	cfd caa
Numerische Simulation	Bert
der aktiven	Günther
Strömungsbeeinflussung	
an praxisrelevanten	
Hochauftriebskonfigurationen	

Numerische Methoden der Thermofluiddynamik Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik Technische Universität Berlin

### Numerische Simulation der aktiven Strömungsbeeinflussung an praxisrelevanten Hochauftriebskonfigurationen

vorgelegt von

Dipl.-Ing.

#### Bert Günther

geboren am 28.09.1975 in Königs Wusterhausen

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. DrIng. Henning Jürgen Meye
--

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Frank Thiele Dr.-Ing. Werner Haase

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 09. Dezember 2011

Berlin 2012

D 83

Für Dana und Gina

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik der Technischen Universität Berlin, und ich möchte an dieser Stelle kurz die Gelegenheit nutzen, mich bei denjenigen zu bedanken, die mich in dieser Zeit unterstützt und begleitet haben.

Ich möchte mich besonders herzlich bei meinem Doktorvater, Herrn Prof. Frank Thiele, bedanken, dass er mir die Möglichkeit der Promotion gegeben hat, mich fünf Jahre an einem aktuellen und spannenden Thema arbeiten lies, mich diese ganze Zeit finanziell, menschlich und fachlich unterstützt und gefördert hat, mich viele interessante Orte und Menschen kennen lernen lies und mir ein sehr kollegiales und lustiges Arbeitsumfeld schuf.

Ich danke außerdem Herrn Dr.-Ing. Werner Haase für die bereitwillige Übernahme der Begutachtung und der für Berliner typisch herzlichen Art der Aussprache. Ebenso gilt mein Dank Herrn Prof. Henning Jürgen Meyer, dass er für den Vorsitz des Promotionsausschusses zur Verfügung stand.

Ein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Nicolas R. Gauger für seine freundschaftliche und finanzielle Unterstützung am Ende meiner Promotion.

Für die stets gute Kooperation im Rahmen des Projekts A2 des Sonderforschungsbereichs 557 "Beeinflussung komplexer turbulenter Scherströmungen" möchte ich mich bei Dr.-Ing. Ralf Becker, Dr.-Ing. Ralf Petz, Dr.-Ing. Mark Luchtenburg, Dr.-Ing. Tino Weinkauf und Dipl.-Ing. Thomas Grund bedanken.

Bei allen Kollegen und Ehemaligen der Arbeitsgruppe möchte ich mich in erster Linie für das sehr kollegiale und menschlich warme Arbeitsumfeld bedanken. Ganz besonderer Dank geht dabei an Thilo Knacke und Angelo Carnarius, die mir die gesamte Zeit meiner Tätigkeit in jeder Lage zur Seite standen und mir in zahlreichen fachlichen und privaten Gesprächen weiter geholfen haben. Danke Jungs! Desweiteren möchte ich mich auch bei Tobias Höll bedanken, dass er es mit mir so lange Jahre im gemeinschaftlichen Büro ausgehalten hat und nicht erfrohren ist.

Ohne die Hilfe meiner studentischen Mitarbeiter wäre diese Arbeit nicht zustandegekommen. Ganz besonders sind dabei Eike Hylla, Gregor Gilka, Nicole Nenn und Thomas Springer zu nennen. Es macht mich stolz, dass einige von ihnen noch wissenschaftliche Kollegen von mir wurden.

Martin Franke und Lars Oergel möchte ich für die einzigartige administrative Unterstützung im IT-Bereich danken.

Nicht zuletzt gilt mein größter Dank meiner Familie. Meiner Freundin Dana und meiner Gina danke ich für den unendlichen Rückhalt und der Unterstützung in allen privaten Angelegenheiten, besonders in der Endphase der Arbeit. Meinen Eltern danke ich für die immer währende Unterstützung in allen Dingen, die ich gemacht habe und machen werde, und dass sie mir die Schulausbildung sowie das Studium ermöglicht haben, die der Grundstein dieser Arbeit sind. Meiner Schwester Annette und ihrem Mann Denis danke ich, dass sie mir mit allen ihrer Möglichkeiten zu jeder Zeit zur Seite standen.

Berlin, im Dezember 2011

Bert Günther

### Zusammenfassung

Um eine hohe aerodynamische Wirkung bei geringen Fluggeschwindigkeiten zu erreichen, werden verstellbare Hinterkantenklappen an den Tragflächen von Flugzeugen eingesetzt. Durch die Anstellung solcher Hochauftriebshilfen ist es möglich, den maximal erreichbaren Auftrieb beträchtlich zu steigern. Infolge methodischer und technischer Verbesserungen wurde in den letzten Jahrzehnten ein hohes Maß an Detailverbesserungen erreicht, die eine Reduzierung der kostenintensiven Posten, wie Gewicht und Wartung, ermöglichten. Damit entstanden mechanisch einfachere Systeme, die eine vergleichbar geringere aerodynamische Leistungsfähigkeit aufweisen.

Um dennoch die aerodynamische Leistungsfähigkeit der einfachen Hinterkantenklappensysteme zu erhöhen, müssen Strömungskontrollmechanismen zum Einsatz kommen, die bei hohen Anstellwinkeln die auf der Klappe einsetzende Strömungsablösung deutlich verzögert. Neben verschiedensten passiven Methoden sind seit vielen Jahren auch aktive Beeinflussungsansätze bekannt. Mit Hilfe von periodischen Anregeströmen wird die ablösegefährdete Grenzschicht oder die schon abgelöste Scherschicht geeignet angeregt. Die benötigte Energie reduziert sich im Vergleich zu den stationären Methoden und es ergibt sich ein effizienteres System mit einem größeren Einsatzbereich.

Die Arbeit beschäftigt sich primär mit der numerischen Simulation der aktiven Strömungsbeeinflussung an zwei praxisrelevanten Hochauftriebskonfigurationen. Neben der Entwicklung und Implementierung numerischer Methoden für die Simulation eines fluidischen Anregemechanismuses werden die Effekte der Beeinflussung auf das Ablöseverhalten der Strömung und damit auch auf das globale aerodynamische Auftriebsverhalten mit Hilfe von URANS-Simulationen untersucht und dargestellt. Im Mittelpunkt steht dabei die Analyse der Einflüsse verschiedenster Anregeparameter, wie Frequenz, Intensität oder Ausblasrichtung. Zusätzlich werden auch die Wirkungsmechanismen der periodischen Aktuation betrachtet und durch topologische Auswertungen aufgezeigt.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, das Potenzial der aktiven Ablösekontrolle numerisch zu untersuchen. Dabei soll die numerische Umsetzbarkeit der Anregemethode sowie eine Einschätzung über die erreichte Qualität der Wiedergabe erfolgen. Es wird angestrebt, mit Hilfe der Simulation ein erweitertes Grundverständnis der Wirkungsmechanismen zu erlangen und den für eine effiziente Anregung wichtigen Einfluss der Anregeparameter zu identifizieren. Neben dem integralen Verhalten steht damit auch die Klärung des Wirkungsprinzips der einzelnen Parameter im Vordergrund.

Die Arbeit zeigt deutlich, dass durch den gezielten Einsatz der periodischen Anregung eine verbesserte Umströmung der Hinterkantenklappe und damit eine Erhöhung des Gesamtauftriebs erreicht werden kann. Die Methode der numerischen Strömungssimulation zeigt sich bei der Erfassung der globalen Effekte sowie bei der Variation der Anregeparameter als ein geeignetes Werkzeug. Der Effekt der Auftriebssteigerung lässt sich sehr anschaulich anhand des Verhaltens des Abströmwinkels erklären. Es wird deutlich, dass Anregeparameter, wie Anregeposition, Anregeform, Anregefrequenz, Anregeintensität und Ausblasrichtung einen maßgeblichen Einfluss auf die Güte der Strömungsbeeinflussung haben.

# Abstract

To achieve a high aerodynamic efficiency at low airspeeds, adjustable trailing edge flaps are used on aircraft wings. Using such high-lift devices, it is possible to increase the maximum attainable lift considerably. As a result of improved methods and technology a high level of refinement has been achieved in recent decades, which has enabled a reduction weight and maintenance. This led to mechanically simpler systems, which have a relatively low aerodynamic efficiency.

In order to increase the aerodynamic performance of simple trailing edge flap systems, flow control mechanisms can be used to significantly delay the onset of flow separation at high angles of attack. In addition to various passive methods, active control approaches have been known for many years. By means of periodic mini-jets, suitable excitation can be applied to boundary layers nearing separation or to already detached shear layers. Compared to steady-state methods the energy required is reduced and a more efficient and flexible system results.

The thesis deals with the numerical simulation of active flow control applied to two industriallyrelevant high-lift configurations. In addition to development and implementation of numerical methods for the simulation of a fluidic excitation mechanism, the effects of actuation on the detachment behaviour, and thus also on the aerodynamic lift, are investigated and demonstrated by use of URANS-simulations. The analysis of the impact of various excitation parameters, such as frequency, intensity or blowing direction form the focus of the investigations. Additionally, the physical mechanisms of periodic excitation are analysed and identified by topological evaluations.

The goal of the present work is to examine numerically the scope of active separation control. Numerical feasibility of the excitation mechanism as well as the achieved quality of modelling shall be assessed. The aim is to obtain an extended fundamental understanding of the physical mechanisms and to identify the influence of the excitation parameters important for an efficient actuation. The focus is not only on the gain in lift but also on understanding of the principle of operation of each excitation parameter.

The results of the investigations demonstrate that an improved flow over the trailing edge flap and, as a consequence, an enhancement of lift can be achieved by means of a purposeful periodic excitation. The method of numerical flow simulation is a suitable tool in order to register global effects generated by the excitation or to vary several excitation parameters. The effect of lift enhancement can be explained very vividly by means of the behaviour of the downstream angle. It is obvious that excitation parameters, such as actuation position, excitation mode, frequency and intensity or blow-out angle have a significant impact on the quality of flow control.

# Inhaltsverzeichnis

I	Ei	nführung	1
1	Einl	leitung	3
2	<b>Star</b> 2.1 2.2 2.3 <b>Ziel</b> s	hd der Forschung         Hochauftrieb         2.1.1         Hochauftriebssystem         Strömungsablösung         Strömungsablösung         1         Beeinflussungsmethoden         1         2.3.1         Passive Methoden         1         2.3.2         Aktive Methoden         1         setzung	7 8 10 12 13 14
4	Glie	ederung 2	23
<b>II</b> 5	<b>Sim</b> 5.1 5.2 5.3	ethodik2ulation turbulenter Strömungen2Eigenschaften turbulenter Strömungen2Grundgleichungen turbulenter Strömungen25.2.1Kontinuitätsgleichung25.2.2Impulsgleichung2Numerische Erfassung turbulenter Strömungen35.3.1Direkte Numerische Simulation (DNS)35.3.2Statistische Turbulenzmodellierung35.3.3Weitere turbulenzauflösende Verfahren3	<b>5</b> <b>27</b> <b>28</b> <b>29</b> <b>30</b> <b>31</b> <b>33</b> <b>35</b> <b>36</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37 37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>37</b> <b>3</b>
	5.4	Transition	6
6	Nun 6.1	nerische Methode4Finite-Volumen-Methode46.1.1Diskretisierung46.1.2Druck-Geschwindigkeits-Kopplung5Randbedingungen5	15 16 17 50
		6.2.1       Einströmrand       5         6.2.2       Ausströmrand       5         6.2.3       Wand       5	51 52 52

		6.2.4 Periodischer Rand				•			•	•				52
	62	6.2.5 Druck und Druckkorrektur	•••	•••	• •	·	• •	• •	•	•	•••	·	•••	52 52
	0.5	Stromungsloser	• •	•••	• •	•	•••	• •	·	•	•••	·	• •	55
7	Aktu	uationsmechanismus												55
	7.1	Zeitliche Modellierung der Anregung												56
		7.1.1 Synthetischer Jet (sinusförmige Anregung) .												56
		7.1.2 Gepulste Anregung												56
	7.2	Örtliche Modellierung der Anregung												62
		7.2.1 Blockprofil												63
		7.2.2 Laminares Kanalprofil												63
	7.3	Modellierung der Turbulenzgrößen des Anregestror	ms			•			•	•				68
8	Para	ameter der Strömungsanregung												71
	8.1	Frequenz der Anregung F <sup>+</sup>							•	•				72
	8.2	Dimensionsloser Impulsbeiwert $C_{\mu}$				•			•	•				72
		8.2.1 Örtlich effektive Geschwindigkeit				•			•	•				74
		8.2.2 Zeitliche Form des Anregesignals				•			•	•				75
		8.2.3 Örtlich und zeitlich modellierte Anregung .				•			•	•				76
		8.2.4 Maximal inkompressibles $\widetilde{C}_{\mu}$							•	•				77
	8.3	Pulsbreite DC							•	•				78
	8.4	Flankenparameter $s_c$							•	•				79
		8.4.1 Abhängigkeit des Flankenparameters von de	er P	uls	sbr	eite	e.		•	•				80
	8.5	Ausblaswinkel $\beta$				•			•	•				80
		8.5.1 Variabler Massenstrom							•					81
		8.5.2 Variable Geschwindigkeit							•					83
		8.5.3 Variable Spaltbreite	• •			·	• •		•	•		•		84
	An	nwendung und Analvse												87
0	Poor	sehreihung der Teetfälle												00
9	9.1	SCCH												90
	<i>)</i> .1	911 Strömungskonfiguration	•••	•••	• •	•	• •	• •	·	•	•••	·	• •	91
		912 Citter und Numerik	•••	•••	• •	·	• •	• •	·	•	•••	·	• •	92
		9.1.2 Unhoginflugeta Umetrömung	•••	•••	• •	·	• •	• •	·	•	•••	·	• •	96
	02		• •	•••	• •	·	•••	• •	·	•	•••	·	• •	90
	9.2	9.2.1 Strömungskonfiguration	• •	•••	• •	·	•••	• •	·	•	•••	·	• •	101
		9.2.1 Stromungskoninguration	• •	•••	• •	·	•••	• •	·	•	•••	·	• •	101
		9.2.2 Gitter und Numerik	• •	•••	• •	•	• •	• •	·	•	•••	·	• •	102
			•••	•••	• •	•	•••	• •	•	•	•••	•	• •	100
10	Ang	geregte Strömung												109
	10.1	Topologie der angeregten Strömung	• •			•			•	•		•	• •	110
	10.2	2 Einfluss der Anregeparameter	• •			•			•	•		•	• •	115
		10.2.1 Anregeposition												115

	10.2.2 Anregeform	. 118
	10.2.3 Anregefrequenz	. 129
	10.2.4 Anregeintensität	. 139
	10.2.5 Ausblasrichtung	. 150
	10.2.6 Pulsbreite	. 158
	10.3 Vergleich zwischen modelliertem und aufgelöstem Aktuator	. 167
Ζι	usammenfassung	177
Aı	nhang	183
Α	Verwendete Turbulenzmodelle	185
	A.1 LLR $k$ - $\omega$ Zweigleichungsmodell (LLR)	. 185
в	Randbedingungen	189
	B.1 Wandrandbedingungen der Turbulenzgleichungen	. 189
	B.1.1 High-Re Wandrandbedingung	. 189
	B.1.2 Low-Re Wandrandbedingung	. 189
С	Bestimmungsalgorithmus der Transitionslage	191
	C.1 Hintergrund	. 191
	C.2 Modellierung	. 191
	C.3 Umsetzung	. 191
D	Mathematica-Macro zur Ermittlung des effektiven dimensionslosen Impulsbeiwerts	195
	D.1 Synthetischer Jet	. 195
	D.2 Gepulstes Ausblasen	. 197
Е	Aerodynamische Beiwerte	199
	E.1 Auftriebsbeiwert	. 199
	E.2 Widerstandsbeiwert	. 199
	E.3 Druckbeiwert	. 200
	E.4 Keibungsbeiwert	. 200
Li	iteraturverzeichnis	201
Lit	teraturverzeichnis	201

### Nomenklatur und Abkürzungen

Dieses Verzeichnis erkärt wichtige in der Arbeit auftretende Symbole und Abkürzungen. Abweichende Definitionen und weitere Symbole sind direkt an enstprechender Stelle im Text beschrieben. Über doppelt auftretende lateinische Indizes wird unter Beachtung der Einsteinschen Summenkonvention summiert.

#### Lateinische Bezeichnungen

#### Skalare

$A_{ref}$	Referenzfläche	
$A_{s}$	Austrittsfläche des Schlitzes	[m <sup>2</sup> ]
$F_{A}$	Auftriebskraft (Betrag)	[N]
Fw	Widerstandskraft (Betrag)	[N]
Fm	Massenfluss	$\ldots [\frac{kg}{s}]$
Н	Breite der Schlitzöffnung	[m]
Ι	Impulsfluss	[N]
$L_{t}$	turbulentes Längenmaß	[ <i>m</i> ]
R	ideale Gaskonstante	$\dots \left[\frac{m^2}{2\pi}\right]$
Sc	konstanter Anteil des Ouellterms	[-]
SP	linearer Anteil des Quellterms	[-]
S <sub>φ</sub>	volumenspezifischer Quellterm der Transportgleichung von $\phi$	[-]
T	Periodendauer	[Hz]
$T_{\rm m}$	Zeitmaß der transienten mittleren Geschwindigkeit	[s]
$T_{\rm off}$	Pulsinaktivzeit	[s]
Ton	Pulsaktivzeit	[s]
$T_{t}$	turbulentes Zeitmaß	[s]
Ut	turbulentes Geschwindigkeitsmaß	$\dots \dots \left[\frac{m}{s}\right]$
а	Schallgeschwindigkeit	$\dots \dots [\frac{\tilde{m}}{s}]$
<i>a</i> 99	Skalierungsfaktor der Pulsflankensteigung	[-]
b	Spannweite	[ <i>m</i> ]
CA	Auftriebsbeiwert des Flügels	[-]
с <sub>W</sub>	Widerstandsbeiwert des Flügels	[-]
Ca	Auftriebsbeiwert des Profils	[-]
Cf	Reibungsbeiwert	[-]
Cµ	Anisotropieparameter	[-]
C <sub>p</sub>	Druckbeiwert	[-]
$C_{\infty}$	Absolutgeschwindigkeit der Anströmung	$\ldots \ldots \left[\frac{m}{s}\right]$
Cw	Widerstandsbeiwert des Profils	[-]
f	Frequenz	[Hz]
845	normal zum Schlitz gerichtete Erdbeschleunigung	$\ldots [\frac{m}{c^2}]$

k	turbulente kinetische Energie (spezifische) $\left[\frac{m^2}{r^2}\right]$	]
k <sub>H</sub>	Kanalbreite am Aktuatoraustritt	1
l <sub>c</sub>	Sehnenlänge[m	1
$l_{s}$ , $l_{k}$	Sehnenlänge des Vorflügels und der Hinterkantenklappe[m	1
m	Massenstrom $[\frac{kg}{c}]$	]
$n_{\rm iter}$	Anzahl der Iterationen	]
р	statischer Druck	]
$p_{\infty}$	statischer Referenzdruck	]
9	dynamischer Druck	]
s <sub>c</sub>	Flankenparameter[-	]
S <sub>c0.5</sub>	Flankenparameter bei Pulsbreite von 50%[-	]
t	Zeit	]
t99	Flankenanstiegszeit eines Pulses[s	]
$t_P$	Plateaubreite des Pulssignals[s	]
t <sub>puls</sub>	Pulszeit[s	]
t <sub>ref</sub>	Referenzzeit des Aktuationsstarts[s	]
<i>u</i> <sub>a</sub>	örtliche Absolutgeschwindigkeit des Anregestroms $[\frac{m}{s}]$	]
$u_{jet_n}$	Normalkomponente der örtlichen Anregegeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$	]
$u_{jet_{t}}$	Tangentialkomponente der örtlichen Anregegeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$	]
u <sub>jetmax</sub>	örtlich maximale Anregegeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$	]
$u_{iet}^{t}$	zeitliche Modulation des Anregestroms (Anregeform)	]
u <sub>m</sub>	massenstromkonforme, mittlere Ausströmgeschwindigkeit $[\frac{m}{s}]$	]
$u_{\tau}$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit $[\frac{m}{s}]$	]
<i>u,v,w</i>	kartesische Geschwindigkeitskomponenten $\begin{bmatrix} \frac{m}{s} \end{bmatrix}$	]
x <sub>tr</sub>	Position des laminar-turbulenten Umschlags (Transition)	]
$x_s, y_s, z_s$	schlitzgebundene kartesische Koordinaten	]
y	Wandabstand	]
$\mathcal{Y}^+$	dimensionsloser Wandabstand[-	]
Vektoren		

$f_i$	spezifische Volumenkraft	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$
n <sub>i</sub>	Normaleneinheitsvektor	. [-]
<i>u</i> <sub>i</sub>	Geschwindigkeitsvektor	$\left[\frac{m}{s}\right]$
$u_{iet,i}^{\times}$	örtlicher Geschwindigkeitsvektor des Anregestroms	$\left[\frac{m}{s}\right]$
$x_i$	Ortsvektor	. [ <i>m</i> ]

### Tensoren

<i>S<sub>ij</sub></i> Scherratentensor	$[\frac{1}{s}]$
--	-----------------

### Griechische Bezeichnungen

#### Skalare

$\Delta t$	Zeitschrittweite	[s]

Φ	Pfeilungswinkel eines Tragflügels[°]
$\Phi_n$	Pulsfunktion
$\Phi_{n}$	Flankenabstiegsfunktion des Pulses[-]
$\Phi_{D_{D_D}}$	Flankenanstiegsfunktion des Pulses
t9	Temperatur
α	Anstellwinkel bezüglich der Anströmung[°]
β	Ausblaswinkel in der Normalebene (2D)[°]
δ	Grenzschichtdicke
$\Delta \overline{c}_{a}$	relative Änderung des zeitlich mittleren Auftriebsbeiwerts
$\Delta \tilde{c}_{a}$	relative Änderung der Schwankungsamplitude des Auftriebsbeiwerts[-]
$\delta_{\rm s}$ , $\delta_{\rm k}$	Klappenwinkel des Vorflügels und der Hinterkantenklappe[°]
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	lokale, kartesische Gitterweiten[m]
ε	isotrope Dissipationsrate
$\Gamma_{\phi}$	allgemeiner Diffusionskoeffizient für Transportgröße $\phi$ [-]
н	Kármán-Konstante[-]
κ	Isentropenexponent
ν,μ	kinematische, dynamische Viskosität $\left[\frac{m^2}{s}, \frac{Ns}{m^2}\right]$
$\nu_{\rm t}, \mu_{\rm t}$	kinematische, dynamische Wirbelviskosität $\left[\frac{m^2}{s}, \frac{Ns}{m^2}\right]$
ω	spezifische isotrope Dissipationsrate $\begin{bmatrix} \frac{1}{s} \end{bmatrix}$
$\omega_{jet}$	Kreisfrequenz der Anregung[Hz]
$\phi$	beliebige Transportgröße[-]
ρ	Dichte $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$
$ ho_{\infty}$	Referenzdichte $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$
$ au_w$	Wandschubspannung $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
ξ,η,ζ	krummlinige Koordinaten[m]
Vektoren	
$\sigma_i$	Spannungsvektor $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
Tensoren	
0	147-J-11
L Z <sub>ij</sub>	wirdenensor $[\frac{1}{s}]$
, c <sub>ij</sub>	$[\frac{1}{m^2}]$
t <sub>ij</sub>	$2$ anigkeitsspannungstensor $\left[\frac{1}{m^2}\right]$
Indizes	

### Hochgestellt

() <sup>(m)</sup>	aktuelle Zeitstufe einer Größe[	-]
$()^{(m+1)}$	nächste Zeitstufe einer Größe[	-]
$()^{(m-1)}$	vorhergehende Zeitstufe einer Größe[	-]
()'	Schwankungsanteil einer fluktuierenden Größe[	-]

### Tiefgestellt

() <sub>(D)</sub>	Variable im Zentrum des stromab benachbarten KV [-]
() <sub>(P)</sub>	Variable im Zentrum des zentralen KV[-]
() <sub>(f)</sub>	zur Kontrollfläche f gehörend[-]
() <sub>(ff)</sub>	Variable an den KV-Ecken[-]
( ) <sub>ch</sub>	charakteristische Größe[-]
( ) <sub>i</sub> , ( ) <sub>ij</sub>	Vektorkomponente, Tensorkomponente in Index-Schreibweise[-]
( ) <sub>inp</sub>	Eingabegröße in der Steuerdatei des Lösers[-]
() <sub>jet</sub>	Größe der Anregung[-]
( )kr	kritische Größe[-]
( ) <sub>max</sub>	maximal Wert einer Größe[-]
( ) <sub>ref</sub>	Referenzgröße[-]
()∞	uniforme Größe der Anströmung[-]

### Dimensionslose Kennzahlen

$C_{\mu}$	dimensionsloser Impulsbeiwert der Anregung[-]
$\widetilde{C}_{\mu}$	zeitlich effektiver, dimensionsloser Impulsbeiwert der Anregung[-]
DC	Pulsbreite (engl. <i>duty cycle</i> )
F <sup>+</sup>	dimensionslose Anregefrequenz (Strouhal-Zahl)[-]
М	Mach-Zahl[-]
Pe	Péclet- Zahl
Re	Reynolds-Zahl
St	Strouhal-Zahl
St <sub>n</sub>	Strouhal-Zahl der natürlichen Strömung[-]
Tu	Turbulenzgrad[-]

### Funktionen, Operatoren und Symbole

$\mathcal{H}\left( \; \right)$	Heavysidefunktion
max [ ]	max-Funktion[-]
$\overline{()}$	gemittelte Größe[-]
$\mathcal{O}(\ )$	von der Ordnung
$\widetilde{()}$	effektive (rms) Größe[-]
$\delta_{ij}$	Kronecker-Symbol
min [ ]	min-Funktion

#### Abkürzungen

2D/2.5D/3D	zweidimensional/zweieinhalbdimensional/dreidimensional[-]
CDS	Central Differencing Scheme[-]
ELAN	Elliptic Analysis of the Navier-Stokes equations[-]
FDM	Finite-Differenzen-Methode[-]
FVM	Finite-Volumen-Methode[-]
HB	sinusförmiges Ausblasen (engl. Harmonic Blowing)[-]
HOC	High Order Convection[-]

HS	sinusförmiges Einsaugen (engl. Harmonic Suction)	[-]
ISTA	Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik	[-]
KE	konvektive Einheit	[-]
KF	Kontrollfläche	[-]
KV	Kontrollvolumen	[-]
MUSCL	Monotonic Upstream Scheme for Conservation Laws	[-]
PB	gepulstes Ausblasen (engl. Pulsed Blowing)	[-]
PS	gepulstes Einsaugen (engl. Pulsed Suction)	[-]
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes	[-]
SB	stationäres Ausblasen (engl. Steady Blowing)	[-]
SCCH	Swept Constant-Chord Half model	[-]
SFB	Sonderforschungsbereich	[-]
SIMPLE	Semi-implicit Method for Pressure-linked Equations	[-]
SIP	Strongly Implicit Procedure	[-]
SJ	synthetischer Jet (engl. Synthetic Jet)	[-]
SS	stationäres Einsaugen (engl. Steady Suction)	[-]
TFB	Transferbereich	[-]
TVD	Total Variation Diminishing	[-]
UDS	Upwind Differencing Scheme	[-]
URANS	Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes	[-]
LLR	Local Linear Realizable	[-]

Teil I

Einführung

# 1 Einleitung

Um bei geringen Fluggeschwindigkeiten eine hohe aerodynamische Wirkung zu erzielen, kommen Hinterkantenklappen an den Tragflächen von Flugzeugen zum Einsatz. Der Zustand geringer Fluggeschwindigkeiten tritt im Flugbetrieb vor allem bei der Start- und Landephase auf. Auch in diesen Phasen muss das Flugzeug das Tragen des Abfluggewichts gewährleisten. Die Erhöhung der Anstellung ist gerade beim Abheben durch den Startwinkel limitiert, der durch die Rumpflänge und -form vorgegeben ist. Bei hohen Anstellwinkeln ist der maximal erreichbare Auftrieb eines Tragflügels zudem von auftretenden Strömungsablösungen begrenzt.

Aus diesem Grund werden in der zivilen Luftfahrt üblicherweise Hochauftriebshilfen eingesetzt. Das sind mechanische Zusatzelemente des Tragflügels, mit denen auf verschiedenen Wegen die Erhöhung des erreichbaren Auftriebs ermöglicht wird. Hochauftriebssysteme sind in der Regel aus komplexen und damit wartungsintensiven Klappensystemen aufgebaut. Auch Faktoren wie hohes Gewicht, hohe Fertigungskosten und Lärmentwicklung kennzeichnen solche Hochauftriebshilfen. Um die Strömungsablösung auf der Saugseite des Flügelprofils bei hohen Anstellwinkeln zu vermeiden, und so hohen Auftrieb zu gewährleisten, werden Mehrfachklappensysteme verwendet. Durch diese Beeinflussungsmethode (Formgebung) ist es möglich, den maximal erreichbaren Auftrieb beträchtlich zu steigern. Infolge aufwendiger Windkanalversuche und leistungsfähiger Berechnungsverfahren wurde in den letzten Jahrzehnten ein hohes Maß an Detailverbesserungen erreicht, die eine Reduzierung der kostenintensiven Posten, wie Gewicht und Wartung, ermöglichten. Damit hat sich bei den Hinterkantenklappen ein Trend zu mechanisch einfacheren Systemen entwickelt. So werden bei modernen Verkehrsflugzeugen, wie dem A380, Einfachspaltklappen verwendet, die, verglichen mit Mehrfachklappensystemen, eine geringere aerodynamische Leistungsfähigkeit aufweisen, dafür aber leichter und mechanisch weniger aufwendig konstruiert sind.

Um dennoch die aerodynamische Leistungsfähigkeit der Hinterkantenklappensysteme weiter zu verbessern, müssen Strömungskontrollmechanismen zum Einsatz kommen. Der Gesamtauftrieb kann bei größeren Klappenwinkeln nur erhöht werden, wenn sich die auf der Klappe einsetzende Strömungsablösung (siehe Abb. 1.1) deutlich verzögert.



Abbildung 1.1: Strömungsablösung über der Hinterkantenklappe einer Hochauftriebskonfiguration bei  $Re = 1 \cdot 10^6$ ,  $\alpha = 6^\circ$ ,  $\delta_k = 37^\circ$ 

Neben verschiedensten passiven Methoden sind seit vielen Jahren auch aktive Beeinflussungsansätze bekannt. Zahlreiche Untersuchungen zeigten, dass stationäres Einsaugen bzw. Ausblasen die Strömungablösung erfolgreich verzögern kann. Trotzdem wurde von diesen Methoden bisher kein Gebrauch gemacht, da die Bereitstellung der dafür benötigten Energie erheblich ist.

Aus diesem Grund beschäftigen sich in den letzten Jahren viele Forschungsansätze mit der aktiven periodischen Beeinflussung abgelöster Strömungszustände. Mit Hilfe von periodischen Anregeströmen (gepulstes Ausblasen) oder mechanischen Aktuatoren (Rückströmklappe) wird die ablösegefährdete Grenzschicht oder die schon abgelöste Scherschicht geeignet angeregt. Die benötigte Energie reduziert sich im Vergleich zu den stationären Methoden und es ergibt sich ein effizienteres System. Die periodische Beeinflussung erzeugt dynamischen Prozesse, und nutzt so, neben der extern zugeführten Energie, noch Energie, die in der Strömung vorhanden ist. Besonders effektiv ist die Methode, wenn sich die Strömung in einem instabilen Zustand befindet und durch die Zufuhr von Energie leicht in neue Zustände überführt werden kann. Die dazu verwendeten Anregeströme sind in der Regel Microströme, die definiert aus der Oberfläche der umströmten Körper austreten. Die Stärke der Beeinflussung hängt dabei stark von Parametern, wie Ort, Frequenz oder Intensität ab. Das Ziel solch einer Beeinflussung ist es, die maximale Steigerung der Hochauftriebsleistung mit wenig Energie zu erreichen.

Mit Hilfe der aktiven Strömungskontrolle kann die Effizienz bestehender Klappensysteme erhöht und so ihr Einsatzbereich erweitert werden. Ausserdem können komplexe Hochauftriebssysteme, die aus zwei oder mehr Hinterkantenklappen bestehen, durch einfachere Klappensysteme mit integrierter Strömungsbeeinflussung ersetzt werden, ohne dadurch hohe Auftriebsverluste zu erleiden (Abb. 1.2).



Abbildung 1.2: Möglichkeiten der Modifizierung bei der Verwendung von aktiver Strömungskontrolle nach (PETZ, 2007).

Die numerischen Untersuchungen für diese Arbeit fanden im Rahmen des national geförderten Sonderforschungsbereichs 557 "Beeinflussung komplexer turbulenter Scherschichten "(SFB 557) statt und wurden am Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik der Technischen Universität Berlin durchgeführt. Die Arbeit beschäftigt sich primär mit der numerischen Simulation der aktiven Strömungsbeeinflussung an zwei praxisrelevanten Hochauftriebskonfigurationen. Die eine entspricht einem in der Luftfahrt oft verwendeten Dreielemente-Tragflügel, und die andere repräsentiert ein im Segelflug üblichen Laminarflügel mit integrierter Wölbklappe. Neben der Entwicklung und Implementierung numerischer Methoden für die Simulation eines fluidischen Anregemechanismus werden die Effekte der Beeinflussung auf das Ablöseverhalten der Strömung und damit auch auf das globale aerodynamische Auftriebsverhalten mit Hilfe von URANS-Simulationen untersucht und dargestellt. Im Mittelpunkt steht dabei die Analyse der Einflüsse verschiedenster Anregeparameter, wie Frequenz, Intensität oder Ausblasrichtung. Zusätzlich werden auch die Wirkungsmechanismen der periodischen Aktuation betrachtet und durch topologische Auswertungen aufgezeigt.

