

**Numerische Simulation der  
aktiven Strömungsbeeinflussung  
dreidimensionaler Hochauftriebskonfigurationen**

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur

**Tobias Höll**

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. Wolfgang Nitsche

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Frank Thiele

Apl. Prof. Dr.-Ing. Ulrich Rist

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 25. September 2012

Berlin 2012

D 83

**ISBN 978-3-7983-2473-2 (Druckausgabe)**  
**ISBN 978-3-7983-2474-9 (Online-Version)**

**Berlin 2012**

∞ *Gedruckt auf säurefreiem alterungsbeständigen Papier*

<b>Druck/</b>	docupoint GmbH Magdeburg
<b>Printing:</b>	Otto-von-Guericke-Allee 14, 39179 Barleben
<b>Vertrieb/</b>	Universitätsverlag der TU Berlin
<b>Publisher:</b>	Universitätsbibliothek Fasanenstr. 88 (im VOLKSWAGEN-Haus), D-10623 Berlin Tel.: (030) 314-76131; Fax.: (030) 314-76133 E-Mail: publikationen@ub.tu-berlin.de <a href="http://www.univerlag.tu-berlin.de">http://www.univerlag.tu-berlin.de</a>

*Für Herrn Dr.-Ing. Johannes Höll,  
meinen Großvater.*



## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik am Fachgebiet Numerische Methoden der Thermofluidodynamik unter Leitung von Prof. Frank Thiele. Ihm gilt ganz besonderer Dank für seine fachliche und menschliche Förderung, das in mich gesetzte Vertrauen, die Ermöglichung von vielen Konferenzteilnahmen und internationalen Kooperationen und die Schaffung eines außerordentlich kollegialen Arbeitsumfeldes.

Außerdem danke ich Herrn Prof. Ulrich Rist für die freundliche Übernahme der Begutachtung und die Ermutigung zur Promotion bereits während meiner Tätigkeit als studentische Hilfskraft an der Universität Stuttgart. Herrn Prof. Wolfgang Nitsche danke ich für Übernahme des Vorsitzes im Promotionsausschuss.

Meinem langjährigen Kollegen Bert Günther danke ich für die hervorragende fachliche Begleitung und Beratung, die vielen interessanten Diskussionen und dafür, dass alle anderen Kollegen fast immer schallendes Gelächter aus dem Raum MB-136 vernommen haben.

Meinem Kollegen Liang Wang danke ich für die wertvolle Unterstützung bei der Gittergenerierung. Allen anderen Kollegen des Fachgebietes gebührt ebenso Dank für fachliche Unterstützung, Hilfsbereitschaft, eine äußerst angenehme Arbeitsatmosphäre und das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Meinen studentischen Mitarbeitern Marc Gual-Skopek, David Klören und Pablo Giacopinelli danke ich für die sehr gute Zuarbeit, die wesentlich zu dieser Arbeit beigetragen hat. Meinem studentischen Mitarbeiter Alexander Kabat vel Job möchte ich ganz besonders danken. Ohne seine wertvolle Mithilfe wäre diese Arbeit nicht in dieser Form möglich gewesen.

Dem Projektpartner Airbus, einschließlich aller in das Vorhaben involvierter Mitarbeiter, danke ich für die gute Zusammenarbeit und die zur Verfügung gestellten Hochauftriebskonfigurationen. Meinen beiden Kollegen aus den anderen Teilprojekten, Matthias Bauer und Notger Heinz, danke ich für die gute Kooperation im Rahmen des Sonderforschungsbereichs.

Die zur Verfügung gestellten Rechenressourcen des Höchstleistungsrechenzentrums HLRN und die Fachberatung durch den stets hilfsbereiten Wolfgang Baumann waren sehr wichtig für den Erfolg dieser Arbeit. Dafür möchte ich mich bedanken. Ebenso gebührt unseren beiden Administratoren, Lars Oergel und Martin Franke, großer Dank für die hervorragende Infrastruktur des Fachgebiets.

Ohne den Rückhalt meiner Eltern wäre die Entstehung dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Deshalb möchte ich mich an dieser Stelle von ganzem Herzen für die Unterstützung aller meiner Vorhaben bedanken.

Den wichtigsten Dank möchte ich meiner Frau Joana und meiner Tochter Lara Susani aussprechen. Ohne unsere effiziente Teamarbeit und die erfolgreiche Kombination von Familienleben und Beruf hätte ich die Herausforderung der Promotion nicht meistern können.

Berlin, im Oktober 2012

Tobias Höll



## Zusammenfassung

Während des Starts und der Landung müssen die Fluggeschwindigkeiten von Flugzeugen auf Grund von technischen Limitierungen wie z.B. Bahnlänge, Bremskraft und auftretenden Kräften sehr niedrig sein. Um trotzdem genügend hohe Auftriebskräfte zu erzielen, werden heutzutage technisch komplexe, schwere und teure Hochauftriebssysteme eingesetzt. Rasant zunehmende Passagierzahlen und Flugbewegungen in der zivilen Luftfahrt bei zugleich immer strengeren gesetzlichen Anforderungen zur Vermeidung von Emissionen erfordern neue technische Entwicklungen zur Leistungssteigerung von Hochauftriebssystemen. Gewöhnliche Maßnahmen der Formoptimierung bieten allerdings nicht die Möglichkeit von revolutionären Leistungssprüngen.

Eine Möglichkeit, um die Effektivität von Hochauftriebskonfigurationen zu steigern, bietet die aktive Strömungsbeeinflussung. Unter Einsatz von extern bereitgestellter Energie (z.B. Triebwerkszapfluff) kann das Strömungsverhalten von Flügeln positiv beeinflusst werden. Der Impuls, welcher der wandnahen Strömung zugefügt wird, sorgt für eine Resistenz der Grenzschicht gegenüber Ablösung. Gleichzeitig wird durch verbesserte Durchmischung kinetische Energie aus der Hauptströmung in den energiearmen, wandnahen Bereich geführt.

Dieses Prinzip ist bislang an zweidimensionalen, geometrisch simplen Geometrien im Rahmen von Projekten der Grundlagenforschung untersucht worden. Eine Anwendung im Rahmen der Neuentwicklung von Hochauftriebssystemen im industriellen Umfeld ist durch viele ungeklärte Fragestellungen allerdings noch nicht möglich.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Technologie der aktiven Strömungskontrolle in Form von fluidischer Anregung (gepulstes Ausblasen und harmonische Anregung) im Rahmen von numerischen Simulationen auf industrienähe Hochauftriebskonfigurationen anzuwenden. Dabei sollen die relevanten Parameter, insbesondere auch geometrischer Art, identifiziert und hinsichtlich ihrer Effektivität untersucht werden. Auf Grund der auftretenden Strömungsablösungen und Wirbelstrukturen wird die Detached-Eddy Simulation als numerische Methode eingesetzt, um die relevanten physikalischen Effekte zuverlässig erfassen zu können. Einen möglichen Transfer der aktiven Strömungskontrolle in die industrielle Vorentwicklung zeigt die abschließende Anwendung auf eine vollständig dreidimensionale Hochauftriebskonfiguration auf.

## **Abstract**

Due to technical limitations such as runway length, brake force and structural stress the flight speed of an aircraft needs to be as low as possible during take-off and landing. Therefore, a high lift coefficient is needed. Multi-element high-lift devices are used to generate the requested amount of lift. However, these devices are very complex, heavy and costly. Furthermore, the number of passengers and aircraft operations is increasing while at the same time the regulations regarding carbon dioxide emission get stricter. As a result, new technologies are needed in order to increase the performance of high-lift devices. Common conventional techniques such as shape optimization are not capable of fulfilling these challenging demands any more.

Active flow control appears as a possible way to achieve these aims. This technology alters the flow near the wall in a positive manner by adding external energy. The additional momentum helps the boundary layer to withstand the adverse pressure gradient and delays flow separation. At the same time, the improved mixing of the flow provides the near-wall flow with fresh kinetic energy.

So far, active flow control has been investigated quite thoroughly on simple 2D-configurations within fundamental research projects. However, an application of this technique in the aircraft industry is not possible yet due to a lot of unanswered questions.

The aim of this thesis is to further investigate active flow control techniques on industrially relevant high-lift configurations using pulsed blowing and harmonic suction and blowing. Numerical simulations are employed in order to identify the relevant parameters and investigate their influence on the effectivity. Due to the massive flow separation on the flap of the high-lift devices, detached-eddy simulation is used to reliably capture the physical effects.

A potential transfer of the active flow control technology into future aircraft development is demonstrated by the application of pulsed blowing on the flap of a fully three-dimensional aircraft.

# Inhaltsverzeichnis

<b>I</b>	<b>Stand der Technik und Forschung</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Stand der Forschung . . . . .	4
1.1.1	Hochauftriebssysteme . . . . .	4
1.1.2	Aktive Strömungsbeeinflussung von Hochauftriebssystemen . . . . .	7
1.1.3	Numerische Simulation der Strömungsbeeinflussung . . . . .	14
1.2	Zielsetzung . . . . .	16
1.3	Gliederung . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Turbulente Strömungen</b>	<b>19</b>
2.1	Grundgleichungen . . . . .	19
2.1.1	Kontinuitätsgleichung . . . . .	20
2.1.2	Impulsgleichung . . . . .	20
2.2	Numerische Erfassung . . . . .	21
2.2.1	Direkte Numerische Simulation . . . . .	22
2.2.2	Large-Eddy Simulation . . . . .	22
2.2.3	Statistische Turbulenzmodellierung . . . . .	23
2.2.4	Detached-Eddy Simulation . . . . .	27
<b>II</b>	<b>Methodik</b>	<b>29</b>
<b>3</b>	<b>Numerische Methode</b>	<b>31</b>
3.1	Finite-Volumen-Methode . . . . .	31
3.1.1	Diskretisierung in Raum und Zeit . . . . .	32
3.1.2	Druck-Geschwindigkeits-Kopplung . . . . .	35
3.1.3	Randbedingungen . . . . .	35
3.1.4	Strömungslöser . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Strömungsanregung</b>	<b>39</b>
4.1	Die Anregungsrandbedingung . . . . .	39
4.1.1	Harmonische Anregung . . . . .	39
4.1.2	Gepulste Anregung . . . . .	40
4.2	Parameter der dreidimensionalen Strömungsanregung . . . . .	40
4.2.1	Intensität . . . . .	41

4.2.2	Frequenz . . . . .	41
4.2.3	Pulsbreite . . . . .	42
4.2.4	Phasenverschiebung . . . . .	42
4.2.5	Ausblaswinkel und Sphärenwinkel . . . . .	43
4.2.6	Geometrische Abmessungen und Anordnungen . . . . .	44
<b>III Anwendung und Analyse</b>		<b>45</b>
<b>5</b>	<b>Beschreibung der Testfälle</b>	<b>47</b>
5.1	SCCH-Konfiguration . . . . .	47
5.1.1	Rechengitter des Flügelsegments . . . . .	48
5.1.2	Rechengitter des endlichen Halbmodells . . . . .	51
5.2	HIREX Konfiguration . . . . .	53
5.3	Ausblassechlitze . . . . .	54
5.4	Transition . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Unangeregte Strömung</b>	<b>57</b>
6.1	Instationäre Simulation des SCCH-Flügelsegments . . . . .	57
6.2	DES-Voruntersuchungen . . . . .	61
6.2.1	Vergleich der Turbulenzmodelle und Gitterauflösungen . . . . .	61
6.2.2	Zeitliche Auflösung . . . . .	65
6.2.3	Einfluss der Breite des Gittersegments . . . . .	65
6.3	Eignung für Anregungsuntersuchungen . . . . .	67
6.4	Instationäre Simulation des endlichen SCCH-Halbmodells . . . . .	69
6.5	Instationäre Simulation der HIREX Konfiguration . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Angeregte Strömung</b>	<b>73</b>
7.1	Testfallübersicht der dreidimensionalen Beeinflussung . . . . .	73
7.2	Spannweitig durchgehende Anregung . . . . .	78
7.2.1	Harmonische Anregung . . . . .	78
7.2.2	Gepulstes Ausblasen . . . . .	82
7.3	Segmentierte Anregung . . . . .	88
7.3.1	Segmentierte, harmonische Anregung . . . . .	88
7.3.2	Segmentierte, gepulste Anregung . . . . .	97
7.3.3	Anwendung der DES für gepulstes Ausblasen . . . . .	105
7.4	Phasenverschiebung . . . . .	108
7.4.1	Phasenverschobene harmonische Anregung . . . . .	108
7.4.2	Phasenverschobenes gepulstes Ausblasen . . . . .	110
7.5	Sphärischer Anregungswinkel . . . . .	114
7.5.1	Dreidimensionale Profilierung . . . . .	115
7.5.2	Harmonische, sphärische Anregung . . . . .	116
7.5.3	Gepulste, sphärische Anregung . . . . .	120
7.6	Kaskadenförmige Anregung . . . . .	126
7.7	Anregung am endlichen SCCH-Modell . . . . .	136

7.8 Gepulstes Ausblasen an der HIREX Konfiguration . . . . .	143
<b>8 Zusammenfassung</b>	<b>151</b>
8.1 Die wesentlichen Erkenntnisse . . . . .	151
8.2 Ausblick . . . . .	154
<b>Anhang</b>	<b>155</b>
<b>A Das LLR Turbulenzmodell</b>	<b>157</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>159</b>



---

## Nomenklatur und Abkürzungen

Dieses Verzeichnis erklärt wichtige in der Arbeit auftretende Symbole und Abkürzungen. Abweichende Definitionen und weitere Symbole sind direkt an entsprechender im Text beschrieben. Über doppelt auftretende lateinische Indizes wird entsprechend der Einsteinschen Summenkonvention summiert.

### Abkürzungen

2D/3D	zweidimensional/ dreidimensional . . . . .	[-]
CDS	Central Differencing Scheme . . . . .	[-]
CFD	Computational Fluid Dynamics . . . . .	[-]
DC	Pulsbreite (engl. <i>duty cycle</i> ) . . . . .	[-]
DES	Detached-Eddy Simulation . . . . .	[-]
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft . . . . .	[-]
ELAN	Elliptic Analysis of the Navier-Stokes equations . . . . .	[-]
HOC	High Order Convection . . . . .	[-]
LES	Large-Eddy Simulation . . . . .	[-]
LLR	Local Linear Realizable . . . . .	[-]
RANS	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen . . . . .	[-]
SALSA	Strain-adaptive linear Spalart-Allmaras model . . . . .	[-]
SCCH	Swept Constant Chord Halfmodel . . . . .	[-]
SIMPLE	Semi-implicit Method for Pressure-linked Equations . . . . .	[-]
SIP	Strongly Implicit Procedure . . . . .	[-]
TVD	Total Variation Diminishing . . . . .	[-]
UDS	Upwind Differencing Scheme . . . . .	[-]
URANS	instationäre RANS (engl. <i>Unsteady RANS</i> ) . . . . .	[-]

### Arabische Symbole

$A$	Flügeloberfläche . . . . .	[m <sup>2</sup> ]
$b_s$	Schlitzlänge (in spannweitisger Richtung) . . . . .	[m]
$c$	Sehnenlänge des Referenzprofils ( <i>clean chord length</i> ) . . . . .	[m]
$C_{DES}$	DES Modellkonsante . . . . .	[-]
$c_L$	Auftriebsbeiwert . . . . .	[-]
$c_\mu$	Anisotropieparameter . . . . .	[-]
$c_N, c_{TB}, c_B, c_T$	Geschwindigkeitskomponenten im lokalen Schlitzkordinatensystem . . . . .	[m/s]
$c_p$	Druckbeiwert . . . . .	[-]
$c_s$	Profiltiefe des Vorflügels . . . . .	[m]
$c_k$	Profiltiefe der Hinterkantenklappe . . . . .	[m]
$f_d$	DDES Grenzschicht-Schutzfunktion . . . . .	[-]
$f$	Frequenz . . . . .	[Hz]
$f_i$	spezifische Volumenkraft . . . . .	[m/s <sup>2</sup> ]
$F_L$	Auftriebskraft . . . . .	[N]
$H$	Schlitzbreite . . . . .	[m]

$u_{jet,max}$	Amplitude der Anreageschwindigkeit . . . . .	[m/s]
$L_{DES}$	DES Längenmaß . . . . .	[-]
$L_{DDES}$	DDES Längenmaß . . . . .	[-]
$l_{ref}$	Strömungsreferenzlängenmaß . . . . .	[m]
$L_{RANS}$	RANS Längenmaß . . . . .	[-]
$L_z$	Gittersegmentbreite . . . . .	[m]
$n$	Anzahl der Gitterschichten in die spannweite Richtung . . . . .	[-]
$T$	Periodendauer . . . . .	[s]
$r$	Aufweitungsverhältnis der Gitterzellen in der Grenzschicht . . . . .	[-]
$R_{ij}$	Korrelationskoeffizient . . . . .	[-]
$S_\phi$	volumenspezifischer Quellterm der Transportgleichung von $\phi$ . . . . .	[-]
$S_{ij}$	Scherratentensor . . . . .	[1/s]
$k$	turbulente kinetische Energie . . . . .	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$t_p$	Auf eine Periode beschränkte Pulszeit . . . . .	[s]
$t_{ref}$	Startzeitpunkt der Strömungsanregung . . . . .	[s]
$U_\infty$	Anströmgeschwindigkeit . . . . .	[m/s]
$u_{jet}$	Anreageschwindigkeit . . . . .	[m/s]
$u_m$	massenstromkonforme, mittlere Ausströmgeschwindigkeit . . . . .	[m/s]
$u_\tau$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit . . . . .	[m/s]
$u, v, w$	kartesische Geschwindigkeitskomponenten . . . . .	[m/s]
$y^+$	Dimensionsloser Wandabstand des ersten Zellzentrums . . . . .	[-]

**Griechische Symbole**

$\alpha$	Anstellwinkel . . . . .	[°]
$\beta$	Ausblaswinkel . . . . .	[°]
$\Delta$	Filterweite . . . . .	[m]
$\delta_k$	Ausschlagswinkel der Hinterkantenklappe . . . . .	[°]
$\delta_s$	Ausschlagswinkel des Vorfügels . . . . .	[°]
$\Delta t$	Zeitschrittweite . . . . .	[s]
$\epsilon$	isotrope Dissipationsrate . . . . .	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$p$	statischer Druck . . . . .	[Pa]
$\Gamma_\phi$	allgemeiner Diffusionskoeffizient für die Transportgröße $\phi$ . . . . .	[-]
$\Delta_x$	Gitterweite in x-Richtung . . . . .	[m]
$\lambda$	Kolmogorovsche Länge . . . . .	[m]
$\mu$	dynamische Viskosität . . . . .	[Ns/m <sup>2</sup> ]
$\mu_t$	dynamische Wirbelviskosität . . . . .	[Ns/m <sup>2</sup> ]
$\nu_t$	kinematische Wirbelviskosität . . . . .	[m <sup>2</sup> /s]
$\nu$	kinematische Viskosität . . . . .	[m <sup>2</sup> /s]
$\Omega$	Wirbelstärke . . . . .	[1/s]
$\phi$	beliebige Transportgröße . . . . .	[-]
$\Phi$	Pfeilungswinkel . . . . .	[°]
$\rho$	Dichte . . . . .	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\hat{\sigma}$	Standardabweichung (rms-Fehler) . . . . .	[-]
$\tau$	konvektive Zeiteinheit $\tau = t \frac{U_\infty}{c}$ . . . . .	[-]

---

$\vartheta$	Phasenwinkel der Phasenverschiebung .....	[°]
$\tau_w$	Wandschubspannung .....	[N/m <sup>2</sup> ]
$\tau_{ij}$	Tensor der Reibungsspannungen .....	[N/m <sup>2</sup> ]

**Dimensionslose Kennzahlen**

CFL	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl, $CFL = \frac{\Delta t  U }{\Delta x}$ .....	[-]
$C_\mu$	dimensionsloser Impulsbeiwert der Anregung .....	[-]
$F^+$	dimensionslose Anregfrequenz (Strouhal-Zahl) .....	[-]
Ma	Mach-Zahl .....	[-]
Pe	Peclet-Zahl .....	[-]
Re	Reynolds-Zahl .....	[-]
St	Strouhal-Zahl .....	[-]
Tu	Turbulenzgrad .....	[-]



## **Teil I**

# **Stand der Technik und Forschung**



# 1 Einleitung

In den Jahren 1998 bis 2010 wurde an der Technischen Universität Berlin der DFG Sonderforschungsbereich 557 *Beeinflussung komplexer turbulenter Scherströmungen* mit einer maximalen Laufzeit von 12 Jahren gefördert. Dieser markierte den Höhepunkt der nationalen Forschungsaktivitäten im Bereich Strömungskontrolle. Ziel insbesondere der letzten Projektphase war die Übertragung der davor gewonnenen Erkenntnisse in die industrielle Anwendung und der Test der entwickelten Anregungsmechanismen an praxisrelevanten Konfigurationen. In dieser Phase konzentrierten sich die Aktivitäten auf vier verschiedene Leitkonfigurationen, ausgerichtet auf die Anwendungsgebiete *Brenner, stumpfer Körper, Turbomaschine* und *Hochauftriebssystem*. Letzteres steht insbesondere im Fokus der deutschen Luftfahrtindustrie. Klassische, rein mechanische Systeme bieten nicht mehr die Möglichkeit durch passive Optimierungsmaßnahmen der Formgebung eine weitere Leistungssteigerung des Auftriebs zu erreichen. Um trotzdem den gestiegenen Anforderungen nach Lärmemissionsverringerung, geringerem Energiebedarf und höherer Effizienz Rechnung tragen zu können, ist der Einsatz eines aktiven Strömungsbeeinflussungsmechanismus unumgänglich. Nur so kann eine Leistungssteigerung von Hochauftriebssystemen, bei gleichzeitiger Gewichtsersparnis und geringerer Komplexität ein realistisches Ziel des gegenwärtigen und zukünftigen Entwicklungsprozesses der Luftfahrtindustrie sein.

Während des Starts und der Landung eines Flugzeuges sind die Fluggeschwindigkeiten sehr niedrig. Da der Auftrieb vom Quadrat dieser Geschwindigkeit abhängig ist, muss während dieser Langsamflugphasen der Auftriebsbeiwert deutlich gesteigert werden, um trotzdem eine genügend große Auftriebskraft zu erhalten. Erschwerend kommt hinzu, dass unter hohen Anstellwinkeln des Flügels, wie sie bei Start und Landung vorkommen, die Strömung zum Ablösen neigt. Somit droht ein Auftriebseinbruch durch Strömungsabriss.

Vorflügel und Hinterkantenklappen sind die derzeitig überwiegend eingesetzten Maßnahmen zur Auftriebssteigerung während der Langsamflugphasen. Allerdings stößt deren Verbesserungspotenzial mittlerweile an Grenzen. Gewöhnliche Maßnahmen der Formoptimierung bieten nicht das Potenzial einer umfangreichen Leistungssteigerung. Trotz der relativ kurzen Einsatzzeit dieser Hochauftriebshilfen während des Fluges sind sie jedoch unverzichtbar, da sie für eine enorme Erhöhung des Auftriebsbeiwertes sorgen. Dennoch sind damit einige Nachteile verbunden. Durch ihr hohes Gewicht verringern sie die mögliche Nutzlast eines Flugzeuges und erhöhen den Treibstoffverbrauch. Das komplexe Strömungsbild mit vielen lokalen Ablösegebieten und Spaltströmungen sorgt für eine nicht zu vernachlässigende Lärmemission, die durch die Nähe zum Boden bei Start und Landung besonders störend ist. Laut Abbas und Bieler [1] sind die Hochauftriebshilfen zudem besonders teuer. Typischerweise 8-10% der Herstellungskosten eines Flugzeuges müssen für das Hochauftriebssystem einkalkuliert werden.

Folglich ist es unumgänglich weitere technische Möglichkeiten zu entwickeln, die ohne die weitreichenden Nachteile zu einer Leistungssteigerung führen können.

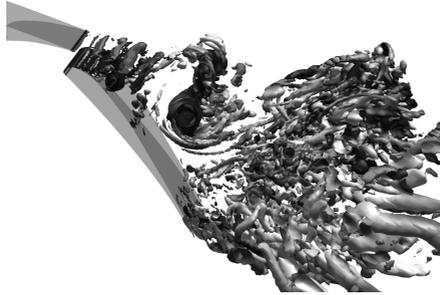
Eine dieser Möglichkeiten ist der Einsatz der aktiven Strömungsbeeinflussung. Unter dieser wird der Einsatz von extern bereitgestellter Energie (z.B. Triebwerkszapfluft oder elektrische Energie) verstanden, um nahe der Wand des zu beeinflussenden Bereiches des Flügels das Strömungsverhalten positiv zu verändern. Die Effektivität von Hochauftriebskonfigurationen lässt sich, bei gleichzeitiger Kosten- und Gewichtsersparnis, durch einen geeigneten Beeinflussungsmechanismus verbessern. Die Lärmbelastung am Boden kann ebenfalls verringert werden, da durch größere Auftriebskräfte auf steileren Pfaden an- und abgeflogen werden kann. Ein verbreiteter Einsatz der aktiven Strömungsbeeinflussung im Entwicklungsprozess eines Flugzeuges verspricht also signifikante Verbesserungen für umweltfreundlicheres Fliegen. Dazu muss die anwendungsnahe Forschung allerdings weitere Ergebnisse und Erkenntnisse für den Einsatz dieser Technologie bereitstellen.

### 1.1 Stand der Forschung

Im Folgenden soll der Einsatz eines fluidischen Beeinflussungskonzeptes durch Schlitze auf der Hinterkantenklappe einer Hochauftriebskonfiguration in den Kontext der aktuellen Forschung gesetzt werden. Zunächst soll ein Überblick über die strömungsphysikalischen Herausforderungen eines Hochauftriebssystems gegeben werden, gefolgt vom Stand der Forschung zur aktiven Strömungsbeeinflussung und insbesondere des Einsatzes von numerischen Simulationen für die Berechnung von aktiv beeinflusster Strömung (siehe Abbildung 1.1). Da bereits in Günther [69], Petz [132], Schatz [156] und Tinapp [195] eine ausführliche Darstellung der Forschungsaktivitäten in der Strömungskontrolle und der Kontrollstrategien im allgemeinen erfolgt, beschäftigt sich dieses Kapitel mit der Erforschung der *aktiven* Strömungskontrolle auf Hochauftriebssystemen und Flugzeugprofilen. Die Lehrbücher von Gad-el Hak [45] und Chang [24] und der zusammenfassende Bericht von Jahanmiri [87] bieten einen Überblick über die grundlegenden Mechanismen der Strömungskontrolle, einschließlich der passiven Beeinflussung. Des Weiteren ermöglicht die umfangreiche Veröffentlichung von Fiedler und Fernholz [40] einen Einblick in die zu kontrollierenden Phänomene turbulenter Scherströmungen, welche mitverantwortlich für die Motivation des bereits erwähnten Sonderforschungsbereichs an der TU Berlin waren.

#### 1.1.1 Hochauftriebssysteme

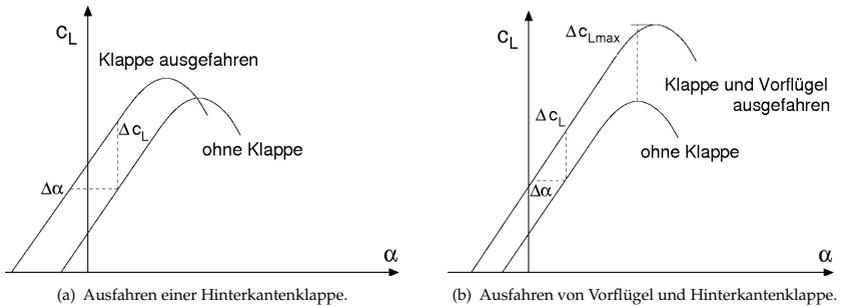
Die Hochauftriebshilfen eines Flugzeugflügels, wie z.B. Hinterkantenklappen und Vorflügel, haben eine Schlüsselfunktion während der Langsamflugphasen. Wie bereits erwähnt, müssen sie dafür Sorge tragen, dass der Auftriebsbeiwert während Start und Landung stark gesteigert wird um mit relativ geringen Geschwindigkeiten fliegen zu können und um mit der verfügbaren Startbahnlänge auszukommen. Da die Geschwindigkeit quadratisch in die Berechnung der Auftriebskraft  $F_L$  eingeht, ist es nötig den Auftriebsbeiwert  $c_L$  stark zu erhöhen. Werte im Bereich von  $c_L = 1.5 \dots 3.0$  sind für Verkehrsflugzeuge üblich.



**Abbildung 1.1:** Detached-eddy Simulation der aktiv beeinflussten Klappenströmung einer Hochauftriebskonfiguration. Das Bild zeigt einen Schnappschuss einer Simulation mit LLR  $k-\omega$  DDES.

$$F_L = c_L \cdot \frac{\rho}{2} \cdot U_\infty^2 \cdot A \quad (1.1)$$

Trotz der Tatsache, dass sie nur für einen kurzen Zeitraum des eigentlichen Fluges ausgefahren sind, kommt den Hochauftriebshilfen eine hohe Bedeutung für den Flugzeugentwurf zu. Des Weiteren haben sie einen starken Einfluss auf den Treibstoffverbrauch, die mögliche Zuladung des Flugzeugs und die Lärmbelastung in Bodennähe, sowohl zum positiven als auch zum negativen. Durch Erhöhung des Auftriebsbeiwertes in der Startphase kann entweder die maximale Zuladung oder die Reichweite des Flugzeugs vergrößert werden (Bertin und Cummings [10]). Verantwortlich dafür ist die Senkung des Spritverbrauchs.

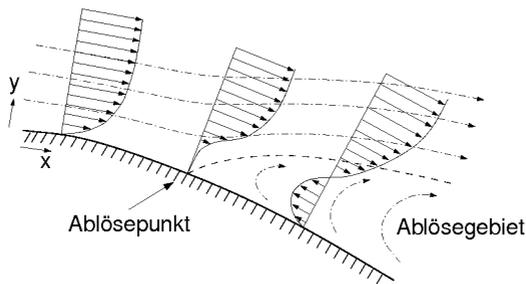


**Abbildung 1.2:** Auswirkung auf die Auftriebspolare beim Ausfahren von Hochauftriebshilfen.

Die Abbildung 1.2 zeigt die aerodynamische Wirkungsweise des Ausfahrens von Hochauftriebshilfen auf den Auftriebsbeiwert. Wird nur die Hinterkantenklappe ausgefahren, führt dies zu einer Erhöhung des Auftriebsbeiwertes über den gesamten Anstellwinkelbereich. Wie in Abbildung 1.2-a dargestellt, kann dadurch bei einem bestimmten Anstellwinkel  $\alpha$  ein um  $\Delta c_L$  höherer Auftriebsbeiwert erreicht werden, bzw. der gleiche Auftriebsbeiwert bei einem um  $\Delta\alpha$  niedrigeren Anstellwinkel. Als Nachteil der reinen Nutzung einer Hinterkantenklap-

pe fällt allerdings auf, dass der Strömungsabriss bei einem kleineren Anstellwinkel auftritt. Werden jedoch gleichzeitig ein Vorflügel und eine Hinterkantenklappe ausgefahren (siehe Abbildung 1.2-b), kann dieser Nachteil umgangen werden. Durch den zusätzlichen Einsatz eines Vorflügels kann der Punkt des maximalen Auftriebs zu einem höheren Anstellwinkel verschoben werden. Durch die Hinterkantenklappe wird der lineare Bereich der Auftriebspolare zu höheren Werten verschoben. Eine ausführliche Darstellung der in der Luftfahrt eingesetzten Klappen- und Vorflügelsysteme und deren generelle Wirkungsweise gibt Nitsche [124]. Ziel der aktiven Strömungsbeeinflussung ist es unter anderem, die hier dargestellten aerodynamischen Einsatzbereiche von Hochauftriebshilfen zu erweitern.

Das Strömungsfeld einer Hochauftriebskonfiguration ist sehr komplex und zeichnet sich durch hochgradig instationäre Strömung, Spaltströmungen, lokale Ablösungen und Interaktion zwischen einzelnen Komponenten aus. Abhängig vom Flugzustand können auch Stoß-Grenzschicht-Interaktionen (engl. *buffeting*) oder laminare Ablöseblasen auftreten. Änderungen des Anstellwinkels der Hochauftriebskonfiguration oder veränderte Einstellungen der Klappen und des Vorflügels haben einen starken Einfluss auf diese Strömungsphänomene. Vordergründig steht in dieser Arbeit jedoch die Herausforderung im Fokus, die Strömungsbilgung, die auf der Hinterkantenklappe bei großen Ausschlagswinkeln auftritt, zu verzögern. Laut Petz [132] ist im Luftfahrtbereich unter anderem Ziel aktueller Entwicklungen, die mechanische Komplexität des Hochauftriebssystems zu verringern. Anstatt mehrfacher Klappensysteme soll nur noch eine einfache Hinterkantenklappe verwendet werden. Diese muss dann allerdings sehr stark angestellt werden um die für den Auftrieb in den Langsamflugphasen nötige Wölbung des Gesamtprofils zu erreichen. Limitierender Faktor ist hierbei die auf der Hinterkantenklappe auftretende Strömungsbilgung.



**Abbildung 1.3:** Skizze einer Strömungsbilgung an einer gekrümmten Oberfläche auf Grund eines positiven Druckgradienten (nach Dubs [33]).

Die Abbildung 1.3 zeigt den prinzipiellen Ablauf in der Grenzschicht bei einer druckinduzierten Ablösung. Dieser Ablösungstyp liegt auf den in dieser Arbeit verwendeten Konfigurationen vor und grenzt sich von der geometrieinduzierten Ablösung ab. Für eine Beschreibung des letzteren Typs sei hier auf die Erläuterungen von Nitsche [124] verwiesen. Nach Prandtl et al. [140] gelten zwei Voraussetzungen für das Auftreten einer Strömungsbilgung: Es muss sich um eine reibungsbehaftete Strömung handeln, in der ein positiver Druckgradient  $\frac{\delta p}{\delta x} \geq 0$  vorherrscht. Dieser Druckanstieg führt dazu, dass an einem bestimmten Punkt ein Wendepunkt

im Geschwindigkeitsprofil auftritt. Am Ablösepunkt gilt für die Ableitung  $\frac{\delta u}{\delta y} = 0$  und das Rückströmgebiet beginnt. Stromauf davon weist das Geschwindigkeitsprofil noch eine Kontur ohne Wendepunkt auf. Für detaillierte Informationen zum Thema Strömungsablösung sei an dieser Stelle auf das Vorlesungsskript von Wagner [204] verwiesen.

Sehr gute Zusammenfassungen der komplexen Strömungsphysik von Hochauftriebssystemen bieten Smith [182], Van Dam [199] und Lynch et al. [106]. Ein typischer Flugzeugflügel mit ausgefahrenen Hochauftriebshilfen ist in Abbildung 1.4 dargestellt.

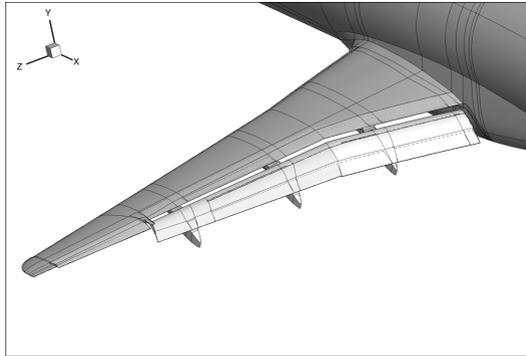


Abbildung 1.4: Flugzeugflügel mit ausgefahrenen Hochauftriebshilfen.

### 1.1.2 Aktive Strömungsbeeinflussung von Hochauftriebssystemen

Durch die angesprochene Komplexität der Strömung eines typischen Flügels im Landeanflug ist eine Beeinflussung dieser von vordergründigem Interesse. Bereits im Jahr 1904 wurde von Prandtl [139] vorgeschlagen, durch aktive Beeinflussung die Strömungsablösung zu vermeiden. Ein Jahrhundert später ist der Einsatz von Wirbelgeneratoren (Meyer [120] und Lin [101]) zur passiven Beeinflussung von Hochauftriebssystemen ein fester Bestandteil der Flugzeugentwicklung geworden. Durch die Erzeugung von Wirbeln wird energiereiches Fluid aus der Außenströmung in den wandnahen Bereich transportiert um die Grenzschicht vor drohender Ablösung zu schützen. Frei bewegliche Klappen (Schatz [156]) und kleine, starre Hinterkantenklappen (engl. *gurney flaps*, Bechert et al. [8]) können ebenfalls zu den passiven Beeinflussungsmethoden gezählt werden.

Würden passive Beeinflussungsmethoden den heiligen Gral der Flügelumströmung darstellen, wäre die vorliegende Dissertationsschrift allerdings nicht entstanden. An der Verwendung von passiven Methoden ist nachteilig, dass diese nur für einen ganz bestimmten Flugzustand die optimale Lösung darstellen können. In den anderen Situationen des Flugs haben sie eventuell sogar negativen Einfluss, wie z.B. eine Erhöhung des Widerstandes.

Andererseits ist die Verwendung aktiver Beeinflussungsmethoden ebenfalls durch Schwierigkeiten geprägt. Es muss sichergestellt sein, dass die mechanische Umsetzung des Beeinflussungsmechanismus auf dem Flugzeugflügel eine genügend hohe Ausfallsicherheit aufweist,

unter widrigen Bedingungen (Regen, Sand, etc.) einsetzbar ist und die Herstellungskosten und das Gewicht in einem vertretbaren Rahmen hält. Sollte sich allerdings für diese bislang ungeklärten Fragen eine technische Antwort finden lassen, bieten aktive Beeinflussungsmethoden ein enormes Potential. Deshalb ist ein hoher Grad an Forschungsaktivität in diesem Bereich zu verzeichnen.

Die beiden weltgrößten Flugzeughersteller, Airbus und Boeing, haben naturgemäß ein großes Interesse am Einsatz von Strömungskontrollmechanismen zur Leistungssteigerung von Hochauftriebssystemen. Traditionell sind beide jeweils national hochgradig in das Forschungs-geschehen involviert. Einerseits direkt über konzern-eigene Forschung als auch indirekt über die Förderung von Hochschulaktivitäten und Forschungsinstituten wie z.B. die National Aeronautics and Space Administration (NASA) bzw. das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR).

### Boeing

Die Anwendung der aktiven Strömungskontrolle für Hochauftriebssysteme konzentriert sich in der Konzernforschung von Boeing auf generische Profile. An fünf verschiedenen Positionen auf einem zweidimensionalen Profil mit Wölbklappe wurde bei einer Reynoldszahl von  $Re = 750\,000$  mit einem sinusförmigen, fluidischen Anregemechanismus versucht der Auftrieb zu steigern (Kiedaisch et al. [93]). Im Rahmen dieser Untersuchung wurden mehrere Ziele parallel verfolgt. Durch die geringe Komplexität eines Wölbklappenprofils ist dieses attraktiver für zukünftige Flügelkonfigurationen als Mehrelement-Profile. Die geringere Leistungsfähigkeit soll mit einem fluidischen Kontrollmechanismus ausgeglichen werden. Weiterhin konnte durch den Vergleich mit experimentellen Daten eine Validierung des numerischen Verfahrens erfolgen. Dieses wurde daraufhin für komplexere Anwendungsfälle eingesetzt.

Von Hassan [74] wurde mittels numerischer Simulationen bei verschiedenen Machzahlen an einem zweidimensionalen Profil untersucht, ob sich nach Eintreten des Strömungsabrisses durch instationäre Anregung ein Wiederanliegen erzielen lässt. Das gepulste Einsaugen und eine harmonische Anregung führen dabei zu einer Auftriebssteigerung, wohingegen gepulstes Ausblasen einen negativen Effekt hat.

Zu dieser frühen Phase der Boeing-Forschung an der aktiven Beeinflussung sind auch die Untersuchungen von Amitay et al. [3, 4] zu zählen. Bei verschiedenen Anstellwinkeln und Reynoldszahlen wurde der Einfluss der Beeinflussungsparameter auf die Ablösekontrolle bewertet.

Von Kral et al. [98] und Donovan et al. [32] wurde jeweils ein synthetischer Jet eingesetzt. Erstere untersuchten dessen prinzipiellen Einsatz in einer Querströmung. Danach wurde er von Donovan et al. [32] an einem NACA0015 Profil verwendet, um das Einsetzen der Strömungsablösung bei hohen Anstellwinkeln zu verzögern.

Der Übergang auf ein Zwei-Element-Profil mit einfacher Spaltklappe markierte den nächsten Schritt (Khodadoust und Shmilovich [90] und Khodadoust und Washburn [91]). Durch diese Untersuchungen wurde die Validierung des Strömungslösers `OVERFLOW` (Buning et al. [16]) weiter voran getrieben. Die numerischen Simulationen ermöglichten eine Variation von verschiedenen Anregungsformen wie z.B. stationäres Absaugen, stationäres und gepulstes Ausblasen und

harmonische Anregung. Besonderer Fokus lag auf der Suche nach der geeigneten Position für die fluidische Anregung. Die Anregung an der Vorderkante und auf dem Hauptflügel wurde verglichen mit drei verschiedenen Positionen auf der Klappe. Je weiter stromab die fluidische Beeinflussung platziert wurde, desto effektiver wurde sie. Durch eine Anregung an der Vorderkante konnte nur eine schwache Verbesserung erzielt werden, wohingegen eine Anregung auf der Klappe den Auftrieb signifikant steigerte. Das Maximum konnte allerdings durch geschickte Kombination von verschiedenen Positionen erreicht werden.

Die Untersuchung der Sensitivität verschiedener Positionen auf die Leistungssteigerung von Hochauftriebssystemen wurde in den folgenden Untersuchungen von Shmilovich und Yadlin [179] weiterverfolgt. Auch hier wurde die Partnerschaft von numerischer Simulation und Windkanalexperiment konsequent vorangetrieben. Die Komplexität der Geometrien steigerte sich auf die Verwendung von Drei-Element-Konfigurationen mit einfacher Spaltklappe. Diese waren entweder mit einem Vorflügel oder mit einer Krügerklappe mit Spalt ausgestattet. Als Resultat der Untersuchungen offenbarte sich, dass durch gleichzeitige Verwendung von mehreren Ausblassechlitzen an verschiedenen Positionen der größte Effekt erzielt werden konnte. Für eine hohe Effizienz der aktiven Beeinflussung muss hingegen der gezielte Einsatz an nur wenigen Positionen erfolgen, da hierdurch bereits eine bedeutende Auftriebssteigerung erreicht werden kann. Die gezielte Festlegung von geeigneten Werten für die Parameter *Frequenz*, *Intensität* und *Signalform* erwies sich als höchst komplex und deutet auf den aktuellen Trend der Forschungsaktivitäten im Bereich der Optimierung hin.

Als höchst vielversprechend zeigen sich die Untersuchungen von Boeing zur Verwendung der aktiven Strömungsbeeinflussung von Flugzeugen abseits des Flügels. Durch gepulstes Ausblasen an der Einlaufklappe der Triebwerksgondeln wurde der Wirbel, welcher während der Rollphase am Boden (engl. *static ground operation*) vom Triebwerk eingesaugt wird, wirksam abgemildert (Yadlin und Shmilovich [212]). Diese Untersuchung wurde ausschließlich mit dem Einsatz von CFD durchgeführt, da Experimente zu komplex und kostspielig gewesen wären. Darüber hinaus wurde von Greenblatt [51] und Shmilovich und Yadlin [178] entdeckt, dass durch fluidische Strömungsbeeinflussung an der Flügelspitze der Randwirbel deutlich abgeschwächt werden kann.

Einen vollständigen Überblick über die Strömungskontrollaktivitäten von Boeing bis 2011 geben Shmilovich und Yadlin [180] und Kibens und Bouwer [92]. Diese umfangreichen Veröffentlichungen deuten an, dass für den Flugzeugbauer Boeing die Erforschung und der zukünftige Einsatz aktiver Strömungsbeeinflussung eine hohe Bedeutung besitzt.

## Airbus und Deutscher Strömungskontrollverbund

Der europäische Flugzeugbauer Airbus weicht mit seiner Forschungsstrategie leicht vom amerikanischen Konkurrenten Boeing ab. Im Bereich der Untersuchung der aktiven Strömungskontrolle für Hochauftriebssysteme liegt der Schwerpunkt auf der Kooperation mit Hochschulen und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt im Rahmen von deutschen und europäischen Forschungsprojekten. Einen Überblick geben unter anderem Gölling [50] und Bieler [11]. Wie bereits in der Einleitung dargelegt, ist hinsichtlich der aktiven Strömungskontrolle speziell die Aktivität im Sonderforschungsbereich 557 zu nennen. Die Ergebnisse der

vorliegenden Dissertationsschrift wurden zum Großteil eingebettet in diesen Sonderforschungsbereich gewonnen, beschränken sich aber auf numerische Simulationen und den Vergleich mit Windkanaldaten.

In direkter Kooperation stand für die letzte Phase des SFB der sogenannte Transferbereich. Kernstück bildeten die Windkanaluntersuchungen der aktiven Strömungskontrolle mittels gepulstem Ausblasen an einer realitätsnahen, vollständig dreidimensionalen Hochauftriebskonfiguration aus der Airbus-Vorentwicklung (Bauer et al. [6]). Bei einer für den Start und die Landung relevanten Machzahl von  $Ma = 0.2$  und einer Reynoldszahl von  $Re = 1.6 \cdot 10^6$  wurde ein fluidischer Beeinflussungsmechanismus auf der Klappenschulter eingesetzt um die Auftrieb zu steigern. Dies gelingt sowohl für den linearen Bereich der Polare als auch für den nicht-linearen Bereich nahe der Strömungsablösung. Besonders hervorstechend ist, dass die aktiv beeinflusste Strömung in allen Bereichen der Auftriebspolare signifikant über der passiv optimierten Konfiguration liegt. Dies stellt einen großen Erfolg für die Technologie der aktiven Ablösekontrolle für Hochauftriebssysteme dar. Parallel zu dieser Untersuchung wurde von Heinz et al. [78] ein Regelungskonzept entworfen, welches eine gezielte Steuerung des Auftriebs und ein Ausregeln von Böen ermöglicht.

Im Rahmen der Untersuchungen zur vorliegenden Dissertationsschrift konnten die Erkenntnisse aus der Veröffentlichung von Bauer et al. [6] durch numerische Simulationen bestätigt werden. Die Veröffentlichungen von Kühn et al. [99] und Ciobaca et al. [28] dokumentieren ebenfalls den Einsatz von CFD für die Simulation der aktiven Ablösekontrolle an der realitätsnahen, vollständig dreidimensionalen Flügelkonfiguration. Der hybrid-unstrukturierte Strömungslöser TAU (Gerhold [49]) wurde verwendet um zunächst eine Validierung der Experimente zu erreichen und eine geeignete Gitterauflösung und Zeitschrittweite zu finden. Die eingesetzten Turbulenzmodelle SAO (Spalart und Allmaras [185]) und Menter SST (Menter [114], Menter et al. [116]) zeigen teilweise gute Übereinstimmung, teils aber auch drastische Abweichungen von den Windkanalergebnissen. Eine geeignete Anwendung hinsichtlich Genauigkeit und Ressourcenbedarf konnte dennoch gefunden werden. Daraufhin wurden Anregungssimulationen für stationäres und gepulstes Ausblasen durchgeführt. Dabei kam die von Knopp [96] entwickelte Anregungsrandbedingung zum Einsatz. Das gepulste Ausblasen zeigt für einen ausgewählten Anstellwinkel aus dem linearen Bereich der Auftriebspolare eine akzeptable Übereinstimmung mit der aktiv beeinflussten Strömung des Experiments.

Ebenfalls in Untersuchungen des Transferbereichs konzentrierten sich Höll et al. [81, 82, 83, 84, 85] und Günther et al. [73] auf die systematische Erforschung des Einflusses der Strömungskontrollparameter auf dreidimensionale Hochauftriebskonfigurationen. Dabei wird der Bogen von der sogenannten SCCH-Konfiguration, die der A340-Entwicklung entstammt, bis zu der von Bauer et al. [6] vermessenen industrierelevanten Hochauftriebskonfiguration geschlagen. Ergänzungen zu diesen Untersuchungen liefern die Diplomarbeiten von Kabat vel Job [88] und Gual-Skopek [67]. Heinz et al. [79] komplettieren diese Aktivitäten mit der Entwicklung eines Regelungskonzeptes für die aktive Beeinflussung der SCCH-Konfiguration.

Somit konnte durch die Ergebnisse der vorliegenden Dissertation und der Partnerprojekte der erste Schritt hin zum Einsatz von komplexen 3D-CFD Simulationen für den Entwicklungsprozess aktiver Strömungskontrolle getan werden.

Wie von Wild et al. [207] beschrieben, reicht die Tradition der deutschen Forschung im Bereich der Strömungskontrolle zurück bis ins Jahr 2004. Vier namhafte Institutionen (Deutsches

Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Technische Universität Berlin, Technische Universität Braunschweig, Universität Stuttgart) gründeten den sogenannten Strömungskontrollverbund, um sich gegenseitig zu unterstützen und die relevanten Themen untereinander aufzuteilen. Hierzu sei auch auf die Veröffentlichung von Radespiel et al. [141] verwiesen, die einen Überblick über die Strömungskontroll-Experimente gibt.

Der Hauptaugenmerk im Strömungskontrollverbund lag auf der sogenannten FNG-Konfiguration (Flügel Neuer Generation), bestehend aus einem Hauptelement und einer Einfachspaltklappe, aber ohne Vorflügel. Aufgabe der Technischen Universität Berlin war es mittels experimenteller Untersuchungen die Wirksamkeit der aktiven Strömungskontrolle auf der Klappe zu testen. Die Veröffentlichungen von Haucke et al. [75, 77] und Haucke und Nitsche [76] belegen, dass mit Hilfe von gepulsten Ausblasen auf der Klappenschulter die turbulente Strömungsablösung deutlich verzögert werden kann. Bei geeigneten Kombinationen von Ausblasintensität und Frequenz der instationären Anregung wird die Ablösung auf der Klappe wirksam gehemmt, während gleichzeitig die Stromaufwirkung das Druckniveau auf dem Hauptflügel senkt und somit den Auftrieb steigert. Der Einsatz von PIV (Particle Image Velocimetry) ermöglichte dabei den Einblick in die Strömungstopologie auf der Klappe und die gezielte Analyse der Anregung mittels zwei versetzter Reihen von Ausblassechlitzen. Das Maximum der Auftriebssteigerung betrug 60 Auftriebspunkte.

Vor den Forschungsaktivitäten am FNG Profil und an dem vollständig dreidimensionalen Flügelmodell wurde die aktive Beeinflussung bereits an noch einfacheren Konfigurationen untersucht. Der erste Schritt wurde von Tinapp [195] und Tinapp und Nitsche [192, 193, 194] an einer Kombination von zwei NACA-Profilen unternommen. Durch das frühe Stadium beschränkte sich die Forschung noch auf Wasserkanaluntersuchungen und Windkanalexperimente bei Reynoldszahlen, die mehr als eine Größenordnung unter den derzeit erreichbaren Reynoldszahlen liegt. Begleitende numerische Simulationen wurden von Schatz et al. [159] und Schatz und Thiele [160] durchgeführt, die bereits zu diesem frühen Zeitpunkt die starke Abhängigkeit der Strömungsbeeinflussung von Hochauftriebssystemen von den Parametern Intensität und Frequenz entdeckten.

Die erzielten Ergebnisse sind von außerordentlich hohem Wert, da sie die Grundlage für alle zukünftigen Untersuchungen der aktiv beeinflussten Hochauftriebsströmung an der TU Berlin bereiteten. Eine Fortführung erfolgte durch Petz [132], Petz und Nitsche [133, 135, 136] bei höheren Reynoldszahlen (bis zu  $Re = 1 \cdot 10^6$ ) und mit dem Einsatz von PIV. Ebenso wurden erste Experimente an einer Dreikomponenten-Konfiguration durchgeführt (Petz und Nitsche [134]).

Seitens der TU Braunschweig lag der Fokus auf der Anregung an der Vorderkante des Hauptflügels der FNG Konfiguration. Dort wurden mittels sogenannter *VGJs* (*Vortex Generator Jets*) absichtlich Längswirbel an der Vorderkante erzeugt, die für eine Durchmischung der Strömung auf dem Hauptelement sorgen und somit die Strömung anliegend halten. Der maximal erreichbare Auftrieb eines Flügels kann gesteigert werden, da die Strömungsablösung verzögert wird. Die experimentellen und numerischen Untersuchungen von Scholz et al. [164, 165], Casper et al. [22, 23] sowie Mahmood et al. [110] und Mahmood und Radespiel [108] belegen die Wirksamkeit bei verschiedenen Reynoldszahlen. Der lineare Bereich der Auftriebspolare kann zu deutlich höheren Anstellwinkeln verschoben werden, bevor ein Abriss der Strömung (engl. *stall*)

auftritt. Die CFD Simulationen verwenden einen Chimera-Ansatz um die Wirbelgeneratoren in das hybrid-unstrukturierte Gitter zu integrieren und zeigen eine akzeptable Übereinstimmung mit den Windkanalergebnissen. Durch die Betonung des Einsatzes der Strömungskontrolle für Wirbelströmungen wird für die Simulation der Einsatz der Detached-Eddy Simulation gefördert (Mahmood und Radespiel [109]).

Zu den Untersuchungen der TU Braunschweig müssen auch die Experimente und Simulationen von Pfingsten et al. [137] gezählt werden, die an einer spaltlosen Hochauftriebskonfiguration den Auftrieb durch Zirkulationskontrolle erhöhen. Mit Hilfe von tangential zur Oberfläche gerichtetem Ausblasen stromauf der Klappe kann bereits bei kleinen Impulsbeiwerten eine Auftriebssteigerung erreicht werden. Somit bietet sich durch Vermeidung eines Spaltes im Hochauftriebssystem die Möglichkeit der Lärmreduktion.

Zahlreiche Untersuchungen zur numerischen Simulation von aktiv kontrollierten Hochauftriebsströmungen wurden auch vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt durchgeführt (Togiti et al. [196] und Ciobaca [26, 27]). Diese konzentrieren sich auf die Verwendung des URANS Ansatzes bzw. von Reynolds-Stress Modellen und spielen die Stärken der Anwendung von CFD aus. Zahlreiche Parameter wie z.B. Schlitzbreite, Position des Schlitzes, Frequenz, Intensität und Pulsbreits werden variiert und der Einfluss der Parameter auf die Effektivität der Beeinflussung des FNG Profils wird untersucht. Die Untersuchungen von Togiti et al. [196] fokussieren sich dabei eher auf die grundlegende Erforschung des Wirbelgenerators. Die Simulation der Erzeugung von Längswirbeln mittels stationärem Ausblasen werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Die Universität Stuttgart ist traditionell ebenfalls im Deutschen Strömungskontrollverbund vertreten. Das Hauptaugenmerk liegt auf direkten numerischen Simulationen, welche einen möglichst detaillierten und genauen Einblick in die Strömungsphysik von fluidischen Wirbelgeneratoren ermöglichen sollen (Selent und Rist [175, 176]). Es wird nicht unmittelbar an der aktiv beeinflussten Strömung einer Hochauftriebskonfiguration geforscht. Stattdessen steht die Entwicklung einer Aktuator-Technologie im Vordergrund, welche aber in einem Flugzeugflügel eingesetzt werden könnte.

Mittels sogenannter *Jet and Vortex Actuators (JaVA)* soll eine Umverteilung der Energie in der Grenzschicht erreicht werden. Der Geschwindigkeitsgradient wird in wandnormaler Richtung vergrößert. Somit kann die Grenzschicht über eine längere Lauflänge einem positiven Druckgradienten widerstehen und anliegend bleiben. Um die relevanten Parameter zu untersuchen und ein detailliertes Verständnis für die Anwendung eines solchen Aktuators zur Erzeugung von wandnahen Wirbelstrukturen zu erlangen, wurden von Rashad [143], Rashad und Rist [144, 145] und Cadirci et al. [17] zahlreiche numerische Simulationen durchgeführt. Diese ermöglichen unter anderem erstmals eine Beobachtung des instationären Verhaltens der durch einen JaVA erzeugten Wirbel. Unterstützt wurde diese Untersuchung durch Experimente von Gunes et al. [68] und Cadirci et al. [18].

Der Fokus der aktiven Beeinflussung an Tragflügeln lag in der deutschen Forschungslandschaft nicht nur auf dem Bereich Hochauftrieb. Grund und Nitsche [65, 66] und Günther et al. [71] erforschten ebenso die Anwendung der Strömungskontrolle auf Tragflügeln von Segelflugzeugen. Dies mündete im Fall der experimentellen Untersuchungen in Flugversuchen, die den

erfolgreichen Einsatz eines aktiven Beeinflussungsmechanismus in der Praxis demonstrieren konnten.

## Internationale Forschungsaktivitäten

Selbstverständlich konzentriert sich die Forschung im Bereich der aktiven Strömungsbeeinflussung von Hochauftriebssystemen und Flugzeugprofilen nicht nur auf die Hersteller Boeing und Airbus. Es lassen sich zahlreiche weitere Aktivitäten in der Literatur finden, die nicht diesen beiden Herstellern oder der deutschen Forschungslandschaft zuzuordnen sind.

Davon sind insbesondere das Technion Institute of Technology und die Tel Aviv University in Israel zu nennen. Zahlreiche experimentelle Untersuchungen wurden von dort ausgehend durchgeführt. Greenblatt [51, 52, 53] und Greenblatt et al. [54, 55, 56, 57, 58], Greenblatt und Washburn [59], Greenblatt und Wagnanski [60, 61, 62], sowie Margalit et al. [111] und Vey et al. [202] beschäftigten sich intensiv mit Themen der aktiven Beeinflussung für luftfahrttechnische Anwendungen. Im Vordergrund steht dabei zumeist die zeitlich periodisch veränderliche Anregung (engl. *oscillatory excitation*) und die Aktuatortechnik.

Diesen Einrichtungen sind auch die Aktivitäten von Seifert und Pack [168, 169, 170, 171, 172, 173, 174] und Seifert et al. [166, 167] sowie Wagnanski [209], Wagnanski und Seifert [210] und Nishri und Wagnanski [123] zuzuordnen, die bereits seit den 1990er Jahren unter anderem den Einfluss relevanter Parameter auf die Strömungsbeeinflussung, die Rezeptivität der Grenzschicht für periodische Störungen und die Wirksamkeit der Ablösekontrolle bei hohen Reynolds- und Flugmachzahlen untersuchen.

Die US-Luftfahrtbehörde NASA forscht am zivilen Forschungszentrum in Langley ebenfalls intensiv an der aktiven Beeinflussung von Profilen und Hochauftriebssystemen. Von großer Bedeutung sind hier die experimentellen Untersuchungen von Pack Melton et al. [125, 126, 127, 128, 129], die sich mit der Beeinflussung der Ablösung auf einem Wölbklappenprofil und einer generischen Hochauftriebskonfiguration mit Einfachspalt-Klappe beschäftigen. Dabei erfolgt unter anderem der Einsatz von PIV zur Analyse der Strömung.

Die Veröffentlichungen von Park et al. [130] und Choi et al. [25] sind ebenfalls im Zusammenhang mit der aktiven Kontrolle von Strömungsablösungen auf Flugzeugprofilen zu nennen. Erste untersuchten experimentell den Einfluss von hochfrequenter Schwingungsanregung an der Vorderkante eines NACA0012 Profils. Letztere versuchten mit Hilfe von piezokeramischen Aktuatoren auf der Saugseite des gleichen Profils die Strömung bei hohen Anstellwinkeln positiv zu beeinflussen. Der Auftriebsbeiwert konnte hier speziell im Bereich des Maximalauftriebs gesteigert werden. Die Untersuchungen von Tang et al. [191] und Zhong et al. [214] zeichnen sich dadurch aus, dass die den Einsatz von synthetischen Jet Aktuatoren für reale Flugbedingungen im Originalmaßstab erforschen. Ein deutlich verbessertes Verständnis für den Einsatz dieser Aktuatoren unter Flugbedingungen ist die Folge.

Ein anderes Konzept wird unter anderem von Little [102], Little et al. [103], Barckmann et al. [5], Mabe et al. [107] und Benard et al. [9] verfolgt. Allen ist gemein, dass Untersuchungen auf Basis von sogenannten *Dielectric Barrier Discharge* Plasma-Aktuatoren durchgeführt werden. Das Prinzip der aktiven Beeinflussung der Profilmströmung ist dabei unverändert. Auch hier werden der Strömung Energie bzw. Impuls aktiv zugeführt. Allerdings wird im Fall von DBD

Plasma-Aktuatoren die der Strömung zugeführte Kraft durch eine elektrische Gasentladung erzeugt. Diese noch relativ junge Technologie (erstmal 1998 von Massines und Gouda [112] erwähnt) steht momentan noch vor dem Problem, dass nur relativ geringe Kräfte unter einem sehr hohen Energieaufwand erzeugt werden können. Der Einsatz im Rahmen einer realen Hochauftriebskonfiguration ist deshalb fraglich.

Speziell vor dem Hintergrund der anwendungsnahe Erforschung der aktiven Strömungskontrolle, mit dem Ziel diese für zukünftige Luftfahrzeuge einzusetzen, sind die Untersuchungen von McLean et al. [113], Crowther et al. [30] und Jabbal et al. [86] sehr interessant und wichtig. Diese konzentrieren sich nicht nur auf die Strömungsmechanik der Beeinflussung, sondern bewerten verschiedene Kontrollstrategien hinsichtlich ihrer Realisierbarkeit für den Einsatz auf zivilen Transportflugzeugen. Dabei werden unter anderem systemrelevante Probleme für ein beispielhaftes A320-Einsatzszenario aufgedeckt (Crowther et al. [30]) und Vor- und Nachteile von verschiedenen Aktuortypen und deren mögliche Energieversorgung diskutiert (Jabbal et al. [86]). Diese Veröffentlichungen decken auf, dass sich die Grundlagenforschung nicht in rein aerodynamischen Fragestellungen verzetteln darf.

### 1.1.3 Numerische Simulation der Strömungsbeeinflussung

Im Rahmen von Kapitel 1.1.2 wurden bereits einige Untersuchungen dargestellt, die numerische Werkzeuge zur Simulation von aktiver Strömungskontrolle in Kombination mit experimentellen Untersuchungen einsetzen. Zumeist steht dabei die Windkanaluntersuchung im Vordergrund. Durch die hohen Kosten, die sehr zeitaufwändige Konstruktion von Windkanalmodellen und die zugleich kontinuierlich verbesserte Genauigkeit von numerischen Strömungslösern steigt die Bedeutung von CFD im Entwicklungsprozess von Hochauftriebssystemen seit einigen Jahren stark an. Deshalb dürfen einige wichtige numerische Untersuchungen, die den Stand der Forschung im Bereich der aktiven Beeinflussung von Flügelumströmungen enorm vorantreiben, hier nicht vernachlässigt werden.

Einen guten Überblick über die Möglichkeiten der numerischen Simulation von (aktiv beeinflussten) Hochauftriebsströmungen bieten die Untersuchungen von Rumsey [150], Rumsey et al. [151], Rumsey und Greenblatt [152], Rumsey und Ying [153]. Der Fokus dieser Untersuchungen liegt nicht auf einer industriell-relevanten Konfiguration, sondern auf Testfällen, welche die Validierung von CFD-Lösern für den Einsatz der numerischen Berechnung von Strömungsbeeinflussungen zum Ziel haben. Auffallend ist, dass RANS und URANS Methoden nicht geeignet sind befriedigende Ergebnisse zu liefern. Stattdessen wird davon ausgegangen, dass Large-Eddy Simulationen eher dazu in der Lage sind, hinsichtlich des Kosten- und Rechenzeitaufwands aber noch nicht in der Praxis eingesetzt werden können.

Ein ähnlicher Hintergrund kann der Veröffentlichung von Collis et al. [29] entnommen werden. Unabhängig von einem spezifischen Testfall werden dort häufig auftretende Probleme der numerischen Simulation von Strömungskontrolltestfällen diskutiert. Dies umfasst unter anderem die Fragen, ob ein hybrider RANS/LES Ansatz für derartige Simulationen sinnvoll sein kann und inwiefern ein Aktuator als mathematisches Modell in die Rechnung integriert werden kann. Des Weiteren werden die auftretenden Probleme bei der Abbildung von Windkanalexperimenten als CFD-Testfälle diskutiert.

Bei einem weiteren Studium zum Stand der Forschung im Bereich der numerischen Simulation fällt auf, dass die Untersuchungen an mehr oder weniger komplexen Hochauftriebsgeometrien ausschließlich mit Hilfe von instationären RANS Rechnungen durchgeführt wurden. Hierzu sind unter anderem die Veröffentlichungen von Ekaterinaris [34, 35], Ekaterinaris und Chandrasekhara [36], Ekaterinaris und Platzer [37] zu zählen, der mittels gepulstem Ausblasen die Auftriebsleistung eines NACA0015 Profils in inkompressibler und kompressibler Strömung verbessern konnte. Ravindran [146] beschränkte sich ebenfalls auf URANS Simulationen an einem einfachen, zweidimensionalen Profil, dessen Ablösung durch tangenciales Ausblasen und Absaugen deutlich verzögert werden konnte. Kim und Kim [94] ersetzten eine Hochauftriebskonfiguration mit Fowler-Klappe durch ein weniger komplexes Wölbklappenprofil und konnten mit CFD-Simulationen zeigen, dass durch harmonische Anregung das gleiche Auftriebsniveau erreicht werden kann. Eine sehr anspruchsvolle Konfiguration mit Vorflügel und Wölbklappe wurde von Galbraith [47] in zeitaufgelösten RANS-Rechnungen untersucht. Mit Hilfe von harmonischer Anregung und gepulstem Ausblasen konnte auch hier eine Verzögerung der Ablösung erreicht werden. Im Vergleich zu anderen Untersuchungen wird das Ergebnis allerdings eher kritisch gesehen, da eine sehr hohe Intensität oder mehrere Aktuatoren benötigt werden, um die Leistungssteigerung zu erzielen.

