzögerung der Strömung und damit ein günstigerer Wirkungsgrad erreicht werden (siehe z. B. Walter et al [84]).

Gliebe et al [85] untersuchten numerisch den Einfluss von vorwärts gepfeilten Schaufelvorderkanten im Vergleich zu geraden Vorderkanten auf die Ausbildung von Verdichtungsstößen und den dadurch generierten Schall bei einem Axialverdichter. Bei niedrigem Durchsatz befinden sich die Stöße vor den Schaufelvorderkanten und bilden bogenförmige Fronten. Wenn der Massenstrom erhöht wird, nähert sich die Stoßfront an die Schaufelvorderkante an, und wenn diese erreicht wird, also ein anliegender Stoß vorliegt, wird eine Grenze des Massenstroms festgelegt. Gliebe et al [85] kamen zu dem Ergebnis, dass sich bei vorwärts gepfeilten Schaufelvorderkanten der Massendurchsatz, bei dem sich Stoßfronten an die Vorderkanten der Schaufeln anlegen, zu niedrigeren Werten verschiebt und sich somit andere Stoßkonfigurationen einstellen. Bei geraden Vorderkanten berührt die Stoßfront der einen Schaufel die Saugseite der vorhergehenden Schaufel, die dort als senkrechter Stoß endet (s. Abb. 4.6). Bei vorwärts gepfeilter Vorderkante ist die Stoßstärke geringer, dafür bildet sich in den Schaufelpassagen im Bereich der Blattspitze eine Stoß-

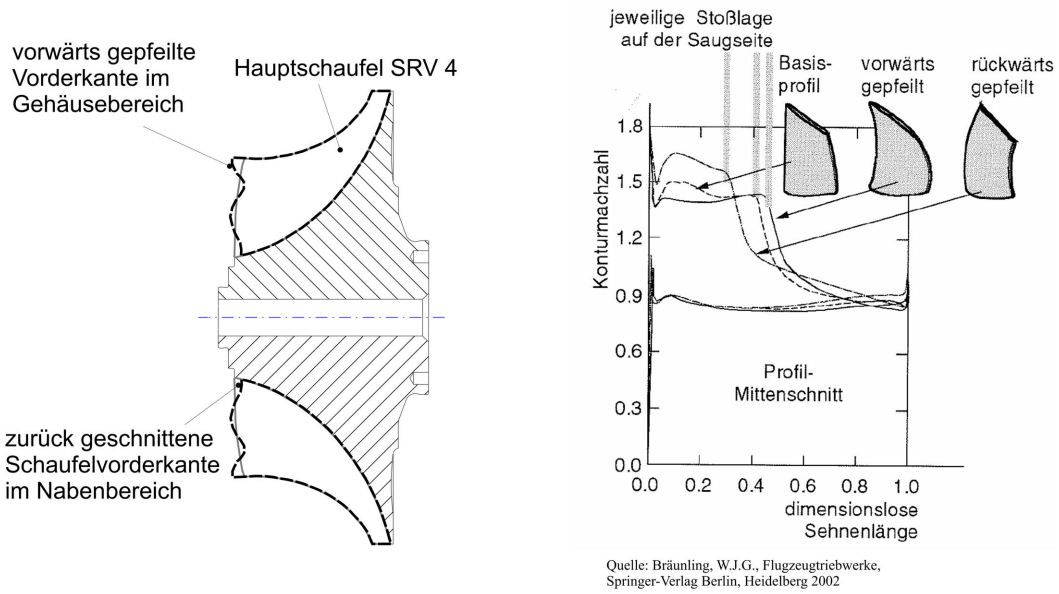


Abbildung 8.1.: Veränderte Form der Schaufelvorderkante a) Vorwärtspfeilung bei einem Radialverdichterlaufrad b) Konturmachzahl über der Sehnenlänge für verschiedene Profilvorderkanten (Bräunling [28]).

front aus, die aber zu dem Buzz-Saw-Noise keinen Beitrag leistet. In Abb. 8.2 sind solche Stoßfronten nach Gliebe et al [85] skizziert. Die Stöße der nachfolgenden Schaufel können aber auch die Saugseite der vorhergehenden Schaufel berühren, sind dann aber schwach. Diese Stoßkonfiguration ist in Stoßstärke

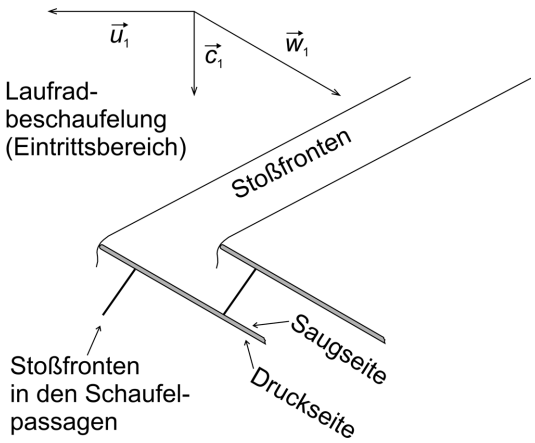


Abbildung 8.2.: Stoßkonfiguration in der Blattspitzenregion bei vorwärts gepfeilter Schaufelvorderkante (Skizze nach Gliebe et al [85]).

und -lage nach Gliebe et al [85] sehr viel unempfindlicher gegenüber geometrischen Variationen der Schaufeln und führt daher zu geringerer Ausbildung von

Buzz-Saw-Noise im abgstrahlten Schall. Im Nahfeld konnte eine Absenkung einzelner Buzz-Saw-Noise-Töne um bis zu 15 dB erreicht werden.

Mit einer solchen Maßnahme ließen sich auch bei Radialverdichtern, wie in Abb. 8.1a skizziert, ähnliche Effekte erzielen (Hoffmann [70]). Der Anstellwinkel der Schaufeln müsste im Bereich der Schaufeloberkante an die Strömung angepasst werden. Konstruktive Änderungen an der Laufradgeometrie zur Minderung der Schallentstehung können dazu führen, dass weniger Masse durchgesetzt wird. Ein Zurückschneiden der Laufradvorderkante im Nabenbereich würde dem als Zusatzmaßnahme entgegenwirken.

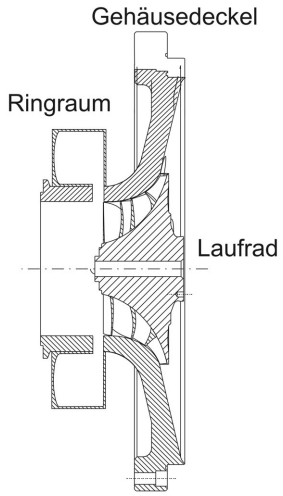


Abbildung 8.3.: Radialverdichterstufe mit Ringraum im Eintrittsbereich des Verdichters.