Neben den physikalischen Analysen werden auch Probleme und Verbesserungsvorschläge hinsichtlich der numerischen Wiedergabefähigkeit der in dieser Arbeit verwendeten Methoden diskutiert und sollen Aufschluss für künftige numerische Arbeiten in diesem Bereich geben.

# 2 Stand der Forschung

2.1	Hochauftrieb	8
2.2	Strömungsablösung	10
2.3	Beeinflussungsmethoden	12

Bereits ein Jahr nachdem die Gebrüder Wright in den USA den ersten motorisierten Flug durchführten, machte Ludwig Prandtl im Rahmen der Veröffentlichung seiner Grenzschichtthoerie (PRANDTL, 1904) einen ersten Vorschlag zur aktiven Beeinflussung abgelöster Strömungszustände. Mit Untersuchungen, bei denen er die destabilisierte Grenzschicht durch einen Schlitz absaugte, zeigte er die erste erfolgreiche Strategie zur Ablösekontrolle.

In der zivilen Luftfahrt erfolgte bis heute kein praktischer Einsatz aktiver Beeinflussungsmethoden. Lediglich im militärischen Bereich wurden in den 50er und 60er Jahren entsprechende Konzepte umgesetzt. Um die Chancen für einen Einsatz in Verkehrsflugzeugen zu erhöhen, sind Verbesserungen in der Konzeption für den Nachweis der Zuverlässigkeit notwendig, und es bedarf einer methodischen Steigerung der aerodynamischen Leistung bei einem vertretbaren Energieaufwand.

Die folgende Arbeit beschäftigt sich mit Beeinflussungsmethoden, die eine Strömungsablösung auf der Hinterkantenklappe infolge eines großen Klappenwinkels vermeiden oder wenigstens verzögern soll, um so den Gesamtauftrieb der Hochauftriebskonfiguration zu steigern. Die numerische Untersuchungsmethode ermöglicht dabei das Verhalten aller Strömungsgrößen im gesamten Strömungsfeld zu analysieren. Damit kann das Verständnis der einzelnen Funktionsweisen der Anregung besser verstanden und vielversprechende Beeinflussungsmethoden optimiert werden.

# 2.1 Hochauftrieb

Der Reiseflug ist der Bereich, in dem Verkehrsflugzeuge am längsten operieren. Daher bestimmt dieser Geschwindigkeitsbereich die Auslegung der Aerodynamik am Tragflügel. Durch den Einsatz strahlgetriebener Verkehrsflugzeuge (De Havilland Comet 1, 1952) verdoppelte sich die Reisegeschwindigkeit gegenüber den damals üblichen Propellerflugzeugen. Um den erhöhten Widerstand, der aus der gestiegenen Reisegeschwindigkeit resultiert zu senken, kamen kleinere Flügelflächen mit steigender Flächenbelastung zum Einsatz. Dadurch waren die Tragflügel nicht mehr in der Lage, genügend Auftrieb für Start, Landung und Langsamflug zu produzieren. Auch die aufkommende Pfeilung der Flügel wirkte sich nachteilig auf den Maximalauftrieb aus.

Um den Auftriebsbeiwert in langsamen Flugphasen zu erhöhen, ohne dass der Reiseflug davon beeinträchtigt wird, wurden dynamische Hochauftriebssysteme entwickelt. Diese ermöglichten die variable, dem Flugzustand angepasste Erhöhung des Auftriebs. Schon Propellerflugzeuge der 30er Jahre besaßen einfache Hochauftriebssysteme. Sie bestanden nur aus Klappen, die an der Hinterkante des Tragflügels befestigt waren und beim Landeanflug angestellt wurden. Dadurch wurde den Piloten in erster Linie eine bessere Sicht ermöglicht, da der benötigte Anstellwinkel sowie die Anfluggeschwindigkeit gesenkt werden konnten. Den finalen Einzug in den Flügelentwurf erlangten die Mehrelementprofile mit der serienmäßigen Einführung der Turbostrahltriebwerke in den 50er Jahren.

Infolge der hohen Reisefluggeschwindigkeiten und die weiter zunehmenden maximalen Abfluggewichte steigen die Anforderungen an die aktuellen Hochauftriebssysteme stetig, so dass eine effiziente und innovative Entwicklungen an diesem Flügelsystem notwendig wird.

### 2.1.1 Hochauftriebssystem

Hochauftriebshilfen werden in zwei Gruppen unterteilt: die Vorder- und die Hinterkantenklappen. Sie unterscheiden sich in der Position zum Hauptflügel, aber auch in ihrer aerodynamischen Wirkung. In Abb. 2.1 und Abb. 2.2 werden jeweils die gebräuchlichsten Hilfselemente in Form und Funktion dargestellt.

Die verschiedenen Flugzeughersteller setzen dabei auf unterschiedliche Prinzipien. Während ältere Flugzeuge von Boeing auf mechanisch komplizierte Krügerklappen mit variabler Wölbung setzten, sind moderne Flügzeuge dieses Herstellers mit effektiven Spalt-Vorflügeln (engl. *slats*) ausgerüstet. Auch Airbus verwendet bei allen Flugzeugfamilien Spalt-Vorflügel. Am neuen Großflugzeug A380 wird im Innenbereich des Flügels (engl. *inboard*) allerdings davon



Abbildung 2.1: Darstellung der gebräuchlichsten Vorflügeltypen nach PETZ (2007).

abgewichen und es wird eine abgeknickte Vorderkante (engl. *droop nose*) verwendet. Um die hohen Auftriebsbeiwerte erreichen zu können, werden komplexe Hinterkantenklappensysteme konzipiert. In Abb. 2.2 sind die wichtigsten Klappenmechanismen schematisch dargestellt. Die sogenannte Fowler-Klappe hat sich in den letzten Jahren bei fast allen Flugzeugen durchgesetzt. Sie profitiert dabei von ihrer variablen Verstellbarkeit und ist damit für viele Ansprüche verwendbar. Zudem kann sie in Mehr-Element-Klappensysteme erweitert werden um den Auftriebsbeiwert weiter zu steigern. Ein typisches Beispiel ist die Boeing 727 mit einer Dreifachspaltklappe, die schon 1964 für sehr kurze Start- und Landestrecken konzipiert wurde. Airbus hingegen verwendet überwiegend einfache Fowler-Klappen.



Abbildung 2.2: Darstellung der gebräuchlichsten Hinterklappenkonfigurationen nach PETZ (2007).

In der Regel ermöglicht erst der kombinierte Einsatz beider Hochauftriebshilfen (Vorflügel/Hinterkantenklappe) das Erreichen der notwendigen Auftriebsleistung, obwohl jedes System an sich schon den Maximalauftrieb gegenüber dem einfachen Profil erhöht. Obwohl beide Mechanismen die Flügelfläche vergrößern (bis zu 30%), unterscheiden sich die Wirkungsweisen des Vorflügels und der Hinterkantenklappe. Das jeweils veränderte globale Verhalten wird schematisch am Beispiel der aufgelösten Polaren in Abb. 2.3 dargestellt. Während der Vorflügel den Auftrieb durch die Steigerung des maximal erreichbaren Anstellwinkels erhöht (Abb. 2.3-a), vergrößert der Ausschlag der Hinterkantenklappe die Wölbung der Konfiguration und erhöht damit schon den Auftrieb im linearen Bereich der Polaren (Abb. 2.3-b). Dadurch wird der Maximalauftrieb schon bei kleineren Anstellwinkeln erreicht. Das ist vor allem bei der Startphase wichtig, da der maximale Rotationswinkel (Anstellwinkel) durch den Abstand zwischen Flugzeugheck und Boden limitiert ist. Im Landeanflug ermöglichen kleine Anstellwinkel eine verbesserte Sicht der Piloten.

Das verbesserte aerodynamische Verhalten resultiert aus komplexen strömungsmechanischen Effekten, die durch die Hochauftriebshilfen entstehen. Eine erste systematische Darstellung der wichtigsten auftriebssteigernden Effekte gab SMITH (1975). So bilden sich auf den einzelnen Elementen infolge der Spaltanordnungen neue Grenzschichten aus und vermischen sich mit den Grenzschichten des stromab liegenden Elements (engl. *confluent boundary layers*). Durch die Spaltströmungen werden die Grenzschichten auf den Saugseiten der sich stromab befindenden Elemente stabilisiert und verzögern so die drohende Strömungsablösung bei hohen Anstellwinkeln. Eine allgemeine Vorhersage der aerodynamischen Wirkung von Hochauftriebssystemen ist aus diesen Gründen sehr schwierig und benötigt modernste Mess- und Simulationsverfahren.

Weitere Verbesserungen sind damit nur noch im Detail möglich. Um dennoch größere Auftriebsbeiwerte erreichen zu können, sind unkonventionelle Methoden, wie die aktive Strömungsbeeinflussung, notwendig. Nur mit solchen Methoden ist es möglich, Grundsätze des Entwurfsprozesses zu verändern. Während die Profilformen sowie die relative Anordnung der Hochauftriebselemente mit konventionellen Methoden an die Strömung angepasst werden, ermöglichen diese neuen Ansätze eine Anpassung der Strömung an die vorgegebenen Geometrien.



Abbildung 2.3: Darstellung des Einfluss der Hochauftriebselemente auf das Auftriebsverhalten nach PETZ (2007).

Es ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, den Ansatz der aktiven Ablösekontrolle, angewendet auf der Hinterkantenklappe verschiedener Hochauftriebskonfigurationen, numerisch zu untersuchen.

## 2.2 Strömungsablösung

In vielen technischen Anwendungen treten abgelöste Strömungszustände auf, die in den meisten Fällen negative Begleiterscheinungen mit sich bringen. So verliert ein Tragflügel mit großem Anstellwinkel infolge einer Strömungsablösung deutlich an Auftrieb und eine starke Erhöhung des Widerstands tritt ein. Strömungsablösungen treten zudem bei Diffusoren mit überkritischem Öffnungswinkel, in Rohrströmungen mit Kanten und Knicken oder auch in Strömungsbereichen mit Verdichtungsstößen auf. Die dabei entstehenden Rückström- bzw. Ablösegebiete sind dabei komplexe, hochgradig instationäre und dreidimensionale Strömungsvorgänge, die auch mit Hilfe aktueller Simulationsverfahren schwer vorhersagbar bleiben.

Strömungsablösungen werden üblicherweise in zwei Gruppen unterteilt. Zum einen sind das die *geometrieinduzierten* Ablösungen, die durch die Trägheit des Fluids an scharfen Kanten und Ecken auftreten, und zum anderen sind das die *druckinduzierten* Ablösungen, welche sich infolge eines zu großen Druckanstiegs einstellen. In beiden Fällen folgt die Strömung nicht der vorgegebenen Kontur der Oberfläche, sondern löst an einer Stelle ab (siehe Abb. 2.4). Eine Ablösung wird durch die Beschaffenheit der Grenzschicht und der Form des umströmten Körpers stark beeinflusst. Je höher die Geschwindigkeit und damit die kinetische Energie im Bereich der Wand ist, desso besser "verkraftet" die Strömung einen Druckanstieg ohne von der Wand abzulösen.



Abbildung 2.4: Entstehung der Strömungsablösung an einer gekrümmten Oberfläche mit positivem Druckgradienten (HOUGHTON und CARPENTER, 2003).

Laut der Theorie von PRANDTL (1904) konzentriert sich ein Großteil der Reibung eines Fluids geringer Viskosität in der Grenzschicht. In dieser Schicht ist der wandnormale Druckgradient  $\frac{dp}{du}$  Null, und es herrscht der statische Druck der Aussenströmung. Während die Geschwindigkeit der Strömung direkt an der Wand null ist (Haftbedingung), entspricht sie in einem Wandabstand  $y = \delta$  (Grenzschichtrand) der Geschwindigkeit der Außenströmung. Aufgrund der vorherschenden Zähigkeit stellt sich so eine senkrecht zur Wand verlaufende Geschwindigkeitsverteilung  $\frac{du}{du}$  ein. Strömt das Fluid in einen Bereich hohen Drucks, z.B. bei einem Diffusor oder bei einer Profilumströmung, wird die gesamte Strömung, also auch das Fluid, das sich in der Grenzschicht befindet, aufgrund der Massenerhaltung verzögert. Durch die Wandhaftung und der sich daraus ergebenden Geschwindigkeitsverteilung herscht innerhalb der Grenzschicht ein Defizit an kinetischer Energie. Tritt nun ein starker Druckgradient in Strömungsrichtung ein, kann die Strömung in diesem Bereich bis zum Stillstand verzögert werden oder sich sogar entgegen der Hauptströmungsrichtung stromauf bewegen. Dadurch wird die ankommende Strömung von der Wand abgedrängt und ein Rezirkulations- oder Totwassergebiet mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten bildet sich aus. Bei einem Tragflügel führt dies zu einer Entwölbung des Profils und ist mit teilweise starken Auftriebsverlusten und einer Widerstandszunahme verbunden. Durch eine mathematische Betrachtung der Bewegungsgleichungen kann bewiesen werden, dass druckinduzierte Ablösungen nur bei positiven Druckgradienten auftreten können (KUETHE und CHOW, 1998). Bei den in dieser Arbeit untersuchten Hochauftriebskonfigurationen kommt es vor allem zur druckinduzierten Ablösung. Dabei befindet sich der Ablösepunkt auf der Klappenoberseite, wohingegen ein Wiederanlege-





punkt aufgrund der komplett abgelösten Strömung nicht vorhanden ist. Es resultiert ein großes Rezirkulationsgebiet oberhalb der Klappe.

Ein weiteren Einfluss auf die Ablösung hat der Strömungszustand. Aufgrund der wesentlich schwächer ausgeprägten wandnormalen Durchmischung und der daraus resultierenden geringeren Wandschubspannung verfügt eine laminare Grenzschicht an der Wand über deutlich weniger kinetischer Energie als eine turbulente Grenzschicht. Aus diesem Grund ist sie weniger in der Lage, einem positiven Druckgradienten entgegenzutreten, und löst somit früher ab. Der Wechsel dieser beiden Grenzschichtzustände ermöglicht eine weitere Form der Strömungsablösung. Bei der sogenannten *laminaren Ablöseblase* löst die Strömung zunächst laminar ab. Innerhalb der sich einstellenden freien Scherschicht erfolgt daraufhin die Transition und die Strömung schlägt in den turbulenten Zustand um. Durch den erhöhten turbulenten Austausch normal zur Wand kann die Strömung unter bestimmten Bedingungen wieder anlegen. Es bildet sich ein kleines, geschlossenes Rezirkulationsgebiet in Form einer Blase aus (siehe Abb. 2.6).



Abbildung 2.6: Darstellung einer laminaren Ablöseblase (HOUGHTON und CARPENTER, 2003).

### 2.3 Beeinflussungsmethoden

Die Beeinflussung technischer Strömungen ist weit verbreitet und verfolgt verschiedenste Ziele. In den meisten Fällen sollen die verwendeten Methoden eine Verzögerung oder Beschleunigung von Transitionsvorgängen, die Anregung oder Dämpfung von Turbulenz, oder auch die Verzögerung bzw. Unterdrückung von Strömungsablösungen erreichen. Die sich daraufhin einstellenden Strömungseffekte ermöglichen einen höheren Auftrieb, einen geringeren Widerstand, einen höheren Wärmefluss oder auch einen besseren Wärme- und Stofftransport. Insbesondere turbulente Strömungen bieten das Potential, deutliche Verbesserungen der strömungsmechanischen Effektivität zu erreichen. In diesem Zusammenhang soll vor allem auf die Beeinflussung turbulenter Hochauftriebsströmungen eingegangen werden.

Es ist üblich, Methoden der Strömungsbeeinflussung in aktive und passive Methoden zu unterteilen. Passive Methoden beeinhalten Effekte, verursacht durch Geometriemodifikation oder durch selbststeuernde Strömungsprozesse. Im Gegensatz dazu werden aktive Methoden durch Anregemechanismen, welche zusätzliche Energie in die Strömung einbringen, charakterisiert. Die passiven Methoden sind in diesem Rahmen bereits wesentlich weiter entwickelt und haben schon lange Einzug in die Technik gehalten. Aktive Konzepte wurden verstärkt in den letzten Jahren untersucht, und werden auch in Zukunft noch verstärkt, insbesondere im Rahmen der technischen Anwendbarkeit, Beachtung finden. Einen umfassenden Überblick über die verschiedensten Beeinflussungskonzepte und deren Anwendung gibt GAD-EL-HAK (2001).

#### 2.3.1 Passive Methoden

Passive Methoden wurden in den letzten Jahrzehnten ausführlich untersucht und haben zahlreich ihren Weg in die technische Anwendung gefunden. Als passive Methoden der Strömungsbeeinflussung werden in erster Linie statische Maßnahmen bezeichnet. Das sind vor allem konstruktive Elemente wie Wirbelgeneratoren (MEYER, 2000), Grenzschichtzäune (LIEBE, 1953) sowie alle Arten von Klappensystemen.

Die konventionellste und am häufigsten verwendete Maßnahme zur passiven Ablösekontrolle ist die Methode der optimierten Formgebung. Dabei wird im Entwurfsprozess die Profilgeometrie so optimiert, dass ein positive Druckgradient nur schwach ausgeprägt auftritt (LIEBECK, 1978; STRATFORD, 1959).Die technische Umsetzung solch einer Profilierung ist allerdings nicht immer durchführbar, wenn dem ästhetische Gründe (Automobilbau), Platzgründe (Triebwerk) oder auch Gewichtsgründe (Flugzeugbau) entgegen stehen.

Als passive Methoden gelten auch die schon erwähnten Zusatzelemente am Flügel in Form von Spaltklappen und Vorflügeln, die durch ihre Anordnung und Formgebung der ablösegefährdeten Grenzschicht Energie zuführen und damit den Druckgradienten in Strömungsrichtung ändern. Die kombinierte Anwendung führt zu den heute üblichen Dreikomponenten-Hochauftriebssystemen. Eine Beschreibung socher Konzepte geben beispielsweise ANDERSON (2001); SCHLICHTING und TRUCKENBRODT (2001b); TINAPP (2001).

Eine weitere passive Maßnahme zur Vergrößerung der aerodynamischen Wirkung von Tragflügeln sind kleine, an der Hinterkante angebrachte Klappen, sog. *Gurney-Flaps*. Wie andere Modifikationen der Hinterkantengeometrie haben sie einen Einfluss auf die Abflußbedingung und damit auf die Zirkulation. In der Fahrzeugaerodynamik spielen sie eine wichtige Rolle, weil bereits vergleichsweise kleine Bauteile eine große Wirkung erzielen können. Auch an Tragflügeln von Verkehrsflugzeugen bewirken sie einen zusätzlichen Auftriebsgewinn. Dies wurde sowohl an einfachen Profilen (BECHERT ET AL., 2000; JANG ET AL., 1998; JEFFREY und ZHANG, 2000) als auch in Kombination mit Hochauftriebskonfigurationen (ROSS ET AL., 1995) gezeigt. BECHERT ET AL. (2000) zeigen Maßnahmen, wie der vergrößerte Widerstand infolge der sich ausbildenden instationären Wirbelstraße hinter der Flügelhinterkante vermieden werden kann. Diese Maßnahmen wurden dabei vom Libellenflügel übernommen.

Eine passive Maßnahme, die bei kleinen Reynoldszahlen angewendet werden kann, ist der erzwungene Grenzschichtumschlag durch eine künstlich aufgebrachte Oberflächenrauhigkeit (z.B. Stolperdraht, Zackenband). Die turbulente Grenzschicht weist einen deutlich größeren Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe auf als eine laminare und kann daher auch besser einem positiven Druckgradienten widerstehen.

Wieder andere passive Methoden verändern das Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht, indem Fluid aus Bereichen hoher kinetischer Energie in die wandnahe Strömungsschicht transportiert wird. Diese so genannten Wirbelgeneratoren sind auch in der zivilen Luftfahrt üblich, weil Herstellungen und Anwendung einfach sind. Auf der Tragflügeloberfläche angebracht, erzeugen die Wirbelgeneratoren starke Längswirbel und transportieren so energiereiches Fluid aus der Außenströmung an die Wand. Dabei werden lokale Ablösungen verzögert. Die Größe und die Ausrichtung der Generatoren sind nur für einen Flugzustand optimiert und können während des Flugs nicht an einen veränderten Strömungszustand angepasst werden (BOHAN-NON, 2006).

Mechanismen, die dynamisch die Geometrie eines Strömungskörpers verändern, stellen eine Art Mittelweg zwischen aktiver und passiver Beeinflussung dar. Der für den aktiven Eingriff benötigte Energieaufwand ist vernachlässigbar klein. In diesem Zusammenhang sind vor allem Geometrieadaptionen zu nennen, wie beispielsweise dynamische Veränderungen der Profilkontur im Bereich eines Verdichtungsstoßes auf der Profiloberseite (SOBIECZKY und GEISSLER, 1999) oder auch bewegliche Microtabs an der Flügelhinterkante zur Lastkontrolle (WASSEN ET AL., 2007; YEN ET AL., 2001).

Auch die Beeinflussung von Profilumströmungen durch einen selbsterregten Schwingungsdraht gehört zu den passiven Maßnahmen. Mit dieser Beeinflussungsmethode gelingt bei Reynoldszahlen von  $10^4$  bis  $10^6$  eine Steigerung des Auftriebs um 20% bei Strouhalzahlen von St = 0.15 (HUANG und MAO, 2002). Selbsterregte Schwingungen sind auch der Schlüssel zur Strömungsanregung mit Hilfe eines Helmholtz-Resonators, wie sie von URZYNICOK und FERNHOLZ (2000) zur Beeinflussung von Ablösungsvorgängen verwendet wird.

In Anlehnung der auftriebssteigernden Wirkung von Deckfedern im Gefieder von Vögeln verhindert die Rückstromklappe ein Ausdehnen des Rückströmgebiets in Richtung der Vorderkante eines Tragflügels und kann bei moderater Hinterkantenablösung zur Auftriebssteigerung eingesetzt werden (MEYER, 2000; SCHATZ, 2003).

### 2.3.2 Aktive Methoden

Eine aktive Beeinflussung erfolgt immer dann, wenn der Strömung zusätzlich externe Energie zugeführt wird. Der eigentliche Effekt der Anregung hängt dabei meist mit der Veränderung des Geschwindigkeitsprofils an der Wand zusammen. Abhängig vom Energieaufwand können so Strömungszustände erzwungen werden, die mit passiven Methoden nicht möglich sind. Die Fähigkeit, aktive Systeme an die jeweiligen Strömungszustände anzupassen, stellt zudem einen entscheidenden Vorteil gegenüber passiven Methoden dar. Die aktive Beeinflussung kann somit im einfachsten Fall ein- oder ausgeschaltet werden. Eine weitere Differenzierung lässt die aktiven Konzepte in *vorherbestimmte* oder in *kontrollierte* Methoden unterteilen. Die erste Gruppe regt die Strömung in vorher definierter Weise ohne Beachtung des aktuellen Strömungszustands an, während die zweite Gruppe die Strömung, abhängig von dem aktuellen Zustand, über eine bestimmte Steuerungsgröße im gewünschten Sinne kontrolliert.

Bereits in den Jahren vor dem 2. Weltkrieg wurden Untersuchungen mit bewegten Wänden und rotierenden Walzen durchgeführt. Angebracht an den Vorder- und Hinterkanten von Tragflügeln sollten sie das Anwachsen der Grenzschicht behindern. Diese entsprechend komplizierten Konstruktionen wurden relativ schnell durch kontinuierliches Einsaugen oder Ausblasen ersetzt (BETZ, 1961; SCHLICHTING und GERSTEN, 2006).

Gängige Methoden aktiver Beeinflussung sind heutzutage Ausblasen und Absaugen (GÜNTHER ET AL., 2010; PETZ, 2007), bewegte bzw. oszillierende Klappen (CHOI ET AL., 2001; CLEVENSON und TOMASSONI, 1957; ROOS und KEGELMANT, 1986) oder auch akustische oder thermische Anregungen. Die Anregungskonzepte werden meist zur Transitionsverzögerung und zur Ablösebeeinflussung verwendet.
## Kontinuierliche Anregung

Es ist bekannt, dass die Ablösung der Strömung durch die Zufuhr von kinetischer Energie in die instabile Grenzschicht verhindert werden kann (LACHMANN, 1961; SCHLICHTING und TRUCKENBRODT, 2001a). Eine deutliche Beeinflussung der Grenzschicht wird erreicht, wenn kontinuierlich und tangential zur Oberfläche ausgeblasen wird. Das kann z.B an dem Übergang zur Hinterkantenklappe eines Flügels erfolgen (siehe Abb. 2.7-a). Wird die Ausblasgeschwindigkeit deutlich erhöht, verlässt man die eigentliche Grenzschichtbeeinflussung und erreicht den sogenannten Strahlklappen-Effekt (Coanda-Effekt). Diese Beeinflussung wird als direkte Zirkulationskontrolle bezeichnet. Damit ist es möglich, sehr hohe Auftriebsbeiwerte zu erreichen, die weit über die der passiven Möglichkeiten hinausgehen.

Eine weitere Möglichkeit bietet das gezielte Absaugen von Fluid in das Innere des Flügels. Dabei wird das energiearme Fluid der ablösegefährdeten Strömung entfernt, und eine neue Grenzschicht, die widerstandsfähiger gegen den positiven Druckgradient angehen kann, baut sich hinter der Absaugstelle auf. Abb. 2.7-b zeigt, wie durch kontinuierliches Absaugen im Bereich des Klappenübergangs einer Hinterkantenklappe die Strömung an der Ablösung gehindert werden kann.

Eine weitere Steigung des Auftriebs kann durch die Kombination aus kontinuierlichem Absaugen am Nasenbereich der Klappe und Ausblasen an der Klappenhinterkante, wie sie in Abb. 2.7-c dargestellt ist, erreicht werden. Hiermit lassen sich Auftriebsbeiwerte weit über normale  $c_A$ -Werte erzielen (DUBS, 1966).

Die kontinuierliche Anregung ist in der Lage, den Auftrieb eines Klappensystems deutlich über das konventionell errreichbare Maß zu steigern. Für zivile Anwendungen ist jedoch der Energieverbrauch zur Erzeugung der Spaltströmung viel zu hoch, sodass sich diese Maßnahmen unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten als unbrauchbar darstellen. Lediglich in militärischen Bereichen fand diese Technik Anwendung.



Abbildung 2.7: Darstellung aktiver kontinuierlicher Beeinflussungsmethoden (LACHMANN, 1961).

### **Periodische Anregung**

Ein sehr wirkungsvoller Ansatz zur aktiven Beeinflussung abgelöster Strömungen ist das gezielte Einbringen periodischer Störungen. Dieses Konzept entstand aus den Erkenntnissen der Grenzschichtforschung, insbesondere der Erforschung kohärenter Strukturen in Scherschichten (ROSHKO, 1976). Ziel dieses Ansatzes ist die Deformation und der Zerfall der großen, kohärenten Strukturen, was zu einer erhöhten Durchmischung (FERNHOLZ, 1993; FIEDLER und FERNHOLZ, 1990) und damit zu einer Verringerung der Strömungsablösung führt. In der Regel wird das mit kleinen, schmalen Schlitzen im Strömungskörper erreicht, durch die in schneller Folge Luft abwechselnd ausgeblasen und eingesaugt, also gepulst ausgeblasen wird. Für eine hohe Effektivität ist neben der richtigen Ausblasgeschwindigkeit auch eine geeignete Anregefrequenz entscheidend. Der große Vorteil dieser instationären Methoden ist, dass die für die Beeinflussung benötigte Energie deutlich gesenkt werden kann, und es so möglich wird, unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten arbeiten zu können.

In ersten Untersuchungen erfolgte die Beeinflussung mit Hilfe extern angebrachter Lautsprecher (COLLINS und ZELENEVITZ, 1975; MUELLER und BATILL, 1982; ZAMAN, 1992). Diese rein akustische Anregung benötigte jedoch einen sehr hohen Energieaufwand um brauchbare Effekte zu erzielen. Daher konzentrierten sich die Untersuchungen auf interne Anregemethoden. Dabei wird der Aktuator in das Modell integriert und wirkt so lokal auf das Strömungsfeld. Meist geschieht das in der Nähe der natürlichen Ablöseposition (CHANG ET AL., 1992). Dabei kann die Aktuation tangential oder normal zur Strömungsrichtung erfolgen. Vereinzelt wurden auch alternative mechanische Mechanismen, wie oszillierende Klappen (ROOS und KEGELMANT, 1986) oder schwingende Drähte (BAR-SEVER, 1989; VANDSBURGER und DING, 1995) verwendet. Auch die Effekte des fest installierten Wirbelgenerators werden mit Hilfe kleiner Luftstrahlen nachgebildet. Ziel der sogenannten Wirbelgenerator-Jets (engl. vortex generator jets) ist es, starke Längswirbel zu erzeugen (HANSEN und BONS, 2006; JOHNSTON und NISHI, 1990). Durch eine periodische Anregung kann auch die Grenzschichttransition künstlich hervorgerufen werden, um damit die Ablöseeigenschaften von Flügelprofilen bei sehr kleinen Reynoldszahlen erheblich zu verbessern (YEHOSHUA und SEIFERT, 2006). Eine Vielzahl der Untersuchungen verwendet oszillierende Wandstrahlen zur Destabilisierung von abgelösten Scherschichten. Dabei werden vorhandene Strömungsinstabilitäten angeregt, die, je nach Frequenz und Amplitude, klein- oder großskalige Strukturen für eine erhöhte Durchmischung bewirken (OSTER und WYGNANSKI, 1982; WEISBROT und WYGNANSKI, 1988). Die Durchmischung bewirkt, dass energiereiches Fluid aus der Außenströmung in die ablösegefährdete Grenzschicht transportiert wird. Die periodische Beeinflussung führt bei einer abgelösten Scherschicht zu einer deutlichen Zunahme der Mischung quer zur Strömungsrichtung und ist mit einem schnellen Anwachsen der Scherschichtdicke verbunden (FIEDLER und FERNHOLZ, 1990; FIEDLER ET AL., 1988). Die für die Beeinflussung notwendige Energiemenge ist bei periodischer Anregung relativ gering, da mit ihr lediglich der instationäre Charakter der Ablösung beschleunigt, verstärkt und reguliert werden soll (SEIFERT ET AL., 1993). Untersuchungen mit Beeinflussung einer abgelösten Tragflügelumströmung zeigten, dass periodisches Ausblasen und Einsaugen etwa zehnmal effektiver ist als konstantes Ausblasen (SEIFERT ET AL., 1996). Dabei spielt neben Frequenz und Amplitude des Wandstrahls auch die lokale Krümmung der Oberfläche (Coanda Effekt) eine Rolle (GREENBLATT und WYGNANSKI, 2003). Um Ablösung in Bereichen großer Krümmung effektiv vermeiden zu können, ist laut MELTON ET AL. (2006) eine Anregeposition unmittelbar vor dem zeitlich gemittelten Ablösepunkt zu wählen.

Da es bei der periodischen Aktuation eine Vielzahl von Anregeparametern gibt (Frequenz, Intensität, Anregeposition, Anregeform, Ausblasrichtung, Pulsbreite), die sich auch noch gegenseitig beeinflussen, ist es im Experiment sehr schwierig, optimale Parameter zufinden und sie geeignet auf eine andere Konfiguration zu übertragen (WYGNANSKI, 2004). So befindet sich die optimale Strouhal-Zahl, mit der ein Wiederanlegen der abgelösten Strömung an einem Tragflügel erreicht werden kann, in einem Bereich von St = 1. Im Gegensatz dazu eignen sich Strouhal-Zahlen zwischen St = 3 und St = 4 für eine Verzögerung der Ablösung (DARABI und WYGNANSKI, 2004a,b; NISHRI und WYGNANSKI, 1998). Auch höhere Anregefrequenzen im Bereich von St = 10 ergeben gute Resultate beim Wiederanlegen einer abgelösten Strömung (AMITAY und GLEZER, 2002). Die genauen Effekte sind in diesem Bereich noch ungeklärt. Obwohl experimentelle Untersuchungen auf dem Gebiet der periodischen Anregung oft schwierig durchzuführen sind, wurden Versuche bei hohen Reynolds- und Machzahlen (SEIFERT ET AL., 2004), mit Kompressibilitätseffekten (SEIFERT und PACK, 2003a), bei leicht gepfeilten Tragflügeln (NAVEH ET AL., 1998; SEIFERT und PACK, 2003b) und bereits an unbemannten Kleinflugzeugen (SEIFERT ET AL., 1999) sehr erfolgreich durchgeführt. Auch an einer vereinfachten Hochauftriebskonfiguration konnte gezeigt werden, dass der Auftrieb durch die Vermeidung der Ablösung auf der Hinterkantenklappe gesteigert werden kann (MELTON ET AL., 2006; PETZ und NITSCHE, 2004, 2007).

Eigene Arbeiten auf dem Gebiet der aktiven Ablösekontrolle an einer Hochauftriebskonfiguration durch periodische Aktuation mittels eines spannweitig ausgerichteten Schlitz auf der Hinterkantenklappe sind in (Carnarius et al., 2007; Günther et al., 2007, 2008, 2009, 2010; HÖLL et al., 2008, 2009; Luchtenburg et al., 2009, 2010; Schatz et al., 2007; Weinkauf et al., 2008) dokumentiert.

Weitere Untersuchungen zur Wirkungsweise von aktiver Strömungskontrolle erfolgten an der abgelösten turbulenten Strömung in einem axialsymmetrischen Diffusor und wurden mittels Large-eddy Simulationen (LES) durchgeführt (WASSEN und THIELE, 2004). Um die Größe des Ablösegebiets zu reduzieren, wurde durch Schlitze, welche am gesamten Umfang des Diffusors positioniert waren, harmonisch ausgeblasen und eingesaugt. Dabei wurden Schlitzposition und –geometrie sowie Frequenz und Amplitude des Anregestroms variiert. Es konnte die Länge des Ablösegebiets um 37% verringert, und dabei ein Druckrückgewinn von 20% erreicht werden (WASSEN und THIELE, 2003).