Ähnlich positionieren sich auch die Veröffentlichungen von Raju et al. [142] und Wood et al. [208]. Erstere beschränken sich auf zweidimensionale URANS Simulationen zur Simulation der harmonischen Anregung an einem NACA4418 Profil mit dem Schwerpunkt auf einer Frequenzvariation. Die Ablösung konnte effektiv verzögert werden mit Frequenzen nahe der charakteristischen Frequenz der Ablöseblase. Wood et al. [208] hingegen verwenden instationäre RANS Rechnungen für eine Parameterstudie der aktiven Beeinflussung an einem 2.5D-Segment einer NACA4421 Konfiguration.

Brunet et al. [14] vergleicht den Einsatz fluidischer Anregung auf unterschiedlichen Konfigurationen, wie z.B. Profile mit Vorflügel und Wölbklappe oder mit abgeknickter Vorderkante und Spaltklappe. Auch hier werden allerdings RANS und URANS Verfahren für zwei- und dreidimensionale Testfälle eingesetzt.

In jüngeren Untersuchungen lässt sich dann immer häufiger der Einsatz von Large-Eddy Simulationen oder hybriden RANS/LES Verfahren für aktive Strömungsbeeinflussung entdecken. Diese sind all noch relativ rar und beschränken sich auf geometrisch sehr einfache Profile. In diesem Zusammenhang sind z.B. Gross und Fasel [63, 64] zu nennen, die verschiedene Verfahren hinsichtlich ihrer Eignung für Strömungskontrollsimulationen bewerten und an Konfigurationen mit geringem Komplexitätsgrad testen.

Rizzetta und Visbal [149] setzen Large-Eddy Simulationen ein, um an einem äußerst einfachen Profil bei einer Reynoldszahl von  $Re = 40\,000$  die Wirksamkeit von Plasma-Aktuatoren zu untersuchen.

Spalart et al. [187] simulieren mit Hilfe von Detached-Eddy Simulationen die aktive, fluidische Beeinflussung eines Rotorblattprofils. Die unangeregten Simulationen erzielen eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Durch die Beeinflussung der Grenzschicht stellt sich jedoch die Simulation der Anregung als problematisch dar und nur mäßige Ergebnisse lassen sich erzielen.

Dandois et al. [31] wenden sowohl die Direkte Numerische Simulation als auch LES an, beschränken sich jedoch auf eine generische abgelöste Strömung. Bei einer Reynoldszahl von

unter  $Re = 30\,000$  wird der Einfluss der Frequenz eines synthetischen Jets auf die Ablösung untersucht. Niedrige Frequenzen erweisen sich dabei als effektiver als hohe.

Diese Veröffentlichungen sind repräsentativ dafür, dass zum einen momentan der Einsatz derartiger Verfahren, speziell für Strömungskontroll-Testfälle, noch nicht praxisrelevant ist, zum anderen durch den geringen Kenntnisstand auf diesem Gebiet die Bedeutung der vorliegenden Dissertationsschrift hoch einzuschätzen ist.

Wie bereits in Kapitel 1.1.2 durch deutsche Veröffentlichungen angedeutet, genießt die Beeinflussung mittels (aktiver) Wirbelgeneratoren ebenfalls einen hohen Status im Rahmen der Strömungskontrolle. Zu diesen Forschungsaktivitäten sind auch die Untersuchungen von Von Stillfried et al. [203], Shan et al. [177] und Meunier und Brunet [119] zu zählen. Allen gemein ist das Ziel, Wirbelgeneratoren einzusetzen um die Klappenströmung mit frischer kinetischer Energie zu versorgen. Dadurch soll die Strömungsablösung verzögert werden. Auch hier findet sich wiederum lediglich der Einsatz von instationären RANS Simulationen.

Es kann also erwartet werden, dass die jüngeren Forschungsaktivitäten im Bereich der numerischen Simulation der aktiven Strömungsbeeinflussung durch den Einsatz von höherwertigeren numerischen Verfahren einen Fortschritt zu genaueren Ergebnissen und weiteren Erkenntnissen zeigen.

Durch die Vielzahl an Parametern, welche innerhalb aktiver Strömungsbeeinflussung variiert werden können, bietet es sich an, diese mit dem Forschungszweig der mathematischen Optimierungsmethoden zu verbinden. Dies unternahmen unter anderem Carnarius et al. [19, 20, 21] für die aktiv beeinflusste Strömung eines NACA4412 Profils und Meunier [117, 118] an einfachen Hochauftriebskonfigurationen.

## 1.2 Zielsetzung

Basierend auf dem in Kapitel 1.1 dargestellten Stand der Forschung zeigt sich, dass bereits eine Vielzahl an Studien im Bereich der aktiven Strömungskontrolle von Hochauftriebssystemen durchgeführt wurde. Diese lassen sich allerdings bislang eher der Grundlagenforschung zuordnen, da der Fokus auf Untersuchungen von einfachen, wenig komplexen und überwiegend zweidimensionalen Geometrien lag. Zudem spielte die numerische Simulation im Vergleich zu Windkanaluntersuchungen eher eine untergeordnete Rolle und gewinnt erst seit wenigen Jahren durch steigende Rechenleistung an Bedeutung. Wie bereits in Kapitel 1.1.3 dargelegt, erfolgt bislang der Einsatz von CFD zumeist für grundlegende Untersuchungen von Aktuatoren und 2D-Simulationen von einfachen bis mäßig komplexen Konfigurationen. Des Weiteren werden hochwertige Verfahren wie z.B. LES und DES nur zurückhaltend und für simple Konfigurationen verwendet.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, zur Schließung der Lücken in der Erforschung aktiver Strömungsbeeinflussung von Hochauftriebskonfigurationen beizutragen. Im Mittelpunkt steht dabei die Anwendung der fluidischen, aktiven Beeinflussung der Umströmung von drei verschiedenen Hochauftriebskonfigurationen, die sich durch ansteigenden Komplexitätsgrad auszeichnen. Der Schritt von einer schiebenden, unendlichen Konfiguration über ein endliches Modell mit Halbbrumpf bis hin zu einem vollständig dreidimensionalen Forschungsflügel aus

der aktuellen Airbus-Vorentwicklung wird dabei unternommen. In allen Fällen wird hinsichtlich Anstellwinkel und Machzahl eine Situation des Landeanflugs angenommen, wobei die Reynoldszahlen ungefähr um den Faktor Zehn unter der Realität liegen.

Durch den Fortschritt in der Machbarkeit von CFD-Simulationen, hauptsächlich bedingt durch stark gestiegene Rechenleistung, rückt nun der Einsatz von Detached-Eddy Simulationen in den Fokus der anwendungsnahen Erforschung der Strömungskontrolle. Da aus Sicht der Praxis eine „Zähmung“ der „widerspenstigen“ (Gad-el Hak [46]), abgelösten Strömung ein bevorzugtes Einsatzgebiet der DES darstellen kann, soll diese im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt werden. Die relevanten physikalischen Vorgänge einer Ablösung können dadurch besser wiedergegeben werden, als dies in vorigen Untersuchungen mit Hilfe von instationären RANS-Rechnungen der Fall war. Aus Gründen der zur Verfügung stehenden Ressourcen soll der Einsatz von DES nur für die schiebende, unendliche Konfiguration erfolgen, da bei dieser auch der Hauptanteil der Untersuchungen durchgeführt wird. Für die beiden endlichen Konfigurationen kommen URANS-Simulationen zum Einsatz.

Es ist also das Ziel dieser Arbeit, der Übertragung der aktiven Strömungskontrolle mittels numerischer Simulation in den industriellen Entwicklungsprozess näher zu kommen. Dies wird durch folgende Schritte erreicht:

- Die natürliche, unangeregte Strömung stellt die Referenz für alle aktiv beeinflussten Situationen dar. Deshalb wird zu Beginn für alle drei Konfigurationen die unbeeinflusste Umströmung simuliert und detailliert ausgewertet.
- Um einen zuverlässigen Einsatz der Detached-Eddy Simulation sicherzustellen, sollen numerische Voruntersuchungen durchgeführt werden. Anhand der verwendeten Konfiguration mit dem geringsten Komplexitätsgrad werden die Anforderungen der Simulation hinsichtlich Gitterauflösung, Zeitschrittweite, Abstand der periodischen Ränder und zugrunde liegendem Turbulenzmodell untersucht, um eine sinnvolle Durchführung der DES zu gewährleisten.
- Der Literatur lassen sich sehr viele Untersuchungen zum Einfluss der allgemeinen Parameter der Strömungskontrolle, wie z.B. Intensität und Frequenz, entnehmen. Inwiefern sich die Effektivität der aktiven Beeinflussung durch eine geschickte Wahl von Parametern, deren Anwendung erst auf dreidimensionalen Konfigurationen möglich ist, steigern lässt ist bislang unbekannt. Diese Parameter sollen identifiziert und mittels einer schiebenden, unendlichen Konfiguration untersucht werden. Basierend auf dieser Untersuchung soll eine Empfehlung für die effektive Wahl dieser Parameter für realitätsnahe Anwendungen gegeben werden.
- Im Fall der HIREX Konfiguration kann ein direkter Vergleich mit Ergebnissen aus dem Airbus-Windkanal erfolgen. Dies soll als Qualitätsüberprüfung der numerischen Beeinflussungssimulationen mit dem Löser ELAN (Xue [211]) dienen und zeigen, dass er ein geeignetes Werkzeug für den Luftfahrt-Entwicklungsprozess in diesem Bereich darstellen kann.
- Durch die realitätsnahen Anwendungsfälle ergibt sich eine schwierig zu visualisierende Strömung. Mittels geeigneter Zeit- und Raummittelungen soll ein Zugang zu diesen Daten

geschaffen werden, welcher eine zielgerichtete Identifikation der relevanten Ergebnisse ermöglicht.

### 1.3 Gliederung

Zunächst erfolgt eine grundlegende Behandlung der turbulenten Strömung (Kapitel 2) und deren mögliche numerische Erfassung (Kapitel 2.2). In Kapitel 3 wird der verwendete Finite-Volumen-Löser *ELAN* vorgestellt. Ebenso wird die Umsetzung der unterschiedlichen Anregungs-Randbedingungen in Kapitel 4 dargelegt. Ein besonderer Fokus liegt dabei auf den Parametern, die erst in dreidimensionalen Betrachtungen realisierbar sind.

Eine Vorstellung der drei verwendeten Hochauftriebskonfigurationen erfolgt in Kapitel 5. Dies schließt die numerischen Rechengitter und Randbedingungen mit ein.

Den Hauptteil dieser Arbeit bilden die Ergebnisse der CFD-Simulationen. Zunächst erfolgt in Kapitel 6 eine ausführliche Diskussion der unangeregten Basisströmungen aller drei Konfigurationen. Innerhalb dieses Kapitels wird außerdem die Anwendung der Detached-Eddy Simulation für den schiebenden, unendlichen Testfall diskutiert.

Die Auswertung der Beeinflussungstestfälle in Kapitel 7.1 werden die Ergebnisse der Parametervariationen mit Fokus auf die Dreidimensionalität dargestellt. Dies ist die *Spannweitig durchgehende Anregung* (Kapitel 7.2), die *Segmentierte Anregung* (Kapitel 7.3), die *Phasenverschiebung* (Kapitel 7.4), der *Sphärische Anregungswinkel* (Kapitel 7.5) und die *Kaskadenförmige Anregung* (Kapitel 7.6).

Darauf aufbauend erfolgt ein Vergleich der spannweitig durchgehenden und der segmentierten Anregung an einem endlichen, dreidimensionalen Modell des schiebenden Flügels (Kapitel 7.7). Den Höhepunkt hinsichtlich der Nähe zur industriellen Anwendung der aktiven Strömungskontrolle bildet Kapitel 7.8. Dort wird die numerische Simulation des gepulsten Ausblasens auf einem Vorentwicklungsflügel des Flugzeugherstellers Airbus mit experimentellen Untersuchungen verglichen.

In Kapitel 8 werden die erzielten Ergebnisse und Erkenntnisse final zusammengefasst.

## 2 Turbulente Strömungen

Fast alle technisch relevanten Strömungen sind turbulent, so auch die Umströmung einer Hochauftriebskonfiguration. Die allgemein als *Turbulenz* bezeichnete Eigenschaft einer Strömung zeichnet sich durch Instationarität, Dreidimensionalität, Rotation und stochastische Schwankungen aus. Aus diesem Grund ist es äußerst schwierig sie in CFD-Simulationen zu beschreiben. Die Forschung im Bereich der numerischen Simulation steht hier weiterhin vor großen Herausforderungen und wird in absehbarer Zeit nicht in der Lage sein eine vollständige Auflösung des Spektrums der auftretenden Schwankungen zu realisieren. Daher kommt der Modellierung der Turbulenz speziell für technische Strömungen eine sehr hohe Bedeutung zu und wird in diesem Kapitel behandelt.

### 2.1 Grundgleichungen

Um ein Fluid als Kontinuum beschreiben zu können, benötigt man die Navier-Stokes Gleichungen. Diese setzen sich aus den jeweiligen Erhaltungsgleichungen für die Masse, den Impuls und die Energie zusammen.

Die Bilanzgleichungen werden im Rahmen eines numerischen Verfahrens auf Basis von raumfesten Euler-Koordinaten behandelt. Unter Verwendung der Leibnizschen Integrationsregel ergibt die zeitliche Ableitung des Integrals einer beliebigen Transportgröße  $\phi$  das sogenannte Reynoldssche Transporttheorem:

$$\frac{d}{dt} \int_V \phi \, dV = \int_V \frac{\partial \phi}{\partial t} \, dV + \oint_{A(V)} \phi u_i \, dA_i = \int_V S_\phi \, dV \quad (2.1)$$

In dieser Gleichung steht  $V$  für ein materielles Volumen,  $A_i$  für die Oberfläche des Volumens und  $S_\phi$  für eine spezifische rechte Seite, die zur Erzeugung, Vernichtung oder Umverteilung von  $\phi$  beiträgt. Mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes ist es möglich, folgende alternative Darstellung zu erhalten:

$$\frac{d}{dt} \int_V \phi \, dV = \int_V \left[ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial(\phi u_i)}{\partial x_i} \right] \, dV = \int_V S_\phi \, dV \quad (2.2)$$

Aus dieser Gleichung kann man die differentielle Form der Erhaltungsgleichung ableiten:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial(\phi u_i)}{\partial x_i} = S_\phi \quad (2.3)$$

Im Rahmen der Turbulenzmodellierung wird die differentielle Form bevorzugt, während die konservative Form (Gleichung 2.1) im Rahmen von numerischen Simulationen, insbesondere der Finite-Volumen-Methode, häufig Anwendung findet.

### 2.1.1 Kontinuitätsgleichung

Der Erhalt der Masse ( $\phi := \rho$ ) eines Fluids wird durch die Kontinuitätsgleichung beschrieben:

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \oint_A \rho u_i dA_i = 0 \quad (2.4)$$

Daraus lässt sich folgende differentielle Form ableiten:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5)$$

Im Rahmen dieser Arbeit werden nur inkompressible Strömungen ( $\rho = \text{konst.}$ ) betrachtet, deshalb lässt sich der Ausdruck reduzieren:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

### 2.1.2 Impulsgleichung

Die Summe aller äußeren Kräfte, die auf das Fluid wirken, führt auf die Impulsänderung  $\phi := \rho u_i$ . Auf der rechten Seite der allgemeinen Transportgleichung müssen alle auf das Fluidvolumen wirkenden mechanischen Lasten eingesetzt werden. Dies führt auf folgende Impulsgleichung in konservativer Form:

$$\int_V \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} dV + \oint_{A(V)} \rho u_i u_j dA_j = - \oint_{A(V)} p dA_i + \oint_{A(V)} \tau_{ij} dA_j + \int_V f_i dV \quad (2.7)$$

In dieser Gleichung werden folgende Größen verwendet:

- Der statische Druck  $p$
- Der Tensor der Reibungsspannungen  $\tau_{ij}$
- Die beliebige spezifische Volumenkraft  $f_i$

Mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes lassen sich auch hier die Integrale über die Oberflächenkraftdichten mit Volumenintegralen ersetzen. Dies führt auf die differentiellen Form der Impulsbilanz:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (2.8)$$

Die molekularen Spannungen bei der Bewegung der Fluidteilchen gegeneinander führen auf den Spannungstensor  $\tau_{ij}$ . Er wird hier durch den Deformationsgeschwindigkeitsansatz für Newtonsche Fluide

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.9)$$

unter Verwendung des Scherratensors beschrieben:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.10)$$

Die Energieerhaltungsgleichung stellt die dritte Bilanzgleichung dar. Allerdings muss sie lediglich im Falle einer kompressiblen Strömung ( $Ma > 0.3$ ) betrachtet werden. Für kleine Strömungsgeschwindigkeiten, die ausschließlich in dieser Arbeit behandelt werden, kann sie vernachlässigt werden.

Auf Basis der Annahme einer rein inkompressiblen Strömung resultieren aus Gleichung 2.8 unter Verwendung der Massenbilanz in Gleichung 2.6 die Navier-Stokes Gleichungen in ihrer inkompressiblen Form, welche im Rahmen dieser Arbeit im numerischen Strömungslöser umgesetzt sind.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.11)$$

## 2.2 Numerische Erfassung

Mit Hilfe der bisher dargestellten Erhaltungsgleichungen lassen sich turbulente, inkompressible Strömungen in numerischen Simulationen beschreiben. Vielfältige Konzepte stehen hierfür zur Verfügung, die sich in Genauigkeit und Rechenaufwand unterscheiden. Da Turbulenz ein räumlich dreidimensionales und zudem instationäres Phänomen darstellt, ist die exakte Simulation äußerst kostspielig. Hier muss je nach Anspruch an Genauigkeit und verfügbarer

Rechenleistung das passende Verfahren gewählt werden. Im Folgenden werden diese kurz vorgestellt.

### 2.2.1 Direkte Numerische Simulation

Die sogenannte *Direkte Numerische Simulation (DNS)* ermöglicht die exakte und vollständige Erfassung aller Skalen der turbulenten Schwankungsbewegungen. Dies ist allerdings bis dato nur für akademische Testfälle mit geringen Reynoldszahlen möglich. Eine zeitliche Auflösung der Bewegung aller Wirbel muss durch den numerischen Zeitschritt ermöglicht werden. Aus diesem Grund ist dieser sehr klein, was zu langen Rechenzeiten führt. In räumlicher Hinsicht muss das Rechengitter sicherstellen, dass selbst die kleinsten Wirbel erfasst werden können. Das Verhältnis dieser kleinsten Skalen zu den größten Wirbeln wird von Pope [138] folgendermaßen beschrieben:

$$\frac{l_{ref}}{\lambda} \sim \text{Re}^{3/4} \quad (2.12)$$

worin  $l_{ref}$  das Strömungsreferenzlängenmaß ist, und somit die größten Wirbel charakterisiert, und  $\lambda$ , die Kolmogorovsche Länge, welche die dissipativen, kleinsten Wirbel beschreibt. Dieser Zusammenhang verdeutlicht, dass die erforderliche Anzahl an Gitterzellen proportional zu  $\text{Re}^{9/4}$  und die Rechenzeit proportional zu  $\text{Re}^{11/4}$  ist. Eine Erhöhung der Reynoldszahl zieht sofort eine drastische Steigerung des Rechenaufwands nach sich und technisch relevante Testfälle werden noch lange im Bereich des Unmöglichen sein. Hierzu schätzt Spalart [183] ab, dass eine prinzipielle Behandlung turbulenter Problemstellungen mit Direkten Numerischen Simulationen im Jahr 2080 möglich sein wird. Für numerische Grundsatzuntersuchungen, welche z.B. der Forschung im Bereich Turbulenzmodellierung dienen, stellt die DNS jedoch ein wichtiges Werkzeug dar.

### 2.2.2 Large-Eddy Simulation

Schenkt man der Veröffentlichung von Spalart [183] Glauben, kann man lediglich zehn Jahre gewinnen, falls man auf eine exakte Erfassung der kleinsten Wirbel verzichtet und nur die großen Wirbel numerisch direkt erfasst. Eine prinzipielle Einsatzbereitschaft der Grobstruktursimulation (*Large-Eddy Simulation*) wird für das Jahr 2070 propagiert. Im Rahmen dieses Verfahrens werden die kleinsten, isotropen Skalen durch einen Filter erfasst und modelliert. Statt einer direkten numerischen Simulation werden sie durch sogenannte *subgrid-scale models* berücksichtigt. Die großen Wirbel, hierzu zählen ca. 80% des turbulenten Spektrums, werden weiterhin direkt berechnet.

Für moderate Reynoldszahlen kann dieses Verfahren bereits Anwendung für technisch relevante Fragestellungen finden, wie z.B. bei der Untersuchung der aktiven Beeinflussung eines generischen Fahrzeugkörpers von Wassen et al. [205] bei einer Reynoldszahl von  $\text{Re} = 500\,000$ .

Einen detaillierten Überblick über die *Large-Eddy Simulation*, einschließlich der verwendbaren Filtertypen, bietet Frederich [44].

### 2.2.3 Statistische Turbulenzmodellierung

Für industriell relevante Untersuchungen und komplexe geometrische Problemstellungen ist bis heute eine Anwendung von DNS oder LES nicht möglich. Insbesondere wenn im Rahmen einer technischen Entwicklung nur die statistischen Größen des Strömungsfeldes von Interesse sind, kommt die Simulation auf Basis der sogenannten RANS-Gleichungen (*Reynolds-Averaged-Navier-Stokes* Gleichungen) zum Einsatz. Bei dieser Methode wird auf eine Auflösung des turbulenten Spektrums vollständig verzichtet. Stattdessen wird die Turbulenz mit Hilfe von Turbulenzmodellen statistisch beschrieben.

Dieser Ansatz führt zu deutlichen Einsparmöglichkeiten bei der räumlichen und zeitlichen Auflösung und ermöglicht den Einsatz eines Gitters mit hochgradig anisotropen Zellen in Grenzschichten. Zudem ist die Durchführung einer rein zweidimensionalen Simulation möglich, da die prinzipiell dreidimensionalen Wirbel nicht mehr vom Gitter erfasst werden müssen.

Die bereits erwähnten RANS-Gleichungen erhält man nach Reynolds [147] durch Mittelung der oben dargestellten Kontinuitätsgleichung und der Impulsgleichungen. Dazu werden der Druck und die Geschwindigkeiten in einen Schwankungsanteil und einen Mittelwert zerlegt:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad p = \bar{p} + p' \quad (2.13)$$

Der Mittelwert einer Strömungsgröße  $\phi$  an einem bestimmten Ort  $x$  kann durch eine zeitliche Mittelung gebildet werden, falls eine statistisch stationäre Strömung betrachtet wird:

$$\bar{\phi}(x) = \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x, \tau) d\tau \quad (2.14)$$

Sowohl der Mittelwert der Strömungsgröße als auch der Schwankungsanteil werden dann in die inkompressible Form der Impulsgleichung eingesetzt. Dabei entfallen Terme, welche linear in den Schwankungsgrößen sind.

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}}_{=0} + \underbrace{\frac{\partial u'_i}{\partial t}}_{=0} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} + \underbrace{\frac{\partial (\bar{u}_i u'_j)}{\partial x_j}}_{=0} + \underbrace{\frac{\partial (u'_i \bar{u}_j)}{\partial x_j}}_{=0} + \frac{\partial (u'_i u'_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i}}_{=0} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \nu \underbrace{\frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j^2}}_{=0} \quad (2.15)$$

Daraus resultieren die inkompressiblen *Reynolds-Averaged-Navier-Stokes* Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (2.16)$$

Entsprechendes wird für die Kontinuitätsgleichung durchgeführt. Aus

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_i}}_{=0} = 0 \quad (2.17)$$

wird

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.18)$$

Bei einem Vergleich zwischen Gleichung 2.16 und 2.11 fällt in ersterer ein Zusatzterm auf der rechten Seite auf. Dieser hat seinen Ursprung in der nichtlinearen Konvektion der turbulenten Fluktuationen und weist diffusive Eigenschaften auf. Mathematisch stellt der Zusatzterm einen Tensor dar, welcher die sogenannten Reynoldsspannungen enthält.

## Schließungsproblem

Durch die nun zusätzlich auftretenden Reynoldsspannungen weist das Gleichungssystem für dreidimensionale Strömungsprobleme insgesamt zehn Unbekannte auf. Dies sind neben den sechs unbekanntem Reynoldsspannungen noch die drei Geschwindigkeitskomponenten und der Druck. Für die Lösung dieses Gleichungssystems stehen allerdings nur vier Gleichungen zur Verfügung. Diese Problematik wird als Schließungsproblem bezeichnet und führt dazu, dass zusätzliche Gleichungen eingeführt werden müssen, um das Gleichungssystem lösen zu können.

Dies erfolgt in Form von zwei möglichen Arten von Turbulenzmodellen. Zum einen die in dieser Arbeit verwendeten Wirbelviskositätsmodelle, welche die statistischen Momente auf die Hauptströmungsgrößen zurückführen. Zum anderen die Reynoldsspannungsmodelle, welche zusätzliche Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen zur Verfügung stellen. Für eine genauere Beschreibung sei hier auf das Vorlesungsskript von Rung [154] verwiesen.

## Wirbelviskositätsmodelle

Die Wirbelviskositätsmodelle gehen von der Annahme aus, dass der Einfluss der Turbulenz durch eine erhöhte Viskosität der Strömung berücksichtigt werden kann. Zusätzlich zur molekularen Viskosität  $\nu$  wird deshalb eine turbulente Scheinviskosität oder auch *Wirbelviskosität*  $\nu_t$

eingeführt. Mittels der Hypothese von Boussinesq [12] werden die unbekanntenen Reynoldsspannungen in Gleichung 2.16 durch die Wirbelviskosität (engl. *eddy viscosity*) ersetzt. Dies führt auf folgende modellgeschlossene RANS-Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \bar{p} + \frac{2}{3} \rho k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] \quad (2.19)$$

Die darin enthaltene turbulente Viskosität lässt sich mit Hilfe charakteristischer turbulenter Maße folgendermaßen ausdrücken:

$$\nu_t \sim L_t U_t \sim \frac{L_t^2}{T_t} \quad (2.20)$$

Diese charakteristischen turbulenten Maße sind:

- Das Längenmaß  $L_t$
- Das Geschwindigkeitsmaß  $U_t$
- Das Zeitmaß  $T_t$

Im Rahmen aktueller industrieller und universitärer Forschungs- und Entwicklungsprojekte werden hauptsächlich Zweigleichungsmodelle eingesetzt, die zwei der drei Turbulenzmaße modellieren. Dies sind zum einen  $k - \epsilon$  Modelle, die jeweils eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Dissipationsrate  $\epsilon$  zur Verfügung stellen, aus denen das Geschwindigkeits- und das Zeitmaß bestimmt werden können. Zum anderen haben sich  $k - \omega$  Modelle durchgesetzt, welche eine Modellierung von  $\nu_t$  durch jeweils eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie  $k$  und die spezifische Dissipationsrate  $\omega = \frac{\epsilon}{c_\mu k}$  ermöglichen.

Fest etabliert in der Anwendung für aerodynamische Problemstellungen ist das SST Turbulenzmodell von Menter [114], welches einen Verschnitt aus einem  $k - \omega$  Modell in Wandnähe und einem  $k - \epsilon$  Modell außerhalb der Grenzschicht darstellt, da dort die jeweiligen Formulierungen ihre Stärken ausspielen.

Das in dieser Arbeit hauptsächlich verwendete Turbulenzmodell, einschließlich als der DES zugrunde liegendes Modell, ist das LLR  $k - \omega$  Zweigleichungsturbulenzmodell von Rung und Thiele [155]. Dieses wird in Anhang A ausführlich dargestellt. Außerdem werden zwei weitere Turbulenzmodelle verwendet. Für das SALSA Turbulenzmodell sei hier auf Rung [154] verwiesen. Genauere Informationen zu der ursprünglichen Formulierung des Menter SST Turbulenzmodells können den Veröffentlichungen von Menter [114, 115] entnommen werden. Eine Beschreibung von aktuelleren Modifikationen geben Menter et al. [116].

## Instationäre RANS

Bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen handelt es sich um hochgradig instationäre Testfälle, die durch periodische Strömungsanregung und Ablöseprozesse geprägt

sind. Stationäre RANS Simulationen werden deshalb nur als Startlösungen verwendet, spielen jedoch für die physikalische Auswertung der Ergebnisse keine Rolle. Als Werkzeug für die Erforschung der aktiven Strömungsbeeinflussung mittels numerischer Simulationen ist daher die instationäre RANS (engl. *Unsteady RANS*, *URANS*), neben der später beschriebenen Detached-Eddy Simulation, unverzichtbar.

Die Arbeiten von Günther [69], Schatz [156] und Rung [154] weisen kritisch darauf hin, dass die Anwendung von URANS nicht uneingeschränkt stattfinden kann. Voraussetzung sei eine spektrale Lücke im Frequenzspektrum zwischen der aufgelösten transienten Strömung und den modellierten turbulenten Fluktuationen. Andernfalls könne es zu nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und transientser Grundströmung kommen (Günther [69]). Empfohlen wird ein Unterschied zwischen dem charakteristischen Zeitmaß  $T_m$  der Simulation und dem der turbulenten Fluktuationen  $T_t$  von ein bis zwei Größenordnungen.

In dieser Arbeit werden Anwendungsfälle betrachtet, die sehr komplex und nah an industriell relevanten Problemstellungen sind. Zudem muss die numerische Simulation für die zeitliche Auflösung der periodischen Strömungsanregung mit sehr kleinen Zeitschritten operieren. Vor diesem Hintergrund und der Tatsache, dass von Günther [69] unter anderem an der hier ebenfalls verwendeten SCCH-Konfiguration gezeigt wird, dass in den relevanten Bereichen des Strömungsfeldes eine ausreichende spektrale Lücke vorliegt, wird dieses Problem zwar berücksichtigt, aber nicht überbewertet. Spalart [183] weist außerdem darauf hin, dass bereits zahlreiche erfolgreiche Anwendungsfälle für abgelöste Strömungen durchgeführt wurden, die von Überlappung geprägt waren. Weiterhin lassen sich mittlerweile zahlreiche Arbeiten in der Literatur finden, die erfolgreich statistische Turbulenzmodelle für die Simulation instationärer Strömungen verwendet haben (Franke [43], Günther et al. [70, 72, 73], Höll et al. [81, 83, 84], Schatz et al. [158], Schatz und Thiele [160], Schatz et al. [161], Schmidt et al. [163]).

### Randbedingungen

Von vordergründigem Interesse bei der Lösung der Transportgleichungen der Turbulenzgrößen ist die Behandlung der Wand. Hierfür müssen geeignete Randbedingungen gesetzt werden. Für die zwei verschiedenen Ansätze wird der Wandabstand in folgender dimensionsloser Form verwendet:

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad \text{mit} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{|\tau_w|}{\rho}} \quad (2.21)$$

Als erster möglicher Formulierungsansatz, auch *High-Re* Wandrandbedingung genannt, kann eine Wandfunktion eingesetzt werden. Einen dimensionslosen Wandabstand des ersten Zellzentrums von  $10 < y^+ < 100$  vorausgesetzt, werden alle Strömungsgrößen mit der Wandschubspannung  $\tau_w$  parametrisiert. Ein hoher Rechenaufwand kann somit vermieden werden. Diese Art der Randbedingung wird hauptsächlich für Begrenzungen des Rechengebietes verwendet, z.B. Windkanalwände.

Der zweite mögliche Ansatz, die *Low-Re* Wandrandbedingung, setzt eine Auflösung des wand-

nahen Bereichs im Gitter voraus. Somit muss an einer derartig behandelten Wand der Abstand der ersten Zelle  $y^+ \approx 1$  betragen. Die starke Änderung der Gradienten in der viskosen Unterschicht können dann durch die hohe Gitterauflösung rechnerisch behandelt werden.

## 2.2.4 Detached-Eddy Simulation

In den vorigen Kapiteln wurde die Large-Eddy Simulation (Kapitel 2.2.2) kurz vorgestellt und die statistische Turbulenzmodellierung behandelt. Beide weisen jeweils Vor- und Nachteile auf. Aus diesem Grund wurde in den vergangenen Jahren intensiv an der Entwicklung von hybriden Verfahren gearbeitet, welche versuchen die Vorteile dieser beiden Verfahren zu kombinieren, ohne die Nachteile in Kauf nehmen zu müssen. Eines dieser hybriden Verfahren ist die *Detached-Eddy Simulation* (DES), welche in dieser Arbeit für alle Simulationen der spannungweit unendlichen, schiebenden Konfiguration (Kapitel 5.1) zum Einsatz kommt.

Für eine ausführliche Beschreibung der DES und der weiteren hybriden Verfahren sei an dieser Stelle auf die umfassende Arbeit von Mockett [122] verwiesen. Die ursprüngliche Formulierung der DES erfolgte im Jahr 1997 von Spalart et al. [188].

Innerhalb der Detached-Eddy Simulation werden statistische Turbulenzmodelle für anliegende Grenzschichten eingesetzt, da diese dort ihre Stärken durch präzise Kalibrierungen im Rahmen der Turbulenzmodellforschung ausspielen können und nur geringe Anforderungen an die Gitterauflösung haben. Schwächen zeigt die RANS-Simulation jedoch bei der Berechnung von massiv abgelösten, instationären Strömungen. Deshalb kommt hierfür die Large-Eddy Simulation zum Einsatz. Eine präzise Definition der DES geben Travin et al. [198]: Eine DES ist ein numerisches Verfahren für instationäre, dreidimensionale Strömungen, welches ein Turbulenzmodell als Feinstrukturmodell für eine LES in Bereichen hoher Gitterauflösung und als RANS-Modell in grob gitterten Bereichen verwendet.

Zwischen dem RANS- und dem LES-Modus innerhalb einer DES wird mit Hilfe des turbulenten Längenmaßes umgeschaltet, indem dieses im Dissipationsterm der Transportgleichung für  $k$  (siehe Anhang A) im Fall des LES-Modus ersetzt wird. Durch diese Substitution kann die turbulente Viskosität in den LES-Bereichen angemessen reduziert werden.

$$L_{DES} = \min[L_{RANS}, L_{LES}] \quad L_{LES} = C_{DES}\Delta \quad \Delta = \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) \quad (2.22)$$

Mit Hilfe des Parameters  $C_{DES}$  erfolgt eine Kalibrierung des Modells. Für das hauptsächlich in dieser Arbeit verwendete Turbulenzmodell LLR  $k - \omega$  wurde der Parameter  $C_{DES} = 0.75$  kalibriert (Mockett [122]).

Ursprünglich wurde die DES für das Spalart-Allmaras Eingleichungsturbulenzmodell (siehe die Veröffentlichung von Spalart und Allmaras [185]) entwickelt. Sehr bald wurde sie allerdings auf Grund des erfolgreichen Einsatzes für andere Turbulenzmodelle erweitert (Strelets [190]).

### Delayed Detached-Eddy Simulation

Mittlerweile wird die ursprüngliche Formulierung der DES kaum noch angewendet. Als einer der Gründe kann die Problematik des zu frühen Umschaltens in den LES-Modus nahe der Wand genannt werden. Dies tritt bei zu hohen Gitterauflösungen im wandnahen Bereich auf und führt dazu, dass der LES-Modus auf die Grenzschicht übergreift. Als Folge ist die Wirbelviskosität im Wandbereich zu niedrig und eine verfrühte Strömungsablösung kann die Folge sein. Durch die starke Gittersensitivität ist dieses Phänomen auch als *gitter-induzierte Ablösung* bekannt. Spalart et al. [186] entwickelten daraufhin eine verbesserte Version, die als *Delayed Detached-Eddy Simulation* (DDES) bezeichnet wird und das Einsetzen des LES-Modus bis in Bereiche außerhalb der Grenzschicht *verzögert* (engl. *delay*). Der Einsatz einer Schutzfunktion  $f_d$  ermöglicht, dass ein korrektes Umschalten zwischen RANS- und LES-Bereich stattfinden kann.

$$L_{DDES} = L_{RANS} - f_d \max(0, L_{RANS} - L_{LES}) \quad (2.23)$$

Diese Formulierung hat sich mittlerweile in der praktischen Anwendung der DES durchgesetzt und wird somit auch in dieser Arbeit verwendet. Sofern in den weiteren Kapiteln im Rahmen der Testfalldurchführungen von „DES“ gesprochen wird, ist somit immer die Anwendung der *Delayed Detached-Eddy Simulation* (DDES) gemeint.

Weitere numerische Komplikationen, die bei der Anwendung der DES auftreten können, werden von Mockett [122] ausführlich diskutiert.

## **Teil II**

# **Methodik**



## 3 Numerische Methode

Für alle in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen wird der am Fachgebiet *Numerische Methoden der Thermofluiddynamik* der Technischen Universität Berlin entwickelte Strömungslöser **ELAN**, **EL**liptic **A**nalysis of the Navier-Stokes equations, verwendet. Eine Dokumentation der ursprünglichen Entwicklung erfolgt im Rahmen der Dissertation von Xue [211]. Zahlreiche Weiterentwicklungen und Erweiterungen, unter anderem von Schmidt [162], Lübcke [104], Schatz [156], Yan [213], Bunge [15] und Mockett [122], tragen Sorge dafür, dass das Programmpaket möglichst vielseitig eingesetzt werden kann. Aktuelle Forschungsaktivitäten des Fachgebiets führen zu einer kontinuierlichen Weiterentwicklung des Löser **ELAN**.

### 3.1 Finite-Volumen-Methode

Kernstück des Strömungslöser **ELAN** ist die numerische Lösung der diskretisierten Bilanzgleichungen für die Masse (Gleichung 2.5) und für den Impuls in Form der Reynoldsgleichungen (2.16). Dazu wird ein implizites, druckbasiertes Finite-Volumen-Verfahren verwendet. Das in **ELAN** umgesetzte Finite-Volumen Verfahren basiert hauptsächlich auf der im Lehrbuch von Ferziger und Peric [39] beschriebenen Methode.

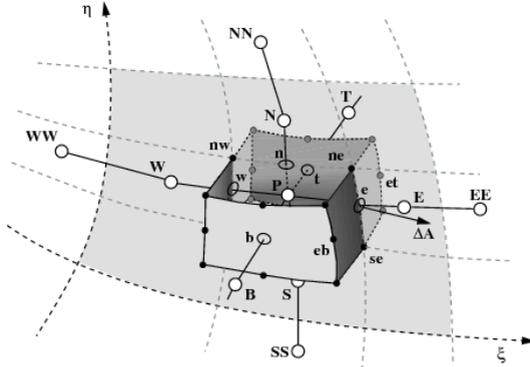
Für eine allgemeine, skalare Transportgröße  $\phi$  lautet die einheitliche Form der Transportgleichung

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{\text{instationärer Term}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \phi)}_{\text{Konvektionsterm}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)}_{\text{Diffusionsterm}} = \underbrace{S_\phi}_{\text{Quellterm}} \quad (3.1)$$

$\Gamma_\phi$  steht darin für den Diffusionskoeffizienten der jeweiligen Transportgröße und  $S_\phi$  für den Quellterm, der die Erzeugungsgröße je Kontrollvolumen repräsentiert. Dort werden alle Terme aufgenommen, die nicht in den übrigen enthalten sind. Diese Differentialgleichung wird innerhalb der Finite-Volumen Methode über das Kontrollvolumen  $V$  (siehe Abbildung 3.1) bzw. die Kontrollvolumenoberfläche  $A$  integriert:

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) dV + \oint_{A(V)} (\rho u_i \phi) dA_i - \oint_{A(V)} \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} dA_i = \int_V S_\phi dV. \quad (3.2)$$

Die in Abbildung 3.1 gezeigte Darstellung bezieht sich auf die Verwendung von krummlinigen, strukturierten Gittern, die in dieser Arbeit ausschließlich verwendet werden. Jeder der vier Ter-



**Abbildung 3.1:** Darstellung eines Kontrollvolumen  $V$  in einem krummlinigen, strukturierten Gitter aus Schatz [156]. Es wird die Kompassnotation  $(w,e,s,n,t,b)$  verwendet. Darin stehen Großbuchstaben für die Zellzentren und Kleinbuchstaben für die Grenzflächen.  $P$  steht für das Zellzentrum der aktuell betrachteten Zelle.

me, die in Gleichung 3.1 bzw. 3.2 dargestellt sind, muss für die numerische Lösung diskretisiert werden, da eine analytische Lösung im Allgemeinen nicht möglich ist.

### 3.1.1 Diskretisierung in Raum und Zeit

#### Instationärer Term

In dieser Arbeit wird der instationäre Term ausschließlich zweiter Ordnung genau mit rückwärtigen Differenzen approximiert. Dies bedeutet, dass für die aktuelle Zeitebene  $m + 1$  die beiden zurückliegenden Zeitebenen  $m$  und  $m - 1$  benötigt werden:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|^{(m+1)} = \frac{1}{2\Delta t} \left( 3\phi^{(m+1)} - 4\phi^{(m)} + \phi^{(m-1)} \right) + \mathcal{O}(\Delta t^2) \tag{3.3}$$

$\phi$  wird dabei als konstant über das Kontrollvolumen angenommen. Diese voll-implizite Diskretisierung garantiert numerisch stabile Lösungen und ermöglicht somit die Verwendung von großen Zeitschrittweiten.

#### Konvektionsterm

Für die Diskretisierung des Konvektionsterms stehen in ELAN unterschiedliche Schemata erster, zweiter oder höherer Ordnung zur Verfügung. Diese zeichnen sich durch unterschiedliche Stabilität und Genauigkeit aus und lauten wie folgt:

### Aufwindbasiertes Differenzenschema (UDS)

Dieses Schema geht davon aus, dass der Wert der Transportgröße  $\phi$  an den Kontrollvolumenflächen stark vom Wert im stromauf liegenden Zellzentrum geprägt ist. Somit wird bei dieser Approximation erster Ordnung der Wert des Zellzentrums für die stromab davon liegende Kontrollvolumenfläche verwendet. Der Großbuchstabe  $D$  steht hierbei für das stromab liegende Zellzentrum:

$$\rho u_i \phi_f = \max [( \rho u_i )_f, 0] \phi_P - \max [ - ( \rho u_i )_f, 0] \phi_D \quad (3.4)$$

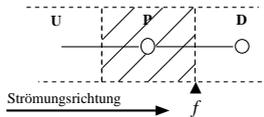


Abbildung 3.2: Kontrollvolumenbezeichnung entlang der Strömungsrichtung, aus Schatz [156].

### Zentrales Differenzenschema (CDS)

Dieses von zweiter Ordnung genaue Schema bestimmt den Wert  $\phi_f$  durch lineare Interpolation aus den beiden benachbarten Zellzentren  $P$  und  $D$ . Bei großen Zellen, die zu Peclet-Zahlen  $|\text{Pe}| > 2$  führen, neigt dieses Schema jedoch zu unphysikalischen Oszillationen.

$$\phi_f = (1 - \lambda)\phi_P + \lambda\phi_D \quad (3.5)$$

$\lambda$  stellt dabei den Hebelarm des jenseits der Kontrollvolumenfläche liegenden Zentrums  $D$  dar.

### Flux Blending

Um die Schemata UDS und CDS, mit dem Ziel der Kombination der jeweiligen Vorteile, zu vereinen, wird das sogenannte *flux blending* verwendet. Mit Hilfe eines Gewichtungsfaktors  $\beta$  erfolgt eine variable Kombination beider Schemata:

$$\phi_f = \beta\phi_{\text{CDS},f} + (1 - \beta)\phi_{\text{UDS},f} \quad (3.6)$$

### Verfahren höherer Ordnung (HOC)

Nachteilig an den bisher vorgestellten Schemata ist die Beschränkung der Genauigkeit und die Gefahr der unphysikalischen Oszillationen. Für eine höhere Genauigkeit wurden Schemata entwickelt, welche weitere Nachbarpunkte in die Approximation mit einbeziehen. Dies führt zu den Verfahren höherer Ordnung (HOC). In der Regel wird für diese Schemata der *deferred correction* Ansatz verwendet. Dabei wird ein implizit behandelter UDS-Anteil mit einem explizit behandelten Korrekturanteil kombiniert:

$$\phi_{HOC,f} = \phi_{UDS,f} + \phi_{korrr.,f} \quad (3.7)$$

**Total Variation Diminishing (TVD)** Die Interpolation im Rahmen der Verfahren höherer Ordnung führt durch die zusätzlichen Stützstellen zu Polynomen höherer Ordnung. In diesen Polynomen können lokale Extremstellen auftreten, die zu Oszillationen führen. Mittels einer Limitierung durch das TVD-Verfahren können diese Extremstellen begrenzt werden. Durch diese Begrenzung kann sich das Verfahren lokal in seiner Ordnung verringern. Für eine ausführliche Beschreibung des TVD-Verfahrens sei hier auf das Vorlesungsskript von Baumann et al. [7] verwiesen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird für die URANS Simulationen ein nichtsymmetrisches MUSCL-Schema (Lien und Leschziner [100], Van Leer [200]) verwendet, das in der Vergangenheit für turbulente Profilmströmungen im Vergleich mit anderen die besten Eigenschaften zeigte. Die Einhaltung der Forderung nach Monotonie im Verlauf der Transportgröße ist durch die Limitierung nach dem TVD-Prinzip gewährleistet (Günther [69]).

Für den Einsatz der Detached-Eddy Simulation wird hingegen ein hybrides Konvektionsschema verwendet, welches sich an dem Vorschlag von Travin et al. [198] orientiert. Im Gegensatz zu der dort vorgeschlagenen lokalen Gewichtung zwischen einem CDS vierter Ordnung und einem UDS von dritter bzw. vierter Ordnung kommt im Rahmen des Strömungslösers ELAN eine Kombination von CDS und TVD zum Einsatz.

$$\phi_f = (1 - \sigma)\phi_{CDS,f} + \sigma\phi_{TVD,f} \quad (3.8)$$

Bereiche, die sich durch sehr feine Gitterauflösung und aktivierten LES-Modus auszeichnen, gewichten dabei stark in Richtung des CDS, damit die hohe Genauigkeit ausgenutzt werden kann. Durch die niedrigen Peclet-Zahlen in diesen Gebieten kleiner Zellgrößen besteht keine Gefahr, dass sich unphysikalische Oszillationen bilden. In Bereichen mit aktiviertem RANS-Modus und größeren Zellen gewichtet das hybride Konvektionsschema stark in Richtung des stabilen TVD-Verfahrens.

Eine genauere Beschreibung des für die DES verwendeten Konvektionsschemas bietet Mockett [122].

## Diffusionsterm

Anhand der Gleichung 3.1 lässt sich erkennen, dass für die Approximation des Diffusionsterms eine Diskretisierung der ersten Ableitung der Transportgröße  $\phi$  auf den Kontrollvolumenflächen benötigt wird. Dies geschieht innerhalb des Löser `ELAN` durch eine zentrale Approximation zweiter Ordnung, welche hier exemplarisch für die Ostseite des in Abbildung 3.1 dargestellten Kontrollvolumens auf krummlinigen Koordinaten gezeigt wird. Der orthogonal zur Kontrollvolumenfläche gerichtete Anteil der Diffusion wird implizit, die nicht orthogonalen Anteile (Kreuzdiffusion) werden explizit behandelt.

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial\bar{\xi}}\right)_e = \frac{\phi_E - \phi_P}{\bar{\xi}_E - \bar{\xi}_P} \quad \left(\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right)_e = \frac{\phi_{ne} - \phi_{se}}{\eta_{ne} - \eta_{se}} \quad \left(\frac{\partial\phi}{\partial\bar{\zeta}}\right)_e = \frac{\phi_{eb} - \phi_{et}}{\bar{\zeta}_{eb} - \bar{\zeta}_{et}} \quad (3.9)$$

## Quellterm

In der Regel ist der Quellterm  $S_\phi$  von nichtlinearer Gestalt und muss daher linearisiert werden. Dies geschieht durch eine Unterteilung in einen konstanten Anteil  $S_C$  und einen linear von  $\phi_P$  abhängigen Anteil  $S_P$ :

$$S_\phi = S_P \phi_P + S_C \quad (3.10)$$

Um die Diagonaldominanz des Gleichungssystems, und damit physikalische Ergebnisse, zu gewährleisten, muss  $S_P < 0$  gelten.

### 3.1.2 Druck-Geschwindigkeits-Kopplung

Bei Betrachtung der Gleichungen 2.5 und 2.19 fällt auf, dass keine Bestimmungsgleichung für den Druck zur Verfügung steht. Deshalb wird der Druck iterativ mit Hilfe des SIMPLE-Algorithmus nach Patankar [131] bestimmt. Dabei wird in diesem Verfahren aus der Masseerhaltung eine Druckkorrekturgleichung bestimmt. Diese wird für die Druck- und Geschwindigkeitsschätzung verwendet. Um auf den in `ELAN` verwendeten nicht-versetzten Gittern eine Entkopplung benachbarter Druck- und Geschwindigkeitswerte zu vermeiden, kommt eine von Rhie und Chow [148] entwickelte Interpolation zum Einsatz. Durch ein Einbeziehen der Impulsgleichungen in die Interpolation können die Entkopplungsprobleme umgangen werden.

### 3.1.3 Randbedingungen

Für die Lösung der inkompressiblen Grundgleichungen, die in Kapitel 2 vorgestellt wurden, werden auf Grund ihres elliptischen Typs passende Randbedingungen benötigt.

### Einströmrand

Am Einströmrand müssen die Werte für alle zu lösenden Transportgrößen vorgegeben werden. Dies sind zum einen die drei Geschwindigkeitskomponenten  $u_\infty$ ,  $v_\infty$  und  $w_\infty$ , welche den Betrag der Gesamtgeschwindigkeit der Anströmung bilden:

$$U_\infty = \sqrt{u_\infty^2 + v_\infty^2 + w_\infty^2} \quad (3.11)$$

Und zum anderen müssen die Turbulenzgrößen  $k$  und  $\epsilon$  bzw.  $\omega$  vorgegeben werden. Die turbulente kinetische Energie kann durch Vorgabe eines Turbulenzgrades bestimmt werden. In dieser Arbeit wird ein dem Windkanal entsprechender Wert von  $Tu = 0.1\%$  gewählt:

$$k = \frac{3}{2}(Tu \cdot U_\infty)^2 \quad (3.12)$$

Die Abschätzung für  $\epsilon$  bzw.  $\omega$  am Einströmrand geht davon aus, dass die turbulente Viskosität  $\mu_t$  10-mal kleiner als die molekulare Viskosität  $\mu$  ist:

$$\frac{\mu_t}{\mu} = 0.1 \quad \mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.13)$$

### Ausströmrand

Am Ausströmrand kommt die konvektive Randbedingung

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u_m \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (3.14)$$

zum Einsatz.  $u_m$  ist darin die massenstromkonforme, mittlere Ausströmgeschwindigkeit und  $n$  kennzeichnet die Richtung normal zur Ausströmfläche. Diese Randbedingung stellt sicher, dass sich stromaufwärts entstehende Strömungsstrukturen ungehindert über den Ausströmrand bewegen können.

### Wand

Die in dieser Arbeit vorkommenden Geometriewände sind ausschließlich reibungsbehaftet. Deshalb ergeben sich dort alle Komponenten der Geschwindigkeit  $u$ ,  $v$  und  $w$  zu Null. Da die Gitterauflösung in allen Simulationen einen dimensionslosen Wandabstand von  $y^+ \leq 1$  garantiert, erfolgt die Behandlung der Turbulenzgrößen an der Wand wie in Abschnitt 2.2.3 für die Low-Re Wandrandbedingung beschrieben.

## Periodischer Rand

Eine periodische Randbedingung verbindet zwei parallel zueinander liegende Ränder gleicher Größe und Gitterzellenanzahl. Dabei erfolgt sukzessiv nach jeder Lösungsiteration die Übertragung aller Strömungsgrößen von einem Rand zum anderen (Günther [69]).

In Kapitel 6 erfolgt eine Untersuchung zum Mindestabstand der periodischen Ränder um sicherzustellen, dass keine erzwungene Anfachung von harmonischen Moden erfolgt.

### 3.1.4 Strömungslöser

Die unbekanntenen Strömungsgrößen in jedem Gitterpunkt können iterativ mit Hilfe algebraischer Gleichungssysteme bestimmt werden, die sich aus den beschriebenen Diskretisierungen zusammensetzen. Für die Lösung der Gleichungssysteme wird in ELAN die von Xue [211] entwickelte dreidimensionale Erweiterung des SIP-Lösers (engl. *strongly implicit procedure*) von Stone [189] verwendet. Eine ausführliche Beschreibung dieses Lösungsverfahrens, welches auf einer unvollständigen *Lower-Upper* (ILU) Zerlegung für dünnbesetzte, lineare Gleichungssysteme basiert und auf strukturierte Gitter beschränkt ist, kann dem Lehrbuch von Ferziger und Peric [39] entnommen werden.



## 4 Strömungsanregung

In dieser Arbeit wird die Strömung auf der Hinterkantenklappe verschiedener Hochauftriebskonfigurationen aktiv beeinflusst. Dazu wird ein fluidischer Aktuator verwendet, welcher am Boden eines oder mehrerer in die Klappenschulter eingebrachter Schlitze über einer zeitlich modulierten Einströmrandbedingung einen Störstrom (engl. *jet*) erzeugt. Durch den am Schlitzaustritt austretenden Jet wird kinetische Energie in periodischer Art und Weise in die klappennahe Strömung eingebracht, um diese, wie in Kapitel 7 ausführlich diskutiert und bewertet, möglichst positiv zu beeinflussen. Dazu werden in dieser Arbeit zwei verschiedene instationäre Anregeformen, *gepulstes Ausblasen* und die *harmonische Anregung*, verwendet. Diese werden im Folgenden näher erläutert. Eine Beeinflussung durch stationäre Anregeformen erfolgt in dieser Arbeit nicht.

### 4.1 Die Anregungsrandbedingung

Die folgenden beiden Abschnitte erläutern die Umsetzung der beiden erwähnten Anregeformen. Ausführliche Herleitungen sind der Dissertation von Günther [69] zu entnehmen. Auf die Modellierung der Turbulenzgrößen für die Anregungsrandbedingung wird in diesem Kapitel nicht eingegangen, da für alle Simulationen der von Günther [69] vorgestellte Ansatz verwendet wird.

#### 4.1.1 Harmonische Anregung

Die harmonische Anregung, die speziell in der englischsprachigen Literatur auch häufig als *synthetic jet* bezeichnet wird, setzt eine zeitlich sinusförmige Variation zwischen einer Halbperiode des Ausblasens und einer Halbperiode des Einsaugens um. Im Mittel tritt dabei keine Masse aus dem Aktuator aus, weshalb eine weitere häufig verwendete Bezeichnung *Zero-Net-Mass-Flow Actuation* ist. Die über den Einströmrand vorgegebene Geschwindigkeit ergibt sich zu:

$$u_{jet}(t) = u_{jet,max} \cdot \sin(2\pi f [t - t_{ref}]) \quad (4.1)$$

Da in dieser Arbeit fast ausschließlich im Gitter aufgelöste Anregeschlitze verwendet werden (siehe Kapitel 5.3), kommen in räumlicher Hinsicht nur sogenannte Blockprofile zum Einsatz. An jedem Gitterpunkt der Anregungsrandbedingung wird die gleiche Geschwindigkeit  $u_{jet}(t)$  vorgegeben, die örtliche Anregegeschwindigkeit entspricht somit direkt  $u_{jet}(t)$ . In Gleichung 4.1 ist  $f = 1/T$  die Anregefrequenz und  $t_{ref}$  bezeichnet den Startzeitpunkt der Anregung in der instationären Rechnung.

### 4.1.2 Gepulste Anregung

Für die gepulste Anregung wird folgendes Ausblasgeschwindigkeitssignal verwendet:

$$u_{jet}(t_p) = u_{jet,max} \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot \tanh \left( a_{99} \frac{t_p}{t_{99}} \right) + \frac{1}{2} \right] \cdot \left[ \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cdot \tanh \left( a_{99} \frac{t_p - DC \cdot T}{t_{99}} \right) \right] \quad (4.2)$$

mit

$$T = \frac{c_k}{F^+ \cdot U_\infty} \quad a_{99} = \frac{1}{2} \ln(99) \quad t_{99} = s_c t_{99,ref} \quad t_{99,ref} = \frac{1}{2} \min [DC \cdot T, (1 - DC) \cdot T] \quad (4.3)$$

Die ausführliche Herleitung dieser auf der Implementierung des gepulsten Ausblasens in den Strömungslöser  $\tau_{AU}$  des DLR (Knopp [96]) basierenden Formel für das gepulste Ausblasen lässt sich der Dissertation von Günther [69] entnehmen. In Gleichung 4.2 steht  $u_{jet,max}$  für die Amplitude der Anregungsgeschwindigkeit,  $F^+$  für die reduzierte Anregefrequenz und  $T$  für die Periodendauer eines Pulses.  $t_{99} = f(s_c, DC, T)$  (s.o.) entspricht der Zeit, die der Puls benötigt um sein Plateau zu erreichen und  $s_c$  bezeichnet den Flankenparameter, über den festgelegt wird, wie steil oder flach der Puls ansteigt. DC (engl. *Duty Cycle*) stellt die zeitliche Breite des Pulses bezogen auf die Periodendauer dar.  $t_p$  ist die Pulszeit, die auf eine Periode beschränkt ist. Nach jedem Pulszyklus wird diese Zeit zurückgesetzt, um somit eine Periodizität zu erhalten. Analog zur harmonischen Anregung wird das gepulste Ausblasen in der instationären Simulation gestartet, sobald eine Referenzzeit  $t_{ref,p}$  erreicht ist. Eine beispielhafte Darstellung eines Pulses mit der Maximalgeschwindigkeit  $u_{jet,max} = 2.5 \cdot U_\infty$  ist der Abbildung 4.1 zu entnehmen.

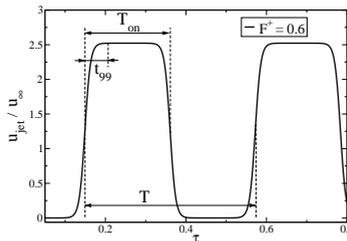


Abbildung 4.1: Beispielhafte Darstellung des zeitlichen Verlaufs eines Pulses nach Günther [69].

### 4.2 Parameter der dreidimensionalen Strömungsanregung

Bei Betrachtung der Gleichungen 4.1 und 4.2, der beiden verwendeten Anregeformen, fällt auf, dass darin zahlreiche Parameter enthalten sind, die maßgeblichen Einfluss auf das Verhalten der Beeinflussung der Strömung haben können. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Parameter variiert und der Einfluss auf das Strömungsverhalten untersucht (siehe Kapitel 7). Deshalb müssen die unterschiedlichen Parameter hier jeweils kurz vorgestellt werden.

### 4.2.1 Intensität

Die Intensität der fluidischen Anregung wird über den dimensionslosen Impulsbeiwert  $C_\mu$  gesteuert. Der über die Anregungsrandbedingung in die Klappenströmung eingebrachte Impuls wird folgendermaßen dargestellt. Eine Entdimensionierung erfolgt über den Bezug zum Freistromimpuls der Hauptströmung.

$$C_\mu := \frac{\text{Impuls der Anregung}}{\text{Freistromimpuls}} = \frac{I_{jet}}{q_\infty \cdot A_{ref}} \quad (4.4)$$

In Gleichung 4.4 steht  $q_\infty = \frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2$  für den dynamischen Druck der ungestörten Anströmung und  $A_{ref}$  für die Schattenfläche der Hochauftriebskonfiguration bei eingefahrenen Klappen. Für den in dieser Arbeit behandelten Fall einer inkompressiblen Strömung ergibt sich der zeitlich effektive Impulsbeiwert zu:

$$C_\mu = 2 \cdot \frac{b_s \cdot H}{s \cdot c} \left( \frac{\tilde{u}_{jet}}{U_\infty} \right)^2 \quad (4.5)$$

Darin steht  $\tilde{u}_{jet}$  für den Effektivwert der in Abschnitt 4.1 definierten Anregegeschwindigkeit, die abhängig von der Anregeform ist. In dieser Arbeit wird, wie bereits erwähnt, fast ausschließlich eine Blockprofil-Verteilung der Anregerandbedingung am Boden eines generischen Aktuatorschlitzes verwendet. Die örtliche effektive Geschwindigkeit entspricht somit immer direkt der Amplitude der Anregegeschwindigkeit. Der Effektivwert  $\tilde{u}_{jet}$  bestimmt sich somit nur über die zeitliche Modulation.

Die in Kapitel 7.5 dargestellte Untersuchung des Einflusses des *sphärischen Anregewinkels* verwendet ein Laminarprofil als örtliche Geschwindigkeitsverteilung und entspricht der von Günther [69] vorgestellten massenstromkonformen Formulierung.

### 4.2.2 Frequenz

Für eine bessere Vergleichbarkeit mit anderen Arbeiten, die sich durch unterschiedliche Geometrien auszeichnen, wird die Anregefrequenz  $f$  in einer reduzierten, dimensionslosen Darstellung verwendet. Die dimensionslose Anregefrequenz wird als  $F^+$  bezeichnet und entspricht einer Strouhalzahl.

$$F^+ = f \cdot \frac{c_k}{U_\infty} \quad (4.6)$$

In dieser Arbeit stellt die charakteristische Länge die Klappentiefe  $c_k$  dar, die durch ihre starke Anstellung für eine massiv abgelöste Strömung sorgt und somit die dominanten Frequenzen des Strömungsfeldes vorgibt.

### 4.2.3 Pulsbreite

Dieser Parameter ist nur für die Anregeform des gepulsten Ausblasens relevant und gibt die relative Dauer des aktiven Pulses bezogen auf die gesamte Anregeperiodendauer an. Ein vollständiger Rechteckspuls lässt sich sowohl praktisch, wegen den Latenzzeiten der verwendeten Ventile, als auch numerisch, wegen Stabilitätsproblemen, nicht umsetzen. Deshalb wurde von Günther [69] ein realistisches, auf der Veröffentlichung von Knopp [96] basierendes, Pulssignal in den Strömungslöser ELAN eingebaut.

$$DC = \frac{T_{on}}{T} \quad (4.7)$$

Im Rahmen von Windkanaluntersuchungen wird hauptsächlich eine Pulsbreite von 50% ( $DC = 0.5$ ) verwendet. Aus diesem Grund liegt der Fokus ebenfalls auf diesem Wert und wird nur in den im Kapitel 7.3.2 dargestellten Testfällen variiert.

### 4.2.4 Phasenverschiebung

Dieser Parameter ist der erste der vorgestellten Variationsmöglichkeiten, die nur im Rahmen eines dreidimensionalen Testfalls untersucht werden kann. Eine Ausnahme stellt die zweidimensionale, kaskadenförmige Beeinflussung dar. Die Phasenverschiebung mit dem Phasenwinkel  $\vartheta$  repräsentiert einen Zeitversatz zwischen den Anregesignalen unterschiedlicher Ausblassechlitze. Für die Phasenverschiebung kann ein Wert im Bereich  $0^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$  vorgegeben werden.  $\vartheta = 180^\circ$  bewirkt eine gegenphasige Anregung. Im Falle von  $\vartheta = 0^\circ$  arbeiten zwei Ausblassechlitze genau gleichphasig.

Für die harmonische Anregung wird das Geschwindigkeitssignal des phasenverschobenen Schlitzes folgendermaßen vorgegeben:

$$u_{jet}(t) = u_{jet,max} \cdot \sin\left(2\pi f [t - t_{ref}] + \vartheta \cdot \frac{\pi}{360^\circ}\right) \quad (4.8)$$

Soll hingegen als Anregeform das gepulste Ausblasen verwendet werden, wird das Anrege-signal des phasenverschobenen Schlitzes verzögert gestartet. Die modifizierte Pulsstartzeit beträgt dann

$$t_{ref,p}^{phas.ver.} = t_{ref,p} + \frac{1}{2} \vartheta \frac{\pi}{360^\circ} \cdot T \quad (4.9)$$

Die für die phasenverschobene Anregung untersuchten Testfälle sind in Kapitel 7.1 zusammengefasst. Die Ergebnisdarstellung erfolgt in Kapitel 7.4.