Eine weitere Möglichkeit, die Stärke des Verdichtungsstoßes zu reduzieren, ist ein Ringraum im Eintrittsbereich des Laufrades, wie in Abb. 8.3 dargestellt (Hoffmann [70]). Direkt vor der Schaufelvorderkante kommt zu der Strömungskomponente in Umfangsrichtung eine radiale Komponente, die dazu führt, dass bei gleichbleibendem Betrag der Strömungsgeschwindigkeit die Umfangskomponente kleiner wird. Dadurch nimmt die Stärke der Stöße ab. In dem Ringraum rotiert die Strömung vergleichsweise langsam und die Hauptströmung wird kaum beeinflusst. Im Zusammenhang mit Kennfelderweiterungen sind von Hunziker et al [86] solche Ringräume im Eintrittsbereich von Radialverdichtern als interne Rezirkulationssysteme untersucht worden. Hierbei bleibt jedoch zu beachten, dass die radiale, in den Ringraum gerichtete Komponente der Strömungsgeschwindigkeit nicht stationär ist, sondern von der Stellung der Schaufelvorderkante bezüglich des ortsfest betrachteten Punktes abhängt. Daraus folgt, dass die Luft an einem Punkt in den Ringraum hineinströmt und an einem anderen wieder hinaus. Das kann zu periodischen Druck-

schwankungen mit der Blattfolgefrequenz im Eintrittsbereich des Verdichters führen, so dass möglicherweise zusätzliche Drehklangkomponenten den Minderungseffekt bei genau diesen Schallkomponenten herabsetzen können.

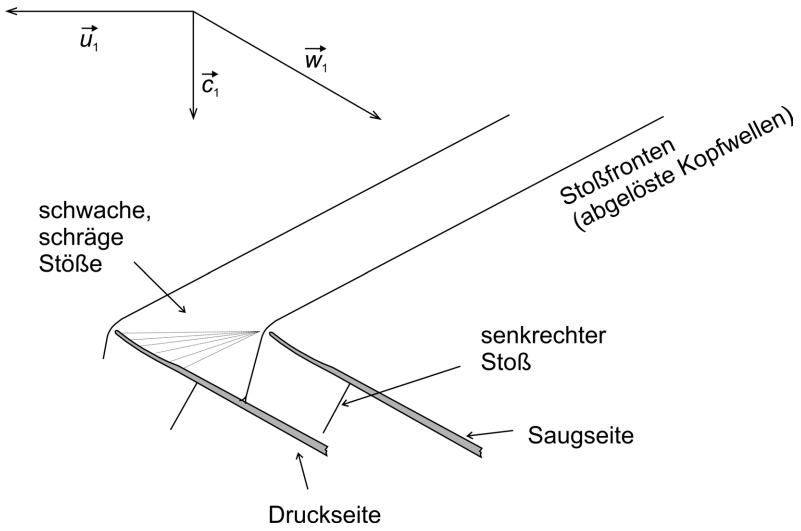


Abbildung 8.4.: Stoßkonfiguration bei bei konkaver Camberline (nach Bräunling [28]).

Im Eintrittsbereich des Verdichters kann der Verlauf der Schaufeloberkante (engl. *camberline*) in Bezug auf die Schaufelsaugseite konkav statt konvex gestaltet werden (Precompressing, Hoffmann [70]). Dadurch wird der Strömungskanal im Eintrittsbereich eingeengt und wirkt wie ein Überschalldiffusor. Das führt zu zusätzlichen schwachen Verdichtungsstößen auf dem konkaven Bereich der Schaufelsaugseite, die die Strömung nacheinander verzögern und so dazu führen, dass sich ein abschließender, senkrechter Verdichtungsstoß in abgeschwächter Form ausbildet, wie die Skizze in Abb. 8.4 zeigt. Dieser Stoßfächer vermindert auch die Stoßstärke der abgelösten Kopfwelle. Hier besteht aber die Gefahr, dass sich dadurch für andere Kennfeldpunkte schnell Ablösegebiete bilden, die zu Verschlechterungen des Leistungsverhaltens der Maschine führen würden.

Als passive Maßnahme bietet sich die Möglichkeit, im unmittelbaren Bereich des Verdichtereinlaufs abgestimmte akustische Liner in die Rohrwand einzulassen, die als Helmholtzresonatoren frequenzselektiv wirken und so beispielsweise auf die BPF in festgelegten Drehzahlbereichen abgestimmt werden könnten. Bei Flugzeugtriebwerken werden auf diese Weise Pegelreduktionen bis zu 20 dB bei tonalen Schallkomponenten erreicht.

Durch die Überströmung der Schaufeloberkanten tritt bei Massenströmen nahe der Pumpgrenze, aber noch im stabilen Arbeitbereich die rotierende Instabilität auf, die besonders bei niedrigen Drehzahlen im Fernfeld den Blattspitzenwirbellärm verursacht. Ein Mittel, die Überströmung der Schaufeloberkanten zu reduzieren, bildet die Verringerung des Kopfspaltes, was allerdings

die Gefahr des Anlaufens des Laufrades erhöht. Mit einer Verbreiterung der Schaufelblätter an der Oberkante unter Beachtung der Zentrifugalkräfte und der Materialfestigkeit, ähnlich wie doppelseitige Winglets an Flügelspitzen von Flugzeugen, ließe sich auch eine Herabsetzung der Spaltströmung erzielen (Hoffmann [70]).

9. Zusammenfassung und Ausblick

Eines der Hauptziele dieser Arbeit ist, die vorherrschenden Quellmechanismen des von Radialverdichtern in die Strömungskanäle emittierten Schalls experimentell zu ermitteln und sie qualitativ zu beurteilen. Durch präzise Untersuchungen der Schallfeldstruktur im Ansaugkanal konnten diese Hauptschallquellen identifiziert und ihr Einfluss auf die Gesamtschallleistung und den gesamten Schalldruckpegel herausgestellt werden.

Bei Drehzahlen im unteren bis mittleren Bereich, bis ca. 40.000/min, wurden in den Spektren relativ tieffrequente, breitbandige Pegelerhöhungen beobachtet, die teilweise den Gesamtpegel bestimmen und dem Blattspitzenwirbellärm zugeordnet werden konnten. Aus der Erkenntnis von Kameier [31], dass der Blattspitzenwirbellärm durch Interaktionen der rotierenden Instabilität, einer Strömungsinstabilität, die durch die Überströmung der Schaufeloberkanten infolge des Druckunterschiedes zwischen Schaufelsaug- und -druckseite entsteht, und der Laufradbeschaufelung hervorgerufen wird, formulierten Kameier und Neise [32] den Zusammenhang zwischen der Umfangsmodenordnung des Blattspitzenwirbellärms, der Anzahl der Laufradschaufeln sowie der Winkelgeschwindigkeit und der Frequenz der rotierenden Instabilität (Gl. 6.2). Das ermöglicht, durch Untersuchungen der Wanddruckspektren unmittelbar am Verdichtereintritt im Zusammenhang mit der Schallfeldstruktur im Ansaugkanal in den jeweiligen Frequenzintervallen zu prüfen, ob es sich bei den o.g. Pegelmaxima um den Blattspitzenwirbellärm handelt. An einem ausgewählten Beispiel, am SRV2, D1 bei 36.000/min wurden nach Kameier und Neise [32] die breitbandigen Pegelerhöhungen im Frequenzbereich um den Wert $1/2 f_{\mathrm{BPF}}$ als Blattspitzenwirbellärm identifiziert (s. Abschnitt 6.2.1).