Die Reduzierung von Widerstand und Lärm durch Strömungskontrolle an stumpfen Körpern stellt eine weitere wichtige Aufgabe der aktuellen Aerodynamik dar. Die Druckdifferenz zwischen Front und Hinterseite eines stumpfen Körpers, welche durch die Strömungsablösung an der Hinterseite des Körpers erzeugt wird, beschreibt den Hauptanteil des Gesamtwiderstands. Bei dem generischen Ahmed-Fahrzeugmodell verursachen Längstwirbel bei einem Rampenwinkel von 30° einen dramatischen Anstieg des Druckwiderstands. Erhöht sich der Rampenwinkel, platzen diese Längstwirbel auf und spannweitige Wirbel dominieren den Nachlauf, was zu einer Reduktion des Widerstands führt. Aktive Strömungskontrolle kann helfen, um diese Art von ablöseinduzierten Strömungsverlust zu reduzieren. Numerische Untersuchungen mit aktiver Ablösekontrolle wurden durchgeführt, um den Gesamtwiderstand am Ahmed-Körper bei zwei verschiedenen Rampenkonfigurationen zu verringern (BRUNN ET AL., 2007). Dabei konnte eine Reduzierung des Gesamtwiderstands von 27% bei optimaler Anregung erreicht werden. Die angeregten großskaligen Wirbel verbunden mit dem Wirbelabwurfprozess sind der Schlüssel zur Verringerung der Ablösung und somit zur Verringerung des Druckwiderstands am Ahmed-Körper (BRUNN ET AL., 2005; WASSEN und THIELE, 2005).

# 3 Zielsetzung

Wie der aktuelle Stand der Forschung erkennen lässt, erfolgten in den letzten Jahren eine Vielzahl an experimentellen Untersuchungen, die sich mit der periodischen Beeinflussung abgelöster Strömungszustände beschäftigten. Neben einzelnen Untersuchungen zum Funktionsmechanismus fluidischer Aktuatoren wurden in erster Linie Beeinflussungskonzepte erarbeitet, die auf die generelle Verzögerung bzw. Unterdrückung der Strömungsablösung und damit auf das allgemeine Potential zur Steigerung des Maximalauftriebs abzielten.

Mit der Steigerung der Rechenleistung erhöhte sich in den letzten Jahren das Interesse an numerischen Strömungssimulationen, insbesondere im Bereich des ingenieurtechnischen Entwurfs. Mit Hilfe simulationsgestützter Untersuchungen können im Allgemeinen die hohen Kosten bei der Entwicklung neuer Techologien gesenkt werden. Aufgrund der ökologisch und ökonomisch gestiegenen Anforderungen in der zivilen Luftfahrt rücken auch innovative Konzepte zur Steigerung des Auftriebs in den Vordergrund des industriellen Bestrebens. Hinsichtlich dieser Entwicklung erhöhen sich auch im Forschungsbereich die numerischen Aktivitäten zur aktiven Beeinflussung abgelöster Strömungen. Neben der anfänglichen Entwicklung brauchbarer Methoden zur Simulation der Beeinflussungskonzepte wurden hauptsächlich generische Versuchskonfigurationen bei moderaten Reynolds-Zahlen untersucht. Daher ist das Ziel der vorliegenden Arbeit, das Potenzial der aktiven Ablösekontrolle an komplexen Hochauftriebskonfigurationen numerisch zu untersuchen. Dabei soll die numerische Umsetzbarkeit der Anregemethode sowie eine Einschätzung über die erreichte Qualität der Wiedergabe erfolgen. Ein weiteres Ziel ist es, mit Hilfe der Simulationen ein erweitertes Grundverständnis der Wirkungsmechanismen zu erlangen und den für eine effiziente Anregung wichtigen Einfluss der Anregeparameter zu identifizieren. Dabei sollen hauptsächlich die Parameter im Vordergrund stehen, die im Allgemeinen im Rahmen einer experimentellen Studie nicht untersucht werden können.

Im Mittelpunkt der Untersuchungen stehen zwei unterschiedliche Hochauftriebskonfigurationen, die beide einen praxisrelevanten Bezug bei anwendungsnahen Reynolds-Zahlen besitzen.

Zum einen ist das eine für Verkehrsflugzeuge typische Dreikomponenten-Konfiguration mit modernen Profilformen. Sie besteht neben dem Hauptflügel aus einem Vorflügel und einer Einfachspalt-Hinterkantenklappe und weist eine Flügelpfeilung von  $\Phi = 30^{\circ}$  auf. Für die numerischen Untersuchungen repräsentiert die Positionierung der Hochauftriebshilfen im Bezug zum Hauptflügel eine Konfiguration im Landemodus. Alle Simulationen erfolgen bei einer Reynolds-Zahl von Re =  $1 \cdot 10^{6}$ , bezogen auf die Sehnenlänge bei eingefahrenen Klappen. Voruntersuchungen (GÜNTHER, 2005) haben ergeben, dass sich bei einem Klappenwinkel von  $37^{\circ}$  ein vollständig abgelöster Strömungzustand oberhalb der Hinterkantenklappe einstellt, sodass eine aktive Beeinflussung sinnvoll erscheint. Die Beeinflussung erfolgt dabei lokal auf der Oberseite der Hinterkantenklappe durch einen aus dem Modell periodisch austretenden Wandstrahl. Um den schiebenden Einfluss dieser Konfiguration mit in die numerische Betrachtung einzubeziehen, erfolgen hauptsächlich Simulationen der 2.5D Umströmung. Dies entspricht einem spannweitig unendlichen Flügel. Die Modellreduzierung erlaubt es, eine Vielzahl von Simulationen mit variierenden Anregeparametern durchzuführen, ohne die zur Verfügung stehende Rechenleistung zu überschreiten.

Die zweite Hochauftriebskonfiguration stellt einen Laminarflügel mit Wölbklappe dar und stammt von einem Motorsegelflugzeug des Typs STEMME S10-VT. Das Flügelprofil entspricht dabei einem HQ41-Profil, einem am DLR entwickelten Laminarprofil. Der Klappenwinkel ist für alle Simulationen auf 16° eingestellt und garantiert eine abgelöste Strömung auf der Klappenoberseite. Auch in diesem Fall erfolgt die Strömungsbeeinflussung durch einen Anregestrom, der durch die Oberseite der Klappe in die Strömung eingebracht wird. Die Strömungssimulationen werden bei einer Reynolds-Zahl von Re =  $1.75 \cdot 10^6$  durchgeführt, was der Umströmung des real operierenden Flugzeugs entspricht.

Um eine Beeinflussung der abgelösten Strömung simulieren zu können, müssen zum Anfang Methoden entwickelt werden, die eine numerische Wiedergabe eines zeitabhängigen und örtlich variablen Anregestroms ermöglichen. Grundsätzlich eignen sich dafür einfache Einströmrandbedingungen, die ein zeitlich veränderliches Verhalten besitzen müssen. Um in der Simulation eine vielfältig einsetzbare und bezüglich der Anregeparameter variable Strömungsbeeinflussung realisieren zu können, wird ein weitreichendes Modell des fluidischen Aktuators entwickelt, das neben der einfachen Anwendbarkeit auch die Variation verschiedenster Anregeparameter zulässt.

Ausgehend von der Modellierung des Anregemechanismus werden Strömungssimulationen der beiden Konfigurationen mit ein- und ausgeschalteter Aktuation durchgeführt. Die numeri-

schen Untersuchungen nehmen dabei Bezug auf die experimentellen Arbeiten von PETZ und NITSCHE (2006) und GRUND und NITSCHE (2010). Um dem Experiment eine Unterstützung bei der Suche nach den geeigneten Anregeparametern zu geben, werden Simulationen der angeregten Umströmung mit variierenden Parametern durchgeführt. Der Schwerpunkt dieser Untersuchungen wird auf der Analyse des Einflusses experimentell schwer zugänglicher bzw. nicht oft untersuchter Anregeparameter liegen. So soll z.B. die Abhängigkeit einer effektiven Ablösekontrolle von der jeweiligen Anregeposition untersucht werden. Es ist bekannt, dass eine effektive Beeinflussung der abgelösten Strömung nur möglich ist, wenn die Aktuation in der Nähe der natürlichen Ablöseposition stattfindet. Um das zu überprüfen werden Versuche mit unterschiedlichen Positionen im Nahbereich der natürlichen Ablösung stattfinden. Ein zweiter, im Experiment nicht untersuchbarer, Parameter ist die Anregeform. In den experimentellen Untersuchungen werden Schnellschaltventile als Aktuatoren verwendet, die lediglich eine Beeinflussung über gepulstes Ausblasen zulassen. Ein Vorteil des modellierten Anregemechanismus ist die Beschreibung verschiedener zeitabhängiger Anregeformen. Damit ist die Simulation in der Lage, neben der Beeinflussung durch gepulstes Ausblasen, auch die Beeinflussung der Ablösung duch massenstromneutrales Einsaugen und Ausblasen (synthetischer Jet) oder auch durch kontinuierliches Einsaugen oder Ausblasen zu untersuchen. Weitere zu analysierende Anregeparameter werden die Anregefrequenz, die Anregeintensität, die Ausblasrichtung und im Fall gepulsten Ausblasens die Pulsbreite sein.

Beim Hochauftrieb steht die Frage nach maximalem Auftrieb im Vordergrund, so dass sich die Auswertungen auf den Einfluss des auftriebssteigernden Verhaltens der Umströmung stützen werden. Neben dem integralen Verhalten steht auch die Klärung des Wirkungsprinzips der einzelnen Parameter im Vordergrund. Dazu erfolgen Analysen der auftretenden Strömungsstrukturen sowie Visualisierungen der lokalen Strömungsgrößen. Dies ist nur mit numerischen Methoden möglich, da so zu jedem Zeitpunkt alle Informationen des gesamten betrachteten Strömungsfelds vorhanden sind. Auf Basis dieser Daten kann die Funktionsweise der Anregung besser verstanden werden und ermöglicht eine Optimierung vorhandener Beeinflussungskonzepte.

# 4 Gliederung

Die vorliegende Arbeit ist in drei thematische Bereiche unterteilt: die *Einführung*, die *Methodik* und die *Anwendung und Analyse*.

Der methodische Teil beschäftigt sich in Kapitel 5 mit der grundsätzlichen Betrachtung turbulenter Strömungen sowie deren Erfassung in einer numerischen Simulation. Dabei werden die Eigenschaften als auch die Grundgleichungen turbulenter Strömungen erläutert, die Vor- und Nachteile der möglichen Simulationsarten erörtert, als auch die in dieser Arbeit durchgeführte Erfassung des laminar-turbulenten Umschlags dargestellt.

Anschließend wird in Kapitel 6 auf die numerischen Verfahren zur Modellierung und diskreten Lösung der Strömung eingegangen. Es werden die zur Lösung zugrundeliegende Diskretisierungsmethode, die verwendeten Randbedingungstypen und der verwendete Strömungslöser betrachtet.

Da diese Arbeit die numerische Beschreibung aktiver Strömungsbeeinflussung beinhaltet, beschäftigen sich Kapitel 7 und 8 mit den Modellierungsmethoden und der Parametrisierung des Aktuationsmechanismus. Darin werden die zeitliche und örtliche Modellierung sowie die Beschreibung der turbulenten Größen des Anregestroms erläutert. Es erfolgt zudem eine Auflistung aller Anregeparameter mit ihrer Definition und den Variationsmöglichkeiten innerhalb der Simulation. Der Anwendungs- und Analyseteil (Kapitel 9) befasst sich mit der Beschreibung der untersuchten Testfälle. Darin werden die zwei verwendeten Hochauftriebskonfigurationen beschrieben, die für die numerischen Untersuchungen festgelegten Strömungskonfigurationen präsentiert, und die für die Simulation notwendigen numerischen Einstellungen behandelt. Abschließend werden die Analysen der unbeeinflussten (natürlichen) Strömungszustände detailliert vorgestellt.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Beeinflussung der abgelösten Strömung erfolgen dann in Kapitel 10. Zuerst wird der allgemeine topologische Zustand der angeregten Strömung beschrieben. Dabei werden Vergleiche zur unbeeinflussten Strömung herangezogen. Strukturelle Analysen zeigen die allgemeine Funktionsweise des verwendeten fluidischen Aktuators auf. Direkt im Anschluss erfolgt die Analyse über den Einfluss der einzelnen Anregeparameter auf den Zuwachs des mittleren Auftriebs. Es werden die Effektivität und die Funktionsweise der Parameter betrachtet und Vergleiche mit Ergebnissen anderer Untersuchungen angestellt.

Zum Abschluss wird geklärt, ob es für die Simulation der Strömungsbeeinflussung und für die Erfassung der globalen Effekte einer Ablösekontrolle notwendig ist, die Aktuatorkammer örtlich aufgelöst mitzubetrachten, oder ob es ausreicht, die hier vorgestellte örtlich modellierten Beeinflussung zu verwenden.

Eine Zusammenfassung der erlangten Erkenntnisse sowie ein kurzen Ausblick auf künftige numerische Untersuchungen zur Analyse aktiver Ablösekontrolle wird in Kapitel 10.3 gegeben.

Teil II

Methodik

# 5 Simulation turbulenter Strömungen

5.1	Eigenschaften turbulenter Strömungen	27
5.2	Grundgleichungen turbulenter Strömungen	28
5.3	Numerische Erfassung turbulenter Strömungen	30
5.4	Transition	40

## 5.1 Eigenschaften turbulenter Strömungen

Turbulenz kennzeichnet eine Reihe von Eigenschaften einer Strömung, welche oberhalb einer kritischen Reynolds-Zahl auftreten. Fast alle technisch wichtigen Strömungen sind turbulent. Innerhalb turbulenter Strömungen finden rege Austauschprozesse zwischen den einzelnen Schichten statt. Diese Austauschprozesse verursachen komplizierte Fluktuationen der lokalen Eigenschaften einer Strömung. Turbulente Strömungen sind stochastischen Schwankungen unterworfen und weisen einen dreidimensionalen, instationären und rotationsbehafteten Charakter auf. Turbulenz entsteht durch anwachsende Instabilitäten, die aufgrund des Strömungszustands nicht gedämpft werden. Innerhalb des laminar-turbulenten Übergangs (Transition) verursachen die Instabilitäten eine chaotisch Fluidbewegung, die kohhärente Strukturen bilden kann. Als Folge der chaotischen Fluktuationsbewegungen sind turbulente Strömungen durch eine deutlich verstärkte Diffusion (turbulente Diffusion) gekennzeichnet. Diese ist für den hohen Impuls-, Energie- und Stoffaustausch verantwortlich und lässt die Strömung zäher wirken (turbulente Viskosität). Die Eigenschaften turbulenter Strömungen sind für den Reibungswiderstand von Fahr- und Flugzeugen, den Verlusten in Rohrleitungen oder auch für die Erzeugung von Lärm und Vibrationen verantwortlich. Turbulenz kann aber auch positive Auswirkungen haben. So löst eine energiereiche turbulente Grenzschicht an einem Tragflügel wesentlich später ab, als eine laminare. Strömungen in technischen Anwendungen zeichnen sich in der Regel durch hohe Reynoldszahlen aus. Somit ist die Beschreibung des turbulenten Zustands für die numerische Strömungsmechanik äußerst wichtig.

## 5.2 Grundgleichungen turbulenter Strömungen

Die kontinuumsmechanischen Eigenschaften eines Fluids werden durch Grundgleichungen beschrieben, die die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie beinhalten.

Die Bilanzgleichungen werden im Rahmen der Strömungsmechanik in der Regel auf Basis raumfester Euler-Koordinaten betrachtet und sind von gleicher Form. Die zeitliche Ableitung des Integrals einer beliebigen Transportgröße  $\phi$  ergibt unter Verwendung der Leibnizschen Integrationsregel das sog. *Reynoldssche Transporttheorem*:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \int_{V} \phi \,\mathrm{d}V = \int_{V} \frac{\partial \phi}{\partial t} \,\mathrm{d}V + \oint_{A(V)} \phi \,u_i \,\mathrm{d}A_i = \int_{V} S_{\phi} \,\mathrm{d}V \tag{5.1}$$

Darin repräsentiert *V* ein materielles Volumen, A(v) die Oberfläche des Volumens und  $S_{\phi}$  eine spezifische rechte Seite, die zur Erzeugung, Vernichtung oder Umverteilung von  $\phi$  beiträgt.

Eine alternative Darstellung kann man mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes erhalten:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \int_{V} \phi \,\mathrm{d}V = \int_{V} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial (\phi \, u_i)}{\partial x_i} \right) \mathrm{d}V = \int_{V} S_{\phi} \,\mathrm{d}V \,, \tag{5.2}$$

was bei Betrachtung eines infinitesimal kleinen Fluidvolumens die differentielle Form der allgemeinen Erhaltungsgleichung ergibt:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\phi \, u_i) = S_\phi \,. \tag{5.3}$$

Während Transportgleichungen von Turbulenzmodellen in der Regel in differentieller Form (Gl. 5.3) benutzt und publiziert werden, bevorzugt man in der numerischen Strömungsdynamik für Bilanzen von Masse und Impuls die konservative Integralform (Gl. 5.1).

## 5.2.1 Kontinuitätsgleichung

Der Erhalt der Masse ( $\phi := \rho$ ) in einem raumfesten Volumen wird durch die *Kontinuitätsgleichung* beschrieben:

$$\int_{V} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \oint_{A(V)} \rho \, u_i \, dA_i = 0 \,. \tag{5.4}$$

Wendet man auf den zweiten Term den Gaußschen Integralsatz an, kann die differentielle Form abgeleitet werden:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \, u_i) = 0 \,. \tag{5.5}$$

Im Fall für der hier betrachteten inkompressiblen Strömungen vereinfacht sich die Form auf:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. (5.6)$$

## 5.2.2 Impulsgleichung

Die Impulsgleichung ergibt sich aus dem *Ersten Newtonschen Axiom*, so dass die Änderung des Impulses ( $\phi := \rho u_i$ ) der Summe aller äußeren Kräfte auf das Fluid entspricht. Somit müssen auf der spezifischen rechten Seite der allgemeinen Transportgleichung alle auf das Fluid wirkenden mechanischen Lasten bilanziert werden.

$$\int_{V} \frac{\partial(\rho u_{i})}{\partial t} dV + \oint_{A(V)} \rho u_{i} u_{j} dA_{j} = \oint_{A(V)} \sigma_{i} dA + \int_{V} \rho f_{i} dV$$
(5.7)

In Gl. 5.7 sind die Normal- und Schubspannungen auf der Oberfläche eines Volumenelements im Spannungsvektor  $\sigma_i$  zusammengefaßt und  $f_i$  stellt eine beliebige spezifische Volumenkraft dar.

Mit Hilfe des *Cauchyschen Axioms*, welches die Verknüpfung des Spannungsvektors  $\sigma_i$  und des Flächennormalenvektors  $n_i$  zu einem Spannungstensor  $\pi_{ij}$  beschreibt, ergibt sich:

$$\int_{V} \frac{\partial(\rho u_{i})}{\partial t} \, \mathrm{d}V + \oint_{A(V)} \rho \, u_{i} \, u_{j} \, \mathrm{d}A_{j} = \oint_{A(V)} \pi_{ij} \, \mathrm{d}A_{j} + \int_{V} \rho \, f_{i} \, \mathrm{d}V \tag{5.8}$$

Mit Anwendung des Gaußschen Integralsatzes läßt sich auch hier das Integral über die Oberflächenkraftdichte in ein Volumenintegral umwandeln, was zur differentiellen Form der Impulsbilanz führt:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \, u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \, u_i \, u_j) = \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j} + \rho \, f_i \tag{5.9}$$

Durch die Verwendung des *Allgemeinen Newtonschen Schubspannungsansatzes* läßt sich nun der Spannungstensor in zwei Anteile zerlegen:

$$\pi_{ij} = -p\,\delta_{ij} + \tau_{ij} \tag{5.10}$$

Der Zähigkeitsspannungstensor  $\tau_{ij}$  ergibt sich als Folge der molekularen Spannungen bei der Bewegung der Fluidteilchen gegeneinander und verschwindet, wenn sich das Fluid in Ruhe befindet.

Unter der Forderung, daß der Zähigkeitsspannungstensor eine homogene und lineare Funktion der Deformationsgeschwindigkeit ist und unter der Berücksichtigung der Stokesschen Hypothese (affine Verformung - Scherungsfreiheit unter Normalspannung), kann der Zähigkeitsspannungstensor unter Verwendung des *Scherratentensors*<sup>1</sup>

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$
(5.11)

folgendermaßen beschrieben werden:

$$\tau_{ij} = 2\,\mu\,\left(S_{ij} - \frac{1}{3}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\,\delta_{ij}\right)\,. \tag{5.12}$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>symmetrischer Deviator des Geschwindigkeitsgradienten

Damit ergeben sich aus der Impulsbilanz (Gl. 5.9) die von Navier und Stokes benannten *Navier-Stokes-Gleichungen*, welche die Grundlage zur Beschreibung von Strömungen kontinuierlicher Fluide mit all ihren möglichen Bewegungs- und Stoffeigenschaften bilden.

Spielen kompressible Effekte in der zu untersuchenden Strömung eine Rolle, kommt neben der Erhaltung von Masse und Impuls auch die Erhaltung der Energie in Form einer zusätzlichen Bilanzgleichung zum Einsatz. Kompressible Effekte sind aber bei Machzahlen unterhalb von M = 0.3 vernachlässigbar, da sie in diesem Fall gegenüber den numerischen Ungenauigkeiten des Lösungsverfahrens als unbedeutend angesehen werden können (ANDERSON, 2001). Da bei allen untersuchten Strömungen in dieser Arbeit die Machzahl  $M \approx 0.1$  beträgt, wird Inkompressibilität vorausgesetzt, so daß auf die Lösung einer Energieerhaltungsgleichung verzichtet werden kann.

Aufgrund der Inkompressibilität ergibt sich der letzte Term von Gl. 5.12 infolge der Kontinuitätsgleichung (Gl. 5.6) zu Null, und es resultieren die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen, die die hier untersuchten Strömungen beschreiben:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\mu \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i$$
(5.13)

Dieser Ausdruck vereinfacht sich durch Vertauschen der Ableitungsreihenfolge im ersten Anteil des Scherratentensors  $S_{ij}$  und man erhält:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \, u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \, u_i \, u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \rho \, f_i \tag{5.14}$$

So bilden die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls ein gekoppeltes, nichtlineares und inhomogenes Gleichungssystem, das bis heute nicht analytisch lösbar ist. Das trifft auch für die vereinfachte inkompressible Form zu. Daher müssen für eine Beschreibung realistischer Strömungen numerische Lösungsverfahren herangezogen werden.

## 5.3 Numerische Erfassung turbulenter Strömungen

Die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben die vollständige Bewegung eines viskosen Fluids. Das beinhaltet sowohl laminare als auch turbulente Strömungszustände. Mit Hilfe von numerischen Verfahren, die auf einer räumlichen und zeitlichen Diskretisierung basieren, lassen sich diese Gleichungen lösen. Da sich turbulente Strömungen durch ein breites Spektrum verschieden großer Wirbelstrukturen auszeichnen, spielt die simulative Erfassung der Turbulenz für die Schließung des Gleichungssystems eine entscheidende Rolle. Auf dieser Grundlage haben sich vier Simulationsverfahren zur Berechnung turbulenter Strömungen entwickelt, die in den folgenden Abschnitten kurz vorgestellt werden.

### 5.3.1 Direkte Numerische Simulation (DNS)

Beliebige turbulente Strömungen können allein durch numerisches Lösen der strömungsmechanischen Bilanzgleichungen (Navier-Stokes-Gleichungen, Kontinuitätsgleichung) und eventuell weiterer physikalischer Beziehungen (Stofftransportgleichung, Wärmetransportgleichung usw.) berechnet werden. Um dabei alle stochastischen Vorgänge bei gegebenen Anfangs- und Randbedingungen direkt erfassen zu können, müssen alle auftretenden Skalen räumlich und zeitlich aufgelöst und nicht durch Turbulenzmodelle dargestellt werden. Sie werden also direkt berechnet, nicht modelliert. Daher nennt man solch ein Verfahren Direkte Numerische Simulation (DNS). Um das gesamte Turbulenzspektrum in der Simulation erfassen zu können, bedarf es einer hinreichend hohen Auflösung, d.h. das räumliche sowie das zeitliche Rechengitter müssen fein genug sein, um auch die kleinsten in der turbulenten Strömung auftretenden Wirbel auflösen und darstellen zu können. Auf der anderen Seite muss das Lösungsgebiet mindestens so groß sein, wie das physikalische Gebiet oder der größte turbulente Wirbel, den die Strömung erzeugen kann. Laut der Hypothesen von KOLMOGOROV (1941) werden die allerkleinsten, dissipativen Wirbelstrukturen durch die sog. Kolmogorov-Skalen charakterisiert, wohingegen die größten Strukturen durch die Strömungsreferenzlänge  $l_{ref}$  beschrieben werden. Dabei skaliert das Verhältnis der beiden Längenmaße folgendermaßen mit der Reynolds-Zahl (POPE, 2000):

$$rac{l_{
m ref}}{\eta} \sim {
m Re}^{rac{3}{4}}$$

Das bedeutet, dass eine steigende Reynolds-Zahl kleinere dissipative Wirbelstrukturen in der Strömung zur Folge hat. Der ohnehin hohe Auflösungs- und Rechenaufwand steigert sich hierdurch dramatisch. Die Anzahl der Gitterzellen erhöht sich dabei proportional zu Re<sup>9/4</sup>, der Rechenaufwand sogar proportional zu Re<sup>11/4</sup> (POPE, 2000).

Aus diesem Grund ist die DNS nur für Strömungen mit niedrigen Reynolds-Zahlen (akademische Fälle) einsetzbar. Auch wenn die Rechentechnik sich wie erwartet weiterentwickelt, wird eine DNS für Strömungen mit hohen Reynolds-Zahlen, wie sie in der Praxis üblich sind (z.B. Flug- bzw. Fahrzeugumströmungen), auch in absehbarer Zukunft nicht möglich sein. Sie beschränkt sich deshalb meistens auf Forschungsaktivitäten und wird vorrangig als numerisches Experiment für einfache Geometrien eingesetzt. Es lassen sich so prinzipielle Effekte bzw. Mechanismen an schlecht oder nicht zugängigen Stellen in der Strömung untersuchen. Dabei liefert die DNS sämtliche Informationen über die Strömung, ohne dass Verfälschungen durch Modellansätze auftreten. Damit lassen sich Modellannahmen, wie in der Turbulenzmodellierung, prüfen oder auch neu herleiten.

## 5.3.2 Statistische Turbulenzmodellierung

Entgegengesetzt zur vollständigen Skalenauflösung bei der DNS steht die statistische Beschreibung der Turbulenz mit Hilfe mathematischer Modelle. Auf Basis der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen wird bei dieser Methode das mittlere Strömungsfeld ohne turbulenten Spektralanteil numerisch gelöst. Neben der dabei deutlich verminderten räumlichen und zeitlichen Auflösung spart man zusätzlich bei zweidimensionalen Strömungsfällen durch nicht notwendige dreidimensionale Simulationen mehrere Größenordnungen an Rechenaufwand gegenüber einer DNS. Weiterhin ergeben sich zusätzliche Einsparungen an Rechenkapazität, wenn das mittlere Strömungsfeld ein zeitunabhängiges Verhalten aufweist, da in diesem Falle zur statistischen Beschreibung der Strömung stationäre Simulationen genügen. Da in der Praxis zum einen eine Direkte Numerische Simulation turbulenter technischer Strömungen aus Effizienzgründen derzeit nicht möglich ist und zum anderen das Interesse des Entwurfsingenieurs zumeist auf den Einfluß der turbulenten Schwankungsbewegungen auf die Hauptströmung und somit auf Werte wie z.B. Druck- und Wandreibungsbeiwert beschränkt ist, basieren fast alle industriellen Strömungssimulation auf einer statistischen Betrachtungsweise.

#### Reynolds-gemittelte Transportgleichungen

Die Transportgleichungen für die statistischen Größen ergeben sich aus der Mittelung der Kontinuitätsgleichung und der Navier-Stokes-Gleichungen. Auf Vorschlag von REYNOLDS (1895) werden dazu vorerst die momentanen Strömungsgrößen  $\phi$  in einen Mittelwert  $\overline{\phi}$  und einen Schwankungsanteil  $\phi'$  zerlegt. Im Fall eine inkompressible Strömung erfolgt diese Zerlegung bei Geschwindigkeit und Druck:

$$u_i = \overline{u}_i + u'_i \qquad p = \overline{p} + p' \tag{5.15}$$

Damit ein möglicher instationärer Charakter der mittleren Strömung über eine Mittelung hinaus erhalten bleibt, muss eine *Ensemble*<sup>2</sup>-*Mittelung* vorgenommen werden:

$$\overline{\phi}(x_i,t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \phi_n(x_i,t)$$
(5.16)

Im Falle einer im mittel stationären Strömung kann aufgrund der vorherschenden Ergodizität<sup>3</sup> anstelle der Ensemble-Mittelung auch ein zeitlicher Mittelwert gebildet werden:

$$\overline{\phi}(x_i) = \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) \,\mathrm{d}t \tag{5.17}$$

Die in Mittelwert und Schwankung zerlegten Größen werden jeweils in die inkompressible Form der Kontinuitäts- und Impulsgleichung (Gl. 5.6 und Gl. 5.14) eingesetzt. Durch eine Mittelung fallen dabei die Terme weg, die linear in den Schwankungsgrößen sind.

$$\overline{\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i}} + \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_i}} = 0$$
(5.18)

$$\frac{\overline{\partial \overline{u}_i}}{\partial t} + \frac{\overline{\partial \psi_i}}{\partial t} + \overline{u_j}\frac{\overline{\partial \overline{u}_i}}{\partial x_j} + \overline{u_i}\frac{\overline{\partial \psi_i}}{\partial x_j} + \overline{u_j'}\frac{\overline{\partial \overline{\psi}_i}}{\partial x_j} + \overline{u_j'}\frac{\overline{\partial u_i'}}{\partial x_j} = -\overline{\frac{1}{\rho}}\frac{\overline{\partial \overline{p}}}{\partial x_i} - \overline{\frac{1}{\rho}}\frac{\overline{\partial p}}{\partial x_i} + \overline{v}\frac{\overline{\partial^2 \overline{u}_i}}{\partial x_j^2} + \overline{v}\frac{\overline{\partial^2 \psi_i'}}{\partial x_j^2}$$
(5.19)

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>frz.: ensemble - das Ganze, Gesamtheit

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>griech.: ergon – Arbeit, und hodos – Weg. Man nennt ein System von Objekten ergodisch in Bezug auf eine Eigenschaft, wenn das Zeitmittel dieser Eigenschaft gleich dem Scharmittel ist.

Mit folgender Umformung, die auf die Gültigkeit der Massenerhaltung für die Momentan-, Mittel- und Schwankungsgrößen zurückzuführen ist,

$$\overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \overline{u'_j \frac{\partial \mu'_j}{\partial x_j}}$$
(5.20)

ergeben sich die inkompressible, gemittelte Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{5.21}$$

sowie die inkompressiblen *Reynoldsschen Gleichungen*, die auch als Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (engl. *Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)*) bezeichnet werden.

$$\rho\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}\right) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \rho \,\overline{u'_i \, u'_j}\right)$$
(5.22)

Die sich ergebenden Gleichungen beschreiben dabei den Transport der mittleren Strömungsgrößen. Dabei haben die Reynoldschen Gleichungen bis auf einen Zusatzterm auf der rechten Seite die gleiche Form wie die der Momentangrößen in den Navier-Stokes-Gleichungen. Dieser Zusatzterm entspringt der nichtlinearen Konvektion der turbulenten Fluktuationen und weist diffusive Eigenschaften auf. Aus mathematischer Sicht ist der Term ein Tensor, dessen Elemente aus Korrelationen der Geschwindigkeitsfluktuationen bestehen, den sog. *Reynoldsspannungen*. Der Begriff *Spannung* basiert dabei auf der Beobachtung, daß turbulente Strömungen aufgrund ihrer erhöhten Diffusion eine scheinbar erhöhte Viskosität aufweisen. Die Scheinviskosität in turbulenten Strömungen ist um einiges größer als die Stoffviskosität auf Basis des molekularen Spannungsvektors (BREUER, 2002).

#### Schließungsproblem

Aufgrund der Symmetrie des Reynoldsspannungstensors beinhaltet das beschreibende Gleichungssystem im Dreidimensionalen neben den drei Geschwindigkeiten und dem Druck noch sechs unbekannte statistische Momente (Reynoldsspannungen). Das Gleichungssystem besteht aber nur aus der Massenbilanz und den 3 Impulsgleichungen, sodaß damit nicht alle Strömungsgrößen geschlossen gelöst werden können. Um trotzdem eine Gesamtlösung herbei führen zu können, sind zusätzliche Schließungsbedingungen in Form von Turbulenzmodellen notwendig. Diese können entweder die zusätzlichen Reynoldsspannungen auf die Hauptströmungsgrößen zurückführen (*Wirbelviskositätsmodelle*) oder sie mit Hilfe von zusätzlichen Transportgleichungen direkt bestimmen (*Reynoldsspannungsmodelle*). Aufgrund der höheren statistischen Momente, die sich bei der Herleitung der zusätzlichen Transportgleichungen ergeben, werden zur Schließung des Gesamtsystems wieder geeignete Modelle benötigt (HINZE, 1975; RUNG, 2000).