## 4.2.5 Ausblaswinkel und Sphärenwinkel

Unter dem Ausblaswinkel  $\beta$  wird im Rahmen von Simulationen und Experimenten zu aktiver, fluidischer Strömungsbeeinflussung der Winkel verstanden, welcher die Richtung des Anregeluftstroms in die Hauptströmung angibt.  $\beta$  kann im Bereich  $0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$  gewählt werden und ist in mathematisch positiver Richtung definiert. Die Wahl  $\beta = 90^\circ$  bewirkt eine Anregung, die orthogonal zur Klappenoberfläche gerichtet ist. Ein Winkel  $\beta = 0^\circ$  würde eine Richtung des Jets bedeuten, die genau tangential zur Wand in Strömungsrichtung liegt. Dies ist aber technisch nicht umsetzbar. In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Richtungen, basierend auf Voruntersuchungen, verwendet. Die bereits angesprochene Anregung normal zur Klappenoberfläche und eine sehr nahe an der Wand liegende Ausblasrichtung von  $\beta = 30^\circ$ . Für weitere Informationen zu der Lage der Ausblassechlitze sei hier auf Kapitel 5.3 verwiesen.

Der Lagewinkel der Oberflächenelemente der Anregungsrandbedingung innerhalb des numerischen Rechengitters wird in der vorliegenden Implementierung der aktiven Beeinflussung in den Strömungslöser `ELAN` automatisch berücksichtigt und muss somit in der Wahl des Ausblaswinkels  $\beta$  nicht beachtet werden.

In dreidimensionalen Simulationen bietet die Strömungsanregung in `ELAN` zusätzlich die Möglichkeit die Richtung des Anregeluftstroms um den Normalenvektor der Öffnung des Ausblassechlitzes bzw. der AnregungsrandbedingungsOberfläche zu drehen. Der Betrag dieser Drehung wird durch den Sphärenwinkel  $\gamma$  angegeben. Dieser kann im Bereich  $0^\circ \leq \gamma \leq 360^\circ$  gewählt werden. Die Kombination der Winkel  $\beta$  und  $\gamma$  ermöglicht somit eine *sphärische Anregung*, die eine dreidimensionale Ausblasrichtung der fluidischen Anregung bedeutet. Die Summe aller möglichen Richtungen ergibt eine Halbkugelfläche.

Die Implementierung dieser beiden Winkel in den Strömungslöser `ELAN` basiert auf einem lokalen Schlitzkoordinaten-System, **Tangential-Normal-Binormal**, in der Oberflächenebene der Anregungsrandbedingung. Die Geschwindigkeitsanteile von  $u_{jet}$  setzen sich dabei wie folgt zusammen (siehe auch Abbildung 4.2):

$$c_N = \sin \beta \cdot u_{jet} \quad c_{TB} = \cos \beta \cdot u_{jet} \quad (4.10)$$

Die Drehung um den Winkel  $\gamma$  führt zu einer Aufspaltung des tangentialen Geschwindigkeitsanteils  $c_{TB}$ :

$$c_B = \cos \gamma \cdot c_{TB} \quad c_T = \sin \gamma \cdot c_{TB} \quad (4.11)$$

Anschließend werden diese Geschwindigkeitsanteile in das globale Koordinatensystem des gesamten Flügels transformiert.

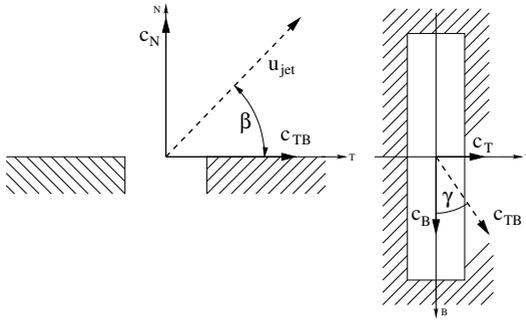


Abbildung 4.2: Geschwindigkeitskomponenten einer dreidimensionalen, sphärischen Ausblasrichtung.

### 4.2.6 Geometrische Abmessungen und Anordnungen

Insbesondere bei vollständig dreidimensionalen Hochauftriebskonfigurationen bietet sich eine Untersuchung des Einflusses der geometrischen Abmessungen und Anordnungen der Ausblassechlitze an. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Ausdehnung der Schlitze in die spannweite Richtung und die Auswirkung unterschiedlicher kaskadenförmiger Anordnungen von Schlitzen untersucht. Eine Variation der Breite der Schlitze  $H$  bleibt aus, da dies einen zu hohen Aufwand hinsichtlich der Erstellung numerischer Rechengitter nach sich gezogen hätte.

#### Segmentlänge

Als *Segmentlänge*  $b_s$  wird die Ausdehnung der Ausblassechlitze in die spannweite Richtung bezeichnet. Diese wird relativ zur gesamten Spannweite  $s$  angegeben. Da die Hauptuntersuchungen an einer Konfiguration erfolgen, welche ein spannweites Segment nachbildet, das Platz für zwei nebeneinander liegende Ausblassechlitze bietet, kann  $b_s$  im Bereich  $0\%s \leq b_s \leq 100\%s$  der Halbspannweite angegeben werden. Eine Übersicht der Testfälle der Segmentlängenvariation erfolgt in Kapitel 7.1.

#### Kaskade

In Kapitel 7.6 erfolgt eine Untersuchung des Einflusses von kaskadenförmigen Anordnungen von Schlitzen auf den Auftriebsbeiwert und das Ablöseverhalten. Unter *kaskadenförmiger* Anordnung wird eine Verwendung von mehreren, in Strömungsrichtung nacheinander platzierten, Reihen von Schlitzen verstanden. Diese können entweder direkt hintereinander eingebracht oder in spannweitere Richtung versetzt sein.

## **Teil III**

# **Anwendung und Analyse**



## 5 Beschreibung der Testfälle

Im Folgenden werden die verwendeten Flügelmodelle dargestellt. Sie zeichnen sich durch einen ansteigenden Komplexitätsgrad aus. Dabei werden sowohl die aerodynamischen Einstellparameter der Konfigurationen als auch die verwendeten numerischen Rechengitter und die Randbedingungen beschrieben.

### 5.1 SCCH-Konfiguration

Die SCCH-Konfiguration (engl. **S**wep**t** **C**onstant **C**hord **H**alf model) stellt einen Profilschnitt aus einem industriellen Forschungsflügel dar, welcher der Airbus A330/A340 Entwicklung entstammt. Wie sich bereits der englischen Bezeichnung entnehmen lässt, handelt es sich um einen gefeiltten Flügel, welcher über die gesamte Spannweite eine konstante Flügeltiefe aufweist. Im Windkanalexperiment ist der Flügel als Halbmodell ausgelegt, montiert auf einem Halbrumpf einschließlich Grenzschichtsockel. Eine Darstellung des Windkanalhalbmodells geben Petz und Nitsche [134].

Im Rahmen des SFB 557 wurde diese Konfiguration für verschiedene Untersuchungen experimenteller und numerischer Art eingesetzt. Als Beispiele sind die Arbeiten von Kaepernick et al. [89], Koop [97], Luchtenburg et al. [105] und Meyer und Bechert [121] zu nennen, die unter anderem auf passive Strömungs- und Lärmkontrolle abzielten. Mit aktiver Strömungskontrolle am SCCH beschäftigten sich die Arbeiten von Günther et al. [72, 73] und Höll et al. [81, 83, 84, 85].

Die Drei-Komponenten-Hochauftriebskonfiguration besteht aus einem Vorflügel, dem Hauptflügel und einer ausgefahrenen Hinterkantenklappe (siehe Abbildung 5.2). Dadurch unterscheidet sich die Strömungsphysik grundlegend von der einfacher Profile wie sie z.B. in Profilkatalogen von Abbott und Von Doenhoff [2] oder Eppler [38] gefunden werden können und stellt damit sowohl die Numerik als auch das Experiment vor große Herausforderungen. Die im Kapitel 1.1.1 beschriebene charakteristische Strömungstopologie ist auch hier vorhanden und muss physikalisch sinnvoll wiedergegeben werden.

Abbildung 5.1 zeigt den 2D-Profilschnitt der SCCH-Konfiguration. Die Bezugslänge  $c$ , die Sehnenlänge des Profils bei eingefahrenen Hochauftriebshilfen, wird in dieser Arbeit auf den Wert  $c = 1$  m normiert und stellt, sofern nicht anders angegeben, die Referenz für die dimensionslosen Größen dar. Bei allen Simulationen sind allerdings die Hochauftriebshilfen ausgefahren. Der Vorflügel weist gegenüber der Sehne der Referenzkonfiguration einen negativen Anstellwinkel von  $\delta_s = 26.5^\circ$  auf. Die Hinterkantenklappe ist in einem Winkel von  $\delta_k = 37^\circ$  ausgeschlagen. Dieser Klappenausschlagswinkel wurde speziell für die Durchführung von Untersuchungen zur aktiven Strömungskontrolle gewählt, da die ursprünglich von Airbus vorgesehene Landekonfiguration ( $\delta_k = 32^\circ$ ) keine vollständig abgelöste Strömung ermöglicht. Die Profiltiefen der

beiden Hochauftriebshilfen betragen  $c_s = 0.158c$  (Vorflügel) und  $c_k = 0.254c$  (Klappe). Alle drei Komponenten der Hochauftriebskonfiguration besitzen schmale, stumpfe Hinterkanten. Als dreidimensionalen Effekt weist das SCCH einen Pfeilungswinkel von  $\Phi = 30^\circ$  auf (siehe auch Abbildung 5.3-b). Im Gegensatz zum endlichen Windkanalmodell wird in den numerischen Simulationen ein Segment des Flügels abgebildet, dargestellt in Abbildung 5.2. Dieses besitzt in den meisten Simulationen eine Breite, welche 40% der Profiltiefe  $c$  bzw. 160% der Klappentiefe  $c_k$  beträgt. Der Einfluss der Variation der Breite des Rechengebietes auf die Güte der numerischen Simulationen wird in Kapitel 6.2 diskutiert. Durch die Simulation einer spannungsgleich verteilten Strömungsanregung wird das SCCH-Segment zu einer dreidimensionalen Strömungskonfiguration.

Die weiteren Einstellparameter der SCCH-Konfiguration sind im Vergleich zu früheren Untersuchungen unverändert und können z.B. der Veröffentlichung von Schatz et al. [157] entnommen werden. Bei diesen weiteren Parametern handelt es sich um die gegenseitige Überlappung der Elemente in x-Richtung (*overlap*) und die Lücken zwischen Vorflügel und Hauptflügel bzw. Hauptflügel und Hinterkantenklappe (*gap*).

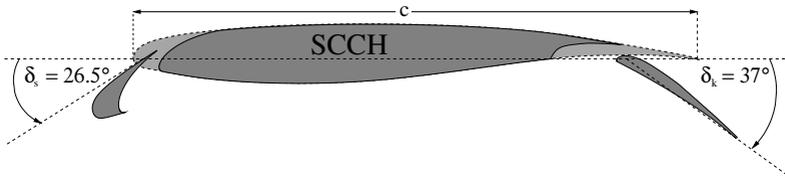


Abbildung 5.1: 2D Profilschnitt der SCCH-Konfiguration mit einem Klappenausschlagswinkel, der an Strömungskontrolluntersuchungen angepasst ist.

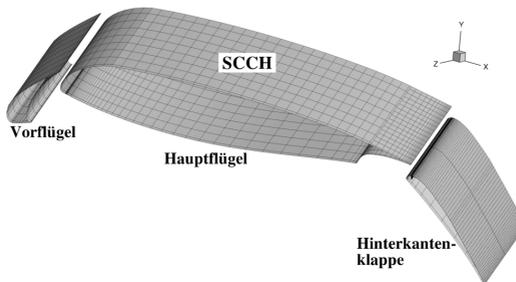
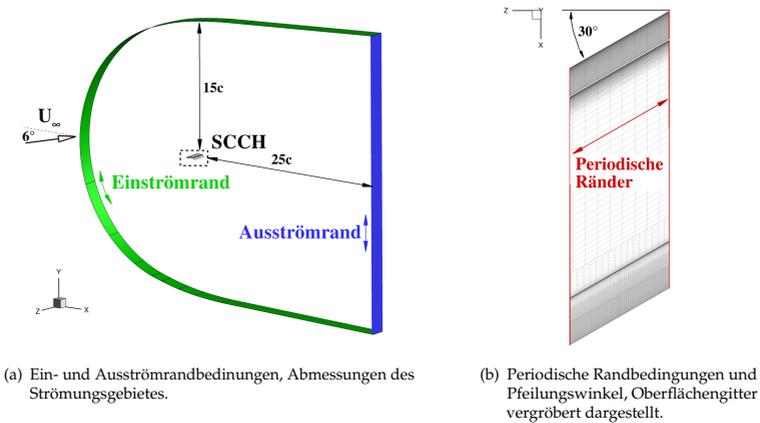


Abbildung 5.2: 3D Segment der SCCH-Konfiguration, vergrößerte Darstellung des Oberflächengitters.

### 5.1.1 Rechengitter des Flügelsegments

Die Abbildung 5.3 gibt einen Überblick über die den numerischen Rechengittern des Flügelsegments zugewiesenen Randbedingungen. Die Strömung gelangt durch eine U-förmige

Einströmrandbedingung in das Strömungsgebiet und kann durch die konvektive Ausströmrandbedingung wieder aus dem Gebiet heraustransportiert werden. Unterschiedliche Anstellwinkel können durch Modifikation des Vektors der Anströmgeschwindigkeit realisiert werden. Die vorliegende Landekonfiguration sieht allerdings einen festen Anstellwinkel von  $\alpha = 6^\circ$  vor. Der komplette Flügel wird mit einer reibungsbehafteten Wandrandbedingung modelliert. Einzig in den Schlitzen der Klappenschulter werden Anregungsrandbedingungen (siehe Kapitel 4.1) aufgebracht. Nahe der Wand wird durch die hohe Auflösung normal zur Oberfläche eine Low-Re Randbedingung (siehe Kapitel 2.2.3) für die Turbulenzgleichungen realisiert. Alle Simulationen arbeiten mit einer turbulenzarmen Anströmung, die durch die Randbedingungen  $Tu = 0.1\%$  und  $\mu_t/\mu = 0.1$  festgelegt ist. Daraus werden die Turbulenzgrößen für die Einströmrandbedingung bestimmt.



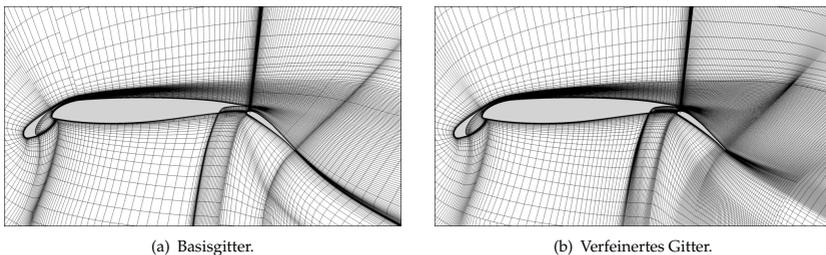
**Abbildung 5.3:** Darstellung der Art und Lage der Randbedingungen des Flügelsegments.

Alle in dieser Arbeit betrachteten Simulationen des Flügelsegments wurden bei einer Reynoldszahl von  $Re = 1 \cdot 10^6$  durchgeführt. Die Bezugsgröße der Reynoldszahl ist die Profiltiefe  $c$  bei eingefahrenen Hochaufliebshilfen. Die Gitter wurden so generiert, dass auf der gesamten Oberfläche ein dimensionsloser Wandabstand der ersten Gitterzelle von  $y^+ \leq 1$  eingehalten wird. Die für den verwendeten Strömungslöser *ELAN* benötigten strukturierten Gitter wurden auf Basis eines zweidimensionalen Gitters erstellt, welches in die dritte Raumrichtung unter Berücksichtigung von hängenden Knoten extrudiert wurde. Die beiden verwendeten Feinheitsgrade des Gitters werden durch eine unterschiedliche Zahl an Gitterschichten in  $z$ -Richtung und durch die Verwendung von hängenden Knoten realisiert.

Im Folgenden werden die beiden verschiedenen Gitter vorgestellt. Als *Basisgitter* wird das Rechengitter bezeichnet, welches für die Untersuchung der Strömungsanregung verwendet wird. Um sicherzustellen, dass dieses Gitter ausreichend fein für die Anwendung der Detached-eddy Simulation und der Strömungskontrolle ist, erfolgt ein Vergleich mit einem verfeinerten Gitter (siehe Kapitel 6.2). Die Abbildung 5.4 zeigt die Darstellung einer Schnittebene ( $x$ - $y$ -

Ebene) durch das Strömungsgebiet für beide Gitter. In der  $x$ - $y$ -Ebene beschränkt sich die höhere Auflösung des feineren Gitters auf eine größere Dichte an Gitterzellen im Bereich oberhalb der Hinterkantenklappe (siehe Abbildung 5.4-b). Zusätzlich weisen sowohl das Basisgitter als auch das verfeinerte Gitter eine große Zahl an Schichten in dieser Region auf. Mit Hilfe von hängenden Knoten werden diese Bereiche sehr fein gehalten, wohingegen das Fernfeld, in welchem keine turbulenten Fluktuationen zu erwarten sind, gröber aufgelöst werden kann. Dies wird vor allem für das Basisgitter realisiert. Abbildung 5.5-a gibt einen Überblick über die Zahl der Schichten  $n$  für dieses Gitter. Die Einhaltung der Forderung nach kubischen Zellen laut Spalart [184] und eine Gitterweite  $\Delta$ , die in der Lage ist nach  $L_{LES} < L_{RANS}$  dafür zu sorgen, dass der LES-Modus aktiv ist, führen zu der gewählten Zahl  $n = 96$  Schichten im Bereich oberhalb der Hinterkantenklappe. Nach der von Spalart [184] eingeführten Notation handelt es sich hier um die *Fokusregion*, welche Teil der LES-Region ist. Die *departure region* befindet sich stromab im Nachlauf der Hinterkantenklappe. Hier vergrößert sich das Gitter wieder, es soll speziell im Fall des verfeinerten Gitters aber noch den LES-Modus ermöglichen. Wie der Abbildung 5.5-a für das Basisgitter zu entnehmen ist, wird der Bereich stromauf der Klappe sehr grob aufgelöst und ermöglicht dadurch die effektive Einsparung von Rechenressourcen. Die Simulation wird hier als RANS-Rechnung durchgeführt. Im Hinterkantenbereich des Hauptelements findet mit einem Verhältnis der hängenden Knoten von 1:2 eine Verfeinerung statt um einen sanften Übergang zum LES-Bereich zu ermöglichen. Dieser beginnt dann mit einer weiteren Verfeinerung im Verhältnis 1:3 auf  $n = 96$  Schichten. Im Nachlauf der Klappe findet wiederum eine Vergrößerung im Verhältnis 1:3 statt. Das verfeinerte Gitter hingegen arbeitet mit einem maximalen Verhältnis von 1:2 der hängenden Knoten und einer Auflösung von  $n = 208$  Zellen in spannweitischer Richtung. Diese Zellgröße ist durch die *cut-off* Länge der LES festgelegt und ergibt sich aus der Definition des in die DES substituierten Längenmaßes (Kabat vel Job [88]).

Das Basisgitter besteht aus 13 Millionen Zellen, wohingegen das verfeinerte Gitter 31 Millionen Gitterzellen aufweist. Einen Gesamteindruck des Basisgitters in räumlicher Darstellung bietet Abbildung 5.6.



**Abbildung 5.4:** Darstellung des Rechengitters im Strömungsfeld in einer Schnittebene, nur jede zweite Zelle ist dargestellt. Die Verfeinerungen in der  $x$ - $y$ -Ebene betreffen hauptsächlich den Bereich oberhalb der Klappe.

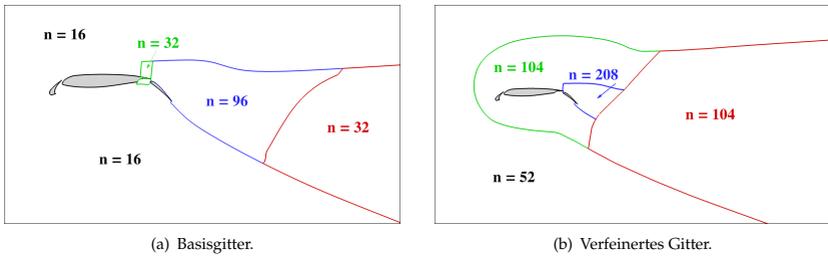


Abbildung 5.5: Darstellung der Zahl der Gitterschichten in die spannweite Richtung.

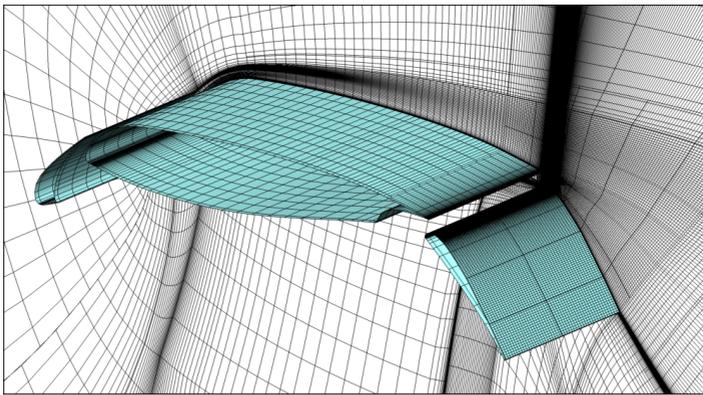


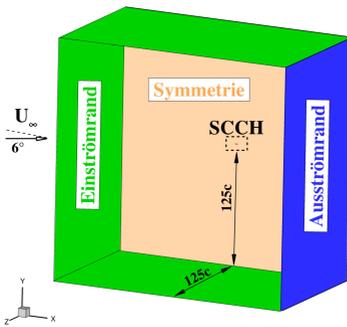
Abbildung 5.6: Räumliche Darstellung des Basisgitters einschließlich des Oberflächengitters, nur jede zweite Zelle ist dargestellt.

### 5.1.2 Rechengitter des endlichen Halbmodells

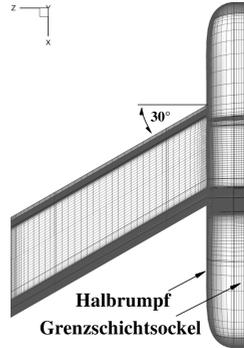
Für das vollständige Windkanalmodell wurden ebenfalls Rechengitter erstellt. Deren Aufbau lässt sich der Abbildung 5.7 entnehmen. Je nach Segmentierung der Ausblassechlitze in der Klappenschulter bestehen diese Rechengitter aus bis zu 55 Millionen Zellen. Auf Grund dieser Gittergröße wird im Rahmen der Anregungsuntersuchungen (siehe Kapitel 7) nur eine begrenzte Anzahl an Simulationen durchgeführt.

Hinsichtlich der Angaben zur Reynoldszahl, Winkel, Randbedingungen und des dimensionslosen Wandabstandes der ersten Gitterzelle sei hier auf Kapitel 5.1.1 verwiesen. Es wurden die gleichen Maßstäbe eingehalten. Eine Studie für die Eignung zur Durchführung von Detached-eddy Simulationen wurde jedoch nicht durchgeführt. Trotz der hohen Zellanzahl eignet sich dieses Gitter nur für den Einsatz instationärer RANS Simulationen. Ausgehend von den 55 Millionen Zellen für das URANS-Gitter hätte ein DES-Gitter nach gängigen Abschätzungen einen zu großen Ressourcenaufwand bedeutet.

Die Abbildung 5.7-a gibt einen Überblick über die Abmessungen des Strömungsgebietes und die gewählten Randbedingungen. Für eine bessere Übersicht ist die Einströmrandbedingung bei  $z = z_{max}$  nicht dargestellt. Einschließlich Halbrumpf und Grenzschichtsockel visualisiert die Abbildung 5.7-b das Oberflächengitter in vergrößerter Form (nur jeder vierter Gitterpunkt ist dargestellt). Zum Vergleich ist maßstabsgetreu das in Kapitel 5.1.1 beschriebene Flügelsegment dargestellt. Hieran lässt sich besonders gut veranschaulichen, dass durch diese Beschränkung eine deutliche Einsparung der Rechenressourcen erreicht werden kann.

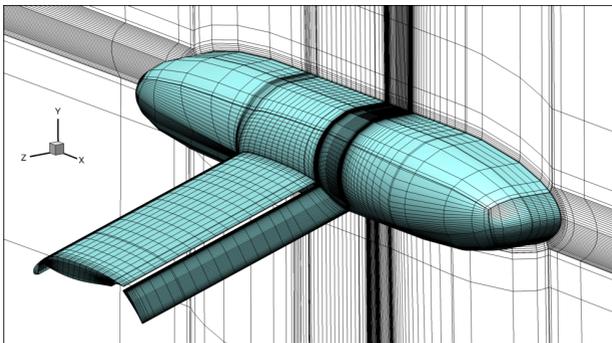


(a) Ein-, Ausström- und Symmetrierandbedingungen, Abmessungen des Strömungsgebietes.



(b) Vergrößertes Oberflächengitter. Das Flügelsegment ist zum Vergleich im passenden Maßstab dargestellt.

**Abbildung 5.7:** Darstellung der Art und Lage der Randbedingungen des endlichen SCCH-Modells.



**Abbildung 5.8:** Stark vergrößerte Darstellung des Gitters des endlichen Halbmodells einschließlich des Oberflächengitters, nur jeder vierter Gitterpunkt ist dargestellt.

## 5.2 HIREX Konfiguration

Die HIREX Konfiguration ist ein Halbmodell einer industrie-relevanten, zivilen Flugzeugkonfiguration mit ausgefahrenen Hochauftriebshilfen. Wie in Abbildung 5.9 dargestellt, handelt es sich um einen voll dreidimensionalen Trapezflügel mit Zuspitzung. Im innen liegenden (engl. *inboard*) und im außen liegenden (engl. *outboard*) Flügelbereich sind einfache Hinterkantenklappen in einem Winkel von  $\delta_k = 45^\circ$  angestellt. Zusätzlich ist das Querruder leicht ausgefahren. Über fast die gesamte Flügeltiefe besitzt die Konfiguration einen Vorflügel, der ebenfalls ausgefahren ist. Auf eine Triebwerksgondel wurde vom Hersteller *Airbus* im Rahmen der Windkanalkampagne verzichtet, allerdings sind die Flap-Track-Verkleidungen (engl. *flap track fairings*) berücksichtigt.

Die Windkanalmessungen wurden im Low-Speed WindTunnel (LSWT) in Bremen im Maßstab 1 : 12.7 durchgeführt, welche als Referenz für die CFD-Ergebnisse dienen. Für die unangeregte Strömung wird dazu der lineare Bereich der Auftriebspolare zwischen  $\alpha = 5^\circ$  und  $\alpha = 7^\circ$  herangezogen. Die Simulationen mit aktiver Beeinflussung beschränken sich auf letzteren Anstellwinkel.

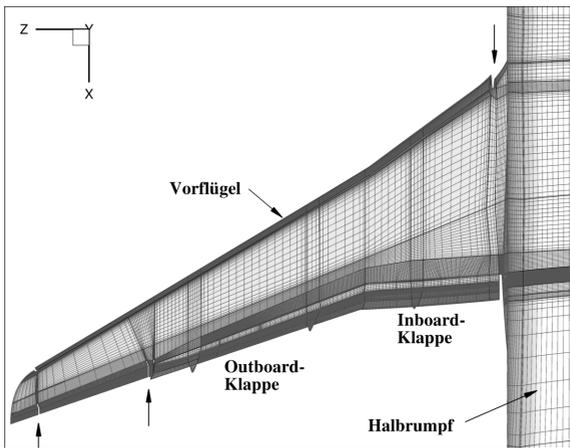


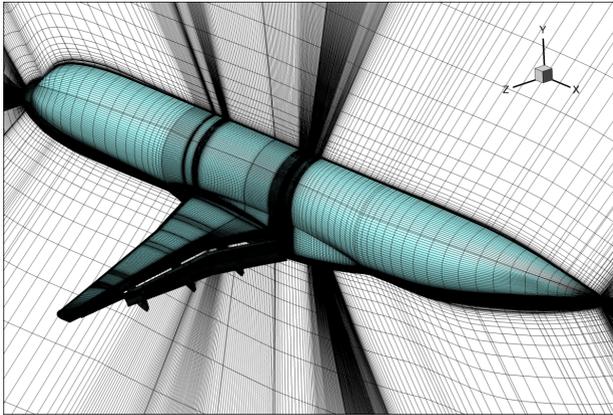
Abbildung 5.9: Vergrößert dargestelltes Oberflächengitter des HIREX Modells.

Analog zum Aufbau des Strömungsfeldes des endlichen SCCH-Halbmodells (Kapitel 5.1.2) wurde auch ein Rechengitter für die HIREX Konfiguration generiert. Deshalb sei für die Verteilung der Randbedingungen hier auf Abbildung 5.7-a verwiesen. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen das block-strukturierte Gitter, das für die Simulationen mit *ELAN* erstellt wurde. Es besteht aus ca. 65 Millionen Zellen, welche für die massiv parallele Berechnung auf dem HLRN-Höchstleistungsrechner auf 128 CPUs verteilt wurden.

Die insgesamt 21 Ausblassechlitze im Ausblaswinkel von  $\beta = 30^\circ$  des Windkanalmodells werden teilweise abgebildet. Im *inboard* Bereich der Hinterkantenklappe wurden die dort vorgesehenen 6 Aktuatorschlitze aus dem Experiment im Gitter exakt eingebracht. Die 15 Ausblassechlitze

ze im Außenbereich der Klappe werden vereinfacht als 5 nebeneinander liegende Schlitzte wiedergegeben. Dabei wird die Gesamtlänge der Schlitzte des Experimentes allerdings genau beibehalten.

Die Grenzschicht ist mit mindestens 30 Zellen und einem Aufweitungsverhältnis von  $r = 1.1$  aufgelöst. Der dimensionslose Wandabstand beträgt  $y^+ \leq 0.5$  auf der gesamten Oberfläche. An den in Abbildung 5.9 mit kleinen Pfeilen markierten Stellen mussten im Rahmen der Gittergenerierung kleine Spalte eingefügt werden, die in ihrer Abmessung etwas größer als im Windkanalmodell sind. Ansonsten hätte dies für die Erstellung des strukturierten Gitters einen deutlichen Mehraufwand bedeutet, welcher eine Einhaltung des angestrebten Zeitrahmens für die Gittergenerierung nicht ermöglicht hätte. Es ist zu erwarten, dass an diesen Stellen lokale Ablösungen auftreten. Wie in Kapitel 6.5 dargestellt, haben diese allerdings keine nennenswerte Abweichung im Gesamtauftrieb im Vergleich zum Windkanalexperiment zur Folge.



**Abbildung 5.10:** Dreidimensionale Ansicht des HIREX Modells einschließlich der Gitterdarstellung in einer Schnittebene.

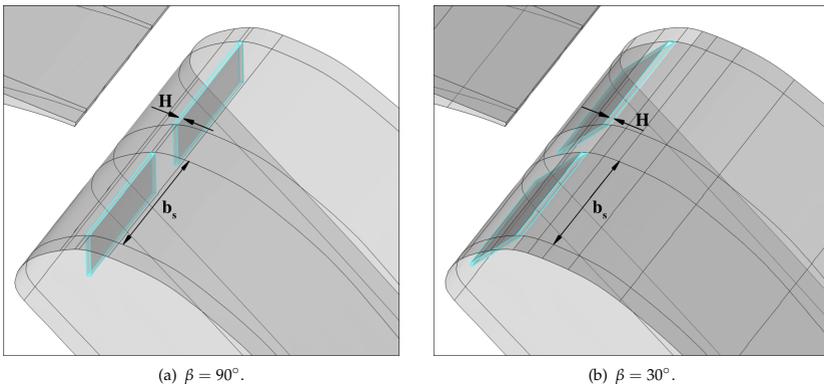
### 5.3 Ausblasschlitzte

In den Hauptuntersuchungen der Beeinflussung am Flügelsegment (Kapitel 7) werden hauptsächlich Testfälle durchgeführt, die entweder einen Ausblaswinkel von  $\beta = 90^\circ$  (harmonische Anregung) oder  $\beta = 30^\circ$  (gepulstes Ausblasen) verwenden. Deshalb wurden für diese beiden Winkel spezielle Gitter generiert, die durch das Gitter aufgelöste Ausblasschlitzte mit einer Tiefe von ca. 20 hydraulischen Durchmessern vorsehen. Diese ermöglichen eine verbesserte Auflösung der Geschwindigkeitsprofile der Anregungsluftströme. Zudem können die Turbulenzgrößen im Bereich des Schlitzaustritts in die Außenströmung korrekt wiedergegeben werden. Für von diesen Winkeln abweichende Testfälle wird analog zu den Arbeiten von Günther [69] eine Anregungsrandbedingung als Segment auf die Oberfläche der Hinterkantenklappe gelegt. Abbildung 5.11 gibt eine Darstellung der beiden im Basisgitter realisierten Ausblasschlitzte für

eine beispielhaft gewählte Schlitzlänge  $b_s$  in spannweitischer Richtung. Diese Länge wird im Verlauf von Untersuchungen der Anregung (Kapitel 7.3) variiert. Die Breite  $H$  der Ausblassechlitze wird hingegen konstant gehalten. Auf Grund von Restriktionen durch die lokale Auflösung des Gitters im Bereich der Klappenschulter konnte nicht die gleiche Schlitzbreite  $H$  für beide Winkel beibehalten werden. Diese beträgt  $H = 7.56 \cdot 10^{-4} c$  für die harmonische Anregung ( $\beta = 90^\circ$ ) bzw.  $H = 5.44 \cdot 10^{-4} c$  für das gepulste Ausblasen ( $\beta = 30^\circ$ ).

Da im Rahmen der experimentellen Untersuchungen von Petz und Nitsche [134] ausschließlich gepulstes Ausblasen umgesetzt wurde, beschränken sich auch die Simulationen der aktiven Beeinflussung am endlichen Modell auf diese Anregungsform. Der in Abbildung 5.11-b dargestellte Ausblassechlitze ist in durchgehender und segmentierter Form in der Klappenschulter des endlichen Modells implementiert.

Im HIREX Modell sind die Ausblassechlitze auf die gleiche Art umgesetzt. Auch hier sind keine vollständigen Aktuatorchammern abgebildet. Wie in Abbildung 5.11-b dargestellt, sind an den vom Windkanalmodell vorgegebenen Positionen Schlitze im Winkel  $\beta = 30^\circ$  mit einer vorgegebenen Tiefe in die Klappenoberfläche eingebracht.



**Abbildung 5.11:** Detailansichten der Klappenschulter, die die Position und Abmessungen der Ausblassechlitze zeigt. Die Länge der Schlitze  $b_s$  variiert je nach Testfall.

## 5.4 Transition

Die in dieser Arbeit durchgeführten Testfälle an der SCCH-Konfiguration werden als voll-turbulente Simulationen durchgeführt. Der laminar-turbulente Umschlag erfolgt auf Basis der Wiedergabe durch das gewählte Turbulenzmodell. Dies geschieht in Anlehnung an die experimentellen Untersuchungen von Petz und Nitsche [134, 135], da dort sowohl auf dem Hauptflügel als auch auf den Hochauftriebshilfen die Transition mit Turbulatoren an den Vorderkanten fixiert wurde. Die Simulationen der HIREX-Konfiguration erfolgen ebenfalls voll-turbulent.



## 6 Unangeregte Strömung

Die natürliche Umströmung der Konfigurationen stellt die Ausgangsbasis der darauf folgenden Anregungsuntersuchungen dar. Eine detaillierte Kenntnis der Strömungstopologie der unangeregten Strömung ist von Nöten, um die geeigneten Maßnahmen zur Beeinflussung abschätzen und den Effekt der Anregung in einen Bezug setzen zu können. Aus numerischer Sicht wird die unangeregte Strömung als Startlösung für die Beeinflussungstestfälle verwendet.

Die auftretenden Strömungsphänomene der Umströmung der SCCH-Konfiguration lassen sich mit stationären Simulationen nicht hinreichend erfassen. Deshalb werden sowohl instationäre RANS Simulationen als auch Detached-eddy Simulationen durchgeführt. Von Letzteren wird erwartet, dass sie einen besseren Zugang zu den massiv abgelösten Wirbelstrukturen auf der Hinterkantenklappe bieten. Somit können genauere Erkenntnisse des Effektes der Beeinflussung gewonnen werden. Die Ergebnisse beider Methoden werden in diesem Kapitel beschrieben und diskutiert.

### 6.1 Instationäre Simulation des SCCH-Flügelsegments

Basierend auf dem in Kapitel 5 dargestellten Gitter wird mit verschiedenen Turbulenzmodellen die instationäre Grundströmung berechnet. In Voruntersuchungen von Schatz [156] und in einer breit angelegten Untersuchung der numerischen Simulation von Hochauftriebsströmungen mit verschiedenen Turbulenzmodellen von Franke et al. [42] wurde festgestellt, dass sich für stark abgelöste Strömungen die überzeugendsten Ergebnisse mit dem LLR  $k-\omega$  Modell erzielen lassen. Deshalb ist dieses Turbulenzmodell auch das Basismodell für die folgenden Untersuchungen. Andere Turbulenzmodelle werden zwar angewendet, auch in Verbindung mit Strömungsbeeinflussung, unterschätzen allerdings deutlich deren Effekt und bleiben zu zäh (Höll et al. [84]).

Zentral für die Betrachtung der Effektivität der Strömungsanregung ist der Auftriebsbeiwert. Dabei gibt die natürliche Strömung den Referenzwert vor. Wie anhand von Abbildung 6.1 ersichtlich ist, ergibt sich im Mittel ein Wert von  $c_L = 1.59$  für die URANS und  $c_L = 1.53$  für die DES. Für die ausreichend lange Mittelung wird die Berechnung der unangeregten Strömung mit URANS über einen Zeitraum von  $\tau = 125$  konvektiven Zeiteinheiten durchgeführt. Die DES nutzte die URANS-Rechnung als Startlösung. Hier werden ca. 300 Umströmungen simuliert. Nach Garbaruk et al. [48] werden für eine Genauigkeit von  $< 1\%$  in den mittleren Beiwerten über 500 konvektive Einheiten benötigt. Eine derart hohe Zahl an Umströmungen ist jedoch für den vorliegenden praxisnahen Fall nicht praktikabel; insbesondere nicht für eine Parameterstudie der aktiven Beeinflussung.

Die Tabelle 6.1 zeigt die Aufteilung des globalen Auftriebsbeiwerts auf die drei Komponenten Vorflügel, Hauptflügel und Hinterkantenklappe. Nur ein geringer Anteil der Auftriebskraft

entfällt auf den Vorflügel. Der Hauptanteil (81%) wird durch den Hauptflügel erzeugt und 12% entfallen auf die Hinterkantenklappe. Dieser Prozentbetrag erscheint gering, allerdings beeinflusst die Hinterkantenklappe durch den elliptischen Charakter der Strömung auch die Druckverhältnisse auf dem Hauptflügel. Generell reagiert die Zirkulation um ein Profil ziemlich sensibel auf die Strömungsgegebenheiten an der Hinterkante. Deshalb ist zu erwarten, dass eine Verbesserung der Klappenströmung durch aktive Beeinflussung zu einem vorteilhafteren Abströmwinkel der Strömung vom Hauptprofil führt (siehe hierzu auch Günther et al. [73]) und somit der Auftriebsanteil des Hauptflügels ebenso drastisch erhöht werden kann.

Der Tabelle 6.1 lässt sich ebenfalls entnehmen, dass sich die Beträge der Auftriebsbeiwerte zwischen URANS und DES leicht unterscheiden. Allerdings sind die prozentualen Anteile des Auftriebs je Komponente für beide Methoden gleich groß. Dies lässt schon auf eine gute Qualität der URANS-Lösung des LLR  $k-\omega$  Modells schließen. Die geringen Unterschiede zwischen URANS und DES für das LLR  $k-\omega$  Modell werden auch anhand der Druckverteilungen deutlich. Ein Darstellung erfolgt in der Abbildung 6.1-b. Gleichmäßig liegt über die komplette Profillänge die DES auf der Saugseite auf leicht niedrigerem Niveau. Dies untermauert den etwas geringeren Auftriebsbeiwert. Ebenso erklärt sich die gleiche prozentuale Verteilung pro Komponente beider Ansätze. Beide numerischen Methoden sagen eine klar definierte Ablösung auf der Hinterkantenklappe voraus. Dies ist in Abbildung 6.1-b zu erkennen. Auf dem Hauptelement ist die Strömung vollständig anliegend und der konkave Hauptdruckanstieg (siehe Abbildung 6.1-b) lässt sich gut identifizieren. Da es sich um eine schiebende, spannweitig unendliche Konfiguration handelt, wird nirgends die Strömungsgeschwindigkeit Null und somit nicht der Wert  $c_p = 1$  erreicht.

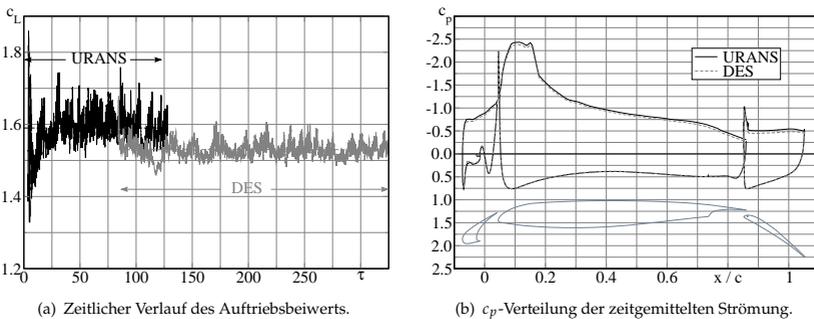


Abbildung 6.1: Unangeregte Grundströmung, berechnet mit URANS und DES unter Verwendung des LLR  $k-\omega$  Modells.

Die Abbildung 6.2 zeigt sowohl für die instationäre RANS als auch für die Detached-eddy Simulation Momentanbilder des Strömungsfeldes im Bereich der Hinterkantenklappe. Wie schon in der Druckverteilung sichtbar, verdeutlicht sich hier die massive Ablösung der Strömung und die Ausbildung eines stark ausgeprägten Rezirkulationsgebietes. Das größere Potenzial der DES die Wirbelstrukturen auf der Klappe aufzulösen wird offensichtlich. Die URANS vermag lediglich größere, kohärente Wirbelstrukturen wiederzugeben, wie vor allem an der

	$c_{L_{DES}}$	$c_{L_{URANS}}$	Anteil
Global	1.53	1.59	100%
Vorflügel	0.11	0.12	7%
Hauptflügel	1.24	1.28	81%
Klappe	0.18	0.19	12%

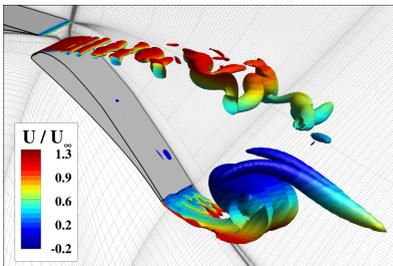
**Tabelle 6.1:** Globaler Auftriebsbeiwert der SCCH-Konfiguration und Verteilung der Auftriebskraftanteile pro Geometrie-Komponente, angegeben sowohl in absoluten Werten des Auftriebsbeiwerts als auch prozentual. Die prozentualen Anteile stimmen bei DES und URANS überein.

Hinterkantenablösung der Klappe im Vergleich zur DES deutlich wird.

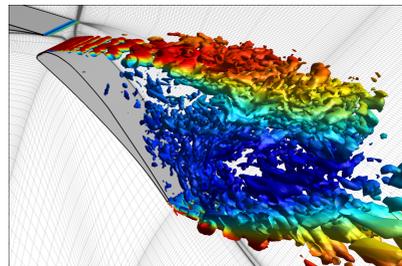
Hervorgerufen durch den Schiebewinkel von  $30^\circ$  und den dadurch induzierten spannweiten Druckgradienten bildet sich eine Querströmung auf der Klappe aus (siehe Abbildung 6.3-a). Diese erweitert die Konfiguration um eine zusätzliche, realitätsnähere Komplexität, die einer Pfeilung des Flügels entspricht.

Die mittlere Ablöseposition auf der Hinterkantenklappe der unangeregten Strömung liegt bei 6% der Klappentiefe. Stromab lässt sich die dominante Rückströmung auf der Klappe erkennen (siehe Abbildung 6.3-b). Die zeitlich gemittelten Stromlinien in der ersten Zelle oberhalb der Wand geben einen guten Eindruck der spannweiten Geschwindigkeitskomponente.

Im zeitlichen und spannweiten Mittel der Strömung zeigen sich die Ausmaße des Nachlaufs der Klappe (Abbildung 6.4). Dieser dehnt sich bis auf mehrere Klappentiefen stromab der Konfiguration aus. Relativ zur ungestörten Anströmung  $U_\infty$  erhöht sich die lokale Geschwindigkeit im Scherschichtbereich zwischen Hauptflügel und Hinterkantenklappe bis auf ca. das Eineinhalbfache.



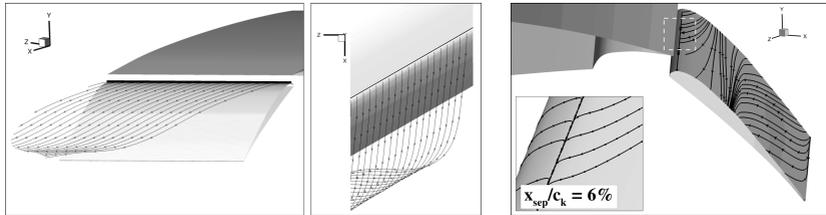
(a) URANS, Schnappschuss der instationären Strömung.



(b) DES, Schnappschuss der instationären Strömung.

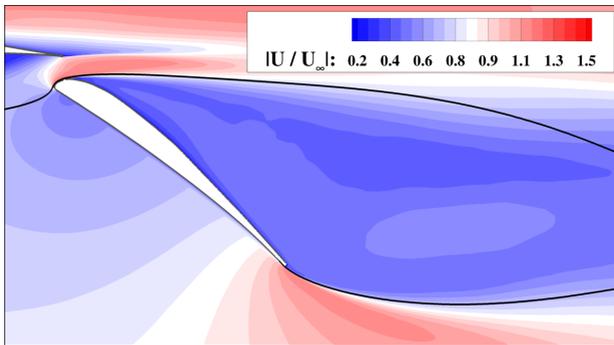
**Abbildung 6.2:** Visualisierung der natürlichen Strömung mit Hilfe des  $\lambda_2$  Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -500 1/s^2$ . Es zeigt sich deutlich die massive Ablösung an der Klappenvorderkante.

Die Abbildung 6.5 zeigt einen Konturplot der turbulenten kinetischen Energie der Umströmung. Bereiche, in denen Transition stattfinden würde, sind der Vorderkantenbereich des Vorflügels, die Unterseite des Hauptflügels und die Unterseite der Hinterkantenklappe. In experimentellen



(a) Ansicht von hinten (linkes Bild) und oben (rechtes Bild) auf Stromlinien, die die starke Querströmung auf der Hinterkantenklappe zeigt. (b) Oberflächenstromlinien der zeitgemittelten Strömung. Die mittlere Ablösung liegt bei 6% Klappentiefe.

**Abbildung 6.3:** Zeitgemittelte, natürliche Strömung, berechnet mit DES LLR  $k-\omega$ .



**Abbildung 6.4:** Begrenzungen des Klappennachlaufs der spannweitig und zeitlich gemittelten Strömung, berechnet mit DES LLR  $k-\omega$ .

Untersuchungen des SCCH wurde der laminar-turbulente Umschlag mit Hilfe von Stolperdrähten fixiert. Deshalb werden in Anlehnung daran die Simulationen voll-turbulent durchgeführt. Bis auf den Vorderkantenbereich des Vorflügels ist die komplette Grenzschicht auf der Oberseite des SCCH turbulent. Die Grenzschicht löst turbulent von der Vorderkantenklappe ab und sorgt in Verbindung mit dem Rezirkulationsgebiet im *slat cove* für eine turbulente Grenzschicht auf der kompletten Oberseite des Hauptflügels, da dieser vollständig im Nachlauf des Vorflügels liegt. Selbiges gilt für die Hinterkantenklappe, dort verbindet sich der Nachlauf des Hauptflügels mit der Grenzschicht auf der Hinterkantenklappe. Es ist also ersichtlich, dass der Fokusbereich der Untersuchungen dieser Arbeit auf jeden Fall turbulent ist und dass die Transition weit stromauf dieses Bereichs stattfinden würde. Eine voll-turbulente Berechnung ist vor diesem Hintergrund angemessen.

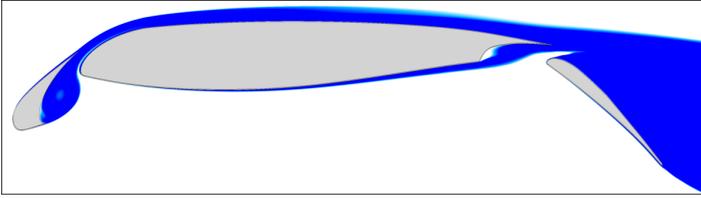


Abbildung 6.5: Qualitative Darstellung der turbulenten kinetischen Energie der Umströmung (URANS) des SCCH ohne Beachtung der Transition. Turbulente Bereiche sind blau dargestellt.

## 6.2 DES-Voruntersuchungen

Von Franke et al. [42] konnten zwar qualitative Vorteile des LLR  $k-\omega$  Modells gegenüber anderen, weiter verbreiteten Turbulenzmodellen für die Simulation von Hochauftriebsströmungen festgestellt werden, allerdings konnte auch der Schluss gezogen werden, dass mit instationärer RANS stark abgelöste Strömungen von Hochauftriebssystemen nicht ausreichend genau wiedergegeben werden können, insbesondere wenn Vorflügel und Hinterkantenklappe ausgefahren sind. Des Weiteren sagt bereits die Bezeichnung *DES, Simulation der abgelösten Wirbel*, aus, dass diese für die Simulation massiv abgelöster Strömungen häufig besser geeignet sein kann.

Im Rahmen der Diplomarbeit von Kabat vel Job [88] wurden drei verschiedene Turbulenzmodelle auf zwei verschieden feinen Gittern hinsichtlich ihrer Eignung in Verbindung mit DES getestet. Speziellen Fokus hatten dabei die von Spalart [184] festgelegten Kriterien *Gitterauflösung* und *Zeitschrittweite*. Die Frage, ob das Gitter ausreichend fein genug ist um die Wirbel auflösen zu können, kann daran bemessen werden. Ebenso ob der numerische Zeitschritt klein genug ist um die Bewegung der Wirbel erfassen zu können. Trotzdem sollte er noch die Durchführung von Simulationen auf dem Hochleistungsrechner ermöglichen, die innerhalb akzeptabler Rechenzeiten liegen. Von großer Relevanz ist weiterhin, ob der Abstand der periodischen Randbedingungen groß genug ist.

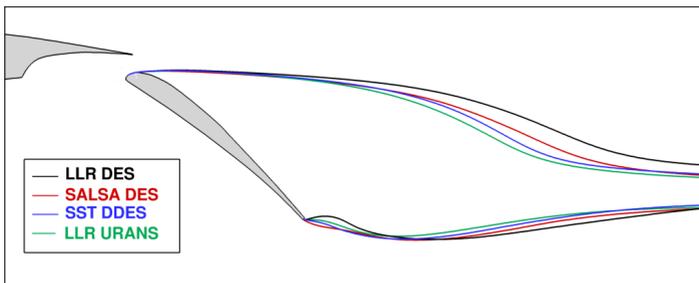
### 6.2.1 Vergleich der Turbulenzmodelle und Gitterauflösungen

Der reine Vergleich der drei Turbulenzmodelle LLR  $k-\omega$ , Menter SST und SALSA zeigt nur sehr leichte Unterschiede in den Auftriebsbeiwerten. Diese sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Gegenüber dem LLR  $k-\omega$  liegen die beiden anderen Turbulenzmodelle minimal höher im vorhergesagten Auftriebsbeiwert. Dies verdeutlicht auch die zeitgemittelte Ausdehnung des Nachlaufgebiets der Hinterkantenklappe, die für das LLR  $k-\omega$  am stärksten ausgeprägt ist (siehe Abbildung 6.6). Durch den leicht schmaleren Nachlauf verlagern das SST und das SALSA Modell die Schwankungen der Rezirkulation näher an die Klappenoberseite. Dies hat ein niedrigeres Druckniveau zur Folge. Der stärkere Sog auf der Klappe führt zu höherem Auftrieb (siehe Abbildung 6.7 für den Vergleich zwischen LLR und SALSA). Des Weiteren vergrößert sich im Falle der beiden zuletzt genannten Turbulenzmodelle der Betrag des Abströmwinkels vom Hauptflügel. Das erhöht die Zirkulation um diesen und führt zu einem niedrigeren

Druckniveau auf der Hauptflügeloberseite. Ebenfalls hat dies einen vergrößerten Auftrieb zur Folge. Relativ zueinander betrachtet stellen diese Unterschiede jedoch keine technische Relevanz dar. Ebenso lässt sich anhand der Auftriebsbeiwerte keine Rechtfertigung für den Einsatz des verfeinerten Gitters erkennen, da Unterschiede von weniger als  $\Delta c_L = 0.4\%$  im Vergleich zum Basisgitter vorliegen. Bezogen auf den integralen Kraftbeiwert des Auftriebs liegt für alle drei Turbulenzmodelle eine Gitterkonvergenz vor.

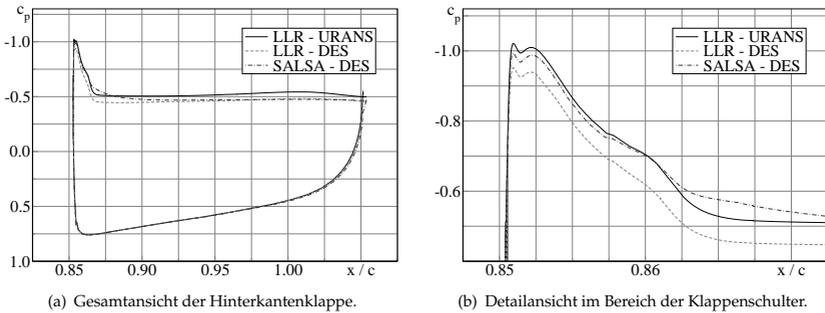
	Basisgitter	Feines Gitter	$\Delta c_L$
LLR	1.532	1.535	+0.20%
SALSA	1.565	1.569	+0.25%
SST	1.572	1.578	+0.38%

**Tabelle 6.2:** Auftriebsbeiwerte der unangeregten Strömung für drei verschiedene Turbulenzmodelle für das Basisgitter und das verfeinerte Gitter.



**Abbildung 6.6:** Zeitgemittelte und spannweitig gemittelte Visualisierung des Nachlaufgebietes der Hinterkantenklappe für drei verschiedene Turbulenzmodelle, einschließlich instationärer RANS des LLR  $k-\omega$ .

Deutlichere Unterschiede der Detached-eddy Simulationen offenbaren sich zwischen den Turbulenzmodellen bzw. den Gitterauflösungen bei Betrachtung des Viskositätsverhältnisses und der Wirbelstärke. Ersteres wird für das Basisgitter in Abbildung 6.8 in einer spannweitig gemittelten Auswertung gezeigt. Sowohl das SST Turbulenzmodell als auch insbesondere das SALSA Modell zeigen ein höheres Niveau an Wirbelviskosität im Bereich oberhalb der Hinterkantenklappe als das LLR Modell. Diese hohen Werte sorgen für eine Dämpfung der Fluktuationen im Bereich der Scherschicht zwischen Klappe und Hauptelement, wodurch sie die Auflösung von turbulenten Strukturen verschlechtern. Die Folge ist eine größere Grauzone (gray area) zwischen RANS und LES-Modus für die erstgenannten Turbulenzmodelle. Anhand der Darstellung der Wirbelstärke in Abbildung 6.9 lässt sich erkennen, dass hingegen mit Hilfe des LLR  $k-\omega$  Modells schon früh ein Zusammenbrechen der Scherschicht stattfindet und sich Instabilitäten bilden. Im Vergleich zu den anderen beiden Modellen hat dies den oben dargestellten größeren Nachlauf zur Folge.

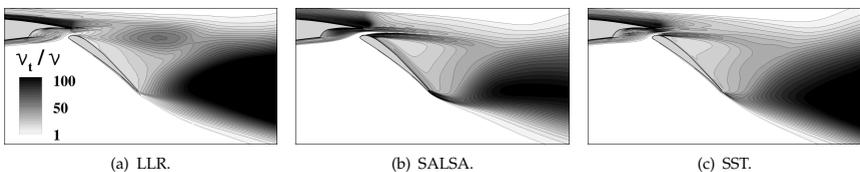


**Abbildung 6.7:**  $c_p$ -Verteilung der zeitgemittelten unangeregten Strömung für den Vergleich zwischen dem LLR  $k-\omega$  Modell (URANS und DES) und dem SALSA Modell.

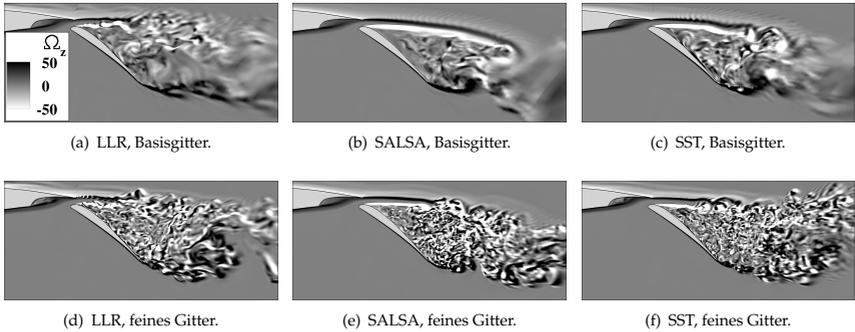
Eine Verfeinerung des Gitters sorgt für eine eindeutige Verbesserung der Wiedergabe der Fluktuationen für das SALSA und das SST Modell. Das Einsetzen von Instabilitäten und der Zerfall der Scherschicht wandern für diese beide Turbulenzmodelle im Falle des feineren Gitters stromauf. Das lässt sich durch Vergleich der Abbildungen 6.8-b und 6.9-e bzw. 6.8-c und 6.9-f erkennen. Für das LLR Modell lässt sich jedoch kein großer Unterschied im Vergleich zum Basisgitter ausmachen. Dies spricht hier für das LLR  $k-\omega$  Modell, da es zu einer Auflösung von turbulenten Strukturen in der Scherschicht schon auf dem Basisgitter in der Lage ist.

Hinsichtlich der Gitterauflösung folgt als Fazit, dass das LLR  $k-\omega$  Modell deutlich besser geeignet ist, da es bereits auf dem Basisgitter früh den Umschlag von modellierter zu aufgelöster Turbulenz erreicht. Durch die Verwendung dieses Turbulenzmodells in Verbindung mit DES reicht die Auflösung des Basisgitters aus, um die turbulenten Strukturen in ausreichendem Maße auflösen zu können.

Für das Menter SST Modell wird hingegen eine Auflösung benötigt, die mindestens der des verfeinerten Gitters entspricht. Das deutlich zu hohe Niveau an turbulenter Viskosität der DES in Verbindung mit dem SALSA Modell wurde bereits von Mockett [122] beobachtet. Dort zeigte sich ein starker und früher Anstieg an Wirbelviskosität in der Scherschicht eines stark angestellten und massiv abgelösten *NACA0021* Profils. Laut Breuer et al. [13] kann angenommen werden, dass dies auf das zu Grunde liegende Spalart-Allmaras Modell zurückzuführen ist.



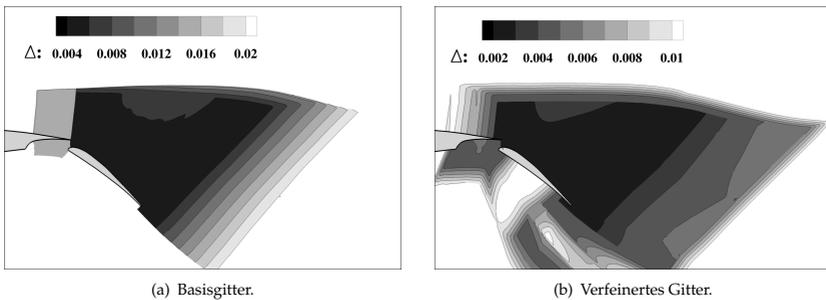
**Abbildung 6.8:** Zeit- und spannweitig gemittelte Visualisierung der Viskositätsverhältnisse des Basisgitters für die drei verschiedenen Turbulenzmodelle.



**Abbildung 6.9:** Visualisierung der Wirbelstärke des Basisgitters und des verfeinerten Gitters für die drei verschiedenen Turbulenzmodelle.

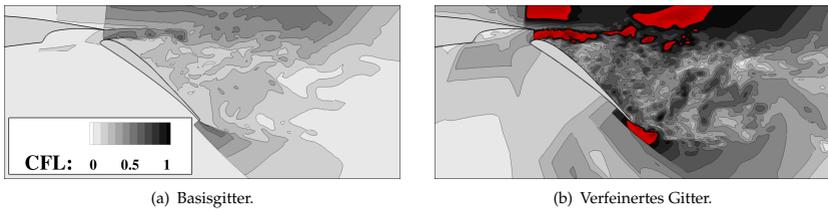
Grundlegend verantwortlich für die zuvor dargestellten Unterschiede zwischen der Lösung der Detached-eddy Simulation auf dem Basisgitter und dem verfeinerten Gitter ist der DES-Faktor  $\Delta$ . Dieser beeinflusst das LES-Längenmaß und somit das Umschalten zwischen RANS- und LES-Modus. Abbildung 6.10 zeigt, dass durch die Verfeinerung des Gitters in der x-y-Ebene und durch hängende Knoten in der spannweiten Richtung eine drastische Absenkung von  $\Delta$  im Bereich oberhalb der Hinterkantenklappe erzielt werden kann. Dies führt allerdings auch zu einer Erhöhung der Zahl der Zellen um mehr als 100%. Für eine breite Variation an Parameterwerten im Rahmen der aktiven Beeinflussung ist eine möglichst ressourcenschonende Vorgehensweise jedoch unerlässlich.

Basierend auf diesen Erkenntnissen wird für die Durchführung der aktiven Beeinflussungsuntersuchungen das LLR  $k - \omega$  Turbulenzmodell in Verbindung mit dem Basisgitter gewählt.



**Abbildung 6.10:** Visualisierung des DES-Faktors  $\Delta$  für das Basisgitter und das verfeinerte Gitter für das LLR. Die unterschiedliche Skalierung der Legendens ist zu beachten.

## 6.2.2 Zeitliche Auflösung



**Abbildung 6.11:** Visualisierung der CFL Zahl für das Basisgitter und das verfeinerte Gitter. Die roten Gebiete in der rechten Abbildung sind Bereiche, in denen  $CFL \geq 1$  ist.

Die Abbildung 6.11 zeigt die CFL-Zahl für das Basisgitter und das verfeinerte Gitter. Im Falle des Basisgitters lässt sich erkennen, dass im relevanten Bereich oberhalb der Klappe überall ein Wert im Bereich unterhalb von  $CFL = 1$  erreicht wird. Somit ist für dieses Gitter sichergestellt, dass die zeitliche Auflösung der DES mit einem Zeitschritt von  $\Delta t = 2.1 \cdot 10^{-3} \text{s}$  ausreichend ist.

Durch die starke Verfeinerung im Klappenbereich erhöht sich für das verfeinerte Gitter die CFL-Zahl, da die Gitterweite antiproportionalen Einfluss auf diese hat. Lokal werden Werte von  $CFL \geq 1$  erreicht. Diese sind in der Abbildung 6.11-b farblich markiert. Das stellt für die Durchführung der DES allerdings ein untergeordnetes Problem dar, da sich ohnehin in diesen Bereichen die Simulation im RANS-Modus befindet.

Des Weiteren wird, wie im vorigen Kapitel dargelegt, bereits aus anderen Gründen auf die Verwendung des verfeinerten Gitters für Beeinflussungsuntersuchungen verzichtet.

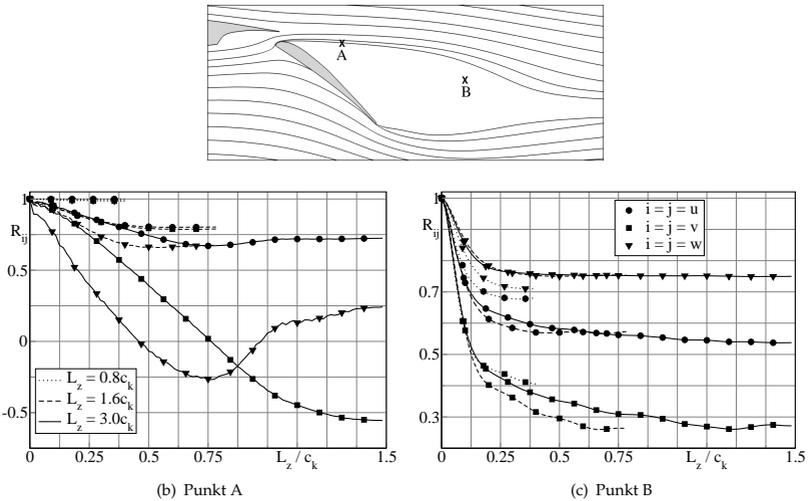
## 6.2.3 Einfluss der Breite des Gittersegments

Es muss sichergestellt sein, dass die Geschwindigkeitskomponenten spannweitig so weit wie möglich dekorreliert sind. Dazu muss das Strömungsgebiet ausreichend groß sein. Laut Garbaruk et al. [48] weist ein spannweitig zu schmales Strömungsgebiet fast ausschließlich Wirbel auf, deren dominante Bewegungsrichtung stromab und parallel zur Anströmung ist. Erst mit einer größeren Spannweite können sich die Wirbelstrukturen auch in der Querrichtung entwickeln und somit physikalisch sinnvollere Ergebnisse ermöglichen. Laut Versteeg und Malalasekera [201] sollte der Abstand zwischen zwei periodischen Randbedingungen mindestens doppelt so groß sein wie die Abmessungen der größten Wirbel. Dann kann davon ausgegangen werden, dass keine gegenseitige Beeinflussung der periodischen Randbedingungen stattfindet. Ob jenes in diesem praxisrelevanten Testfall eingehalten werden kann, wird im Folgenden gezeigt. Es besteht mit Rücksicht auf den Rechenaufwand die Notwendigkeit das Gittersegment in spannweitiiger Richtung möglichst schmal zu halten.