Im Bereich zwischen 45.000/min und 46.000/min steigt der Schalldruckpegel im Ansaugkanal des Verdichters sehr stark an. Die Ursache dafür beginnt aber schon bei 41.000/min. Bei dieser Drehzahl geht der Verdichter in den transsonischen Bereich über, das heißt, dass die Relativströmung im Eintrittsbereich des Laufrades in Gehäusewandnähe höher als die lokale Schallgeschwindigkeit wird. Es bilden sich Verdichtungsstöße aus, die sich in den Ansaugkanal gegen die Strömung ausbreiten und im ruhenden System zunächst den Drehklang erzeugen, dessen Pegel anfangs noch relativ niedrig, aber sehr deutlich im Spektrum zu sehen sind. Durch bestimmte Eigenschaften der Verdichtungstöße bilden sich auch Schalldruckspitzen bei der Rotordrehfrequenz und deren Harmonischen aus, die als Buzz-Saw-Noise bezeichnet werden. Gekennzeichnet

sind diese beiden Geräuschkomponenten neben ihren spektralen Eigenschaften auch durch ihre Umfangsmodenstruktur. Die Ordnung der Umfangsmode ist gleich der Ordnung der Rotordrehfrequenz. Das heißt, die Ordnung der dominanten Umfangsmode der Rotordrehfrequenz als Grundton des Buzz-Saw-Noise ist eins, die der zweiten Rotordrehfrequenz, des ersten Obertones ist zwei usw. Der Grundton des Drehklanges, die BPF, ist die Rotordrehfrequenz 13. Ordnung, und demnach dominiert die Umfangsmode der Ordnung 13. Diese wird bei den hier geometrischen Bedingungen des Strömungskanals unmittelbar vor dem Laufradeintritt (kleiner Drehkanal) erst bei 45.000/min ausbreitungsfähig und steigt deshalb im Pegel oberhalb dieser Drehzahl stark an. Der Buzz-Saw-Noise und die Quellmechanismen des Drehklanges im transsonischen Drehzahlbereich des Verdichters konnten durch Umfangsmodenanalysen der entsprechenden Frequenzkomponenten bei den jeweiligen Drehzahlen im Ansaugkanal identifiziert werden (s. Abschnitt 6.2.2). In subsonischen Drehzahlbereichen treten auch Drehklangkomponenten sichtbar in den wandnahen Schalldruckspektren der Strömungskanäle auf. Sie sind aber nicht Pegel bestimmend.

Wie oben und in Abschnitt 6 ausgeführt, führen verschiedene Schallentehungsmechanismen, die in unterschiedlichen Drehzahlbereichen wirksam werden beziehungsweise ihren Anteil am Gesamtpegel mit der Drehzahl ändern, zu charakteristischen Verläufen der wandnahen Schalldruckpegel in den Strömungskanälen und der Schallleistung, die nur im Ansaugkanal bestimmt wurde. Die Schallemissionen der hier untersuchten Laufrad-Diffusor-Kombinationen zeigen die gleichen grundlegenden Eigenschaften. Akustische Unterschiede zwischen den Verdichtern wurden bei den Pegeln der einzelnen Schallkomponenten, bei den Drehzahlen, bei denen die entsprechenden Quellmechanismen zum Tragen kommen und in der Höhe des Grundrauschens gefunden. Das führt zu unterschiedlichen Schalldruck- und Schallleistungspegeln in den Strömungskanälen. Diese Sachverhalte sind in den Abschnitten 6.1, 6.3 und 6.4 beschrieben. Eine genauere Zusammenfassung der Ergebnisse wird in Abschnitt 6.5 gegeben.

Beim Bau von Radialverdichtern können erhebliche Kosten gespart werden, wenn in den Optimierungsprozess beim Entwurf und der Auslegung auch Kriterien zur Schallentwicklung dieser Maschinen einfließen können. Aus diesem Grund sollen die hier experimentell ermittelten Daten dazu genutzt werden, um verschiedene Möglichkeiten der Vorhersage der zu erwartenden Schallemissionen, wenigstens der Pegel bestimmenden Komponenten, zu prüfen.

Als erstes wird ein empirisches Modell für die Schallleistung, die im Ansaugkanal nach einem standardisierten Messverfahren bis 20 kHz bestimmt wurde, in Abhängigkeit von den Betriebsparametern vorgestellt. Dabei erweist es sich als zweckmäßig, die Drehzahlbereiche mit Unterschallströmung und transsonischer Strömung getrennt zu betrachten und gesonderte Gleichungen für beide Bereiche anzugeben. Dadurch werden geringere Streubreiten der Einzelwerte um die ermittelten Regressionskurven herum erzielt.

Eine weitere Möglichkeit der Schallemissionsprognose ist, ein Verfahren zu entwickeln, mit dem die Messergebnisse mit Hilfe der akustischen Ähnlichkeitsgesetze auf andere Verdichterbaugrößen übertragen werden können. Das bei Radialventilatoren, die in ihrem gesamten Drehzahlbereich keine transsonischen Strömungsverhältnisse erreichen, sehr erfoglreich angewendete Konzept (siehe z. B. Weidemann [1], Neise und Barsikow [7], Neise [79], [76] und Bartenwerfer et al [77], [80]) führt bei Radialverdichtern nicht zum Ziel, weil sich die Strömungsfelder beim Übergang von der Unterschallströmung zur Überschallströmung sehr stark ändern und somit auch die Verläufe der auf die Strömungsgeschwindigkeit normierten Schalldrücke im Ansaugkanal über der Helmoltzzahl bei verschiedenen Strouhalzahlen (vgl. Abb. 7.18 mit 7.20 bzw. 7.21) nicht mehr ähnlich sind.

Die Ergebnisse einer Untersuchung, inwieweit stationäre numerischer Lösungen herangezogen werden können, um die Schalldruckpegel wichtiger tonaler Komponenten vorauszusagen, zeigen Pegeldifferenzen von < 1 dB bei Auslegungsdrehzahl und von rund 2 dB bei 44.000/min (88% der Auslegungsdrehzahl) zwischen Rechnung und Messung für den Gesamtpegel dreier Drehklangkomponenten. Dafür wurde das mit Hilfe des DLR-Codes TRACE für den ruhenden Beobachter rotierende Druckfeld, das aber im Relativsystem stationär ist, in der Eintrittsebene eines Radialverdichterlaufrades berechnet (Hoffmann [69]) und mit akustischen Messergebnissen verglichen. Die Allgemeingültigkeit dieses Ergebnisses müsste allerdings anhand von weiteren Rechnungen und gegebenenfalls neuen Messungen für andere Verdichterkombinationen noch bestätigt werden. Die gefundene gute Übereinstimmung stationärer numerischer Rechnungen mit gemessenen Drehklangpegeln erlaubt hingegen die Schlussfolgerung, dass mit Hilfe dieser numerischen Werkzeuge unterschiedliche Rad- oder Schaufelauslegungen hinsichtlich der im akustischen Nahfeld erzeugten Drehklanganteile miteinander verglichen werden können, die, wie gezeigt wurde, bei hohen Drehzahlen den Hauptanteil des aerodynamischen Geräusches von Radialverdichtern darstellen. Das bedeutet, dass mit stationären Rechnungen Hinweise auf konstruktive Geräuschminderungsmaßnahmen gewonnen werden können. Für eine Voraussage der Fernfeldpegel wäre eine Schallausbreitungsrechnung notwendig.