#### Wirbelviskositätsmodellierung

Die Güte einer Strömungssimulation hängt entscheidend von der Fähigkeit des verwendeten Turbulenzmodells ab, fundamentale Strömungsphänomene realistisch wiedergeben zu können. Isotrope Wirbelzähigkeitsmodelle bilden dabei bis heute die Basis für industrielle Berechnungen komplexer turbulenter Strömungen. Beobachtungen, daß turbulente Strömungszustände ein scheinbar erhöhtes viskoses Verhalten aufgrund erhöhter Diffusion aufweisen, bilden die Grundlage der Wirbelviskositätsmodellierung. Analog zum Newtonschen Spannungsansatz (Gl. 5.12) verknüpfen Wirbelzähigkeitsmodelle die Reynolds-Spannungen mit dem Geschwindigkeitsgradienten. Dabei wird der Geschwindigkeitsgradient üblicherweise in

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = \overline{S}_{ij} + \overline{\Omega}_{ij} \tag{5.23}$$

zerlegt. Der symmetrische Anteil  $S_{ij}$  wird als *Deformationsgeschwindigkeiten*- oder *Scherratentensor*, der antimetrische Anteil  $\Omega_{ij}$  als *Drehgeschwindigkeiten*- oder *Wirbeltensor* bezeichnet. Diese Anteile sind definiert durch:

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right)$$
(5.24)

$$\overline{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right)$$
(5.25)

Analog zum anisotropen linear-elastischen Materialgesetz kann so ein Ansatz zur Formulierung einer Wirbelzähigkeit  $v_t$  (engl. *eddy-viscosity*) erfolgen, die dabei unter Beachtung anisotroper Turbulenzeigenschaften durch einen Tensor 4. Stufe ausgedrückt wird (GATSKI und SPEZIALE, 1993; HINZE, 1975).

$$u_i' u_j' \sim \nu_{ijkl} \left( \overline{S}_{kl} + \overline{\Omega}_{kl} \right) \tag{5.26}$$

Aufgrund der wichtigen Eigenschaften des Reynoldsspannungstensors, der Einhaltung von

Kontraktion: 
$$\overline{u'_i u'_j} = 2k$$
 und Symmetrie:  $\overline{u'_i u'_j} = \overline{u'_j u'_i}$  (5.27)

ergibt sich eine isotrope Wirbelzähigkeit mit skalarem Charakter. Durch die Symmetriebedingung kann der Reynoldsspannungstensor allein durch den symmetrischen Anteil des Geschwindigkeitsgradienten beschrieben werden. Zusätzlich lässt sich aufgrund der Kontraktionsbedingung der Scherratentensor in einen kugelsymmetrischen Dilatationsanteil, der mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie  $k = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$  modelliert wird, und einem deviatorischen Distorsionsanteil zerlegen (RUNG, 2003).

Zusammen ergibt sich daraus das lineare Boussinesggesetz (BOUSSINESQ, 1877; FIEDLER, 2003)

$$\overline{u'_{i}u'_{j}} = \underbrace{\frac{2}{3}k\delta_{ij}}_{\text{Dilatation}} -2\nu_{t}\underbrace{\left(\overline{S}_{ij} - \frac{1}{3}\overline{S}_{kk}\delta_{ij}\right)}_{\text{Distorsion}}$$
(5.28)

was die Grundlage der linearen Wirbelzähigkeitsmodellierung (LEVM) darstellt. Lineare Wir-

belzähigkeitsmodelle werden aufgrund der skalaren Wirbelviskosität auch isotrope Wirbelzähigkeitsmodelle genannt.

Durch Einsetzen des linearen Wirbelviskositätsansatzes (Gl. 5.28) in die inkompressiblen Reynoldsschen Gleichungen (Gl. 5.22) und unter Ausnutzung der inkompressiblen Massenerhaltung (Gl. 5.21) ergeben sich die modellgeschlossenen RANS-Gleichungen

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \overline{p} + \frac{2}{3} \rho k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} \right]$$
(5.29)

Die Wirbelzähigkeit  $v_t$  ist nicht, wie die molekulare Viskosität v, eine Materialkonstante, sondern eine Funktion der lokalen Turbulenzstruktur der Strömung. Leider stellt der Ansatz von Boussinesq allein nicht die Lösung des Schließungsproblems dar, da er nur die unbekannten Reynoldsspannungen durch die Wirbelviskosität ersetzt. Diese lässt sich aus Dimensionsgründen in Anlehnung an die *Prandtlsche Mischungsweghypothese* (PRANDTL, 1925) durch charakteristische turbulente Maße, wie Länge  $L_t$ , Geschwindigkeit  $V_t$  oder Zeit  $T_t$ , ausdrücken,

$$\nu_{\rm t} \sim L_{\rm t} \, U_{\rm t} \sim \frac{L_{\rm t}^2}{T_{\rm t}} \tag{5.30}$$

welche dann für die Schließung des Systems geeignet bestimmt werden müssen.

Man unterscheidet lineare Wirbelzähigkeitsmodelle nach der Anzahl der abhängigen Turbulenzparameter, welche zur Bestimmung von  $\nu_t$  bzw. der turbulenten Grundmaße notwendig sind. Verwendet man rein algebraische Beziehungen, welche explizit die Wirbelviskosität bzw. die zwei charakteristischen Maße berechnen (BALDWIN und LOMAX, 1978), nennt man diese Modelle algebraische oder Nullgleichungsmodelle. Analog werden Modelle auf der Basis einer oder zweier zusätzlicher Transportgleichungen zur Bestimmung von  $v_t$  als *Eingleichungs*- bzw. Zweigleichungsmodelle bezeichnet. Ein etabliertes Eingleichungsmodell ist das Spalart-Allmaras-Modell (SPALART und ALLMARAS, 1992), bei dem eine Transportgleichung für die modifizierte Wirbelviskosität  $\tilde{v}_t$  gelöst wird. Bei Zweigleichungsmodellen werden Geschwindigkeits- und Längenmaß bzw. Geschwindigkeits- und Zeitmaß durch zwei Parameter modelliert, für die Transportgleichungen gelöst werden. Der erste Parameter ist in der Regel die turbulente kinetische Energie k. Für den zweiten Parameter kann die Dissipations- bzw. Transferrate  $\varepsilon$  (JONES und LAUNDER, 1972), die spezifische Dissipationsrate  $\omega$  (WILCOX, 1988) oder auch das Zeitmaß  $T_t$  verwendet werden. Aufgrund ihrer Vielseitigkeit haben sich in erster Linie die k- $\varepsilon$  sowie die k-w Modelle durchgesetzt. Ein detaillierten Überblick aller gängigen Modelle, derren Kalibrierung und Aufbau findet sich in RUNG (2003). Das in dieser Arbeit vorrangig verwendete Turbulenzmodell LLR k-w von RUNG und THIELE (1996) ist im Anhang A dargestellt.

#### Instationäre RANS (URANS)

Die Herleitung der verwendeten Wirbelviskositätsmodelle zur Schließung der Reynoldsgemittelten Bilanzgleichungen erfolgte in der Regel auf Basis statistisch stationärer Strömungen. Daher ist ihre Anwendbarkeit bei instationären Strömungssimulationen (Unsteady RANS) nicht uneingeschränkt gegeben.



Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Energiespektrums im Frequenzbereich nach RUNG ET AL. (2002). Links: Statistisch modellierbare Strömung mit ausgeprägter spektraler Lücke. Rechts: Für konventionelle statistische Methoden unzugängliche Strömung infolge vorhandener spektraler Überlappung.

Nach Ansicht von RUNG (2003) und SCHATZ (2003) ist es wichtig, daß das Frequenzspektrum der numerisch aufgelösten transienten Strömung klar von den Frequenzen der turbulenten Fluktuationen getrennt ist. Dieser Sachverhalt trifft zu, wenn eine sogenannte *spektrale Lücke* vorhanden ist und sich damit das charakteristische Zeitmaß  $T_m$  der numerisch aufgelösten transienten Grundströmung um ein bis zwei zeitliche Größenordnungen von den turbulenten Fluktuationen  $T_t$  unterscheidet (siehe Abb. 5.1).

$$\frac{T_{\rm m}}{T_{\rm t}} = \mathcal{O}(10^1) - \mathcal{O}(10^2) \tag{5.31}$$

Überlappen sich diese beiden Bereiche (*spektrale Überlappung*), so kommt es zu nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen Turbulenz und transienter Grundströmung. Der Arbeitsbereich des statistischen Turbulenzmodells deckt in diesem Fall nach RUNG (2000) in nicht beabsichtigter Weise auch einen Teil des transienten Spektrums ab. Diese Wechselwirkungen führen dazu, daß Energie irreversibel aus der transienten Strömung transferiert wird, was einem zusätzlichen dissipativen Charakter entspricht. WILCOX (1993) weist darauf hin, daß in diesem Fall die Mittelung über Produkte aus gemittelten und Schwankungsgrößen nicht mehr vernachlässigt werden kann, d.h. die Terme  $\overline{u_i u_i'}$  in Gl. 5.19 nicht mehr zwangsläufig verschwinden.

Da sowohl  $T_m$  als auch  $T_t$  Funktionen vom Ort sein können, ist es nahezu unmöglich, im gesamten Rechengebiet spektrale Überlappungen auszuschließen. Bei vielen technischen Strömungen sind nicht im gesamten Rechengebiet die zeitabhängige Eigenschaften einer spektralen Lücke gegeben. Abbildung 5.2 und 5.3 zeigen das turbulente Zeitmaß an unterschiedlichen Orten der natürlichen und angeregten Umströmung der in dieser Arbeit untersuchten Konfigurationen (HQ41, SCCH).

Bei Betrachtung der Konturplots in Abbildung 5.2 und 5.3 fällt auf, daß das nach Abschätzung geforderte Zeitmaßverhältnis (Gl. 5.31) nur selten im Strömungsfeld erreicht wird. Allerdings



**Abbildung 5.2:** HQ41-Profilumströmung bei  $\alpha = 0^{\circ}$ ,  $Re = 1.75 \cdot 10^{6}$ ,  $\Delta t = 1.26 \cdot 10^{-3}$  KE: Dargestellt ist das Verhältnis aus transientem und turbulentem Zeitmaß  $\frac{T_{m}}{T_{*}}$  als Konturplot.

nähert sich das erreichte Verhältnis in den interessanten Bereichen dem geforderten an. Diese Bereiche sind die Rezirkulation infolge der vollständig abgelösten Strömung oberhalb der Klappe sowie der nahe Nachlauf. Es zeigt sich damit, daß das ermittelte turbulente Zeitmaß in den Bereichen, wo sich jeweils die hochturbulenten Strukturen bilden, deutlich sinkt. Dies ist insbesondere im Bereich oberhalb der Strömungsanregung gegeben (Abb. 5.2-b, Abb. 5.3-b). Daraus folgt, daß das Turbulenzmodell tendenziell richtig arbeitet, auch wenn es die Qualitätsanforderung nicht vollständig erfüllt.

Nicht nur der Abstand zwischen  $T_t$  und  $T_m$  ist für die ingenieurtechnische Anwendung transienter Strömungssimulationen wichtig, sondern auch der verwendete Zeitschritt  $\Delta t$  des numerischen Lösungsverfahrens. Wählt man einen zu kleinen Zeitschritt, können Skalen aufgelöst werden, die schon im modellierten Bereich des Turbulenzmodells liegen.

SPALART (2000a) vertritt genau diese Argumentation, weist aber auch auf erfolgreiche Anwendungen von URANS bei stark abgelösten Strömungen hin, die von deutlicher Überlappung gekennzeichnet sind. Als Beispiel werden hier die Arbeiten von LIN und PAULEY (1996) zitiert. FRANKE (1991) und DURBIN (2002) haben dagegen eine andere Auffassung, nach der die zeitliche und die Reynoldssche Mittelung unabhängig voneinander sind. Somit kann keine Überlappung zwischen aufgelösten und modellierten Skalen auftreten, da nach dieser Meinung die Trennung der Spektren unwiederruflich durch die Formulierung des Modells erfolgt. Nachgewiesenermaßen problematisch ist die Anwendung statistischer Ansätze dann, wenn sich turbulente und instationäre Schwankungen in weiten Bereichen der Strömung nicht mehr trennen lassen. Dies tritt beispielsweise bei stark verdrallten Strömungen in Brennkammern auf, für die extrem große Turbulenzgrade angegeben werden (GRUNERT, 2000). Hier ist eine



**Abbildung 5.3:** SCCH-Profilumströmung bei  $\alpha = 6^{\circ}$ ,  $Re = 10^{6}$ ,  $\Delta t = 2.1 \cdot 10^{-3} KE$ : Dargestellt ist das Verhältnis aus transientem und turbulentem Zeitmaß  $\frac{Tm}{Tr}$  als Konturplot.

korrekte Erfassung im Sinne von URANS nicht mehr möglich. In der Literatur finden sich zahlreiche Beispiele für erfolgreiche Anwendungen von statistischen Turbulenzmodellen auf periodische Strömungen (FRANKE, 1991; GÜNTHER ET AL., 2007; HAASE ET AL., 2002; HÖLL ET AL., 2009; SCHATZ und THIELE, 2001; SCHMIDT ET AL., 1999; WICK, 2003). Dabei zeigt sich, daß Modelle, die die stationäre Strömung korrekt beschreiben, auch die besten Resultate im instationären Fall liefern. Insgesamt erweisen sich Zweigleichungsmodelle im Vergleich zu Eingleichungsmodellen für transiente Strömungen als besser geeignet (HAASE ET AL., 2002; SCHATZ und THIELE, 2001). Die zeitlichen Vorgänge innerhalb des turbulenten Spektrums werden von der Kombination aus einer Variablen für die Turbulenzintensität und einer weiteren für das Strukturlängen- bzw. Zeitmaß besser erfaßt.

Zu einer abschließenden Antwort auf die Frage nach der Anwendbarkeit von URANS wird auch diese Arbeit nicht kommen können, es wird jedoch versucht, die Problematiken zu berücksichtigen und durch kritische Vergleiche zumindest eine Bewertung der gewonnenen Ergebnisse zu gewährleisten.

### Randbedingungen

Randbedingungen bestimmen die Lösung der Transportgleichungen. So auch für die Turbulenzgrößen. Ein besonderer Stellenwert fällt hierbei der Behandlung der Wand zu. In Abhängigkeit des Wandabstands des ersten Zellzentrums ergeben sich zwei Formulierungsansätze. Dabei wird der Wandabstand üblicherweise in dimensionsloser Form, normiert mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{\tau}$ , verwendet:

$$y^{+} = \frac{y u_{\tau}}{v} \qquad u_{\tau} = \sqrt{\frac{|\tau_{w}|}{\rho}} .$$
(5.32)

high-Re Wandrandbedingung: Bei turbulenten Strömungen treten im Wandbereich sehr starke Gradienten auf. Mit den eingesetzten Simulationsverfahren können diese nur durch sehr feine Rechengitter numerisch aufgelöst werden. Der damit verbundene hohe Rechenaufwand kann durch den Einsatz von sogenannten Wandfunktionen vermieden werden. Diese ermöglichen eine Überbrückung der wandnahen, viskosen Unterschicht durch eine vollständige Parametrisierung aller Strömungsgrößen mit der Wandschubspannung. Das wandnächste Zellzentrum muss sich dabei innerhalb des logarithmischen Bereichs der Grenzschicht befinden ( $10 < y^+ < 100$ ).

**low-Re Wandrandbedingung:** Umgekehrt verhält es sich mit der sog. low-Re Randbedingung, welche voraussetzt, daß der viskose Bereich rechnerisch aufgelöst wird. In Anbetracht der örtlich verwendeten Verfahrensordnung benötigt eine adäquate Auflösung der starken Gradienten eine sehr hohe Gitterpunktdichte. Nach RUNG (2003) sollte die semi-viskose Unterschicht daher mit ca. 5-10 Gitterpunkten in Wandnormalenrichtung aufgelöst werden und das wandnächste Zellzentrum sich in einem Abstand von  $y^+ \approx 1$  befinden.

## 5.3.3 Weitere turbulenzauflösende Verfahren

Die Large Eddy Simulation (LES) nimmt eine Zwischenstellung zwischen RANS (Abschnitt 5.3.2) und der DNS (Abschnitt 5.3.1) ein. Um die Einschränkungen der DNS hinsichtlich der Reynolds-Zahl zu umgehen, unterwirft man die momentanen Strömungsparameter der turbulenten Bewegung zunächst einer Filterung (Tiefpaßfilter). Die Filterung bewirkt die additive Zerlegung der Momentanwerte (Realisierungen) in ein Grobstrukturfeld (große Wirbel (engl. large eddies), bei dem die kleinskaligen Anteile unterdrückt sind, und ein Restfeld, daß vorwiegend die isotropen, kleinskaligen Anteile (engl. small eddies) enthält. Das Grobstrukturfeld wird aus Differentialgleichungen bestimmt, die durch Filterung aus den Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. 5.9) gewonnen werden. Dieses Feld wird ohne Modellansätze gelöst und besitzt daher immer einen dreidimensionalen, instationären Charakter. Daher beschreibt das Grobstrukturfeld feinere Turbulenzeigenschaften als es mit der mittleren Strömung im Rahmen der statistischen Turbulenzmodellierung möglich ist. Da aber die kleinskaligen Anteile durch die Filterung nicht berücksichtigt werden, bedeutet die Auflösung des Grobstrukturfeldes gegenüber der Beibehaltung aller Turbulenzskalen bei einer DNS eine Vergröberung in der Beschreibung. Die Wechselwirkung zwischen dem kleinskaligen Restfeld und dem Grobstrukturfeld wird nun, so wie bei der statistischen Turbulenzmodellierung, mit Hilfe geeigneter Schließungsansätze, sog. subgrid-scale-Modellen (SGS), erreicht. Einen detaillierteren Überblick über Theorie und Anwendung geben MOCKETT (2009) und FREDERICH (2010).

Um den immer noch hohen Rechenaufwand der LES, insbesondere bei anwendungsnahen hohen Reynoldszahlen mit aufgelösten Wänden zu senken, sind in den letzten Jahren hybride RANS-LES Methoden, zu denen auch die *Detached-Eddy Simulation (DES)* gehört, populär geworden. Diese lokal adaptiven Techniken versuchen die Vorteile des RANS-Ansatzes mit denen des LES Verfahrens zu kombinieren. Dabei verkörpert der RANS-Ansatz eine moderate Anforderung an die Auflösung sowie eine gute Abstimmung der statistischen Turbulenzmodelle für anliegende Grenzschichten, während die LES einen brauchbaren Ansatz für massiv abgelöste Strömungen mit stark instationärem Charakter bei geringer Modellabhängigkeit darstellt. Durch die Kopplung sollen die Nachteile der beiden Verfahren möglichst umgangen werden. Die hybriden Methoden basieren darauf, RANS in den Bereichen zu verwenden, welche vom Turbulenzmodell gut wiedergegeben werden können oder zu hohe Ressourcen benötigen. Die Bereiche, welche mit LES behandelt werden, sind solche, die mit geeignet moderater Auflösung physikalisch relevant erfaßt werden sollen, z.B. große Ablösegebiete, freie Scherschichten oder auch Nachläufe. Das Umschalten zwischen den Ansätzen erfolgt in Abhängigkeit vom turbulenten Längenmaß (MOCKETT, 2009).

$$L_{DES} = \min[L_{RANS}; L_{LES}] \qquad L_{LES} = C_{DES} \Delta \qquad \Delta = f(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$$
(5.33)

Dabei orientiert sich das Längenmaß  $L_{LES}$  an der lokalen Auflösung des Gitters  $\Delta$  unter der Verwendung der zu kalibrierenden Konstante  $C_{DES}$  (siehe auch STRELETS (2001)). Ein einheitlicher hybrider Ansatz ist bis heute nicht zu erkennen. Neben dem Ansatz von SHUR ET AL. (1999), dem die meisten Anwender folgen, existieren noch weitere, unterschiedliche Methoden. Hier spielt vor allem die Wahl des Turbulenzmodells für den RANS-Bereich eine entscheidende Rolle. Der Standardansatz basiert auf dem Spalart-Allmaras-Eingleichungsmodell (SPALART und ALLMARAS, 1992). Daneben sind auch erfolgreiche Implementierungen auf Basis des SST k- $\omega$ -Modells (MENTER, 1994) und anderer Zweigleichungsmodelle bekannt (DAVIDSON und PENG, 2000; MORTON ET AL., 2002; STRELETS, 2001). Neben der Wahl des Turbulenzmodells ist auch die Behandlung der Konvektion im gesamten Rechengebiet ein wichtiges Kriterium. Die Verwendung eines hybriden Schemas, was im RANS-Bereich *upwind*-basiert arbeitet und im LES-Bereich auf wenig dissipative zentrale Differenzen umgeschaltet wird, soll für die Strukturauflösung die richtige numerische Behandlung sowie Stabilität des Verfahrens sicherstellen (TRAVIN ET AL., 2002).

# 5.4 Transition

Als *Transition* (auch laminar-turbulenter Umschlag) wird der Übergang vom *laminaren* in den *turbulenten* Strömungszustand bezeichnet. Dieser strömungsmechanische Vorgang ist komplex und bis heute noch nicht im vollen Maße verstanden. Dies erschwert seine Vorhersage sowohl in der experimentellen als auch in der numerischen Anwendung.

Da es sich bei der Transition um ein Stabilitätsproblem handelt, bei dem kleine Störungen den Auslöser für die Änderung des Grenzschichtzustandes darstellen, hängen Position und Länge des Übergangsbereichs von einer Vielzahl von Parametern ab (MAYLE, 1991; SINGER, 1994). Wie von MAYLE (1991) vorgeschlagen, lässt sich der Übergang in drei Grundformen: die natürlichen Transition, die Bypass-Transition und die Transition über abgelöste Scherschichten unterscheiden, die durch die nachlaufinduzierte Transition und durch die Relaminarisierung erweitert wurden. Eine kurze Beschreibung dieser Grundformen sowie ihre Auswirkungen auf sich bildende Strukturen geben SCHLICHTING und GERSTEN (2006) sowie UNGER (1999).

Die numerische Bestimmung des Transitionsvorgangs kann aufgrund der Vielzahl von abhängigen Parametern nicht einheitlich für alle erwähnten Grundformen erfolgen, sondern nur mechanismenorientiert auf Basis des verwendeten turbulenzbehandelnden Verfahrens. Laut UNGER (1999) und SINGER und DINAVAHI (1992) ist unterhalb des Auflösungsvermögens der Grobstruktursimulation (LES) kein Modell in der Lage die Transition wirklich zu simulieren. Da all diese Modelle auf einer statistischen Mittelung basieren, ist es ihnen nur möglich, frequenzabhängige Vorgänge, wie die Transition, im Mittel wiederzugeben. Alle in Abschnitt 5.3.2 gemachten Ausführungen erfolgten ohne Beachtung möglicher laminar-turbulenter Übergänge und gründen sich daher auf der Annahme einer voll ausgebildeten Turbulenz. Dennoch wären statistische Turbulenzmodelle mit bestimmten Voraussetzungen in der Lage, Transitionsvorgänge geeignet zu simulieren. Die wichtigste Voraussetzung ist dabei die low-Re Formulierung. Das Modell muss in der Lage sein, ohne Verwendung einer Wandfunktion die viskose Untersowie die Übergangsschicht zu berechnen. Dementsprechend muss auch das Rechengitter diesen Bereich auflösen. Der low-Re Bereich beschreibt dabei den wandnächsten Bereich, indem schwache Turbulenzintensität herscht. Nach RUNG (2003) wird dieser Bereich durch die turbulente Reynoldszahl  $Re_t = \frac{k^2}{v\epsilon}$  mit Werten unterhalb  $Re_t = 100$  gekennzeichnet.

Weiterhin muß durch das Turbulenzmodell gewährleistet sein, daß die Produktion der turbulenten kinetischen Energie k vor der Produktion der Vernichtungsgröße ( $\varepsilon$  oder  $\omega$ ) stattfindet, damit ein Transitionsbereich entstehen kann. Dieser Bereich liegt innerhalb von zwei kritischen Reynoldszahlen ( $\operatorname{Re}_{kr,k} < \operatorname{Re}_{kr,\omega}$ ), in dem Turbulenz produziert, aber nicht vernichtet wird. Aufgrund dieser Bedingung sind in der Regel Zweigleichungsmodelle in der Lage, Transition zu berechnen. Innerhalb dieser Modellgruppe können dabei meist nur die k- $\omega$ -Modelle ein laminar-turbulenten Übergang bestimmen, da die k- $\varepsilon$ -Modelle aufgrund einer Kopplung im Bereich kleiner Reynoldszahlen nicht in der Lage sind, das separate Anwachsen der beiden Turbulenzvariablen wiederzugeben (WILCOX, 1993). Allerdings kann diese Unfähigkeit durch eine erweiterte low-Re Formulierung in einigen Fällen behoben werden (SCHMIDT und PA-TANKAR, 1991). Leider sagen Standard-Modelle, wie das k- $\omega$ -Modell von Wilcox, ohne eine spezielle Anpassung in Form einer Dämpfungsfunktion die Transition erheblich zu früh voraus (WILCOX, 1993). Diese speziellen Anpassungen sind in der Regel nur für Grundströmungen (z.B. ebene Platte) kalibriert, sodass eine allgemeingültige physikalische Vorhersage verwehrt bleibt.

Um diesen Problemen zu entgehen, kann ein separates Transitionsmodell in das Simulationsverfahren eingebracht werden. Dabei sind zwei grundsätzliche Herangehensweisen möglich. Die erste stellt die Berücksichtigung einer zusätzlichen *Intermittenzfunktion* dar. Diese gründet sich auf einer Idee von EMMONS und BRYSON (1951) und gibt den Bruchteil der Zeit an, in dem an einer bestimmten Stelle turbulente Strömung anzutreffen ist. Für die Intermittenz werden zusätzlich Transportgleichungen gelöst, die aus empirischen und experimentell orientierten Kriterien hergeleitet werden (MENTER ET AL., 2006; SUSEN ET AL., 2000; WANG und FU, 2010). Die Modellierung erfolgt über die Multiplikation der Intermittenzfunktion ( $0 \le \gamma \le 1$ ) mit der Wirbelviskosität  $\mu_t$ . Diese Transitionsmodelle sind noch in der Entwicklung und nicht bei jedem Strömungs- und Transitionstyp verwendbar, haben aber durchaus das Potential, in Zukunft als allgemeingültige Transitionsbestimmung in ingenieurtechnischen Simulationen Anwendung zu finden.

Die zweite Herangehensweise ist die zonale Einteilung des gesamten Rechengebiets in laminare und turbulente Bereiche. Dabei erfolgt der laminar-turbulente Übergang abrupt an den Gebietsgrenzen und stellt damit eine sogenannte *Punkttransition* (KRUMBEIN, 2003) dar. Nach SPALART (2000b) ist diese Vorgehensweise nicht geeignet, da sie zu problematischen Implementierungen im 3D sowie zu ungeklärten Verhalten der Turbulenzmodelle im laminar festgelegten Bereich führt. In ingenieurtechnischer Hinsicht ist dieser Weg aber üblich (KRUMBEIN, 2003) und stellt heute den als *fixierte Transition* bekannten Stand der Technik dar.



Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der vordefinierten Bereiche mit laminarer und turbulenter Behandlung

Um auf diesem Weg ein Umschlagsverhalten zu simulieren, werden im Rahmen dieser Arbeit nach einem Vorschlag von RUMSEY ET AL. (1998) im gesamten Rechengebiet die Turbulenzgleichungen gelöst, aber in den laminaren Bereichen die Produktion der Turbulengrößen ausgeschaltet (zu Null gesetzt). Daraus resultiert, dass die relativ geringe Turbulenz der freien Anströmung durch den laminaren Bereich konvektiert und dissipiert. Die molekulare Viskosität dominiert in den laminaren Gebieten. Nach der vorgegeben Transitionsstelle kommt auch die Produktion der Turbulenzgrößen wieder zum tragen, so daß infolge der Freistromturbulenz sich eine turbulente Grenzschicht ausbilden kann. Neben dieser Vorgehensweise sind auch Praktiken möglich, bei denen zusätzlich auch die Dissipationsterme (SCHATZ, 2003) oder sogar auch die Wirbelviskosität ausgeschaltet werden.



Abbildung 5.5: Prinzip des Transitionsmechanismus über eine laminare Ablöseblase bei Tragflügelumströmungen mit geringer Reynoldszahl nach SCHATZ (2003)

Voraussetzung für die Verwendung dieser eben beschriebenen Transitionsbehandlung bildet natürlich die Kentniss über die Position des laminar-turbulenten Umschlags. Die Verwendung experimentell bestimmter Positionen gestaltet sich oftmals schwierig, da hierfür eine hinreichend genaue numerische Umsetzung der experimentellen Versuchsbedingungen notwendig ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher auf einen Algorithmus von KRUMBEIN (2003) zurückgegriffen, der auf eine Transition infolge einer laminaren Ablöseblase basiert. Eine kurze Erläuterung über den Aufbau kann in SCHATZ (2003) als auch im Anhang C gefunden werden. Die Bestimmung des laminar-turbulenten Umschlags ergibt sich somit aus einem iterativen Prozeß zur Ermittlung der laminaren Ablösung.



Abbildung 5.6: Konvergenzverlauf der Transitionslagen auf Druck- und Saugseite eines HQ17-Profils

Eine erste Validierung des Transitionsbestimmungsmechanismus wurde schon von SCHATZ (2003) anhand einer 3-Komponenten Hochauftriebskonfiguration durchgeführt, in der die numerisch bestimmten Positionen mit experimentellen Vergleichsdaten von KRUMBEIN (2003) verglichen wurden. Dabei konnte eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Transitionslagen bei relativ kurzen Iterationszyklen festgestellt werden.



Abbildung 5.7: Transitionspositionen am HQ17

Eine weitere Überprüfung des Algorithmus erfolgte anhand des Laminarflügelprofils HQ17, was dem in dieser Arbeit untersuchten Segelflugprofil HQ41 (Abschnitt 9.2) ohne Wölbklappe entspricht, und von K. H. Horstmann und A. Quast (DLR Braunschweig) entwickelt wurde. Abb. 5.7 stellt die numerisch ermittelten Transitionslagen  $\frac{x_{tr}}{l_c}$  auf beiden Profilseiten in Abhängigkeit vom Anstellwinkel  $\alpha$  dar. Diese werden mit den experimentell bestimmten Lagen von MEYER (2000) verglichen. Die Transitionslagen auf der Oberseite des Profils liegen in guter Übereinstimmung zu den von Meyer gemessenen Vergleichsdaten. Die simulierten Umschlagspositionen auf der Profilunterseite weichen in der Regel etwas stärker von den gemessenen ab, bilden aber noch eine akzeptable Wiedergabe. Die Abweichungen sind auf die simple Struktur des Algorithmus ohne Einbeziehung von stabilitätsbeeinflussenden Grenzschichtdaten sowie auf die unphysikalische Wiedergabe der transitionellen Länge, also der Größe der Ablöseblase, zurückzuführen. Die Ausdehnung des transitionellen Bereichs (Gebiet des Umschlags) wird in der Simulation allein durch die Turbulenzproduktion des Modells und der vorhandenen Freistromturbulenz bestimmt.

# 6 Numerische Methode

6.1	Finite-Volumen-Methode	46
6.2	Randbedingungen	51
6.3	Strömungslöser	53

Alle numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mit dem Simulationsprogramm *ELAN* (Elliptic Analysis of the Navier-Stokes equations) durchgeführt, das im Rahmen der Dissertation von XUE (1998) entwickelt wurde. Aufbauend auf dieser Dissertation erfolgten zahlreiche Weiterentwicklungen und Erweiterungen (BUNGE, 2004; LÜBCKE, 2001; MOCKETT, 2009; SCHATZ, 2003; SCHMIDT, 2000; YAN, 2003). Die in ELAN verwendeten numerischen Verfahren stützen sich auf gängige Methoden zur Lösung der Strömungsbilanzgleichungen im Rechengebiet und sind in der Literatur zahlreich beschrieben (z.B. FERZIGER und PERIĆ (2008); JASAK (1996); PATANKAR (1980); RUNG ET AL. (2002)).

Die Eigenschaften einer inkompressiblen, instationären Strömung werden durch die Erhaltungsgleichungen für Masse (Gl. 5.21) und Impuls in Form der Reynoldsschen Gleichungen (Gl. 5.22) beschrieben. Zusammen mit den Transportgleichungen für die Turbulenzgrößen stellen diese Grundgleichungen ein System nichtlinearer partieller Differentialgleichungen dar, welches sich aufgrund seiner Komplexität im allgemeinen einer analytischen Lösung verschließt, und deshalb numerisch gelöst werden muß. Die näherungsweise Lösung der Grundgleichungen erfordert eine Diskretisierung des Berechnungsgebiets und somit auch der Gleichungen selbst. Dabei werden die Bilanzgleichungen durch Approximation in ein algebraisches Gleichungssystem überführt. Dieses kann daraufhin durch ein numerisches Verfahren gelöst werden. Ausgangspunkt der Diskretisierung ist die Aufteilung des betrachteten Gebiets in Teilvolumen (auch Zellen genannt), deren Kanten das sogenannte Rechengitter bilden. Mit den Gitterzellen sind bestimmte Punkte verknüpft (z.B. das Zellzentrum des einzelnen Teilvolumens), an denen die numerischen Werte der Unbekannten bestimmt werden.

# 6.1 Finite-Volumen-Methode

Bei der Methode der Finiten-Volumen (FVM) wird das Rechengebiet in endlich viele Kontrollvolumina (KV) unterteilt. Das dabei entstehende Gitter stellt die Berandung der Kontrollvolumina dar. Im Gegensatz zur Finiten-Differenzen-Methode (FDM) befinden sich die Gitterlinien zwischen den Rechenpunkten, an denen repräsentativ die diskreten Bilanzgleichungen eines jeden Teilvolums gelöst werden. Es wird dabei zwischen *strukturierten* und *unstrukturierten* Gittern unterschieden (Abb. 6.1). In dieser Arbeit wurden ausschließlich blockstrukturierte Gitter verwendet, sodaß sich alle folgenden Diskretisierungsschemata auf krummlinige, strukturierte Gitter beziehen.



Abbildung 6.1: Beispiel für ein strukturiertes und ein unstrukturiertes Gitter

Zur Bestimmung der diskreten Bilanzgleichungen in einem Teilvolumen fließen neben dem Zellmittelpunkt (P) noch die benachbarten Zellzentren mit ein, welche üblicherweise mit der Kompaß-Notation ((N)orth, (S)outh, (E)ast, (W)est, (B)ottom, (T)op) bezeichnet werden (Abb. 6.2). Analog gestaltet sich auch die Benennung der entsprechenden Kontrollvolumengrenzen mit kleinen Buchstaben.