Drei verschiedene spannweitige Ausdehnungen werden verglichen und Korrelationen der drei Geschwindigkeitskomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$  in der homogenen spannweitiigen Richtung durchgeführt. Die Ausdehnungen der drei verschiedenen Gittersegmente beziehen sich auf

die Flügeltiefe der Hinterkantenklappe  $c_k$ , da deren Umströmung ausschlaggebend für die hochgradig dreidimensionalen Strömungsverhältnisse ist. Auf dem Hauptflügel bleibt die Strömung dagegen überwiegend zweidimensional. Die drei Testfälle dieser Voruntersuchung sind  $L_z = 0.8c_k$ ,  $L_z = 1.6c_k$  und  $L_z = 3.0c_k$ . Abbildung 6.12 zeigt, dass eine vollständige Dekorrelation nicht erreicht werden kann. Dies deckt sich mit den Erkenntnissen von Travin et al. [197] im Rahmen von akademischen Testfällen. Allerdings kann man dem Verlauf des Korrelationskoeffizienten für die drei Geschwindigkeitskomponenten entnehmen, dass im Falle des schmalsten Segments und insbesondere im Punkt A die Geschwindigkeiten in hohem Maße korrelieren. Deutlich verbesserte Verhältnisse werden ab  $L_z = 1.6c_k$  erreicht. Speziell an dem Verlauf für den Punkt B lässt sich jedoch auch erkennen, dass keine Verbesserung durch eine Erweiterung des Rechengebietes auf  $L_z = 3.0c_k$  erzielt werden kann.

Die Tabelle 6.3 gibt einen Überblick über den statistischen Fehler für die unangeregte DES in Verbindung mit dem SALSA Turbulenzmodell für die drei verschiedenen Gebietsbreiten. Für das schmalste Segment wird eine mehr als doppelt so große Anzahl an Zeitschritten für den Anfahrvorgang der instationären Simulation benötigt. Zwischen den Breiten  $L_z = 1.6c_k$  und  $L_z = 3.0c_k$  zeigt sich dann kein wesentlicher Unterschied mehr. Das gleiche Verhalten spiegelt sich auch im statistischen Fehler (95% Vertrauensintervall) und im Auftriebsbeiwert wider. Dieser ist im Fall des Falls  $L_z = 0.8c_k$  leicht erhöht und erreicht dann einen Konvergenzwert ab  $L_z = 1.6c_k$ .



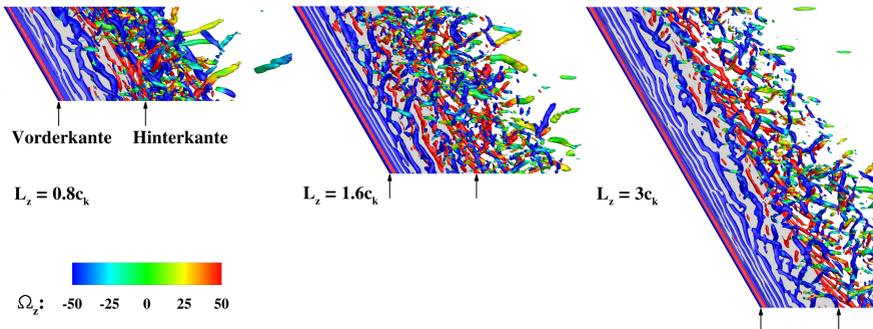
**Abbildung 6.12:** Lage der Punkte, die für die Korrelationsuntersuchung verwendet werden. Die unteren beiden Schaubilder zeigen den Verlauf des Korrelationskoeffizienten  $R_{ij}$  für drei verschiedene Rechengebietsbreiten.

Die Abbildung 6.13 zeigt Schnappschüsse der instationären Simulationen der drei verschiedenen breiten Gittersegmente mittels SALSA-DES. Die bereits angesprochenen Erkenntnisse spiegeln

	$L_z = 0.8c_k$	$L_z = 1.6c_k$	$L_z = 3.0c_k$
$c_L$	1.575	1.565	1.562
Dauer des Anfahrvorgangs (Zahl der Zeitschritte)	10500	4979	4465
95% Vertrauensintervall (zufälliger statistischer Abschneidefehler nach 20 000 Zeitschritten)	$5.412 \cdot 10^{-3}$	$4.903 \cdot 10^{-3}$	$4.434 \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 6.3:** Statistischer Fehler in Abhängigkeit von der Rechengebietsgröße in spannweichter Richtung (SALSA).

sich hier wider. Für das schmalste Segment lassen sich überwiegend Wirbel erkennen, die spannweitig durchgehend, d.h nicht unterbrochen, sind. Erst ab  $L_z = 1.6c_k$  sind die dominanten Wirbelstrukturen von einem periodischen Rand zum anderen nicht mehr durchgehend, sondern stattdessen aus mehreren Teilen bestehend, welche dreidimensionaler und kleiner im Durchmesser sind. Ab dieser spannweiten Gitterausdehnung kann also erwartet werden, dass die gegenseitige Beeinflussung der beiden periodischen Ränder hinreichend gering ist.



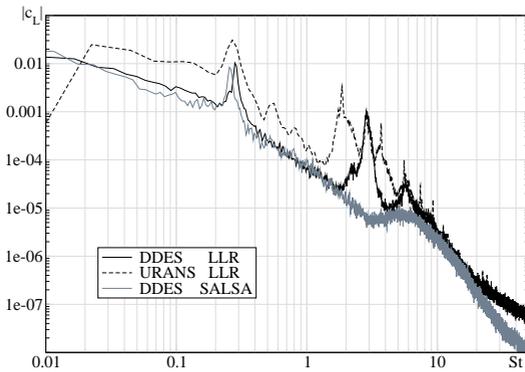
**Abbildung 6.13:** Draufsicht auf die Klappe für Schnappschüsse der instationären Simulation mittels Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums für die Testfälle mit variabler Domainbreite.

Basierend auf diesen Erkenntnissen wird für die Simulationen der aktiven Strömungsbeeinflussung auf ein Gitter zurückgegriffen, dessen spannweite Ausdehnung  $L_z = 1.6c_k$  beträgt. Dies entspricht 40% der Referenzlänge  $c$ , der Profiltiefe bei eingefahrenen Hochauftriebshilfen.

### 6.3 Eignung für Anregungsuntersuchungen

Wie in Kapitel 5.1 erwähnt, wird innerhalb dieser Untersuchung das SCCH-Profil *nicht* der Klappenausschlagswinkel der Landekonfiguration  $\delta_k = 32^\circ$  verwendet. Im Rahmen der Voruntersuchung von Schatz et al. [157] wurde eine Variation des Klappenausschlagswinkels

durchgeführt. Ziel war dabei eine möglichst frühe Ablöseposition auf der Hinterkantenklappe zu finden, um eine massiv abgelöste Klappenströmung zu erreichen. Daraus resultiert ein Rezirkulationsgebiet, das der Umströmung einer Klappe mit geringerer effektiver Wölbung entspricht und eine gering ausgeprägte Saugspitze aufweist (siehe Abbildung 6.7). Diese Situation wird ab einem Klappenwinkel von  $\delta_k = 36^\circ$  erreicht und bleibt bei größeren Klappenwinkeln unverändert. Deshalb wurde von Schatz et al. [157] ein Klappenausschlagswinkel von  $\delta_k = 37^\circ$  für Ablösebeeinflussungsuntersuchungen vorgeschlagen, um das massive Rezirkulationsgebiet mit Hilfe dieser positiv zu beeinflussen, d.h. zu verkleinern. Diese massive Ablösung wird auch im Rahmen der vorliegenden, dreidimensionalen Simulationen sowohl mit URANS als auch mit DES wiedergegeben. Somit ist für die dreidimensionale Konfiguration ebenfalls der vorgeschlagene Klappenausschlagswinkel geeignet und wird unverändert beibehalten.



**Abbildung 6.14:** Frequenzspektrum des globalen Auftriebsbeiwerts der unangeregten Simulation mittels URANS (LLR) und DES (LLR und SALSAs). Referenzlänge für die Strouhalzahl ist die Klappentiefe  $c_k$ .

Die bei diesem Klappenwinkel vorliegende massive Strömungsablösung bewirkt die Ausbildung einer ausgeprägten Wirbelstraße im Klappennachlauf. Eine Frequenzanalyse des globalen Auftriebsbeiwertes der unangeregten Strömung (siehe Abbildung 6.14) erlaubt Zugang zu den dominanten Frequenzen der instationären Strömung, die durch die Umströmung der Hinterkantenklappe vorgegeben wird. Die Strouhalzahl, bezogen auf die Klappentiefe  $c_k$  als Referenzlänge, des Wirbelabwurfs dieser unangeregten Strömung liegt bei  $St \approx 0.3$ . Diese dimensionslose Frequenz stellt somit auch den ersten Anhaltspunkt für eine geeignete Frequenz der instationären Beeinflussung dar. Wie in Kapitel 7.1 dargelegt, wird die Frequenz der Anregung ausgehend von dieser Strouhal-Zahl variiert.

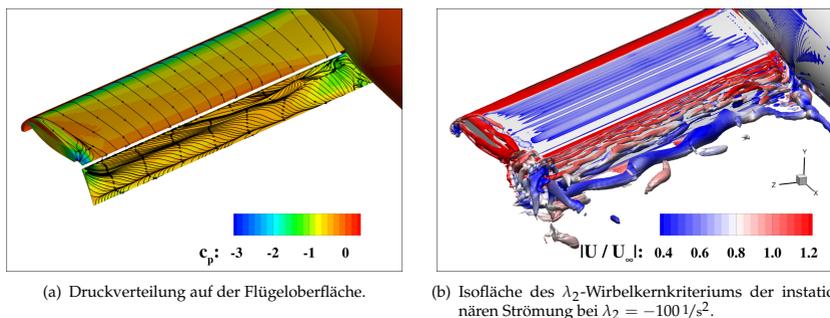
Für die Verwendung im Rahmen von aktiven Beeinflussungsuntersuchungen scheint das LLR  $k - \omega$  Turbulenzmodell am besten geeignet zu sein. Im Vergleich zu herkömmlichen 1- und 2-Gleichungsturbulenzmodellen scheint es überlegen hinsichtlich der Wiedergabe kleinskaliger Fluktuationen in der Scherschicht und in der Nähe der Ausblassechlitze zu sein. Es ist als zu Grunde liegendes Modell für die DES und als reines URANS-Modell das Turbulenzmodell der Wahl. Da der Scherschicht zwischen Hauptelement und Hinterkantenklappe im Rahmen von

Beeinflussungsuntersuchungen eine zentrale Bedeutung zukommt, muss das Turbulenzmodell in der Lage sein, die dort vorherrschenden Fluktuationen und Instabilitäten zuverlässig wiederzugeben. Dies kann sowohl mit dem Menter SST Modell als auch mit dem SALSA Turbulenzmodell auf dem Basisgitter nicht erreicht werden.

## 6.4 Instationäre Simulation des endlichen SCCH-Halbmodells

Für die in Kapitel 5.1.2 vorgestellte Konfiguration des endlichen SCCH-Modells wird im Folgenden die unangeregte Strömung analysiert, welche hier ebenfalls die Basis für die Anregungsuntersuchungen darstellt. Auf Grund des sehr großen Gitters war es nicht möglich für diesen Testfall eine Detached-Eddy Simulation durchzuführen. Die gezeigten Ergebnisse basieren auf einer instationären RANS-Simulation.

Die Abbildung 6.15 zeigt die zeitgemittelte Strömung und einen Schnappschuss aus der instationären Simulation. Erstere ist in Abbildung 6.15-a für die Flügeloberfläche gezeigt. Hier bestätigt sich die schon für das Flügelsegment vollständig abgelöste Strömung (siehe auch Abbildung 6.16-a) auf der Hinterkantenklappe und die anliegende Strömung auf dem Hauptflügel. Im Flügelspitzenbereich löst die Strömung bereits auf dem Hauptflügel ab und entwickelt einen umfangreichen Randwirbel. Im Bereich der Rumpf-Flügel-Interaktion zeigt die Strömung ebenfalls einen stark dreidimensionalen Charakter. Auf mehr als 90% der Flügellänge ist die Strömung allerdings stark zweidimensional geprägt, abgesehen von der dominanten Querströmung durch den Schiebewinkel von  $30^\circ$ . Die Simulation des endlichen Flügels bestätigt daher, dass durch die Vereinfachung der Konfiguration auf ein Flügelsegment trotzdem die grundlegenden Strömungsphänomene erfasst werden können.



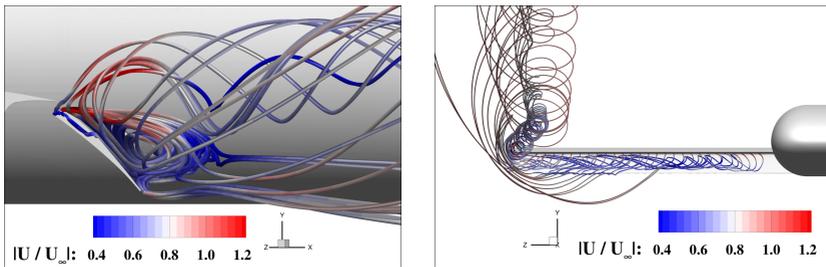
**Abbildung 6.15:** Visualisierung der unangeregten Strömung des endlichen Flügels (URANS).

Sehr charakteristisch für die Umströmung eines endlichen Flügels ist der ausgeprägte Randwirbel an der Flügelspitze der durch den Druckausgleich zwischen Flügelober- und unterseite entsteht. Dieser ist in Abbildung 6.16-b durch die Ansicht von hinten auf den Flügel gut zu erkennen. Er trägt unter anderem dazu bei, dass der Auftrieb für den endlichen Flügel deutlich unter dem Auftrieb des Flügelsegmentes liegt. Unter Verwendung des LLR  $k-\omega$  Turbulenzmodells wird für eine Reynoldszahl von  $Re = 3.2 \cdot 10^5$  und einem Anstellwinkel von

$\alpha = 3^\circ$  ein Auftriebsbeiwert von  $c_L = 1.02$  erreicht. Dies stellt eine Abweichung von  $-7.8\%$  zum experimentell gemessenen Wert von  $c_L = 1.10$  (Petz und Nitsche [134]) dar. Herkömmliche Turbulenzmodelle wie z.B. das Menter SST Modell weichen mit  $c_L = 0.97$  (entspricht  $\Delta c_L = -13.4\%$ ) noch deutlicher ab. Damit erreicht auch hier das LLR  $k-\omega$  Turbulenzmodell das beste Ergebnis der URANS Simulationen. Eine DES in Verbindung mit dem LLR  $k-\omega$  Turbulenzmodell hätte unter Umständen eine bessere Übereinstimmung ergeben. Die Abweichung lässt sich unter anderem darauf zurückführen, dass im Bereich des Flügel-Rumpf-Übergangs das numerische Rechengitter gegenüber dem Windkanalmodell vereinfacht werden musste. Der in letzterem vorhandene Spalt hätte für die Gittergenerierung eine zu große Herausforderung bedeutet. Im Rechengitter mündet die Hinterkantenklappe direkt im Rumpf, wohingegen im Windkanalmodell nur der Hauptflügel am Rumpf befestigt ist. Des Weiteren werden in der Simulation die Windkanalwände nicht abgebildet, stattdessen werden Freiflugbedingungen angenommen.

Unter diesen Umständen kann von einer akzeptablen Übereinstimmung von Simulation und Experiment gesprochen werden. Da letzteres leider nur Kraftwaagenmessungen umfasste, können leider keine Druckverteilungen verglichen werden. Jedoch zeigen auch die Aufnahmen mit Hilfe von Wollfäden aus der Veröffentlichung von Petz und Nitsche [134] eine gute qualitative Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulation.

Um für die Anwendung der Strömungsbeeinflussung einen Vergleich zwischen dem Flügelsegment und dem endlichen Flügel ziehen zu können, wird allerdings von der oben angegebenen experimentellen Konfiguration abgewichen. Stattdessen wird der Anstellwinkel auf  $\alpha = 6^\circ$  und die Reynoldszahl auf  $Re = 1 \cdot 10^6$  erhöht. Dies führt zu einem Auftriebsbeiwert von  $c_L = 1.30$  unter Verwendung des LLR  $k-\omega$  Turbulenzmodells.



(a) Seitenansicht, massive Ablösung mit Ausbildung einer großen Rezirkulation.

(b) Ansicht von hinten in Flugrichtung, die den großen Randwirbel an der Flügelspitze zeigt.

**Abbildung 6.16:** Visualisierung der Stromlinien der zeitgemittelten Strömung, eingebracht an der Klappenschulter.

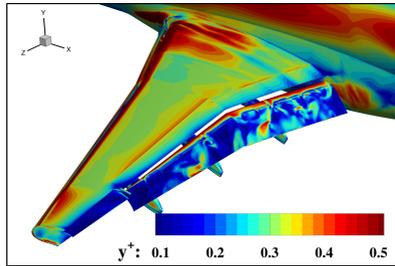
## 6.5 Instationäre Simulation der HIREX Konfiguration

Das in Kapitel 5.2 vorgestellte HIREX Modell des Flugzeugherstellers *Airbus* wird als Basis für die Untersuchungen des gepulsten Ausblasens im unangeregten Strömungszustand für

zwei verschiedene Anstellwinkel ( $\alpha = 5^\circ$  und  $\alpha = 7^\circ$ ) simuliert. Dazu werden die Ergebnisse von zwei verschiedenen Turbulenzmodellen mit den Ergebnissen des Windkanalexperiments von Bauer et al. [6] verglichen. Ausgewählt sind zum einen das LLR  $k - \omega$ , da es für die Untersuchungen am SCCH Modell durchgehend verwendet wird und in Kapitel 6.2 nachgewiesen werden konnte, dass es für die Verwendung der Simulation massiv abgelöste Strömungen am besten geeignet ist. Zum anderen wird das SST Turbulenzmodell in der Version von Menter ausgewählt, da dieses Modell sich in den Untersuchungen von Kühn et al. [99] als am besten geeignet in Verbindung mit dem DLR TAU-Code herausgestellt hat.

Ziel der CFD Simulation ist es, die Windkanaluntersuchung so gut wie möglich nachzuvollziehen. Deshalb werden die Freiflugbedingungen bei  $Ma = 0.2$  und  $Re = 1.5 \cdot 10^6$  genau eingehalten. Im Windkanal wurde die Transition mit Hilfe von Klebestreifen an der Klappen Vorderkante fixiert. Deshalb kann die numerische Simulation als voll-turbulente Rechnung durchgeführt werden.

Der dimensionslose Wandabstand des ersten Zellentrums beträgt auf der gesamten Flügeloberfläche  $y^+ \leq 0.5$ , wie in Abbildung 6.17 dargestellt ist.



**Abbildung 6.17:** Darstellung des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  für die unangeregte Strömung der HIREX Konfiguration. Berechnet mit URANS und dem LLR  $k-\omega$  Modell.

Abbildung 6.18 zeigt den relevanten Ausschnitt des linearen Bereichs der Auftriebspolare, in dem die beiden oben genannten Anstellwinkel nachgerechnet wurden. Aus Gründen der industriellen Geheimhaltung erfolgt die Darstellung der Ergebnisse ohne Angabe von absoluten Werten.

Hinsichtlich der Auftriebsbeiwerte herrscht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und den Ergebnissen des Löser *ELAN*. Die Auftriebsbeiwerte weichen kaum von den experimentell ermittelten ab, es besteht lediglich ein Unterschied von  $+0.6\%$  im Fall des LLR Modells und  $+1.2\%$  für das Menter SST. Darüber hinaus sagen sowohl die Windkanaluntersuchung als auch die *ELAN*-Simulationen die gleiche Steigung der Polaren voraus.

Abbildung 6.19 zeigt einen mit dem LLR  $k - \omega$  berechneten Schnappschuss der instationären Strömung für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 7^\circ$ . Der stabile Randwirbel an der Flügelspitze lässt sich hier gut erkennen. Über die komplette Länge der Hinterkantenklappe ist die Strömung abgelöst. Allerdings verläuft die Ablösung auf dem inneren Bereich der Klappen, von der Flügelwurzel bis zum Knick, relativ flach. Im Gegensatz dazu löst die Strömung auf dem äußeren Bereich der Klappe schon kurz nach der Vorderkante ab und bildet ein massives Rezir-

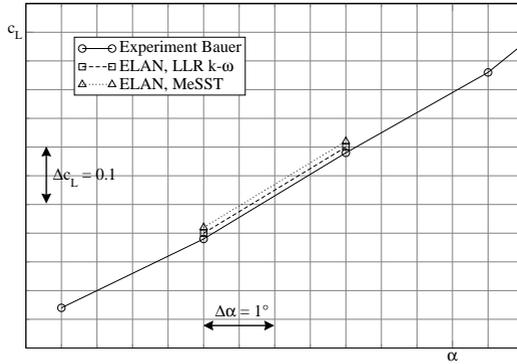


Abbildung 6.18: Ausschnitt aus der Auftriebspolare des Windkanalexperiments von Bauer et al. [6] im Vergleich mit den CFD-Simulationsergebnissen für zwei verschiedenen Anstellwinkel mit jeweils zwei verschiedenen Turbulenzmodellen.

kulationsgebiet aus. Dies verdeutlichen auch die Visualisierungen der Oberflächenstromlinien (Abbildung 7.63-a) und der Gesamtgeschwindigkeit in zwei Schnittebenen (Abbildung 7.64) in Kapitel 7.8.

Weitere Auswertungen der unangeregten Strömung erfolgen im Kapitel 7.8, da diese direkt in einen Vergleich mit der aktiv beeinflussten Strömung eingebunden sind.

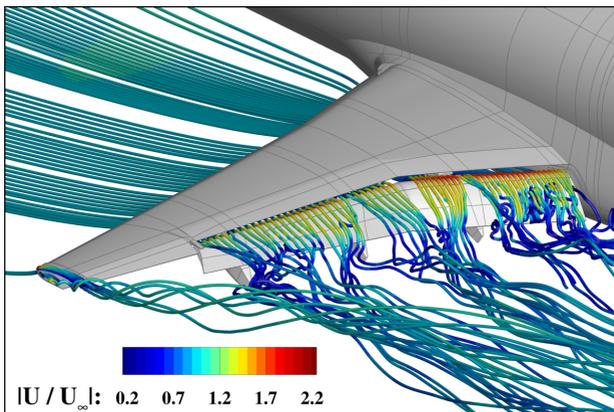


Abbildung 6.19: Schnappschuss der instationären, unangeregten Strömung der HIREX-Konfiguration bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 7^\circ$ .

## 7 Angeregte Strömung

Den Hauptteil dieser Arbeit bilden die Untersuchungen der aktiv beeinflussten Strömung. Basierend auf der unangeregten Grundströmung als Startlösung werden hierzu Detached-Eddy Simulationen genutzt, in denen verschiedene fluidische Beeinflussungskonzepte und Parametervariationen durchgeführt werden. Die Basis bilden die beiden Anregeformen der harmonischen Anregung und des gepulsten Ausblasens. Insbesondere werden Varianten und Verbesserungsmöglichkeiten bei dreidimensionalen Konfigurationen untersucht. Dies sind:

- Die spannweiteige Segmentierung der Ausblassechlitze,
- eine Phasenverschiebung der Zeitsignale der Anregung zwischen zwei Segmenten,
- eine Variation der Ausblasrichtung,
- eine kaskadenförmige Anregung.

Rein zweidimensionale Simulationen bieten nicht die Möglichkeit derartige Beeinflussungskonzepte zu untersuchen. Mittels geeigneter Auswertungsverfahren wird die Effektivität der unterschiedlichen Konzepte bewertet und verglichen.

### 7.1 Testfallübersicht der dreidimensionalen Beeinflussung

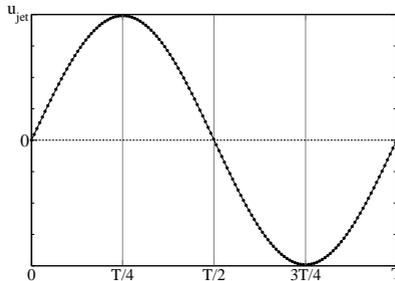
Zunächst wird ein Überblick über die durchgeführten Testfälle der unterschiedlichen Beeinflussungskonzepte gegeben. Die variierten Parameter beziehen sich auf die Grundlagen in Kapitel 4. Einen Überblick über die Parameter, die im Laufe der dreidimensionalen Beeinflussung an der SCCH-Konfiguration untersucht werden, gibt Tabelle 7.1. Es ist jeweils für die harmonische Anregung und das gepulste Ausblasen angegeben, welcher Wertebereich erfasst wird.

In den folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse der Parametervariationen dargestellt. Da sowohl für die harmonische Anregung als auch für das gepulste Ausblasen geometrische Parametervariationen wie z.B. die Segmentierung in die spannweiteige Richtung oder die kaskadenförmige Anordnung der Ausblassechlitze im Vordergrund stehen, wird zunächst die spannweitig durchgehende Anregung durchgeführt. Diese dient als Referenz für die später folgenden geometrischen Variationen. Einige Parameter offenbaren zwar ein breites Spektrum an Variationsmöglichkeiten, allerdings wird im Hinblick auf die im Vordergrund stehenden dreidimensionalen Parameter auf eine ausführliche Variation dieser hier verzichtet. So basieren zum Beispiel die gewählten Ausblaswinkel von  $\beta_{\text{harm}} = 90^\circ$  und  $\beta_{\text{puls}} = 30^\circ$  für die harmonische Anregung bzw. das gepulste Ausblasen auf Voruntersuchungen von Höll et al. [83]. Stattdessen liegt der Hauptfokus auf der Segmentierung, der Phasenverschiebung, dem sphärischen Anregungswinkel und der kaskadenförmigen Anregung.

Der Tabelle 7.1 kann ein Parameterraum der reduzierten Anregfrequenz  $F^+$  im Bereich

$0.3 \leq F^+ \leq 0.9$  entnommen werden. Allerdings wird dieser Bereich nur im Rahmen der spannweitig durchgehenden Anregung untersucht. Die darauf folgenden Untersuchungen nutzen eine ausgewählte Strouhal-Zahl basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen der durchgehenden Anregung. Der minimale Wert für die dimensionslose Anregungsfrequenz von  $F^+ = 0.3$  basiert auf der unangeregten Strömung. Wie in Kapitel 6.3 dargelegt, handelt es sich bei dieser reduzierten Frequenz um die Strouhal-Zahl des Wirbelabwurfs der natürlichen Umströmung. Die Frequenz  $F^+ = 0.9$  garantiert bei einem Zeitschritt der instationären Simulationen von  $\Delta t = 2.1 \cdot 10^{-3} s$  noch eine ausreichende Auflösung einer Anregungsperiode mit 134 Zeitschritten (siehe Darstellung in Abbildung 7.1). Eine gröbere Auflösung, wie sie bei einer höheren Frequenz vorliegen würde, könnte eine zu grobe Auflösung des Zeitsignals bedeuten.

Die Intensität der Anregung, angegeben über den Parameter  $C_\mu$ , wird im Bereich zwischen  $C_\mu = 0.05\%$  und  $C_\mu = 0.50\%$  variiert. Die obere Grenze ist durch die Anwendbarkeit des inkompressiblen ELAN-Lösers vorgegeben. Bei sehr hohen Ausblasgeschwindigkeiten, wie sie für noch höhere Impulsbeiwerte nötig wären, droht die Machzahl des Ausblasstroms über den Wert  $Ma = 0.3$  zu steigen. Die dann auftretenden Kompressibilitätseffekte sind nicht erwünscht und könnten nur mit einem kompressiblen Löser erfasst werden. Weiterhin rechtfertigt sich der ausgewählte Bereich für den Parameter  $C_\mu$  durch die zu erwartenden Erkenntnisse. In der Regel wird ab bestimmten Impulsbeiwerten eine Sättigung im Gewinn des Auftriebs erreicht. Deshalb wären Werte über oder unter dem gewählten Bereich nicht praxisrelevant.



**Abbildung 7.1:** Auflösung einer harmonischen Anregungsperiode bei  $F^+ = 0.9$  mit 134 Zeitschritten.

Für gewöhnlich wird bei experimentellen Windkanalmessungen das Ventil für die Hälfte der Anregungsperiode geöffnet, entsprechend einem  $DC = 0.5$ . Im Rahmen der Untersuchung des gepulsten Ausblasens wird deshalb hauptsächlich diese Pulsbreite, in Verbindung mit dem zugehörigen Flankenparameter  $SC = 0.3$ , verwendet.

Sowohl bei der harmonischen Anregung als auch beim gepulsten Ausblasen wird die 2.5D Simulation des spannweitig durchgehenden Ausblassechlitzes mit einer rein dreidimensionalen Simulation der Anregung verglichen. Hierzu werden fünf verschiedene Segmentlängen in Bezug zueinander gesetzt. Anstatt eines durchgehenden Schlitzes werden im Flügelsegment zwei nebeneinander liegende Schlitzte verwendet, die eine Länge in spannweitischer Richtung von  $b_s \leq 0.2 \cdot c$  aufweisen. Abbildung 7.2 gibt einen Überblick über die realisierten Testfälle, welche von 1 bis 6 durchnummeriert werden, beginnend bei der durchgehenden Anregung

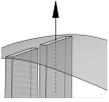
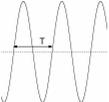
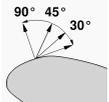
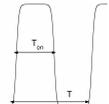
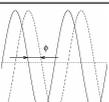
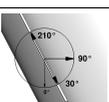
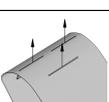
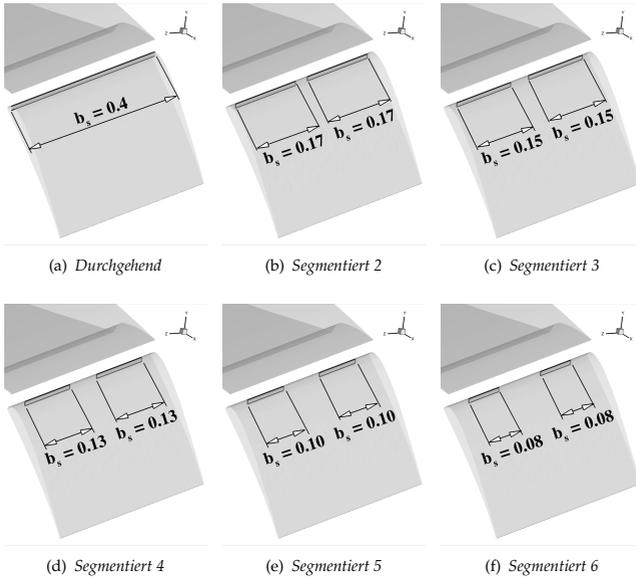
		Harmonische Anregung	Gepulstes Ausblasen
Parameter			
	$C_\mu$	0.05% – 0.50%	
	$F^+$	0.3 – 0.9	
	$\beta$	90°	30°
	DC	nicht zutreffend	0.5
	$b_s$	42% · s – 100% · s	
	$\theta$	0°, 180°	0°, 90°, 180°
	$\gamma$	30°, 90°, 210°	-
	-	hintereinander, versetzt	

Tabelle 7.1: Überblick über die untersuchten Anregeformen und die Parametervariationen.

(entspricht *Segmentiert 1*). Die Segmentierungstestfälle und deren prozentuale Anteile an der Spannweite sind der Tabelle 7.2 zu entnehmen.



**Abbildung 7.2:** Überblick der Segmentierungs-Testfälle.

Die weiteren untersuchten Parameter der aktiven Beeinflussung sind ebenfalls nur im Einsatz mit einer dreidimensionalen Strömungskonfiguration möglich. Speziell beim Einsatz von zwei oder mehr Anregungssegmenten nebeneinander bietet sich eine Phasenverschiebung des Anregungssignals an. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit sowohl beim gepulsten Ausblasen als auch in Verbindung mit der harmonischen Anregung untersucht. Tabelle 7.1 zeigt die jeweils betrachteten Phasenwinkel.

Die SCCH-Konfiguration ist von großer Praxisrelevanz, da sie sich durch einen Pfeilungswinkel von  $\Phi = 30^\circ$  auszeichnet. Wie in Kapitel 6.1 dargelegt, hat dies einen dominanten spannweitenigen Druckgradienten zur Folge. Die sogenannte *Sphärische Beeinflussung* (siehe Kapitel 4.2.5) bietet die Möglichkeit dem entgegenzuwirken. Hier werden hauptsächlich zwei Anregungsrichtungen näher untersucht und in Vergleich zur rein zweidimensionalen Anregungsrichtung gestellt: Eine Ausblasrichtung entgegen dem Pfeilungswinkel von  $\Phi = 30^\circ$  und eine Ausblasrichtung, welche in der gleichen Richtung wie die Pfeilung ausbläst. Die dazu notwendigen Winkel  $\gamma$  können Tabelle 7.1 entnommen werden.

Eine kaskadenförmige Anregung komplettiert die dreidimensionale Anregung der SCCH-Konfiguration. Der Begriff *Kaskade* wird hier im Sinne einer Verkettung oder Hintereinanderschaltung verwendet. Basierend auf den Testfällen *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6* wird eine zusätzliche Reihe an Anregeschlitzen stromab der ersten Reihe auf der Hinterkantenklappe an-

---

Testfall	$b_s/c$	% d. Spannweite
<i>Durchgehend</i>	0.40	100
<i>Segmentiert 2</i>	$2 \cdot 0.17$	83
<i>Segmentiert 3</i>	$2 \cdot 0.15$	75
<i>Segmentiert 4</i>	$2 \cdot 0.13$	63
<i>Segmentiert 5</i>	$2 \cdot 0.10$	52
<i>Segmentiert 6</i>	$2 \cdot 0.08$	42

---

**Tabelle 7.2:** Überblick über die geometrischen Ausdehnung der Segmentierungstestfälle, einschließlich absoluter Länge und prozentualer Anteil an der Spannweite.

gebracht. Diese sollen eine weitere Verzögerung der Ablösung bewirken, indem der Effekt der Durchmischung und Absaugung stromab erneut eingesetzt wird. Es werden verschiedene Versätze in spannweitung Richtung der zweiten Anreihungsreihe relativ zur ersten Anreihungsreihe untersucht. Eine detaillierte Darstellung der einzelnen Testfälle erfolgt in Kapitel 7.6.

## 7.2 Spannweitig durchgehende Anregung

Ausgangspunkt für die dreidimensionale Strömungsbeeinflussung auf der Hinterkantenklappe ist die spannweitig durchgehende Anregung. Für die danach folgenden Beeinflussungsmethoden stellt diese die Referenz dar. Es wird untersucht und erwartet, dass u.a. durch die oben angesprochenen geometrischen Variationen eine weitere Steigerung im Auftrieb relativ zur durchgehenden Anregung erzielt werden kann.

Da bei der spannweitig durchgehenden Anregung durch die rein geometrischen Gegebenheiten noch kein breiter Parameterraum entsteht, bietet sich hier die Möglichkeit die „klassischen“ Parameter ( $F^+$ ,  $C_\mu$ ) zu variieren und geeignete Basiswerte für die folgenden Simulationen auszuwählen.

Wie schon in Kapitel 7.1 dargelegt, wird für die harmonische Anregung ein Ausblaswinkel von  $\beta = 90^\circ$  verwendet, für das gepulste Ausblasen kommt  $\beta = 30^\circ$  zum Einsatz. Diese Winkel werden auch bei der durchgehenden Anregung nicht variiert.

### 7.2.1 Harmonische Anregung

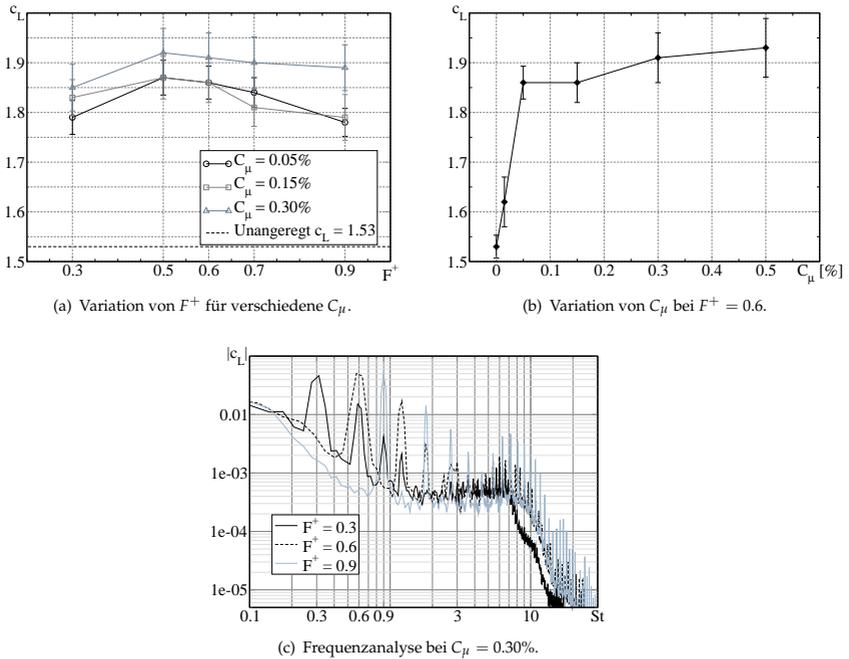
Die Abbildung 7.3-a gibt einen Überblick über die erreichten Auftriebsbeiwerte bei drei verschiedenen Impulsbeiwerten. Gegenüber der unangeregten Strömung, dargestellt durch die gestrichelte Linie bei  $c_L = 1.53$ , kann schon mit einer relativ niedrigen Intensität von  $C_\mu = 0.05\%$  ein beträchtlicher Auftriebsgewinn erreicht werden. Werte im Bereich von knapp  $c_L = 1.80$  bis zu  $c_L = 1.87$  werden für unterschiedliche dimensionslose Frequenzen erreicht. Eine Steigerung des Impulsbeiwertes auf  $C_\mu = 0.15\%$  und  $C_\mu = 0.30\%$  bietet dann nur noch eingeschränkte Steigerungsmöglichkeiten. Eine Intensität von  $C_\mu = 0.05\%$  liefert bereits Auftriebsbeiwerte auf dem gleichen Niveau. Der maximale Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.30\%$  führt zu einer leichten Steigerung der Auftriebsbeiwerte auf bis zu  $c_L = 1.92$ .

Ausgehend von der charakteristischen Strouhal-Zahl des Wirbelabwurfs der unangeregten Strömung von  $St = 0.3$  wird die dimensionslose Frequenz  $F^+$  erhöht. Die Strouhal-Zahl ist auf die Klappentiefe  $c_k$  der Hinterkantenklappe bezogen, da diese den maßgeblichen Einfluss auf die abgelöste Strömung und somit den Wirbelabwurf hat.

Es fällt auf, dass eine Anregung mit der charakteristische Frequenz ( $F^+ = 0.3$ ) zwar einen positiven Effekt hat, dieser allerdings von höheren Frequenzen übertroffen wird (siehe Abbildung 7.3-a). Die besten Auftriebsbeiwerte werden für reduzierte Frequenzen von  $F^+ = 0.5$  und  $F^+ = 0.6$  erreicht, entsprechend der doppelten Strouhal-Zahl des Wirbelabwurfs der unangeregten Strömung. Dass dieses Verhältnis des Frequenzbereichs allgemein effektiv zu sein scheint, wurde auch schon von Seifert und Pack [172] und Sigurdson [181] bei der Beeinflussung eines NACA0015 Profils bzw. eines stumpfen Körpers beobachtet. Ebenso bestätigen die Ergebnisse von Hauke et al. [77], dass der Auftriebszuwachs mit einer sehr ähnlichen Hochauftriebskonfiguration wie dem SCCH bei  $F^+ = 0.6$  am höchsten ist. Eine weitere Erhöhung auf den Faktor 3 im Vergleich zur unangeregten Strömung, entsprechend  $F^+ = 0.9$ , sorgt hingegen wieder für einen leichten Abfall des Auftriebsbeiwertes, zumindest bei den niedrigeren Impulsbeiwerten.

Die Abbildung 7.3-c zeigt anhand einer Frequenzanalyse des Zeitverlaufs des globalen Auftriebsbeiwertes, dass die Anregung mit der entsprechenden Frequenz einen dominanten Ein-

fluss auf die Strömung hat. Die Anregefrequenzen lassen sich als dominante Amplituden bei den jeweiligen Strouhal-Zahlen wiederfinden.



**Abbildung 7.3:** Übersicht über die erreichten Auftriebssteigerungen im Fall der spannweitig durchgehenden, harmonischen Anregung. Zusätzlich ist die Frequenzanalyse des globalen Auftriebsbeiwertes für drei verschiedene Anregefrequenzen  $F^+$  dargestellt. Die Strouhal-Zahl ist dabei auf die Klappentiefe  $c_k$  bezogen.

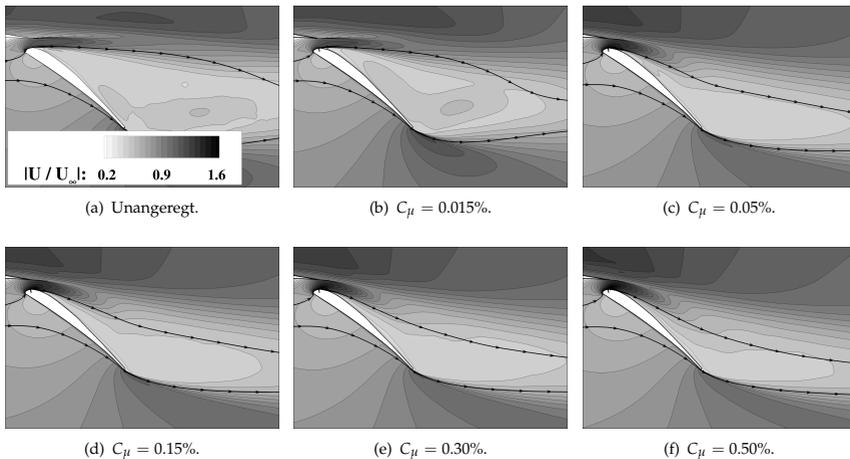
Für den Fall der Beeinflussung mit der doppelten Wirbelabwurfrequenz,  $F^+ = 0.6$ , ist in Abbildung 7.3-b eine detaillierte Variation des Impulsbeiwertes dargestellt. Sein Einfluss wird für diese ausgewählte Frequenz im Bereich von  $C_\mu = 0.015\%$  bis  $C_\mu = 0.5\%$  untersucht. Dies entspricht einem Bereich von sehr kleinen Ausblasgeschwindigkeiten unterhalb der Anströmgeschwindigkeit ( $C_\mu = 0.015\% \hat{=} \frac{u_{jet}}{U_\infty} = 0.15$ ) bis hin zu einer Beeinflussung mit dem Vielfachen der Anströmgeschwindigkeit ( $C_\mu = 0.5\% \hat{=} \frac{u_{jet}}{U_\infty} = 2.6$ ).

Zu Beginn zeigt sich ein steiler Anstieg des Auftriebsbeiwertes auf  $c_L = 1.86$  bei  $C_\mu = 0.05\%$ . Eine Verschlechterung des Auftriebs bei der sehr kleinen Intensität tritt nicht ein. Stattdessen lässt sich bereits mit diesen sehr kleinen Geschwindigkeitsverhältnissen der Auftrieb effektiv steigern. Die Amplitude der Anregungsgeschwindigkeit liegt in dem linearen Bereich der Auftriebskurve noch unter dem Betrag der Anströmgeschwindigkeit.

Ziemlich schnell geht der Auftrieb bei weiterer Steigerung des Impulsbeiwertes allerdings in eine Sättigung über. Dies wird oben schon für verschiedene Frequenzen beschrieben und

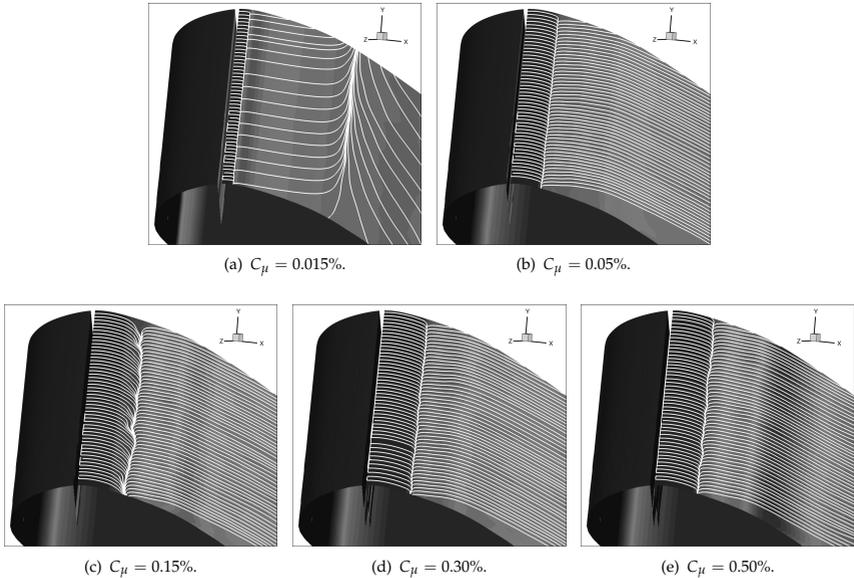
zeigt sich anhand der flachen Steigung der Kurve in Abbildung 7.3-b besonders deutlich. Auch eine Erhöhung des Impulsbeiwertes auf den Maximalwert von  $C_\mu = 0.5\%$  bietet nicht die Möglichkeit einer nennenswerten Verbesserung. Dass anfangs eine starke Steigerung des Auftriebsbeiwertes erreicht werden kann, die mit zunehmendem Impulsbeiwert in einer Sättigung mündet, wird ebenso in experimentellen Untersuchungen an einer ähnlichen Hochauftriebskonfiguration von Haucke et al. [75] beobachtet.

Die in Abbildung 7.3 dargestellten Fehlerbalken basieren auf den Standardabweichungen (rms-Fehler) des Zeitverlaufs der Auftriebsbeiwerte und stellen somit ein Maß für die Schwankungsbreite um den Mittelwert dar. Erkennbar ist, dass mit zunehmender Anregungsintensität die Schwankungsbreite zunimmt. Entsprechend hat die unangeregte Strömung die geringste Schwankungsbreite.



**Abbildung 7.4:** Spannweite und zeitliche Mittelung der Strömungsdaten bei einer Variation von  $C_\mu$ . Dargestellt ist der Konturplot des Betrags der lokalen Strömungsgeschwindigkeit in Verbindung mit den Stromlinien, die den Klappennachlauf begrenzen. Die dimensionslose Anregefrequenz beträgt  $F^+ = 0.6$ .

Die Abbildung 7.4 zeigt für alle Variationsfälle der Intensität ( $F^+ = 0.6$ ) die zeitlich und spannenweitig gemittelte Ausdehnung des Nachlaufs der Hinterkantenklappe. Deutlich bestätigen sich die Auftriebsbeiwerte aus Diagramm 7.3-b. Die sehr schwache Intensität von  $C_\mu = 0.015\%$  vermag keine nennenswerte Verzögerung der Strömungsablösung im Vergleich zur unangeregten Strömung zu erreichen (vergleiche hierzu Abbildungen 7.4-a und 7.4-b). Die im Diagramm in Abbildung 7.3-b wiedergegebene starke Auftriebssteigerung zwischen  $C_\mu = 0.015\%$  und  $C_\mu = 0.05\%$  lässt sich dann jedoch auch durch die Visualisierungen belegen. Im Vergleich lässt sich zwischen den Abbildungen 7.4-b und 7.4-c eine deutliche Verkleinerung des Klappennachlaufgebietes im Falle des höheren Impulsbeiwertes erkennen. Im Bereich der Klappenschulter folgt die Strömung im zeitlichen Mittel dem Verlauf der Körperkontur und bildet erst stromab des ersten Drittels der Klappe ein Rezirkulationsgebiet aus. Dieses ist deutlich schwächer



**Abbildung 7.5:** Wandstromlinien der zeitlich gemittelten Strömung für die Variation von  $C_\mu$  bei  $F^+ = 0.6$ .

ausgeprägt als im Fall der unangeregten oder schwach angeregten Strömung.

Wie bereits angesprochen tritt im Fall der hier vorliegenden spannwweitig durchgehenden Anregung ein Sättigungszustand im Auftriebsgewinn ein. In den Abbildungen 7.4-d bis 7.4-f lässt sich keine weitere starke Verkleinerung des Rezirkulationsgebietes mehr erkennen. Die weiteren leichten Verkleinerungen des Klappennachlaufs stehen nicht mehr in einem effizienten Verhältnis zur benötigten Intensität. Ein Vergleich des Falles  $C_\mu = 0.05\%$  mit dem zehnfach höherem Impulsbeiwert  $C_\mu = 0.50\%$  offenbart, dass diese starke Erhöhung keine Verbesserung bietet, welche den Energieaufwand rechtfertigt. In den folgenden Kapiteln wird geklärt, ob eine dreidimensionale, wie z.B. spannwweitig verteilte, Anregung dies zu leisten vermag.

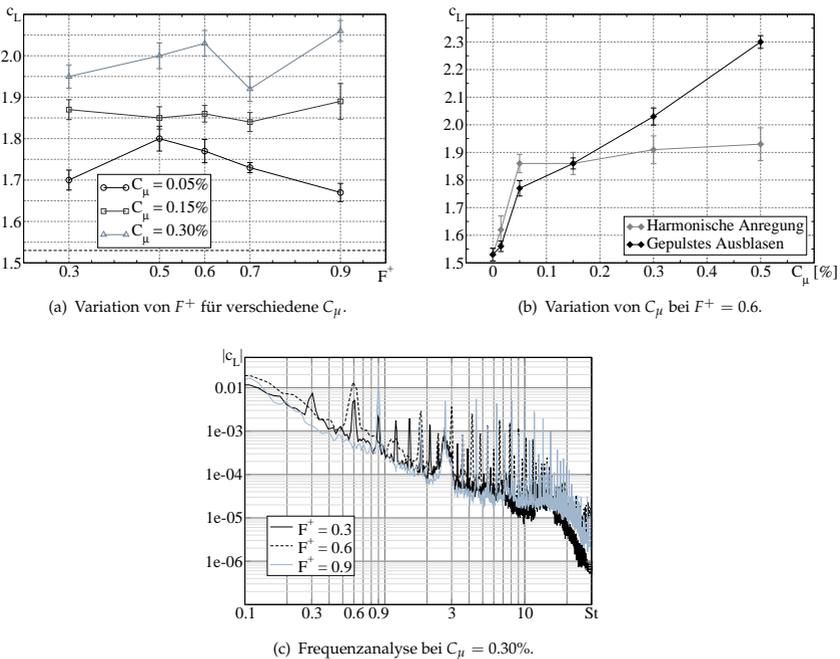
Der prinzipielle Mechanismus, der bei einer harmonischen Anregung wirkt, ist eine Kombination aus der Destabilisierung der Scherschicht (Ausblas-Phase) und dem Absaugen von energieärmer, wandnaher Strömung (Einsaug-Phase). Anhand der einsetzenden Sättigung im Auftriebsbeiwert ab  $C_\mu = 0.15\%$  offenbart sich, dass dieser Mechanismus schnell an seine Grenzen stößt und durch eine Steigerung der Intensität keine weitere Verbesserung mit sich bringt. Dies tritt ein, sobald ein Impulsbeiwert erreicht ist, der die Scherschicht destabilisiert und die impulsarme Strömung auf der Klappenschulter absaugt.

Abbildung 7.5 stellt die Wandstromlinien für die angeregten Fälle dar. Diese bestätigen die bereits dargestellten Erkenntnisse. Der Fall der Anregung mit  $C_\mu = 0.015\%$  löst im Mittel direkt nach dem Austrittsschlitz ab. Die Erhöhung auf  $C_\mu = 0.05\%$  verschiebt die Ablöselinie leicht stromab. Ein größerer Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.15\%$  erreicht dann die am weitesten stromab

des Anregeschlitzes liegende Ablöseposition. Eine weitere Steigerung der Intensität bietet keine weitere Verschiebung der Ablösung. Das bestätigen die berechneten Auftriebsbeiwerte. Da die Art der Anregung, spannwweitig durchgehend, zweidimensional ist, verbleibt auch die Ablöselinie auf der Klappe für alle Fälle rein zweidimensional (siehe Abbildung 7.5).

### 7.2.2 Gepulstes Ausblasen

Das spannwweitig durchgehende, gepulste Ausblasen wird für die gleichen Parameterwerte durchgeführt, um einen Vergleich zur harmonischen Anregung zu ermöglichen. Die Übersicht über die erreichten Auftriebsbeiwerte in Abhängigkeit der Parameter  $C_\mu$  und  $F^+$  ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Es sei allerdings erneut angemerkt, dass basierend auf Voruntersuchungen von Höll et al. [83, 84] der Ausblaswinkel für die gepulste Beeinflussung zu  $\beta = 30^\circ$  gewählt wird. Dieser Parameter unterscheidet sich von der harmonischen Anregung, bei der normal zur Klappenoberfläche angeregt wird. Die beiden unterschiedlichen geometrischen Varianten sind in Abbildung 5.11 dargestellt.



**Abbildung 7.6:** Übersicht über die erreichten Auftriebssteigerungen im Fall des spannwweitig durchgehenden, gepulsten Ausblasens. Zusätzlich ist die Frequenzanalyse des globalen Auftriebsbeiwertes für drei verschiedene Anregefrequenzen  $F^+$  dargestellt, die Strouhal-Zahl ist dabei auf die Klappentiefe  $c_k$  bezogen.

Im Vergleich zur harmonischen Anregung zeigt das gepulste Ausblasen eine stärkere Schwankung der Auftriebsbeiwerte in Abhängigkeit von der Anregefrequenz (siehe Abbildung 7.6-a). Eine klare Abhängigkeit von der dimensionslosen Frequenz  $F^+$  lässt sich nicht erkennen. Bei der schwachen Intensität von  $C_\mu = 0.05\%$  bestätigen sich die Erkenntnisse der harmonischen Anregung. Die effektivste Auftriebssteigerung wird hier bei ungefähr der doppelten Wirbelabwurfrequenz der natürlichen Strömung erreicht. Die mittlere Intensität von  $C_\mu = 0.15\%$  zeigt hingegen für fast alle Frequenzen den gleichen Auftriebsbeiwert. Der Auftrieb hängt für diesen Impulsbeiwert kaum von der Anregefrequenz ab, lediglich die höchste Frequenz  $F^+ = 0.9$  bietet ein leichtes Maximum, das jedoch mit einer großen Schwankungsbreite um den Mittelwert herum verbunden ist. Die größte Intensität  $C_\mu = 0.30\%$  zeigt eine relativ unstetige Abhängigkeit des Auftriebs von der Anregefrequenz. Ein Maximum wird für  $F^+ = 0.6$  erreicht, ebenso kann bei  $F^+ = 0.9$  ein ähnlicher Wert gemessen werden. Dazwischen, d.h. bei  $F^+ = 0.7$ , bricht der Auftrieb ein.

Es lässt sich festhalten, dass trotz der teilweise starken Unterschiede die Strouhal-Zahl  $F^+ = 0.6$  eine geeignete Beeinflussungsfrequenz bietet. Der Maximalwert von  $c_L = 2.06$  für die spannwweitig durchgehende Anregung wird erreicht und keine klaren Einbrüche können festgestellt werden. Diese Frequenz für die weiteren Untersuchungen zu wählen, bietet außerdem den Vorteil des möglichen Vergleichs mit der harmonischen Anregung. Bei hohen Impulsbeiwerten würde eine hohe Frequenz von  $F^+ = 0.9$  allerdings ebenfalls eine effektive Steigerung des Auftriebs gewährleisten.

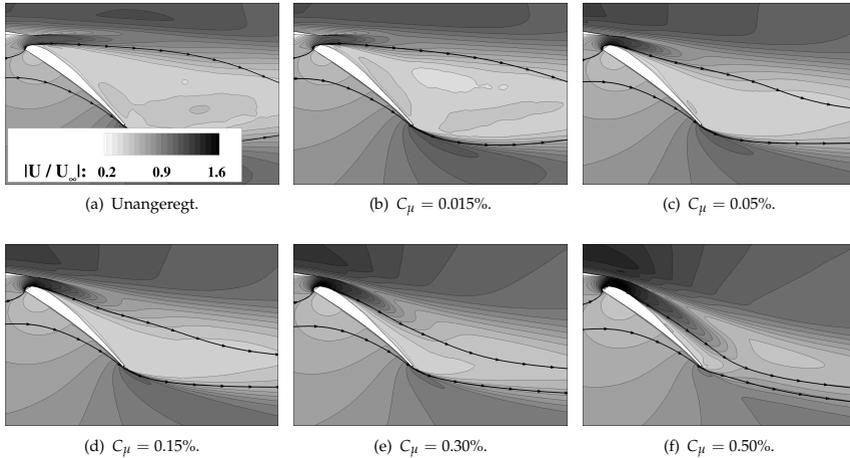
In Abbildung 7.6-b ist der Verlauf des Auftriebsbeiwertes für die gewählte dimensionslose Frequenz  $F^+ = 0.6$  über dem ansteigenden Impulsbeiwert aufgetragen. Für einen Vergleich ist der Verlauf der harmonischen Anregung in dieser Abbildung ebenfalls gezeigt.

Das gepulste Ausblasen zeigt klare Unterschiede zur harmonischen Anregung. Es wird mit zunehmender Intensität der Anregung kein Sättigungszustand im Auftriebsgewinn erreicht. Bis  $C_\mu = 0.15\%$  steigt der Auftrieb steil an. Mit zunehmendem Impulseintrag wird die Kurve dann etwas flacher, gibt aber noch immer einen deutlichen Zuwachs im Auftriebsgewinn an. Höhere Intensitäten als  $C_\mu = 0.50\%$  sind auf Grund der dann zu hohen Machzahl des Ausblasstroms nicht möglich. Eine inkompressible Berechnung wäre nicht mehr durchführbar.

Im Bereich niedriger Impulsbeiwerte liegt die harmonische Anregung über dem gepulsten Ausblasen, findet sich aber sehr früh in dem bereits angesprochenen Sättigungszustand ein. Ab  $C_\mu = 0.15\%$  erreicht das gepulste Ausblasen deutlich höhere Auftriebszuwächse bei gleichem Impulseintrag.

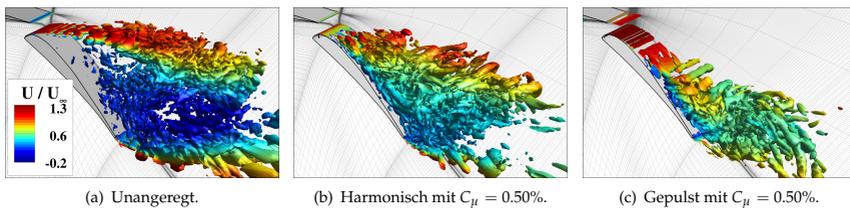
Analog zu den entsprechenden Beobachtungen bei der harmonischen Anregung finden sich auch beim gepulsten Ausblasen die Anregefrequenzen  $F^+$  als dominante Amplituden in der Frequenzanalyse des globalen Auftriebsbeiwertes wieder (siehe Abbildung 7.6-c).

Ähnlich zu der entsprechenden Auswertung bei der harmonischen Anregung zeigt Abbildung 7.7 die Ergebnisse der spannwweitigen und zeitlichen Mittelung der gepulsten Anregungstestfälle bei  $F^+ = 0.6$ . Durch diese Darstellung der mittleren Strömung des Nachlaufs der Hinterkantenklappe bestätigt sich, dass die gepulste, spannwweitig durchgehende Anregung im Bereich  $C_\mu = 0.015\%$  bis  $C_\mu = 0.50\%$  keine Sättigung erleidet. Ausgehend von der unangeregten Strömung, die das bereits erläuterte umfangreiche Rezirkulationsgebiet zeigt, vermag der kleinste Impulsbeiwert eine leichte Verbesserung zu erreichen. Eine weitere Steigerung



**Abbildung 7.7:** Spannweite und zeitliche Mittelung der Variation von  $C_\mu$  bei  $F^+ = 0.6$  des gepulsten Ausblasens. Dargestellt ist der Konturplot des Betrags der lokalen Strömungsgeschwindigkeit in Verbindung mit den Stromlinien, die den Klappennachlauf begrenzen.

auf  $C_\mu = 0.05\%$  verbessert deutlich die Abströmung vom Hauptprofil und die verzögert die Ablösung auf der Hinterkantenklappe bereits drastisch. Im Gegensatz zur harmonischen Anregung tritt allerdings keine Stagnation ab diesem Impulsbeiwert ein, sondern jede weitere Erhöhung lässt sich als entsprechende Verbesserung der Ablöseverzögerung auf der Klappe wiedererkennen. In Abbildung 7.7-f ist eine fast vollständig anliegende Klappenströmung bei  $C_\mu = 0.5\%$  zu erkennen. Auf den ersten Blick vermag eine weitere Verbesserung nicht möglich. Trotzdem wird das gepulste Ausblasen ebenfalls in Verbindung mit einer dreidimensionalen Anregung durchgeführt.



**Abbildung 7.8:** Schnappschüsse der instationären DES für die unangeregte Strömung und die angeregten Strömungen mit der jeweils höchsten Intensität. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -500 1/s^2$ .

Die Unterschiede zwischen der Anregung mittels gepulstem Ausblasen und harmonischem Ausblasen und Einsaugen wird durch die Schnappschüsse der instationären Strömung in Ab-

bildung 7.8 deutlich. Die harmonische Anregung kann kein Wiederanlegen der Strömung über einen großen Bereich der Klappe erreichen. Es bildet sich weiterhin ein relativ ausgeprägtes Rezirkulationsgebiet aus (Abbildung 7.8-b). Trotzdem ermöglicht diese Anregeform eine Steigerung des Auftriebs um 26% auf  $c_L = 1.93$ . Wie bereits von Günther [69] an zweidimensionalen Konfigurationen dargelegt, wirken bei diesen beiden Anregeformen zwei unterschiedliche Mechanismen. Dies bestätigt sich hier in dreidimensionalen Untersuchungen. Die harmonische Anregung normal zur Klappenoberfläche zerstört während der Ausblaspulse große, kohärente Strukturen in der Scherschicht zwischen Hauptelement und Hinterkantenklappe und saugt dann während der Einsaugphasen energiereiche Strömung an die Klappenoberfläche heran und transportiert diese in den Klappennachlauf.

In Abbildung 7.8-c lässt sich erkennen, dass beim gepulsten Ausblasen ein anderer Effekt wirksam wird. Bedingt durch den kleinen Ausblaswinkel von  $\beta = 30^\circ$ , fast tangential zur Oberfläche, wird Energie in die impulsarme Grenzschicht gebracht und der Impulsverlust kann ausgeglichen werden. Dadurch kann lokal ein negativer Druckgradient in der oberflächennahen Strömung im Bereich der Klappenschulter erzielt werden. Diese Art der Beeinflussung vergrößert den Abströmwinkel vom Hauptprofil, wie auch gut in Abbildung 7.7-f zu erkennen ist, und erhöht die Zirkulation der kompletten Hochauftriebskonfiguration. Die Zirkulation wird hauptsächlich durch die Abströmverhältnisse der Profilhinterkante (hier das Hauptprofil) vorgegeben und beeinflusst so maßgeblich den Auftrieb. Dieser kann im Fall der spannweitig durchgehenden Anregung mittels gepulstem Ausblasen um bis zu 50% auf  $c_L = 2.30$  gesteigert werden.

Abbildung 7.9 zeigt die gemittelte Druckverteilung für die harmonische Anregung und das gepulste Ausblasen bei  $c_\mu = 0.50\%$  im Vergleich zur unangeregten Strömung. Deutlich sichtbar sind die unterschiedlichen Druckniveaus an der Hinterkante des Hauptprofils bei der harmonischen Anregung und dem gepulsten Ausblasen. Ebenfalls bewirkt letzteres eine drastischere Stromaufwirkung als die harmonische Beeinflussung. Über die komplette Länge des Hauptflügels kann ein niedrigeres Druckniveau erreicht werden.

Beim Betrachten der Druckverteilung auf der Klappe fällt auf, dass die Saugspitze im Fall des gepulsten Ausblasens bei niedrigeren Werten liegt. Hier wird ein höherer Sog erreicht. Allerdings weist die harmonische Anregung einen gleichmäßigeren Hauptdruckanstieg auf. Der Verlauf des gepulsten Ausblasens ist hingegen relativ sprunghaft. Für den Betrag der Steigerung des Auftriebs ist jedoch das Hauptelement von größerer Relevanz. Im Fall der unangeregten Strömung entfallen 81% des Auftriebs der Gesamtkonfiguration auf das Hauptelement (siehe Kapitel 6.1). Dieser Anteil fällt für die angeregten Strömungen nur leicht auf 76% und 79% für das gepulste Ausblasen bzw. die harmonische Anregung.