Da der Drehklang, speziell die BPF, bei hohen Drehzahlen den Gesamtpegel maßgeblich bestimmt, und wie in Abschnitt 6.5 gezeigt wurde, Pegelreduktionen zwischen 6 dB und 9 dB durch die Eliminierung dieser Schallkomponente möglich sind, sollte in zukünftigen Forschungsprojekten das Hauptaugenmerk zunächst auf die Drehklangreduktion gelegt werden. Nach einer experimentellen Verifizierung der guten Übereinstimmung zwischen stationärer Lösung und den Messergebnissen der Wanddruckschwankungen an der Innenwand des Laufradgehäusedeckels an einem anderen Radialverdichter, wäre dies ein gutes Werkzeug für die Auswahl drehklangarmer Verdichter in der Entwurfsphase. Bei den hier untersuchten Radialverdichtern ist Buzz-Saw-Noise keine Pegel bestimmende Schallkomponente, aber könnte dort zu Problemen führen, wo

die Unterschiede der periodisch mit jeder Laufradumdrehung umlaufenden Verdichtungsstöße in Amlitude und Lage zueinander groß sind. Eine präzise Fertigung des Laufrades, besonders der Schaufelvorderkanten, führt zu minimaler Ausbildung von Buzz-Saw-Noise im Betrieb. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die Fertigungstechnologien von Verdichterlaufrädern in Hinblick auf Präzision gegebenenfalls weiter zu entwickeln. Wichtig ist, dass in dem aerodynamischen Optimierungprozess beim Verdichterentwurf auch die akustischen Eigenschaften berücksichtigt werden.

10. Nachwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt, Institut für Antriebstechnik, Abteilung Triebwerksakustik und ist das Ergebnis der Forschungsprojekte „Schallentstehung bei Radialverdichtern“ und „Schallreduzierung bei Radialverdichtern“. Gefördert wurden diese Forschungsaufgaben vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) über die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen „Otto v. Guericke“ (AiF) und von der Forschungsvereinigung für Verbrennungskraftmaschinen (FVV), denen an dieser Stelle großer Dank gebührt. An dieser Stelle möchte ich mich auch bei dem Projekt begleitenden Arbeitskreis „Radialverdichterlärm“ der FVV unter dem Vorsitz von Dr. A. Rippl für die wertvolle Unterstützung bei der Bearbeitung der Forschungsprojekte bedanken.

Betreut wurde diese Arbeit von Prof. Dr. Wolfgang Neise, dem ich ganz besonders danken möchte, weil er mich mit Fachkenntnis und Erfahrung in den Projekten begleitete, meine Arbeit stets förderte und kritisch hinterfragte.

Ich möchte mich für die Begutachtung der Arbeit bei Prof. Dr. Wolfgang Neise und Prof. Dr. Dieter Peitsch und für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses bei Prof. Dr. Frank Thiele freundlichst bedanken.

Große Unterstützung, gerade in Hinblick auf die Versuchsvorbereitungen und auch deren Auswertungen bekam ich durch alle Kollegen der Abteilung. Besonders möchte ich in diesem Zusammenhang Ulf Tapken und Prof. Dr. Lars Enghardt erwähnen, die jederzeit ein offenes Ohr für meine Belange hatten und mich durch fachliche Beratung sehr unterstützten.

Nicht weniger war ich auf die Hilfe bei den Experimenten vor Ort angewiesen. Die meiste Zeit nahm das Auf- und Abbauen der Technik und die ersten Tests in Anspruch. Hierfür möchte ich den Kollegen Olaf Lemke, Dr. Chris Lowis und Prof. Dr. Lars Enghardt ganz herzlich danken. Mein ganz besonderer Dank gilt Lars Neuhaus, der bei den meisten Messkampagnen dabei war und durch seine pragmatische, ruhige Art, Probleme mit der Messtechnik zu lösen, besonders, wenn es kompliziert und zeitkritisch wurde, entscheidend zum Gelingen der Experimente beitrug.

Gerade, was die Versuche betrifft, müssen die Kölner Kollegen vom Verdichterprüfstand des DLR-Instituts für Antriebstechnik namentlich Theo Dabrock, Andreas Peters, Johann Schlappa und Heiko Fischer, als ehemaliger Prüfstandsingenieur, erwähnt werden, die teilweise über das Maß des Selbstverständlichen hinaus dafür sorgten, dass alles reibungslos funktionierte.

Mein herzlicher Dank gilt auch den Mitarbeitern der Elektronik-Werkstatt Lech Modrzejewski, Joachim Helbig und Konrad Krawczyk, die die hochwertigen Messwerterfassungssysteme, die für solche Experimente unbedingt notwendig sind, bauten und meist sehr kurzfristig auch besondere elektronische Wünsche realisierten. In gleichem Atemzug müssen hier die Mitarbeiter der Metallwerkstatt Bernd Barzantny, Thorsten Dessin, Axel Bendiks, Horst Mettchen und Willi Postel sowie der ehemaligen Tischlerei Martin Franke genannt werden, deren Engagement bei der Lösung technischer Probleme des Versuchsaufbaus ich sehr zu schätzen wusste.

Frau Pätzold brachte sehr viel Geduld auf bei Problemen mit den Rechnern für die Versuchssteuerung und -auswertung. Bei der wissenschaftlichen Arbeit muss auch sehr viel „Papierkram“ erledigt werden, an dem ich ohne die große Unterstützung von Balbir Kaur und Brig Pilger an so mancher Stelle verzweifelt wäre.

Große Unterstützung erfuhr ich durch Dr. Hartmut Krain, zu dem ich jederzeit kommen konnte, um über aerodynamische Problemstellungen des Radialverdichters zu diskutieren und der auch die Arbeit Korrektur las sowie durch Dr. Bettina Hoffmann, die die numerischen Rechnungen durchführte, mir die Lösungen zur Verfügung stellte und auch wertvolle Ideen zu Veränderungen an der Geometrie des Laufrades zur Minderung der Schallemissionen des Verdichters lieferte.

Für die Durchsicht der Arbeit möchte ich Prof. Dr. Ulf Michel, Dr. Hartmut Krain, Prof. Dr. Lars Enghardt und Dag Lohde danken.

Zum Schluss möchte ich noch meiner Frau Karin und meiner Tochter Nele herzlich danken, die beide sehr viel Verständnis für die dem Familienbudget entnommene Zeit aufbrachten und mir stets eine große Unterstützung waren.

Berlin, den 6. November 2009
Till Raitor

Literaturverzeichnis

[1] Weidemann, J.: *Beitrag zu Analyse der Beziehungen zwischen den akustischen und strömungstechnischen Parametern am Beispiel geometrisch ähnlicher Radialventilator-Laufräder.* Dissertation, TU-Berlin, 1970.

[2] VDI 3731: *Bl. 2, Emissionskennwerte technischer Schallquellen - Ventilatoren.* Verein Deutscher Ingenieure, Beuth Verlag GmbH, 1990.

[3] Feld, H. J. und Girsberger, R.: *Noise reduction on large turbochargers.* In: *Institution of Mechanical Engineers - 7th International Conference on Turbochargers and Turbocharging, London*, Nummer c602/034/2002, 2002.