Der allgemeine Charakter der Bilanzgleichungen ermöglicht eine einheitliche Behandlung. Es wird dabei zwischen den einzelnen Termen aufgrund ihrer physikalischen Bedeutung und ihrer damit verbundenen Lösungscharakteristik unterschieden. Für eine allgemeine, skalare und massenbezogene Transportgröße  $\phi$  lautet die generische Transportgleichung:

$$\frac{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}{\sum_{\substack{\text{zeitliche}\\\text{Anderung}}}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \, u_i \phi)}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x_i})}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{S_{\phi}}_{\text{Quelle}}$$
(6.1)

 $\Gamma_{\phi}$  steht für den Diffusionskoeffizienten der jeweiligen Transportgröße und  $S_{\phi}$  für ihre Erzeugungsgröße pro Volumeneinheit, den sog. Quellterm, welcher alle übrigen Terme der jeweiligen Bilanzgleichung aufnimmt.

Die partiellen Differentialgleichungen werden über die Kontrollvolumen integriert. Durch diese Integration entstehen Bilanzgleichungen für den Fluß der Transportgröße. Der Vorteil

der FVM ist ihr dadurch entstehender konservativer Charakter. Die Erfüllung der integralen Form der Bilanzgleichungen für jedes finite Bilanzvolumen garantiert automatisch die globale Erfüllung der Gesamtbilanz für das Rechengebiet. Deswegen hat sich die Methode in der numerischen Thermo- und Fluiddynamik weitgehend durchgesetzt. Um Konsistenz an den Volumentrennflächen besser gewährleisten zu können, bietet es sich an, einzelne Terme von der volumenintegralen Form in die oberflächenintegrale Form zu überführen. Dies erfolgt mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes.

$$\int_{V} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) \, \mathrm{d}V + \oint_{A(V)} (\rho \, u_i \phi) \, \mathrm{d}A_i = \oint_{A(V)} \left( \Gamma_{\phi} \, \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \, \mathrm{d}A_i + \int_{V} S_{\phi} \, \mathrm{d}V \tag{6.2}$$



Abbildung 6.2: Kontrollvolumen und Nachbarzellen bei krummlinigen, strukturierten Gittern nach (SCHATZ, 2003)

### 6.1.1 Diskretisierung

Die diskrete Formulierung der allgemeinen Transportgleichung (Gl. 6.1) kann auf verschiedenste Weise erfolgen. Für einen sinnvollen Einsatz sind deshalb zusätzliche Forderungen notwendig. So sollte die diskretisierte Gleichung, unabhängig von der Gitterpunktanzahl, physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefern und dabei die globale (integrale) Erhaltung gewährleisten. Die Kontrollvolumen-Formulierung ermöglicht diese Erhaltung. Jedoch die Forderung nach physikalisch realistischer, globaler Erhaltung beeinflußt die Wahl der Profile für  $\phi$  in den einzelnen Termen, welche im folgenden kurz dargestellt werden.

### Instationärer Term

Die zeitliche Änderung einer Größe im Zeitintervall  $\Delta t$  wird voll implizit mit einer Genauigkeit von erster bzw. zweiter Ordnung durch einen quadratischen Ansatz mit ein bzw. zwei zurückliegenden Zeitebenen approximiert:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t}\Big|^{(m+1)} = \begin{cases} \frac{1}{\Delta t} \left( \phi^{(m+1)} - \phi^{(m)} \right) & +\mathcal{O}(\Delta t) \\ \frac{1}{2\Delta t} \left( 3 \phi^{(m+1)} - 4 \phi^{(m)} + \phi^{(m-1)} \right) & +\mathcal{O}(\Delta t^2) \end{cases}$$
(6.3)

 $\phi$  wird dabei als konstant über das Kontrollvolumen angenommen. Die voll implizite Zeitdiskretisierung erzeugt immer numerisch stabile Lösungen und ermöglicht so auch die Verwendung von großen Zeitschrittweiten.

## Konvektion

Konvektion spielt bei vielen strömungsmechanischen Anwendungen eine entscheidende Rolle. Dabei wird die Güte der Approximation des Gesamtsystems im wesentlichen von der genauen Erfassung dieses Terms bestimmt. Das Flächenintegral des Konvektionsterms entspricht dem Produkt aus Massenfluss und transportierter Größe  $\phi$  an der *Kontrollfläche* (KF) zwischen den benachbarten Kontrollvolumina.

$$(\rho \, u_i \, \phi)_{(f)} \, \mathrm{d}A_{i_i(f)} = F_{\mathsf{m}_i(f)} \, \phi_{(f)} \tag{6.4}$$

Die Transportgröße  $\phi_{(f)}$  an der Kontrollfläche kann dabei durch verschiedene Interpolationsschemata mit Auswirkungen auf Genauigkeit und numerischer Stabilität bestimmt werden.

**CDS** Der Wert von  $\phi$  an der KF wird durch eine lineare Interpolation aus den benachbarten Zellzentren bestimmt.

$$\phi_{(f)} = (1 - \lambda) \phi_{(P)} + \lambda \phi_{(D)} \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{\left| x_{i,(f)} - x_{i,(P)} \right|}{\left| x_{i,(f)} - x_{i,(P)} \right| + \left| x_{i,(D)} - x_{i,(f)} \right|}$$
(6.5)

Daraus ergibt sich ein zentrales Differenzenschema (engl. *central differencing scheme*) mit einer Genauigkeit von 2. Ordnung. Bei zunehmender Zellgröße (|Pe| > 2)<sup>1</sup> versagt die physikalische Aussage aufgrund von wachsenden Oszillationen (PATANKAR, 1980).

**UDS** Bei konvektionsdominierten Strömungen versagt aufgrund der hohen Péclet-Zahl die Verwendung des CDS. In diesem Fall kommt meist das aufwindbasierte Differenzenschema (engl. *upwind differenzing scheme*) zum Einsatz. Dieses Schema basiert auf der Tatsache, dass der Wert der Transportgröße an der KF stark durch den Wert an dem stromauf liegenden Zellzentrum beeinflusst wird. In Abhängigkeit der Strömungsrichtung wird somit der zentrale

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Péclet-Zahl Pe =  $\frac{\rho u \Delta x}{\Gamma_{\phi}}$ 

Wert des stromauf befindlichen Volumens verwendet.

$$(\rho \, u_i \, \phi)_{(\mathsf{f})} = \max[(\rho \, u_i)_{(\mathsf{f})}, 0] \, \phi_{(\mathsf{P})} - \max[-(\rho \, u_i)_{(\mathsf{f})}, 0] \, \phi_{(\mathsf{D})} \tag{6.6}$$

Da aufgrund der Konvektionsbehandlung keine negativen Koeffizienten entstehen können, ist das Verfahren bedingungslos stabil und liefert immer physikalisch korrekte Ergebnisse. Nachteilig ist die Genauigkeit von 1. Ordnung, da das Schema die Diffusion überschätzt.

**Flux Blending** Die Kombination beider Verfahren soll die Genauigkeit des CDS mit der Stabilität des UDS vereinen. Dies erfolgt mit Hilfe eines Faktors  $\beta$ , der beide Schemata gewichtet verbindet (engl. *blending*).

$$\phi_{(f)} = \beta \phi_{\text{CDS}_{\ell}(f)} + (1 - \beta) \phi_{\text{UDS}_{\ell}(f)}$$
(6.7)

Diese Methode erzeugt gute Ergebnisse bei mittel groben Gittern und kann auch in Abhängigkeit der Zellgröße lokal variabel angewendet werden.

**Verfahren höherer Ordnung** Die bisher betrachteten Verfahren interpolieren den Wert  $\phi$  an der KF aus den beiden direkt benachbarten Zellzentren. Um eine bessere Genauigkeit zu erreichen, müssen für *Verfahren höherer Ordnung* (HOC) weitere Nachbarpunkte in die Approximation mit einbezogen werden. Dadurch kann die gerade bei hohen Pe-Zahlen aus dem Approximationsfehler entstehende numerische Diffusion verringert werden. Um weiterhin numerische Stabilität gewährleisten zu können, implementiert man üblicherweise diese Verfahren in Form eines implizit behandelten UDS-Anteils mit einem expliziten, im Quellterm untergebrachten Korrekturanteil (engl. *deferred correction approach*).

$$\phi_{(f)} = \phi_{\text{UDS},(f)} + \phi_{\text{Korrektur},(f)}$$
(6.8)

**TVD** Aufgrund der Verwendung zusätzlicher Stützstellen basiert die Interpolation bei HOC-Verfahren auf Polynomen höherer Ordnung. Diese Polynome besitzen proportional zu ihrer Ordnung lokale Extremwerte, die in die Lösung unnötige, konvergenzhemmende Oszillationen einbringen können. Dies limitiert die Möglichkeiten der zu verwendenden Gitterweite, was sich vor allem im Rahmen von RANS negativ auswirkt. Eine Limitierung dieser Schemata begrenzt die lokalen Extremwerte, was zu stabileren Ergebnissen führt, aber auch lokal die Ordnung des Verfahrens reduziert. Das sog. TVD-Verfahren (engl. *total variation diminishing*) (HARTEN, 1983) limitiert dabei die *totale Variation* der Transportgröße  $\phi$  über ein bestimmtes Intervall. Das Verfahren ist maximal von dritter Ordnung, die sich durch die Limitierung lokal vermindern kann. Eine detaillierte Beschreibung des aufwindbasierten TVD lässt sich in XUE (1998) finden.

Für alle Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurde ein nichtsymmetrisches MUSCL-Schema (engl. *monotonic upstream scheme for conservation laws*) (LIEN und LESCHZINER, 1994; VAN LEER, 1979) verwendet, das in der Vergangenheit für turbulente Profilumströmungen die besten Eigenschaften zeigte. Die Erhaltung der Forderung nach Monotonie im Verlauf der Transportgröße ist durch die Limitierung nach dem TVD-Prinzip gewährleistet.

## Diffusion

Für die Approximation des diffusiven Flusses werden die ersten Ableitungen der transportierten Größe  $\phi$  auf der Kontrollvolumenflächen benötigt. Im Fall allgemein gültiger, krummliniger Koordinaten wird diese durch eine zentrale Approximation zweiter Ordnung (RUNG ET AL., 2002) modelliert. Für die Ostseite des Kontrollvolumens gilt exemplarisch:

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right)_{(e)} = \frac{\phi_{(E)} - \phi_{(P)}}{\xi_{(E)} - \xi_{(P)}} \qquad \text{normaler Anteil} \qquad (6.9)$$

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right)_{(e)} = \frac{\phi_{(ne)} - \phi_{(se)}}{\eta_{(ne)} - \eta_{(se)}} \qquad \text{tangentialer Anteil} \qquad (6.10)$$

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial\zeta}\right)_{(e)} = \frac{\phi_{(eb)} - \phi_{(et)}}{\eta_{(eb)} - \eta_{(et)}} \qquad \text{binormaler Anteil} \qquad (6.11)$$

Die Größen in den Zellecken ( $\phi_{(ne)}$ ,  $\phi_{(se)}$ ,  $\phi_{(et)}$ ) werden nach XUE (1998) einfachhalber durch eine bilineare Interpolation auf zellzentrierte Werte der vorhergehenden Iterationsstufe zurückgeführt. Diese explizit behandelten Terme entsprechen den nicht normalen Anteilen und werden als *Kreuzdiffusion* bezeichnet. Sie treten nur bei nicht orthogonalen Gittern auf und werden dem Quellterm zugeschlagen. Die Normaldiffusions-Anteile werden implizit behandelt, da sie zur Stärkung der Hauptdiagonalelemente der Koeffizientenmatrix des algebraischen Gleichungssystems beitragen.

### Quellterm

Oft gilt  $S = S(\phi) = S_{\phi}$ , wobei die Abhängigkeit des Quellterms von der lokalen Transportgröße  $\phi$  nichtlinear sein kann. Die Berücksichtigung der Abhängigkeit in der Diskretisierungsgleichung ist wünschenswert, formal ist aber nur eine lineare Abhängigkeit möglich, was einer Linearisierung des Quellterms in der Form:

$$S_{\phi} = S_{\mathsf{P}} \,\phi_{(\mathsf{P})} + S_{\mathsf{C}} \tag{6.12}$$

erfordert. Dabei ist *S*<sub>C</sub> ein konstanter Anteil von *S*<sub> $\phi$ </sub>, und *S*<sub>P</sub> eine linear von  $\phi_{(P)}$  abhängige Komponente. Gleichung 6.12 stellt ein Stufenprofil für  $\phi$  im Kontrollvolumen dar und ist somit im ganzen Teilvolumen konstant. Im Hinblick auf die Stärkung der Diagonaldominanz des Gleichungssystems ist zu beachten, daß die Linearisierung stets so vollzogen wird, daß *S*<sub>P</sub> negativ ist. Diese Vorgehensweise ist vor allem für die stark quelltermdominierten Turbulenz-gleichungen von großer Bedeutung.

## 6.1.2 Druck-Geschwindigkeits-Kopplung

Die strömungsmechanischen Bilanzgleichungen enthalten keine Bestimmungsgleichung für den Druck. Während sich die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors bei vorgegebenem Druckgradienten direkt aus der Impulsbilanz ergeben, muß die Massenbilanz erst umgeformt werden, um die Berechnung des Drucks zu ermöglichen. Der in dieser Arbeit eingesetzte
Lösungsalgorithmus basiert auf einem Druckkorrekturverfahren, dem SIMPLE-Algorithmus von PATANKAR und SPALDING (1972) (engl. *semi-implicit method for pressure-linked equations*). Bei inkompressiblen Strömungen geht nur der Druckgradient in die Bilanzgleichungen ein. Die Massenbilanz besteht nur aus der Divergenz des Geschwindigkeitsvektors und enthält damit weder den Druck noch die Geschwindigkeit selbst. Das erschwert eine korrekte numerische Behandlung der strömungsmechanischen Problemstellung. Werden die im Rahmen der Diskretisierung an den Seitenflächen der Kontrollvolumen benötigten Druck- und Geschwindigkeitswerte durch eine einfache geometrische Interpolation aus den zentral gespeicherten Werten ermittelt, so führt das zur Entkoppelung benachbarter Werte und damit zu einem schachbrettartigen Muster in der Lösung. Ein Ausweg ist neben versetzten Rechengittern eine speziell entwickelte Interpolation von RHIE und CHOW (1983), welche im Gegensatz zur rein geometrischen Interpolation auf die diskrete Impulsbilanz zurückgreift. Durch diese Vorgehensweise gelingt es, Entkoppelungsprobleme auch bei nichtversetzten Rechengittern zu vermeiden.

### 6.2 Randbedingungen

Die inkompressiblen strömungsmechanischen Grundgleichungen sind im allgemeinen von elliptischer Natur und benötigen zur Lösung Randbedingungen. In dieser Arbeit wurden feste Wände, periodische, symmetrische sowie Ein- und Ausströmränder verwendet, auf die im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

### 6.2.1 Einströmrand

Am Einströmrand werden Werte für alle zu lösenden Transportgrößen vorgegeben. In den in dieser Arbeit untersuchten Strömungen sind das in erster Linie die Geschwindigkeitskomponenten  $u_{\infty}$ ,  $v_{\infty}$  und  $w_{\infty}$ , welche zusammen den Absolutwert der ungestörten Anströmgeschwindigkeit  $c_{\infty}$  bilden. Desweiteren müssen auch die Turbulenzgrößen am Einströmrand bekannt sein. Aus dem Turbulenzgrad Tu (Windkanal) kann man die turbulente kinetische Energie gemäß

$$k = \frac{3}{2} (\operatorname{Tu} c_{\infty})^{2} \qquad \text{mit} \quad c_{\infty} = \sqrt{u_{\infty}^{2} + v_{\infty}^{2} + w_{\infty}^{2}}$$
(6.13)

bestimmen. Soweit nicht anders angegeben, beträgt der Einströmturbulenzgrad Tu = 0.1%. Etwas komplizierter erweist sich die Abschätzung von  $\varepsilon$  bzw.  $\omega$ . Üblicherweise werden sie, ausgehend von der Annahme, daß die Freistromturbulenz am Einströmrand isotrop ist, so eingestellt, daß die resultierende turbulente Viskosität  $\mu_t$  10-mal kleiner ist als die molekulare Viskosität  $\mu$ :

$$\frac{\mu_{\rm t}}{\mu} \approx 0.1 \qquad {\rm mit} \quad \mu_{\rm t} = \rho \, c_{\mu} \, \frac{k^2}{\varepsilon} \quad .$$
 (6.14)

## 6.2.2 Ausströmrand

Am Ausströmrand kommen keine festen Werte für die Strömungsgrößen zum Einsatz. Durch die Annahme, daß in Richtung der Austrittsnormalen keine Änderungen in den Strömungsgrößen auftreten, erfolgt bei stationären Simulationen die Verwendung einer Nullgradientenrandbedingung. Bei instationären Simulationen eignet sich diese Art der Randbedingung nur bedingt, da so stromaufwärts entstehende Strömungsstrukturen sich nicht ungehindert über den Ausströmrand bewegen können. Eine konvektive Randbedingung

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u_{\rm m} \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \tag{6.15}$$

dagegen löst dieses Problem weitestgehend.  $u_m$  ist dabei eine massenstromkonforme, mittlere Ausströmgeschwindigkeit und *n* kennzeichnet die normale Richtung zur Ausströmfläche. Die Approximation der Zeitableitung  $\frac{\partial \phi}{\partial t}$  erfolgt analog zu Gl. 6.1.1, und der räumliche Gradient  $\frac{\partial \phi}{\partial t}$  wird mit einer Genauigkeit von 2. Ordnung in Kombination mit einer Gradientenkorrektur diskretisiert.

## 6.2.3 Wand

Durch die Wandhaftbedingung ergeben sich alle Geschwindigkeiten auf festen Wänden zu Null. Die Behandlung der Turbulenzgrößen einschließlich der Wandschubspannung erfolgt gemäß den Ausführungen in Abschnitt 5.3.2 bzw. in Anhang B.1. Da bei der Erstellung der Rechennetze darauf geachtet wurde, dass sich entlang der Flügelwände ein dimensionsloser Wandabstand von  $y^+ \leq 1$  einstellt, kam die low-Re-Formulierung der Wandrandbedingung zum Einsatz. Entlang der mitsimulierten Windkanalwände wurde hinsichtlich der Einsparung von Gitterpunkten eine hybride, adaptive Wandrandbedingung von RUNG ET AL. (2000) verwendet, die in Abhängigkeit vom lokalen Wandabstand der ersten Zelle mit oder ohne Wandfunktion arbeitet.

## 6.2.4 Periodischer Rand

Eine *periodische* Randbedingung verbindet zwei parallel zueinander liegende Ränder gleicher Größe und gleicher Gitterzellenanzahl. Dabei erfolgt sukzessiv nach jeder Lösungsiteration die Übertragung aller Strömungsgrößen von einem Rand zum anderen. Im Gegensatz zur Symmetrierandbedingung erfolgt dabei keine Restriktion bezüglich randnormaler Flüsse. Aufgrund der dadurch erzeugten Periodizität ist auf einen hinreichend großen Abstand zwischen beiden Rändern zu achten, damit keine erzwungenen Anfachungen harmonischer Moden stattfinden kann.

## 6.2.5 Druck und Druckkorrektur

Der Wert der Transportgröße Druck bestimmt sich auf allen physikalischen Rändern duch eine lineare Interpolation aus dem Feld heraus. Auch die Druckkorrektur p' bestimmt sich

in gleicher Weise mittels einer Nullgradientenrandbedingung. Das zum Lösen unrelevante Druckniveau (inkompressible Navier-Stokes-Gleichungen) wird in einem Punkt fixiert, der sich möglichst weitab im ungestörten Fernfeld befindet.

# 6.3 Strömungslöser

Es ist das Ziel der oben beschriebenen Diskretisierung, für jede unbekannte Strömungsgröße ein algebraisches Gleichungssystem zu erhalten, indem blockweise für jeden Gitterpunkt die jeweilige Diskretisierungsgleichung aufgestellt wird. Dies ermöglicht die entkoppelte, sequentielle Lösung der einzelnen Gleichungssysteme mittels eines geeigneten numerischen Verfahrens. Eine äußere Iteration erfüllt daraufhin die Lösung des Gesamtsystems. Die Koeffizienten der algebraischen Gleichungssysteme werden mit Werten der zurückliegenden Iterationsstufe berechnet. Dies ist notwendig, um die Entkoppelung und eine Linearisierung der Bilanzgleichungen zu erreichen. Die einzelnen algebraischen Gleichungssysteme werden mit einer dreidimensionalen Erweiterung von XUE (1998) des 2D SIP-Lösers (engl. strongly implicit procedure) von STONE (1968) gelöst. Dieser Löser basiert auf einer unvollständigen LU-Zerlegung (ILU) und ist speziell für dünnbesetzte, lineare Gleichungssysteme, diskretisiert aus partiellen Differentialgleichungen, entwickelt worden. Diese Methode ist nicht auf allgemeine Gleichungssysteme anwendbar und begrenzt auf strukturierte Gitter. Eine ausführliche Beschreibung der Methode geben FERZIGER und PERIĆ (2008). Das Verfahren arbeitet semiblockstrukturiert auf der Basis allgemein krummliniger Koordinaten, wodurch die Erfassung komplexer Geometrien und lokaler Gitterverfeinerungen problemlos sind. Alle Gleichungen werden sequentiell nacheinander gelöst, wobei die Bestimmung des Drucks durch eine Druckkorrektur nach Art des SIMPLE-Algorithmus erfolgt. Die Entkoppelung zwischen Druck und Geschwindigkeit wird durch eine Rhie & Chow Interpolation vermieden.

# 7 Aktuationsmechanismus

7.1	Zeitliche Modellierung der Anregung	56
7.2	Örtliche Modellierung der Anregung	62
7.3	Modellierung der Turbulenzgrößen des Anregestroms	68

Um Strömungssimulationen mit Beeinflussung durchführen zu können, ist es notwendig, ein numerisches Modell des Aktuationsmechanismus zu erstellen. Die in dieser Arbeit verwendete Beeinflussung erfolgt ausschließlich über einen Stör- bzw. Anregestrom, der lokal gezielt in die Strömung eingebracht wird (*Fluidischer Aktuator*). Der Anregestrom ist dabei durch verschiedene Parameter (*Aktuationsparameter*) charakterisiert. So kann er ein stationäres (permanentes Ausblasen oder Einsaugen) oder auch ein instationäres Verhalten (zeitabhängiger Wechsel von Ausblas- und/oder Einsaugphasen) aufweisen. Zudem ist es notwendig, Eigenschaften wie die Intensität oder auch die Wirkungsrichtung des Anregestroms genauso wie die Frequenz oder das Verhältnis zwischen aktuierter und nicht aktuierter Zeit steuern zu können.

Um all diese Parameter bei einer simulierten Strömungsbeeinflussung zu berücksichtigen, basiert das verwendete numerische Modell auf folgendem allgemeinen Ansatz für die Geschwindigkeit des Anregestroms:

$$u_{\mathsf{jet},i}(x_i,t) = u_{\mathsf{jet},i}^{\mathsf{x}}(x_i) \ u_{\mathsf{jet}}^{\mathsf{t}}(t)$$
(7.1)

Damit setzt sich der Strom aus einem örtlichen Geschwindigkeitsfeld  $u_{jet,i}^{x}$  und einer zeitlichen Modulation  $u_{iet}^{t}$  zusammen.

In der Simulation erfolgt die Erzeugung eines solchen Anregestroms über eine Einströmrandbedingung, durch die alle anregespezifischen Strömungsgrößen ( $u_i$ , p, k,  $\varepsilon$ ) örtlich und zeitlich abhängig auf der Berandung des umströmten Körpers vorgegeben werden. Die zeitabhängige Veränderung dieser Strömungsgrößen muss dabei durch geeignete analytische Ansätze beschrieben werden (siehe Abschnitt 7.1). Die örtliche Vorgabe kann ebenfalls durch eine Randbedingung erfolgen (*örtlich modellierter Aktuator*), ist aber auch durch eine Erweiterung des Rechengebiets (engl. *domain*) um die Aktuationskammer (*örtlich aufgelöster Aktuator*) umsetzbar. Die örtlich aufgelöste Variante muss ebenfalls durch eine Einströmrandbedingung mit charakteristischen Einströmgrößen gespeist werden. Auf diesem Weg wird die örtliche Verteilung der Strömungsgrößen am Eintritt in die zu beeinflussende Strömung durch die Simulation aufgelöst ermittelt.

Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit den in dieser Arbeit verwendeten Ansätzen zur Beschreibung des Aktuationsmechanismus.

# 7.1 Zeitliche Modellierung der Anregung

Die zeitliche Veränderungen der Strömungsgrößen eines Anregestroms ermöglichen die numerische Realisierung verschiedener *Anregeformen*. Dabei wird im Rahmen dieser Arbeit neben den stationären (zeitlich invarianten) Formen (*stationäres Ausblasen* oder *Einsaugen*) hauptsächlich zwischen einer sinusförmigen (*synthetischer Jet*) und einer gepulsten Anregeform unterschieden.

# 7.1.1 Synthetischer Jet (sinusförmige Anregung)

Der *synthetische Jet* beschreibt einen sinusförmigen Wechsel zwischen Ausblasen und Einsaugen, so dass im zeitlichen Mittel keine externe Anregemasse benötig wird (AMITAY ET AL., 2001). Die sinusförmige Anregeform ermöglicht dabei eine stetige Variation von maximaler Ausblasgeschwindigkeit zu maximaler Einsauggeschwindigkeit. Die zeitliche Variation der Anregegeschwindigkeit wird mit folgendem Ansatz erreicht:

$$u_{jet}^{t} = \sin\left(\omega_{jet} t_{jet}\right)$$
$$= \sin\left(\underbrace{2\pi f_{jet}}_{\omega_{jet}} \underbrace{[t - t_{ref}]}_{t_{jet}}\right), \qquad (7.2)$$

und beinhaltet die Anregefrequenz  $f_{jet} = \frac{1}{T_{jet}}$  und die Referenzzeit  $t_{ref}$ , bei der die Aktuation einsetzt.

# 7.1.2 Gepulste Anregung

Die *gepulste* Anregeform beschreibt einen periodischen Wechsel zwischen einer aktuierten (Ausblasen bzw. Einsaugen) und einer unaktuierten Phase. Der aktuierte Zeitraum beschreibt dabei ein schlagartiges Anwachsen der Anregegeschwindigkeit bis auf die maximale Amplitude, einem Halten dieser Geschwindigkeit (*Pulsplateau*) und dem abschließenden schlagartigen

Absinken bis auf Null. Der sich theoretisch daraus ergebende ideale *Rechteckpuls* kann mittels Überlagerung einer positiven und einer negativen *Heaviside*<sup>1</sup>-Funktion abgebildet werden.

$$\mathcal{H}(t) = \begin{cases} 0: & t < 0 \\ 1: & t \ge 0 \end{cases} - \mathcal{H}(t) = \begin{cases} 1: & t \le T_{on} \\ 0: & t > T_{on} \end{cases}$$
(7.3)

Der in dieser Art einfach zu modellierende Rechteckpuls (Abb. 7.1) weist aber im periodischen Verlauf zwei Singularitäten (Stellen mit unendlich großem Gradienten) auf, die im numerischen Lösungsprozess große Instabilitäten hervorrufen können. Zudem ist aufgrund von Reibungseffekten auch in der realen Umsetzung kein Rechteckpuls am Aktuator generierbar.



Abbildung 7.1: Exemplarische Darstellung verschiedener Anregeformen



Aus diesem Grund ist ein Pulsmodell notwendig, welches möglichst einen glatten Übergang von Flanke zu Plateau aufweist, um damit die zeitlichen Gradienten des sich aufbauenden Anregestroms bei einer zeitlich realistischen Auflösung nicht zu groß werden zu lassen. Eine geeignete mathematische Funktion zur Modellierung solch eines geglätteten Pulssignals ist der *Tangens Hyperbolicus*, da er einen stetigen Verlauf (Ansprung) vom Funktionswert -1 zu 1 aufweist (Abb. 7.2):

$$\Phi_{\mathbf{p}}(t) = \tanh(t) = \frac{e^t - e^{-t}}{e^t + e^{-t}}$$
(7.4)

Mit dieser Ansatzfunktion lässt sich nach geeigneter Skalierung die erste Form eines geglätteten Pulsflankenanstiegs oder -abstiegs wie folgt beschreiben:

Flankenanstieg

#### Flankenabstieg

$$\begin{split} \Phi_{\mathsf{p}_{\mathsf{an}}(t)} &= \frac{1}{2} \tanh(t) + \frac{1}{2} & \Phi_{\mathsf{p}_{\mathsf{ab}}(t)} &= -\frac{1}{2} \tanh(-t) + \frac{1}{2} \\ &= -\frac{1}{2} \tanh(t) + \frac{1}{2} \\ &(7.5) &= -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh(t) & (7.6) \end{split}$$

Die in diesem Abschnitt dargestellte Modellierung eines glatten Pulssignals basiert auf Ansätzen von KNOPP (2010), die im Rahmen des Strömungslösers *TAU* vom Deutschen Zentrum für Luftund Raumfahrt e.V. Anwendung finden.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Oliver Heaviside (1850 - 1925), britischen Mathematiker und Physiker



Abbildung 7.3: Darstellung der Flankenanstiegsund Flankenabstiegsfunktion

Abbildung 7.4: Pulsaktivzeit

Wie in Abb. 7.3 zu erkennen ist, haben beide Flankenfunktionen ihre Wendestelle im Punkt  $[0; \frac{1}{2}]$ . Um einen endlichen Puls mit einer definierten Pulsbreite beschreiben zu können, ist es notwendig, dass die Wendestelle der Flankenabstiegsfunktion sich bei  $[T_{on}; \frac{1}{2}]$  befindet.  $T_{on}$  ist dabei als die Zeit definiert, bei der der Puls aktiv ist (Abb. 7.4).

$$\Phi_{\mathsf{p}_{\mathsf{ab}}}(t) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh(t - T_{\mathsf{on}})$$
(7.7)

Die Überlagerung beider Signale ergibt nun einen modellierten Einzelpuls mit einer definierten Aktivzeit *T*<sub>on</sub> und einer stetigen (glatten) Anstiegs- und Abstiegsflanke.

$$\Phi_{p(t)} = \Phi_{p_{ab}} \Phi_{p_{ab}} = \left[\frac{1}{2} \tanh(t) + \frac{1}{2}\right] \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh(t - T_{on})\right]$$
(7.8)

Bis auf den Zeitpunkt des Flankenabstiegs bei  $T_{on}$  besteht jedoch noch keine weitere Abhängigkeit der Pulsfunktion von der Anregefrequenz  $f_{jet}$ , was bei unterschiedlichen  $T_{on}$  zu unterschiedlichen Pulsformen führt (siehe Abb. 7.5). So entstehen ausgedehnte Plateaus bei großen Pulsaktivzeiten, und bei kleinen Werten kann es sein, dass die maximale Geschwindigkeit nicht den gewünschten Sollwert erreicht. Daher ist es wichtig, eine angepasste Flankendynamik in die Pulsfunktion zu integrieren.

Um dies zu erreichen, werden folgende Bedingungen gemacht:

- Der Puls soll innerhalb der Pulsaktivzeit *T*<sub>on</sub> den Maximalwert des Signals erreichen und daraufhin wieder abklingen.
- Der schmalste Puls hat dabei eine Gestalt, die kein Pulsplateau aufweist, d.h. der Maximalwert wird in einem Zeitpunkt erreicht und das Signal fällt sofort wieder ab, vergleichbar mit einem Sinussignal.
- Die Zeit, die für das Erreichen des Maximalwerts benötigt wird, liegt genau bei der Hälfte der Pulsaktivzeit. Diese Zeit wird mit *t*<sub>99</sub> (*Flankenanstiegszeit*) bezeichnet:

$$t_{99} = \frac{1}{2} T_{\text{on}}$$
 (7.9)



Die Flankenanstiegszeit ist als die Zeit definiert, in der 99% des Maximalwerts erreicht werden. Da der schmalste Puls in der Darstellung (Abb. 7.5) zum Zeitpunkt *t*<sub>99</sub> noch keine 99% der Sollgeschwindigkeit erreicht hat, ist eine Skalierung des Flankenanstiegs notwendig. Dazu muss für alle *T*<sub>on</sub> bzw. *T*<sub>jet</sub> folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\Phi_{\mathsf{p}_{\mathsf{an}}(t_{99})} = \frac{1}{2} \tanh\left(a_{99}^* t_{99}\right) + \frac{1}{2} = 0.99 \tag{7.10}$$

Aus Gl. 7.10 kann nun der notwendige Skalierungsfaktor  $a_{99}^*$  bestimmt werden:

$$\tanh(a_{99}^* t_{99}) = 0.98 \quad \to \quad a_{99}^* = \frac{\operatorname{atanh}(0.98)}{t_{99}} = \frac{\frac{1}{2} \ln\left(\frac{1+0.98}{1-0.98}\right)}{t_{99}}$$
$$= \frac{\frac{1}{2} \ln(99)}{t_{99}}$$
$$= \frac{a_{99}}{t_{99}} \tag{7.11}$$

Da die Abstiegsflanke die gleiche Skalierung aufweisen muss, ergibt sich die folgende Pulsfunktion:

$$\Phi_{\mathsf{p}}(t) = \left[\frac{1}{2} \tanh\left(a_{99} \frac{t}{t_{99}}\right) + \frac{1}{2}\right] \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh\left(a_{99} \frac{(t - T_{\mathsf{on}})}{t_{99}}\right)\right]$$
(7.12)

Mit der Skalierung der Flankendynamik erfüllt die jetzige Pulsfunktion (Gl. 7.12) genau die vorher gemachten Bedingungen. Die Pulsgestalt ist unabhängig von der Pulsaktivzeit und innerhalb dieser Zeit erreicht der Puls die Sollgeschwindigkeit (siehe Abb. 7.6).