Des Weiteren darf bei dem hier dargestellten Vergleich der beiden Anregungsformen nicht vergessen werden, dass sich die Amplituden der Anregungsgeschwindigkeiten unterscheiden, obwohl der gleiche Impulsbeiwert von  $c_\mu = 0.50\%$  verwendet wird. Im Falle der harmonischen Anregung wird ein maximales Geschwindigkeitsverhältnis von  $\frac{u_{jet}}{U_\infty} = 2.6$  benötigt, um diese Intensität zu erreichen. Dieses beträgt beim gepulsten Ausblasen  $\frac{u_{jet}}{U_\infty} = 3.0$  und liegt somit über der anderen Anregeform. Deshalb wird auf einen tiefergehenden Vergleich der beiden spannweitig durchgehenden Beeinflussungen verzichtet. Diese sollen im Folgenden hauptsächlich als Referenz für die dreidimensionalen Anregeformen dienen.

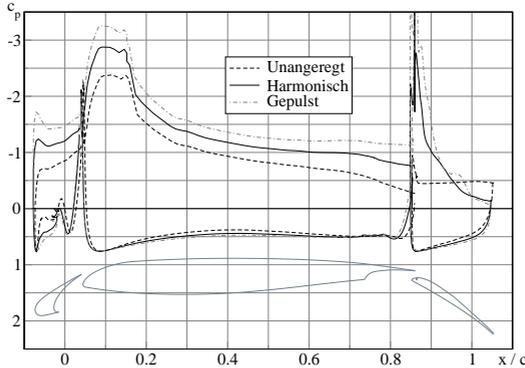


Abbildung 7.9: Vergleich des Druckverlaufs der harmonischen und gepulsten Anregung bei  $C_{\mu} = 0.50\%$  mit der Druckverteilung der unangeregten Strömung.

Insgesamt betrachtet werden schon bei der spannweitig durchgehenden Anregung beträchtliche prozentuale Steigerungen des Auftriebs erreicht. Trotzdem ist zu erwarten, dass durch geschickte geometrische, dreidimensionale Varianten die Effektivität der Beeinflussung weiter gesteigert werden kann. Allerdings muss bei Werten von 26% (harmonisch) und 50% (gepulst) Steigerung auch berücksichtigt werden, dass diese auf einer der Realität näheren Konfiguration nicht erreicht werden könnten. Auf einem realen Flugzeugflügel haben Effekte wie z.B. die Randwirbel an der Flügelspitze, Ablösungen im rumpfnahen Bereich, Nachläufe der Triebwerksgondeln und Spaltströmungen einen starken Einfluss, sodass eine Steigerung des Auftriebs schwächer ausfallen würde.

### Fazit

Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen für den Fall der harmonischen Anregung, dass eine rein zweidimensionale Beeinflussung früh an ihre Grenzen stößt und ab mittleren Impulsbeiwerten keine weiteren Auftriebssteigerungen bieten kann. Die harmonische Beeinflussung ermöglicht zwar bereits eine deutliche Verkleinerung des Klappennachlaufs und zeigt eine Verzögerung der Ablösung auf der Hinterkantenklappe, allerdings tritt rasch ein Sättigungszustand ein. Aus diesem Grund soll, wie in Kapitel 7.1 bereits angedeutet, eine dreidimensionale Beeinflussung mit verschiedenen geometrischen und fluidischen Parametern eine Verbesserung der Effektivität bieten.

Im Gegensatz zur harmonischen Anregung zeigt das gepulste Ausblasen keine Sättigungsercheinungen bei Erhöhung des Impulsbeiwerts. Des Weiteren erreicht der Auftriebsbeiwert ein höheres Niveau. Dies ist darauf zurückzuführen, dass ein anderer physikalischer Mechanismus auf die Strömung wirkt. Dieser wird in Kapitel 7.3.2 detailliert dargestellt werden. Allerdings ist durch ebendiesen anderen Mechanismus und den kleineren Ausblaswinkel die Vergleichbarkeit zur harmonischen Anregung eingeschränkt. Trotz der Tatsache, dass das gepulste Ausblasen ä-

ßerst effektiv die Strömung beeinflussen kann, wird es im Rahmen der segmentierten Anregung auf ein Verbesserungspotential untersucht.

### 7.3 Segmentierte Anregung

Im Folgenden wird die bislang zweidimensionale, spannwweitig durchgehende Anregung durch Variation des Parameters  $b_s$  zu einer dreidimensionalen Anregung erweitert. Dieser Parameter steht für die Länge der Anregeschlitze in spannwweiter Richtung. Die untersuchten Testfälle sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Die dabei zum Einsatz kommenden Segmentlängen können Tabelle 7.2 entnommen werden. Zunächst werden wieder die Ergebnisse für die harmonische Anregung dargestellt, danach folgt das gepulste Ausblasen.

Es wird erhofft, dass die segmentierte Anregung die Sättigung zu höheren Impulsbeiwerten verschieben kann und dass generell höhere Auftriebsbeiwerte erzielt werden können.

#### 7.3.1 Segmentierte, harmonische Anregung

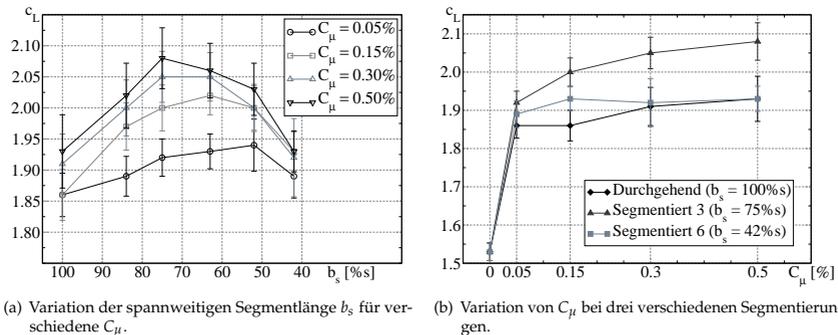
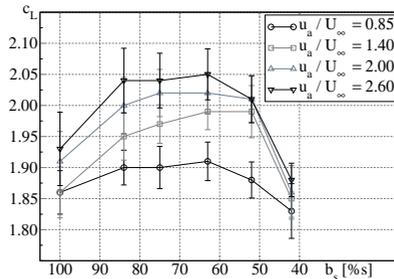


Abbildung 7.10: Übersicht über die erreichten Auftriebssteigerungen im Fall der spannwweitig segmentierten, harmonischen Anregung.

Die Abbildung 7.10 zeigt die Auswertung des zeitgemittelten Auftriebsbeiwerts für die Segmentierungsfälle. In Abbildung 7.10-a ist der erreichte Auftriebsbeiwert über der Länge der Anregungssegmente aufgetragen. Ganz links bei 100% liegt die durchgehende Anregung. Nach rechts werden die Segmente stetig schmaler. Es lässt sich erkennen, dass die spannwweitig durchgehende Anregung im Auftriebsgewinn deutlich unter den Segmentierungsfällen liegt. Für alle Segmentierungen steigt mit schmaler werdenden Ausblasschlitzern der Auftriebsbeiwert an, nur für sehr schmale Segmente ist ein erneutes Abfallen zu beobachten. Für den niedrigsten Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.05\%$  wird der höchste Gewinn im Auftrieb bei schon relativ schmalen Segmenten von  $b_s = 52\%$  erreicht. Mit zunehmendem Impulsbeiwert verschiebt sich dann das Maximum im Auftriebszuwachs zu breiteren Segmenten. Bei einer Intensität von  $C_\mu = 0.15\%$  liegt das Maximum bei dem Testfall *Segmentiert 4* ( $63\%$ ). Dieses verschiebt sich bei noch höheren Impulsbeiwerten von  $C_\mu = 0.30\%$  und  $C_\mu = 0.50\%$  zu  $b_s = 75\%$  (*Segmentiert 3*). Bei dieser Schlitzabmessung wird der größte Auftriebsbeiwert der segmentierten Anregung von  $c_L = 2.07$  erreicht. Dies entspricht einer Steigerung von über 7% gegenüber der spannwweitig durchgehenden Anregung.

Deutlich zeigt sich anhand von Abbildung 7.10-a, dass dieses Maximum bei der mittleren Segmentlänge einem allgemeinen Trend entspricht. Sowohl sehr kurze Segmente mit breiten Stegen dazwischen als auch die spannwweit durchgängigen Anregeschlitze scheinen für die fluidische Anregung mittels harmonischem Ausblasen und Einsaugen nicht optimal geeignet zu sein.

Ein weiterer Vorteil der geeignet segmentierten Anregung wird in Abbildung 7.10-b offensichtlich. Im Gegensatz zur spannwweit durchgehenden Anregung und zur Anregung mit der Länge *Segmentiert 6* zeigen die Testfälle bei einer Segmentlänge von  $b_s = 75\%$  eine weniger stark ausgeprägte Sättigung des Auftriebsgewinns. Beide geometrisch extremen Fälle (100% und 42%) erreichen bei  $C_\mu = 0.15\%$  ein Niveau im Bereich von  $c_L = 1.9$  und vermögen dieses durch eine Erhöhung des Anregeimpulses nicht zu steigern. Der Bereich mittlerer Segmentlänge, hierfür ist in Abbildung 7.10-b stellvertretend  $b_s = 75\%$  (*Segmentiert 3*) eingetragen, erreicht jedoch bei einer Steigerung des Impulsbeiwertes auch eine weitere Steigerung des Auftriebs. Zwar verläuft die Kurve ab dem sprunghaften Erreichen des angeregten Niveaus relativ flach, trotzdem kann mit jeder höheren Intensität auch ein größerer Auftrieb erreicht werden.



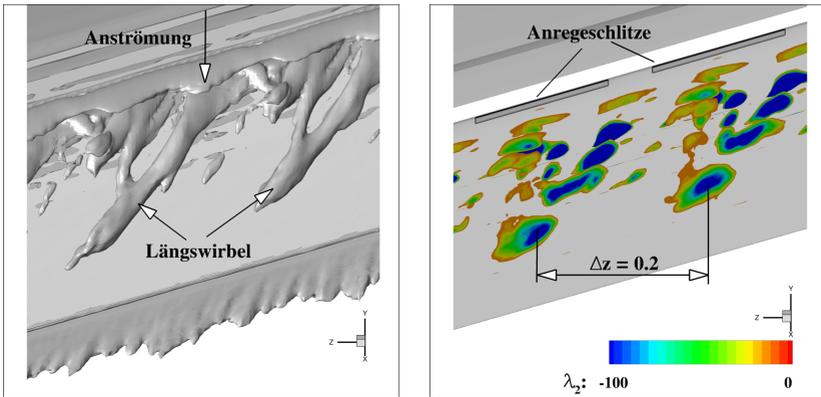
**Abbildung 7.11:** Übersicht über die erreichten Auftriebssteigerungen im Fall der spannwweit segmentierten, harmonischen Anregung für den Fall der Variation des Geschwindigkeitsverhältnisses anstatt des Impulsbeiwertes  $C_\mu$ .

$C_\mu$ [%]	0.05	0.15	0.30	0.50
$\frac{u_a}{U_\infty}$ [-]	0.85	1.40	2.00	2.60

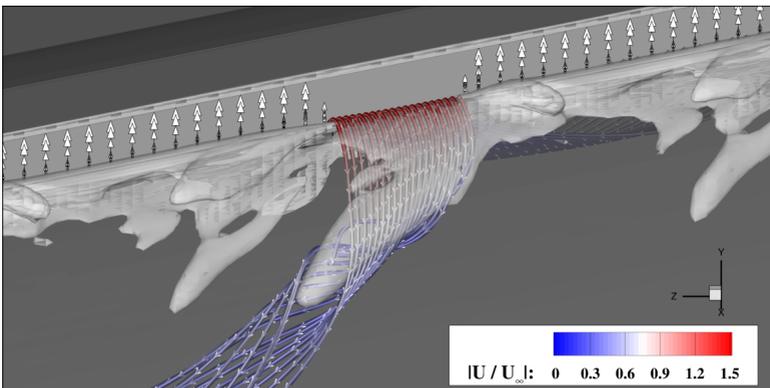
**Tabelle 7.3:** Übersicht über die Ausblasgeschwindigkeitsverhältnisse und die zugehörigen Impulsbeiwerte der spannwweit durchgehenden Anregung (harmonisch).

Da eine Untersuchung der Variation der Segmentlänge bei gleich bleibendem Impulsbeiwert  $C_\mu$  nach sich zieht, dass entsprechend der Verringerung von  $b_s$  das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{u_a}{U_\infty}$  erhöht werden muss, wird eine weitere Untersuchung durchgeführt, bei der nicht der Impulsbeiwert, sondern das Geschwindigkeitsverhältnis konstant gehalten wird. Dies soll ausschließen, dass der Effekt der Verbesserung bei mittleren Segmentlängen unter anderem auf die höheren Ausblasgeschwindigkeiten zurückzuführen ist. Der starke Abfall bei *Segmentiert 6*, trotz der Tatsache dass dort die höchsten Ausblasgeschwindigkeiten auftreten, lässt dies aller-

dings unwahrscheinlich erscheinen. Das bestätigen auch die in Abbildung 7.11 aufgetragenen Auftriebsbeiwerte. Diese werden erreicht, wenn bei allen Segmentierungsfällen die in Tabelle 7.3 aufgelisteten Geschwindigkeitsverhältnisse verwendet werden, deren Referenz die Impulsbeiwerte beim spannweitig durchgehenden Fall darstellen. Auch hier lässt sich eindeutig ein Maximum bei den mittleren Segmentlängen finden. Auffällig im Vergleich zu den Ergebnissen in Abbildung 7.10-a ist allerdings, dass keine Verschiebung des Maximums zu den breiteren Segmenten für zunehmendes  $C_{\mu}$  stattfindet.



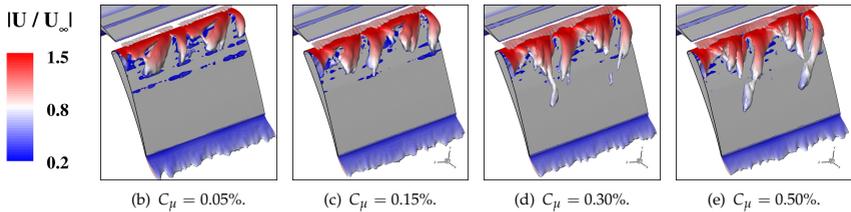
(a) Isofläche des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums  $\lambda_2 = -50 1/s^2$  der zeitgemittelten Strömung. bei (b) Konturdarstellung des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums auf vier spannweitigen Schnittflächen.



(c) Detailansicht des Stegbereichs zwischen zwei Anregeschlitzen, die die Ausbildung eines Längswirbels zeigt.  $\lambda_2$ -Isofläche bei  $\lambda_2 = -500 1/s^2$ .

**Abbildung 7.12:** Zeitgemittelte Auswertung der Strömung auf der Hinterkantenklappe des Testfalls *Segmentiert 3*. Ansicht von hinten, entgegen der Strömungsrichtung, auf die Klappe.

Diese Erkenntnisse der Auftriebsgewinne ( $C_\mu$ -Variation und  $\frac{U_a}{U_\infty}$ -Variation) lassen darauf schließen, dass die geeignet segmentierte Anregung Vorteile gegenüber einer durchgängig platzierten Beschleunigung bietet. Im Folgenden soll eine fluidmechanische Begründung dafür gefunden werden.



**Abbildung 7.13:** Zeitgemittelte Auswertung der Strömung auf der Hinterkantenklappe des Testfalls *Segmentiert 3*. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -100 \text{ 1/s}^2$ .

Eine Auswertung der Wirbelstrukturen auf der Hinterkantenklappe mit Hilfe des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums zeigt, dass sich im Fall *Segmentiert 3* ab mittleren Impulsbeiwerten stabile Längswirbel zwischen den beiden Anregeschlitzen ausbilden. Diese sind in Abbildung 7.12 dargestellt. Im Falle dieses Schlitzlängenverhältnisses bildet sich bei  $C_\mu = 0.50\%$  eine gabelförmige Längswirbelstruktur über und zwischen den Ausblasschlitz aus (Abbildung 7.12-a). Diese Längswirbel transportieren effektiv die Energie der Hauptströmung und der schnellen Strömung zwischen den beiden Anregeselementen in das impulsarme Rezirkulationsgebiet oberhalb und stromab der Hinterkantenklappe. Dies führt zu einer verzögerten Ablösung und daher zu einer Auftriebserhöhung, die größer ausfällt als durch die rein zweidimensionale harmonische Anregung. In Abbildung 7.12-b sind vier spannweite Schnittebenen auf der Klappe dargestellt, auf denen jeweils Konturplots des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums visualisiert sind. Die Kerne der beiden Längswirbel haben einen spannweiten Abstand von  $\Delta z = 0.2c$ . Dies entspricht genau der halben Breite des simulierten Gittersegmentes. Abbildung 7.12-c zeigt eine Detailansicht der zeitgemittelten Stromlinien im lokal abgelösten Strömungsbereich zwischen zwei Ausblasschlitz. Die Strömung, die sich zwischen den beiden Anregeselementen mit hoher Geschwindigkeit durch den Spalt zwischen Hauptelement und Klappe bewegt, rollt sich spiralförmig rechtsdrehend auf und bildet einen Längswirbel. Dieser verlangsamt seine Geschwindigkeit im Nachlauf der Klappe und wird durch die Querströmung abgetrieben.

In Abbildung 7.13 ist für die Ausblasschlitzlänge von  $b_s = 75\%$  die Ausbildung der Längswirbelstrukturen in Abhängigkeit vom Impulsbeiwert dargestellt. Für die kleinste Intensität können nur sehr kleine Längswirbel identifiziert werden, die Energie der Anregung scheint hier noch nicht ausreichend zu sein. Dies spiegelt auch der Auftriebsbeiwert in Abbildung 7.10-a wider, der nur unwesentlich über dem Auftriebsbeiwert der spannweitig durchgehenden Anregung liegt. Bei diesem Impulsbeiwert kann also noch nicht von einem Vorteil gegenüber der zweidimensionalen Anregung gesprochen werden.

Mit zunehmender Intensität  $C_\mu$  lassen sich allerdings in Abbildung 7.13 Längswirbel auf der Oberseite der Hinterkantenklappe erkennen. Diese erreichen für den höchsten Impulsbeiwert ihre deutlichste Ausprägung. In übereinstimmender Weise steigt mit den prägnanter werden-

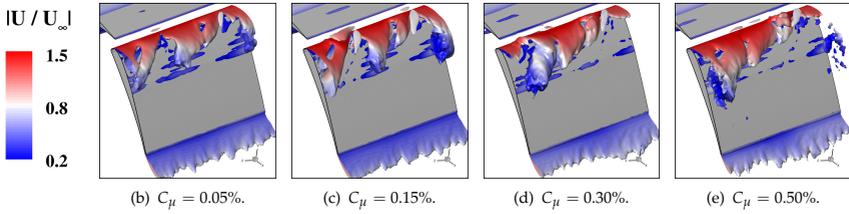


Abbildung 7.14: Zeitgemittelte Auswertung der Strömung auf der Hinterkantenklappe des Testfalls *Segmentiert 6*. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -100 \text{ 1/s}^2$ .

den Längswirbeln auch der Auftrieb. Das wird beim Vergleich der Abbildungen 7.10-b und 7.13 deutlich.

Werden in spannweitere Richtung kürzere Ausblassechlitze verwendet, kann wiederum keine Ausbildung von Längswirbeln erfolgen (siehe Abbildung 7.14 für den Fall *Segmentiert 6*). Stattdessen bildet sich nur ein breiter Wirbel oberhalb der Klappe aus, der frühzeitig abläßt und von der Querströmung abgetrieben wird. Dies ist besonders gut in Abbildung 7.14-e zu erkennen.

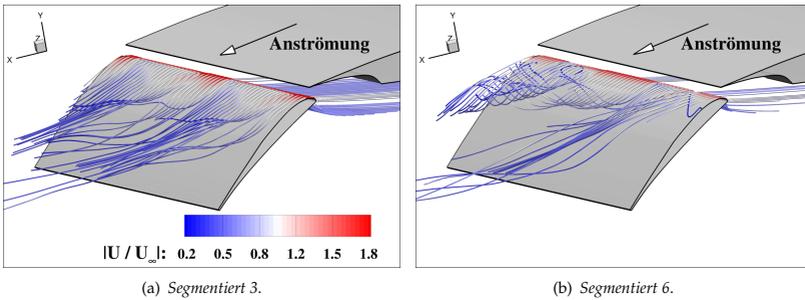
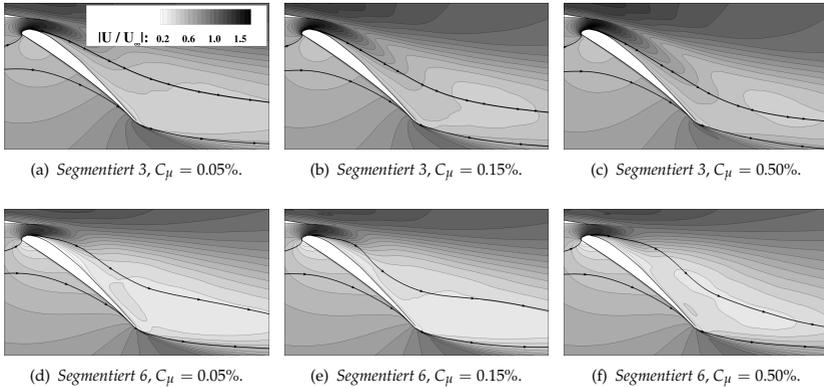


Abbildung 7.15: An der Klappenvorderkante eingebrachte Stromlinien der zeitgemittelten Strömung bei  $C_\mu = 0.50\%$ .

Wie in Abbildung 7.15-a anhand von Stromlinien visualisiert ist, verläuft für eine hohe Intensität und ein geeignetes Schlitzlängenverhältnis die Ablösung sehr nahe an der Klappenoberfläche und es bildet sich nur ein flaches Rezirkulationsgebiet aus. Für ein ungünstiges Längenverhältnis von  $42\%s$  angeregter Länge (Abbildung 7.15-b) rollen sich auf der Hinterkantenklappe sehr ausgeprägte Wirbel auf, die von der Querströmung abgetrieben werden. Trotz des hohen Impulsbeiwertes von  $C_\mu = 0.50\%$  kann in diesem Fall die Ablösung nicht effektiv verzögert werden.

Die spannweite Mittelung der Strömung der segmentierten Anregung, und damit die Darstellung der Abmessungen des Klappennachlaufs, ist in Abbildung 7.16 gezeigt. Dargestellt sind repräsentativ die Testfälle *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6*. Sowohl an dem Verlauf der begrenzenden Stromlinien als auch an der Darstellung des Geschwindigkeitsverhältnisses



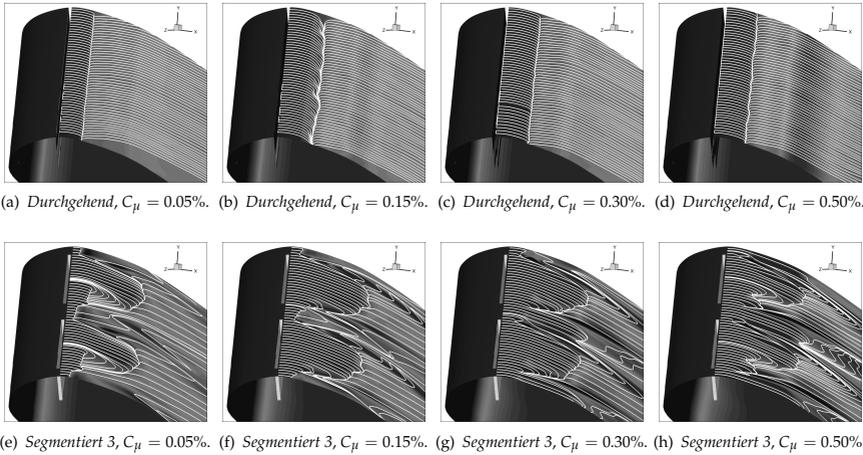
**Abbildung 7.16:** Zeit- und spannungsgemittelte Auswertung der *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6* Anregungstestfälle ( $b_s = 75\%$ s und  $b_s = 42\%$ s); Die begrenzenden Stromlinien deuten die Ausdehnung des Klappennachlaufs an, die Konturdarstellung zeigt das Verhältnis der lokalen Gesamtgeschwindigkeit zur Anströmgeschwindigkeit.

lässt sich der deutliche Vorteil der Anregungsschlitzlänge von 75% erkennen. Die Abbildungen 7.16-a bis 7.16-c zeigen einen sehr homogenen Verlauf der zeitgemittelten Strömung auf der Klappenoberseite. Des Weiteren ist der Klappennachlauf im Mittel kleiner als im Fall der spannungsgemittelten Anregung (Abbildung 7.4). Anhand der Konturdarstellung lässt sich die hohe lokale Geschwindigkeit kombiniert mit dem betragsmäßig großen Abströmwinkel vom Hauptprofil erkennen. Dies führt zu einer erhöhten Zirkulation um den Hauptflügel und damit zu einer Auftriebserhöhung.

Die Verwendung der Anregungsschlitzlänge von 42% offenbart auch in dieser Visualisierung, dass sie ungeeignet ist. Die Abbildungen 7.16-d bis 7.16-f zeigen zwar einen Verlauf, der im Vergleich zur unangeregten Strömung (Abbildung 6.4) eine deutliche Verkleinerung des Nachlaufs bietet, aber wiederum nicht so vorteilhaft ist, wie die Anregung im Fall von *Segmentiert 3*. Im zeitlichen Mittel ist der Verlauf der Strömung auf der Klappenoberseite inhomogen. Hier bestätigt sich die Ausbildung eines großen, für die Anregung unvorteilhaften, Wirbels. Die Strömung auf der Klappe zeigt keinen gleichmäßigen Verlauf, sondern folgt zunächst dem betragsmäßig kleinen Abströmwinkel vom Hauptflügel, um dann, ungefähr auf Höhe der Klappenmittel, stark Richtung Klappenoberfläche zu streben.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass der Fall des größten Auftriebs (*Segmentiert 3* bei  $C_\mu = 0.50\%$ ) durch diese Auswertung bestätigt wird. Der zeitgemittelte und spannungsgemittelte Verlauf zeigt den kleinsten Klappennachlauf und den betragsmäßig größten Abströmwinkel vom Hauptprofil (Abbildung 7.16-c).

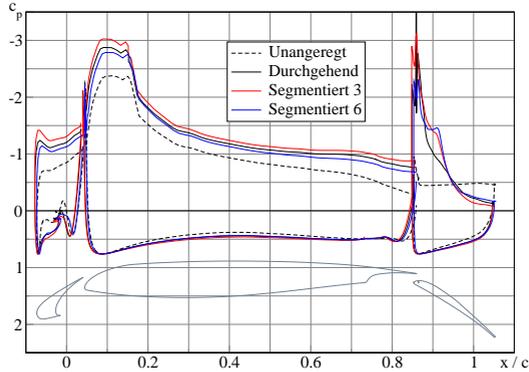
Ein deutlicher Unterschied zwischen der durchgehenden und der spannungsgemittelten Anregung zeigt sich auch in der Art der Ablösung. Erstere, die rein zweidimensionale Anregung, führt zu einer zweidimensionalen Ablöselinie (Abbildung 7.17, obere Reihe). Eine Darstellung erfolgte bereits in Kapitel 7.2.1. Die dreidimensionale Ablösung bewirkt hingegen einen Verlauf



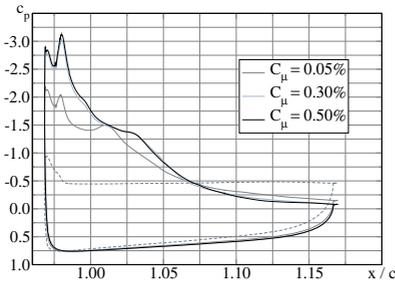
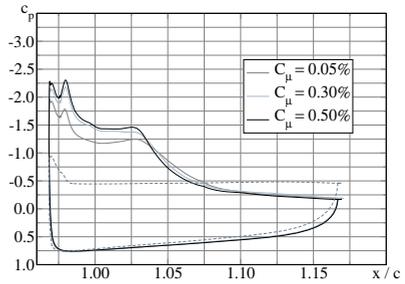
**Abbildung 7.17:** Stromlinien der zeitgemittelten Strömung in der ersten Zelle oberhalb der Hinterkantenklappe. Konturdarstellung der lokalen Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung. Je dunkler, desto höher die Geschwindigkeit. Die durchgehende Anregung (oben) zeigt eine rein zweidimensionale Ablösung. Eine Schlitzlänge von 75% führt zu einer dreidimensionalen Ablöselinie und einer Verschiebung der Ablösung stromab speziell im Bereich der Anregeschlitze.

der Ablösung auf der Klappe, der durch die sich ausbildenden Längswirbel und spannweitig wechselnden Anregeschlitze und Stege stark beeinflusst ist. Dies ist in der unteren Reihe in Abbildung 7.17 visualisiert. Insbesondere im Bereich stromab der Schlitze löst die Strömung in zeitlichen Mittel erst sehr spät ab. Die Stegbereiche dazwischen zeichnen sich im Gegensatz dazu durch eine frühzeitig ablösende Strömung aus. Hier bilden sich die Längswirbel aus, die wie oben bereits angesprochen, die Durchmischung fördern und die Energie der Spaltströmung in den wandnahen Bereich transportieren. Mit zunehmender Intensität lässt sich der Fußabdruck der Längswirbel auf der Klappe erkennen (z.B. in Abbildung 7.17-h). Die Kombination aus der schnellen Strömung im Bereich der Längswirbel, welche die energiearme Strömung auf der Klappe unterstützt, und der dadurch resultierend sehr spät ablösenden Strömung stromab der Anregeschlitze stellt eine sehr vorteilhafte Beeinflussungssituation dar.

Weiteren Aufschluss ergibt der Vergleich der Druckverteilungen bei  $C_{\mu} = 0.50\%$  für die durchgehende Anregung und die spannweitige Segmentierung der Fälle *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6* (siehe Abbildung 7.18-a). Eindeutig wird für die Schlitzlänge von  $b_s = 75\%$  ein positiver Einfluss auf die komplette Saugseite erzielt. Der Druckverlauf liegt für diesen Fall bei dem angegebenen Impulsbeiwert bei den betragsmäßig größten Werten. Dies stützt den höchsten erreichten Auftriebsbeiwert der harmonischen Anregung. Die durchgehende Anregung und die Anregung bei  $b_s = 42\%$  erreichen beide einen Auftriebsbeiwert von  $c_L = 1.93$ . Dieser wird von beiden Fällen durch Erhöhung des Sogs an unterschiedlichen Stellen der Konfiguration bedingt. Die durchgehende Anregung führt zu einem stärkeren Sog auf dem Hauptflügel und dem Vorflügel als die Anregung des Falls *Segmentiert 6*. Jedoch erreicht letzterer betragsmäßig



(a) Druckverteilung auf der kompletten Konfiguration.

(b) Segmentiert 3 ( $b_s = 75\%$ ), Detailansicht Klappe für verschiedene  $C_\mu$ .(c) Segmentiert 6 ( $b_s = 42\%$ ), Detailansicht Klappe für verschiedene  $C_\mu$ .

**Abbildung 7.18:** Zeitgemittelte Auswertung der Druckverteilung auf der kompletten Konfiguration (oben) für die durchgehende und segmentierte harmonische Anregung. Unterer Reihe: Detailansichten der Druckverteilung auf der Hinterkantenklappe für verschiedene Impulsbeiwerte für die Fälle *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6*.

größere Druckwerte auf der Klappe selbst. Die Anregung bei sehr schmalen Segmenten vermag also durch stärkere Durchmischung auf der Klappe als bei der durchgehenden Anregung der Klappenströmung Energie zuzuführen. Allerdings führt die Strömung zu keinem vorteilhaften Abströmwinkel vom Hauptprofil (siehe Abbildung 7.16-f). Eine geringere Erhöhung der Zirkulation um die Gesamtkonfiguration als im durchgehenden Fall ist die Folge. Diesem sind hingegen durch die zweidimensionale Anregung Grenzen bei der Durchmischung der Klappenströmung gesetzt.

Allen Arten der harmonischen Anregung gemein ist die deutliche Verbesserung des Druckniveaus auf der *gesamten* Konfiguration. Wie bereits in Kapitel 6.1 erwähnt, wird der dominierende Anteil des Auftriebs dieser Konfiguration vom Hauptflügel erzeugt (ca. 80%). Ähnliches zeigt sich bei der Strömungsbeeinflussung. Allein das verbesserte Druckniveau auf der Klappe würde keine nennenswerte Auftriebsverbesserung bewirken. Das Gros des positiven Effekts ist

auch hier der Verbesserung des Auftriebs der Gesamtkonfiguration, einschließlich Vorflügel, durch die effektiv beeinflusste Klappenströmung und deren Stromaufwirkung zuzuschreiben. Die Abbildungen 7.18-b und 7.18-c zeigen, dass dies allen Segmentierungsfällen zu gelingen scheint. Bei geringen Impulsbeiwerten von  $C_{\mu} = 0.05\%$  zeigen sich hier nur geringe Unterschiede. Die Beeinflussung bei einem geeigneten Segmentierungsverhältnis spielt dann allerdings bei größeren Intensitäten ihre Stärke aus und führt zu deutlich höheren Saugspitzen auf der Klappe (Abbildung 7.18-b).

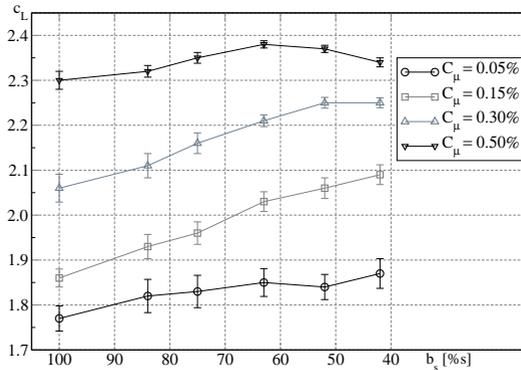
### Fazit

Eine Segmentierung des Anregeschlitzes führt im Fall der harmonischen Anregung zu einer Steigerung des Auftriebs gegenüber der spannweitig durchgehenden Anregung. Die geeigneten Längenverhältnisse liegen bei mittleren Segmentlängen von  $b_s = 75\%s$  bis  $b_s = 63\%s$  vor.

Generell können bezüglich der Anregung mit diesen Abmessungen folgende Erkenntnisse festgehalten werden: Es bilden sich vorteilhafte Längswirbel aus, welche die reine fluidische Beeinflussung um einen Effekt erweitern der z.B. bei der Anregung mittels Wirbelgeneratoren im Vordergrund steht. Dies führt zu einer verstärkten Durchmischung der Strömung im Bereich oberhalb der Hinterkantenklappe. Dadurch wird für höheren Impulsaustausch in der energiearmen Strömung nahe der Wand gesorgt. Energie aus der Hauptströmung wird in den Klappennachlauf transportiert und hat ein längeres Anliegen der Strömung zur Folge. Diese Erkenntnis wird durch zeitgemittelte Auswertungen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums, der Wandstromlinien auf der Klappe sowie zeit- und spannweitig gemittelten Visualisierungen gestützt.

### 7.3.2 Segmentierte, gepulste Anregung

In Abbildung 7.19 sind, ebenso wie bei der harmonischen Anregung, die Auftriebsbeiwerte für verschiedene Impulsbeiwerte und Segmentlängen angegeben. Da in experimentellen Untersuchungen hauptsächlich eine Pulsbreite von 50% eingesetzt wird, erfolgt diese Untersuchung ausschließlich bei  $DC = 0.5$ . Anhand der Auftriebsbeiwerte ist zu erkennen, dass mehrere Unterschiede zur harmonischen Anregung vorliegen:



**Abbildung 7.19:** Übersicht über die erreichten Auftriebssteigerungen im Fall der spannwitig segmentierten, gepulsten Anregung. Die erreichten Auftriebsbeiwerte in Abhängigkeit von  $C_\mu$  und der Segmentlänge  $b_s$  sind dargestellt.

Es lässt sich keine eindeutige Sättigung im Auftriebszuwachs erkennen. Ein Vergleich der erzielten Zuwächse für die Impulsbeiwerte  $C_\mu = 0.30\%$  und  $C_\mu = 0.50\%$  zeigt, dass eine weitere deutliche Steigerung erzielt werden kann. Im Fall der harmonischen Anregung weist der Auftriebsgewinn bei diesen Intensitäten schon einen Sättigungszustand auf. Ob bei höheren Impulsbeiwerten, über  $C_\mu = 0.50\%$ , auch für das gepulste Ausblasen ein Sättigungszustand erreicht wird, konnte auf Grund der Machzahl-Beschränkung des Anregeluftstroms auf  $Ma \leq 0.3$  nicht ermittelt werden.

Im Vergleich zur harmonischen Anregung weisen die Auftriebsbeiwerte ein größeres Spektrum auf. Wie in Abbildung 7.10-b zu erkennen ist, erreicht die harmonische Anregung schon bei sehr kleinen Impulsbeiwerten ein hohes Niveau, welches durch weitere Intensitätserhöhung nur noch in geringem Umfang gesteigert werden kann. Das gepulste Ausblasen zeigt zwar für einen Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.05\%$  auch schon einen deutlichen Auftriebsgewinn, allerdings liegt dieser für einige Fälle noch unter dem des harmonischen Anregens bei gleicher Intensität. Mit zunehmendem  $C_\mu$  kann allerdings der Auftrieb weiter beträchtlich gesteigert werden und erreicht für die größten untersuchten Impulsbeiwerte einen deutlich höheren Gewinn. Dies ließ sich für die spannwitig durchgehende, gepulste Anregung in Abbildung 7.6-b schon erkennen. Werte im Bereich von bis zu  $c_L = 2.4$  werden für die segmentierte, gepulste Anregung erreicht.

Beim Betrachten der Diagramme der Auftriebsbeiwerte in Abbildung 7.19 fällt im Vergleich zur harmonischen Anregung weiterhin auf, dass die kürzesten Anregesegmente in den meisten

Fällen den höchsten Auftriebsgewinn liefern. Analysen des Strömungsfeldes dieser Fälle sollen Aufschluss über den Grund dafür geben.

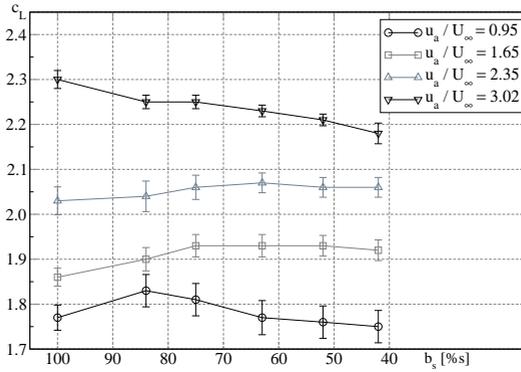


Abbildung 7.20: Übersicht über die erreichten Auftriebssteigerungen im Fall der spannweitig segmentierten, gepulsten Anregung bei  $DC = 0.5$  für den Fall der Variation des Geschwindigkeitsverhältnisses anstatt  $C_\mu$ .

Auch hier zieht eine Untersuchung der Variation der Segmentlänge bei gleich bleibendem Impulsbeiwert  $C_\mu$  nach sich, dass entsprechend der Verringerung von  $b_s$  das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{u_a}{U_\infty}$  erhöht werden muss. Wie bei der harmonischen, segmentierten Anregung wird deshalb eine weitere Untersuchung durchgeführt, bei dem nicht der Impulsbeiwert sondern das Geschwindigkeitsverhältnis konstant gehalten wird. Als Referenzgeschwindigkeitsverhältnis werden die Amplituden gewählt, die im Fall der spannweitig durchgehenden, gepulsten Anregung die angegebenen Impulsbeiwerte erreichen (siehe Tabelle 7.4). Bei konstant gehaltenem Geschwindigkeitsverhältnis führt dies allerdings dazu, dass der in die Strömung eingebrachte Impuls sinkt, je kürzer die Schlitze in ihrer spannweitigen Ausdehnung werden. Dies sind im Fall der kürzesten Schlitze (Segmentiert 6) 60%. Die Werte der prozentualen Verringerung für alle Segmentierungsfälle können der Tabelle 7.5 entnommen werden.

Im Vergleich zur segmentierten, harmonischen Anregung in Kapitel 7.3.1 erscheint hier die Variation bei einem konstanten Geschwindigkeitsverhältnis ungleich wichtiger. Da abhängig von der Pulsbreite bei einigen Fällen das Maximum bei den schmalsten Segmenten (und deshalb höchstem Geschwindigkeitsverhältnis) erreicht wird, muss untersucht werden, ob der positive Effekt weniger vom geeigneten Längenverhältnis als vielmehr von der großen Ausblasgeschwindigkeit abhängt.

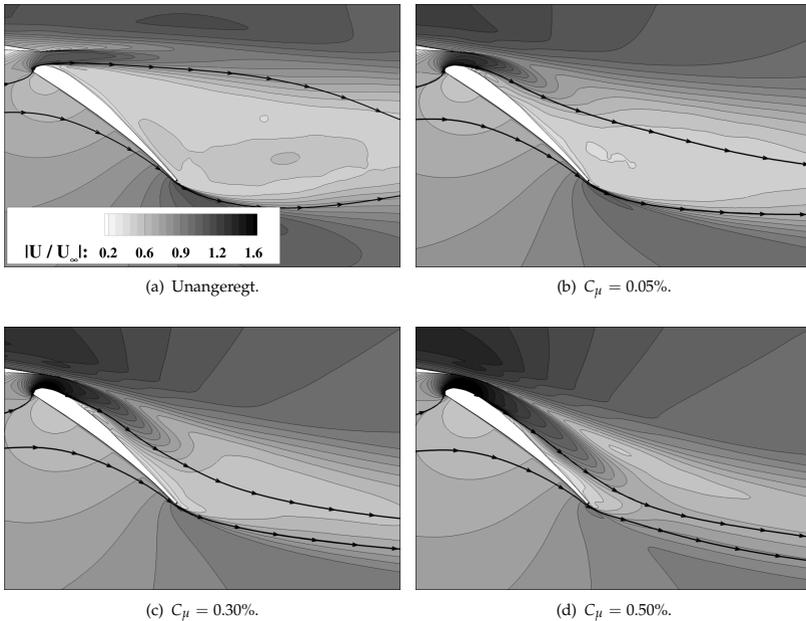
$C_\mu$ [%]	0.05	0.15	0.30	0.50
$\frac{u_a}{U_\infty}$ [-]	0.95	1.65	2.35	3.02

Tabelle 7.4: Übersicht über die Ausblasgeschwindigkeitsverhältnisse und die jeweiligen Impulsbeiwerte der spannweitig durchgehenden Anregung.

Durchg.	Segm. 2	Segm. 3	Segm. 4	Segm. 5	Segm. 6
0%	-20%	-30%	-40%	-50%	-60%

**Tabelle 7.5:** Prozentuale Änderung des Impulseintrages für die Segmentierungsfälle im Vergleich zur durchgehenden Anregung bei gleichbleibendem Geschwindigkeitsverhältnis.

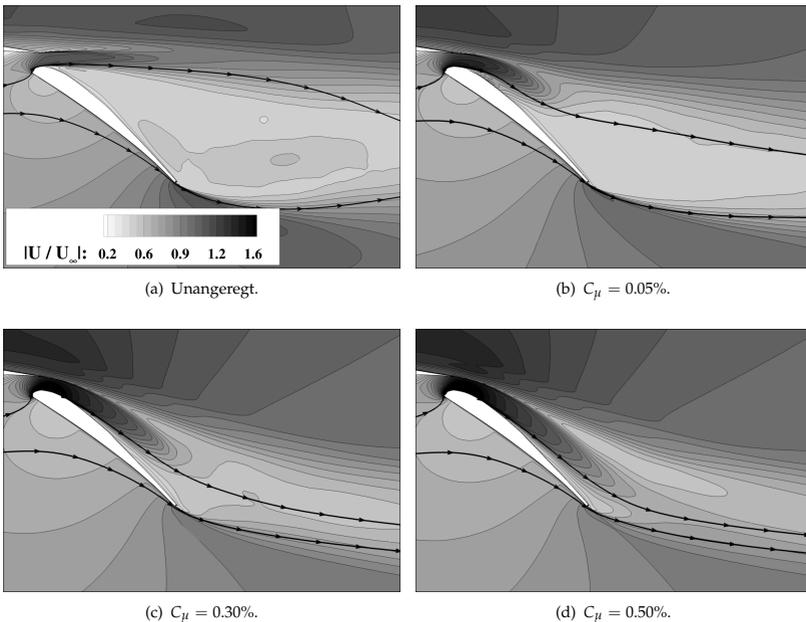
Anhand der Auftriebsbeiwerte in Abbildung 7.20 lässt sich erkennen, dass für das Erreichen eines bestimmten Auftriebsniveaus die Länge der Segmente tatsächlich eine geringere Rolle spielen als bei der harmonischen Anregung. Vielmehr muss ein bestimmtes Geschwindigkeitsverhältnis von Anreghostrom zu Anströmgeschwindigkeit erreicht werden, annähernd unabhängig von der Segmentlänge. Beispielsweise lässt sich Abbildung 7.20 entnehmen, dass bei einem Geschwindigkeitsverhältnis von  $\frac{u_a}{U_\infty} = 2.35$  für alle Segmentierungsfälle einschließlich der durchgehenden Anregung ein Auftriebsbeiwert von  $c_L \approx 2.05$  erreicht wird.



**Abbildung 7.21:** Spannwitzeitliche Mittelung des Strömungsfeldes für die Variation von  $C_\mu$  für den Testfall *Segmentiert 3*. Dargestellt ist die Absolutgeschwindigkeit in Verbindung mit den Stromlinien, die den Klappennachlauf begrenzen.

Trotzdem erweisen sich weiterhin die schmaleren Segmente als vorteilhafter, da sie dieses Auftriebsniveau mit deutlich weniger Energiebedarf erreichen. Für das maximale Geschwindigkeitsverhältnis von  $\frac{u_a}{U_\infty} = 3.02$  wird das Maximum von der durchgehenden Anregung erreicht.

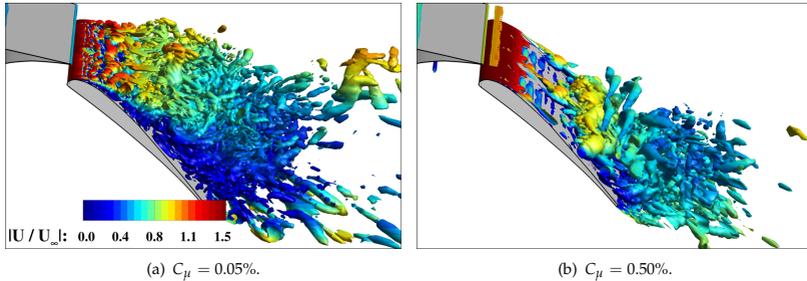
Je schmaler die Segmente bei dieser Amplitude werden, umso niedriger fällt der Auftriebsgewinn aus. Dieser sinkt jedoch nur schwach. Im Fall der kürzesten Segmente liegt er 5% unter dem der durchgehenden Anregung, obwohl der Impulsbeiwert gleichzeitig 60% niedriger liegt. Insgesamt lässt sich erkennen, dass beim gepulsten Ausblasen ein anderer Mechanismus als bei der harmonischen Anregung wirkt, oder zumindest einen größeren Anteil an der Beeinflussung der Strömung hat. Im Folgenden wird dieser Mechanismus anhand von Visualisierungen des Strömungsfeldes, der wandnahen Strömung und der spanweitig gemittelten Strömung ergründet.



**Abbildung 7.22:** Spannweite und zeitliche Mittelung des Strömungsfeldes für die Variation von  $C_\mu$  für den Testfall *Segmentiert 6*. Dargestellt ist die Absolutgeschwindigkeit in Verbindung mit den Stromlinien, die den Klappennachlauf begrenzen.

Die Abbildungen 7.21 und 7.22 zeigen die Auswertung der spanweitig und zeitlich gemittelten Strömung für die Segmentierungsfälle *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6*. Diese können im Vergleich zu Abbildung 7.7 der spanweitig durchgehenden Anregung gesehen werden. Die Ergebnisse dieser Auswertung decken sich mit den erreichten Auftriebsbeiwerten und geben gleichzeitig Aufschluss über den hauptsächlichen Grund für die Auftriebssteigerung. Für einen Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.30\%$  lässt sich Abbildung 7.19 entnehmen, dass der Auftrieb mit kürzer werdenden Schlitzen ansteigt. Ein Vergleich der Abbildungen 7.7-e (für die spanweitig durchgehende Anregung) und 7.22-c (für den Testfall *Segmentiert 6*) zeigt, dass im Fall der segmentierten Anregung, mit höherer Anregungsamplitude der Abströmwinkel

vom Hauptflügel betragsmäßig deutlich größer ist und die Strömung näher und für einen größeren Bereich an der Klappenoberseite anliegt. Für den Fall des größten Impulsbeiwertes von  $C_{\mu} = 0.50\%$  liegen bei einer Pulsbreite von  $DC = 0.5$  alle Segmentierungsfälle auf ungefähr gleichem Auftriebsniveau. Dies spiegelt sich auch beim Vergleich der Abbildungen 7.7-f und 7.22-d wider, die eine qualitativ gleichwertige Strömungssituation auf der Klappenoberseite zeigen.



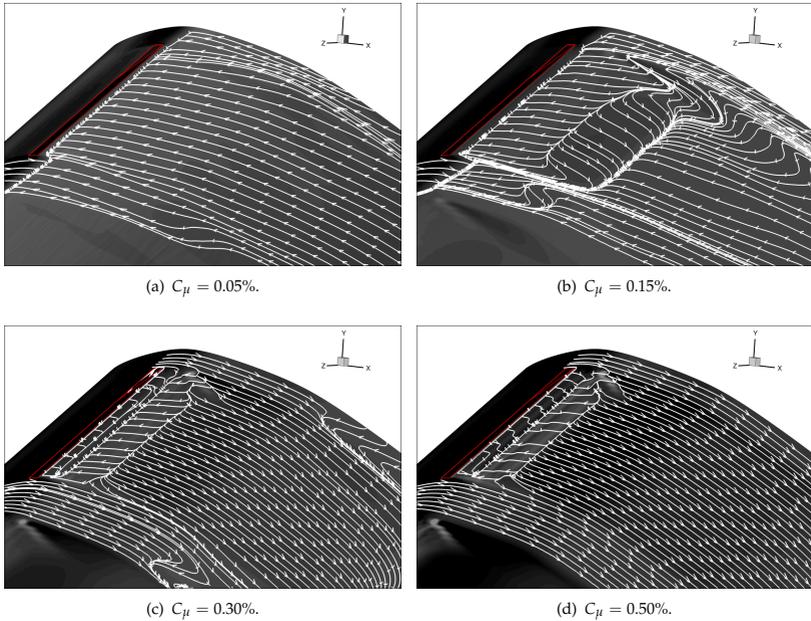
**Abbildung 7.23:** Schnappschüsse der instationären Strömung des Testfalls *Segmentiert 3* mit Hilfe des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -500 1/s^2$ . Mit zunehmender Intensität der Anregung legt sich die Strömung an die Klappenoberfläche an.

Die Abbildung 7.23 zeigt einen Schnappschuss aus der instationären Strömung für zwei verschiedene Impulsbeiwerte anhand des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums. Auch hier kann von einer stark durchmischten Strömung ausgegangen werden, in der die einzelnen Wirbel gut miteinander interagieren können und so die stabile Scherschicht der unangeregten Strömung effektiv gestört wird. Im Gegensatz zur harmonischen Anregung stellt dies hier nicht den Haupteffekt dar.

Die Abbildung 7.23-b bestätigt die zuvor gewonnenen Erkenntnisse auch für einen willkürlich ausgewählten Zeitpunkt der instationären Strömung. Über weite Teile der Klappenoberseite liegt die Strömung an und die Ablösung auf dem hinteren Klappenbereich verläuft sehr flach. Es bildet sich nur ein kleines Rezirkulationsgebiet aus.

Die Abbildung 7.24 zeigt die Wandstromlinien der zeitgemittelten Strömung. Für einen Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.15\%$  lässt sich eine deutliche Verbesserung im Vergleich zur vollständig abgelösten unangeregten Strömung erkennen. Passend zu den steigenden Auftriebsbeiwerten und dem Prinzip des Einbringens von kinetischer Energie in die wandnahe Strömung lassen sich für die beiden hohen Impulsbeiwerte  $C_{\mu} = 0.30\%$  und  $C_{\mu} = 0.50\%$  fast vollständig anliegende Strömungen erkennen (siehe Abbildungen 7.24-c und 7.24-d). Speziell für letzteren Fall lässt sich für die dargestellte Länge *Segmentiert 3* im Bereich der ersten Klappenhälfte eine durchweg anliegende Strömung ausmachen.

Für den Fall des geringsten Impulsbeiwerts von  $C_{\mu} = 0.05\%$  (siehe Abbildung 7.24-a) deutet jedoch die Auswertung der Wandstromlinien auf eine vollständig abgelöste Strömung hin, ebenso wie im unangeregten Fall. Trotzdem lässt sich anhand der Auftriebsbeiwerte eine Verbesserung gegenüber der natürlichen Strömung erkennen. Um die Strömung in diesem Fall wieder zum Anliegen zu bringen, reicht die eingebrachte kinetische Energie nicht aus. Jedoch sorgt der annähernd tangential zur Klappenoberfläche ausblasende Puls für eine leichte Vergrößerung

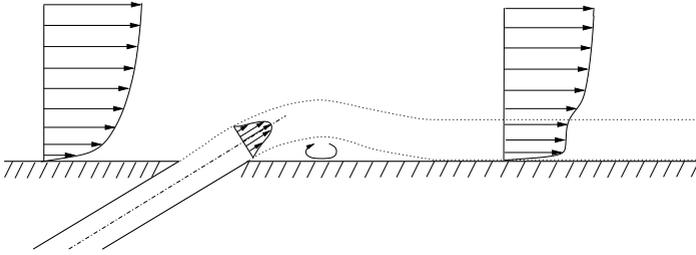


**Abbildung 7.24:** Wandstromlinien der zeitgemittelten Strömung des Testfalls *Segmentiert 3*. Detailsicht der Hälfte des Flügelsegments in der Nähe des Ausblasschlitzes. Für den kleinsten Impulsbeiwert ist die Strömung vollständig abgelöst, für den größten Impulsbeiwert hingegen liegt sie vollständig auf der Klappenoberseite an.

des Abströmwinkels vom Hauptflügel, wie aus Abbildung 7.21-b ersichtlich wird. Die erhöhte Zirkulation führt zu einer Auftriebssteigerung.

Des Weiteren lässt sich an Abbildung 7.24 der bei annähernd tangentialen Ausblasen auftretende Coanda- bzw. Entrainment-Effekt erkennen, der von Herwig [80] beschrieben wird und bereits von Günther [69] in zweidimensionalen Simulation beobachtet wurde. Die Skizze in Abbildung 7.25 zeigt den prinzipiellen Effekt: Direkt nach dem Ausblasschlitz bildet sich ein Rückströmgebiet in Verbindung mit abgelöster Strömung aus. Etwas weiter stromab kommt die Strömung dann zum Anliegen. Dies lässt sich auch hier für die Impulsbeiwerte  $C_\mu = 0.30\%$  und  $C_\mu = 0.50\%$  in den Abbildungen 7.24-c bzw. 7.24-d identifizieren.

In Abbildung 7.26 sind, ebenfalls für die zeitgemittelte Strömung, passend zu den Strömungsgegebenheiten auf der Wand Stromlinien im Strömungsfeld dargestellt, die innerhalb des Ausblasschlitzes und stromauf der Klappen eingebracht sind. Für die im vorigen Absatz angesprochene Situation der abgelösten Strömung bei  $C_\mu = 0.05\%$  lässt sich hier (Abbildung 7.26-a) erkennen, dass die Strömung nicht an der Klappenoberfläche anliegt. Jedoch verläuft die Ablösung der Strömung sehr flach, alle Stromlinien verlaufen extrem nah an der Klappenoberfläche. Mit steigendem Impuls der Anregung und somit zunehmender Amplitude der Pulseschwin-



**Abbildung 7.25:** Prinzipskizze des Wiederanlegens eines Strahls an eine Wand (Coanda- bzw. Entrainment-Effekt).

digkeit legt sich die Strömung dann sukzessive an die Klappenoberfläche an, allerdings wie oben beschrieben mit einem kleinen Rezirkulationsgebiet direkt nach dem Ausblassechlitz.

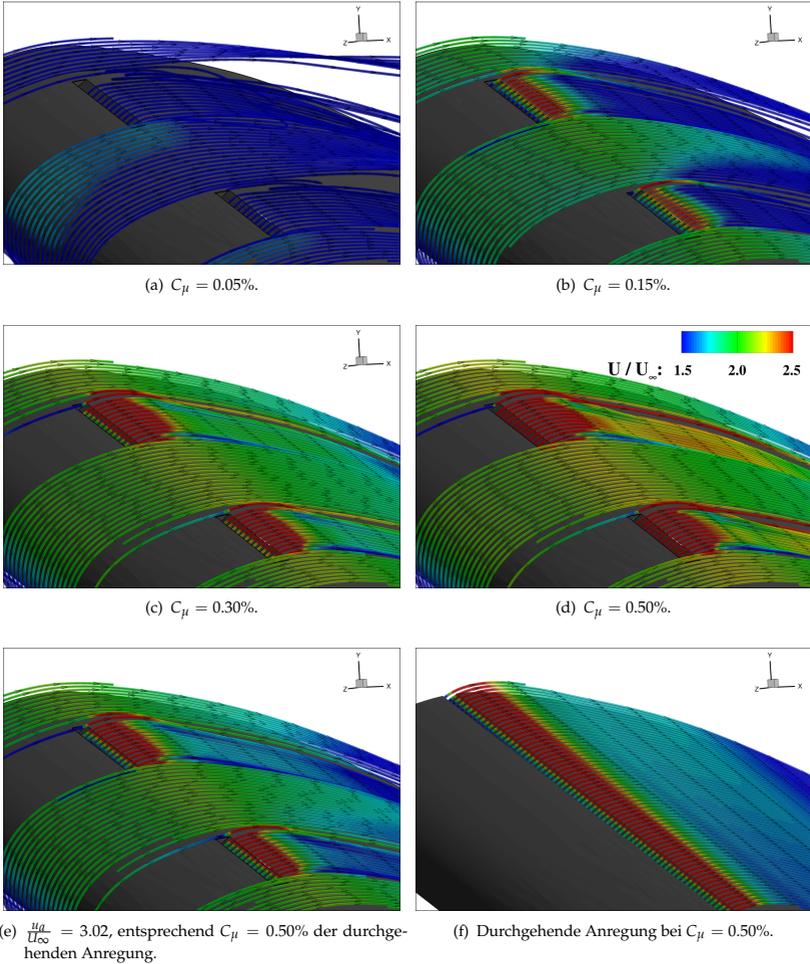
Der Vergleich der Abbildungen 7.26-d, 7.26-e und 7.26-f zeigt die jeweils maximalen Beeinflussungssituationen für die spannweitig durchgehende Anregung und den Testfall *Segmentiert 6*. Letzterer sowohl für den maximalen Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.50\%$  als auch für das Geschwindigkeitsverhältnis  $\frac{u_a}{U_{\infty}} = 3.02$ , das dem Impulsbeiwert  $C_{\mu} = 0.50\%$  der durchgehenden Anregung entspricht. Anhand dieser Visualisierung lässt sich identifizieren, dass die Strömung selbst bei sehr kurzen Schlitzten nicht im Bereich zwischen diesen ablöst, obwohl dort keine direkte Beeinflussung der Strömung durch einen Ausblasstrom erfolgt. Durch die Trägheit der Strömung wird sie auch in den Wandbereichen zwischen den Ausblassechlitzten effektiv beeinflusst. Gegenüber der spannweitig durchgehenden Anregung lässt sich so Energie sparen und konstruktive Schwierigkeiten können umgangen werden.

## Fazit

Basierend auf Voruntersuchungen wird für das gepulste Ausblasen ein sehr kleiner Ausblaswinkel gewählt. Dies führt zu einer Situation, die nur bedingt vergleichbar mit der harmonischen Anregung ist.

Es lässt sich feststellen, dass sich bei dieser Anregungsform ein höheres Auftriebsniveau erzielen lässt. Als Begründung muss ein anderer physikalischer Effekt angeführt werden. Im Gegensatz zur harmonischen Anregung ist es nicht das primäre Ziel der gepulsten Beeinflussung für ein Zerstören der Scherschicht, eine erhöhte Dreidimensionalität der Strömung und eine verstärkte Durchmischung der Klappenströmung zu sorgen. Stattdessen wird in Verbindung mit dem fast tangential zur Klappenoberfläche gerichteten Ausblaswinkel und durch das mehr oder weniger breite Pulsplateau erreicht, dass der wandnahen Strömung neue kinetische Energie zugeführt wird, die durch den positiven Druckgradienten verloren geht. Wie schon von Günther [69] an zweidimensionalen Testfällen beschrieben, wird durch die hohe Ausblasgeschwindigkeit in Wandnähe dafür gesorgt, dass der Abströmwinkel vom Hauptflügel stark zunimmt und sich als Folge die Zirkulation der Gesamtkonfiguration stark erhöht. Dies führt zu der beobachteten Auftriebssteigerung und erklärt auch, warum im Fall der gepulsten Beeinflussung das Geschwindigkeitsverhältnis von höherem Einfluss zu sein scheint als die anderen Parameter.

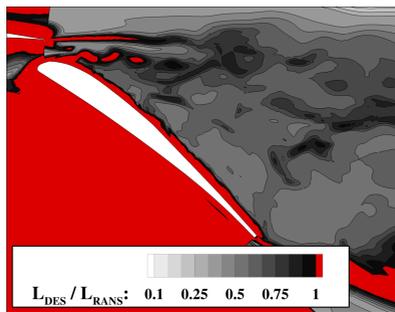
Die Tatsache, ob die Schlitz in der Klappenschulter segmentiert oder spannbreite durchgehend sind, spielt vor diesem Hintergrund eine geringere Rolle, wie durch Untersuchungen bei konstanten  $C_\mu$  und  $\frac{H_a}{U_\infty}$  belegt wird.



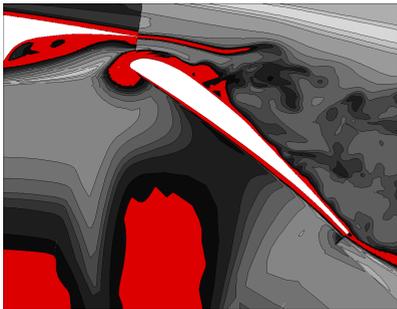
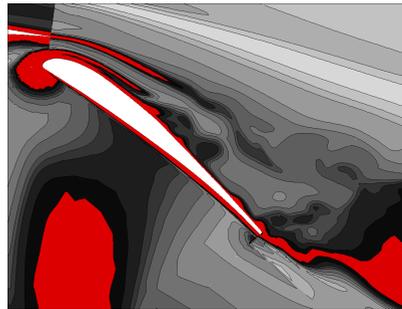
**Abbildung 7.26:** Stromlinien der zeitgemittelten Strömung des Testfalls *Segmentiert 6* eingefärbt mit dem lokalen Geschwindigkeitsverhältnis zur Anströmgeschwindigkeit. Die Stromlinienfächer sind stromauf der Hinterkantenklappe und in den Ausblassechlitzen eingebracht.

### 7.3.3 Anwendung der DES für gepulstes Ausblasen

In Kapitel 6.2 wird bereits die Anwendung der DES für die unangeregte Strömung auf dem Basisgitter diskutiert und die Begründung für eine sinnvolle Anwendung anhand der Zeitschrittweite, Gitterauflösung und Rechengebietsgröße erbracht. Wie in Abbildung 7.8 zu erkennen ist, verändert sich die Wirbelstruktur auf der Hinterkantenklappe bei der Anwendung der harmonischen Anregung nur geringfügig. Es liegt weiterhin eine stark dreidimensionale Strömung vor, die einen hohen Grad an Durchmischung und erst für sehr hohe Impulsbeiwerte eine nennenswerte Verkleinerung des Rezirkulationsgebietes aufweist. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass die Anwendung der DES für die harmonische Anregung weiterhin gerechtfertigt ist.



(a) Unangeregt.

(b)  $C_\mu = 0.05\%$ , Segmentiert 6(c)  $C_\mu = 0.50\%$ , Segmentiert 6.

**Abbildung 7.27:** Visualisierung des Verhältnisses der Längenmaße  $L_{DES}/L_{RANS}$  für die zeitgemittelte und spannungweitig gemittelte Strömung für den unangeregten Basisfall und zwei ausgewählte Anregungsfälle anhand *Segmentiert 6*. Zu beachten ist bei der Legende, dass das Verhältnis  $L_{DES}/L_{RANS} = 1$  rot markiert ist. Dort befindet sich die Simulation im RANS-Modus.