[4] Feld, H. J., Aschenbrenner, S. R. und Girsberger, R.: *Investigation of Acoustic Phemomina at the Inlet and the Outlet of a Centrifugal Compressor for Pressure Ratio 4.5.* In: *Proc. of ASME TURBO EXPO 2001, New Orleans, Louisiana, USA*, Nummer 2001-GT-0314, 2001.

[5] Feld, H. J., Kudernatsch, G., Lindbom, C., Girsberger, R. und Rofka, C.: *Low Noise Turbochargers.* In: *CIMAC-Congress, Kyoto 2004*, Nummer 84, 2004.

[6] Forster, S. und Neise, W.: *Akustische Untersuchungen an Abgasturboladern.* Technischer Bericht, DLR-IB 92517-04/B7, 2004.

[7] Neise, W. und Barsikow, B.: *Akustische Ähnlichkeitsgesetze bei Radialventilatoren.* Technischer Bericht, Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., Köln, DFVLR-FB 80-36, 1980.

[8] Maling, C. G.: *Dimensional analysis of blower noise.* J. Acoust. Soc. Am., 35, Issue 10:1556 – 1564, 1963.

[9] Chanaud, R. C.: *Aerodynamic Sound from Centrifugal Fan Rotors.* Journal of the Acoutical Society of America, 37, Issue 6:969 – 974, 1965.

[10] Raitor, T., Neise, W. und Mönig, R.: *Schallentstehung bei Radialverdichtern. Schlussbericht Vorhaben Nr. 781.* Technischer Bericht, FVV, Heft 787, Frankfurt/Main, 2004.

[11] Raitor, T., Neise, W. und Mönig, R.: *Schallentstehung bei Radialverdichtern. Abschlussbericht über das Vorhaben Nr. 781 (AiF-Nr. 13041*

N). In: *Informationstagung Turbinen, FVV-Herbsttagung, Pforzheim 23.09.2004*, Band FVV Heft R527, Seiten 125–160, 2004.

[12] Raitor, T., Neise, W. und Mönig, R.: *Schallreduzierung bei Radialverdichtern (Radialverdichterlärm IIa). Abschlussbericht über das Vorhaben Nr. 861.* Technischer Bericht, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, Heft 818, Frankfurt/Main, 2006.

[13] Raitor, T. und Neise, W.: *Schallreduzierung bei Radialverdichtern (Radialverdichterlärm IIa). Abschlussbericht über das Vorhaben FVV-Nr. 861.* In: *Frühjahrstagung der Froschungsvereinigung für Verbrennungskraftmaschinen, Informationstagung Turbinen, 30.03.2006*, Band Heft R 534, 2006.

[14] Raitor, T., Hoffmann, B., Neise, W. und Mönig, R.: *Schallreduzierung bei Radialverdichtern (Radialverdichterlärm IIb). Abschlussbericht über das Vorhaben Nr. 901 (AiF Nr. 14733N/1).* Technischer Bericht, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, Heft 844, Frankfurt/Main, 2007.

[15] Raitor, T., Neise, W., Hoffmann, B. und Mönig, R.: *Schallreduzierung bei Radialverdichtern (Radialverdichterlärm IIb). Abschlussbericht über das Vorhaben FVV-Nr. 901 (AIF-Nr. 14733N/1).* In: *Informationstagung Turbomaschinen, FVV-Frühjahrstagung, 22.03.2007;*, Band Heft R 538, 2007.

[16] Neise, W.: *Fan Noise - Generation Mechanisms and Control Methods.* In: *Proceedings Internoise '88, Avignon, Frankreich 30.08. - 01.09.1988*, Seiten 767 –776, 1988.

[17] Neise, W.: *Aerodynamische Geräusche von Ventilatoren.* In: *Seminar Aeroakustik, Ingolstadt 11. - 12. Dezember 2002 (veranstaltet vom Haus der Technik e.V. Essen)*, 2002.

[18] Neise, W. und Michel, U.: *Aerodynamic Noise of Turbomachines.* Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., DLR, Abt. Turbulenzforschung, 1994.

[19] Kassens, K.: *Zur instationären Strömung im Radialverdichter mit schaufellosem Diffusor und ihrer Auswirkung auf den Luft- und Körperschall.* Technischer Bericht, TU Hannover, Institut für Strömungsmaschinen, Forschungsbericht 75-1, 1975.

[20] Rohne, K. H.: *Technologien für Hochleistungsturbolader.* In: *13. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik*, 2004.

[21] Sun, H., Shin, H. und Lee, S.: *Analysis and Optimization of Aerodynamic Noise in a Centrifugal Compressor.* Journal of Sound and Vibration, 289:999 – 1018, 2006.

[22] Rothstein, M.: *Entwicklung und experimentelle Untersuchung eines Radialverdichters mit beschaufeltem Diffusor variabler Geometrie.* Dissertation, Rheinisch-Westfälische Hochschule Aachen, 1993.

[23] Menny, K.: *Strömungsmaschinen 3. Auflage.* B. G. Teubner Stuttgart, Leipzig, 2000.

[24] Traupel, W.: *Thermische Turbomaschinen, Erster Band, Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnung, Zweite Auflage.* Springer-Verlag Berlin/Heidelberg/New York, 1966.

[25] Eckert, B. und Schnell, E.: *Axial- und Radialkompressoren Anwendung/Theorie/Berechnung 2. Auflage.* Springer-Verlag Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1961.

[26] Cumpsty, N. A.: *Compressor Aerodynamics.* Longman Group UK Limited, Essex, 1989.

[27] Landau, L. D. und Lifschitz, E. M.: *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band VI, Hydrodynamik.* Akademie-Verlag Berlin, 1991.

[28] Bräunling, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke.* Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2002.

[29] Krain, H. und Hoffmann, B.: *Homogene Lauf- / Leitradströmung im Radialverdichter, Abschlussbericht über das Vorhaben Nr. 798 (AiF-Nr. 13228 N1).* Technischer Bericht, Forschungsvereinigung für Verbrennungskraftmaschinen, Informationstagung Turbinen der FVV, Köln, Heft R 523, 2005.

[30] Wiesner, F. J.: *A review of slip factors for centrifugal compressors.* Trans ASME Journal of Engineering for Power, 89:558 – 572, 1967.

[31] Kameier, F.: *Experimentelle Untersuchung zur Entstehung und Minderung des Blattspitzenwirbellärms axialer Strömungsmaschinen.* VDI-Fortschrittsberichte, Reihe 7: Strömungsmechanik Nr. 743, VDI-Verlag GmbH Düsseldorf, Dissertation TU-Berlin, 1994.

[32] Kameier, F. und Neise, W.: *Rotating Blade Flow Instability as a Source of Noise in Axial Turbomachines.* Journal of Sound and Vibration, 203(5):833 – 853, 1997.

[33] Hah, C.: *Mechanism of Rotating Instability in Axial Compressors Investigated.* Technischer Bericht, NASA/TM - 2003 - 211990, 2002. `http://www.grc.nasa.gov/WWW/RT2002/5000/5810hah.html(10.08.2007)`.

[34] März, J., Hah, C. und Neise, W.: *An Experimental Investigation Into the Mechanisms of Rotating Instability.* Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Turbomachinery, 124:367 – 375, 2002.

[35] Mailach, R., Lehmann, I. und Vogeler: *Rotating Instability in an Axial Compressor Originating from the Fluctuating Blade Tip Vortex.* Journal of Turbomachinery, 123(3):453 – 460, 2001.