Die bis hierhin gemachten Ansätze beziehen sich auf den schmalsten Fall eines Pulses, ohne ein Plateau. Für eine allgemeine Pulsfunktion sind daher zusätzlich die Abhängigkeit von der Pulsbreite DC als auch die Möglichkeit der anwenderspezifischen Wahl des Verlaufs des Flankenan- bzw. des Flankenabstiegs notwendig. Der jeweilige Anstieg der Flanken bestimmt dabei im Vergleich zum Rechteckpuls den Grad der Glättung des Pulses.

Eine Pulsperiode  $T_{jet}$  setzt sich aus einem Anteil, in dem der Puls aktiv ist ( $T_{on}$ ), und einem Anteil, in dem der Puls inaktiv ist ( $T_{off}$ ), zusammen (Abb. 7.7). Das Verhältnis dieser beiden Anteile beschreibt die Pulsbreite DC:

$$\mathsf{DC} = \frac{T_{\mathsf{on}}}{T_{\mathsf{jet}}} = \frac{T_{\mathsf{on}}}{T_{\mathsf{on}} + T_{\mathsf{off}}} \tag{7.13}$$

Bei allen vorher betrachteten Pulsdefinitionen wurde von einer Pulsbreite von 50% ausgegangen, bei der Pulsaktiv- und Pulsinaktivzeit gleich groß sind ( $T_{on} = T_{off}$ , siehe Abb. 7.7). Betrachtet man eine Pulsbreite verschieden von 50%, dient nun der zeitlich kürzere Periodenanteil zur Bestimmung der Flankenanstiegszeit  $t_{99}$ , da dieser die steileren Flanken aufweist.

$$t_{99} = s_{c} \left(\frac{1}{2} \min \left[T_{on}, T_{off}\right]\right) \qquad \text{mit} \quad s_{c} \in [0, 1]$$
$$= s_{c} \underbrace{\left(\frac{1}{2} \min \left[\mathsf{DC} T_{jet}, (1 - \mathsf{DC}) T_{jet}\right]\right)}_{t_{99_{ref}}}$$
$$= s_{c} t_{99_{ref}} \tag{7.14}$$

Um den Flankenanstieg anwenderspezifisch wählen zu können, wird die  $t_{99}$ -Zeit noch mit Hilfe des *Flankenparameters*  $s_c$  zu kleineren Werten hin skaliert, wodurch sich der Anstieg der Flanke erhöht und der Verlauf sich mehr einem Rechteckpuls annähert (Abb. 7.8). Die Plateaubreite  $t_P$  vergrößert sich dabei mit kleiner werdendem  $s_c$ . Die Wahl des Parameters sollte so erfolgen, dass keine zu starken Gradienten bei gegebener Zeitschrittweite entstehen, die unter Umständen die numerische Lösung des Strömungsfeldes destabilisieren können.

Mit Betrachtung aller zuvor eingeführter Definitionen ergibt sich folgende allgemeine Pulsfunktion:

$$\Phi_{\mathsf{p}}(t) = \underbrace{\left[\frac{1}{2} \tanh\left(a_{99}\frac{t}{t_{99}}\right) + \frac{1}{2}\right]}_{Flankenanstieg} \underbrace{\left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tanh\left(a_{99}\frac{(t - \mathsf{DC}\,T_{\mathsf{jet}})}{t_{99}}\right)\right]}_{Flankenabstieg}$$
(7.15)

mit 
$$a_{99} = \operatorname{atanh}(0.98) = \frac{1}{2}\ln(99)$$
 (7.16)

$$t_{99} = s_{\rm c} t_{99_{\rm ref}}$$
 (7.17)

$$t_{99_{\text{ref}}} = \frac{1}{2} \min \left[ \text{DC } T_{\text{jet}} , (1 - \text{DC}) T_{\text{jet}} \right]$$
(7.18)

Da die unter Gl. 7.15 aufgestellte Pulsfunktion nur einen Einzelpuls beschreibt, ist nun noch das Einbringen der Periodizität notwendig. Dazu wird eine *Pulszeit*  $t_{puls}$  definiert, die nur innerhalb

der Periodendauer T<sub>jet</sub> des Einzelpulses ihre Gültigkeit besitzt:

$$t_{\mathsf{puls}} := t_{\mathsf{jet}} - N \, T_{\mathsf{jet}} \tag{7.19}$$

Durch den *ganzzahligen* Faktor *N* wird nun die fortschreitende Aktuationszeit  $t_{jet}$  in Vielfache der Periodendauer  $T_{jet}$  des Einzelpulses zerlegt. *N* limitiert dabei periodisch den Gültigkeitsbereich von  $t_{puls}$  und ist definiert als:

$$N = \operatorname{int} \left[ \frac{t_{\operatorname{jet}}}{T_{\operatorname{jet}}} + \frac{1}{2} \frac{T_{\operatorname{off}}}{T_{\operatorname{jet}}} \right]$$
$$= \operatorname{int} \left[ \frac{1}{T_{\operatorname{jet}}} \left( t_{\operatorname{jet}} + \frac{1}{2} T_{\operatorname{off}} \right) \right]$$
(7.20)

Dass der periodische Wechsel nicht bei Vielfachen der Aktuationsstartzeit  $t_{ref}$  erfolgt, liegt an der gewählten Pulsfunktion (Gl. 7.15), die nur Referenzpunkte bei Vielfachen von  $T_{on}$  und  $T_{jet}$  aufweist. An diesen Referenzpunkten besitzt die Pulsfunktion aber schon den Funktionwert einer halben Maximalamplitude, was zumindest bei  $t = t_{ref}$  durch den Beginn der Aktuation eine erhebliche Einschaltstörung (großer Gradient) und damit starke numerische Stabilitätsprobleme verursachen würde. Da die Pulsfunktion erst in negativ unendlicher Zeit einen Funktionswert von Null aufweist, ist eine geeignete Wahl einer Vorlaufzeit, bei der möglichst kleine Aktuationsgeschwindigkeiten modelliert werden, notwendig. Das wird in diesem Fall mit:

$$\frac{1}{2} \frac{T_{\rm off}}{T_{\rm jet}} = \frac{1}{2} (1 - {\sf DC})$$
(7.21)

erreicht, was einer halben inaktiven Phase ( $\frac{1}{2} T_{off}$ ) des modellierten Pulses entspricht. Diese Vorlaufzeit ist bei der Benutzung einer gepulsten Anregung im Vergleich zu einer sinusförmigen Anregeform (Synthetischer Jet) bei der Initialisierung der Aktuation zu beachten.

Somit ist die Pulszeit t<sub>puls</sub> in folgendem Gültigkeitsbereich definiert:





Zusammen mit all diesen Festlegungen ergibt sich für eine zeitlich gepulste Modulation der Anregegeschwindigkeit folgender Ansatz:

$$u_{jet}^{t} = \Phi_{p}(t_{puls})$$
(7.23)

# 7.2 Örtliche Modellierung der Anregung

Nachdem in den vorhergehenden Abschnitten unterschiedliche Ansätze für die zeitliche Modulation der Anregung beschrieben wurden, befassen sich die folgenden mit der lokalen Geschwindigkeitsverteilung des Anregestroms.

Wie schon in Abschnitt 7 kurz erwähnt, ist die numerische Realisierung der örtlichen Anregung über eine lokale Randbedingung auf der Körperoberfläche vollständig modellierbar (modellierter Aktuator) oder kann durch eine Erweiterung des Rechengebiets teilweise aufgelöst bestimmt werden (aufgelöster Aktuator). Da sich in der Fachliteratur verschiedene Ansichten über die Notwendigkeit einer örtlich aufgelösten Aktuatorkammer finden lassen, wird im Rahmen dieser Arbeit auf beide Möglichkeiten eingegangen. Der Großteil der in diesem Rahmen durchgeführten Simulationen erfolgte mit dem örtlich modellierten Aktuator, da dieser ressourcenschonend und individuell einsetzbar ist. Zudem handelt es sich bei allen Simulationen um quasi-inkompressible Strömungen, bei denen die Auflösung von Dichtevariationen innerhalb des Aktuators nicht von Bedeutung sind. Ausführlichere Vergleiche und Ausführungen über diese zwei Methoden werden in Abschnitt 10.3 vorgenommen.

Grundsätzlich ist ein Modellansatz bei beiden Möglichkeiten notwendig, denn auch ein aufgelöster Aktuator muss in der Simulation mit Einströmrandbedingungen arbeiten, die den verwendeten Aktuationsmechanismus (z.B. Druckventile) geeignet beschreiben.

Die Modellierung befasst sich mit der Beschreibung der lokalen Geschwindigkeitsverteilung der Aktuation, die dann, aufgrund des verwendeten druckbasierten Strömungslösers, den Druck und auch die Turbulenzgrößen bereitstellt.

Alle Strömungsbeeinflussungen im Rahmen dieser Arbeit erfolgten ausschließlich zweidimensional. Das trifft auch für die Simulationen mit dem spannweitig unendlichen Flügel zu, da die Aktuation in diesen Fällen über spannweitig kontinuierliche Schlitze erfolgt und damit nur eine zweidimensionale Betrachtung erfordert. In diesem Zusammenhang beziehen sich die folgenden Ausführungen auf eine örtliche zweidimensionale Modellierung.

Das örtliche Geschwindigkeitsfeld eines 2D Anregestroms wird in erster Linie durch die Breite H des Anregeschlitzes bestimmt. Der Anregeschlitz beschreibt dabei die Austrittsöffnung in der Oberfläche des umströmten Körpers aus der Aktuatorkammer heraus. Für die zweidimensionale Betrachtungsweise besitzt der Schlitz in spannweitiger Richtung eine unendliche Ausdehnung und wird somit nur durch seine Breite charakterisiert. Entlang der Breite des Schlitzes entwickelt sich eine Verteilung der Absolutgeschwindigkeit  $u_a$  und einer Ausblasrichtung  $\beta$ :

$$u_{\mathsf{jet},i}^{\mathsf{x}}(x_i) = \begin{pmatrix} u_{\mathsf{jet}_{\mathsf{n}}}(x_i) \\ u_{\mathsf{jet}_{\mathsf{t}}}(x_i) \end{pmatrix} = \left| u_{\mathsf{jet},i}^{\mathsf{x}} \right|(x_i) \begin{pmatrix} \sin\beta \\ \cos\beta \end{pmatrix} = u_{\mathsf{a}}(x_i) \begin{pmatrix} \sin\beta \\ \cos\beta \end{pmatrix}$$
(7.24)

Da der Anregestrom nur innerhalb des Anregeschlitzes definiert ist, wird die Ortskoordinate  $x_i$  zur schlitzgebundenen Koordinate  $x_{s,i} = \begin{pmatrix} x_s \\ y_s \end{pmatrix}$  transformiert, so dass gilt:

$$u_{jet,i}^{x}(x_{i}) = u_{a}(x_{s}) \begin{pmatrix} \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix}$$
(7.25)

Für die Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilung  $u_a(x_s)$  innerhalb des Anregeschlitzes können verschiedene analytische Ansätze herangezogen werden. Im folgenden werden die drei in dieser Arbeit verwendeten Profilansätze kurz erläutert.

### 7.2.1 Blockprofil

Die einfachste Geschwindigkeitsverteilung über die Breite des Schlitzes ist die uniforme Verteilung. Aufgrund ihrer blockförmigen Gestalt wird sie als *Blockprofil* bezeichnet. Sie ist definiert aus der kontinuierlich verteilten, örtlich maximalen Strahlgeschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$ :

$$u_{a}(x_{s}) = u_{jet_{max}} = const.$$
(7.26)

Das Blockprofil beschreibt dabei nur auf Basis der maximalen Austrittsgeschwindigkeit den realen Anregestrom. Haftbedingung an den Schlitzwänden werden nicht berücksichtigt, was neben einer unphysikalischen Wiedergabe auch numerisch singuläre Stellen (zwischen Nullgeschwindigkeit an der Konturwand und plötzlich eintretender maximaler Anregegeschwindigkeit) erzeugt (siehe Abb. 7.10-a).

### 7.2.2 Laminares Kanalprofil

Wie beim Blockprofil schon erwähnt, ist für eine realistischere Wiedergabe der örtlichen Anregegeschwindigkeit die Beachtung der Haftbedingung an den Aktuatorwänden notwendig. Da die Erzeugung des Anregestroms idealisiert als eine austretende Kanalströmung betrachtet werden kann, bietet sich diesbezüglich ein analytischer Ansatz für die Beschreibung der Geschwindigkeitsverteilung an. Es wird dabei angenommen, dass der Kanal eben (2D) und entsprechend lang ist, so dass sich beim Austritt in die zu aktuierende Strömung eine vollentwickeltes Geschwindigkeitsprofil eingestellt hat. Desweiteren wird ein stationärer und laminarer Strömungszustand vorausgesetzt, da im Experiment und in den meisten Anwendungen so schmale Schlitzbreiten ( $H \approx 0.3$  mm) zum Einsatz kommen, sodass sich in den betrachteten Geschwindigkeitsbereichen (inkompressibel) so gut wie keine Turbulenz entwickeln kann.

Für diesen vereinfachten Srömungszustand ist in der Literatur ein analytischer Ansatz zu finden. In DURST (2006) wird detailliert die Herleitung einer analytischen Geschwindigkeitsverteilung aus den für diesen Strömungsfall vereinfachten Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben, auf die sich die folgenden Aussagen beziehen.

Es wird ein schlitzbezogenes Koordinatensystem ( $x_s$ ,  $y_s$ ) betrachtet. Als treibende Kraft für die Aktuatorströmung wirkt ein aufgeprägter Druckgradient in Anregerichtung, d.h. in der Regel in normaler Richtung ( $y_s$ ) zur Austrittsöffnung. Dieser Druckgradient wird in der Realität durch Druckluft erzeugt. Man erhält infolge des Druckgradienten eine Differentialgleichung für das unbekannte Strömungsfeld  $u_a(x_s)$ , also der gesuchten Geschwindigkeit entlang der Schlitzbreite:

$$\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}y_{\mathrm{s}}}\right) = \mu \,\frac{\mathrm{d}^2 u_{\mathrm{a}}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{s}}^2} + \rho g_{y_{\mathrm{s}}} \tag{7.27}$$

Unter Vernachlässigung der Schwerkraft folgt:

$$\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}y_{\mathrm{s}}}\right) = \mu \,\frac{\mathrm{d}^{2}u_{\mathrm{a}}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{s}}^{2}} \tag{7.28}$$

Diese Gleichung bringt also zum Ausdruck, dass die sich im Schlitz einstellende Strömung durch einen konstanten Druckgradienten hervorgerufen, d.h. angetrieben wird. Druck- und Viskositätskräfte bilden ein Gleichgewicht.

Nach zweimaliger Integration ergibt sich eine Bestimmungsgleichung für die gesuchte Geschwindigkeitsverteilung  $u_a(x_s)$ :

$$u_{a}(x_{s}) = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{dp}{dy_{s}}\right) x_{s}^{2} + C_{1} x_{s} + C_{2}$$
(7.29)

Aus der Haftbedingung, welche die Aktuatorströmung an den Kanalwänden zu Null setzt:

$$x_{s} = \frac{H}{2} \rightarrow u_{a} \left(\frac{H}{2}\right) \stackrel{\text{RB}}{=} 0 = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{dp}{dy_{s}}\right) \frac{H^{2}}{4} + C_{1} \frac{H}{2} + C_{2}$$
(7.30)

$$x_{\rm s} = -\frac{H}{2} \quad \to \quad u_{\rm a} \left(-\frac{H}{2}\right) \stackrel{\rm RB}{=} 0 = \frac{1}{2\,\mu} \left(\frac{{\rm d}p}{{\rm d}y_{\rm s}}\right) \frac{H^2}{4} - C_1 \frac{H}{2} + C_2 \tag{7.31}$$

erfolgt die Bestimmung der beiden Integrationskonstanten  $C_1$  und  $C_2$ .

$$C_1 = 0$$
 (7.32)

$$C_2 = -\frac{1}{2\mu} \left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}y_{\mathrm{s}}}\right) \frac{H^2}{4} \tag{7.33}$$

Damit lautet die Gleichung für die Bestimmung einer zweidimensionalen laminaren Geschwindigkeitsverteilung am Austritt des Schlitzaktuators in Abhängigkeit des antreibenden Druckgradienten wie folgt:

$$u_{\mathsf{a}}(x_{\mathsf{s}}) = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}y_{\mathsf{s}}}\right) \frac{H^2}{4} \left[4\left(\frac{x_{\mathsf{s}}}{H}\right)^2 - 1\right] \quad . \tag{7.34}$$

Gl. 7.34 beschreibt eine parabelförmige Geschwindigkeitsverteilung über den Anregeschlitz mit der örtlich maximalen Geschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$  in der Mitte des Schlitzes ( $x_s = 0$ ).

$$u_{\text{jet}_{\text{max}}} := u_{a}(0) = -\frac{1}{2\mu} \left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}y_{s}}\right) \frac{H^{2}}{4}$$
(7.35)

Mit Hilfe dieser Definition kann nun die modellierte Geschwindigkeitsverteilung anstatt auf Basis des Druckgradienten in Abhängigkeit der lokal maximalen Geschwindigkeit formuliert werden:

$$u_{a}(x_{s}) = \underbrace{-\frac{1}{2\mu} \left(\frac{dp}{dy_{s}}\right) \frac{H^{2}}{4}}_{u_{jet_{max}}} \left[1 - 4\left(\frac{x_{s}}{H}\right)^{2}\right]$$
(7.36)

$$u_{\mathsf{a}}(x_{\mathsf{s}}) = u_{\mathsf{jet}_{\mathsf{max}}} \left[ 1 - 4 \left( \frac{x_{\mathsf{s}}}{H} \right)^2 \right]$$
(7.37)

#### Massenstromkonforme Formulierung ( $\overline{u}_{a}$ )

Mit Gl. 7.37 kann nun eine örtliche Geschwindigkeitsverteilung des Anregestroms in Form einer Randbedingung in Abhängigkeit der Spaltbreite und der lokal maximalen Geschwindigkeit initialisiert werden. Oftmals ist aber die Vorgabe der örtlich maximalen Geschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$ nicht möglich, da diese experimentell schwer zu bestimmen ist. Um eine vergleichbare Referenz zum Experiment herstellen zu können, kommen hierfür in der Regel andere messbare Größen zum tragen. So wird im Experiment oftmals die Anregegeschwindigkeit aus dem verwendeten Massenstrom des Störfluids bestimmt. Um in der Simulation eine Geschwindigkeitsverteilung zu initialisieren, die den vergleichbaren Massenstrom erzeugt, ist eine *massenstromkonforme* Formulierung von Gl. 7.37 sinnvoll.

Dazu wird der Massenstrom der Anregung betrachtet, welcher sich wie folgt bestimmt:

$$\dot{m}_{jet} = \oint_{A_s} \rho_{jet} \, u_{jet,i}^{\mathsf{x}} \, \mathrm{d}A_i \tag{7.38}$$

Für den Fall eines senkrecht zur Oberfläche austretenden Anregestroms vereinfacht sich diese Definition zu

$$\dot{m}_{jet} = \oint_{A_s} \rho_{jet} \, u_a \, dA \tag{7.39}$$

Durch die Anwendung des Mittelwertsatzes der Integralrechnung und unter der Annahme einer inkompressiblen Strömung kann der Massenstrom der Anregung letztendlich mit folgender Beziehung bestimmt werden

$$\dot{m}_{jet} = \rho \,\overline{u}_{a} \,A_{s} \stackrel{\text{2D}}{=} \rho \,\overline{u}_{a} \,H \,. \tag{7.40}$$

Da die Dichte und die Breite des Anregeschlitzes konstant sind, besteht ein direkter Zusammenhang zwischen dem Massenstrom  $\dot{m}_{jet}$  und der örtlich mittleren Absolutgeschwindigkeit  $\bar{u}_a$  des Anregestroms.

Diese bestimmt sich aus der örtlichen Mittelung der modellierten Geschwindigkeitsverteilung, die in Gl. 7.37 definiert wurde.

$$\overline{u}_{a} = \frac{1}{H} \int_{H}^{H} u_{a}(x_{s}) dx_{s}$$

$$= \frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} u_{jet_{max}} \left(1 - 4 \frac{x_{s}^{2}}{H^{2}}\right) dx_{s}$$

$$= \frac{2}{3} u_{jet_{max}}$$
(7.41)

Ersetzt man nun die örtlich maximale Geschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$  in Gl. 7.37 mit der Beziehung

aus Gl. 7.41, ergibt sich folgende massenstromkonforme Verteilungsfunktion in Abhängigkeit von der örtlich mittleren Anregegeschwindigkeit  $\bar{u}_a$ :

$$u_{\mathsf{a}}(x_{\mathsf{s}}) = \frac{1}{2} \,\overline{u}_{\mathsf{a}} \,\left(3 - 12 \left(\frac{x_{\mathsf{s}}}{H}\right)^2\right) \tag{7.42}$$

Es ist festzuhalten, dass durch diese Formulierung zusammen mit der Vorgabe der mittleren Geschwindigkeit der gleiche Massenstrom wie im Vergleichsfall (z.B. Experiment) erzeugt wird, auch wenn der hier verwendete modellierte Ansatz nicht der zu vergleichenden örtlichen Geschwindigkeitsverteilung entspricht.

#### Impulsflusskonforme Formulierung ( $\tilde{u}_a$ )

Eine zweite Formulierungsmöglichkeit ergibt sich durch den Vergleich des jeweils eingetragenen Anregeimpulses. Dazu ist die Bestimmung des Impulsflusses durch den Anregestrom notwendig. Der Impulsfluss beschreibt die Zufuhr von Impuls in die Hauptströmung über die Fläche des Anregeschlitzes, und ist laut SCHADE und KUNZ (1989) folgendermaßen definiert:

$$I_{\text{jet}} = \oint_{A_{\text{s}}} \rho_{\text{jet}} u_{\text{jet},i}^{\text{x}} u_{\text{jet},j}^{\text{x}} dA_{j} .$$
(7.43)

Im Fall eines senkrecht zur Oberfläche austretenden Anregestroms ergibt sich folgende vereinfachte Form:

$$I_{\text{jet}} = \oint_{A_{\text{s}}} \rho_{\text{jet}} \, u_{\text{a}}^2 \, \mathrm{d}A \; . \tag{7.44}$$

Berücksichtigt man nun noch die Annahme einer inkompressiblen Strömung und wendet wiederum den Mittelwertsatz der Integralrechnung auf Gl. 7.44 an, berechnet sich der Impulsfluss der Anregung durch folgenden Ausdruck:

$$I_{\rm jet} = \rho \,\tilde{u}_{\rm a}^2 \,A_{\rm s} \stackrel{\rm 2D}{=} \rho \,\tilde{u}_{\rm a}^2 \,H\,. \tag{7.45}$$

Anhand dieser Gleichung ist der direkte Zusammenhang zwischen dem Impulsfluss  $I_{jet}$  und der örtlich *effektiven* Absolutgeschwindigkeit  $\tilde{u}_a$  zu erkennen. Dabei ist die effektive Absolutgeschwindigkeit als der Effektivwert (engl. *root-mean-square*) von der in Gl. 7.37 beschriebenen Geschwindigkeitsverteilung definiert :

$$\begin{split} \tilde{u}_{a} &= \sqrt{\frac{1}{H} \int_{H} u_{a}^{2}(x_{s}) dx_{s}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} u_{jet_{max}}^{2} \left(1 - 4 \frac{x_{s}^{2}}{H^{2}}\right)^{2} dx_{s}} \\ &= \sqrt{\frac{8}{15}} u_{jet_{max}} \,. \end{split}$$
(7.46)

Setzt man diese Beziehung in Gl. 7.37 ein, ergibt sich folgende *impulsflusskonforme* Verteilungsfunktion in Abhängigkeit von der örtlich effektiven Anregegeschwindigkeit  $\tilde{u}_a$ :

$$u_{a}(x_{s}) = \frac{1}{2} \tilde{u}_{a} \left( \sqrt{\frac{15}{2}} - \sqrt{120} \left( \frac{x_{s}}{H} \right)^{2} \right) .$$
(7.47)

Auch hier gilt wiederum, dass zwar die örtlich modellierte Geschwindigkeitsverteilung nicht unbedingt zur vergleichenden (z.B. experimentellen) Verteilung passt, aber durch die Vorgabe der effektiven Anregegeschwindigkeit wird der gleiche Impulsfluss simuliert.

Vergleicht man die Verteilungsfunktionen Gl. 7.42 und Gl. 7.47 miteinander, so kann eine gemeinsame Verteilungsfunktion in Abhängigkeit eines Schalters  $\lambda$  wie folgt formuliert werden:

$$u_{a}(x_{s}) = \frac{1}{2} u_{a_{inp}} \left( \sqrt{\frac{15+3\lambda}{2}} - \sqrt{120+24\lambda} \left(\frac{x_{s}}{H}\right)^{2} \right) .$$
(7.48)

mit 
$$\lambda = 0 \rightarrow u_{a_{inp}} = \tilde{u}_{a}$$
  
 $\lambda = 1 \rightarrow u_{a_{inp}} = \overline{u}_{a}$ 



Abbildung 7.10: Konturplot der Geschwindigkeit mit Vektoren für verschiedene Geschwindigkeitsverteilungen bei der örtlich modellierten Anregung

# 7.3 Modellierung der Turbulenzgrößen des Anregestroms

Der Anregestrom kann abhängig von der Größe und Gestalt der Aktuatorkammer sowie von der Ausblasgeschwindigkeit ein turbulentes Verhalten aufweisen. Daher ist neben der Vorgabe der Geschwindigkeit auch eine geeignete Vorgabe der auftretenden turbulenten Größen in Form einer Randbedingung notwendig.

Als Maß für die Intensität der turbulenten Schwankungsbewegungen wird der *Turbulenzgrad* verwendet. Der Turbulenzgrad ist laut SCHLICHTING und GERSTEN (2006) wie folgt definiert:

$$\mathsf{Tu} := \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right)}}{c_{\infty}} \,. \tag{7.49}$$

Aus dem Turbulenzgrad und der Geschwindigkeit des Anregestroms kann so die turbulente kinetische Energie *k* bestimmt werden:

$$k_{jet}(x_s) = \frac{3}{2} \left( \mathsf{Tu} \, u_{\mathsf{a}}(x_s) \right)^2 \,. \tag{7.50}$$

Wie schon bei der Bestimmung der turbulenten Größen für eine im Fernfeld befindliche Einströmrandbedingung (Abschnitt 6.2.1) kann man auf die Proportionalität

$$\nu_{\rm t} = c_{\mu} \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{7.51}$$

zurückgreifen, die sich aus der einfachen Dimensionsanalyse der Wirbelzähigkeit (engl. *eddy-viscosity*) für das *k*-ε-Modell ergibt (RUNG, 2003).

Mit Hilfe des Verhältnisses aus Wirbelzähigkeit zu molekularer Zähigkeit  $\begin{bmatrix} v_t \\ v \end{bmatrix}$  bestimmt sich die Dissipationsrate  $\varepsilon$  des Anregestroms am Schlitz:

$$\varepsilon_{\rm jet} = \frac{c_{\mu} \, k_{\rm jet}^2}{\nu \left[\frac{\nu_{\rm t}}{\nu}\right]} \,. \tag{7.52}$$

Das Zähigkeitsverhältnis muss dabei entsprechend der Charakteristik des Aktuators vorgegeben werden. Dies gestaltet sich in der Regel schwierig, da diese Größe nicht experimentell bestimmt werden kann.

Daher wird nun noch eine zweite Möglichkeit für die Beschreibung der Dissipationsrate betrachtet, welche auf einem Ansatz von JONES und LAUNDER (1972) im Rahmen des klassischen k- $\epsilon$ -Modells basiert. Darin skaliert die Dissipationsrate  $\epsilon$  mit einer turbulenten Längenmaßvariable  $L_{\epsilon}$ :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L_{\varepsilon}} . \tag{7.53}$$

Da es sich bei der Erzeugung des Anregestroms um eine Art Kanalströmung handelt, welche stark durch die Nähe der Seitenwände (Schlitzwände) beeinflusst wird, kann mit Hilfe der *high-Re* Wandrandbedingung (HAASE ET AL., 2006; RUNG, 1999) ein Ansatz zur Bestimmung

des dissipativen Längenmaßes  $L_{\varepsilon}$  definiert werden:

$$L_{\varepsilon} = \frac{\varkappa y}{c_{\mu}^{3/4}} = \varkappa c_{\mu}^{-3/4} y .$$
(7.54)

Darin sind  $\varkappa = 0.41$  die *Kármán*-Konstante,  $c_{\mu} = 0.09$  der Anisotropieparameter und y der Wandabstand.

Geht man von sehr schmalen Anregeschlitzen aus, kann der Wandabstand vereinfacht durch die halbe Kanalbreite ersetzt werden ( $y = \frac{1}{2}k_{\rm H}$ ). So ergibt sich wie bei der turbulenten Energie nur eine Abhängigkeit von der Schlitzbreite. Die eigentliche Verteilungsfunktion wird dann allein durch die lokale Anregegeschwindigkeit erzeugt.

Damit bestimmt sich die modellierte Dissipationsrate für den Anregestrom wie folgt:

$$\varepsilon_{\rm jet} = \frac{2 \, k_{\rm jet}^{3/2} \, c_{\mu}^{3/4}}{\varkappa \, k_{\rm H}} \,. \tag{7.55}$$

# 8 Parameter der Strömungsanregung

8.1	Frequenz der Anregung F <sup>+</sup>	72
8.2	Dimensionsloser Impulsbeiwert $C_{\mu}$	72
8.3	Pulsbreite DC	78
8.4	Flankenparameter s <sub>c</sub>	79
8.5	Ausblaswinkel $\beta$	80

Die aktive Strömungsbeeinflussung mittels fluidischer Aktuatoren birgt eine Vielzahl von *Anregeparametern* in sich. So ist es möglich, die Hauptströmung an unterschiedlichen Stellen mit verschiedenen Anregeformen, Intensitäten und Frequenzen zu beeinflussen. Zusätzlich kann das auch noch mit verschiedenen Ausblasrichtungen kombiniert werden.

Die hauptsächlichen, in dieser Arbeit betrachteten Anregeparameter werden daher im folgenden Kapitel definiert, beschrieben und methodisch dargestellt. In diesem Kapitel erfolgt keine Betrachtung hinsichtlich ihres Einflusses auf den zu beeinflussenden Strömungszustand. Das erfolgt in Abschnitt 10.2.

### 8.1 Frequenz der Anregung F<sup>+</sup>

Eine zeitabhängige Beeinflussung der Strömung erfolgt über periodische Anregeformen. Die Frequenz mit der diese Anregeformen wiederkehren, nennt man die *Anregefrequenz*  $f_{jet}$ . Um frequenzabhängige Strömungsvorgänge besser vergleichen zu können, ist es üblich diese in Form einer dimensionslosen Frequenz (Strouhal-Zahl)

$$\mathsf{St} = f \frac{l_{\mathsf{ch}}}{u_{\mathsf{ch}}} \tag{8.1}$$

darzustellen. Die Anregefrequenz wird somit ebenfalls durch eine Anrege-Strouhal-Zahl F<sup>+</sup> ausgedrückt:

$$\mathsf{F}^+ = f_{\mathsf{jet}} \frac{l_k}{c_\infty} \,. \tag{8.2}$$

Dabei erfolgt die Entdimensionalisierung sinnvoller Weise durch eine charakteristische Länge  $l_{ch}$  sowie durch eine charakteristische Geschwindigkeit  $u_{ch}$ , die in direktem Zusammenhang mit der Entstehung der Instationarität stehen. Im Falle der Ablösekontrolle an einer Hochauftriebskonfiguration sind das meist die Sehnenlänge der Hinterkantenklappe (bzw. Wölbklappe)  $l_k$ , welche im unangeregten (natürlichen) Fall einer vollständig abgelösten Strömung unterliegt, sowie die Absolutgeschwindigkeit der unbeeinflussten Anströmung  $c_{\infty}$ .

## 8.2 Dimensionsloser Impulsbeiwert C<sub>u</sub>

Neben dem zeitabhängigen Verhalten der Anregung spielt auch die *Intensität*, mit der aktuiert wird, eine große Rolle. Die Intensität stellt dabei den Impulseintrag des Anregestroms, also den Impulsfluss über die Fläche der Aktuatoröffnung in die zu aktuierende Strömung hinein, dar. Der relevante Parameter, der diesen Eintrag quantifiziert, ist der dimensionslose *Impulsbeiwert*  $C_{\mu}$ . Er beschreibt das Verhältnis aus eingetragenem Anregeimpuls zu Freistromimpuls der Hauptströmung

$$C_{\mu} := \frac{\text{Anregeimpuls}}{\text{Freistromimpuls}} = \frac{I_{\text{jet}}}{q_{\infty} A_{\text{ref}}}$$
(8.3)

und soll für unterschiedliche Anregemechanismen (z.B. Plasma, Jet oder Rüttelbänder) vergleichbaren Anregeeigenschaften entsprechen (GREENBLATT und WYGNANSKI, 2000; SEIFERT und PACK, 1999a).

Der *stationäre* Impulsfluss des Anregestroms ist nach SCHADE und KUNZ (1989) wie folgt definiert:

$$I_{\text{jet}} = \int\limits_{A_{\text{s}}} \rho_{\text{jet},i} \, u_{\text{jet},j}^{\text{x}} \, \mathrm{d}A_{j} = \int\limits_{A_{\text{s}}} \rho_{\text{jet}} \, u_{\text{a}}^{2} \, \mathrm{d}A \,. \tag{8.4}$$

Dabei kennzeichnet  $u_a := |u_{jet,i}^{\times}|$  den Absolutwert der örtlichen Anregegeschwindigkeit. Im Falle eines zeitabhängigen Anregestroms würde  $u_a$  der Amplitude der zeitlichen Modulation (Funktion der Anregeform) entsprechen.