Wie bereits beschrieben, verläuft die Ablösung bei Anwendung des gepulsten Ausblasens in Verbindung mit hohen Impulsbeiwerten extrem flach und die Rezirkulation auf der Hinterkantenklappe ist nur noch sehr schwach ausgeprägt (vergleiche Abbildungen 7.22-a und 7.22-d).

Ein Vergleich der Abbildungen 7.23-a und 7.23-b führt zu der Vermutung, dass im Falle einer schwachen Anregung der Strömung (z.B. mit  $C_\mu = 0.05\%$ ) durch den geringen Effekt auf die Klappenströmung und die deshalb noch immer überwiegend abgelöste Strömung weiterhin eine Detached-Eddy Simulation erfolgreich angewendet werden kann. In diesem Fall ist die DES im Bereich oberhalb der Hinterkantenklappe weiterhin vornehmlich im LES-Modus. Anhand von Abbildung 7.27-b lässt sich erkennen, dass ähnlich wie im Fall der unangeregten Strömung nur die Scherschicht mit dem RANS-Modus ( $L_{DES}/L_{RANS} = 1$ ) simuliert wird. Des Weiteren wird die Grenzschicht durch die Anwendung der Delayed Detached-Eddy Simulation geschützt und befindet sich ebenfalls im RANS-Modus. Im kompletten Bereich der Rezirkulation befindet sich die Simulation im LES-Modus.

Die Abbildung 7.23-b, welche einen Schnappschuss der Simulation einer starken Anregung darstellt, sorgt für die Vermutung, dass die Simulation in diesem Fall oberhalb der Klappe größtenteils nicht mehr im LES-Modus ist. Durch den hohen Impulsbeiwert wird die Ablösung stark vermindert und es bildet sich nur ein sehr kleines Rezirkulationsgebiet aus. Da anliegende Strömungen bei Anwendung einer DES per Definition im RANS-Modus agieren sollen, ist dieses Verhalten zu erwarten. Anhand der Abbildung 7.27-b lässt sich erkennen, dass allerdings nun *nicht* die komplette Klappenströmung im RANS-Modus ist. Die Visualisierung des Verhältnisses der Längenmaße zeigt keinen großen Unterschied im Vergleich zur unangeregten Strömung und zur schwach angeregten Strömung. Sowohl die Scherschicht, die nun einen betragsmäßig sehr großen Abströmwinkel vom Hauptflügel aufweist, als auch der Bereich des Ausblasschlitzes, einschließlich des vom Puls durchdrungenen Gebietes, sind im RANS-Modus. Dies war auch schon bei der schwach beeinflussten Strömung der Fall. Durch die extrem flach verlaufende Ablösung und das sehr kleine Rezirkulationsgebiet, welches allerdings vollständig im LES-Modus ist, entsteht in Abbildung 7.23-b der Eindruck, es würde der RANS-Modus vorherrschend sein. Im Fall der stark angeregten Strömung ist auch weiterhin die Anwendung der DES sinnvoll.

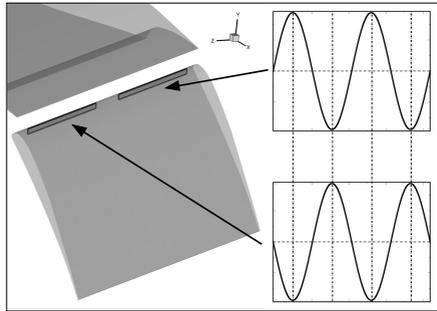
Nichtsdestotrotz stellt eine äußerst flach verlaufende Ablösung nicht mehr das Haupteinsatzgebiet der DES dar. Für eine massiv abgelöste Strömung mit großem Rezirkulationsgebiet, wie es ohne aktive Beeinflussung der Fall ist, liegt eine Strömungstopologie vor, die den geeigneten Anwendungsfall für die Detached-Eddy Simulation darstellt.

Wie von Mockett [122] beschrieben, stehen Strömungsfälle mit schwacher Ablösung, die sich über einen weiten Bereich auf der Wand erstreckt (im Gegensatz zu geometrieinduzierter Ablösung an einer scharfen Kante) und gering ausgeprägter Rezirkulation, vor Problemen. Speziell letztere sorgt dafür, dass die Entwicklung von aufgelösten turbulenten Strukturen unterstützt wird. Dieser Unterstützungsmechanismus ist mit einer so kleinen Rezirkulation wie im Fall der Anregung mit hohen Impulsbeiwerten nur schwach ausgeprägt und führt dazu, dass nur wenige aufgelöste Wirbelstrukturen in der Strömung zu erkennen sind. Hier liegt also ein Konflikt zwischen der Numerik und der Physik vor. Aus technischer Sicht ist die Anwendung eines hohen Impulsbeiwertes gewünscht, da dies zu einer effektiven Ablöseverzögerung und somit zu einer Auftriebssteigerung führt. In ebendieser Situation steht hingegen die Numerik vor dem sogenannten Grauzonenproblem, bei dem nicht eindeutig zu identifizieren ist, wo LES- und wo RANS-Modus vorliegen, bzw. ob ein undefinierter Zwischenbereich vorliegt.

Eine starke Verfeinerung der Gitterauflösung im Bereich der Klappenschulter, kombiniert mit einer Verkleinerung des numerischen Zeitschrittes würde zu einer Verbesserung führen. Allerdings sinkt damit die Anwendbarkeit des Testfalls für Parameteruntersuchungen. Eine Anwendung im Bereich der Flugzeugvorentwicklung wäre dann auf Grund des zu hohen Ressourcenbedarfs nicht mehr interessant. Laut Mockett [122] würde eine vollständige Auflösung des Grauzonenproblems das explizite Erzeugen realistischer turbulenter Fluktuationen beim Einsetzen des LES-Modus erfordern. Dies wird jedoch als zu komplex erachtet.

## 7.4 Phasenverschiebung

Im Fall des SCCH-Flügelsegments werden, wie in Kapitel 5 beschrieben, zwei nebeneinander liegende Anregeschlitze simuliert. Es bietet sich an, den Anregestrom aus diesen beiden Schlitzen phasenverschoben zu gestalten. Eine Prinzipskizze ist der Abbildung 7.28 zu entnehmen. Für die harmonische Anregung wird hierzu eine Phasenlage von  $\theta = 180^\circ$ , entsprechend einer gegenphasigen Anregung, mit dem normalen, nicht phasenverschobenen Fall verglichen. Das gepulste Ausblasen wird zusätzlich um einen Phasenwinkel von  $\theta = 90^\circ$  ergänzt. Die Phasenverschiebung wird sowohl für die harmonische Anregung als auch für das gepulste Ausblasen, an dem segmentierten Testfall mit einer Segmentlänge von  $b_s = 75\%$ , durchgeführt (Testfall *Segmentiert 3*). Dieser wird gewählt, da er im nicht-phasenverschobenen Fall für eine hohe Auftriebssteigerung sorgen kann. Die Anwendung einer Phasenverschiebung mit beiden Anregeformen soll klären, ob weitere Verbesserungen möglich sind.

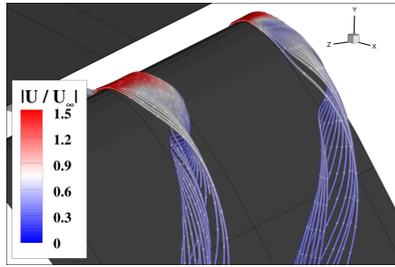


**Abbildung 7.28:** Skizze des Konzeptes der Phasenverschiebung ( $\theta = 180^\circ$ ) für eine harmonische Anregung. Während aus einer der beiden Schlitze der Anregestrom ausgeblasen wird, ist der andere gerade in einer Einsaugphase. Das gleiche Prinzip wird für das gepulste Ausblasen angewendet (bei  $DC = 0.5$ ). Während einer der Schlitze gepulst ausbläst, ist der andere inaktiv.

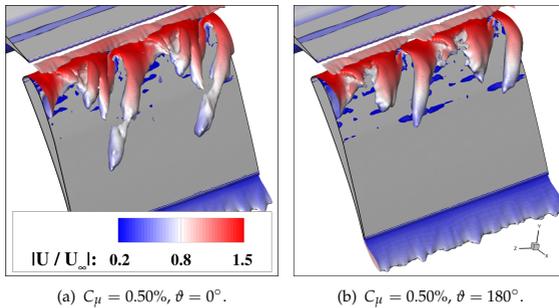
### 7.4.1 Phasenverschobene harmonische Anregung

Kernpunkt der segmentierten, harmonischen Beeinflussung ist die erfolgreiche Anregung von Längswirbeln, die für eine effektive Durchmischung des Rezirkulationsgebietes auf der Hinterkantenklappe sorgen. Eine Visualisierung der zeitgemittelten Strömung des phasenverschobenen Falls bei  $C_\mu = 0.50\%$  ist in Abbildung 7.29 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass eine Phasenverschiebung nicht die Längswirbel zerstört, diese sind weiterhin vorhanden. Sie fallen allerdings etwas kürzer aus als in der nicht-phasenverschobenen Anregung. Dies ist im Vergleich der beiden Beeinflussungsvarianten in Abbildung 7.30 dargestellt. Im phasenverschobenen Fall sind die Längswirbel etwas kürzer, dringen somit nicht ganz so weit in das Rezirkulationsgebiet ein, erscheinen jedoch gleichmäßiger in ihrer Form.

Die Verwendung der harmonischen Anregung in Verbindung mit einer Phasenverschiebung von  $\theta = 180^\circ$  führt zu keiner Steigerung des Auftriebs. Die Abbildungen 7.31-a und 7.31-b

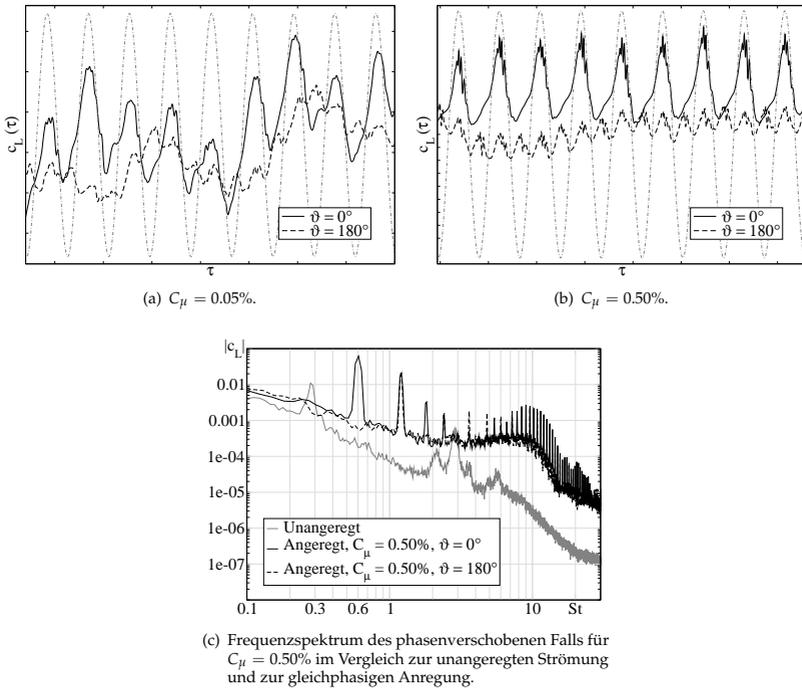


**Abbildung 7.29:** Auch für den phasenverschobenen Fall bilden sich zwischen den Anreageschlitzen stabile Längswirbel aus, die hier mit Stromlinien dargestellt sind, die knapp vor den Anreageschlitzen in die zeitgemittelte Strömung eingebracht sind. Einfärbung der Stromlinien mit der zeitgemittelten Gesamtgeschwindigkeit.



**Abbildung 7.30:** Darstellung der Längswirbelstrukturen in der zeitgemittelten Strömung anhand des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -100 \text{ 1/s}^2$ .

zeigen für ca. acht konvektive Einheiten den Verlauf des Auftriebsbeiwertes im Fall einer Beeinflussung mit einem Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.05\%$  bzw. dem größten Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.50\%$ . Im ersten Fall ändert sich der Mittelwert des Auftriebsbeiwertes nicht, dies lässt sich auch an dem kleinen Ausschnitt aus dem Zeitverlauf in Abbildung 7.31-a erkennen. Allerdings vermindert sich durch die Phasenverschiebung der Wertebereich der Fluktuationen um den Mittelwert herum. Für den höheren Impulsbeiwert verschlechtert sich der Mittelwert sogar. Der Auftrieb fällt hier von  $c_L = 2.08$  auf  $c_L = 2.01$ , führt jedoch gleichzeitig zu einer drastischen Verminderung der Fluktuationen. Dies ist Abbildung 7.31-b ebenfalls für einen Ausschnitt von acht Umströmungen aus dem Zeitverlauf des Auftriebsbeiwertes zu entnehmen. Der Schwankungswert fällt für den Beeinflussungstestfall mit Phasenverschiebung auf  $\hat{\sigma}_{c_L} = 0.029$  im Vergleich zu  $\hat{\sigma}_{c_L} = 0.049$  ohne Phasenverschiebung. Eine geringe Schwankung des Auftriebs um seinen Mittelwert stellt zudem ein nicht zu unterschätzendes Qualitätsmerkmal dar, welches im Vergleich jedoch mit einer Verminderung des Auftriebsbeiwertes um gut 3% abgewägt werden muss.

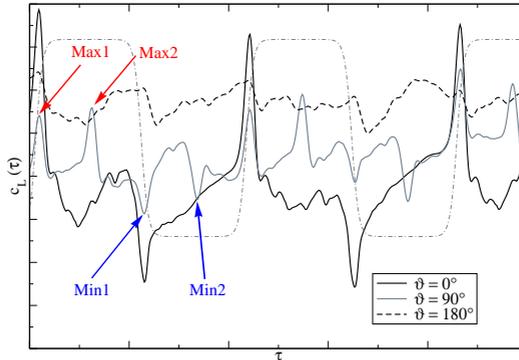


**Abbildung 7.31:** Einfluss der Phasenverschiebung von  $\vartheta = 180^\circ$  unter Verwendung der harmonischen Anregung. Das Zeitsignal des Auftriebsbeiwertes ist für ca. acht Anregeperioden dargestellt. Die gestrichelte Linie verdeutlicht das Signal des synthetischen Jets.

Eine diskrete Fourier-Transformation des globalen Auftriebsbeiwertes enthüllt, dass die dominante Frequenz ( $St = 0.6$ ), entsprechend der dimensionslosen Anregefrequenz, durch die Phasenverschiebung von  $\vartheta = 180^\circ$  ausgelöscht wird. Die erste dominante Amplitude, die in der phasenverschobenen Beeinflussung zu beobachten ist, entspricht der ersten Höherharmonischen der Anregung ohne Phasenverschiebung (siehe Abbildung 7.31-c). Im Vergleich zwischen den beiden Anregungsmethoden zeigt sich im Betrag der ersten Harmonischen allerdings kein Unterschied. Die Strouhal-Zahl auf der Abszisse wird hier mit der Klappenlänge  $c_k$  gebildet, da diese Geometrie Komponente für die Ausbildung der dominanten Wirbelstrukturen verantwortlich ist.

### 7.4.2 Phasenverschobenes gepulstes Ausblasen

Im Rahmen der gepulsten Anregung wird sowohl ein Phasenversatz von  $\vartheta = 90^\circ$  als auch  $\vartheta = 180^\circ$  angewendet. Allerdings scheint der größte Effekt der Anregung bei der rein gegenphasigen Anregung ( $\vartheta = 180^\circ$ ) zu Tage zu treten. *Gegenphasige* Anregung bedeutet im

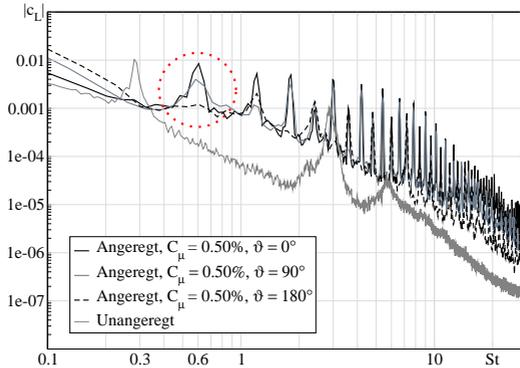


**Abbildung 7.32:** Einfluss der Phasenverschiebungen von  $\vartheta = 90^\circ$  und  $\vartheta = 180^\circ$  unter Verwendung des gepulsten Ausblasens. Das Zeitsignal des Auftriebsbeiwertes ist für ca. drei Antriebsperioden dargestellt. Die gestrichelte Linie verdeutlicht das Signal des Pulses.

Zusammenhang mit gepulstem Ausblasen bei einer Pulsbreite von  $DC = 0.5$ , dass die beiden Ausblassechlitze abwechselnd aktiv sind. Während aus einem Schlitz ausgeblasen wird, ist der andere inaktiv, und umgekehrt.

Die grundsätzlichen Effekte können auch hier einem Ausschnitt des zeitabhängigen Verlaufs des Auftriebsbeiwertes entnommen werden (Abbildung 7.32). Der Puls selbst sorgt für eine stark ausgeprägte Dynamik im Auftriebsverhalten. Speziell die Pulsflanke hat einen hohen Einfluss auf die Fluktuationen. Im Fall der ansteigenden Pulsflanke kann zum gleichen Zeitpunkt ein starker aufwärts gerichteter Ausschlag beobachtet werden. Erreicht der Puls sein Plateau, fällt der Auftriebsbeiwert ab und mündet zum Zeitpunkt der absteigenden Pulsflanke in einem Ausschlag nach unten. Während der Puls inaktiv ist, wächst der Auftrieb bereits wieder an, um das folgende Maximum während des nächsten Pulsanstiegs zu erreichen. Dieses zeitabhängige Verhalten sorgt dafür, dass eine relativ große Schwankungsbreite im Fall der nicht-phasenverschobenen Beeinflussung beobachtet wird.

Wird das Pulsen aus den beiden Ausblassechlitzen hingegen phasenverschoben betrieben, ändert sich die Dynamik des Auftriebsbeiwertes drastisch. Wie ebenfalls der Abbildung 7.32 für eine Beeinflussung mit  $\vartheta = 90^\circ$  zu entnehmen ist, fällt für diesen Fall die Schwankungsbreite deutlich geringer aus. Da nun zwei Pulse nicht gleichzeitig, sondern um  $\vartheta = 90^\circ$  phasenversetzt agieren, treten die im vorigen Abschnitt beschriebenen Extrema im Zeitverlauf des Auftriebsbeiwertes nun doppelt so oft auf, allerdings um ca. den Faktor 2 reduziert. In Abbildung 7.32 lässt sich erkennen, dass noch immer während der ansteigenden Pulsflanke ein erster Ausschlag nach oben zu beobachten ist (bezeichnet als  $Max1$ ). Während der erste Puls sein Plateau erreicht, folgt der andere mit der ansteigenden Pulsflanke. Deshalb ist ein weiterer Ausschlag nach oben während der Plateauphase des ersten Pulses zu beobachten. Dieser folgt um  $T/4$  versetzt und ist in Abbildung 7.32 als  $Max2$  bezeichnet. Eine entsprechende Situation tritt bei den Flankenabstiegen ein. Der erste Pulsabfall sorgt für ein Minimum ( $Min1$ ), der zeitversetzte Puls erzeugt einen zweiten Abfall ( $Min2$ ) während der inaktiven Phase des ersten Pulses. Die um  $\vartheta = 90^\circ$



**Abbildung 7.33:** Frequenzspektrum der phasenverschobenen Fälle für  $C_\mu = 0.50\%$  des gepulsten Ausblasens im Vergleich zur unangeregten Strömung und zur gleichphasigen Anregung.

zeitlich versetzt zueinander wirkenden Pulse erzeugen eine stetige Abfolge von Fluktuationen im Verlauf des Auftriebsbeiwertes, die jedoch allesamt in ihrer Amplitude gering ausfallen. Insgesamt fällt die Schwankungsamplitude durch die Phasenverschiebung um  $\vartheta = 90^\circ$  von  $\hat{\sigma}_{c_L} = 0.012$  auf  $\hat{\sigma}_{c_L} = 0.0065$ . Dies entspricht ziemlich genau der Hälfte der Schwankungsbreite der gepulsten Anregung *ohne* Phasenverschiebung. Der Auftriebsbeiwert ändert sich im Mittel allerdings nicht.

Durch die Anregung mit einer gegenphasigen Anregung ( $\vartheta = 180^\circ$ ) steigt hingegen für die gepulste Anregung mit  $C_\mu = 0.50\%$  der Auftrieb sogar leicht an. Der Verlauf des Auftriebsbeiwertes für diesen Fall der Phasenverschiebung ist ebenfalls in Abbildung 7.32 dargestellt. Anhand der gestrichelten Linie lässt sich entnehmen, dass durch die gegeneinander arbeitenden Pulse sowohl die Fluktuationen am stärksten gedämpft werden als auch dass der Auftrieb im Mittel leicht ansteigt. Die Standardabweichung reduziert sich hier auf seinen Minimalwert von  $\hat{\sigma}_{c_L} = 0.0029$ . Dies entspricht einem Viertel der Schwankungsbreite der gepulsten Anregung ohne Phasenverschiebung. In diesem Fall zieht die Phasenverschiebung also einen deutlichen Vorteil nach sich.

Die unterschiedlichen dominanten Frequenzen, die in der Strömung auftreten, werden anhand des Frequenzspektrums des Auftriebsbeiwertes (analog zu dem der harmonischen Anregung) in Abbildung 7.33 sichtbar. Die deutlichsten Unterschiede lassen sich bei  $St = 0.6$  erkennen, der dimensionslosen Anregefrequenz (in der Abbildung hervorgehoben). Im Fall der nicht-phasenverschobenen Anregung wird, wie zu erwarten, die Frequenz der instationären Beeinflussung direkt wiedergegeben. In gleichem Maße wie die Schwankungen des Auftriebsbeiwertes im Zeitverlauf um ca. den Faktor 2 sinken, ist auch die erste dominante Amplitude im Frequenzspektrum im Fall der Phasenverschiebung mit  $\vartheta = 90^\circ$  nur noch halb so stark ausgeprägt. Ebenfalls wie im Fall der harmonischen, gegenphasigen Anregung wird die dominante Amplitude bei  $\vartheta = 180^\circ$  vollständig ausgelöscht.

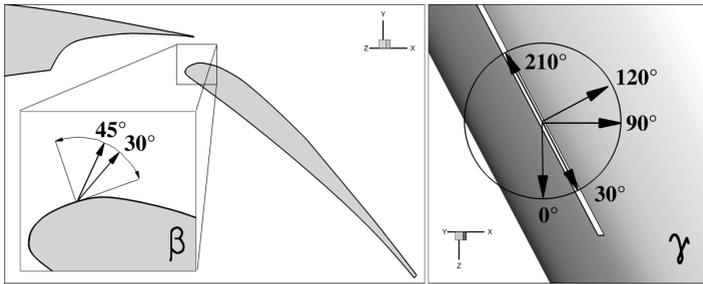
## Fazit

Sowohl für die harmonische Anregung als auch das gepulste Ausblasen bietet die Phasenverschiebung kein effektives Mittel um den Auftrieb zu erhöhen. Teilweise ist sogar ein Absinken des mittleren Auftriebsbeiwertes zu beobachten. Trotzdem kann die Phasenverschiebung für eine deutliche Qualitätssteigerung der aktiv beeinflussten Hochauftriebsströmung sorgen. Deshalb wird sie auch schon in Windkanaluntersuchungen eingesetzt (Bauer et al. [6]).

Insbesondere die gegenphasige Anregung führt zu einer effektiven Dämpfung der Oszillationen des zeitlichen Verlaufs des Auftriebsbeiwertes um seinen Mittelwert. Die starken Schwankungen, welche die aktive Beeinflussung in der Strömung um die Hochauftriebskonfiguration erzeugt, können abgemildert werden.

## 7.5 Sphärischer Anregungswinkel

Da die SCCH-Konfiguration einen Pfeilungswinkel von  $\Phi = 30^\circ$  aufweist, entwickelt sich auf der Klappenoberseite eine dominante Querströmungskomponente, speziell im Fall der unangeregten Strömung. Dies wird im Kapitel 6.1 bereits dargestellt. Deshalb soll mit Hilfe der *Sphärischen Anregung* untersucht werden, inwiefern dieser Querströmungseinfluss durch eine aktive Beeinflussung geschwächt werden kann. Unter dem Begriff *Sphärische Anregung* ist in dieser Arbeit gemeint, dass der Vektor der Anregungsgeschwindigkeit nicht nur innerhalb der Schnittebene senkrecht zur Spannweitenrichtung (die  $xy$ -Ebene) variierbar ist. Stattdessen kann der Endpunkt des Vektors frei auf einer Halbkugeloberfläche bewegt werden. Dies wird durch die Definition eines weiteren Winkels erreicht, zusätzlich zum Ausblaswinkel  $\beta$ . Dieser weitere Winkel  $\gamma$  erlaubt eine Drehung um die  $y$ -Achse und gibt die Rotation des Ausblasvektors in eine Richtung *entgegen* oder *mit* der Querströmungsrichtung an. Eine Veranschaulichung dieser beiden Winkel kann der Abbildung 7.34 entnommen werden. In den Bereichen  $0^\circ < \beta < 90^\circ$  und  $0^\circ < \gamma < 360^\circ$  können die Winkel gewählt werden, um eine entsprechende räumliche Ausblasrichtung festzulegen.



**Abbildung 7.34:** Prinzipdarstellung der beiden zu wählenden Winkel bei einer *sphärischen Beeinflussung*. Zwei Winkel müssen definiert werden, der Ausblaswinkel  $\beta$  relativ zur Klappenoberfläche (links) und der *Sphärenwinkel*  $\gamma$ , der die Rotation des Vektors der Ausblasgeschwindigkeit um die  $y$ -Achse festlegt.

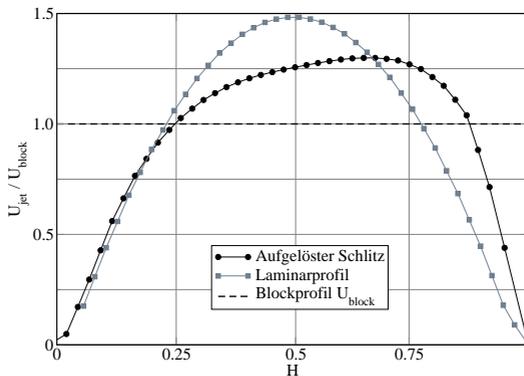
Einerseits bietet diese Art der Beeinflussung großes Potential den Einfluss der Querströmung abzuschwächen und damit die Hauptströmungskomponente zu stärken, so dass die Energie der Anregung effizienter genutzt werden kann. Andererseits beinhaltet sie einige Schwierigkeiten. Eine sphärische Variation des Ausblaswinkels lässt sich sowohl numerisch als auch im Windkanal nur schwer untersuchen. Ersteres erfordert im Fall der gewünschten Realisierung aufgelöster Ausblassechlitze für jeden Testfall ein anderes Gitter. Eine experimentelle Untersuchung wurde von so einer Art der Beeinflussung bislang nicht durchgeführt, da eine Fertigung von Ausblassechlitzen, deren Ausrichtung innerhalb der Hinterkantenklappe derart variabel gestaltet sein soll, bislang nicht möglich ist. Hier sei angemerkt, dass die Ausblassechlitze im Windkanalmodell der SCCH-Konfiguration eine Schlitzbreite von  $H = 0.3 \text{ mm}$  aufweisen.

Dennoch wird im Rahmen dieser Arbeit die Auswirkung einer räumlichen Anregung auf die Strömung anhand von einigen ausgewählten Testfällen, basierend auf der spannweitigen Schlitzlänge des Testfalls *Segmentiert 3*, untersucht, da davon ausgegangen werden kann, dass

eine komplexe, hochgradig dreidimensionale Strömung wie die eines realistischen Flugzeugflügels auch eine möglichst variable aktive Beeinflussung benötigt, die unter Umständen sogar auf unterschiedliche Richtungseinflüsse der Flügelströmung reagieren kann.

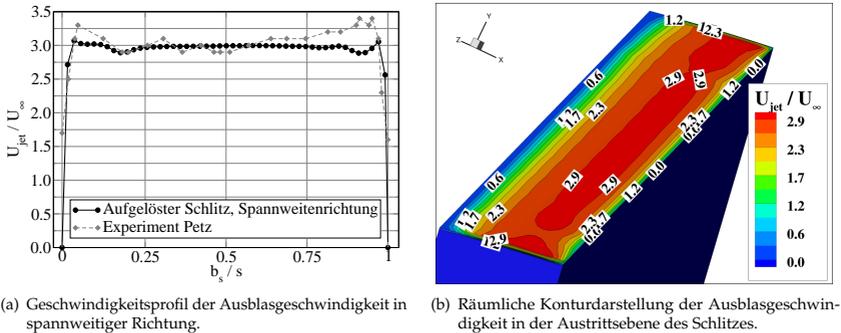
### 7.5.1 Dreidimensionale Profilierung

Aus den oben angesprochenen Gründen ist die Verwendung eines im Gitter aufgelösten Schlitzes für diese Untersuchung nicht möglich, da dies für jeden untersuchten Sphärenwinkel ein eigenes Gitter bedeutet hätte. Deshalb wird auf die bereits von Günther [69] vorgestellte Methode zurückgegriffen, den Ausblasschlitz nicht im Gitter aufzulösen, sondern durch eine geeignete Vorgabe des Ausblasgeschwindigkeitsprofils den Schlitz zu modellieren. Anstatt dem Anreghostrom über die Länge des Schlitzes die Möglichkeit zu geben, das entsprechende Geschwindigkeitsprofil zu entwickeln, wird dieses direkt auf der Klappenoberfläche aufgebracht. Somit wird versucht, das sich real entwickelnde Profil möglichst genau zu approximieren. Für einen rein zweidimensionalen Ausblasstrom wurde dies von Günther [69] bereits in den ELAN-Code implementiert. Für einen hier vorliegenden dreidimensionalen Ausblasschlitz wird zunächst das sich entwickelnde dreidimensionale Profil untersucht, anschließend wird basierend auf den im ELAN-Code existierenden Modellierungsansätzen ein geeignetes dreidimensionales Profil gewählt.



**Abbildung 7.35:** Geschwindigkeitsprofil am Austritt des aufgelösten Schlitzes im Vergleich zum Laminarprofil des modellierten Schlitzes (Oberflächenrandbedingung) und zum Referenzblockprofil.

Die Abbildungen 7.35 und 7.36 zeigen die Analyse des Geschwindigkeitsprofils des im Gitter aufgelösten Schlitzes des *Segmentiert 3* Testfalls bei  $C_{\mu} = 0.30\%$  in Strömungsrichtung und in Spannweitenrichtung. Das Profil, das sich in  $x$ -Richtung (schmale Seite des Schlitzes mit Breite  $H$ ) ausbildet, ist durch den Einfluss der Hauptströmung leicht in positiver  $x$ -Richtung verschoben und weist einen flacheren Verlauf, einschließlich geringfügig niedrigerem Maximum, auf. Trotzdem kann davon ausgegangen werden, dass es durch ein Laminarprofil hinreichend genau angenähert werden kann (siehe Abbildung 7.35). Dieses modellierte Profil ist durch die



**Abbildung 7.36:** Analyse des Geschwindigkeitsprofils des Ausblassechlitzes in der Austrittsebene.

fehlende Wechselwirkung mit der Hauptströmung symmetrisch und weist eine etwas höhere Maximalgeschwindigkeit auf.

Anhand der beiden Darstellungen in Abbildung 7.36 lässt sich erkennen, dass in Richtung der längeren Seite des aufgelösten Schlitzes (spannweiteige Richtung) die Geschwindigkeit auf einem nahezu konstanten Wert verläuft. Diese Abbildung zeigt auch den Vergleich mit einer Vermessung aus der experimentellen Untersuchung von Petz und Nitsche [134], die auf die Schlitzlänge  $b_s = 1$  und auf eine Anströmgeschwindigkeit von  $U_\infty = 1\text{m/s}$  skaliert wird. Es liegt eine gute Übereinstimmung vor, mit leichten Geschwindigkeitsspitzen an den Rändern. Die Abbildung 7.36-b zeigt, dass der annähernd konstante Verlauf nicht nur für einen ausgewählten Schnitt gilt, sondern für die gesamte Austrittsfläche. Das reale Geschwindigkeitsprofil kann also in spannweiteiger Richtung durch ein Blockprofil angenähert werden.

Basierend auf dieser Auswertung des aufgelösten Schlitzes wird für die Beeinflussungssimulationen mit modelliertem Schlitz ein Geschwindigkeitsprofil vorgegeben, welches sich abhängig von der Raumrichtung aus einem Block- und einem Laminarprofil zusammensetzt.

### 7.5.2 Harmonische, sphärische Anregung

Die Tabelle 7.5.2 listet die Auftriebsbeiwerte auf, welche im Falle einer harmonischen Anregung mit Sphärenwinkel bei einem Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.30\%$  erreicht werden. Als Basis werden zwei verschiedene Ausblaswinkel gewählt:  $\beta = 30^\circ$  und  $\beta = 45^\circ$ . Ein direkter Vergleich zu den anderen Untersuchungen der harmonischen Anregung sind hier nicht möglich, da ein Ausblaswinkel von  $\beta = 90^\circ$  keine Variation des Sphärenwinkels  $\gamma$  ermöglicht. Im Fall eines Ausblaswinkels normal zur Klappenoberfläche hat eine Änderung von  $\gamma$  keine Auswirkung. Eine harmonische Beeinflussung bei einer Segmentlänge von  $b_s = 75\%$ s (Segmentiert 3) und mit einem Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.30\%$  ermöglichte eine Steigerung des Auftriebsbeiwertes auf  $c_L = 2.05$  (siehe Kapitel 7.3.1). Anhand der Werte in Tabelle 7.5.2 lässt sich erkennen, dass eine harmonische Anregung mit einem kleinen Ausblaswinkel von  $\beta = 30^\circ$  oder  $\beta = 45^\circ$  deutlich weniger wirkungsvoll ist. Es werden nur Auftriebsbeiwerte von  $c_L = 1.90$  bzw.  $c_L = 1.91$  er-

Ausblaswinkel	$\beta = 30^\circ$	$\beta = 45^\circ$
Sphärenwinkel	$c_L$	$c_L$
$\gamma = 30^\circ$	1.85	1.86
$\gamma = 90^\circ$	1.90	1.91
$\gamma = 210^\circ$	1.94	1.95

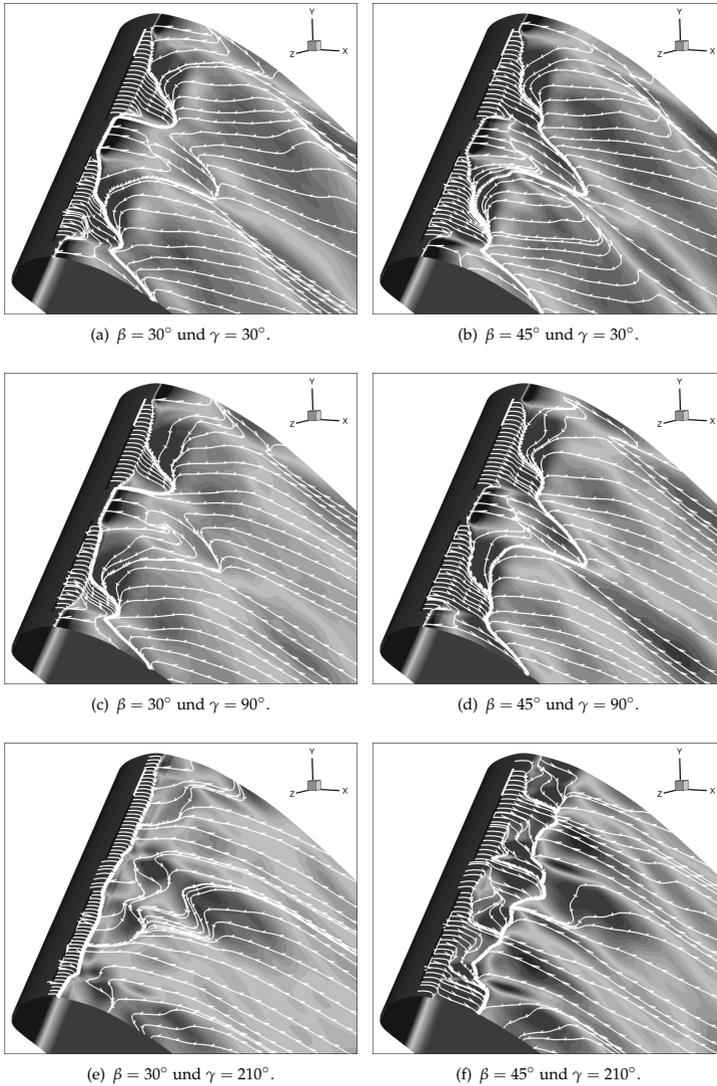
**Tabelle 7.6:** Mittlere Auftriebsbeiwerte der harmonischen Anregung mit sphärischem Ausblaswinkel.

reicht. Diese liegen deutlich unter dem Auftrieb bei einer harmonischen Beeinflussung normal zur Klappenoberfläche. Nachteilig ist hier die Saugphase der harmonischen Anregung, die bei einer Anregung mit einem kleinen Anregungswinkel entgegen der Hauptströmungsrichtung zeigt. Anstatt in der wandnahen Strömung das Geschwindigkeitsprofil aufzudicken, wie dies bei gepulstem Ausblasen mit kleinen Winkeln  $\beta$  der Fall ist, wird das Geschwindigkeitsprofil geschwächt. Zudem kann bei einem kleinen Winkel in der Ausblasphase die Destabilisierung der Scherschicht nicht so effektiv erfolgen wie mit einem senkrecht zur Wand gerichteten Anreigestrom. Aus diesem Grund erscheint die Verwendung von gepulstem Ausblasen vielversprechender zu sein. Dieses wird in Verbindung mit einem sphärischen Anregungswinkel im nächsten Abschnitt behandelt.

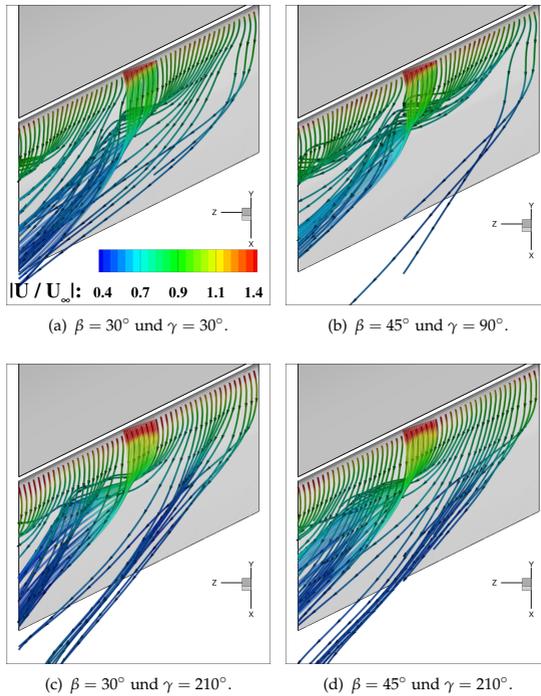
Die genannten Gegebenheiten sind bei der Betrachtung der Auftriebsbeiwerte dieser Untersuchung zu berücksichtigen. Um den prinzipiellen Einfluss einer Variation des Sphärenwinkels abschätzen zu können, werden drei verschiedene Ausblasrichtungen untersucht. Zum einen eine, die *in* Richtung der Querströmung zeigt ( $\gamma = 30^\circ$ ). Von dieser ist zu erwarten, dass sie die Querströmung unterstützt und folglich den Auftriebsgewinn verschlechtert. Des Weiteren eine Ausblasrichtung, die genau *gegen* die Querströmung gerichtet ist ( $\gamma = 210^\circ$ ). Anhand dieser Winkelvorgabe soll überprüft werden, ob somit der Querströmungseinfluss geschwächt werden kann und daraus ein verbesserter Auftriebsgewinn folgt. Verglichen werden diese beiden Richtungen mit einer Anregung, die im herkömmlichen Sinne in Richtung der Hauptströmung zeigt. Dies entspricht dem Winkel  $\gamma = 90^\circ$ .

Wie schon vermutet, sorgt eine Beeinflussung *in* Richtung der Querströmung für einen geringeren Auftriebsgewinn bezogen auf eine Anregung, die in Richtung der Hauptströmung zeigt. Die Auftriebsbeiwerte sinken auf  $c_L = 1.85$  und  $c_L = 1.86$  für  $\beta = 30^\circ$  bzw.  $\beta = 45^\circ$ . Ebenso bewirkt eine Drehung des Anreigestroms in eine Richtung *entgegen* der Querströmung, dass der Auftriebsgewinn leicht steigt. Hier werden Auftriebsbeiwerte von  $c_L = 1.94$  und  $c_L = 1.95$  erreicht. Insgesamt bleiben jedoch alle Auftriebsbeiwerte in einem vergleichsweise mäßigen Bereich, da die eher flachen Ausblaswinkel wie angesprochen für die harmonische Beeinflussung ungeeignet sind.

Die Abbildungen 7.37 und 7.38 zeigen die Visualisierung der zeitgemittelten Strömung im Feld und auf der Klappenoberfläche für die drei verschiedenen Anregungsrichtungen. Deutlich lässt sich sowohl ein starker Einfluss der Anregung auf die Richtung der Strömung erkennen. Allerdings beschränkt sich dieser auf den Bereich in der unmittelbaren Nähe der Ausblassechlitze.



**Abbildung 7.37:** Auswertung mittels Oberflächenstromlinien der zeitgemittelten Strömung des sphärischen Anregungswinkels für den Testfall *Segmentiert 3*. Dunkle Bereiche der Farbskala repräsentieren positive Geschwindigkeiten in die  $x$ -Richtung in der ersten Zelle oberhalb der Wand und geben einen Anhaltspunkt eine für anliegende Strömung (dunkel). Die oberste Reihe zeigt die Anregung *in* Richtung der Querströmung, die unterste Reihe die Anregung *gegen* die Querströmung.



**Abbildung 7.38:** Auswertung der zeitgemittelten Strömung im Strömungsfeld oberhalb der Klappe in einer Ansicht von oben. Dargestellt sind Stromlinien, die mit der lokalen Absolutgeschwindigkeit eingefärbt sind. Die obere Reihe zeigt die Ausblasrichtung *in* Richtung der Querströmung, die untere Reihe *entgegen* der Querströmung.

In der obersten Reihe der Abbildung 7.37 ist das Ergebnis der sphärischen Beeinflussung *in* Richtung der Querströmung dargestellt. Qualitativ lassen sich keine auffälligen Unterschiede zu der Referenzanregung in Hauptströmungsrichtung (mittlere Reihe) erkennen. Beide Varianten zeigen einen starken Querströmungseinfluss mit einem Bereich anliegender Strömung auf der Klappe, der deutlich unsymmetrisch ausfällt. Hier wird auch sichtbar, dass nur ein sehr kleiner Bereich auf der Klappe anliegend ist, dies begründet sich aber hauptsächlich in dem für die harmonische Anregung ungünstigen Winkelbereich von  $\beta$ .

Wird hingegen die Richtung der Beeinflussung auf  $\gamma = 210^\circ$  (untere Reihe in Abbildung 7.37) gedreht, entwickelt sich eine Strömungstopologie, die der einer spannweitig durchgehenden Anregung sehr ähnlich ist. Wie besonders in Abbildung 7.37-e sichtbar wird, bildet sich eine nahezu parallel zur Klappenvorderkante liegende Ablöselinie aus. Durch einen größeren Ausblaswinkel  $\beta = 45^\circ$  wird diese etwas weiter stromab verschoben, bleibt aber prinzipiell weiter parallel zur Vorderkante. Es lässt sich also deutlich erkennen, dass der Einfluss der Querströmung durch eine geeignete dreidimensionale Beeinflussungsrichtung geschwächt werden kann.

Die charakteristischen Längswirbel der segmentierten Anregung bleiben weiterhin erhalten, wie in den Abbildungen 7.38-c und 7.38-d zu erkennen ist.

Anhand der Abbildung 7.38, einer Visualisierung des zeitgemittelten Strömungsfeldes auf der Klappe in einer Ansicht von oben, zeigt sich, dass der Einfluss der sphärischen Anregung begrenzt ist. In der unmittelbaren Nähe der Anregungsrandbedingung werden die Stromlinien im Fall von  $\gamma = 210^\circ$  parallel zur  $x$ -Achse geführt. Wird stattdessen in einer Richtung angeregt, die in Hauptströmungsrichtung oder sogar in Richtung der Querströmung zeigt (Abbildung 7.38-a), werden die Stromlinien von der Querströmung abgelenkt.

In allen Fällen reicht die Beeinflussung nicht bis in das Rezirkulationsgebiet. Hier wird dann der starke Einfluss der Querströmung sichtbar, unabhängig von der Anregungsrichtung.

### 7.5.3 Gepulste, sphärische Anregung

Wie bereits im vorigen Abschnitt angesprochen, erscheint die Verwendung von gepulstem Ausblasen im Rahmen dieser Untersuchung sinnvoller als die harmonische Anregung, da die bei flachen Winkeln ungünstige Einsaugphase entfällt. Des Weiteren erwies sich ein annähernd tangential zur Klappenoberfläche gerichteter Ausblaswinkel ( $\beta = 30^\circ$ ) in vorigen Untersuchungen von Höll et al. [85] als günstiger als ein Ausblasen normal zur Wand. Die Begründung dafür wird bereits in Kapitel 7.2.2 dargelegt.

Deshalb wird für den gleichen Winkelbereich und einen Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.15\%$  ebenfalls eine gepulste Untersuchung durchgeführt. Diese wird um die Winkel  $\gamma = 120^\circ$  und  $\gamma = 150^\circ$  erweitert.

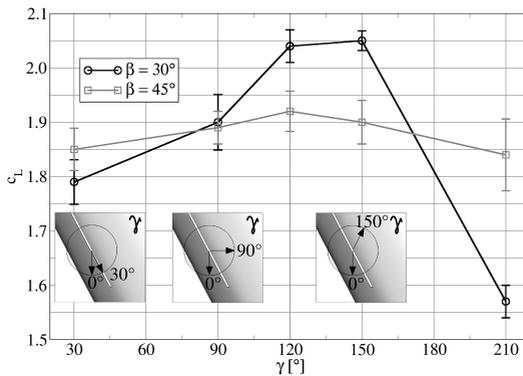
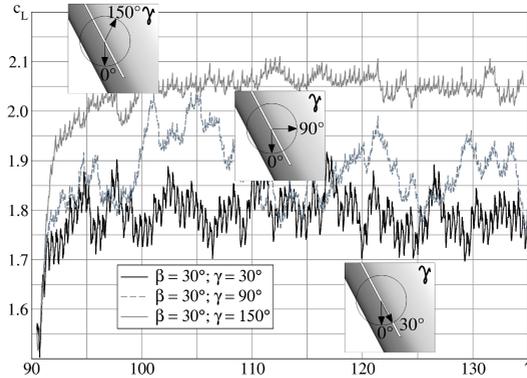


Abbildung 7.39: Mittlere Auftriebsbeiwerte des sphärischen, gepulsten Ausblasens bei einer Variation des Sphärenwinkels  $\gamma$  für zwei verschiedene Ausblaswinkel.

Speziell für die beiden Sphärenwinkel, die zusätzlich zur Untersuchung in Verbindung mit dem harmonischen Ausblasen verwendet werden, wird eine sehr deutliche Steigerung des Auftriebsbeiwerts erreicht (siehe Abbildung 7.39). Für einen Ausblaswinkel von  $\beta = 30^\circ$  und einen Sphärenwinkel von  $\gamma = 150^\circ$  wird ein Auftriebsbeiwert von  $c_L = 2.05$  erzielt. Eine rein



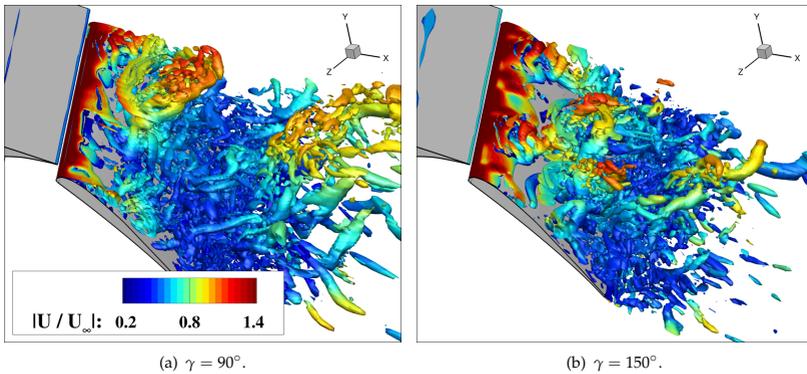
**Abbildung 7.40:** Zeitlicher Verlauf des Auftriebsbeiwerts für drei verschiedene Anregungsfälle des sphärischen, gepulsten Ausblasens.

in Richtung der Hauptströmung zeigende Anregung in Verbindung mit dem Längenverhältnis *Segmentiert* 3 erreicht diesen Wert erst mit einem höheren Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.30\%$  (vergleiche Kapitel 7.3.2).

Ausgehend von einem *in* Querströmungsrichtung zeigenden Ausblasen ( $\gamma = 30^\circ$ ) verbessert sich der Auftrieb stetig bis zu diesem Sphärenwinkel. Für einen direkt *gegen* die Querströmung gerichteten Sphärenwinkel ( $\gamma = 210^\circ$ ) verschlechtert sich der Auftriebsbeiwert allerdings dramatisch (Abbildung 7.39). Hier scheinen sich die Pulse aus den beiden Anangeschlitten gegenseitig negativ zu beeinflussen. In Verbindung mit der harmonischen Anregung wird für diese Winkelkonstellation noch eine vorteilhafte Beeinflussung erreicht.

Allgemein bestätigen sich hier ebenfalls die für das gepulste Ausblasen bekannten Winkleinflüsse. Wird der Puls weiter von der Klappenoberfläche weggeführt ( $\beta = 45^\circ$ ), verringert sich der Einfluss der aktiven Beeinflussung. Wie aus Abbildung 7.39 ersichtlich, hat der Sphärenwinkel  $\gamma$  für  $\beta = 45^\circ$  nur einen sehr geringen Einfluss. Dieser Winkel erweist sich damit als ungeeignet für eine gepulste, sphärische Anregung.

Ein weiterer positiver Effekt der sphärischen Anregung bei geeigneten Winkeln zeigt sich im zeitlichen Verlauf des Auftriebsbeiwertes (Abbildung 7.40) und anhand der mittels Fehlerbalken dargestellten Schwankungsbreite des Auftriebsbeiwertes in Abbildung 7.39. Die bei einer Anregung in Hauptströmungsrichtung und in Richtung der Querströmung noch sehr stark ausgeprägten Oszillationen um den Mittelwert sind für den Fall  $\gamma = 150^\circ$  deutlich abgemildert. Im Vergleich zu den meisten anderen Fällen ist die Schwankungsbreite um den Faktor 2 verringert. Diese schwachen Oszillationen lassen zum einen auf eine sehr vorteilhafte Strömungssituation schließen, mit einem verkleinerten Rezirkulationsgebiet, wie dies auch schon bei der Untersuchung der segmentierten, gepulsten Anregung (Kapitel 7.2.2) der Fall war. Allerdings kommt hier auch zum Tragen, dass durch die sehr flach verlaufende Ablösung der Bereich auf der Klappe, der sich im LES-Modus befindet, verkleinert ist (vergleiche Kapitel 7.3.3). Beide Beobachtungen lassen sich in Abbildung 7.41 erkennen.



**Abbildung 7.41:** Schnappschuss der  $\lambda_2$ -Wirbelstrukturen, die den Vergleich zwischen einer konventionellen Anregung in Hauptströmungsrichtung ( $\gamma = 90^\circ$ ) und einer Anregung in Richtung  $\gamma = 150^\circ$  zeigen.

Wie allgemein bei gepulstem, fast tangential zur Wand gerichtetem Ausblasen üblich (siehe auch Abbildungen 7.24 und 7.26) ist die Strömung direkt nach dem Ausblassechlit abgelenkt und legt sich dann etwas weiter stromab an die Klappenoberfläche an. Hier handelt es sich, wie schon in Kapitel 7.3.2 beschrieben, um den Coanda- bzw. Entrainment-Effekt (Herwig [80]). Dies lässt sich auch hier, speziell für die Sphärenwinkel  $\gamma = 120^\circ$  und  $\gamma = 150^\circ$ , beobachten (siehe Abbildung 7.42). Für  $\gamma = 90^\circ$  ist der Effekt nur schwach ausgeprägt. Erwartungsgemäß ist die Strömung für  $\gamma = 30^\circ$  nur in einem sehr kleinen Bereich stromab des Ausblassechlitze anliegend. Ansonsten herrscht hier eine vollständig abgelöste Strömung vor.

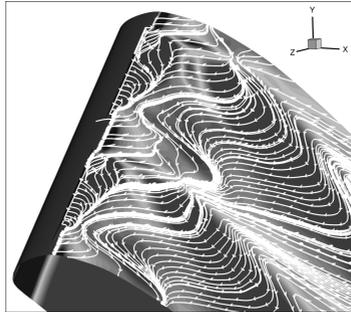
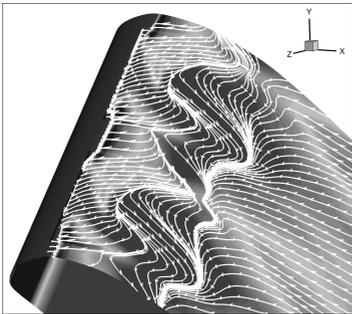
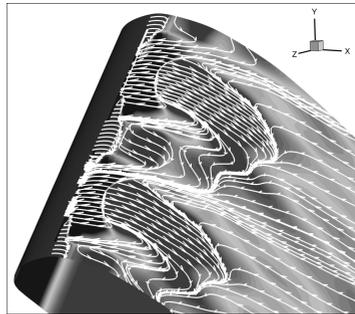
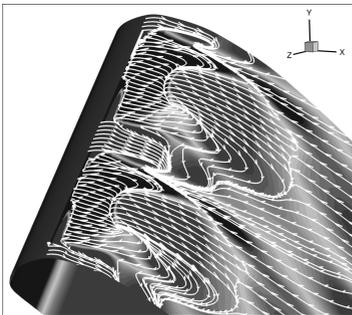
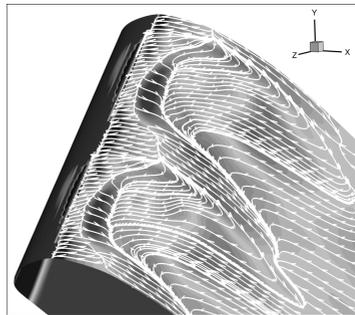
Die Abbildung 7.43 zeigt auch hier für das gepulste Ausblasen in einer Ansicht von oben die Auswirkung der sphärischen Anregung auf die Richtung der Strömung in der Nähe der Ausblassechlitze. Für  $\gamma = 30^\circ$  wird durch ein gepulstes Ausblasen in Richtung der Querströmung diese noch verstärkt. Sowohl die Strömung direkt stromab der Ausblassechlitze als auch innerhalb des Rezirkulationsgebiets ist stark durch den spannungswitigen Druckgradienten geprägt. Eine insgesamt sehr unvorteilhafte Situation herrscht vor.

Im Gegensatz dazu lässt sich die sehr erfolgreiche Anregung für  $\gamma = 120^\circ$  und  $\gamma = 150^\circ$  auch hier erkennen. Die Stromlinien verlaufen in diesen beiden Fällen (Abbildungen 7.43-c und 7.43-d) fast parallel zur  $x$ -Achse und damit zur Hauptströmungsrichtung. Erst im Bereich der abgelösten Strömung kommt dann wieder der Querströmungseinfluss zum tragen.

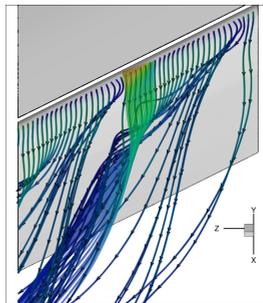
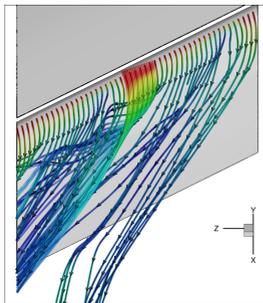
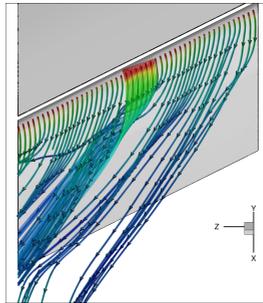
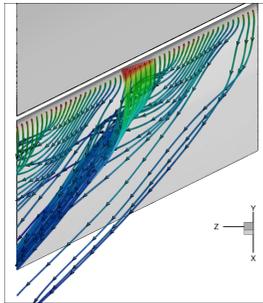
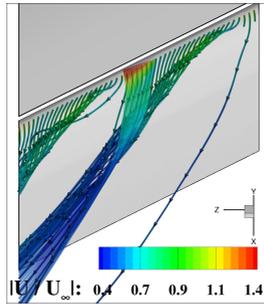
## Fazit

Eine frei im Raum variierbare Richtung des Ausblasestroms ist bislang in der Forschungslandschaft der aktiven Strömungsbeeinflussung nicht zu finden. CFD-Simulationen beschränkten sich laut Kapitel 1.1.3 meist auf zweidimensionale Profile, bei denen diese Anwendung nicht möglich ist. Experimentelle Untersuchungen scheuen die zu komplexe Realisierung.

Die vorliegende Arbeit zeigt in diesem Kapitel, dass unter den geeigneten Voraussetzungen eine

(a)  $\gamma = 30^\circ$ .(b)  $\gamma = 90^\circ$ .(c)  $\gamma = 120^\circ$ .(d)  $\gamma = 150^\circ$ .(e)  $\gamma = 210^\circ$ .

**Abbildung 7.42:** Zeitgemittelte Auswertung mittels Wandstromlinien für das gepulste Ausblasen unter Variation des Sphärenwinkels  $\gamma$  für  $\beta = 30^\circ$ .



**Abbildung 7.43:** Auswertung der zeitgemittelten Strömung des gepulsten Ausblasens für eine Variation des Sphärenwinkels  $\gamma$  für  $\beta = 30^\circ$ . Das Strömungsfeld in einer Ansicht von oben ist dargestellt durch Stromlinien, die mit der lokalen Absolutgeschwindigkeit eingefärbt sind.

sinnvolle Wahl eines sphärischen Ausblaswinkels einen wichtigen Einfluss auf die Hochauftriebsströmung haben kann. Da fast alle herkömmlichen Flugzeugflügel einen Pfeilungswinkel, und einen daraus resultierenden Querströmungseinfluss, aufweisen, kann dem sphärischen Ausblaswinkel eine hohe Bedeutung zukommen.

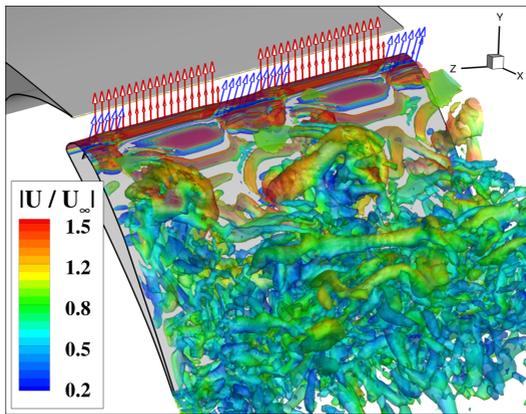
Im Fall der harmonischen Anregung spielt dieser allerdings noch nicht seine Stärken aus. Da diese ihre höchste Wirksamkeit bei Ausblaswinkeln senkrecht zur Klappenoberfläche ( $\beta = 90^\circ$ ) entfaltet, gleichzeitig aber bei diesem Winkel eine Drehung der Anregung im Raum nicht möglich ist, kann hier kein großer Vorteil ausgemacht werden. Bei den untersuchten flachen Ausblaswinkeln wird aber bereits eine Abschwächung des Querströmungseinflusses beobachtet.

Eine ungleich größere Bedeutung kann der sphärischen Anregung bei Verwendung von gepulstem Ausblasen zukommen. Da diese Anregungsform bei kleinen Ausblaswinkeln vorteilhaft ist und zugleich dann die Anregungsrichtung wirksam im Raum gedreht werden kann, bietet sich hier ein deutliches Potential. Durch gepulstes Ausblasen in einem geeigneten Winkel kann der Auftrieb deutlich erhöht und gleichzeitig die instationären Schwankungen gedämpft werden. Es wird damit ein Auftriebsverhalten erreicht, welches bei einer konventionellen Anregungsrichtung erst bei deutlich höherer Intensität erzielt wird.

Experimentelle Untersuchungen der sphärischen Anregung werden deshalb als vielversprechend eingeschätzt.

## 7.6 Kaskadenförmige Anregung

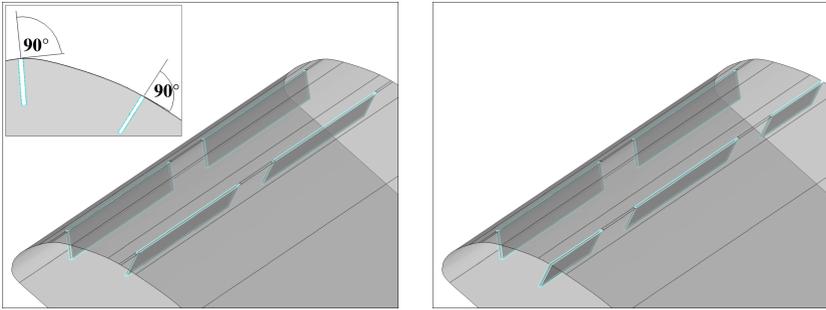
In einigen experimentellen Untersuchungen der fluidischen Beeinflussung von Hochauftriebskonfigurationen, wie z.B. von Haucke und Nitsche [76], wird auf der Hinterkantenklappe nicht nur *eine* Reihe von Anreageschlitzn eingesetzt, sondern stromab eine weitere, meist versetzt platzierte Reihe. Ausgehend von der Grundidee, der Strömung durch die Beeinflussung neue kinetische Energie zuzuführen, soll stromab der ersten Reihe eine weitere Reihe an Anreageschlitzn für eine Verstärkung des Effektes sorgen. Wenn die Strömung erneut unter zu großem Impulsverlust abzulösen droht, folgt diese zusätzliche Anregungsreihe. Im Fall der harmonischen Anregung kann durch eine weitere Beschlitzungsreihe für eine zusätzliche Ab-saugung impulsarmer Strömung gesorgt werden. Außerdem kann erwartet werden, dass der Durchmischungseffekt verstärkt und die Anregung von Längswirbeln verbessert wird.



**Abbildung 7.44:** Momentanaufnahme aus der instationären Strömung des Testfalls *Kaskade 3,IV*. Dargestellt ist die Isofläche des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -500 1/s^2$ .

Die Abbildung 7.44 zeigt beispielhaft eine Visualisierung der instationären Strömung eines Testfalls der kaskadenförmigen Anregung. Anhand der Wirbelstrukturen und der Geschwindigkeitsverhältnisse, die auch weit stromab der Klappenschulter noch im Bereich über der Anströmgeschwindigkeit sind, lässt sich die prinzipielle Wirkungsweise und das Potential der kaskadenförmigen Anregung erkennen. Dargestellt ist eine Situation des maximalen Ausblasens der harmonischen Anregung.

Diese Untersuchungsreihe basiert auf der segmentierten, harmonischen Anregung (Kapitel 7.3.1) und bezieht sich auf die Testfälle *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6* als Referenz. Ausblaswinkel ist ebenfalls  $\beta = 90^\circ$ . Ausgehend von der mittleren Ablöseposition dieser beiden Testfälle für den Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.15\%$  wird die Lage für die zweite Reihe der Anreageschlitzn gewählt. Der Testfall *Segmentiert 3* löst bei diesem Impulsbeiwert bei einer Klappentiefe von 14.3% ab, dies entspricht 8.3%  $c_k$  stromab der ersten Anreage-reihe. Dort wird die zweite Anregungsreihe positioniert. Der Testfall *Segmentiert 6* löst etwas früher ab, die Positionierung der zweiten Reihe erfolgte hier entsprechend 6.9% stromab der ersten Reihe.



(a) Kaskade des Testfalls *Segmentiert 3*, bestehend aus zwei direkt hintereinander liegenden Schlitzreihen.

(b) Kaskade des Testfalls *Segmentiert 3*, bestehend aus zwei hintereinander und versetzt liegenden Schlitzreihen.