[36] Pavesi, G., Ardizzon, G. und Cavazzini, G.: *Rotating Instability in a Centrifugal Pump Impeller.* In: *Proceedings of IMECE 2005, ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Nov. 5 - 11, 2005, Orlando, Florida, USA*, 2005.

[37] Surek, D.: *Dämpfung von Rotating Stall in Radialverdichtern.* Vakuum in Forschung und Praxis, 5:502 – 313, 2001.

[38] Lighthill, M.J.: *On Sound Generated Aerodynamically. I General Theory.* In: *Proceedings of the Royal Society 211(A), London, pp. 564 - 587*, 1952.

[39] Morfey, C. L.: *Rotating Blades and Aerodynamic Sound.* Jounal of Sound an Vibration, 28(3):587 –617, 1973.

[40] Cumpsty, N. A.: *A Critical Review of Turbomachinery Noise.* Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Engineering for Industry, 99:278 – 293, 1977.

[41] Ehrenfried, K.: *Strömungsakustik Skript zur Vorlesung.* Reihe Berliner Hochschulskripte. Mensch & Buch Verlag Berlin, 2004.

[42] Michel, U.: *Strömungsakustik, Skript zur Vorlesung an der BTU Cottbus SS 2006.* BTU Cottbus, 2006.

[43] Mechel, F. P. (Ed.): *Formulas of Accoustics.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.

[44] Rienstra, S. W. und Hirschberg, A.: *An Introduction to Acoustics.* Technischer Bericht, Eindhoven University of Technology, IWDW92-06, 2006. `http://www.win.tue.nl/~sjoerdr/papers/boek.pdf(12.08.2007)`.

[45] Curle, N.: *The Influence of Solid Boundaries Upon Aerodynamic Sound.* In: *Proceedings of the Royal Society 231, London, pp. 505 - 514*, 1955.

[46] Ffowcs Williams, J. E. und Hawkings, D. L.: *Sound Generated by Turbulence abd Surfaces in Arbitrary Motion.* Philisophical Transactions of the Royal Society (London), A264:321 – 342, 1969.

[47] Goldstein, M. E.: *Unified approach to aerodynamic sound generation in the presence of solid boundaries.* Journal of the Acoustical Society of America, 56:497–509, 1974.

[48] Neise, W.: *Lärm und Lärmbekämpfung bei Ventilatoren - Eine Bestandsaufnahme.* Technischer Bericht, DFVLR-Forschungsbericht 80-16, 1986.

[49] Tyler, J. M. und Sofrin, T. G.: *Axial Flow Compressor Noise Studies.* Transactions of the Society of Automotive Engineers, 70:309 – 332, 1962.

[50] Gutin, L.: *On the Sound Field of a Rotating Airscrew (English translation of a russian title).* Jurnal Technitscheskoi Fisiki, English translation published as NACA-TM 1195, 6 (1936):889–909, 1948.

[51] Oertel, H.: *Strömungsmechanik.* Friedrich Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, Wiesbaden, 1999.

[52] Greiner, W. und Stock, H.: *Theoretische Physik, Band 2a, Hydrodynamik, 4. überarbeitete Auflage.* Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, Thun, 1991.

[53] Morfey, C. L. und Fisher, M. J.: *Shock-Wave Radiation from a Soupersonic Ducted Rotor.* The Aeronautical Journal of The Royal Aeronautical Society, 74:579 – 585, 1970.

[54] Hawkings, D. L.: *Multiple Tone Generation by Transonic Compressors.* Journal of Sound and Vibration, 17(2):241 – 250, 1971.

[55] Stratford, B. S. und Newby, D. R.: *A new look at the generation of buzzsaw noise.* In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics, Aeroacoustics Conference 4th Atlanta, Ga., Oct 3-5 1977*, 1977.

[56] Fisher, M. J., Tester, B. J. und Schwaller, P. J. G.: *Supersonic Fan Noise Prediction.* In: *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference 4th (19th AIAA Aeroacoustic Conference), Toulouse, France, June 2-4, 1998, Collection of Technical Papers Pt. 1 (A98-30801 07-71)*, 1998.

[57] McAlpine, M. und Fisher, M. J.: *Buzz Saw Noise: A Comparison of Measurement with Prediction.* Journal of Sound and Vibration, 290:1202 – 1233, 2006.

[58] Holste, F.: *Ermittlung der aerodynamischen Lärmquellen und Berechnung des abgestrahlen Schallfeldes mittels der im Nahfeld gemessenen Druckschwankungen am Beispiel eines Triebwerksmodells.* VDI-Fortschrittsberichte, Reihe 7: Strömungsmechanik Nr. 727, VDI-Verlag GmbH Düsseldorf, Dissertation TU-Berlin, 1995.

[59] Holste, F. und Neise, W.: *Noise Source Identification in a Propfan Model by Means of Acoustica Near Field Measurements.* Journal of Sound and Vibration, 203(5):833 – 853, 1997.

[60] Stoecker, H.: *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren, 4. korrigierte Auflage.* Verlag Harri Deutsch Frankfurt am Main, Thun, 1999.

[61] Kornow, O. und Enghardt, L.: *Der Einfluss des radialen Strömungsprofils auf die Schallausbreitung von höheren Moden in zylindischen und koaxialen Strömungskanälen.* Technischer Bericht, DLR-IB 92517-05/B1 Berlin, 2005.

[62] Pak, H., Krain, H. und Hoffmann, B.: *Flow field analysis in a high pressure ratio centrifugal compressor.* AGARD, Technology Requirements for Small Gas Turbines 12 p, SEE N94-34431 10-07:12, 1994.

[63] Pak, H.: *Radialverdichter hoher Schluckfähigkeit, Abschlussbericht über das Vorhaben Nr. 493.* Technischer Bericht, Forschungsvereinigung für Verbrennungskraftmaschinen, FVV-Heft 569, Frankfurt/Main, 1994.

[64] Krain, H., Hoffmann, B. und Pak, H.: *Aerodynamics of a centrifugal compressor impeller with transonic inlet conditions.* Amaerican Society of Mechanical Engineers, ASME-Paper 95-GT-79:–, 1995.

[65] Krain, H.: *Radialverdichter hoher Schluckfähigkeit. Abschlussbericht über das Vorhaben "Radialverdichter hoher Schluckfähigkeit".* Technischer Bericht, Forschungsvereinigung für Verbrennungskraftmaschinen, Informationstagung Turbinen der FVV Frühjahr 1996, Frankfurt/Main , Heft R 487, 1996.

[66] Krain, H.: *Transsonischer Radialverdichter, Seminarvortrag Universität Karlsruhe*, 22.01.1997.

[67] Krain, H. und Hoffmann, B.: *Flow physics in high pressure ratio centrifugal compressors.* Summer Meeting of the Amaerican Society of Mechanical Engineers, June 21 - 25, 1998, Washington D.C., USA, ASME-Paper FEDSM98-4583 p.9:–, 1998.

[68] DIN EN ISO 5136: *Akustik - Bestimmung der von Ventilatoren und anderen Strömungsmaschinen in Kanäle abgestrahlten Schallleistung - Kanalverfahren (ISO 5136 - 2003), Deutsche Fassung.* -, 2003.