Wendet man nun den Mittelwertsatz der Integralrechnung (auch als *Cauchyscher Mittelwertsatz* bezeichnet) an und geht von einem inkompressiblen Anregestrom aus, lässt sich der Impulsfluss

in Abhängigkeit der örtlich effektiven Anregegeschwindigkeit  $\tilde{u}_a$  formulieren:

$$I_{\rm jet} = \rho_{\rm jet} \, \tilde{u}_{\rm a}^2 \, A_{\rm s} \,. \tag{8.5}$$

Der Freistromimpuls setzt sich aus dem *dynamischen Druck* der Anströmung  $q_{\infty}$  und einer Referenzfläche  $A_{ref}$ , die in dieser Arbeit der Flügelschattenfläche entspricht, zusammen:

$$A_{\rm ref} = l_{\rm c} \, b \tag{8.6}$$

$$q = \frac{1}{2} \rho_{\infty} c_{\infty}^2 \,. \tag{8.7}$$

Aus den vorher gemachten Definitionen ergibt sich für den stationären Impulsbeiwert folgende Bestimmungsgleichung:

$$C_{\mu} = 2 \frac{\rho_{\rm jet}}{\rho_{\infty}} \frac{A_{\rm s}}{A_{\rm ref}} \left(\frac{\tilde{u}_{\rm a}}{c_{\infty}}\right)^2 \tag{8.8}$$

Berücksichtigt man noch die Annahme einer inkompressiblen Strömung ( $\rho_{jet} = \rho_{\infty} = const.$ ), ergibt sich für einen stationären Anregestrom, der eine räumlich beliebig geartete Verteilung der Geschwindigkeit am Austritt des Aktuators aufweist, folgende allgemeine Form des dimensionslosen Impulsbeiwerts:

$$C_{\mu} = 2 \frac{A_{\rm s}}{A_{\rm ref}} \left(\frac{\tilde{u}_{\rm a}}{c_{\infty}}\right)^2 \tag{8.9}$$

Für den Fall der zweidimensionalen Strömung vereinfacht sich der Ausdruck unter Berücksichtigung einer spannweitigen Ausdehnung von b = 1 zu:

$$C_{\mu} = 2 \frac{H}{l_{\rm c}} \left(\frac{\tilde{u}_{\rm a}}{c_{\infty}}\right)^2 \tag{8.10}$$

Betrachtet man nun einen *zeitlich* veränderlichen Anregestrom, entspricht dieses  $C_{\mu}$  nach Gl. 7.1 einem instantanen, dimensionslosen Impulsbeiwert, der sich mit der Zeit stetig ändert. Für eine sinnvolle Charakterisierung der zeitabhängigen Anregung können damit nur der zeitlich mittlere oder der zeitlich effektive Impulsbeiwert in Frage kommen. Da Anregeformen auch im zeitlichen Mittel einen Null-Massenstrom aufweisen können (Synthetischer Jet), ist auch der zeitlich mittlere Impulsbeiwert zum Vergleich ungeeignet. Daher wird im folgenden immer der *zeitlich effektive Impulsbeiwert*  $\widetilde{C}_{\mu}$  bestimmt und angegeben:

$$\widetilde{C}_{\mu} := 2 \left. \frac{H}{l_{\rm c}} \left( \frac{\widetilde{u}_{\rm jet}}{c_{\infty}} \right)^2 \right]$$
(8.11)

Dennoch wird in experimentellen Arbeiten zur aktiven Strömungskontrolle (GRUND und NITSCHE, 2010) oftmals eine andere Definition des Impulsbeiwerts verwendet, welche auf der zeitlich mittleren und örtlich uniformen Verteilung der Anregegeschwindigkeit basiert:

$$C_{\mu_{\text{exp}}} = \frac{\dot{m}_{\text{jet}} \,\overline{u}_{\text{jet}}}{q_{\infty} \, A_{\text{ref}}} = \frac{\rho_{\text{jet}} \,\overline{u}_{\text{jet}}^2 \, A_{\text{s}}}{q_{\infty} \, A_{\text{ref}}} = 2 \, \frac{A_{\text{s}}}{A_{\text{ref}}} \, \left(\frac{\overline{u}_{\text{jet}}}{c_{\infty}}\right)^2 \,. \tag{8.12}$$

Da die Definition in Gl. 8.11 einen direkten Zusammenhang zwischen effektivem Impulsbeiwert  $\tilde{C}_{\mu}$  und effektiver Anregegeschwindigkeit  $\tilde{u}_{jet}$  ausdrückt, steht die Bestimmung des Effektivwerts der Anregegeschwindigkeit im Mittelpunkt der folgenden Betrachtungen.

Die in Gl. 8.11 enthaltene Anregegeschwindigkeit beschreibt den örtlichen sowie den zeitlichen Effektivwert von  $u_{jet,i}$ 

$$\tilde{u}_{jet} = \sqrt{\frac{1}{T_{jet}}} \frac{1}{A_s} \int_{T_{jet}} \oint_{A_s} \left( u_{jet,i}(x_i,t) \right)^2 dA dt \,. \tag{8.13}$$

Ausgehend von Gl. 7.1 kann nun die rms-Funktion auf den örtlichen als auch auf den zeitlichen Anteil angewendet werden:

$$\vec{u}_{jet} = \left(\frac{1}{T_{jet}} \int_{T_{jet}} \left(u_{jet}^{t}(t)\right)^{2} \underbrace{\frac{1}{A_{s}} \oint_{A_{s}} u_{a}^{2}(x_{i}) dA}_{\vec{u}_{a}^{2}} dt\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\vec{u}_{a}^{2} \underbrace{\frac{1}{T_{jet}} \int_{T_{jet}} \left(u_{jet}^{t}(t)\right)^{2} dt}_{\left(\vec{u}_{jet}^{t}\right)^{2}}\right)^{\frac{1}{2}}$$
(8.14)

Die effektive Geschwindigkeit des Anregestroms setzt sich somit aus der örtlich effektiven Geschwindigkeit  $\tilde{u}_{a}$  und der zeitlich effektiven Modulation  $\tilde{u}_{iet}^{t}$  zusammen:

$$\begin{bmatrix} \tilde{u}_{jet} = \tilde{u}_{a} \ \tilde{u}_{jet}^{t} \end{bmatrix}$$
(8.15)

Zur Bestimmung des effektiven Impulsbeiwerts müssen somit für beide Anteile jeweils die Effektivwerte ermittelt werden.

### 8.2.1 Ortlich effektive Geschwindigkeit

Für die in Abschnitt 7.2 beschriebenen Geschwindigkeitsverteilungen eines modellierten Aktuators kann nun analytisch die Effektivgeschwindigkeit der örtlichen Verteilung bestimmt werden. Wird dagegen eine frei aufgeprägte Geschwindigkeitsverteilung verwendet, kann die Bestimmung nur über ein numerisches Integrationsverfahren erreicht werden. Der gleiche Sachverhalt besteht bei der Verwendung eines aufgelösten Aktuators, bei dem die sich einstellende Geschwindigkeitsverteilung über die Aktuatoraustrittsfläche ermittelt und dann diskret integriert werden muss.

#### Blockprofil

Ein Blockprofil (Abb. 7.10-a) beschreibt eine uniforme Geschwindigkeitsverteilung und ist folgendermaßen definiert:

$$u_{\mathsf{a}}(x_i) = u_{\mathsf{jet}_{\mathsf{max}}} = const. \tag{8.16}$$

Somit folgt für den örtlichen Effektivwert:

$$\tilde{u}_{a} = \sqrt{\frac{1}{A_{s}} \oint_{A_{s}} u_{a}^{2} dA} \stackrel{\text{2D}}{=} \sqrt{\frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} u_{a}^{2} dx_{s}} = u_{\text{jet}_{\text{max}}}$$
(8.17)

#### Laminarprofil

Für die Geschwindigkeitsverteilung in einem zweidimensionalen Kanal gilt der analytische Ansatz in Gl. 7.37. Da es in den meisten Anwendungen nicht möglich ist, die maximale Jetgeschwindigkeit zu bestimmen, ist es sinvoller, die örtliche Geschwindigkeitsverteilung auf Basis des Massenstroms (örtlich mittlere Geschwindigkeit  $\overline{u}_a$ ) oder auf Basis des Impulsflusses (örtlich effektive Geschwindigkeit  $\tilde{u}_a$ ) zu beziehen.

Massenstromkonforme FormulierungEin massenstromkonformes Laminarprofil (Abb. 7.10-b) basiert auf einer vergleichbaren mittleren Anregegeschwindigkeit und wurde in Gl. 7.42definiert. Der entsprechende Effektivwert dieser örtlichen Verteilung ist somit:

$$\tilde{u}_{a} = \sqrt{\frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \overline{u}_{a}^{2} \left(\frac{3}{2} - 6\frac{x_{s}^{2}}{H^{2}}\right)^{2} dx_{s}} = \sqrt{\frac{6}{5}} \ \overline{u}_{a}$$
(8.18)

**Impulsflusskonforme Formulierung** Die impulsflusskonforme laminare Geschwindigkeitsverteilung (Abb. 7.10-c) korreliert im Gegensatz dazu mit einer vergleichbaren effektiven Anregegeschwindigkeit und ist definiert in Gl. 7.47. Der dafür entsprechende Effektivwert entspricht der ausgehenden effektiven Anregegeschwindigkeit, auf der die Verteilung basiert:

$$\tilde{u}_{a} = \sqrt{\frac{1}{H} \int_{-\frac{H}{2}}^{\frac{H}{2}} \tilde{u}_{a}^{2} \left(\sqrt{\frac{15}{8}} - \sqrt{30} \frac{x_{s}^{2}}{H^{2}}\right)^{2} dx_{s}} = \tilde{u}_{a}$$
(8.19)

#### 8.2.2 Zeitliche Form des Anregesignals

Der zweite Anteil der effektiven Anregegeschwindigkeit ist der Effektivwert der zeitlichen Modulation. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hauptsächlich zwei zeitabhängige Anregeformen numerisch realisiert (siehe Abschnitt 7.1) und untersucht. Die dafür resultierenden Effektivwerte werden im Folgenden kurz erläutert.

#### Sinusförmiges Ausblasen und Einsaugen (Synthetischer Jet)

Zur Modellierung des zeitlichen Verhaltens eines massenstromneutralen Anregestroms wurde der in Gl. 7.2 dargestellte harmonische Ansatz verwendet. Da es sich hierbei um eine periodische Funktion handelt, bestimmt sich der zeitliche Effektivwert  $\tilde{u}_{iet}^{t}$  wie folgt:

$$\tilde{u}_{jet}^{t} = \sqrt{\frac{1}{T_{jet}} \int_{0}^{T_{jet}} \sin^{2}(\omega_{jet} t) dt} = \sqrt{\frac{1}{T_{jet}} \left[\frac{t}{2} - \frac{1}{4 \omega_{jet}} \sin(2 \omega_{jet} t)\right]_{0}^{T_{jet}}}$$
(8.20)

Mit der Kreisfrequenz

$$\omega_{\rm jet} = 2\pi f_{\rm jet} = \frac{2\pi}{T_{\rm jet}} \tag{8.21}$$

ergibt sich folgender Effektivwert der zeitlichen Anregeform:

$$\tilde{u}_{jet}^{t} = \sqrt{\frac{1}{T_{jet}}} \left[ \frac{T_{jet}}{2} - \frac{T_{jet}}{8\pi} \sin(4\pi) \right] = \frac{1}{\sqrt{2}}$$
(8.22)

#### Gepulstes Ausblasen/Einsaugen

Zur Modellierung des zeitlichen Verhaltens eines pulsierenden Anregestroms wurde eine Pulsfunktion definiert, die in Gl. 7.15 mathematisch formuliert ist. Die Periodizität des Pulsverlaufs wird dabei nachträglich über eine transformierte Pulszeit im Strömungslöser realisiert, so dass sich der zeitliche Effektivwert  $\tilde{u}_{tet}^{t}$  wie folgt ergibt:

$$\tilde{u}_{jet}^{t} = \sqrt{\frac{1}{T_{jet}} \int_{0}^{T_{jet}} \left(\Phi_{p(t_{puls})}\right)^{2} dt}$$
(8.23)

Da die analytische Auswertung dieses Ausdrucks nicht möglich bzw. extrem kompliziert ist, wurde die Bestimmung der effektiven Anregungsgeschwindigkeit mit Hilfe des Programms *Mathematica* numerisch durchgeführt. Ein entsprechendes Makro kann im Anhang D eingesehen werden.

## 8.2.3 Örtlich und zeitlich modellierte Anregung

Bezug nehmend auf Gl. 8.11 und Gl. 8.15 bestimmt sich der effektive, inkompressible dimensionslose Impulsbeiwert wie folgt:

$$\widetilde{C}_{\mu} = 2 \frac{H}{l_{\rm c}} \left( \frac{\widetilde{u}_{\rm a}}{c_{\infty}} \frac{\widetilde{u}_{\rm jet}^{\rm t}}{c_{\infty}} \right)^2.$$
(8.24)

Für einen zweidimensionalen synthetischen Anregestrom mit unterschiedlich modellierter Verteilung der örtlichen Anregungsgeschwindigkeit wird in Tab. 8.1 exemplarisch die jeweilige Bestimmung des effektiven dimensionslosen Impulsbeiwerts angegeben.

Verteilung	block	laminar ( $\overline{u}_a$ )	laminar $(\tilde{u}_a)$
$\widetilde{C}_{\mu}$	$\left  \begin{array}{c} \frac{H}{l_{\rm c}} \left( \frac{u_{\rm jet_{max}}}{c_{\infty}} \right)^2 \end{array} \right.$	$\frac{6}{5} \frac{H}{l_{c}} \left(\frac{\overline{u}_{a}}{c_{\infty}}\right)^{2}$	$\frac{H}{l_{\rm c}} \left(\frac{\tilde{u}_{\rm a}}{c_{\infty}}\right)^2$

**Tabelle 8.1:** Effektiver dimensionsloser Impulsbeiwert  $\tilde{C}_{\mu}$  eines 2D, synthetischen Jets mit unterschiedlich<br/>modellierten Verteilungen der örtlichen Anregegeschwindigkeit.

## 8.2.4 Maximal inkompressibles $\widetilde{C}_{\mu}$

Bei allen numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit handelt es sich um Simulationen auf Basis eines inkompressiblen Strömungslösers (Abschnitt 6). Dabei ist bei der Verwendung der hier beschriebenen Strömungsanregung auf den maximal erlaubten Impulsbeiwert  $\tilde{C}_{\mu_{max}}$ , oder genauer gesagt, auf die maximal erlaubte Anregegeschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$  zu achten, damit die physikalische Wiedergabe ihre Gültikeit behält.

Unter Berücksichtigung dieser Beschränkung muss daher folgendes gelten

$$M_{\text{jet}_{\text{max}}} \approx 0.3 = \frac{u_{\text{jet}_{\text{max}}}}{a} \rightarrow u_{\text{jet}_{\text{max}}} = 0.3 a$$
 (8.25)

Für ein perfektes (kalorisches) Fluid ergibt sich unter Verwendung der isentropen Beziehung

$$a^2 = \kappa R \vartheta \quad , \tag{8.26}$$

woraus sich mit

$$\kappa = 1.4$$
(Isentropenexponent) $R = 287 \ \frac{m^2}{s^2 K}$ (ideale Gaskonstante) $\vartheta = 293.15 \ K$ (Temperatur)

die Schallgeschwindigkeit a zu

$$a = 343.2 \frac{m}{s}$$
 (8.27)

ergibt.

Daraus resultiert eine maximale Anregegeschwindigkeit, bei der noch ein nahezu inkompressibles Verhalten des Luft angenommen werden kann, von

$$u_{\text{jet}_{\text{max}}} = 102.96 \ \frac{m}{s} \approx 103 \ \frac{m}{s}$$
 (8.28)

In der vorliegenden Arbeit wird die Methode der aktiven Strömungsbeeinflussung auf zwei verschiedene Strömungskonfigurationen (Abschnitt 9) numerisch angewendet. Um die jeweils maximal erlaubten Impulsbeiwerte ermitteln zu können, ist die Bestimmung des jeweils maximalen Geschwindigkeitsverhältnisses  $\frac{u_{jetmax}}{c_{\infty}}$  notwendig.

#### Fall 1: SCCH

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{Re} = \frac{c_{\infty} \, l_{c}}{\nu} = 1 \cdot 10^{6} \\ l_{c} = 450 \, mm = 0.45 \, m \\ \nu = 1.5 \cdot 10^{-5} \, \frac{m^{2}}{s} \end{array} \right\} \rightarrow c_{\infty} = 33.\overline{3} \, \frac{m}{s} \rightarrow \frac{u_{jet_{max}}}{c_{\infty}} = 3.09$$

$$(8.29)$$

Mit einer effektiven Schlitzweite  $H = 0.3 \, mm$  ergibt sich ein maximaler Impulsbeiwert von:

$$\widetilde{C}_{\mu_{\max}} = \frac{H}{l_{\rm c}} \left(\frac{u_{\rm jet_{max}}}{c_{\infty}}\right)^2 = 6.36 \cdot 10^{-3} = 0.636\%$$
(8.30)

Fall 2: HQ41

$$Re = \frac{c_{\infty} l_{c}}{\nu} = 1.75 \cdot 10^{6} \\ l_{c} = 829 \ mm = 0.829 \ m \\ \nu = 1.5 \cdot 10^{-5} \ \frac{m^{2}}{s} \\ \end{pmatrix} \rightarrow c_{\infty} = 31.66 \ \frac{m}{s} \rightarrow \frac{u_{jet_{max}}}{c_{\infty}} = 3.25$$
(8.31)

Mit der unter Fall 1 bezifferten effektiven Schlitzweite resultiert in diesem Fall ein maximaler Impulsbeiwert von:

$$\widetilde{C}_{\mu_{\max}} = \frac{H}{l_{\rm c}} \left(\frac{u_{\rm jet_{max}}}{c_{\infty}}\right)^2 = 3.83 \cdot 10^{-3} = 0.383\%$$
(8.32)

Aus Gründen der Vereinfachung wird im Rest der Arbeit auf die Tilde über dem  $C_{\mu}$  zur Kennzeichnung des effektiven dimensionslosen Impulsbeiwerts verzichtet.

## 8.3 Pulsbreite DC

Bei der gepulsten Anregung findet ein periodischer Wechsel zwischen geöffneter und geschlossener Aktuationszufuhr statt. Vernachlässigt man dabei die Latenzzeiten, die der Öffnungsbzw. Schließvorgang in Anspruch nimmt, dann erhält man in der Zeitfolge ein Rechtecksignal, das von dem Verhältnis aus *Eingeschaltet* zu *Ausgeschaltet* geprägt ist. Da es sich um einen periodischen Vorgang handelt, ist es sinnvoller, den Wechsel in Bezug zur Aktuationsfrequenz bzw. in Bezug zur Periodendauer der Aktuation zu stellen. Die Pulsbreite DC definiert daher den Zeitraum, bezogen zur Periodendauer  $T_{jet}$ , in dem ausgeblasen wird.

$$\mathsf{DC} = \frac{T_{\mathsf{on}}}{T_{\mathsf{jet}}} \tag{8.33}$$

Da aufgrund von Reibung und Verzögerung bei den Schließ- und Öffnungsvorgängen des Aktuators ein Rechteckspuls in der realen Umsetzung nicht erreicht werden kann, und auch die Simulation einer gepulsten Aktuation unter Verwendung eines Rechtecksignals auf massive Stabilitätsprobleme führt, wurde im Rahmen dieser numerischen Arbeit auf die Modellierung eines realistischeren Pulssignals zurückgegriffen (Abschnitt 7.1.2).

Für solch einen beliebig geglätteten Puls bleibt die Definition 8.33 ebenfalls gültig, da der Einfluss der Latenzzeiten sich nur auf die Größe des Pulsplateaus  $t_P$  bezieht (Abb. 8.1). So verkürzt sich die Plateauzeit bei sich vergrößernden Verzögerungen gegenüber der konstant bleibenden Ausblaszeit  $T_{on}$ , wo hingegen bei einem Rechteckspuls immer  $t_P = T_{on}$  gilt. Eine

Pulsbreite von DC = 0 % entspricht dabei keiner Aktuation, und ein DC = 100 % einem stetigen Ausblasen.



Abbildung 8.1: Darstellung des Einflusses einer sich verändernden Pulsbreite bei der modelliert gepulsten Anregung.

## 8.4 Flankenparameter s<sub>c</sub>

Der Flankenparameter  $s_c$  ist ein benutzerspezifischer Parameter bei der Verwendung der modelliert gepulsten Anregung. Er ist im wesentlichen für den Anstieg der Flanken und somit für den Grad der Glättung des simulierten Pulses verantwortlich (Abschnitt 7.1.2). Er steht in direktem Zusammenhang mit der Flankenanstiegszeit  $t_{99}$ . Der Wertebereich von  $s_c$  ist definiert als

$$0 < s_{\mathsf{c}} \le 1 \tag{8.34}$$

wobei ein Wert von  $s_c = 0$  einen Rechteckspuls und ein Wert von  $s_c = 1$  einen harmonischen Puls (ohne Plateau) erzeugt (Abb. 8.2-a).





### 8.4.1 Abhängigkeit des Flankenparameters von der Pulsbreite

Um bei verschiedenen Pulsbreiten eine vergleichbare Flankendynamik zu erreichen, ist der Flankenparameter  $s_c$  entsprechend der gewählten Pulsbreite anzupassen. Die Dynamik eines Pulses ist durch die  $t_{99}$ -Zeit charakterisiert, innerhalb dieser, 99% der maximalen Ausblasgeschwindigkeit erreicht wird (Abschnitt 7.1.2). Damit die Dynamik der Pulsflanke bei variabler Pulsbreite erhalten bleibt, muß die Flankenanstiegszeit konstant gehalten werden.

$$t_{99} \stackrel{!}{=} const. \tag{8.35}$$

Aufgrund der Minimum-Funktion in der Definition der *t*<sub>99<sub>ref</sub>-Zeit</sub> (Gl. 7.14) ist für die Bestimmung einer Korrekturfunktion eine Fallunterscheidung notwendig.

Fall A)
$$DC < \frac{1}{2} \Rightarrow T_{on} < T_{off}$$
Fall B) $DC > \frac{1}{2} \Rightarrow T_{on} > T_{off}$  $t_{99} = s_c \left(\frac{1}{2} DC T_{jet}\right)$  $t_{99} = s_c \left(\frac{1}{2} (1 - DC) T_{jet}\right)$  $\sim s_c = 2 \frac{t_{99}}{DC T_{jet}}$  $\sim s_c = 2 \frac{t_{99}}{(1 - DC) T_{jet}}$ mit  $t_{99} \stackrel{!}{=} const.$ mit  $t_{99} \stackrel{!}{=} const.$  $= t_{99}(DC=0.5)$  $= t_{99}(DC=0.5)$  $= s_{c_{0.5}} \frac{T_{jet}}{4}$  $= s_{c_{0.5}} \frac{T_{jet}}{4}$  $\sim s_c = \frac{1}{2 DC} s_{c_{0.5}}$ (8.36) $\sim s_c = \frac{1}{2(1 - DC)} s_{c_{0.5}}$ 

Die resultierenden und fallabhängigen Korrekturfunktionen in Gl. 8.36 und Gl. 8.37 können dann mit Hilfe der Minimum-Funktion zusammen als eine Korrekturfunktion dargestellt werden:

$$s_{\rm c} = \frac{1}{2\,\min\left[\,{\rm DC}\,,\,(1-{\rm DC})\,\right]}\,s_{\rm c_{0.5}} \tag{8.38}$$

Ersetzt man nun noch die Definition der t<sub>99<sub>ref</sub>-Zeit (Gl. 7.14), erhält man die endgültige Korrekturfunktion für den Flankenparameter, um bei veränderlicher Pulsbreite die Flankendynamik eines Pulses konstant zu halten.</sub>

$$s_{\rm c} = \frac{1}{4} \left[ \frac{T_{\rm jet}}{t_{\rm 99_{ref}}} s_{c_{0.5}} \right]$$
(8.39)

## 8.5 Ausblaswinkel $\beta$

Der Ausblasewinkel  $\beta$  beschreibt bei der örtlich modellierten Anregung (modellierter Aktuator) die Richtung des Impulseintrags in der zweidimensionalen Strömungsebene. Er ist in mathematisch positiver Drehrichtung im Bereich von 0° (stromab) bis 180° (stromauf) definiert, und bezieht sich auf den lokalen Normalenvektor der Oberflächenöffnung des Anregeschlitzes. Ein Winkel von  $\beta = 90^{\circ}$  bedeutet somit ein Ausblasen normal zum Anregeschlitz. Die Lage des Oberflächenelements, über dem die Anregung erfolgt, wird automatisch mitbeachtet, so dass der Anwender nur den lokalen Austrittswinkel des Anregestroms über  $\beta$  definieren muss.

Der Geschwindigkeitsanteil normal zur Aktuatoröffnung wird als  $u_{jet_n}$  und der Anteil tangential als  $u_{jet_t}$  bezeichnet. Sie bestimmen sich in Abhängigkeit des Ausblaswinkels  $\beta$  wie folgt (Abb. 8.3):

$$u_{\text{jet}_n} = \sin(\beta) \, u_a \qquad \qquad u_{\text{jet}_t} = \cos(\beta) \, u_a \qquad \qquad \beta \in [0^\circ, \, 180^\circ] \tag{8.40}$$



Abbildung 8.3: Darstellung der Geschwindigkeitskomponenten bei variabler Ausblasrichtung.

Neben der reinen Umsetzung der Richtungsabhängigkeit des Anregestroms müssen auch grundlegende Überlegungen zur praktischen und insbesondere vergleichbaren Realisierung des richtungsabhängigen Anregestroms angestellt werden. Dabei kommen drei grundlegende Möglichkeiten in Frage, die sich hauptsächlich durch die Art der Effektüberlagerung bei der Strömungsanregung unterscheiden. Diese drei Möglichkeiten (*Winkelmodi*) sind in dem verwendeten Strömungslöser implementiert worden und sollen anhand von einer zweidimensionalen, stationären Betrachtung im folgenden anschaulich dargestellt werden.

### 8.5.1 Variabler Massenstrom

Die erste Möglichkeit ist die Einfachste und von theoretischer Natur, da sie so nicht einfach in der Praxis umzusetzen ist. Sie baut auf einem variablen Massenstrom bei Veränderung der Ausblasrichtung auf. Die Variation der Ausblasrichtung erfolgt dabei durch die Veränderung des Ausblaswinkels bei konstanter Absolutgeschwindigkeit des Anregestroms sowie konstanter Schlitzbreite *H*.

$$H_1 = H_2 = H = const.$$
$$|u_{jet_1}| = |u_{jet_2}| = u_a = const.$$

Wie in Abb. 8.4 dargestellt, entspricht die Kanalbreite  $k_{\rm H}$  nur bei senkrechtem Ausblasen der Schlitzbreite *H*. Bei Winkeln verschieden von 90° verringert sich die Kanalbreite um den Sinus des Winkels.



Abbildung 8.4: Darstellung einer Änderung der Ausblasrichtung bei variablem Massenstrom.

$$k_{\rm H_1} = H$$
 
$$k_{\rm H_2} = \sin(\beta) \, H$$
 
$$k_{\rm H_1} > k_{\rm H_2} \ \rightarrow \ k_{\rm H} \neq const.$$

Damit verringert sich die effektive Querschnittsfläche, durch die mit gleichbleibender Geschwindigkeit Masse transportiert wird. Das führt zu einer Verringerung des Massenstroms.

$$\begin{split} \dot{m}_{j\text{et}_{1}} &= \rho_{j\text{et}} |u_{j\text{et}_{1}}| k_{\text{H}_{1}} & \dot{m}_{j\text{et}_{2}} = \rho_{j\text{et}} |u_{j\text{et}_{2}}| k_{\text{H}_{2}} \\ &= \rho_{j\text{et}} u_{\text{a}} H & = \rho_{j\text{et}} \sin(\beta) u_{\text{a}} H \\ \\ \hline & \\ \hline & \\ \hline \dot{m}_{j\text{et}_{1}} > \dot{m}_{j\text{et}_{2}} \rightarrow \dot{m}_{j\text{et}} \neq const. \end{split}$$

Der maximale Massenstrom wird nur in wandnormaler Ausblasrichtung erreicht und verringert sich mit kleiner bzw. größer werdendem Ausblaswinkel. Damit skaliert der Effekt des Richtungseintrags mit dem Effekt aus der eingetragenen Masse und bildet so keine unabhängige Untersuchungsgrundlage.

Die zweite wichtige physikalische Größe, die eine Strömungsbeeinflussung charakterisiert, ist die Intensität. Auch bei ihr ist ein störender Einfluss in Form eines sich ändernden Impulseintrags in Abhängigkeit des Ausblaswinkels festzustellen. Der Impulsbeiwert bestimmt sich dabei aufgrund des variablen Ausblaswinkels mit der jeweiligen Kanalbreite  $k_{\rm H}$  anstelle der Schlitzbreite H.

$$\begin{split} C_{\mu_1} &= 2 \, \frac{k_{\mathsf{H}_1}}{l_c} \, \left( \frac{\tilde{u}_{\mathsf{a}_1}}{c_{\infty}} \right)^2 & C_{\mu_2} &= 2 \, \frac{k_{\mathsf{H}_2}}{l_c} \, \left( \frac{\tilde{u}_{\mathsf{a}_2}}{c_{\infty}} \right)^2 \\ &= 2 \, \frac{H}{l_c} \, \left( \frac{\tilde{u}_{\mathsf{a}}}{c_{\infty}} \right)^2 & = 2 \, \sin(\beta) \, \frac{H}{l_c} \, \left( \frac{\tilde{u}_{\mathsf{a}}}{c_{\infty}} \right)^2 \\ \hline C_{\mu_1} &> C_{\mu_2} \, \rightarrow \, C_{\mu} \neq const. \end{split}$$

### 8.5.2 Variable Geschwindigkeit

Da die Unabhängigkeit von der einströmenden Masse für eine Richtungsänderung wichtig ist, muss der Massenstrom der Anregung bei sich änderndem Ausblaswinkel konstant bleiben. Auch bei den meisten experimentell umgesetzten Anregemechanismen erfolgt eine Aktuation der Strömung über eine konstante, fest definierte Massenzufuhr. Geht man für verschiedene Ausblaswinkel wieder von einer gleichbleibenden Schlitzbreite *H* aus,

$$H_1 = H_2 = H = const.$$

verringert sich bei Ausblaswinkeln verschieden von  $90^{\circ}$  wiederum die Kanalbreite  $k_{H}$  mit dem Sinus des Winkels.

$$k_{\rm H_1} = H \qquad \qquad k_{\rm H_2} = \sin(\beta) H$$

$$\boxed{k_{\rm H_1} > k_{\rm H_2} \ \rightarrow \ k_{\rm H} \neq const.}$$

Damit verringert sich erneut die effektive Querschnittsfläche der Aktuationskammer, was bei konstantem Massenstrom zu einer Erhöhung der absoluten Ausblasgeschwindigkeit führt.

$$\begin{aligned} |u_{jet_1}| &= u_{a_1} = |u_{jet_n}| \\ u_{a_1} &< u_{a_2} \rightarrow u_a \neq const. \end{aligned}$$

Der Massenstrom skaliert aber mit der zur Schlitzöffnung senkrechten Komponente der Anregegeschwindigkeit  $u_{jet_n}$ , die bei veränderlichem Ausblaswinkel, wie in Abb. 8.5 dargestellt, konstant bleibt. Zusammen mit der unveränderlichen Schlitzbreite resultiert das in dem gewollt unveränderlichen Massenstrom.



Abbildung 8.5: variable Geschwindigkeit

$$\begin{split} \dot{m}_{j\text{et}_{1}} &= \rho_{j\text{et}} \, u_{a_{1}} \, k_{\text{H}_{1}} & \dot{m}_{j\text{et}_{2}} = \rho_{j\text{et}} \, u_{a_{2}} \, k_{\text{H}_{2}} \\ &= \rho_{j\text{et}} \, | \, u_{j\text{et}_{n}} | \, H & = \rho_{j\text{et}} \, \frac{| \, u_{j\text{et}_{n}} |}{\sin(\beta)} \, \sin(\beta) \, H \\ &= \rho_{j\text{et}} \, | \, u_{j\text{et}_{n}} | \, H & \\ & \hline \dot{m}_{j\text{et}_{1}} = \dot{m}_{j\text{et}_{2}} = \dot{m}_{j\text{et}} = const. \end{split}$$

Zwar wird mit dieser Art der Richtungsvariation der Massenstrom durch die sich erhöhende Anregegeschwindigkeit konstant gehalten, aber gleichzeitig erhöht sich der Impulseintrag über die Veränderung des dynamischen Anteils.

$$\begin{split} C_{\mu_1} &= 2 \, \frac{k_{\text{H}_1}}{l_c} \, \left( \frac{\tilde{u}_{a_1}}{c_{\infty}} \right)^2 & C_{\mu_2} &= 2 \, \frac{k_{\text{H}_2}}{l_c} \, \left( \frac{\tilde{u}_{a_2}}{c_{\infty}} \right)^2 \\ &= 2 \, \frac{H}{l_c} \, \left( \frac{|u_{\text{jet}_n}|}{c_{\infty}} \right)^2 & = 2 \, \frac{\sin(\beta) \, H}{l_c} \, \left( \frac{|u_{\text{jet}_n}|}{\sin(\beta) \, c_{\infty}} \right)^2 \\ &= 2 \, \frac{1}{\sin(\beta)} \, \frac{H}{l_c} \, \left( \frac{|u_{\text{jet}_n}|}{c_{\infty}} \right)^2 \\ &= 2 \, \frac{1}{\sin(\beta)} \, \frac{H}{l_c} \, \left( \frac{|u_{\text{jet}_n}|}{c_{\infty}} \right)^2 \end{split}$$

Eine experimentelle Umsetzung dieser Art der Ausblasrichtungsvariation ist machbar, stellt aber aufgrund des veränderlichen Impulseintrags wiederum keine ideale Untersuchungsbasis dar.