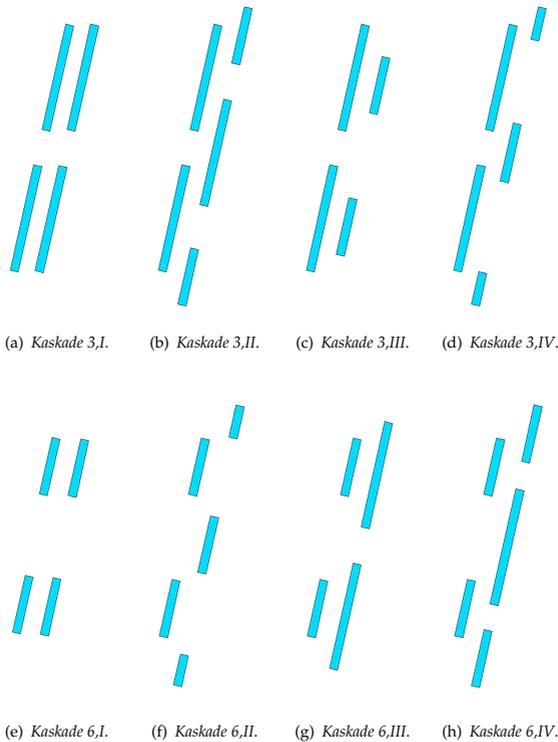
**Abbildung 7.45:** Lage der Anregeschlitze im Fall von kaskadenförmiger Anregung. Dargestellt sind Testfälle, deren Referenz die *Segmentiert 3* Testreihe der harmonischen, segmentierten Anregung ist.

Es werden jeweils vier verschiedene Testfälle für die kaskadenförmige Anregung pro Referenzfall gewählt, die sich in zwei hintereinander liegende (Abbildung 7.45-a) und zwei versetzte Anordnungen (Abbildung 7.45-b) untergliedern. Diese sind schematisch (nicht maßstabsgetreu) in Abbildung 7.46 dargestellt. Die Testfallreihe *Kaskade 3* basiert somit auf dem Testfall *Segmentiert 3* und unterteilt sich in vier verschiedene Varianten. Grundsätzlich werden zwei verschieden lange Schlitze eingesetzt, die Schlitze mit der Länge  $b_s = 0.15\%$  (entsprechend *Segmentiert 3*) und  $b_s = 0.08\%$  (entsprechend *Segmentiert 6*). Die sich daraus ergebenden Kombinationen sind in Tabelle 7.7 beschrieben und benannt.

	1. Reihe	2. Reihe	2. Reihe versetzt?
<i>Kaskade 3,I</i>	<i>Segmentiert 3</i>	<i>Segmentiert 3</i>	nein
<i>Kaskade 3,II</i>	<i>Segmentiert 3</i>	<i>Segmentiert 3</i>	ja
<i>Kaskade 3,III</i>	<i>Segmentiert 3</i>	<i>Segmentiert 6</i>	nein
<i>Kaskade 3,IV</i>	<i>Segmentiert 3</i>	<i>Segmentiert 6</i>	ja
<i>Kaskade 6,I</i>	<i>Segmentiert 6</i>	<i>Segmentiert 6</i>	nein
<i>Kaskade 6,II</i>	<i>Segmentiert 6</i>	<i>Segmentiert 6</i>	ja
<i>Kaskade 6,III</i>	<i>Segmentiert 6</i>	<i>Segmentiert 3</i>	nein
<i>Kaskade 6,IV</i>	<i>Segmentiert 6</i>	<i>Segmentiert 3</i>	ja

**Tabelle 7.7:** Testfälle der kaskadenförmigen Anregung.

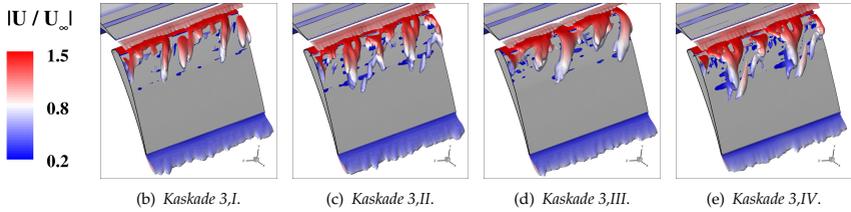
Generell lässt sich bei der Verwendung von kaskadenförmig angeordneten Schlitzen direkt erkennen, dass eine Verbesserung des Auftriebsbeiwertes eintritt (siehe Tabelle 7.8 für die Übersicht der erzielten Auftriebsbeiwerte je Testfall). Allerdings darf der zusätzliche Energieaufwand nicht unterschlagen werden und muss gegenüber der Auftriebssteigerung aufgewogen werden. Die in Tabelle 7.8 angegebenen Impulsbeiwerte beziehen sich hierbei nicht auf



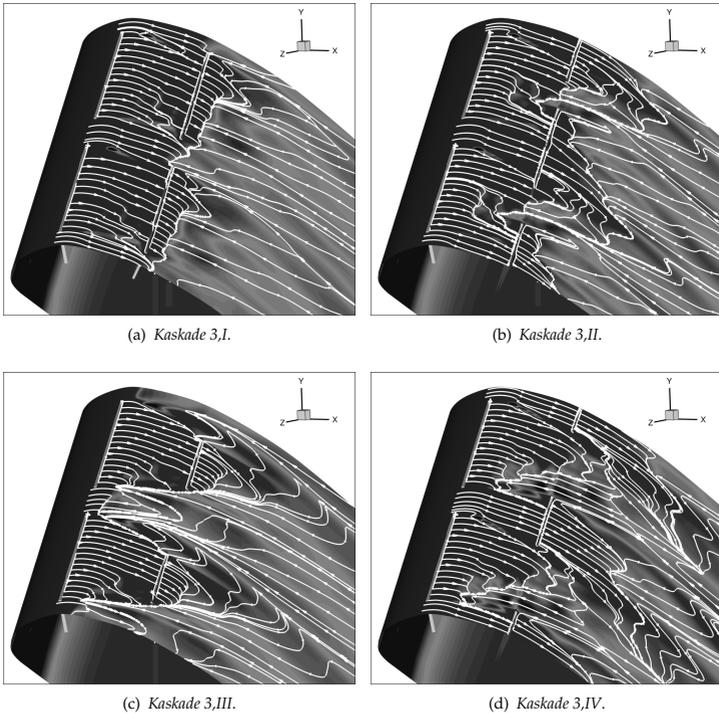
**Abbildung 7.46:** Lageplan der Anreageschlitze für alle Testfälle der kaskadenförmigen Anregung. Die obere Reihe zeigt die Testfälle, deren Referenz die *Segmentiert 3* Testreihe der harmonischen, segmentierten Anregung ist. Die untere Reihe zeigt die Testfälle, deren Referenz *Segmentiert 6* ist.

die gesamte Intensität, die in die Strömung eingebracht wird, sondern stellen die *pro Reihe* verwendeten Anregeintensitäten dar. Der beste bei der harmonischen, kaskadenförmigen Anregung erzielte Auftriebsbeiwert wird im Fall *Kaskade 3,IV* erreicht ( $c_L = 2.12$ ). Dies entspricht einer Auftriebsverbesserung von 33.3% im Vergleich zur unbeeinflussten Grundströmung. Der Referenzfall *Segmentiert 3* erreicht mit einer Anregungsreihe eine Steigerung von 25.8%, entsprechend  $c_L = 2.00$ . Der Verbesserung im Vergleich zur Verwendung von nur einer Schlitzreihe mit 7.5% muss also ein erhöhter Energieaufwand entgegengesehen werden. Vor diesem Hintergrund erscheint die kaskadenförmige Anregung, zumindest im Fall der harmonischen Beeinflussung, eher kritisch. Eine Steigerung in diesem Bereich lässt sich mit der Verdopplung des Energiebedarfs nicht rechtfertigen.

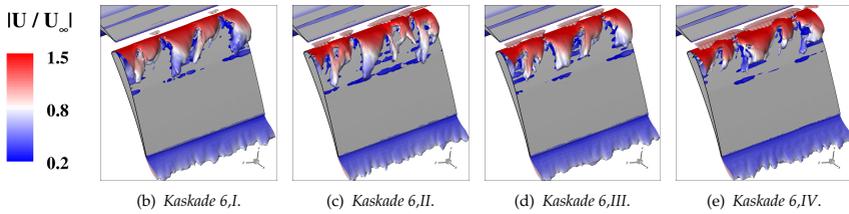
Im Vergleich zu Abbildung 7.17 lässt sich erkennen, dass hinsichtlich der Ablösung keine deutliche Verbesserung gegenüber der Beeinflussung mit nur einer Schlitzreihe erreicht wird.



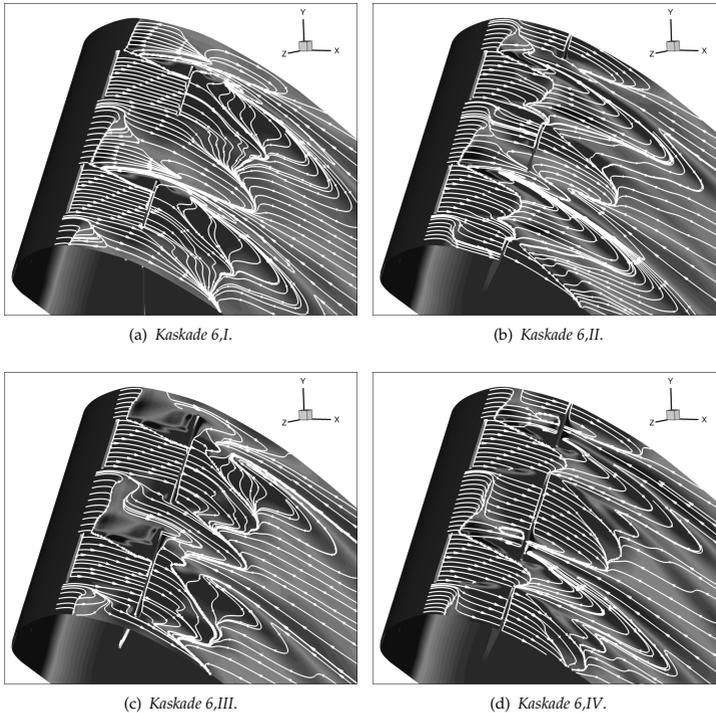
**Abbildung 7.47:** Zeitgemittelte Auswertung der Strömung auf der Hinterkantenklappe der Testfallreihe Kaskade 3,I bis IV bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.15\%$  je Schlitzreihe. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -100 \text{ 1/s}^2$ . Diese Visualisierung ist im Vergleich zu Abbildung 7.13-c zu betrachten.



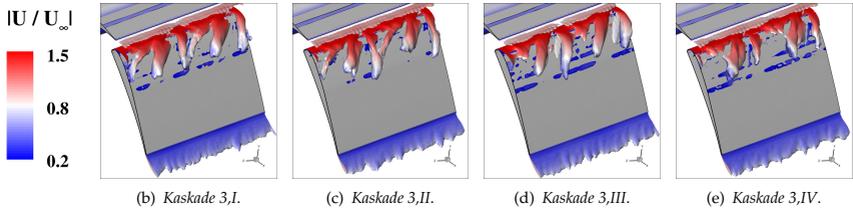
**Abbildung 7.48:** Wandstromlinien der zeitgemittelten Strömung der Testfallreihe Kaskade 3,I bis IV bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.15\%$  je Schlitzreihe. Konturdarstellung der lokalen Geschwindigkeit in x-Richtung. Je dunkler, desto höher ist die Geschwindigkeit.



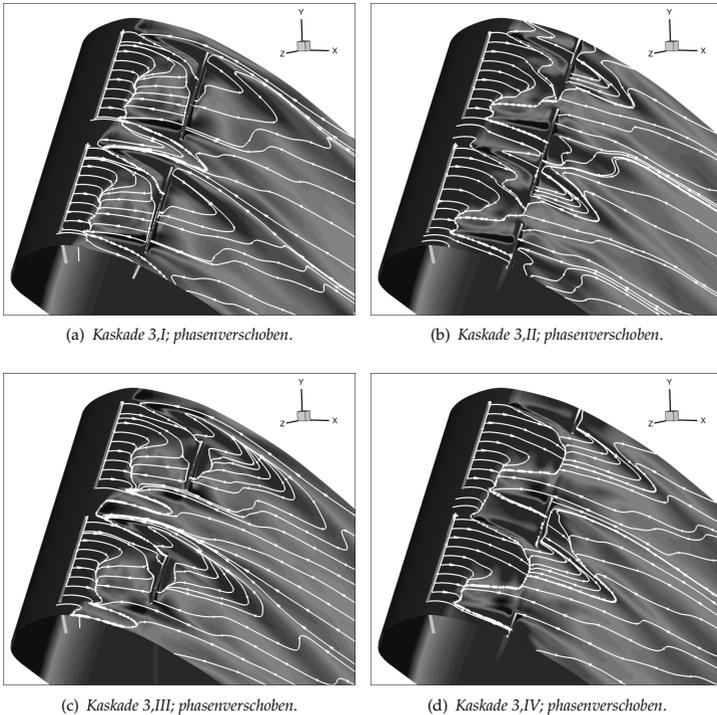
**Abbildung 7.49:** Zeitgemittelte Auswertung der Strömung auf der Hinterkantenklappe der Testfallreihe *Kaskade 6,I bis IV* bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.15\%$  je Schlitzreihe. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -100^1/s^2$ . Diese Visualisierung ist im Vergleich zu Abbildung 7.14-c zu betrachten.



**Abbildung 7.50:** Wandstromlinien der zeitgemittelten Strömung der Testfallreihe *Kaskade 6,I bis IV* bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.15\%$  je Schlitzreihe. Konturdarstellung der lokalen Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung. Je dunkler, desto höher ist die Geschwindigkeit.



**Abbildung 7.51:** Phasenverschobene Simulation der Testfallreihe *Kaskade 3,I bis IV* bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.15\%$  je Schlitzreihe. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -100 \text{ 1/s}^2$  der zeitgemittelten Strömung.



**Abbildung 7.52:** Phasenverschobene Simulation der Testfallreihe *Kaskade 3,I bis IV* bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.15\%$  je Schlitzreihe. Dargestellt sind ebenfalls die Wandstromlinien der zeitgemittelten Strömung und die Konturdarstellung der lokalen Geschwindigkeit in  $x$ -Richtung.

$C_\mu$	Segmentiert 3	K3,I	K3,II	K3,III	K3,IV
0.05%	1.92	1.95	1.98	1.93	1.98
0.15%	2.00	2.05	2.09	2.01	2.12
$C_\mu$	Segmentiert 6	K6,I	K6,II	K6,III	K6,IV
0.15%	1.93	1.91	1.98	1.97	2.00
Phasenverschiebung $\vartheta$ bei $C_\mu = 0.15\%$					
$\vartheta$	Segmentiert 3	K3,I	K3,II	K3,III	K3,IV
90°	2.00	2.01	2.02	1.97	1.99
180°	2.00	2.00	2.00	1.96	1.97

Tabelle 7.8: Mittlere Auftriebsbeiwerte der kaskadenförmigen Anregung.

Für die Kaskadentestfälle, die auf den Schlitzlänge *Segmentiert 3* und *Segmentiert 6* basieren, sind in den Abbildungen 7.48 bzw. 7.50 die Stromlinien in der ersten Zelle oberhalb der Klappenoberfläche dargestellt. Diesen beiden Abbildungen kann entnommen werden, dass zwischen den beiden Schlitzreihen die Strömung überwiegend anliegend ist. Dies wird, zumindest für die Testfallreihe *Segmentiert 3*, schon unter der Beeinflussung mit nur einer Reihe erreicht. Für die Fälle der Varianten *I* und *III* löst dann kurz hinter der zweiten Reihe die Strömung ab und bildet ein Rezirkulationsgebiet aus. Für die Varianten *II* und *IV*, die beide eine versetzt zur ersten Reihe angeordnete zweite Reihe aufweisen, bleibt die Strömung lokal auch stromab anliegend. Dies äußert sich auch in den Auftriebsbeiwerten, die für die versetzten Varianten jeweils deutlich besser sind als für die Varianten mit hintereinander angeordneten Schlitzten. In den Abbildungen 7.48-d und 7.50-d lässt sich erkennen, dass für die Testfallreihe *Kaskade 3* bzw. *Kaskade 6* jeweils der im Auftrieb günstigste Fall sich auch durch anliegende Strömung stromab der zweiten Reihe auszeichnet. Allerdings ist die Strömung in beiden Fällen nur in den Bereichen anliegend, die direkt hinter den Schlitzten liegen. Dazwischen ist die Strömung abgelöst.

Die Visualisierung der Längswirbel, die sich im zeitlichen Mittel auf der Klappenoberseite ausbilden, zeigt jeweils im Vergleich zur Anregung mit einer Reihe eine leichte Verbesserung. Allerdings fällt auch hier, passend zu den bereits dargelegten Erkenntnissen, die Verbesserung in einem Maße aus, die den Energieaufwand für eine weitere Anregungsreihe nicht rechtfertigt. Der Vergleich zwischen der Beeinflussung in Abbildung 7.13-c und den Längswirbelstrukturen in Abbildung 7.47 zeigt auch nur eine leichte Verbesserung in Form von schlankeren Längswirbeln, die etwas weiter stromab in das Gebiet der Ablösung hinein reichen. Entsprechendes gilt für den Vergleich zwischen den Abbildungen 7.14-c und 7.49 für die kaskadenförmige Anregung, die auf *Segmentiert 6* basiert.

Generell lässt sich auf Basis dieser Ergebnisse festhalten, dass die versetzte Anordnung gegenüber der hintereinander liegenden zu bevorzugen ist. Zwar scheinen hintereinander liegende Segmente keinen negativen Effekt aufeinander auszuüben, allerdings kann durch sie der Auftrieb nicht hinreichend verbessert und die Ablösung nicht weiter verzögert werden. Stattdessen

kann in einer versetzten Anordnung in den Bereichen, die stromab der ersten Reihe an impulsarmer Strömung leiden, in der zweiten Anregungsreihe wieder neue kinetische Energie hinzugefügt werden. Da die harmonische Beeinflussung darauf abzielt, den Bereich der abgelösten Strömung zu durchmischen und Energie aus der Hauptströmung in die wandnahe Strömung zu transportieren, ist sie für eine kaskadenförmige Anregung weniger geeignet. Ein weiterer Effekt dieser Beeinflussungsart besteht in der Absaugung der energiearmen Strömung während der Einsaugphase. Dadurch ist hauptsächlich zurückzuführen, dass im Rahmen der oben beschriebenen Untersuchung ein positiver Effekt zu beobachten war. Durch die zweite Anregungsreihe wird erreicht, dass an einer weiteren, stromab liegenden Position auf der Klappe die impulsarme Strömung abgesaugt wird.

Im Rahmen einer kaskadenförmigen Anregung kann ebenfalls eine Phasenverschiebung untersucht werden (vergleiche hierzu auch Kapitel 7.4). Diese kann hier zum einen innerhalb einer Anregungsreihe zwischen den Segmenten untereinander erfolgen, zum anderen können die kompletten Reihen gegeneinander phasenverschoben sein. In der bereits dargestellten Untersuchung der Phasenverschiebung innerhalb einer Reihe konnte ein positiver Effekt festgestellt werden. In allen Fällen wird die Schwankungsbreite des Auftriebsbeiwertes um seinen Mittelwert kleiner, in einigen Fällen stieg auch der Auftrieb. Für die auf den *Segmentiert 3* Testfällen basierenden Untersuchung wird ebenfalls eine Phasenverschiebung innerhalb der Kaskade untersucht. Die zweite, stromab liegende Anreageschlitzreihe wird dabei relativ zur Anregung durch die Schlitze der vorderen Reihe phasenverschoben. Als Phasenwinkel werden sowohl eine komplett gegenphasige Anregung bei  $\vartheta = 180^\circ$ , als auch eine Phasenverschiebung um  $\vartheta = 90^\circ$  verwendet.

Anhand der Auftriebsbeiwerte in Tabelle 7.8 lässt sich erkennen, dass ein phasenverschobenes Betreiben der stromab liegenden Anreageschlitzreihe keinen positiven Effekt auf den Auftrieb hat. Keine der vier Varianten erreicht eine Verbesserung gegenüber dem Referenztestfall *Segmentiert 4*, einige führen sogar zu einer leichten Verschlechterung. Dies stützen auch die Visualisierungen der zeitgemittelten Strömung. In Abbildung 7.52 lässt sich anhand der Wandstromlinien erkennen, dass keine der Varianten mit Hilfe einer Phasenverschiebung von  $\vartheta = 180^\circ$  die Ablösung weiter stromab verlagern bzw. verzögern können. Es sei hier daran erinnert, dass die Platzierung der zweiten Anregereihe auf Basis der mittleren Ablöseposition der *Segmentiert 3* Testreihe erfolgte. Durch Verwendung einer Phasenverschiebung löst die Strömung allerdings im zeitlichen Mittel schon *vor* dieser Position ab, wie in Abbildung 7.52 für alle vier Testfälle zu erkennen ist. Es bilden sich zwar weiterhin Längswirbel aus (Abbildung 7.51), allerdings reichen diese nicht so weit in das Rezirkulationsgebiet hinein wie im Referenzfall (*Segmentiert 3*) oder bei der kaskadenförmigen Anregung *ohne* Phasenverschiebung. Weiterhin wird durch die Phasenverschiebung der zweiten Reihe keine Verringerung der Schwankungsbreite erreicht. Sowohl im Fall ohne Phasenverschiebung als auch mit Phasenverschiebung wird für die *Kaskade 3* Testfallreihe mit einem Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.15\%$  eine Schwankungsamplitude im Bereich von  $\hat{\sigma}_{c_L} = 0.03$  erreicht.

Die Vermutung, dass durch eine geschickte Phasenverschiebung der zweiten Reihe relativ zur ersten eine Schwächephase der Anregung der vorderen Reihe ausgeglichen werden kann, bestätigt sich also nicht. Zumindest konnte dies durch die beiden untersuchten Phasenwinkel nicht erreicht werden.

## Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte nur eine begrenzte Anzahl an Variationsmöglichkeiten der kaskadenförmigen Anregung untersucht werden. Diese zeigten ein Verbesserungspotential auf, das allerdings den dafür nötigen Energieaufwand nicht rechtfertigt. Trotzdem soll daraus nicht geschlussfolgert werden, dass eine Platzierung einer zweiten Reihe von Anregeschlitzen generell zu vermeiden ist. Stattdessen bietet sich diese Art der fluidischen Beeinflussung durch die Vielzahl an Parametern speziell für die Anwendung einer Optimierungsmethode an. Damit ist zu erwarten, dass aus der hohen Anzahl an möglichen Parametern leichter ein Optimum gefunden werden kann, das sowohl einen starken Effekt auf die Strömung und damit den Auftrieb hat als auch energieeffizient ist.

Die folgende Liste soll einen Ausblick auf mögliche Parametervarianten geben, die vielversprechend hinsichtlich der Effektivität sind, allerdings nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden:

### Grundlegende Parameter

Die grundlegenden Parameter *Intensität*, *Frequenz* und *Ausblaswinkel* ermöglichen bereits ein weites Spektrum an Variationen und Untersuchungen. Hier stellt sich die Frage, ob es einen positiven Effekt hat, die zweite Reihe mit einer anderen Frequenz zu betreiben als die erste Reihe. Dazu müsste die Wirbelstruktur, die auf Basis der Beeinflussung der ersten Reihe entsteht speziell in zeitlicher Hinsicht detailliert untersucht werden. Daraus könnte ein Rückschluss gezogen werden, ob die Beeinflussung mit einer anderen Frequenz als die der ersten Reihe eine positive Auswirkung hat, weil z.B. parasitäre Phasen ausgeglichen werden könnten. Der Ausblaswinkel bietet ebenfalls ein großes Potential. Entsprechend der jeweils lokalen Krümmung und der Ausdehnung des Rückströmgebietes wäre ein Winkel im Bereich  $\beta \leq 90^\circ$  interessant. Ein Winkel  $\beta > 90^\circ$  würde nach eigenen Vermutungen dagegen die positive Beeinflussung der ersten Reihe stören.

### Geometrische Parameter

Geometrische Parameter sind im Rahmen von numerischen Studien generell schwierig zu untersuchen, da sie in der Regel Änderungen am Rechengitter nach sich ziehen. Die Platzierung der zweiten Anregungsreihe wird in dieser Untersuchung auf Basis der Ablöseposition der segmentierten, harmonischen Anregung gewählt. Jedoch kann nicht garantiert werden, dass dieser Abstand auch den bestmöglichen Effekt bezogen auf die Ablöseverzögerung bewirkt. Speziell bei Verwendung von gepulstem Ausblasen ist eher eine Position leicht stromauf der Ablösung zu bevorzugen, da sonst die zusätzliche kinetische Energie in die schon abgelöste Strömung eingebracht wird. Diese könnte dadurch nicht wieder anlegen, wohingegen in einer noch anliegenden Strömung die Ablösung verzögert werden könnte.

### **Gepulstes Ausblasen**

Generell ist zu erwarten, dass die Anregeform des gepulsten Ausblasens noch mehr von einer kaskadenförmigen Anregung profitieren würde als die harmonische Beeinflussung. Grund dafür sind die unterschiedlichen physikalischen Effekte. Das nahezu tangential zur Wand gerichtete gepulste Ausblasen hat das Ziel, der impulsarmen, wandnahen Strömung neue Energie hinzuzufügen. Dadurch kann die Strömung, wie in Kapitel 7.3.2 dargestellt, effektiv am Anliegen gehalten werden. Früher oder später löst die Strömung allerdings wieder ab. Eine zweite Reihe an Ausblassechlitzen ist prädestiniert dafür, zusätzliche kinetische Energie in die Strömung einzubringen und das Geschwindigkeitsprofil nahe der Wand wieder aufzudicken.

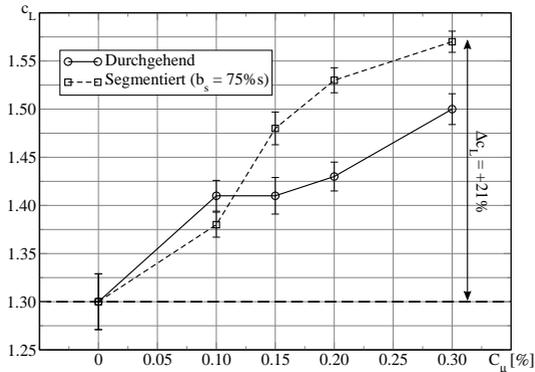
### **Kombination der Anregeformen**

Die harmonische Anregung, die auf einem anderen physikalischen Effekt basiert, wird in diesem Kapitel in einer Kaskadenform untersucht. Es wäre interessant zu untersuchen, ob durch eine Kombination mit gepulstem Ausblasen in der zweiten Reihe (stromab einer harmonischen Anregung) ein positiver Effekt zu beobachten wäre. Eine genaue zeitliche Analyse der Wirbel, die bei der harmonischen Anregung entstehen, wird im Rahmen der Diplomarbeit von Kabat vel Job [88] untersucht. Basierend auf diesen Ergebnissen lässt sich vermuten, dass ein gepulstes Ausblasen während einer Einsaugphase der harmonischen Anregung vorteilhaft wäre. Die Frequenz und die Pulsbreite des gepulsten Ausblasens müssten daran angepasst werden.

## 7.7 Anregung am endlichen SCCH-Modell

Die Untersuchungen in den Kapiteln 7.2 und 7.3 zeigen, dass die segmentierte Anregung der spannwweitig durchgehenden überlegen ist. Dies gilt sowohl für die harmonische Anregung als auch für das gepulste Ausblasen. Des Weiteren kann in vielen Fällen durch eine Phasenverschiebung eine zusätzliche Effektivitätssteigerung erreicht werden (Kapitel 7.4).

Um die Praxisrelevanz dieser Untersuchungen zu steigern und um den Effekt der fluidischen Strömungsanregung an einer vollständig dreidimensionalen Konfiguration zu demonstrieren, werden Untersuchungen zum gepulsten Ausblasen an der endlichen SCCH-Konfiguration durchgeführt. Dabei wird eine Variation des Impulsbeiwerts  $C_\mu$  bei der dimensionslosen Anregungsfrequenz  $F^+ = 0.6$ , die sich bereits als wirkungsvoll herauskristallisiert hat, und einer Pulsbreite von  $DC = 0.5$  realisiert. Eine spannwweitig durchgehende Beschlitung wird ebenso umgesetzt wie ein Ausblasen aus 11 Schlitzen, die im Längenverhältnis von  $b_s = 75\%$  (entsprechend *Segmentiert* 3) unter einem Ausblaswinkel von  $\beta = 30^\circ$  die Strömung aktiv beeinflussen.

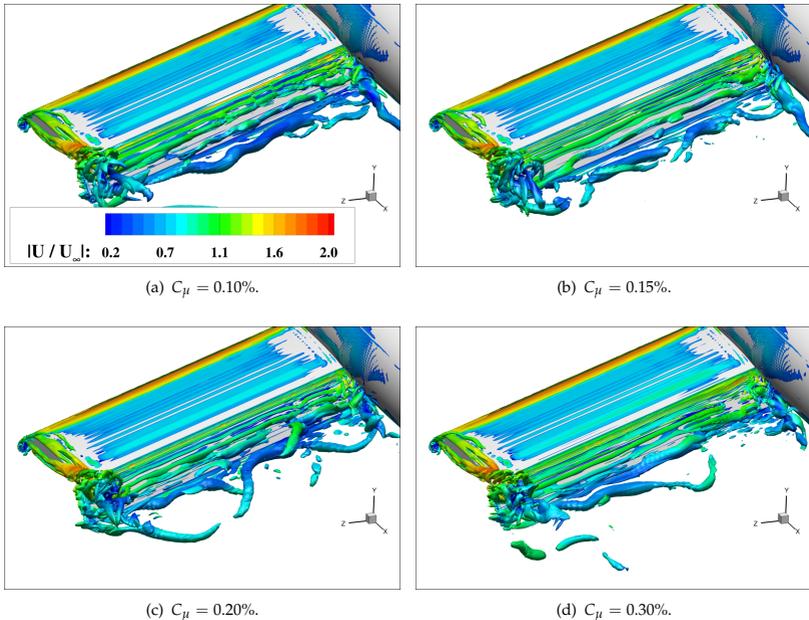


**Abbildung 7.53:** Mittlere Auftriebsbeiwerte am endlichen SCCH für durchgehende und segmentierte, gepulste Anregung im Vergleich zur unangeregten Strömung.

Die Abbildung 7.53 zeigt, dass auch hier, in Verbindung mit einer vollständig dreidimensionalen Flügelkonfiguration, eine beträchtliche Steigerung des Auftriebsbeiwertes durch gepulstes Ausblasen erreicht werden kann. Ebenfalls lässt die Untersuchung erkennen, dass weiterhin die segmentierte Anregung gegenüber der spannwweitig durchgehenden im Vorteil ist. Zwar wird bei einer schwachen Anregung mit einem Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.10\%$  ein geringerer Gewinn im Auftrieb erreicht, allerdings steigt danach der Auftrieb der segmentierten Anregung stärker an als mit der durchgehenden. Bei dem höchsten Impulseintrag in die Strömung von  $C_\mu = 0.30\%$  erreicht die segmentierte Beschlitung eine Steigerung von  $\Delta c_L = 21\%$ , wohingegen die durchgehende Beeinflussung mit  $\Delta c_L = 15\%$  darunter liegt.

Erwartungsgemäß fällt jedoch der Effekt schwächer aus als beim 2.5D-Flügelsegment. Dort wird bei einem Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.30\%$  bereits eine Effektivitätssteigerung von 32% erreicht (siehe Kapitel 7.2.2; durchgehende, gepulste Anregung). Somit fällt die Auftriebssteigerung am

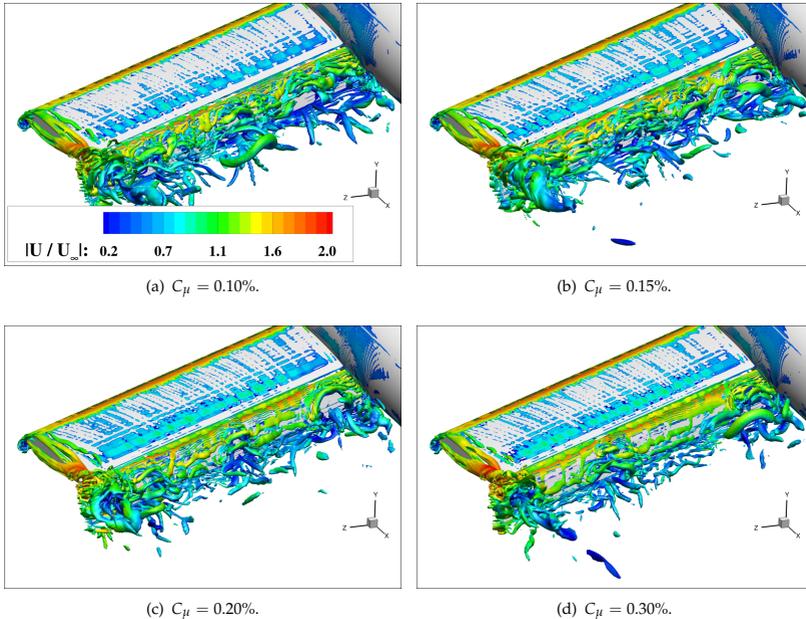
endlichen Halbmodell ziemlich genau halb so stark aus wie am Flügelsegment. Der dominante Einfluss der Flügelspitzenumströmung, die einen ausgeprägten Randwirbel erzeugt, und die Strömungsablösung in Bereich des Flügel-Rumpf-Übergangs sorgen für einen Verlust, der auch an einer realistischen Flügelkonfiguration zu erwarten ist. Die Auftriebssteigerungen von über 50% (segmentierte, gepulste Anregung am 2.5D-Segment, Kapitel 7.3.2) werden somit relativiert.



**Abbildung 7.54:** Visualisierung der instationären, angeregten Strömung des SCCH-Halbmodells mit spanntweitig **durchgängiger** Beschleunigung. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums bei  $\lambda_2 = -100 \text{ 1/s}^2$ , die mit dem Geschwindigkeitsverhältnis eingefärbt sind.

Wie in Kapitel 6.4 bereits dargestellt, ist die Strömung der unangeregten Konfiguration massiv abgelöst und erreicht deshalb nur einen Auftriebsbeiwert von  $c_L = 1.30$ . Aus Abbildung 6.15-b ist ersichtlich, dass die Strömung ohne aktive Beeinflussung durch große, kohärente Wirbelstrukturen geprägt ist, die sich fast über die komplette Halbspannweite erstrecken. Jedoch darf dabei nicht außer Acht gelassen werden, dass bei dieser Ressourcen fordernden Konfiguration nur eine URANS und keine DES durchgeführt wird.

Wird eine spanntweitig durchgehende Anregung angewendet, kann zwar der Auftrieb gesteigert werden, es lässt sich allerdings kein prägnanter Unterschied in den Wirbelstrukturen im Vergleich zur unangeregten Strömung feststellen (siehe Abbildung 7.54). Unabhängig vom Impulsbeiwert sind auch hier die Wirbel noch sehr groß und zusammenhängend. Teilweise erstrecken sich Querwirbel mit sehr großem Durchmesser über fast die komplette Flügellänge.

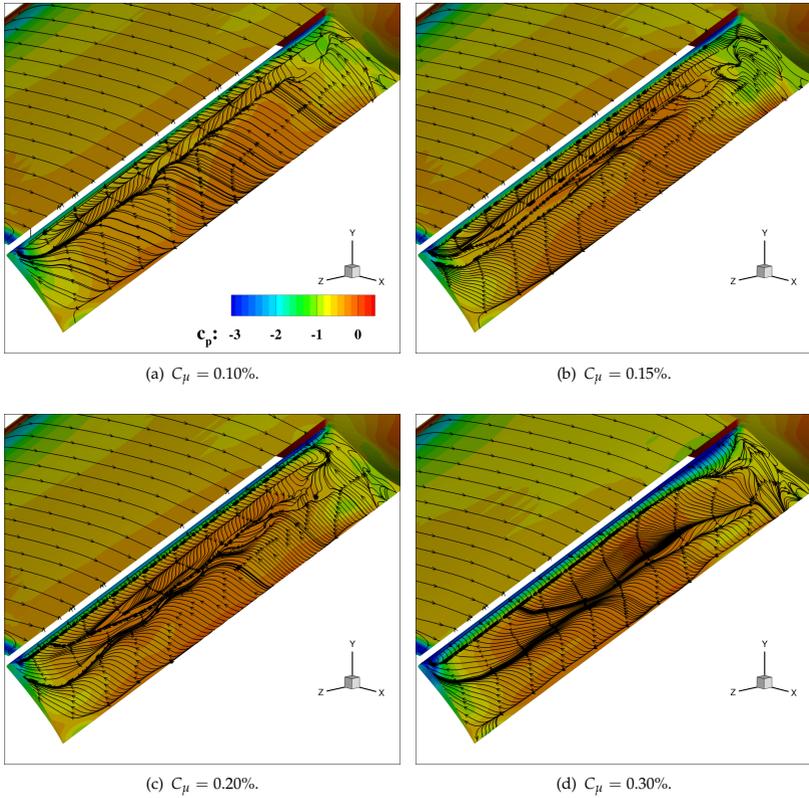


**Abbildung 7.55:** Visualisierung der instationären, angeregten Strömung des SCCH-Halbmodells mit spannweitig **segmentierter** Beschlitzung. Dargestellt sind Isoflächen des  $\lambda_2$ -Wirbelkriteriums bei  $\lambda_2 = -100 1/s^2$ , die mit dem Geschwindigkeitsverhältnis eingefärbt sind.

Hierdurch geht zum einen viel kinetische Energie verloren, zum anderen kann die Energie aus der Hauptströmung nicht effektiv in das Rezirkulationsgebiet auf der Hinterkantenklappe transportiert werden.

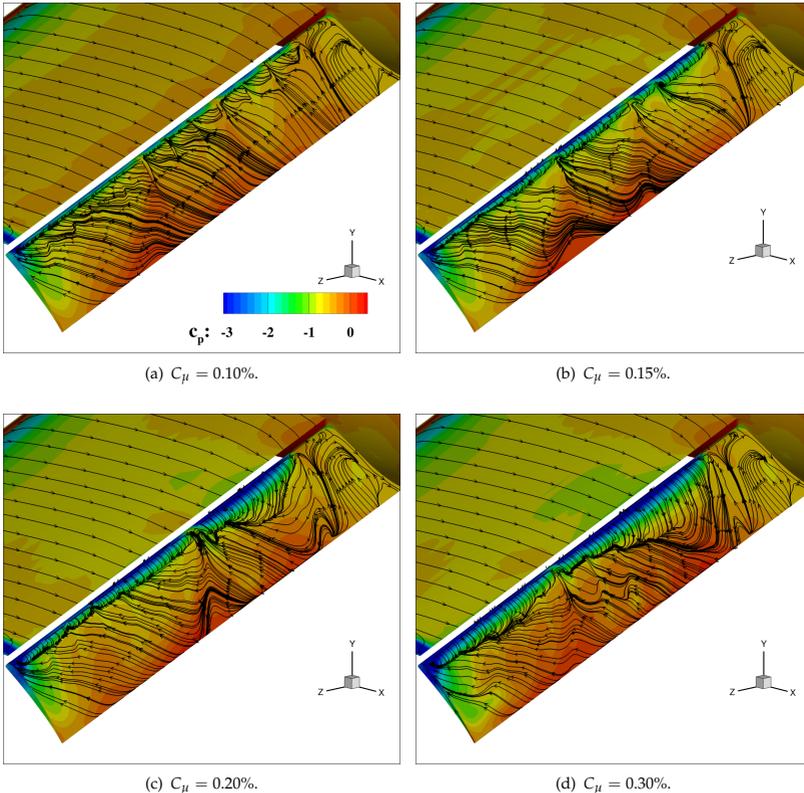
Eine deutliche Verbesserung dieser Situation zeigt dann die segmentierte Beschlitzung. In Abbildung 7.55 ist ersichtlich, dass durch geeignete Abstände zwischen den Ausblasschlitzen erreicht wird, dass die Strömung auf der Hinterkantenklappe nun stark dreidimensional geprägt ist. Anstelle von kohärenten, langgezogenen Querwirbeln bildet sich eine Vielzahl an kleinen Wirbeln aus, die für eine starke Durchmischung der Klappenströmung sorgen. Dadurch kann energiereiche Strömung in die Nähe der Klappe transportiert werden. Speziell für die höheren Impulsbeiwerte  $C_\mu = 0.20\%$  und  $C_\mu = 0.30\%$  fällt zudem auf, dass die Strömung auf der Klappe über mehr oder weniger große Bereiche anliegend ist. Es wird allerdings kein spannweitig ununterbrochenes Anliegen der Strömung erreicht. An mindestens einer Position löst in beiden Fällen die Strömung ab und bildet einen Längswirbel aus (Abbildungen 7.55-c und 7.55-d). Es scheint sich um ein dreidimensionales Strömungsphänomen zu handeln, welches aus der Interaktion zwischen der Querströmung und dem jeweiligen Impulseintrag entsteht.

Die Abbildungen 7.56 und 7.57 zeigen für beide Beeinflussungsvarianten die zeitlich gemittelte Druckverteilung auf der Flügeloberfläche in Verbindung mit Oberflächenstromlinien. Hier



**Abbildung 7.56:** Zeitgemittelte Visualisierung mittels Wandstromlinien der angeregten Strömung des SCCH-Halbmodells mit spannweitig **durchgängiger** Beschlitzung. Als Konturplot ist die Oberflächendruckverteilung dargestellt.

bestätigt sich der quasi-zweidimensionale Charakter der durchgehenden Beeinflussung. Für alle Impulsbeiwerte wird die Ablösung nur minimal stromab verschoben. Im Vergleich zur 2.5D-Simulation zeigt sich hier erneut der deutlich geringer ausgeprägte Einfluss der Anregung auf einer dreidimensionalen Konfiguration.



**Abbildung 7.57:** Zeitgemittelte Visualisierung mittels Wandstromlinien der angeregten Strömung des SCCH-Halbmodells mit spannweitig **segmentierter** Beschlätzung. Als Konturplot ist die Oberflächendruckverteilung dargestellt.

Ein besseres Ergebnis wird entsprechend wieder für die segmentierte Anregung erreicht, speziell ab einem Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.20\%$  (Abbildungen 7.57-c und 7.57-d). Die Strömung kann deutlich länger anliegend gehalten werden, lokal ist die Strömung auch weit stromab noch nicht abgelöst. Hier fällt wieder auf, dass die Klappenströmung stark dreidimensional ist. Für einen Impulsbeiwert von  $C_\mu = 0.30\%$  ist die Strömung in Rumpfnähe wie angesprochen überwiegend anliegend, zeigt dann ungefähr auf Höhe der Flügelmitte einen Einbruch und ist in Flügelspitzennähe wieder relativ weit stromab noch anliegend.

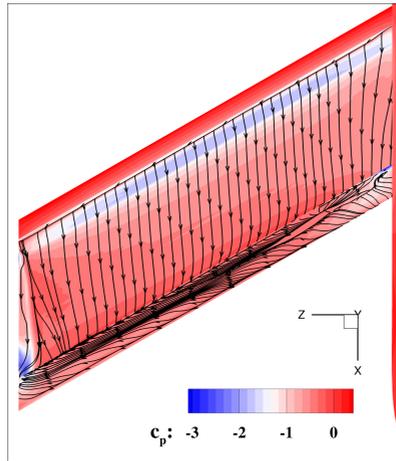
Des Weiteren lassen sich anhand der Konturdarstellung in Abbildung 7.57 die lokalen Ablösungen in Verbindung mit Längswirbeln sehr gut an den hohen Druckniveaus auf der Klappe erkennen.

Zuletzt wird anhand des höchsten Impulsbeiwertes in Abbildung 7.58 ein direkter Vergleich von unangeregter und angeregter Strömung in einer Ansicht von oben gezeigt. Aus dieser Sicht lässt sich identifizieren, dass die Strömung im unangeregten Fall im Hinterkantenbereich des Hauptflügels eindeutig durch die Stromaufwirkung der Querströmung auf der Klappe geprägt ist. Die Stromlinien tendieren dazu, nahe der Hinterkante dem spannwitigen Druckgradienten, in Richtung Flügelspitze, zu folgen. Dies wird durch die aktive Beeinflussung abgemindert. So verlaufen im Fall der spannwitig durchgehenden Anregung die Stromlinien im Hinterkantenbereich des Hauptflügels parallel zur Mittelachse der Konfiguration (so wie auf dem gesamten Hauptflügel, siehe Abbildung 7.58-b). Für die segmentierte Anregung wird dieser Effekt sogar noch etwas verstärkt (siehe Abbildung 7.58-c).

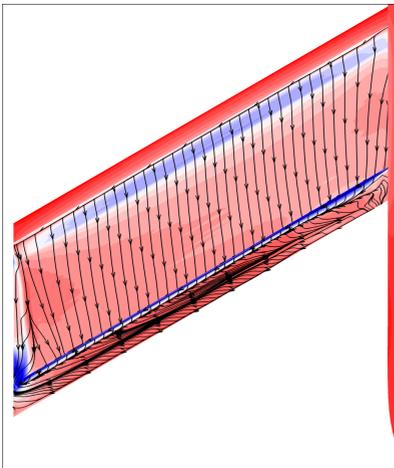
Anhand der Konturdarstellung in Abbildung 7.58 ist zudem gut zu erkennen, dass auf dem kompletten Hauptflügel bei der segmentierten Anregung ein deutlich niedrigeres Druckniveau herrscht als in den beiden anderen Fällen. Diese Stromaufwirkung trägt maßgeblich zu dem am Anfang des Kapitels beschriebenen Auftriebsgewinn bei. Auch hier gilt die bereits beschriebene Tatsache, dass der hauptsächliche Auftriebsgewinn auf die Steigerung der Zirkulation um den Hauptflügel zurückzuführen ist.

## Fazit

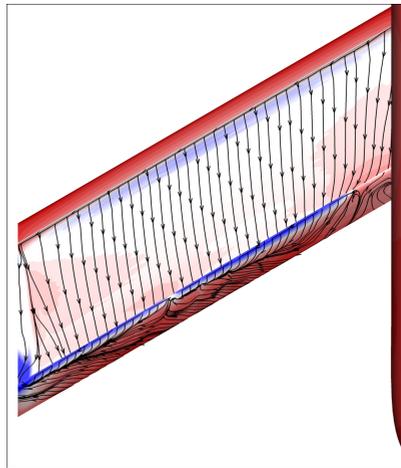
In diesem Kapitel wird dargestellt, dass die numerische Simulation der aktiven Strömungsbeflussung erfolgreich auf eine sehr komplexe, dreidimensionale Konfiguration erfolgreich angewendet werden kann. Erwartungsgemäß fällt hier der Zuwachs des Auftriebsbeiwertes schwächer aus, da der dominante Randwirbel und die Interaktion der Flügelströmung mit dem Rumpf einen negativen Einfluss ausüben. Trotzdem kann eine Steigerung im Auftrieb von bis zu 21% gegenüber der unangeregten Strömung erreicht werden. Es bestätigt sich an dieser realitätsnäheren Konfiguration, dass eine geeignet segmentierte Beschlitzung einen deutlichen Vorteil gegenüber eine spannwitig durchgehenden Anregung bietet. Andererseits bestätigen diese Simulationen auch, dass die Untersuchungen am 2.5D-Segment bereits sehr wichtige und richtungsweisende Ergebnisse liefern. Die vollständig dreidimensionale Konfiguration erfordert ein Vielfaches an Rechenressourcen, kann jedoch keinen immensen Erkenntnisvorsprung gegenüber der spannwitig unendlichen Konfiguration bieten. Bereits an der vorigen Konfiguration konnten die wesentlichen Erkenntnisse bezüglich dreidimensionaler Parameter gefunden werden. Wird ein Ausschnitt des vollständig dreidimensionalen Flügels betrachtet, der hinreichend weit entfernt von der Flügelspitze und dem Rumpf ist, können keine signifikanten Unterschiede im Strömungsbild zum 2.5D-Segment festgestellt werden.



(a) Unangeregt.



(b)  $C_\mu = 0.30\%$  bei durchgehender Beschlitung.

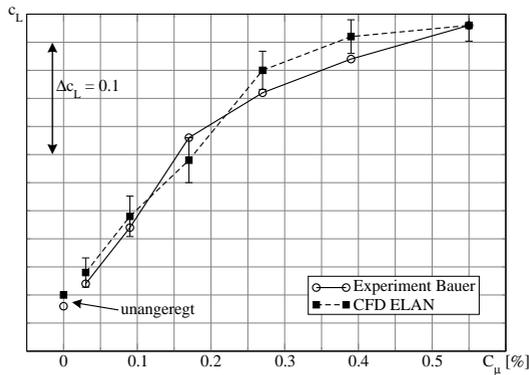


(c)  $C_\mu = 0.30\%$  bei segmentierter Beschlitung.

**Abbildung 7.58:** Zeitgemittelte Visualisierung mittels Wandstromlinien der angeregten Strömung und der unangeregten Strömung des SCCH-Modells im Vergleich.

## 7.8 Gepulstes Ausblasen an der HIREX Konfiguration

Um den Schritt von der Grundlagenforschung zur Anwendung im industriellen Entwicklungsprozess vollziehen zu können, ist die Verwendung des aktiven Strömungskontrollmechanismus auf einer realistischen Flügelkonfiguration unumgänglich. In die in Kapitel 5.2 bereits vorgestellte HIREX Konfiguration, sind Ausblasschlitzte auf der Klappe in einem Winkel von  $\beta = 30^\circ$  eingebracht, der im gleichen Bereich liegt wie beim gepulsten Ausblasen an der SCCH-Konfiguration. Durch diese Schlitzte wird bei unterschiedlichen Intensitäten  $C_\mu$  gepulst ausgeblasen. Für einen Vergleich der Ergebnisse wird hierbei die Windkanaluntersuchung von Bauer et al. [6] nachvollzogen. Wie bereits in Kapitel 6.5 dargestellt, besteht für die unangeregte Strömung bereits eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment hinsichtlich der Auftriebsbeiwerte und der Steigung der Auftriebspolaren. Ausgehend vom gleichen Anstellwinkel wie in den Untersuchungen von Kühn et al. [99] und Ciobaca et al. [28] ( $\alpha = 7^\circ$ ), wird der Impulsbeiwert bis zu einem für den inkompressiblen ELAN Löser vertretbaren Machzahlbereich variiert. Impulsbeiwerte über  $C_\mu = 0.55\%$  können daher nicht verwendet werden. Als dimensionslose Anregefrequenz wird für alle Fälle  $F^+ = 1.0$  verwendet, dies entspricht einer Frequenz von  $f = 200$  Hz. Als Pulsbreite wird  $DC = 0.5$  gewählt. Beides entspricht den Parametereinstellungen der Windkanalkampagne.



**Abbildung 7.59:** Auftriebszunahme des Windkanalexperiments von Bauer et al. [6] im Vergleich mit den Simulationsergebnissen für eine Variation des Impulsbeiwertes  $C_\mu$ . Die Fehlerbalken geben die Schwankungsbreite um den Mittelwert an (vgl. Abb. 7.60).

Die Abbildung 7.59 zeigt den Verlauf des Auftriebsbeiwertes für eine Variation von  $C_\mu$ . Die Fehlerbalken geben hierbei die Schwankungsbreite um den jeweiligen Mittelwert herum an. Der Betrag der Schwankungen lässt sich auch in Abbildung 7.60 erkennen. Dieser beträgt ungefähr 5 Auftriebspunkte und deckt sich damit mit den CFD-Ergebnissen von Kühn et al. [99]. Für die angeregte Strömung wird eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Auftriebsbeiwerten erreicht. Die Abweichungen betragen maximal zwei Hundertstel Punkte (engl. *lift counts*), teilweise wird sogar der gleiche Auftriebsbeiwert erreicht ( $C_\mu = 0.55\%$ ).

Der Verlauf bei Variation des Impulsbeiwertes ist bei Experiment und CFD der gleiche. Ausge-

hend von der unangeregten Strömung wird für die kleinste Intensität eine Steigerung erreicht, die im Mittel bei zwei Auftriebspunkten liegt. Die Abbildung 7.60 zeigt allerdings anhand des zeitabhängigen Verlaufs, dass sich diese Steigerung nur im statistischen Bereich befindet. Nennenswerte Zuwächse im Auftriebsbeiwert werden erst ab  $C_{\mu} = 0.09\%$  und höher erreicht. Dies führt zu einem Gewinn von 6 Punkten. Bis zu einer Intensität von  $C_{\mu} = 0.27\%$  nimmt der Auftrieb fast linear zu. Ab  $C_{\mu} = 0.39\%$  verläuft die Zuwachskurve dann mit geringerem Anstieg (siehe Abbildung 7.59). Die Effektivität der Strömungskontrolle nimmt langsam ab, es wird ein Sättigungszustand erreicht. Der maximal erreichte Gewinn in der Auftriebszunahme beträgt bei  $C_{\mu} = 0.55\%$  ganze 24 Punkte.

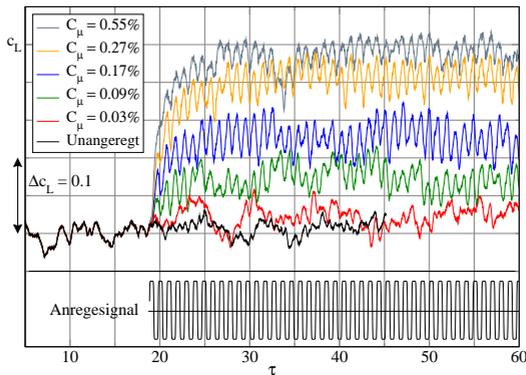


Abbildung 7.60: Zeitabhängiger Verlauf des Auftriebsbeiwertes für ca. 40 Umströmungen der Konfiguration für verschiedene  $C_{\mu}$ .

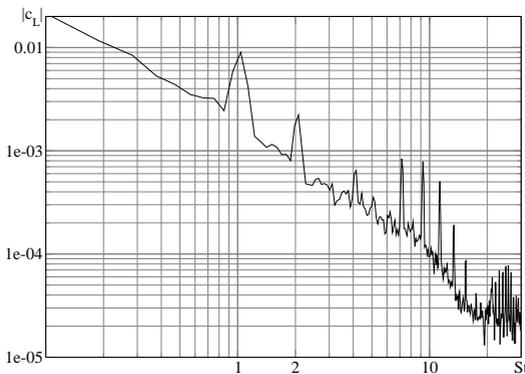


Abbildung 7.61: Frequenzanalyse der angeregten Strömung bei  $C_{\mu} = 0.55\%$ . Die Strouhal-Zahl ist auf die Profiltiefe  $c$  der Konfiguration bezogen.

Wie schon in den Ergebnissen der aktiven Strömungsbeeinflussung an der SCCH-Konfiguration lässt sich auch hier eine stark ausgeprägte Dynamik im Verlauf des Auftriebsbeiwertes erkennen (Abbildung 7.60). Eine Frequenzuntersuchung, beispielhaft am Verlauf des globalen Auftriebsbeiwertes für  $C_{\mu} = 0.55\%$  durchgeführt, zeigt eindeutig, dass die Frequenz der instationären Anregung auf die Strömung aufgeprägt wird. Die erste dominante Amplitude in Abbildung 7.61 liegt bei einer auf die Referenzlänge  $c$  bezogenen Strouhal-Zahl von  $St = 1$ , entsprechend einer Anregefrequenz von  $f = 200$  Hz. Die nächsthöhere Amplitude liegt bei der doppelten Strouhal-Zahl.

Die Abbildung 7.62 visualisiert das Potential der aktiven Strömungsanregung, lokal ein Anliegen der Strömung an der Klappenoberfläche herbeizuführen. Abbildung 7.62-b zeigt zum Vergleich die unangeregte Strömung, die, wie in Kapitel 6.5 bereits dargestellt, über die komplette Länge der Hinterkantenklappe vollständig abgelöst ist.

Der kleinste Impulsbeiwert, Abbildung 7.62-c, vermag auf der *outboard* Klappe keinen Effekt zu erzielen. Auf der *inboard* Klappe wird eine leichte Verbesserung erreicht, die für die schwache Steigerung von zwei Punkten im Auftriebsbeiwert sorgt. Ab einer Intensität von  $C_{\mu} = 0.17\%$  (siehe Abbildung 7.62-d) ist ein Effekt des gepulsten Ausblasens über die komplette Länge der Klappe sichtbar. Abgesehen von den Bereichen stromab der *flap track fairings* kann die Strömung zumindest teilweise zum Anliegen gebracht werden. Dieser Effekt verstärkt sich mit zunehmendem Impulsbeiwert (siehe Abbildung 7.62-f).

Wie schon in Kapitel 7.2.2 bei der Anwendung des gepulsten Ausblasens am SCCH-Modell beobachtet, wird durch das wandnahe Ausblasen von energiereichem Fluid das Geschwindigkeitsprofil nahe der Klappenoberfläche aufgedickt. Der energiearmen Strömung auf der Klappe, die unmittelbar abzulösen droht, wird neue kinetische Energie zugeführt. Durch die Vergrößerung des Abströmwinkels vom Hauptflügel (vergleiche Abbildungen 7.64-b und 7.65-b) wird zusätzlich die Gesamtzirkulation der Konfiguration erhöht, was eine Auftriebssteigerung der stromauf der Anregung liegenden Komponenten zur Folge hat. Dies lässt auch das niedrigere Druckniveau auf dem Hauptflügel in Abbildung 7.63 erkennen.

Einen detaillierten Überblick über die abgelösten und anliegenden Bereiche auf der Hinterkantenklappe gibt die zeitgemittelte Visualisierung der Oberflächenstromlinien in Abbildung 7.63. Im Fall der unangeregten Ausgangssituation ist die Strömung auf der Klappe vollständig abgelöst. Wie durch die bereits erläuterten Auswertungen zu erwarten, kann bei mittleren und höheren Impulsbeiwerten ein teilweises Wiederanliegen der Strömung erreicht werden. Dabei verhält sich der Verlauf der Ablösung stark dreidimensional. Dies ist auf die störenden Einflüsse der *flap track fairings* und auf den Knick beim Übergang von innerem Klappenbereich zum äußeren Klappenbereich zurückzuführen. Beispielhaft ist der Verlauf der Ablöselinie in Abbildung 7.63-d für den Impulsbeiwert  $C_{\mu} = 0.55\%$  dargestellt. Dort ist visualisiert, dass durch den recht hohen Impulseintrag die Strömung auf der *inboard* Klappe vollständig zum Anliegen gebracht werden kann. Gestört wird dies nur lokal durch die Ablösung im Bereich des Flügel-Rumpf-Übergangs. Ab der dem Rumpf am nächsten gelegenen Führungsverkleidung kann dann nur noch ein teilweises Wiederanliegen erreicht werden. Stark gestört ist die Strömung im Bereich des Knicks, an dessen Position im Windkanalmodell keine Ausblassechlitzte integriert werden konnten. Auf der *outboard* Klappe sind bis ungefähr auf Höhe des dritten *flap track fairings* Ausblassechlitzte integriert. In diesem Bereich kann die Strömung bis ca. zur Klappenmitte zum Anliegen gebracht werden.

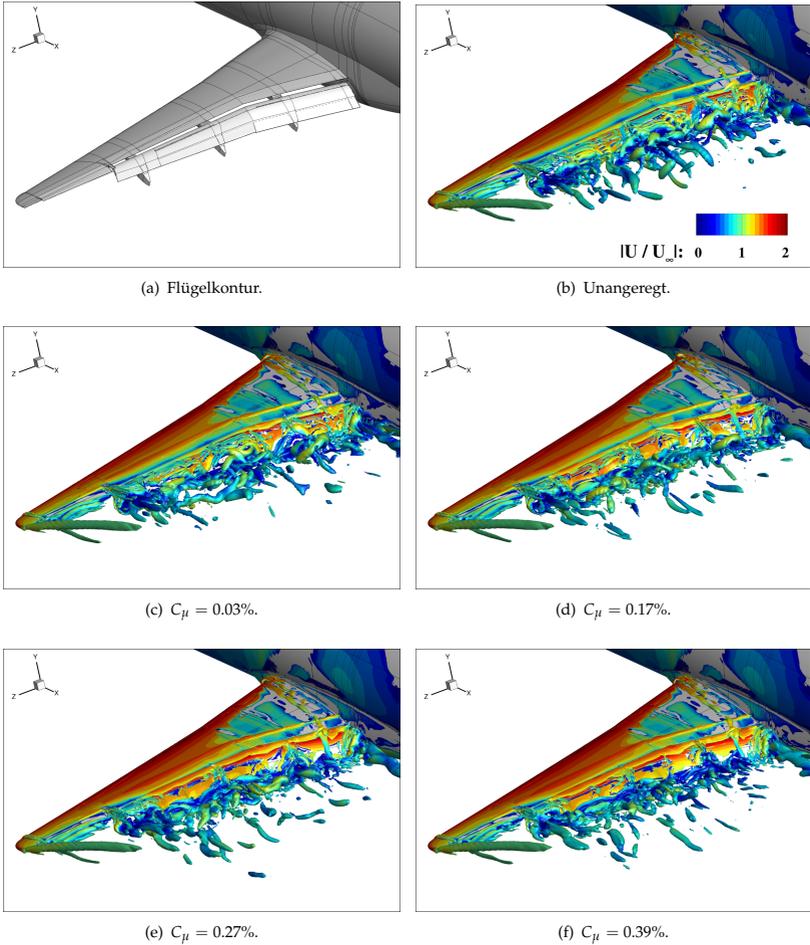
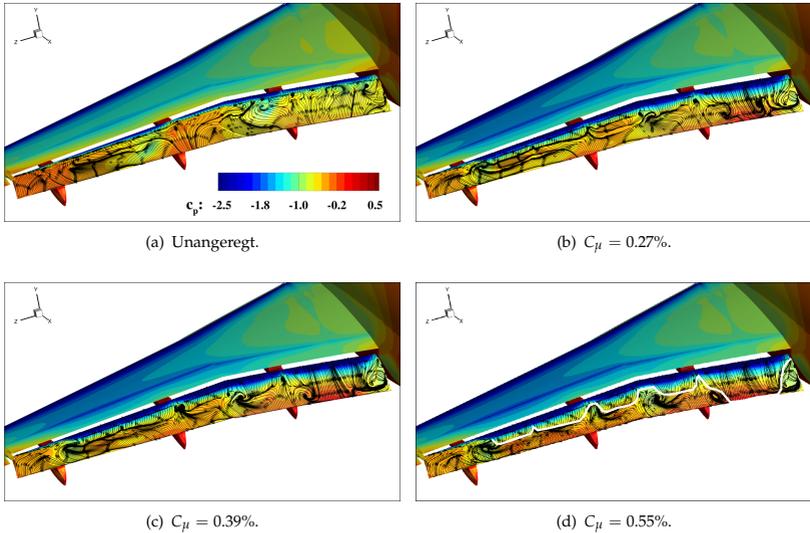


Abbildung 7.62: Visualisierung der instationären, angeregten Strömung der HIREX Konfiguration im Vergleich zur unangeregten Strömung ( $\lambda_2$ -Wirbelkernkriterium).



**Abbildung 7.63:** Oberflächenstromlinien der zeitgemittelten, angeregten Strömung im Vergleich zur unangeregten Strömung. Für den höchsten Impulsbeiwert ist der ungefähre Verlauf der Ablösung dargestellt.

Die Abbildungen 7.64 und 7.65 zeigen einen Vergleich der unangeregten mit der angeregten Strömung für zwei ausgewählte Schnittebenen. Diese liegen bei  $z/s = 20\%$  (*inboard*) und  $z/s = 42\%$  (*outboard*) und ermöglichen anhand der Darstellung des Gesamtgeschwindigkeitsverhältnisses und Stromlinien einen detaillierten Aufschluss zu der oben geäußerten Vermutung. Die Daten sind hier ebenfalls zeitgemittelt.

Im unangeregten Fall ist die Strömung auf der *inboard* Klappe zwar abgelöst, allerdings verläuft diese Ablösung relativ flach und bildet nur ein kleines Rezirkulationsgebiet aus (siehe Abbildung 7.64-a). Deshalb fällt es der aktiven Beeinflussung ziemlich leicht, diese Strömung durch gepulstes Ausblasen nahe der Wand vollständig zum Anliegen zu bringen (siehe Abbildung 7.65-a).

Im Gegensatz dazu ist die Strömung im äußeren Klappenbereich vollständig abgelöst (siehe Abbildung 7.64-a). Es bildet sich ein umfangreiches Rezirkulationsgebiet aus, welches für die Anwendung einer DES gut geeignet wäre. Hier erreicht die fluidische Beeinflussung zwar ebenfalls eine deutliche Verbesserung (siehe Abbildung 7.65-b), kann allerdings kein vollständiges Wiederanlegen erzwingen.

Abschließend soll an dieser Stelle eine kurze Betrachtung des Ressourcenbedarfs erfolgen. Wie in Abbildung 7.60 dargestellt, werden für eine ausreichend lange Mittelungslänge der angeregten Strömung ca. 40 konvektive Zeiteinheiten der instationären Simulation benötigt. Dies erforderte 15 Läufe zu je 12 Stunden auf dem HLRN-Höchstleistungsrechner mit jeweils 128 CPUs pro Testfall. Resultierend müssen also ca. 23 000 CPU-Stunden an Rechenressourcen

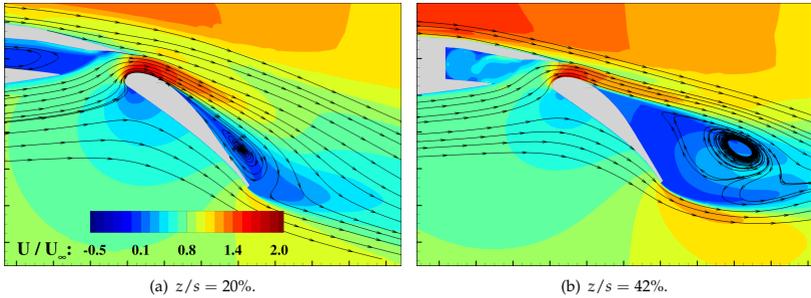


Abbildung 7.64: Unangeregte Strömung: Schnittebenendarstellung mit Stromlinien und Gesamtgeschwindigkeitsverhältnis *inboard* (a) und *outboard* (b).