[69] Hoffmann, B.: *Durchführung der stationären Rechnungen für den Verdichter SRV4-D1 mit dem Code TRACE.* Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Antriebstechnik, Abt. Numerische Methoden, 2006.

[70] Hoffmann, B.: *Diskussionsbeiträge, Arbeitskreissitzung "Radialverdichterlärm II(b)", Berlin*, 08.03.2007.

[71] Regenscheid, B.: *Ventilatoren, 5. Auflage*, Kapitel Die Schallerzeugung von Ventilatoren, Seiten –. Springer-Verlag, 1972.

[72] Beranek, L. L., Reynolds, J. L. und Wilson, K.E.: *Apparatus and procedures for predicting ventilation system noise.* Journal of the Acoutical Society of America, 25, Issue 2:313 – 321, 1953.

[73] Peistrup, C. F.: *Noise of ventilating fans.* Journal of the Acoutical Society of America, 25, Issue 2:322 – 326, 1953.

[74] Allen, C.H.: *Noise from air conditioning fans.* Noise Control, 3:28 – 43, 1957.

[75] Madison, R. D. und Graham, J. B.: *Fan noise variation with changing fan operation.* Transaction of American Society of Heating, Refrigerating and Airconditioning (ASHRAE), 64:319 – 341, 1958.

[76] Neise, W.: *Application of similarity laws to the blade passing sound of centrifugal fans.* Journal of Sound and Vibration, 43:61–75, 1975.

[77] Bartenwerfer, M., Agnon, R. und W., Gikadi: *Eine experimentelle Untersuchung zur Schallerzeugung und zur Schallausbreitung in Radialventilatoren.* Technischer Bericht, DLR IB-FB 76-14, 1976.

[78] Neise, W. und Barsikow, B.: *Acoustic similarity laws for fans.* ASME-Transactions, Journal of Engineering for Industry, 104:162–168, 1982.

[79] Neise, W.: *Review of Noise Reduction Methods for Centrifugal Fans.* Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Engineering for Industry, 104:151 – 161, 1982.

[80] Bartenwerfer, M. und Agnon, R.: *Der Einfluss der Zähigkeit des geförderten Mediums auf die Schallerzeugung von Radialventilatoren.* Technischer Bericht, DLR-FB 76-30, 1976.

[81] Bommes, L., Weidemann, J., Haren, G. van und Ufer, H.: *Akustische Ähnlichkeitsgesetze und Geräuschmessungen bei Ventilatoren.* Technischer Bericht, Forschungsvereinigung für Luft- und Trockentechnik, Abschlussberichte zum Forschungsvorhaben „Akustische Ähnlichkeitsgesetze und Geräuschmessungen bei Ventilatoren“ Nr. 3/1/73/85, Dezember 1985, 1985.

[82] Kaplan, B., Nicke, E. und Voss, C.: *Design of a Highly Efficient Low-Noise Fan for Ultra-High Bypass Engines.* In: *Prosceedings of GT2006, ASME Turbo Expo 2006: Power for Land Sea and Air, May 8 - 11, Barcelona, Spain*, 2006.

[83] Schlichting, H. und Truckenbrodt, E.: *Aerodynamik des Flugzeugs, zweiter Band: Aerodynamik des Flügels (Teil II), des Rumpfes, der Flügel-Rumpf-Anordnung und der Leitwerke.* Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1960.

[84] Walter, R., Frischbier, J. und Selmeier, R.: *Aeromechanische Gestaltung fortschrittlicher Triebwerksverdichter.* Technischer Bericht, MTU-Technik-Berichte im Internet, 2001. `http://www.mtu.de/de/technologies/engineering_news/11752.pdf(26.11.07)`.

[85] Gliebe, P., Mani, R., Shin, H., Mitchel, B., Ashford, G., Salamah, S. und Connel, S.: *Aeroacoustic Prediction Codes.* Technischer Bericht, NASA/CR–2000-210244 R99AEB169 August 2000, 2000.

[86] Hunziker, R., Dickmann, H. P. und Emmrich, R.: *Numerical and experimental investigation of a centrifugal compressor with an inducer casing bleed system.* In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Engergy, Vol. 215, No. 6*, 2001.

A. Anhang

A.1. Technische Daten

Tabelle A.1.: Auslegungsparameter der Laufräder SRV2 und SRV4 (Quelle: Krain und Hoffmann; Homogene Lauf-/Leitradströmung [29]).

Größe	**Symbol**	**Einheit**	**SRV2**	**SRV4**
Laufraddurchmesser	D	mm	224	224
Auslegungspunkt AP				
Drehzahl	n_{AP}	1/min	50.000	50.000
Massenstrom	$\dot{m}_{AP}$	kg/s	2,55	2,55
Druckverhältnis	Π_{AP}		5,65	6,1
Wirkungsgrad	η_{AP}	%	79,4	82,0
maximales Druckverhältnis Π_{max}				
Druckverhältnis	Π_{max}		5,70	6,15
Wirkungsgrad dort	$\eta(\Pi_{max})$	%	78,90	81,80
Massenstrom dort	$\dot{m}(\Pi_{max})$	kg/s	2,40	2,50
max. Wirkungsgrad bei Auslegungsdrehzahl $\eta_{max}(n_{AP})$				
Wirkungsgrad	$\eta_{max}(n_{AP})$	%	80,30	82,50
Druckverhältnis	$\Pi[\eta_{max}(n_{AP})]$		5,61	6,00
Massenstrom	$\dot{m}[\eta_{max}(n_{AP})]$	kg/s	2,70	2,60
Auslegungsdrehzahl n_{AP}				
Kennfeldbreite		%	18,90	17,00
max. Massenstrom	$\dot{m}_{max}(n_{AP})$	kg/s	2,86	2,80
min. Massenstrom	$\dot{m}_{min}(n_{AP})$	kg/s	2,32	2,40
Schaufelzahl Z				
durchgehende Schaufeln	Z_H		13	13
zurückgesetzte Schaufeln	Z_Z		13	13
Diffusor D1	Z_D		23	23
Radialspalt Laufrad/Leitrad	Δr	mm	16,8	16,8
	$\Delta r/(D/2)$		0,15	0,15

Tabelle A.2.: Technische Auslegungsdaten des Radialverdichterprüfstandes des DLR in Köln (Quelle: Krain und Hoffmann; Homogene Lauf-/Leitradströmung [29]).

Maximale Leistungsaufnahme:	1,5 MW
Maximale Drehzahl:	60.000/min
Maximale Umfangsgeschwindigkeit am Rotoraustritt:	700 m/s
Maximales Stufendruckverhältnis :	9,5
Maximaler Massenstrom:	3,5 kg/s
Rotor-Austrittsradius:	250 mm
Durchmesser der Stufe:	600 mm
Antrieb:	2 Gleichstrommotoren

Tabelle A.3.: Experimentelle Untersuchungen.

	Messkampagne (MK)				
	Test	1	2	3	4
Verdichter	SRV2 ubs	SRV2 ubs	SRV2 D1	SRV4 ubs	SRV4 D1
Messerien					
konstante Drosselstellung Einstellung im Auslegungspunkt **(DSAP)**	X	X	X	X	X
konstante Drosselstellung Einstellung an der Schluckgrenze **(DSSG)**					X
konstante Drehzahl $n_{red} = 50.000/\text{min}$ **(DZ50)**	X	X	X	X	X
konstante Drehzahl $n_{red} = 36.000/\text{min}$ **(DZ36)**				X	X
konstantes Druck-verhältnis $\Pi = 4,0$ **(PI)**	X	X	X	X	X
Messungen für Modenanalysen	X	X	X	X	X

Tabelle A.4.: Positionen für die Drucksensoren zur Messung der Wanddruckschwankungen am Laufraddeckel.

Messpunkt	Meridiane Position bezüglich des Laufradfußes
1	0,0 %
2	25,0 %
3	75,0 %
4	100,0 %
5	120,4 %

A.2. Tabellen zu experimentellen Ergebnissen

A.2.1. Tabelle Abschnitt 7.1

Tabelle A.5.: Betriebspunktparameter von CFD-Lösungen und Messungen.

Parameter		**Rechnung (TRACE)**		**Messung**	
Bezeichnung		P140	P77	DZ5008	DSAP05
Verdichter		SRV4, D1	SRV4, D1	SRV4, D1	SRV4, D1
abs. Drehzahl	[1/min]	50.000	44.000	50.038	43.748
abs. Massenstrom	[kg/s]	2,98	2,31	2,83	2,11
äußerer Luftdruck	[kPa]	101,325	101,325	99,61	99,63
Außentemperatur	[K]	288,15	288,15	291,05	284,65

A.2.2. Tabellen Abschnitt 7.2

Gültigkeitsbereiche:	
subsonischer Bereich:	$0{,}70 \leq \mathrm{Ma}_{U1} \leq 0{,}97$
tramsonischer Bereich:	$0{,}97 \leq \mathrm{Ma}_{U1} \leq 1{,}25$
gesamter Machzahlbereich:	$0{,}70 \leq \mathrm{Ma}_{U1} \leq 1{,}25$

$$L_W = L_{W,\mathrm{spez}} + \left(10\gamma \cdot \lg\ \mathrm{Ma}_{U1} + 10 \cdot \lg \frac{P_i}{P_0}\right) \mathrm{dB} \tag{7.4}$$

Tabelle A.6.: SRV2, unbeschaufelter Diffusor: Koeffizienten der Regressionsfunktion für die Schallleistung im Ansaugkanal Gl. 7.4 für die Daten verschiedener Messserien.

		$L_{W,\mathrm{spez}}$ **[dB]**	10γ **[dB]**	σ **[dB]**
konstante Drosselstellung				
1	subsonischer Bereich	75,6	-22,5	1,7
2	transsonischer Bereich	71,0	-39,1	1,4
3	gesamter Machzahlbereich	72,3	-55,3	2,1
alle Daten				
4	subsonischer Bereich	75,6	-22,0	1,7
5	transsonischer Bereich	69,8	-16,7	1,8
6	gesamter Machzahlbereich	72,0	-49,3	2,2

Tabelle A.7.: SRV2, beschaufelter Diffusor D1: Koeffizienten der Regressionsfunktion für die Schallleistung im Ansaugkanal Gl. 7.4 für die Daten verschiedener Messserien.

		$L_{W,\mathrm{spez}}$ **[dB]**	10γ **[dB]**	σ **[dB]**
konstante Drosselstellung				
1	subsonischer Bereich	74,2	-21,5	1,2
2	transsonischer Bereich	70,2	-17,6	0,7
3	gesamter Machzahlbereich	72,0	-44,6	1,5
alle Daten				
4	subsonischer Bereich	74,2	-21,5	1,2
5	transsonischer Bereich	68,3	8,1	1,2
6	gesamter Machzahlbereich	71,5	-39,7	1,8

Tabelle A.8.: SRV4, unbeschaufelter Diffusor: Koeffizienten der Regressionsfunktion für die Schallleistung im Ansaugkanal Gl. 7.4 für die Daten verschiedener Messserien.

		$L_{W,\text{spez}}$ [dB]	10γ [dB]	σ [dB]
konstante Drosselstellung				
1	subsonischer Bereich	78,8	11,3	0,9
2	transsonischer Bereich	76,9	-89,9	0,8
3	gesamter Machzahlbereich	75,8	-10,8	2,5
alle Daten				
4	subsonischer Bereich	73,0	-11,6	7,1
5	transsonischer Bereich	76,4	-105,4	2,2
6	gesamter Machzahlbereich	72,0	-25,4	5,7
alle Daten ohne Messserie bei konstanter Drehzahl $n_{red} = 36.000/\text{min}$ (DZ36)				
7	subsonischer Bereich	74,2	11,3	0,9
8	transsonischer Bereich	68,3	-105,4	2,2
9	gesamter Machzahlbereich	71,5	-32,9	3,7

Tabelle A.9.: SRV4, beschaufelter Diffusor D1: Koeffizienten der Regressionsfunktion für die Schallleistung im Ansaugkanal Gl. 7.4 für die Daten verschiedener Messserien.

		$L_{W,\text{spez}}$ [dB]	10γ [dB]	σ [dB]
konstante Drosselstellung, Einstellung im Auslegungspunkt (DSAP)				
1	subsonischer Bereich	78,8	8,3	1,1
2	transsonischer Bereich	72,2	-69,8	1,0
3	gesamter Machzahlbereich	72,4	-24,1	2,8
konstante Drosselstellung, Einstellung in der Schluckgrenze (DSSG)				
4	subsonischer Bereich	72,8	-10,7	2,4
5	transsonischer Bereich	67,1	-2,5	1,5
6	gesamter Machzahlbereich	69,3	-27,3	2,8
konstante Drosselstellung DSAP und DSSG				
7	subsonischer Bereich	75,9	0,9	2,2
8	transsonischer Bereich	70,3	-42,3	2,1
9	gesamter Machzahlbereich	71,4	-25,2	3,71

Tabelle A.10.: alle untersuchten Radialverdichter: Koeffizienten der Regressionsfunktion für die Schallleistung im Ansaugkanal Gl. 7.4 für die Daten verschiedener Messserien.

		$L_{W,\mathrm{spez}}$ **[dB]**	10γ **[dB]**	σ **[dB]**
konstante Drosselstellung, Einstellung im Auslegungspunkt (DSAP)				
1	subsonischer Bereich	77,5	5,4	1,5
2	transsonischer Bereich	73,8	-74,2	2,4
3	gesamter Machzahlbereich	73,5	-24,8	3,0
alle Daten				
4	subsonischer Bereich	75,4	-2,7	4,8
5	transsonischer Bereich	71,4	-39,6	2,4
6	gesamter Machzahlbereich	71,6	-34,3	3,8
alle Daten ohne Messserie bei konstanter Drosselstellung, Einstellung an der Schluckgrenze (DSSG, SRV4-D1)				
7	subsonischer Bereich	75,6	-2,4	5,0
8	transsonischer Bereich	72,4	-52,9	2,4
9	gesamter Machzahlbereich	71,8	-37,1	3,8
alle Daten ohne Messserie bei konstanter Drehzahl $n_{\mathrm{red}} = 36.000/\mathrm{min}$ **(DZ36)**				
10	subsonischer Bereich	76,9	3,2	2,0
11	transsonischer Bereich	71,4	-39,6	2,4
12	gesamter Machzahlbereich	71,6	-34,2	2,9