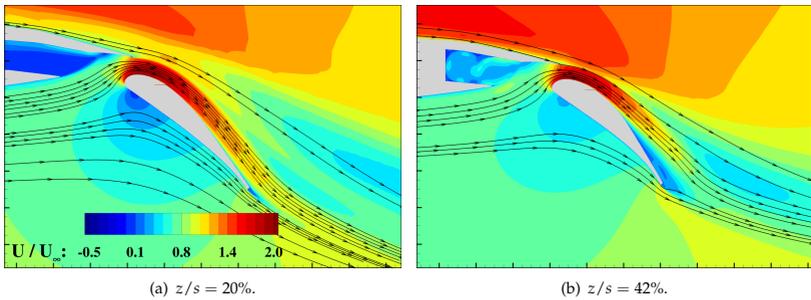


Abbildung 7.65: Angeregte Strömung bei  $C_{\mu} = 0.55\%$ : Schnittebenendarstellung mit Stromlinien und Gesamtgeschwindigkeitsverhältnis *inboard* (a) und *outboard* (b).

pro Testfall investiert werden. Ein Vergleich mit den Angaben von Ciobaca et al. [28] zeigt, dass ein vergleichbarer Testfall mit dem DLR TAU-Code bei gleicher zeitlicher Diskretisierung mit ca. 50 000 CPU-Stunden mehr als doppelt so viel Ressourcen benötigt.

## Fazit

In den vorigen Kapiteln konnten die Wirksamkeit von zahlreichen dreidimensionalen Parametern im Rahmen der Untersuchungen am SCCH-Modell evaluiert werden. Leider war dort nur ein eingeschränkter Vergleich mit experimentellen Ergebnissen möglich. Deshalb erhöht dies umso mehr die Bedeutung der Untersuchung des gepulsten Ausblasens an der HIREX Konfiguration. Gestützt auf die sehr gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Ergebnisse der unangeregten Strömung erfolgt ein Vergleich unter Verwendung der aktiven Beeinflussung. Hier wird ebenfalls in allen Bereichen eine sehr gute Übereinstimmung erreicht. Sowohl die absoluten Werte des Auftriebs für verschiedene Impulsbeiwerte, als auch der qualitative Verlauf der Auftriebszunahme werden genau wiedergegeben.

Strömungsvisualisierungen belegen die Ergebnisse durch sehr gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Bauer et al. [6] und Ciobaca et al. [28]. Es konnte hiermit folglich gezeigt werden, dass die Verwendung des Strömungslösers `ELAN` in Verbindung mit dem aktiven Beeinflussungsmechanismus eine ideale Ergänzung zu den Windkanaluntersuchungen sein kann.

Ein Vergleich mit der Veröffentlichung der Ergebnisse des DLR `TAU`-Codes von Ciobaca et al. [28] zeigt, dass unter geringerem Einsatz von Rechenressourcen eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erzielt werden konnte. Hierbei darf allerdings nicht unterschlagen werden, dass der Strömungslöser `ELAN` auf die Verwendung von block-strukturierten Gittern angewiesen ist, deren Erstellung weitaus zeitaufwändiger und schwieriger sein kann.



# 8 Zusammenfassung

Diese Arbeit präsentierte eine umfassende Studie des Einsatzes aktiver Strömungskontrolle für verschiedene dreidimensionale Hochauftriebskonfigurationen mit zunehmender geometrischer Komplexität.

Im Rahmen der Einleitung in Kapitel 1 erfolgte eine Einordnung dieser Untersuchungen in die Forschungslandschaft der aktiven Strömungskontrolle für Hochauftriebskonfigurationen und Flugzeugprofile. Insbesondere wurden die Aktivitäten der beiden weltgrößten Flugzeughersteller Airbus und Boeing beleuchtet. Darauf folgte eine kurze, grundlegende Behandlung turbulenter Strömungen, die in dieser Arbeit beeinflusst und numerisch simuliert wurden. Eine ebenso prägnante Darstellung des Finite-Volumen-Strömungslösers ELAN wurde in Kapitel 3 gegeben. In Kapitel 4 wurden die in dieser Promotionsuntersuchung variierten Parameter der Strömungskontrolle vorgestellt. Auf diese grundlegenden Kapitel folgte die Präsentation der verwendeten Konfigurationen (Kapitel 5) und schließlich im Hauptteil die der Ergebnisse. Zunächst wurden in Kapitel 6 die Eigenschaften der unangeregten Strömung dargestellt, da diese jeweils die Ausgangsbasis für die aktive, fluidische Beeinflussung bietet. Einen Hauptaugenmerk bildete dabei die detaillierte Untersuchung der sinnvollen Anwendung der Detached-Eddy Simulation für das unendliche, schiebende Flügelsegment. Den ersten und größten Teil der numerischen Untersuchung der aktiven Strömungskontrolle stellte das 2.5D Segment der SCCH-Konfiguration dar. Alle für industriennahe, dreidimensionale Simulationen relevante Parameter wurden hier variiert und bewertet (Kapitel 7.2 bis 7.6). Darauf folgte eine Anwendung auf eine vollständig dreidimensionale Version des SCCH-Flügels in Kapitel 7.7. Den finalen Schritt zur numerischen Simulation aktiver Strömungskontrolle mit dem block-strukturierten Strömungslöser ELAN an einem realistischen, industrie-relevanten Testfall bildete die Untersuchung an der HIREX-Konfiguration in Kapitel 7.8.

## 8.1 Die wesentlichen Erkenntnisse

Im Folgenden werden die wesentlichen Erkenntnisse nochmals in knapper und prägnanter Weise im Rahmen einer Auflistung dargestellt. Für die ausführliche Auswertung ist jeweils auf das passende Kapitel verwiesen.

- Die instationäre Simulation der natürlichen Umströmung der SCCH-Konfiguration zeigt, dass eine massiv abgelöste Klappenströmung vorliegt. Die Konfiguration wurde in idealerweise eingestellt, um ein Verbesserungspotential und somit eine „Spielwiese“ für die aktive Beeinflussung zu bieten. (Siehe Kapitel 6.1 und 6.3.)
- Durch die massiv abgelöste Strömung auf der Klappe ist diese SCCH-Flügelkonfiguration prädestiniert für den Einsatz der Detached-Eddy Simulation. Es wird sichergestellt, dass

ein geeignetes zu Grunde liegendes Turbulenzmodell und ein ausreichend feines Gitter verwendet wird. Die Wahl des Zeitschritts ist passend, um eine zeitliche Auflösung der Wirbelbewegung zu ermöglichen. Das numerische Rechengebiet ist breit genug und führt somit nicht zu einer erzwungenen Anfachung von harmonischen Moden.

(Siehe Kapitel 6.2.)

- Die natürliche Umströmung der beiden vollständig dreidimensionalen Konfigurationen konnte mit dem Strömungslöser ELAN ebenfalls erfolgreich durchgeführt werden. Die Untersuchung der HIREX-Konfiguration ermöglicht einen Vergleich mit Windkanal-Experimenten und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Unabhängig vom Einsatz aktiver Strömungsbeeinflussung zeigt sich ELAN hier als sehr gut geeignet, um komplexe Flügelumströmungen bei niedrigen Machzahlen zu untersuchen.  
(Siehe Kapitel 6.4 und 6.5.)
- Eine zweidimensionale Variante der Strömungsanregung (spannweitig durchgehende Anregung) zeigt bereits für beide Anregeformen, gepulstes Ausblasen und harmonische Anregung, eine deutliche Verbesserung gegenüber der unbeeinflussten Grundströmung.  
(Siehe Kapitel 7.2.1 und 7.2.2.)
- Unter Verwendung der harmonischen Anregung offenbart sich bei einer dreidimensionalen, segmentierten Anregung eine signifikante Leistungssteigerung bei mittleren Segmentlängen. Durch die Ausbildung von Längswirbeln wird die Strömung auf der Klappe noch effektiver durchmischt und mit kinetischer Energie aus der Hauptströmung versorgt. Eine geeignete Wahl der Segmentlänge ist auf dieser Basis unumgänglich für eine Anwendung auf einem realen Flügel.  
(Siehe Kapitel 7.3.1.)
- Wird hingegen als Anregeform das gepulste Ausblasen verwendet, erweist sich weniger die Schlitzlänge als vielmehr die tatsächliche Ausblasgeschwindigkeit als zentraler Parameter. Ausgehend von einer Anregung annähernd tangential zur Klappenoberfläche, was sich in zahlreichen Voruntersuchungen als einzig sinnvolle Variante des Pulsens erwiesen hat, lässt sich aus dieser Untersuchung schließen, dass für das gepulste Ausblasen eine besonders hohe Jetgeschwindigkeit von zentraler Bedeutung ist, um den Coandaeffekt auszunutzen. Da sich keine Längswirbel auf der Klappe ausbilden, ist die Wahl einer bestimmten Segmentlänge von geringerem Einfluss.  
(Siehe Kapitel 7.3.2.)
- Im Rahmen des gepulsten Ausblasens, welches durch den kleinen Ausblaswinkel und die hohe Intensität zu einer fast vollständig anliegenden Klappenströmung führt, zeigen sich Nachteile für den Einsatz der Detached-Eddy Simulation. Durch die extrem flache Ablösung geht der Anfachungsmechanismus der turbulenten Fluktuationen verloren und der Bereich, in dem die Simulation einen aktivierten LES-Modus aufweist, wird kleiner. Eine aus technischer Sicht erfreuliche Situation (anliegende Strömung) führt zu einer problematischen Situation aus numerischer Sicht.  
(Siehe Kapitel 7.3.3.)
- Unabhängig von der gewählten Form der Anregung kann pauschal zu einer Phasenverschiebung der Anregesignale von auf dem Flügel nebeneinander liegenden Ausblas-

schlitzen geraten werden. Dies führt zwar nicht zu einer Auftriebssteigerung (höchstens in geringem Maße), bewirkt aber dass der zeitliche Verlauf des Auftriebsbeiwerts deutlich weniger Schwankungen um den Mittelwert herum aufweist. Für die praktische Anwendung bedeutet dies, dass die Flügelströmung ruhiger ist und der Flügel einen gleichmäßigeren Auftrieb aufweist. Es kann davon ausgegangen werden, dass dies zu einer geringeren strukturellen Belastung führt und eine weitere Gewichtseinsparung erlaubt.

(Siehe Kapitel 7.4.)

- Die herkömmliche Anwendung der aktiven Strömungskontrolle sieht Ausblasschlitze vor, die ein Ausblasen in Hauptströmungsrichtung und unter einem bestimmten Winkel relativ zur Klappenoberfläche ermöglichen. Eine freie, in dreidimensionaler Richtung variable Anregung wurde bislang nicht untersucht. Da alle gewöhnlichen Flugzeugflügel eine mehr oder weniger starke Querströmung aufweisen, kann einer *sphärischen Anregung* eine große Bedeutung zukommen. Der in dieser Arbeit entdeckte Einfluss dieses Parameters fällt nicht drastisch aus. Trotzdem wäre es vielversprechend, eine entsprechende experimentelle Untersuchung durchzuführen.

(Siehe Kapitel 7.5.)

- Ein zentraler geometrischer Parameter ist die Verwendung von mehreren Aktuatorreihen auf der Klappenschulter und deren Anordnung. Eine zweite Reihe an Ausblasschlitzen, stromab der ersten und versetzt zu dieser angeordnet, ermöglicht eine weitere Verzögerung der Ablösung. Da allerdings nur eine geringe Auftriebssteigerung beobachtet wird, ergibt sich keine Rechtfertigung für den zusätzlichen (doppelten) Energieaufwand. Wenn nur der reine Auftriebsgewinn und nicht eine vollständig anliegende Strömung benötigt wird, muss von einer kaskadenförmigen Anregung abgeraten werden.

(Siehe Kapitel 7.6.)

- Erstmals wurde die numerische Simulation aktiver Strömungsbeeinflussung auch auf eine vollständig dreidimensionale Version der SCCH-Konfiguration angewendet. Diese zeichnet sich durch einen endlichen Flügel und einen Halbbrumpf samt Grenzschichtsockel aus. Es wird der erfolgreiche Einsatz des gepulsten Ausblasens mittels ELAN-Simulationen gezeigt. Weiterhin wird die Überlegenheit der geeigneten Segmentierung an diesem dreidimensionalen Testfall bestätigt. Für eine Studie, welche die Untersuchung des Parametereinflusses zum Zweck hat, muss allerdings auf Grund des hohen Ressourcenbedarfs von einer derartigen Konfiguration abgeraten werden.

(Siehe Kapitel 7.7.)

- Abschließend wurden die untersuchten Konzepte an einer industriellen, ebenfalls vollständig dreidimensionalen Konfiguration aus der Airbus-Vorentwicklung erfolgreich angewendet. Es bestätigt sich, dass der Strömungslöser ELAN wirksam für Simulationen aktiver Strömungskontrolle an realistischen Geometrien eingesetzt werden kann. Dazu muss allerdings ein entsprechender Zeitaufwand für die Generierung eines blockstrukturierten Gitters eingeplant werden. Es wurde sehr gute Übereinstimmung mit Windkanalergebnissen erzielt, welche eine geringere Abweichung als Ergebnisse des DLR TAU-Codes, bei zugleich niedrigerem Rechenzeitbedarf, zeigen.

(Siehe Kapitel 7.8.)

## 8.2 Ausblick

Hinsichtlich der geometrischen Komplexität der Konfigurationen ist keine weitere Steigerung zu erwarten. Um den Einsatz numerischer Simulationen für den Entwurf aktiver Strömungskontrolle im industriellen Umfeld der Flugzeugentwicklung vollständig zu qualifizieren, fehlen nur noch wenige Bausteine. Bereits jetzt kann die Verwendung von CFD einen wichtigen Beitrag zu parallel durchgeführten Windkanaluntersuchungen darstellen. Bislang ist eine Erweiterung auf höhere Reynoldszahlen ausgeblieben, die momentan noch um ca. den Faktor 10 unter der Realität liegen. Dies kann eine Herausforderung für zukünftige Projekte darstellen. Um ein brauchbares Werkzeug im industriellen Entwicklungsprozess darstellen zu können, ist im Hinblick auf kurze Turnaround-Zeiten eine Erweiterung von ELAN auf den Einsatz von unstrukturierten Gittern unumgänglich.

Durch diese Arbeit wird im Besonderen deutlich, dass sich die aktive Strömungsbeeinflussung durch eine Vielzahl an Parametern auszeichnet, welche alle sinnvoll gewählt werden müssen, um einen effektiven und effizienten Einsatz der Strömungskontrolle sicherzustellen. Sie ist also wie geschaffen für den Einsatz von adjungierter Optimierung. Wie in Kapitel 1.1.3 dargestellt, werden derartige Forschungen bereits aktiv verfolgt. Hinderlich ist bislang der um ein Vielfaches höhere Ressourcenaufwand der meisten Optimierungsmethoden, sodass diese derzeit auf einfache, zweidimensionale Geometrien beschränkt sind.

Insgesamt kann allerdings bereits davon ausgegangen werden, dass die aktive Strömungskontrolle in den Entwicklungsprozess von Flugzeugen Einzug halten wird. Ausgehend von der Voraussetzung, dass ein aktiver Kontrollmechanismus leichter als eine konventionelle, mechanische Lösung und gleichzeitig effektiver ist, scheint die Anwendung auf einem realen Flugzeugflügel möglich. Die Beständigkeit und Lebensdauer der Aktuatoren mag nicht ausreichend hoch genug sein, um einen Flügel vollständig abhängig von einem aktiven Kontrollmechanismus auszuliegen. Allerdings könnte er sicherlich einen positiven Einfluss auf Flügelbereiche nehmen, die durch lokale Ablösung geprägt sind, und somit die Gesamtleistungsfähigkeit des Flügels erhöhen, ohne dass die Notwendigkeit für ein redundantes Aktuatorssystem besteht.

# Anhang



## A Das LLR Turbulenzmodell

Im Folgenden wird das in dieser Arbeit hauptsächlich verwendete Lokale Lineare Realisierbare Low-Reynolds  $k - \omega$  Turbulenzmodell dargestellt. Die ursprüngliche Formulierung geht auf Rung und Thiele [155] zurück. In zahlreichen Arbeiten Franke [41], Günther [69], Schatz [156], Wick [206] wurde dieses Turbulenzmodell erfolgreich für instationäre, aerodynamische Problemstellungen eingesetzt. Somit kann 16 Jahre nach der Entwicklung dieses Turbulenzmodell behauptet werden, dass es seinem Anspruch ein möglichst breites Spektrum an ingenieurtechnischen Anwendungen zu ermöglichen gerecht geworden ist.

Folgende Modellgleichungen gelten für dieses Turbulenzmodell:

$$\frac{D\varrho k}{Dt} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P_k - \beta_k \varrho \omega k \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{D\varrho \omega}{Dt} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{Pr_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = P_\omega - \beta_\omega \varrho \omega^2 \quad (\text{A.2})$$

$$\mu_t = \varrho c_\mu \frac{k}{\omega} \quad (\text{A.3})$$

Vervollständig wird es durch folgende Koeffizienten und Dämpfungsfunktionen:

$$c_\mu = \frac{f_\mu}{4 + A_s \tilde{U}} \quad \tilde{U} = \frac{\sqrt{0.5(S^2 + \Omega^2)}}{\omega} \quad f_\mu = \frac{1/80 + R_\mu}{1 + R_\mu}$$

$$R_\mu = \left( \frac{R_t}{70} \right)^\alpha \quad \alpha = 1 + [0.9 \operatorname{sign}(1, R_t/70 - 0.9)] \quad A_s = 2.12$$

$$R_t = \frac{k}{\omega \nu} \quad \Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad Pr_k = 2 \quad Pr_\omega = 2$$

$$P_k = \mu_t S^2 \quad P_\omega = \varrho S^2 \sqrt{c_\mu} f_1 \left[ c_1 - \frac{c_\mu S}{\omega} \right] \quad c_1 = \max \left[ 0.43, \frac{S/\omega}{S/\omega + 4.265} \right]$$

$$\beta_k = \frac{5/18 + R_k}{1 + R_k} \quad \beta_\omega = \frac{1.83}{1 + \sqrt{c_\mu \mu / (\mu + \mu_t)}} - 1 \quad f_1 = \frac{1/90 + (R_t/70)^2}{1 + (R_t/70)^2}$$

$$R_k = \left[ A^* (R_t/100)^{2.5} \right] + \left[ (1 - A^*) (R_t/100)^{0.5} \right] \quad A^* = \tanh \left( 0.5 \sqrt{R_t/100} \right) .$$

## Merkmale des LLR $k - \omega$ Turbulenzmodells

Eine sehr gute Zusammenfassung der Merkmale des LLR  $k - \omega$  Turbulenzmodells erfolgt in Knacke [95]. Dieses Zweigleichungsturbulenzmodell berechnet die Wirbelzähigkeit in Gleichung A.3 durch Lösung der Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie A.1 und die spezifische Dissipationsrate A.2.

Die Bezeichnung *lokal* deutet darauf hin, dass das Modell durch seine Formulierung nicht auf geometrische Größen wie den Wandabstand angewiesen ist, sondern dass nur Spezifika eines einzelnen Teilvolumens verwendet werden. Dies ist insbesondere bei großen Gittern effizient. Durch die Low-Reynolds-Formulierung ist es diesem Turbulenzmodell möglich, die Berechnung der Grenzschichtströmung bis in die viskose Unterschicht hinein durchzuführen und ist deshalb unabhängig von zusätzlichen Wandfunktionen.

Das Hauptmerkmal des Modells ist die Einhaltung von Forderungen an die Struktur der turbulenten Schwankungsbewegungen, welche unter dem Begriff *Realisierbarkeit* zusammengefasst werden. Es wird zum einen sichergestellt, dass keine negativen Normalspannungen auftreten, d.h.  $u'_i u'_i \geq 0$ , zum anderen muss die Schwarze Ungleichung  $(u'_i u'_j) \leq (u'_i u'_i)(u'_j u'_j)$  erfüllt sein. Dies führt im Vergleich zu konventionellen Zweigleichungsturbulenzmodellen zu einem variablen Anisotropieparameter  $c_\mu$ . Eine genauere Wiedergabe der physikalischen Effekte in komplexen Strömungssituationen ist die Folge, da die Darstellung von Scherströmungen und druckinduzierter Ablösung verbessert wird. Beispielsweise wurde von Rung und Thiele [155] beobachtet, dass das LLR  $k - \omega$  Turbulenzmodell im Gegensatz zu anderen Modellen nicht eine Überschätzung der turbulenten Produktion in rotationsfreien Scherströmungen zeigt. Eine zu hohes Niveau an turbulenter Viskosität wurde ebenfalls von Höll et al. [84] für das Menter SST und das Wilcox  $k - \omega$  Modell im Rahmen von Anregungsuntersuchungen beobachtet, wohingegen dies beim LLR Turbulenzmodell nicht der Fall war.

# Literaturverzeichnis

- [1] ABBAS, A.; BIELER, H.: Active Flow Control for Separation Control. *Proceedings of the KATnetII Separation Control Workshop*, Toulouse, Frankreich, 2008.
- [2] ABBOTT, I. H.; VON DOENHOFF, A. E.: *Theory of wing sections*. Dover Publications, Inc., 1959.
- [3] AMITAY, M.; KIBENS, V.; PAREKH, D. E.; GLEZER, A.: Flow Reattachment Dynamics over a Thick Airfoil Controlled by Synthetic Jet Actuators. *AIAA-Paper 99-1001*, 1999.
- [4] AMITAY, M.; SMITH, D. R.; KIBENS, V.; PAREKH, D. E.; GLEZER, A.: Aerodynamic Flow Control over an Unconventional Airfoil Using Synthetic Jet Actuators. *AIAA Journal*, **39**(3), 361–370, 2001.
- [5] BARCKMANN, K.; GRUNDMANN, S.; TROPEA, C.; KRIEGSEIS, J.: Dielectric-Barrier Discharge Plasmas for Flow Control at higher Mach Numbers. *AIAA-Paper 2010-4268*, Chicago, IL, USA, 2010.
- [6] BAUER, M.; PELTZER, I.; NITSCHKE, W.; GÖLLING, B.: Active Flow Control on an Industry-Relevant Civil Aircraft Half Model. KING, R. (Hg.) *'Active Flow Control II', Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 108, Springer Verlag, 2010.
- [7] BAUMANN, W.; BUNGE, U.; FREDERICH, O.; SCHATZ, M.; THIELE, F.: *Finite-Volumen-Methode in der Numerischen Thermofluidmechanik*. Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik, TU Berlin, 2006.
- [8] BECHERT, D.; MEYER, R.; HAGE, W.: Drag reduction of airfoils with miniflaps. Can we learn from dragonflies? *AIAA-Paper 2000-2315*, Denver, CO, USA, 2000.
- [9] BENARD, N.; BRAUD, P.; JOLIBOIS, J.; MOREAU, E.: Airflow Reattachment Along a NACA0015 Airfoil by Surfaces Dielectric Barrier Discharge Actuator: Time-Resolved Particle Image Velocimetry Investigation. *AIAA-Paper 2008-4202*, Seattle, WA, USA, 2008.
- [10] BERTIN, J. J.; CUMMINGS, R. M.: *Aerodynamics for Engineers*. Alpha Books, 2007.
- [11] BIELER, H.: Low Speed Flow Control: Overview of R&T Activities in Lufo and European Projects. *DGLR Jahrestagung*, Bremen, Germany, 2011.
- [12] BOUSSINESQ, V. J.: Théorie de l'Écoulement tourbillant. *Présentés par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr*, **23**(46), 1877.

- [13] BREUER, M.; JOVICIC, N.; MAZAEV, K.: Comparison of DES, RANS and LES for the separated flow around a flat plate at high incidence. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **41**, 357–388, 2003.
- [14] BRUNET, V.; DANDOIS, J.; MEUNIER, M.; DE CONINCK, J.-L.; VERBEKE, C.; TERNOY, F.: Flow Control for Simplified High-Lift Configurations. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [15] BUNGE, U.: Numerische Simulation turbulenter Strömungen im Kontext der Wechselwirkung zwischen Fluid und Struktur. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2004.
- [16] BUNING, P. G.; CHIU, I. T.; OBAYASH, S.; RIZK, Y. M.; STEGER, J. L.: Numerical Simulation of the Integrated Space Shuttle Vehicle in Ascent. *AIAA-Paper 1988-4359*, Minneapolis, MN, USA, 1988.
- [17] CADIRCI, S.; GUNES, H.; RIST, U.: Numerical Investigation of Jet and Vortex Actuator (JaVA) for Active Flow Control. *AIAA Paper 2010-4410*, Chicago, IL, USA, 2010.
- [18] CADIRCI, S.; GUNES, H.; RIST, U.; PETERS, B.: Experimental Investigation of Jet and Vortex Actuator using Particle Image Velocimetry. *Proceedings of the ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition IMECE*, Lake Buena, FL, USA, 2009.
- [19] CARNARIUS, A.; GÜNTHER, B.; THIELE, F.; WACHSMUTH, D.; TRÖLTZSCH, F.; DE LOS REYES, J. C.: Numerical Study of the Optimization of Separation Control. *AIAA-Paper 2007-0058*, Reno, NV, USA, 2007.
- [20] CARNARIUS, A.; KNACKE, T.; BARKMANN, U.; THIELE, F.: Numerical Study of the Controlled Flow Around a Tandem Ahmed Body Configuration. *AIAA-Paper 2009-1079*, Orlando, FL, USA, 2009.
- [21] CARNARIUS, A.; THIELE, F.; OEZKAYA, E.; GAUGER, N.: Adjoint Approaches For Optimal Flow Control. *AIAA-Paper 2010-5088*, Chicago, IL, USA, 2010.
- [22] CASPER, M.; SCHOLZ, P.; RADESPIEL, R.: Separation Control on an Airfoil with Vortex Generator Jets. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [23] CASPER, M.; SCHOLZ, P.; RADESPIEL, R.; WILD, J.; CIOBACA, V.: Separation Control on a High-Lift Airfoil using Vortex Generator Jets at High Reynolds numbers. *AIAA-Paper 2011-3442*, Honolulu, HI, USA, 2011.
- [24] CHANG, P. K.: *Control of Flow Separation*. McGraw-Hill Book Company, 1976.
- [25] CHOI, J.; JEON, W.-P.; CHOI, H.: Control of Flow Around an Airfoil Using Piezoceramic Actuators. *AIAA Journal*, **40**(5), 1008–1010, 2002.
- [26] CIOBACA, V.: Simulation of Active Flow Control on the Flap of a 2D High-Lift Configuration. DILLMANN, A.; HELLER, G.; KLAAS, M.; KREPLIN, H.-P.; NIITSCHKE, W.; SCHRÖDER, W. (Hg.) *'New Results in Numerical and Experimental Fluid Dynamics VII'*, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Bd. 112, Springer Verlag, 2008.

- [27] CIOBACA, V.: Parameter study for a slatless 2D high-lift airfoil with active separation control using a URANS approach. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, to be published*, Springer Verlag, 2010.
- [28] CIOBACA, V.; KÜHN, T.; RUDNIK, R.; BAUER, M.; GÖLLING, B.: Active Flow Separation Control on a High-Lift Wing-Body Configuration - Part 2: The Pulsed Blowing Application. *AIAA Paper 2011-3169*, Honolulu, HI, USA, 2011.
- [29] COLLIS, S. S.; JOSLIN, R. D.; SEIFERT, A.; THEOFILIS, V.: Issues in Active Flow Control: Theory, Control, Simulation and Experiment. *Progress in Aerospace Sciences*, **40**, 237—289, 2004.
- [30] CROWTHER, W.J.; JABBAL, M.; LIDDLE, S.C.: Flow Control Fallacies: A Review of Common Pitfalls in Flow Control Research. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [31] DANDOIS, J.; GARNIER, E.; SAGAUT, P.: Numerical Simulation of active separation control by a synthetic jet. *Journal of Fluid Mechanics*, **574**, 2007.
- [32] DONOVAN, J.F.; KRAL, L.D.; CARY, A.W.: Active Flow Control Applied to an Airfoil. *AIAA Paper 98-0210*, 1998.
- [33] DUBS, F.: *Aerodynamik der reinen Unterschallströmung*. Birkhäuser Verlag, 1987.
- [34] EKATERINARIS, J. A.: Numerical Investigations of Dynamic Stall Active Control for Incompressible and Compressible Flows. *Journal of Aircraft*, **39**(1), 71–78, 2002.
- [35] EKATERINARIS, J. A.: Prediction of Active Flow Control Performance on Airfoils and Wings. *Aerospace Science and Technology*, **8**(5), 401–410, 2004.
- [36] EKATERINARIS, J. A.; CHANDRASEKHARA, M. S.: Numerical Investigations of passive and active controls of unsteady compressible flows. *AIAA Paper 2000-4417*, Denver, CO, USA, 2000.
- [37] EKATERINARIS, J. A.; PLATZER, M. F.: Computational Prediction of Airfoil Dynamic Stall. *Progress in Aerospace Science*, **33**, 759–846, 1997.
- [38] EPPLER, R.: *Airfoil Design and Data*. Springer Verlag, 1990.
- [39] FERZIGER, J. H.; PERIC, M.: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008.
- [40] FIEDLER, H. E.; FERNHOLZ, H. H.: On management and control of turbulent shear flows. *Progress in Aerospace Sciences*, **27**(4), 305–387, 1990.
- [41] FRANKE, M.: Untersuchung zum Potential höherwertiger Turbulenzmodelle für den aerodynamischen Entwurf. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003.

- [42] FRANKE, M.; RUNG, T.; SCHATZ, M.; THIELE, F.: Numerical Simulation of High-Lift Flows employing improved turbulence modelling. *ECCOMAS*, Barcelona, Spanien, 2000.
- [43] FRANKE, R.: Numerische Berechnung der instationären Wirbelablösung hinter zylindrischen Körpern. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1991.
- [44] FREDERICH, O.: Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe. Dissertation, Universitätsverlag der TU Berlin, 2010.
- [45] GAD-EL HAK, M.: Flow control: The future. *Journal of Aircraft*, **38**(3), 2001.
- [46] GAD-EL HAK, M.: The Taming of the Shrew: Why is it so difficult to control turbulence? KING, R. (Hg.) 'Active Flow Control', *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 95, 1–24, Springer Verlag, 2007.
- [47] GALBRAITH, M.C.: Numerical Simulations of a High-Lift Airfoil Employing Active Flow Control. *AIAA Paper 2006-0147*, Reno, NV, USA, 2006.
- [48] GARBARUK, A.; LEICHER, S.; MOCKET, C.; SPALART, P.; STRELETS, M.; THIELE, F.: Evaluation of time sample and span size effects in DES of nominally 2D airfoils beyond stall. *3rd Symposium on Hybrid RANS-LES Methods*, .
- [49] GERHOLD, T.: Overview of the Hybrid RANS Code TAU. 'MEGAFLOW - Numerical Flow Simulation for Aircraft Design', *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. Vol. 89, Springer Verlag, 2005.
- [50] GÖLLING, B.: German R&T Activities for Active Flow Control for Low Speed/High Lift. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [51] GREENBLATT, D.: Management of Vortices Trailing Flapped Wings via Separation Control. *AIAA Paper 2005-0061*, Reno, NV, USA, 2005.
- [52] GREENBLATT, D.: Managing Flap Vortices via Separation Control. *AIAA Journal*, **44**(11), 2755–2764, 2006.
- [53] GREENBLATT, D.: Dual Location Separation Control on a Semispan Wing. *AIAA Journal*, **45**(8), 1848–1860, 2007.
- [54] GREENBLATT, D.; KASTANTIN, Y.; NAYERI, N.; PASCHEREIT, O.: Delta Wing Flow Control Using Dielectric Barrier Discharge Actuators. *AIAA Paper 2007-4277*, Miami, FL, USA, 2007.
- [55] GREENBLATT, D.; MELTON, L.; YAO, C.-S.; HARRIS, J.: Active Control of a Wing Tip Vortex. *AIAA Paper 2005-4851*, Toronto, Kanada, 2005.
- [56] GREENBLATT, D.; NISHRI, B.; DARABI, A.; WYGNANSKI, I.: Dynamic Stall Control by Periodic Excitation, Part 2: Mechanisms. *Journal of Aircraft*, **38**(3), 439–447, 2001.

- [57] GREENBLATT, D.; PASCHAL, K.; YAO, C. S.; HARRIS, J.: Experimental Investigation of Separation Control Part 2: Zero Mass-Flux Oscillatory Blowing. *AIAA Journal*, **44**(12), 2831–2845, 2006.
- [58] GREENBLATT, D.; PASCHAL, K.; YAO, C. S.; HARRIS, J.; SCHAEFFLER, N.; WASHBURN, A.: Experimental Investigation of Separation Control Part 1: Baseline and Steady Suction. *AIAA Journal*, **44**(12), 2820–2830, 2006.
- [59] GREENBLATT, D.; WASHBURN, A.: Influence of Finite Span and Sweep on Active Flow Control Efficacy. *AIAA Journal*, **46**(7), 1675–1695, 2008.
- [60] GREENBLATT, D.; WYGNANSKI, I.: Parameters affecting dynamic stall control by oscillatory excitation. *AIAA Paper 1999-3121*, Norfolk, VA, USA, 1999.
- [61] GREENBLATT, D.; WYGNANSKI, I.: Dynamic Stall Control by Periodic Excitation, Part 1: NACA0015 Parametric Study. *Journal of Aircraft*, **38**(3), 430–438, 2001.
- [62] GREENBLATT, D.; WYGNANSKI, I. J.: Use of Periodic Excitation to Enhance Airfoil Performance at Low Reynolds Numbers. *Journal of Aircraft*, **38**(1), 190–192, 2000.
- [63] GROSS, A.; FASEL, H.F.: CFD for Investigating Active Flow Control. *AIAA Paper 2008-4310*, Seattle, USA, 2008.
- [64] GROSS, A.; FASEL, H.F.: Numerical Investigation of Separation for Airfoils. *AIAA Paper 2011-3438*, Honolulu, HI, USA, 2011.
- [65] GRUND, T.; NITSCHKE, W.: Wind Tunnel and Flight Tests with Active Flow Control on a S10 Glider Configuration (eingereicht). 'New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VIII', *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. tbd., .
- [66] GRUND, T.; NITSCHKE, W.: Active Flow Control on a S10 Glider Configuration. KING, R. (Hg.) 'Active Flow Control II', *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 108, Springer Verlag, 2010.
- [67] GUAL-SKOPEK, M.: Numerische Simulation der aktiven Ablösekontrolle an einer Hochauftriebskonfiguration. Diplomarbeit, Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik, Technische Universität Berlin, 2010.
- [68] GUNES, H.; CADIRCI, S.; RIST, U.: An Experimental Investigation of a Jet and Vortex Actuator for Active Flow Control. *AIAA Paper 2008-3761*, Seattle, USA, 2008.
- [69] GÜNTHER, B.: Numerische Simulation der aktiven Strömungsbeeinflussung an praxisrelevanten Hochauftriebskonfigurationen. Dissertation, Universitätsverlag der TU Berlin, 2011.
- [70] GÜNTHER, B.; BECKER, R.; CARNARIUS, A.; THIELE, F.; KING, R.: Simulation Study of the Robust Closed-Loop Control of a 2D High-Lift Configuration. *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control, Kerkyra (Corfu), Greece*, 2007.

- [71] GÜNTHER, B.; CARNARIUS, A.; THIELE, F.: Numerical Investigation of Active Flow Control Applied to an Airfoil with a Camper Flap. KING, R. (Hg.) *'Active Flow Control II', Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 108, Springer Verlag, 2010.
- [72] GÜNTHER, B.; THIELE, F.; PETZ, R.; NITSCHKE, W.; SAHNER, J.; WEINKAUF, T.; HEGE, H.-C.: Control of Separation on the Flap of a Three-Element High-Lift Configuration. *AIAA Paper 2007-265*, Reno, USA, 2007.
- [73] GÜNTHER, B.; THIELE, F.; WEINKAUF, T.; SAHNER, J.; HEGE, H.-C.: Feature-based Comparison of Flow Field around a Three-Element High-Lift Configuration with Active Flow Control. *AIAA Paper 2008-4079*, Seattle, USA, 2008.
- [74] HASSAN, A. A.: Oscillatory and Pulsed Jets For Improved Airfoil Aerodynamics - A Numerical Simulation. *AIAA Paper 2004-0227*, Reno, NV, USA, 2004.
- [75] HAUCKE, F.; BAUER, M.; GRUND, T.; NITSCHKE, W.; GÖLLING, B.: An Active Flow Control Strategy for High-Lift Flaps. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [76] HAUCKE, F.; NITSCHKE, W.: Active Flow Control on the Flap of a 2D High-Lift Wing Section at  $Re=1e6$ . *AIAA Paper 2011-3359*, Honolulu, HI, USA, 2011.
- [77] HAUCKE, F.; PELTZER, I.; NITSCHKE, W.: Active Separation Control on a Slatless 2D High-Lift Wing Section. *27th International Congress on the Aeronautical Sciences, ICAS 2008-175*, Anchorage, AK, USA, 2008.
- [78] HEINZ, N.; KING, R.; GÖLLING, B.: Robust Closed-Loop Lift Control on an Industry-Relevant Civil Aircraft Half Model. KING, R. (Hg.) *'Active Flow Control II', Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 108, Springer Verlag, 2010.
- [79] HEINZ, N.; KING, R.; HÖLL, T.; WASSEN, E.; THIELE, F.: Numerical Investigation of Robust Closed-Loop Flow Control of a High-Lift Configuration. *AIAA Paper 2010-4967*, Chicago, IL, USA, 2010.
- [80] HERWIG, H.: *Strömungsmechanik - Einführung in die Physik von technischen Strömungen*. Vieweg + Teubner Verlag, 2008.
- [81] HÖLL, T.; GÜNTHER, B.; WASSEN, E.; THIELE, F.: Numerical Investigation of Segmented Actuation Slots for Active Separation Control of a High-Lift Configuration. *AIAA Paper 2009-887*, Orlando, FL, USA, 2009.
- [82] HÖLL, T.; GÜNTHER, B.; WASSEN, E.; THIELE, F.: Active Separation Control on the Flap of a Three-Element High-Lift Configuration with Segmented Actuation in the Spanwise Direction. DILLMANN, A.; HELLER, G.; KLAAS, M.; KREPLIN, H.-P.; NITSCHKE, W.; SCHRÖDER, W. (Hg.) *'New Results in Numerical and Experimental Fluid Dynamics VII', Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 112, Springer Verlag, 2010.

- 
- [83] HÖLL, T.; KABAT VEL JOB, A.; GIACOPINELLI, P.; THIELE, F.: Detached-Eddy Simulation of Pulsed Blowing Actuation on the Flap of a High-Lift Configuration. *AIAA Paper 2011-3174*, Honolulu, HI, USA, 2011.
- [84] HÖLL, T.; WASSEN, E.; THIELE, F.: Active Separation Control on a High-Lift Configuration Using Segmented Actuation Slots. *AIAA Paper 2010-4249*, Chicago, IL, USA, 2010.
- [85] HÖLL, T.; WASSEN, E.; THIELE, F.: Numerical Investigation of Spatially Distributed Actuation on a Three-Element High-Lift Configuration. KING, R. (Hg.) 'Active Flow Control II', *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 108, Springer Verlag, 2010.
- [86] JABBAL, M.; LIDDLE, S. C.; CROWTHER, W. J.: Active Flow Control Systems Architectures for Civil Transport Aircraft. *Journal of Aircraft*, **47**(6), 2010.
- [87] JAHANMIRI, M.: Active Flow Control: A Review. *Techn. Ber.*, 2010.
- [88] KABAT VEL JOB, A.: Numerische Simulation der Ablösekontrolle an einer Hochauftriebskonfiguration mit Detached-Eddy Simulation. Diplomarbeit, Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik, Technische Universität Berlin, 2012.
- [89] KAEPERNICK, K.; KOOP, L.; EHRENFRIED, K.: Investigation of the Unsteady Flow Field inside a Leading Edge Slat Cove. *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th Aeroacoustics Conference)*, Monterey, CA, USA, 2005.
- [90] KHODADOUST, A.; SHMILOVICH, A.: High Reynolds Number Simulations of Distributed Active Flow Control for a High-Lift System. *AIAA Paper 2007-4423*, Miami, FL, USA, 2007.
- [91] KHODADOUST, A.; WASHBURN, A.: Active Control of Flow Separation on a High-Lift System with Slotted Flap at High Reynolds Number. *AIAA Paper 2007-4424*, Miami, FL, USA, 2007.
- [92] KIBENS, V.; BOUWER, W. W.: An Overview of Active Flow Control Applications at the Boeing Company. *AIAA Paper 2004-2624*, Portland, OR, USA, 2004.
- [93] KIEDAISCH, J.; NAGIB, H.; DEMANETT, B.: Active Flow Control Applied to High-Lift Airfoils Utilizing Simple Flaps. *AIAA Paper 2006-2856*, San Francisco, CA, 2006.
- [94] KIM, S.-H.; KIM, C.: Separation Control on NACA23012 using synthetic jet. *AIAA Paper 2006-2853*, San Francisco, CA, USA, 2006.
- [95] KNACKE, T.: Numerische Simulation der dreidimensionalen Strömungsstrukturen bei aerodynamischen Klappenkonfigurationen. Diplomarbeit, Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Berlin, 2003.
- [96] KNOPP, T.: The Actuation Boundary Condition for Flow Control in the DLR TAU Code. IB-Nr. 224-2010 A44, DLR Report, 2010.

- [97] KOOP, L.: Aktive und Passive Strömungsbeeinflussung zur Reduzierung der Schallabstrahlung an Hinterkantenklappen von Tragflügeln. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2005.
- [98] KRAL, L.D.; DONOVAN, J.F.; CAIN, A.B.; CARY, A.W.: Numerical Simulation of Synthetic jet actuators. *AIAA Paper 97-1824*, 1997.
- [99] KÜHN, T.; CIOBACA, V.; RUDNIK, R.; GÖLLING, B.; BREITENSTEIN, W.: Active Flow Separation Control on a High-Lift Wing-Body Configuration - Part 1: Baseline Flow and Constant Blowing. *AIAA Paper 2011-3168*, Honolulu, HI, USA, 2011.
- [100] LIEN, F. S.; LESCHZINER, M. A.: A general non-orthogonal collocated finite volume algorithm for turbulent flow at all speeds incorporating second-moment turbulence-transport closure, part 1: Computational implementation. *Comp. Meths. Appl. Mech. Eng.*, **114**, 123–148, 1994.
- [101] LIN, J. C.: Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation. *Progress in Aerospace Sciences*, **38**(4-5), 389–420, 2002.
- [102] LITTLE, J.: High-Lift Airfoil Separation with Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuation. *AIAA Journal*, **48**(12), 2884–2898, 2010.
- [103] LITTLE, J.; NISHIHARA, M.; ADAMOVICH, I.; SAMIMY, M.: Control Techniques for Flows with Large Separated Regions: A New Look at Scaling Parameters. *AIAA Paper 2008-4200*, Seattle, WA, USA, 2008.
- [104] LÜBCKE, H.: Entwicklung expliziter Darstellungen zweiter statistischer Momente zur numerischen Simulation turbulenter Strömungen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2001.
- [105] LUCHTENBURG, D. M.; GÜNTHER, B.; NOACK, B. R.; KING, R.; TADMOR, G.: A generalised mean-field model of the natural and high-frequency actuated flow around a high-lift configuration. *Journal of Fluid Mechanics*, **623**, 283–316, 2009.
- [106] LYNCH, F. T.; POTTER, R. C.; SPAID, F. W.: Requirements for Effective High Lift CFD. *20th ICAS Congress*, 1996.
- [107] MABE, J.; CALKINS, F.; WESLEY, B.; WOSZIDLO, R.; TAUBERT, L.: Single Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Improved Airfoil Performance. *Journal of Aircraft*, **46**(3), 847–855, 2009.
- [108] MAHMOOD, S.; RADESPIEL, R.: RANS simulation of Jet Actuation in a Boundary Layer Flow using Chimera grids. *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*, Aachen, 2009.
- [109] MAHMOOD, S.; RADESPIEL, R.: Detached-Eddy Simulation of Vortex Generator Jet Using Chimera Grid. *International Conference on Computational Fluid Dynamics*, Paris, Frankreich, 2011.

- 
- [110] MAHMOOD, S.; SCHOLZ, P.; RADESPIEL, R.: Numerical Design of Leading Edge Flow Control over Swept High-Lift Airfoils. *Proceedings of the 3rd CEAS Air & Space Conference / 21st AIDAA Conference*, Venedig, Italien, 2011.
- [111] MARGALIT, S.; GREENBLATT, D.; SEIFERT, A.; WYGNANSKI, I.: Delta Wing Stall and Roll Control Using Segmented Piezoelectric Fluidic Actuators. *Journal of Aircraft*, **42**(3), 698–709, 2005.
- [112] MASSINES, F.; GOUDA, G.: A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure. *Journal of Physics*, **31**(24), 3411–3420, 1998.
- [113] MCLEAN, J. D.; CROUCH, J. D.; STONER, R. C.; SAKURAI, S.; SEIDEL, G. E.; FEIFEL, W. M.; RUSH, H. M.: Study of the Application of Separation Control by Unsteady Excitation to Civil Transport Aircraft. NASA/CR-1999-209338, NASA Langley Research Center, 1999.
- [114] MENTER, F. R.: Zonal two-equation k-w turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA Paper 1993-2906*, Orlando, FL, USA, 1993.
- [115] MENTER, F. R.: Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, **32**(8), 269–289, 1994.
- [116] MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R.: Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4*, Antalya, Türkei, 2003.
- [117] MEUNIER, M.: Simulation and Optimization of Flow Control Strategies for Novel High-Lift Configurations. *AIAA Journal*, **47**(5), 1145–1157, 2009.
- [118] MEUNIER, M.: A Surrogate-Based Framework for the Optimization of Flow Control Parameters. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [119] MEUNIER, M.; BRUNET, V.: High Lift Devices Performance Enhancement Using Mechanical and Air-Jet Vortex Generators. *Journal of Aircraft*, **45**(6), 2049–2061, 2008.
- [120] MEYER, R.: Experimentelle Untersuchungen von Rückströmklappen auf Tragflügeln zur Beeinflussung von Strömungsablösung. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.
- [121] MEYER, R.; BECHERT, D.W.: Beeinflussung von Strömungsablösungen an Tragflügeln. Abschlussbericht, Hermann-Föttinger-Institut, TU Berlin, 1998.
- [122] MOCKETT, C.: A comprehensive study of detached-eddy simulation. Dissertation, Universitätsverlag der TU Berlin, 2009.
- [123] NISHRI, B.; WYGNANSKI, I.: Effect of Periodic Excitation on Turbulent Flow Separation from a Flap. *AIAA Journal*, **36**(4), 547–556, 1998.
- [124] NITSCHKE, W.: *Aerodynamik I*. Institut für Luft- und Raumfahrt, TU Berlin, 2006.

- [125] PACK MELTON, L.; HANNON, J.; YAO, C.-S.; HARRIS, J.: Active Flow Control at Low Reynolds Numbers on a NACA0015 Airfoil. *AIAA Paper 2008-6407*, Honolulu, HI, USA, 2008.
- [126] PACK MELTON, L.; SCHAEFFLER, N. W.; LIN, J. C.: High Lift System for a Supercritical Airfoil: Simplified by Active Flow Control. *AIAA Paper 2007-0707*, Reno, NV, USA, 2007.
- [127] PACK MELTON, L.; SCHAEFFLER, N. W.; YEO, C.-S.; SEIFERT, A.: Active Control of Flow Separation from Supercritical Airfoil Leading-Edge Flap Shoulder. *Journal of Aircraft*, **42**(5), 1142–1149, 2005.
- [128] PACK MELTON, L.; YAO, C.-S.; SEIFERT, A.: Application of Excitation from Multiple Locations on a Simplified High-Lift System. *AIAA Paper 2004-2324*, Portland, OR, 2004.
- [129] PACK MELTON, L.; YAO, C.-S.; SEIFERT, A.: Active Control of Separation from the Flap of a Supercritical Airfoil. *AIAA Journal*, **44**(1), 34–41, 2006.
- [130] PARK, Y.-W.; LEE, S.-G.; LEE, D.-H.; HONG, S.: Stall Control with Local Surface Buzzing on a NACA 0012 Airfoil. *AIAA Journal*, **39**(7), 1400–1401, 2001.
- [131] PATANKAR, S. V.: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flows*. McGraw-Hill, New York, 1980.
- [132] PETZ, R.: Experimentelle Untersuchungen zur Effizienz der Strömungskontrolle an einer Hochauftriebskonfiguration. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2007.
- [133] PETZ, R.; NITSCHKE, W.: Active Separation Control on a High-Lift Configuration by a Periodically Pulsating Jet. *24th International Congress on the Aeronautical Sciences (ICAS), Paper 2004-118*, 2004.
- [134] PETZ, R.; NITSCHKE, W.: Active Control of Flow Separation on a Swept Constant Chord Half Model in a High-Lift Configuration. *AIAA Paper 2006-3505*, 2006.
- [135] PETZ, R.; NITSCHKE, W.: Active Control of Separation on Two and Three Dimensional High-Lift Configurations. *25th International Congress on the Aeronautical Sciences, ICAS 2006-260*, Hamburg, Germany, 2006.
- [136] PETZ, R.; NITSCHKE, W.: Active Separation Control on the Flap of a Two-Dimensional Generic High-Lift Configuration. *Journal of Aircraft*, **43**(3), 865–874, 2007.
- [137] PFINGSTEN, K. C.; CECORA, R. D.; RADESPIEL, R.: An Experimental Investigation of a Gapless High-Lift System Using Circulation Control. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [138] POPE, S.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [139] PRANDTL, L.: Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. *Verhandlungen des dritten internationalen Mathematikerkongresses*, Heidelberg, 1904.

- [140] PRANDTL, L.; OSWATITSCH, K.; WIEGHARDT, K.: *Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg, 1990.
- [141] RADESPIEL, R.; HAUCKE, F.; KÄHLER, C. J.; MESSING, R.; NITSCHKE, W.; PELTZER, I.; RIST, U.; SCHOLZ, P.; WICHMANN, G.; WILD, J.; GÖLLING, B.: Dynamic Flow Control Experiments for Innovative High-Lift Configurations in IHK / M-FLY Programs. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference, Bremen, Germany, 2009*.
- [142] RAJU, R.; MITTAL, R.; CATTAFESTA, L.: Dynamics of Airfoil Separation Control using Zero-Net Mass-Flux Forcing. *AIAA Journal*, **46**(12), 3103–3115, 2008.
- [143] RASHAD, M. A.: CFD Simulation of Jet and Vortex Actuators (JaVA) with and without Cross Flow Boundary Layer. Dissertation, Universität Stuttgart, 2010.
- [144] RASHAD, M. A.; RIST, U.: Numerical Investigation of a jet and vortex actuator (JaVA). DILLMANN, A.; HELLER, G.; KLAAS, M.; KREPLIN, H.-P.; NITSCHKE, W.; SCHRÖDER, W. (Hg.) 'New Results in Numerical and Experimental Fluid Dynamics VII', *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 112, Springer Verlag, 2010.
- [145] RASHAD, M. A.; RIST, U.: Numerical Investigation of a Jet-and-Vortex-Actuator Without and With Cross-Flow Boundary Layer. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, 2011.
- [146] RAVINDRAN, S. S.: Active Control of Flow Separation Over an Airfoil. TM-1999-209838, NASA, Langley, 1999.
- [147] REYNOLDS, O.: On the dynamical theory of incompressible viscous flows and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 123–164, 1895.
- [148] RHIE, C. M.; CHOW, W. L.: Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, **21**(11), 1525–1532, 1983.
- [149] RIZZETTA, D. P.; VISBAL, M. R.: Numerical Investigation of Plasma-Based Control for Low-Reynolds-Number Airfoil Flows. *AIAA Journal*, **49**(2), 411–425, 2011.
- [150] RUMSEY, C. L.: Successes and Challenges for Flow Control Simulations (Invited). *AIAA Paper 2008-4311*, Seattle, WA, USA, 2008.
- [151] RUMSEY, C. L.; GATZKI, T.; SELLERS III., W.; VASTA, V.; VIKEN, S.: Summary of the 2004 Computational Fluid Dynamics Validation Workshop on Synthetic Jets. *AIAA Journal*, **44**(2), 194–207, 2006.
- [152] RUMSEY, C. L.; GREENBLATT, D.: Flow Control Predictions Using Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Modeling: A Parametric Study. *AIAA Journal*, **47**(9), 2259–2262, 2009.
- [153] RUMSEY, C. L.; YING, S. X.: Prediction of high lift: review of present CFD capability. *Progress in Aerospace Sciences*, **38**(2), 145–180, 2002.

- [154] RUNG, T.: *Statistische Turbulenzmodellierung*. Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Berlin, zweite, korrigierte Fassung vom WS 2003/04.
- [155] RUNG, T.; THIELE, F.: Computational Modelling of Complex Boundary-Layer Flows. *9th Int. Symp. on Transport Phenomena in Thermal-Fluid Engineering*, Singapore, 1996.
- [156] SCHATZ, M.: Numerische Simulation der Beeinflussung instationärer Strömungsablösung durch frei bewegliche Rückstromklappen auf Tragflügeln. Dissertation, Technische Universität Berlin, Mensch & Buch Verlag, Berlin, 2003.
- [157] SCHATZ, M.; GÜNTHER, B.; THIELE, F.: Computational Investigation of Separation Control for High-lift Airfoil Flows. KING, R. (Hg.) *'Active Flow Control', Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 95, 173–189, Springer Verlag, 2007.
- [158] SCHATZ, M.; GÜNTHER, B.; THIELE, F.: Computational Modelling of the Unsteady Wake behind Gurney-Flaps. *AIAA Paper 2004-2417*, 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, 2004.
- [159] SCHATZ, M.; SCHÄFER, J.; THIELE, F.: Numerische Simulation einer Zweikomponenten-Hochauftriebskonfiguration mit Vergleich zu LDA Messungen. *Techn. Ber.*, 1998.
- [160] SCHATZ, M.; THIELE, F.: Numerical Study of High-Lift Flow with Separation Control by Periodic Excitation. *AIAA Paper 2001-0296*, Reno, NV, 2001.
- [161] SCHATZ, M.; THIELE, F.; PETZ, R.; NITSCHKE, W.: Separation Control by Periodic Excitation and its Application to a High Lift Configuration. *AIAA Paper 2004-2507*, 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, 2004.
- [162] SCHMIDT, S.: Grobstruktursimulation turbulenter Strömungen in komplexen Geometrien und bei hohen Reynoldszahlen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.
- [163] SCHMIDT, S.; LÜBCKE, H.; THIELE, F.: Comparison of LES and RANS in bluff-body wake flows. *Proceedings of the GAMM Workshop on Num. Meth. in Fluid Mech*, Kirchzarten, Deutschland, 1999.
- [164] SCHOLZ, P.; CASPER, M.; ORTMANN, J.; KÄHLER, C. J.; RADESPIEL, R.: Leading-Edge Separation Control by Means of Pulsed Vortex Generator Jets. *AIAA Journal*, **46**(4), 837–846, 2008.
- [165] SCHOLZ, P.; MAHMOOD, S. S.; CASPER, M.; RADESPIEL, R.; SITZMANN, M.; CIOBACA, V.: Experimental and Numerical Investigations on the Control of Airfoil Stall using Vortex Generator Jets. *AIAA Paper 2010-4250*, 5th AIAA Flow Control Conference, Chicago, IL, 2010.
- [166] SEIFERT, A.; BACHAR, T.; KOSS, D.; SHEPSHELOVICH, M.; WYGNANSKI, I.: Oscillatory Blowing: a Tool to Delay Boundary- Layer Separation. *AIAA Journal*, **31**(11), 2052–2060, 1993.

- [167] SEIFERT, A.; DARABI, A.; WYGNANSKI, I.: Delay of Airfoil Stall by Periodic Excitation. *Journal of Aircraft*, **33**(4), 691–698, 1996.
- [168] SEIFERT, A.; PACK, L. G.: Active Control of Separated Flows on Generic Configurations at High Reynolds Numbers. *AIAA Paper 1999-3403*, Norfolk, VA, USA, 1999.
- [169] SEIFERT, A.; PACK, L. G.: Oscillatory Control of Separation at High Reynolds Numbers. *AIAA Journal*, **37**(9), 1062–1071, 1999.
- [170] SEIFERT, A.; PACK, L. G.: Oscillatory excitation of unsteady compressible flows over airfoils at flight reynolds numbers. *AIAA Paper 1999-0925*, Reno, NV, USA, 1999.
- [171] SEIFERT, A.; PACK, L. G.: Active Flow Separation Control on Wall-Mounted Hump at High Reynolds Numbers. *AIAA Journal*, **40**(7), 1363–1372, 2000.
- [172] SEIFERT, A.; PACK, L. G.: Separation Control at Flight Reynolds Numbers - Lessons Learned and Future Directions. *AIAA Paper 2000-2542*, Denver, CO, USA, 2000.
- [173] SEIFERT, A.; PACK, L. G.: Compressibility and Excitation Location Effects on High Reynolds Numbers. *Journal of Aircraft*, **40**(1), 110–119, 2003.
- [174] SEIFERT, A.; PACK, L. G.: Effects of Sweep on Active Separation Control at High Reynolds Numbers. *Journal of Aircraft*, **40**(1), 120–126, 2003.
- [175] SELENT, B.; RIST, U.: Direct Numerical Simualtion of Jet Actuators for Boundary Layer Control. DILLMANN, A.; HELLER, G.; KLAAS, M.; KREPLIN, H.-P.; NITSCHKE, W.; SCHRÖDER, W. (Hg.) *New Results in Numerical and Experimental Fluid Dynamics VII*, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Bd. 112, Springer Verlag, 2010.
- [176] SELENT, B.; RIST, U.: Direct Numerical Simualtion of jet in crossflow actuators. NAGEL, W. E.; KRÖNER, D.; RESCH, M. (Hg.) *High Performance Computing in Science and Engineering '09*, Springer Verlag, 2010.
- [177] SHAN, H.; JIANG, L.; LIU, C.; LOVE, M.; MAINES, B.: Numerical study of passive and active flow separation control over a NACA0012 airfoil. *Computers & Fluids*, **37**, 975–992, 2008.
- [178] SHMILOVICH, A.; YADLIN, Y.: Flow Control of Airplane Trailing Wakes. *Proceedings of the 4th International Conference on Vortex Flows and Vortex Models*, Daejeon, Korea, 2008.
- [179] SHMILOVICH, A.; YADLIN, Y.: Active Flow Control for Practical High-Lift Systems. *Journal of Aircraft*, **46**(4), 1354–1364, 2009.
- [180] SHMILOVICH, A.; YADLIN, Y.: Flow Control Techniques for Transport Aircraft. *AIAA Journal*, **49**(3), 489–502, 2011.
- [181] SIGURDSON, L. W.: The structure and control of a turbulent reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, **298**, 139–165, 1995.

- [182] SMITH, A.M.O.: High-Lift Aerodynamics. *Journal of Aircraft*, **12**(6), 501—530, 1975.
- [183] SPALART, P.: Strategies for Turbulence Modelling and Simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **21**(3), 252—263, 2000.
- [184] SPALART, P.: Young person's guide to detached-eddy simulation grids. Techn. Ber., 2001.
- [185] SPALART, P.; ALLMARAS, S. R.: A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA Paper 1992-0439*, Reno, NV, USA, 1992.
- [186] SPALART, P.; DECK, S.; SHUR, M.; SQUIRES, K.; STRELETS, M.; TRAVIN, A.: A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Bd. 20, 2006.
- [187] SPALART, P.; HEDGES, L.; SHUR, M.; TRAVIN, A.: Simulation of Active Flow Control on a Stalled Airfoil. *Flow, Turbulence and Combustion*, **71**(1-4), 361—373, 2003.
- [188] SPALART, P.; YOU, W.; STRELETS, M.; ALLMARAS, S.: Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. *Advances in DNS/LES*, Bd. 1, 1997.
- [189] STONE, H. L.: Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, **5**(3), 530–558, 1968.
- [190] STRELETS, M.: Detached-Eddy Simulation of Massively Separated Flows. *AIAA Paper 2001-0879*, 2001.
- [191] TANG, H.; ZHONG, S.; JABBAL, M.; GARCILLAN, L.; GUO, F.; WOOD, N.; WARSOP, C.: Towards the design of synthetic-jet actuators for full-scale flight conditions Part 2: Low dimensional performance prediction models and actuator design method. *Flow, Turbulence and Combustion*, **78**(3-4), 309—329, 2007.
- [192] TINAPP, F.; NITSCHKE, W.: LDV-measurements on a High-Lift Configuration with Separation Control. *Selected Papers from the 9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 19.1–19.8, Springer, 1998.
- [193] TINAPP, F.; NITSCHKE, W.: On active control of high-lift flow. RODI, W.; LAURENCE, D. (Hg.) *Proceedings of the 4th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, Corsica*, 619–626, Elsevier Science, 1999.
- [194] TINAPP, F.; NITSCHKE, W.: Separation Control on a High-Lift Configuration by Periodic Excitation. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design Vol. 77*, Springer Verlag, 2002.
- [195] TINAPP, F.H.: Aktive Kontrolle der Strömungsablösung an einer Hochauftriebs-Konfiguration. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2001.
- [196] TOGITI, V.; CIOBACA, V.; EISEL, B.; KNOPP, T.: Numerical Simulation of Steady Blowing Active Flow Control Using a Differential Reynolds Stress Model. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.

- [197] TRAVIN, A.; SHUR, M.; SPALART, P.R.; STRELETS, M.: On URANS Solutions with LES-like behaviour. *Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS)*, .
- [198] TRAVIN, A.; SHUR, M.; STRELETS, M.; SPALART, P.R.: Detached-eddy simulations past a circular cylinder. *Flow Turbulence & Combustion*, Bd. 63, pp. 293–313, .
- [199] VAN DAM, C. P.: The aerodynamic design of multi-element high-lift systems for transport airplanes. *Progress in Aerospace Sciences*, **38**(2), 101–144, 2002.
- [200] VAN LEER, B.: Towards the ultimate conservative difference scheme. v - a second-order sequel to godunov's method. *Journal of Computational Physics*, **32**, 101–136, 1979.
- [201] VERSTEEG, H.; MALALASEKRA, W.: *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*. Prentice Hall, 2007.
- [202] VEY, S.; GREENBLATT, D.; NAYERI, C.; PASCHEREIT, C.: Leading Edge and Wing Top Flow Control on Low Aspect Ratio Wings. *AIAA Paper 2010-4865*, Chicago, IL, USA, 2010.
- [203] VON STILLFRIED, F.; WALLIN, S.; JOHANSSON, A. V.: Application of a Statistical Vortex Generator Model Approach on the Short-Chord Flap of a Three-Element Airfoil. *Proceedings of the CEAS/KATnet II Conference*, Bremen, Germany, 2009.
- [204] WAGNER, S.: *Vorlesung Strömungslehre*. Institut für Aerodynamik und Gasdynamik, Universität Stuttgart, 2005.
- [205] WASSEN, E.; EICHINGER, S.; THIELE, F.: Simulation of Active Drag Reduction for a Square-Back Vehicle. KING, R. (Hg.) '*Active Flow Control II*', *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 108, Springer Verlag, 2010.
- [206] WICK, A.: Ein numerisches Verfahren zur Strömungssimulation in zeitveränderlichen Gebieten mit integriertem Modul zur Gitternachführung. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003.
- [207] WILD, J.; WICHMANN, G.; HAUCKE, F.; PELTZER, I.; SCHOLZ, P.: Large Scale Separation Flow Control Experiments Within the German Flow Control Network. *AIAA Paper 2009-0530*, Orlando, USA, 2009.
- [208] WOOD, J.; SAHNI, O.; JANSEN, K.; AMITAY, M.: Experimental and Numerical Investigations of Active Control of 3-D Flows. *AIAA Paper 2009-4279*, San Antonio, TX, USA, 2009.
- [209] WYGNANSKI, I.: The variables affecting the control separation by periodic excitation. *AIAA Paper 2004-2505*, 2004.
- [210] WYGNANSKI, I.; SEIFERT, A.: The Control of Separation by Periodic Oscillations. *AIAA Paper 1994-2608*, Colorado Springs, CO, USA, 1994.

- [211] XUE, L.: Entwicklung eines effizienten parallelen Lösungsalgorithmus zur dreidimensionalen Simulation komplexer turbulenter Strömungen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 1998.
- [212] YADLIN, Y.; SHMILOVICH, A.: Simulation of Vortex Flows for Airplanes in Ground Operations. *AIAA Paper 2006-0056*, Reno, NV, USA, 2006.
- [213] YAN, J.: Effiziente Simulation komplexer Strömungen auf semi-strukturierten Gittern. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003.
- [214] ZHONG, S.; JABBAL, M.; TANG, H.; GARCILLAN, L.; GUO, F.; WOOD, N.; WARSOP, C.: Towards the design of synthetic-jet actuators for full-scale flight conditions Part 1: The fluid mechanics of synthetic-jet actuators. *Flow, Turbulence and Combustion*, **78**(3-4), 283—307, 2007.