### 8.5.3 Variable Spaltbreite

Die letzte verbleibende Möglichkeit stellt die sinnvollste und technisch relevanteste Umsetzung einer Ausblasrichtungsvariation dar. In Bezug auf die beiden vorhergehenden Umsetzungen wird diese Realisierung eine unbeeinflusste Richtungsabhängigkeit bei variablen Ausblaswinkeln aufweisen. Um den Massenstrom als auch den Impulseintrag bei einem Richtungswechsel konstant halten zu können, darf sich die Absolutgeschwindigkeit der Anregung  $u_a$  sowie die Kanalbreite  $k_H$  nicht mit dem Ausblaswinkel ändern.

$$k_{\mathsf{H}_1} = k_{\mathsf{H}_2} = k_{\mathsf{H}} = const.$$
$$|u_{\mathsf{jet}_1}| = |u_{\mathsf{jet}_2}| = u_{\mathsf{a}} = const.$$

Dies stellt für jeden Ausblaswinkel die gleichen geometrischen Verhältnisse des Anregekanals dar (siehe Abb. 8.6), durch den, mit konstanter Geschwindigkeit, die gleiche Masse für die Anregung transportiert wird.



Abbildung 8.6: variable Spaltbreite

$$\begin{split} \dot{m}_{j\text{et}_{1}} &= \rho_{j\text{et}} | u_{j\text{et}_{1}} | k_{\text{H}_{1}} & \dot{m}_{j\text{et}_{2}} = \rho_{j\text{et}} | u_{j\text{et}_{2}} | k_{\text{H}_{2}} \\ &= \rho_{j\text{et}} u_{a} k_{\text{H}} & = \rho_{j\text{et}} u_{a} k_{\text{H}} \\ \hline \dot{m}_{j\text{et}_{1}} &= \dot{m}_{j\text{et}_{2}} = \dot{m}_{j\text{et}} = const. \end{split}$$

Eine einfache experimentelle Umsetzung wird erreicht, indem mit einem Bohrer bei unterschiedlichen Neigungswinkeln ein Loch in die Oberfläche gebohrt wird. Dabei ändert sich für jeden Winkel die Größe der Austrittsöffnung.

$$\begin{array}{ll} H_1 = k_{\mathsf{H}_1} & H_2 = \frac{k_{\mathsf{H}_2}}{\sin(\beta)} \\ = k_{\mathsf{H}} & = \frac{k_{\mathsf{H}}}{\sin(\beta)} \\ \hline H_1 < H_2 \ \rightarrow \ H \neq const. \end{array}$$

Theoretisch bedeutet dieses Vorgehen, dass sich die Schlitzbreite hinsichtlich eines konstanten Massenstroms (bei konstanter Ausblasgeschwindigkeit) mit dem Sinus des Ausblaswinkels vergrößert. Variiert man nun in einer numerischen Untersuchung den Ausblaswinkel, muss die damit verbundene Größenveränderung der Aktuatoraustrittsöffnung, insbesondere bei der Erstellung des Rechennetzes, berücksichtigt werden.

Durch die unveränderliche Austrittsgeschwindigkeit bleibt neben dem Massenstrom nun auch der Impulseintrag für verschiedene Ausblaswinkel konstant.

$$C_{\mu_1} = 2 \frac{k_{\text{H}_1}}{l_c} \left(\frac{\tilde{u}_{a_1}}{c_{\infty}}\right)^2 \qquad \qquad C_{\mu_2} = 2 \frac{k_{\text{H}_2}}{l_c} \left(\frac{\tilde{u}_{a_2}}{c_{\infty}}\right)^2 = 2 \frac{k_{\text{H}}}{l_c} \left(\frac{\tilde{u}_a}{c_{\infty}}\right)^2 \qquad \qquad = 2 \frac{k_{\text{H}}}{l_c} \left(\frac{\tilde{u}_a}{c_{\infty}}\right)^2 \boxed{C_{\mu_1} = C_{\mu_2} = C_{\mu} = const.}$$

Die Realisierung der Ausblasrichtungsvariation auf Basis einer variablen Schlitzbreite stellt somit die bevorzugte Möglichkeit zur Untersuchung der damit verbundenen Einflüsse auf die angeregte Strömung dar. Nur so wird der Effekt des Richtungseintrags unabhängig von Massen- und Impulseinflüssen.
# Teil III

# Anwendung und Analyse

# 9 Beschreibung der Testfälle

9.1	SCCH	<del>)</del> 0
9.2	HQ41	<del>)</del> 9

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Beschreibung der zwei untersuchten Hochauftriebskonfigurationen. Es werden die Versuchsmodelle im Windkanal beschrieben und die ausgewählten Strömungskonfigurationen erläutert. Dabei wird sowohl auf die geometrischen Begebenheiten als auch auf die Strömungsbedingungen eingegangen. Es werden Ausführungen zu den verwendeten numerischen Methoden, zu der Größe und Beschaffenheit des Gitters sowie zu den angewendeten Randbedingungen gemacht. Hinsichtlich den zentralen Untersuchungen mit aktiver Strömungsbeeinflussung erfolgt die Darstellung des jeweils verwendeten Anregemechanismus. Die unbeeinflusste Strömung wird als Referenz für die Bewertung der in Abschnitt 10 beschriebenen Untersuchungen mit aktiver Strömungskontrolle verwendet. Daher erfolgt eine Darstellung der Strömungszustände des natürlichen Referenzfalls sowie die Analyse des aerodynamischen Verhaltens.

# 9.1 SCCH

Das erste Untersuchungsmodell ist ein Halbmodell mit gepfeiltem Flügel konstanter Flügeltiefe (engl. (*S*)*wept* (*C*)*onstant-(C*)*hord* (*H*)*alf model*). Bei dem SCCH-Modell handelt es sich um ein praxisnah ausgelegtes Flügelmodell aus der A340 Hochauftriebs-Entwicklungskette mit modernen Profilformen. Es besteht aus einem Flügel, einem Halbrumpf und einem Grenzschichtsockel



Abbildung 9.1: Profil des SCCH.

(siehe Abb. 9.2). Der Flügel ist mit  $\Phi = 30^{\circ}$  gepfeilt<sup>1</sup> und hat eine über die Spannweite konstante Profiltiefe von  $l_c = 450$  mm. Die Halbspannweite beträgt  $\frac{b}{2} = 1140$  mm (Abb. 9.2-a). Der Flügel besteht aus drei Komponenten, dem Vorflügel (engl. *slat*), dem Hauptflügel (engl. *main*) und der Einfachspalt-Hinterkantenklappe (engl. *flap*). Die Klappen können eingefahren oder mit verschiedenen Klappenwinkeln  $\delta_s$  und  $\delta_k$  ausgefahren werden (Abb. 9.1). Die Profiltiefe des Vorflügels beträgt dabei  $l_s = 0.158 l_c$  und die der Hinterkantenklappe  $l_k = 0.254 l_c$ . Alle Profile weisen infolge der Fertigung eine stumpfe Hinterkante auf.



Abbildung 9.2: Darstellung des experimentellen Versuchsmodells SCCH.

Das gesamte Halbmodell ist auf einer 6-Komponenten Unterflurwaage befestigt. Diese ist drehbar gelagert, so dass der Anstellwinkel  $\alpha$  variiert werden kann. Abbildung 9.2-b zeigt das Halbmodell im Windkanal des ISTA der TU Berlin. Man blickt entgegen der Strömungsrichtung

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Pfeilung (engl. sweep): Ein Tragflügel ist gepfeilt, wenn sein Profil entlang der Spannweite in Richtung der Längsachse verschoben ist. Dabei bezeichnet man eine Verschiebung nach hinten als positive, eine Verschiebung nach vorn als negative Pfeilung (KLUSSMANN und MALIK, 2007)

auf das Modell. Im Hintergrund ist die Einlaufdüse des Windkanals zu sehen. Das SCCH-Modell stellte eine der Leitkonfigurationen im Sonderforschungsbereich *SFB* 557 (TP A2/A4) (KING, 2010) sowie im Transferbereich TFB-Airbus (TP 5) (KING, 2010) dar und war bereits Gegenstand verschiedenster experimenteller sowie numerischer Untersuchungen (GÜNTHER ET AL., 2007, 2008, 2009; HÖLL ET AL., 2008, 2009, 2010; KAEPERNICK ET AL., 2005; KOOP, 2005; LUCHTENBURG ET AL., 2009; MEYER und BECHERT, 1998; SCHATZ ET AL., 2007).

#### 9.1.1 Strömungskonfiguration

Die SCCH-Kontur beschreibt im Rahmen dieser Arbeit eine klassische Hochauftriebskonfiguration im Landemodus, und besteht aus dem ausgefahrenen Vorflügel, dem Hauptflügel und der ausgefahrenen Klappe (Abb. 9.1). Die Landekonfiguration ist spezifiziert durch vordefinierte Einstellparameter, welche die relative Lage von Vorflügel und Klappe zum Hauptflügel beschreiben. Neben den Klappenwinkel  $\delta_s$  und  $\delta_k$  sind das in erster Linie die Größen *gap* und *overlap*. Die Größe *gap* beschreibt dabei die Lücke zwischen Vorflügel bzw. Klappe und dem Hauptprofil, welche durch den kleinsten Abstand bestimmt ist. Die Größe *overlap* stellt die Überlappung der x-Koordinate zwischen Hauptprofilnase und Vorflügelhinterkannte bzw. Klappennase und Hauptprofilhinterkante dar. Die entsprechenden Werte dieser Einstellparameter, die in dieser Arbeit betrachtet wurden, sind in Tabelle 9.1 aufgelistet.



Abbildung 9.3: Darstellung der Einstellparameter zwischen Hauptflügel und Hinterkantenklappe am SCCH-Modell.

Tabelle 9.1: Geometrieparameter der Hochauftriebshilfen am SCCH.

Der Klappenwinkel der Hinterkantenklappe wurde im Rahmen von stationären numerischen Voruntersuchungen (GÜNTHER, 2005) von dem Ausgangswert  $\delta_k = 32^\circ$  auf einen Wert von  $\delta_k = 37^\circ$  erhöht, um einen vollständig abgelösten Strömungszustand auf der Oberseite der Hinterkantenklappe zu erzeugen (Abb. 9.3). Der Anstellwinkel wurde für alle Strömungssimulationen auf einen Wert von  $\alpha = 6^\circ$  festgelegt, da eine zusätzliche Variation der Anstellung in Kombination mit dem geplanten Parameterraum der Strömungsanregung den Rahmen des Projekts überfordert hätte. Ausschlaggebend für die Wahl dieses Anstellwinkels war zum einen, dass sich der Wert im Bereich typischer Anstellwinkel des Landeanflugs von zivilen Verkehrsflugzeugen befindet, und zum anderen, dass sich ein Strömungszustand um die Flügelkonfiguration einstellt, bei der die Hinterkantenklappe eine maximal abgelöste Strömung

aufweist und die Strömung um Vorflügel und Hauptflügel vollständig anliegt. Dieser Zustand stellt eine geeignete Strömungssituation dar, bei der eine aktive Strömungskontrolle im Rahmen einer Ablösekontrolle wirksam eingesetzt werden kann.

Alle Strömungssimulationen um das SCCH-Modell wurden bei einer Reynolds-Zahl von Re =  $1 \cdot 10^6$  durchgeführt, die auf der Sehnenlänge  $l_c$  des Modells mit eingefahrenen Klappen (engl. *clean cord length*) basiert. Diese Reynolds-Zahl soll dabei eine anwendungsnahe Umströmung des SCCH im Landeanflug darstellen.

## 9.1.2 Gitter und Numerik

In Abbildung 9.4 sind Ausschnitte des verwendeten blockstrukturierten Gitters um die 3-Komponenten-Konfiguration dargestellt. Die Dimensionierung des Fernfeldes wurde so gewählt, daß die Ränder weitgehend unbeeinflußt vom Geschehen in Profilnähe bleiben. Dazu wurden 15 Profillängen vor, über und unter dem SCCH-Modell sowie 25 Längen dahinter als Fernfeldberandung definiert. Für die Erzeugung des strukturierten Gitters wurde ein Grenzschichtblock zu Hilfe genommen, um durch gezielte Steuerung der Punkteverteilung in Wandnähe die Gittergüte zu verbessern. Das so erzeugte ebene Rechengitter besteht aus 90.000 Zellen. Der dimensionslose Wandabstand des ersten Gitterpunkts befindet sich entlang der gesamten Profiloberfläche unterhalb  $y^+ = 1$ .



(a) Vorflügel



(b) Hinterkantenklappe

Abbildung 9.4: Detaildarstellung des ebenen SCCH-Gitters.

Die dreidimensionalen numerischen Untersuchungen erfolgten an einem vereinfachten Flügelmodell, in dem eine unendliche Spannweite angenommen wird. In der Simulation lässt sich ein solcher Flügel durch ein endlich breites Teilstück repräsentieren, das an den spannweitigen Rändern periodische Randbedingungen (Abschnitt 6.2.4) besitzt. Durch diese Vereinfachung wird der Rechenaufwand verringert, da das Strömungsgebiet im Vergleich zum kompletten dreidimensionalen Flügel sehr viel kleiner ist. In dem vereinfachten Modell wird der dreidimensionale Charakter, erzeugt durch die Flügelpfeilung, zwar wiedergegeben, jedoch nicht die dreidimensionalen Effekte der endlichen Spannweite des realen Flügels. Zur Unterscheidung zum vollständigen 3D-Modell wird das reduzierte Modell mit spannweitigen periodischen Randbedingungen im Folgenden 2.5D-Modell genannt. Das 2.5D Gitter basiert dabei auf der diskreten Vervielfachung des 2D Gitters in die dritte Raumrichtung (Abb. 9.5). Für das so erzeugte Flügelsegment wurden 16 Gitterebenen mit insgesamt 1.3 Mio Zellen verwendet.



Abbildung 9.5: Gitter um das 3D Flügelsegment.

#### **Turbulenzmodell und Transition**

Die Variation des Turbulenzmodells und der damit entstehende Einfluß auf die Umströmung ist ein wichtiger Parameter für die Strömungssimulation. Wie schon im Abschnitt 5.3.2 erörtert, stellt die Turbulenzmodellierung für praxisrelevante Strömungen eine brauchbare und vertretbare Methode zur Wiedergabe turbulenter Skalen dar. Auf Basis umfangreicher Voruntersuchungen (GÜNTHER, 2005) wurden für die Berücksichtigung turbulenter Skalen das LLR-k- $\omega$ -Modell ausgewählt, welches sich in vorangegangenen Untersuchungen als geeignet für die Wiedergabe instationärer, komplexer Strömungen zeigte (MEYER ET AL., 2006, 2007; SCHATZ ET AL., 2004a,b).

Da der laminar-turbulente Umschlag im Experiment auf allen Komponenten des SCCH jeweils im Nasenbereich fixiert wurde (Turbulator), kam in den numerischen Untersuchungen keine zusätzliche Methode zur Behandlung der Transition zum Einsatz. Der laminar-turbulente Umschlag erfolgte unbeeinflusst in allen numerischen Untersuchungen durch die inhärente Wiedergabe des Turbulenzmodells (siehe Abschnitt 5.4). Daher werden die Untersuchungen auch als sog. *voll turbulente* Simulationen bezeichnet.

#### Zeitschrittweite

Für numerische Untersuchungen stark abgelöster Strömungszustände sowie aktiver Strömungsbeeinflussung auf Basis fluidischer Aktuatoren mit zeitabhängigen Anregeformen sind instationäre Simulationen notwendig, die auch das transiente Strömungsverhalten zeitabhängig wiedergeben können. Dazu ist eine geeignete Zeitschrittweite notwendig. Betrachtet man die unter Abschnitt 5.3.2 dargestellte Problematik der bei URANS vorausgesetzter Trennung turbulenter und aufgelöster Skalen, kommt der Festlegung der Zeitschrittweite eine zentrale Bedeutung zu. In erster Linie ist dabei sicher zu stellen, dass alle relevanten instationären strömungsphysikalischen Vorgänge in ausreichender Weise aufgelöst werden. Dies trifft um so mehr bei der Wiedergabe zeitlich periodischer Anregeströme zu, die mit unterschiedlichen Anregefrequenzen arbeiten. Zum anderen sollte der Zeitschritt jedoch nicht kleiner als unbedingt erforderlich gewählt werden, um das Problem der spektralen Überlappung so gering wie möglich zu halten. Zur Klärung dieses Problems wurden Voruntersuchungen der natürlichen sowie einzelner angeregter Umströmungen durchgeführt. Es zeigte sich dabei, dass ein Zeitschritt von  $\Delta t = 4.2 \cdot 10^{-3}$  konvektiven Einheiten<sup>2</sup>(KE) eine relativ zeitschrittunabhängige Lösung erzeugt, soweit das mit einer URANS möglich ist. Zusätzlich muss aber auch die Auflösung der maximalen, zu untersuchenden Anregefrequenz gewährleistet sein. Da in der Regel die Änderung der Zeitschrittweite bei URANS-Simulationen eine Änderung der Lösung darstellt, sollte sich diese bei Untersuchungen mit verschiedenen Frequenzen nicht ändern. Es zeigte sich, dass eine Störung der Hauptströmung zeitschrittunabhängig ist, wenn die Anregeperiode  $T_{jet}$  mit ca. 100 Zeitschritten aufgelöst wird. Somit basieren alle instationären Simulationen der Umströmung des SCCH auf einen Zeitschritten pro Periodendauer entspricht.

Da sich neben dem Problem der spektralen Überlappung transienter und turbulenter Skalen nun auch noch eine Überlappung der Spektren der Aktuation mit denen der modellierten Turbulenz ergeben kann, ist von der numerischen Untersuchung variabler Anregefrequenzen mittels URANS eigentlich abzuraten. Die Lösungen hängen dabei stark von dem jeweils verwendeten Turbulenzmodell und seinem modellierten Turbulenzspektrum ab. Auf jeden Fall sollte im Vorfeld eine genaue Prüfung der gewählten numerischen Parameter erfolgen, so wie es im Rahmen dieser Arbeit erfolgte.

#### Randbedingungen



Abbildung 9.6: Darstellung aller auftretenden Randbedingungen.

Da das Versuchsmodell im Experiment vertikal in den Testabschnitt des Windkanals eingebaut wurde (Abb. 9.2-b), kam es zu geringen Einflüssen der Seitenwände und damit zu geringen Versperrungseffekten. Zudem konnten aufgrund dieser Messumgebung Windkanalkorrekturen auf die experimentell ermittelten Daten angewendet werden. Daher wurde in den numerischen Untersuchungen von einer freiflugähnlichen Umgebungsbedingung ausgegangen, was sowohl

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Eine *konvektive Einheit* entspricht der Zeit, in der die Strömung mit ihrer Geschwindigkeit eine Profillänge an Weg zurücklegt, KE=  $\frac{l_{con}}{l_{con}}$ 

bei der topologischen Erstellung des Gitters, als auch bei der Wahl der Randbedingungen Beachtung fand (Abb. 9.6). Da alle messbaren Strömungsparameter beim Eintritt in die Testsektion experimentell ermittelt wurden, konnten die notwendigen Größen wie Geschwindigkeit und Turbulenzgrößen am Einströmrand des Simulationsgebiets vorgegeben werden. Aus dem ermittelten Turbulenzgrad (Gl. 7.49) Tu = 0.1% und der angenommenen Wirbelviskosität  $\mu_t = 0.1 \mu$ , die einer turbulenzarmen freien Anströmung entspricht, wurden die notwendigen Einströmturbulenzgrößen, wie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben, für die Vorgabe bestimmt. Am Ausströmrand des Simulationsgebiets erfolgte die Behandlung der Strömungsgrößen in Form der in Abschnitt 6.2.2 erläuterten konvektiven Ausflussrandbedingung.

Die Oberfläche des SCCH wurde als eine isotherme, reibungsbehaftete Wand betrachtet, an der infolge der hohen wandnahen Auflösung eine low-Re-Wandrandbedingung für die Turbulenzgleichungen Verwendung fand. Die Windkanalwände wurden in der Simulation vernachlässigt. Bei der Umsetzung des 2.5D-Modells kamen, wie schon in Abschnitt 9.1.2 erwähnt, periodische Randbedingungen zum Einsatz (Abb. 9.6-b).

#### Anregemechanismus

Für die Wiedergabe des Anregemechanismus (Aktuation) wurde bei den numerischen Untersuchungen am SCCH-Modell ausschließlich die in Abschnitt 7 dargestellte zeitabhängige Einström-/Ausström-Randbedingung verwendet. Als Anregeform kam dabei nur der Synthetische Jet (Abschnitt 7.1.1) zum Einsatz, also ein massenstromneutrales, zeitlich periodisches Einsaugen und Ausblasen von Fluid. Der Grund dafür liegt in dem frühen Entwicklungsstadium des Anregemechanismus, als die Untersuchungen am SCCH erfolgten.



Abbildung 9.7: Schematische Darstellung der Aktuation auf der Oberseite der Klappennase.

Der Anregeschlitz weist am experimentellen und auch am numerischen Versuchsmodell eine Breite von H = 0.3 mm auf, was einer relativen Breite von 0.262% bezogen auf die Profiltiefe der Hinterkantenklappe entspricht ( $H = 0.00262 l_k$ ). Er ist 4.1%  $l_k$  im 2d-Fall bzw. 6.0%  $l_k$  im 2.5D-Fall hinter der Profilnase auf der Oberseite der Hinterkantenklappe plaziert (Abb. 9.3). Diese Position entspricht der Position, bei der die natürliche Strömung von der Oberseite der Hinterkantenklappe ablöst (siehe Abschnitt 9.1.3). Im Gegensatz zum experimentellen Aufbau, besitzt der Anregeschlitz am numerischen Modell keine spannweitige Segmentierung und ist demnach kontinuierlich durchgehend. Die Aktuation der Strömung erfolgt in den meisten numerischen Untersuchungen senkrecht zur Schlitzöffnung ( $\beta = 90^{\circ}$ ).

### 9.1.3 Unbeeinflusste Umströmung

Für die Untersuchung der unbeeinflussten (natürlichen) Strömung am SCCH-Modell erfolgten zwei- und zweieinhalbdimensionale Simulationen. Während in Voruntersuchungen (GÜNTHER, 2005) für die Bestimmung der geeigneten Strömungskonfiguration (Anstellwinkel, Klappenwinkel) stationäre Berechnungen die Grundlage bildeten, waren für die Analyse des abgelösten Strömungszustands und dessen Einfluss auf das aerodynamische Gesamtverhalten instationäre Simulationen notwendig.





(a) Konturplot der Wirbelstärke zur Darstellung der 2D Um- (b) Isoflächen des Wirbelkernkriteriums  $\lambda_2$  bei der Umströströmung.

mung des spannweitig unendlichen Flügels.

SCCH-Abbildung 9.8: Visualisierung der simulierten, unbeeinflussten Umströmung der Hochauftriebskonfiguration (Re =  $1 \cdot 10^6$ ,  $\alpha = 6^\circ$ ,  $\delta_k = 37^\circ$ ).

Allgemein ist in Abb. 9.8 eine typische Umströmung einer modernen Hochauftriebskonfiguration zu erkennen. Sie ist zum einen durch die vergrößerte umspülte Oberfläche gekennzeichnet, welche durch die ausgefahrenen Hochauftriebshilfen (Vorflügel, Hinterkantenklappe) erreicht wird. Zum anderen erfährt die Strömung um die gesamte Kontur eine stärkere Umlenkung, die aus der erhöhten Wölbung der Konfiguration resultiert. Dies zusammen bewirkt die gewünschte Erhöhung des Auftriebs bei solch einer Flügelkonfiguration.

Die Umströmung ist durch eine relativ starke Saugspitze über dem Vorflügel und der Nase des Hauptflügels gekennzeichnet, die mit einer Anstellwinkelerhöhung zunehmen würde. Die Umströmungen der einzelnen Profile sind stark von den jeweiligen Spaltströmungen zwischen den einzelnen Elementen beeinflusst. Diese Spaltströmungen sind massiv beschleunigte Strömungen, die den anliegenden Verlauf entlang der stark gewölbten Kontur erst ermöglichen.



Abbildung 9.9: Natürliche Umströmung im Bereich der Hinterkantenklappe des SCCH.

Durch die große Beschleunigung erfahren die jeweiligen Grenzschichten auf Hauptflügel und Klappe einen stabilisierenden Einfluß, der durch die zugeführte kinetische Energie entsteht. Dadurch bilden sich energiereichere Grenzschichten, die dem hohen positiven Druckgradienten länger entgegenwirken, ohne dass sie vom Profil ablösen.

Aufgrund des hohen Winkels der Hinterkantenklappe ( $\delta_k = 37^\circ$ ) löst die Strömung druckinduziert über der Klappe sowohl in der zwei- als auch in der dreidimensionalen Simulation unmittelbar hinter der Nase vollständig ab (Abb. 9.8), und es stellt sich ein großes Rezirkulationsgebiet ein (Abb. 9.9-a). Der mittlere Ablösepunkt befindet sich im 2D 4.1%  $l_k$  und im 2.5D 6.0%  $l_k$  stromab hinter der Klappenvorderkannte.

Durch die Pfeilung von  $\Phi = 30^{\circ}$  wird auf allen Flügelelementen eine Querströmung induziert, welche besonders in der Ablösung auf der Hinterkantenklappe eine dominierende Rolle spielt. Allgemein betrachtet, erzeugt die Pfeilung eine dreidimensionale Komponente, welche durch die lokalen Druckverhältnisse entsteht (GÜNTHER, 2005). Die Ablöselinie zeichnet sich durch wenige, parallele und örtlich sehr dicht verlaufende Stromlinien aus. Die Ablösung selbst, welche sich stromab befindet, wird durch stark quer verlaufende, stromauf gerichtete Stromlinien charakterisiert (Abb. 9.9-b). Dieser Verlauf der Stromlinien entspricht einer dreidimensionalen Rezirkulation mit einer wandnahen Rückströmung. Alle Stromlinien vor der Ablösung verlaufen annähernd in Strömungsrichtung und stromab. Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen von Petz (GÜNTHER ET AL., 2007) zeigte bei einer etwas kleineren Reynolds-Zahl ein ähnliches Verhalten.

Der instationäre Charakter der abgelösten Strömung resultiert hauptsächlich aus der Wechselwirkung zwischen Wirbelstrukturen, die sich am Ende der Hinterkantenklappe bilden. Zum einen sind das großskalige Wirbel, die an der Hinterkante der Klappe durch die ablösende Grenzschicht der Klappenunterseite entstehen. Zum anderen sind es Strukturen, die sich aus dem natürlichen Zerfall der Scherschicht zwischen dem Rezirkulationsgebiet und dem hochenergetischen Klappenstrom bilden (Abb. 9.8-b). Diese Wirbelstrukturen sind infolge der Pfeilung spiralförmig verwunden (Abb. 9.10) und zeigen ein annähernd zweidimensionales Verhalten. Aufgrund der Interaktion formieren sie sich im Nachlauf zu einer regelmäßigen Wirbelstraße. Der abgelöste Zustand der Strömung oberhalb der Hinterkantenklappe bewirkt eine Entwölbung der Hochauftriebskonfiguration, damit eine Verringerung der Saugspitzen an Klappe und Hauptflügel, und hat infolge des Aufwinds (engl. *upwash*) einen negativen Einfluß auf die Zirkulation um den Haupt- und Vorflügel.



Abbildung 9.10: Beleuchtete Stromlinien zur Sichtbarmachung des verwundenen 3D Wirbels über der Klappenhinterkante des spannweitig unendlichen Flügels (erstellt von Tino Weinkauf, ZIB).

Das Spektrum des Auftriebsbeiwerts ca der unangeregten 2D-Strömung in Abb. 9.11-a zeigt ein deutlichen Ausschlag bei einer klappenbezogenen Strouhal-Zahl von St<sub>n</sub> =  $f \frac{l_k}{u_{\infty}} = 0.32$ . Das instationäre Verhalten des Auftriebsbeiwerts der natürliche 2.5D-Strömung ist dagegen durch eine Strouhal-Zahl von  $St_n = 0.275$  charakterisiert (Abb. 9.11-b). Der Versatz der charakteristischen Frequenz ergibt sich aufgrund der einsetzenden Dreidimensionalität infolge der Pfeilung. Dadurch wird Energie der Strömung auch in spannweitige Richtung verteilt, was im allgemeinen zu einer Überschätzung der Strömungseffekte im 2D führt. So ergeben sich aus der 2D Simulation stärker ausgeprägte Saugspitzen, ein früher einsetzender Strömungsabriss auf der Klappenoberseite und auch eine höhere Wirbelabwurffrequenz<sup>3</sup>. Auch die Magnitude der charakteristischen Frequenz ist im Spektrum der 2D Strömung stärker und deutlicher ausgeprägt als bei der 3D Strömung (Abb. 9.11). Der schiebende Effekt mit seinem dreidimensionalen Einfluss wirkt sich auch auf das globale aerodynamische Verhalten aus. So ergibt sich im zeitlichen Mittel bei der 2D Strömungssimulation mit  $c_a = 2.03$  ein deutlich höherer Auftriebsbeiwert als bei der 2.5D Simulation mit  $c_A = 1.63$ . Das Experiment bestimmte einen Auftriebsbeiwert von  $c_A = 1.27$ , der sich noch unterhalb des Werts der 2.5D Simulation befindet. Dieser noch kleinere Beiwert ist durch die wachsende Dreidimensionalität der Strömung am endlichen Versuchsflügel (Druckausgleich zwischen Ober- und Unterseite an der Flügelspitze) begründet (PETZ und NITSCHE, 2006).



Abbildung 9.11: Spektrum des Auftriebsbeiwerts der natürlichen SCCH-Umströmung.

Da der Auftrieb eines Tragflügels hauptsächlich aus dem druckinduzierten Kraftanteil entsteht, wird das lokale aerodynamische Verhalten in der Druckverteilung besonders anschaulich. In Abb. 9.12 sind die zeitgemittelten Druckverläufe der 2D und 2.5D Umströmung dargestellt. Die Fläche zwischen den ober- und unterseitigen Druckverläufen steht in einem direkten Zusammenhang mit dem erzeugten Auftrieb. Auch in dieser Darstellung ist der höhere Gesamtauftrieb der 2D Strömung gut zu erkennen, da die Flächen zwischen den Kurven deutlich größer sind. Hauptsächlich die stärkeren Saugspitzen sowie die stärker belasteten Saugseiten (Oberseite) aller Flügelkomponenten tragen zu dem überschätzten Verhalten bei. Des Weiteren stellt sich in beiden Verläufen eine fast vollständig abgelöste Klappenoberseite in Form eines großen Druckplateaus dar. Betrachtet man die Flächen der einzelnen Komponenten zueinander, erhält

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Frequenz mit der die an der Hinterkante erzeugten Nachlaufstrukturen abgelöst und durch die Strömung abtransportiert werden



Abbildung 9.12: Zeitgemittelte Druckverteilung der natürlichen 2D und 2.5D Umströmung des SCCH-Modells.

man einen guten Eindruck von der jeweiligen Auftriebsverteilung. So ist deutlich zu erkennen, dass der größte Anteil des Auftriebs vom Hauptflügel erzeugt wird (80%). Die Anteile des Vorflügels (7.5%) und der Hinterkantenklappe (12.5%) sind dagegen eher gering. Allerdings sind die Hochauftriebshilfen für eine geeignete Zu- und Abströmbedingung verantwortlich, die es dem Hauptflügel ermöglicht, den gewünschten Mehrauftrieb bereit zu stellen.

## 9.2 HQ41

Das zweite Versuchsmodell ist ein Flügelsegment eines Motorsegelflugzeugs des Typs STEMME S10-VT (Abb. 9.13).



Abbildung 9.13: Orginalflügelsegment der Stemme S10 für Windkanalversuche (zur Verfügung gestellt von GRUND und NITSCHE (2010))

Dieser Segelflügel basiert auf dem HQ41-Profil, das von K.-H. Horstmann und A. Quast vom DLR Braunschweig entwickelt wurde (HORSTMANN und QUAST, 1981). Das HQ41-Profil ist ein

typisches *Laminarprofil*<sup>4</sup> und besteht aus einem Hauptflügel und einer am Profilende instalierten *Wölbklappe*. Diese Wölbklappe ist spaltlos montiert und weist eine Profiltiefe von  $l_k = 0.178 l_c$  auf. Sie kann nur um die spannweitig ausgerichtete Achse gedreht werden (Abb. 9.15-a) und besitzt somit nur einen Freiheitsgrad, der durch den Klappenwinkel  $\delta_k$  charakterisiert wird (Abb. 9.14). Vergrößert man den Klappenwinkel, erhöht sich die Gesamtwölbung des Profils und damit auch das formbedingte Auftriebsverhalten. Mit der Änderung des Klappenwinkels ist es somit möglich, verschiedene Hochauftriebszustände einzustellen, wie z.B. Starten, Landen oder Steigen. Das Profil besitzt eine schmale, stumpfe Hinterkante mit einer Dicke von  $0.4\% l_c$ .



Abbildung 9.14: Profilkontur des HQ41 mit variabler Wölbklappe

Die numerischen Untersuchungen beziehen sich auf Experimente, welche von GRUND und NITSCHE (2010) vom Institut für Luft- und Raumfahrt der TU Berlin in Kooperation mit der Firma STEMME AG durchgeführt wurden. Die experimentellen Untersuchungen erfolgten an einem abgeformten, endlichen Flügelsegment, das dem Orginalflügel in allen Dimensionen entspricht. Dieses Flügelsegment besitzt eine spannweitige Ausdehnung von b = 1550 mm und weißt eine leichte Zuspitzung auf. Die mittlere Flügeltiefe einschließlich der Klappe beträgt  $\overline{l}_c = 829$  mm (Abb. 9.13). Die Messungen erfolgten im umlaufenden Windkanal (Göttinger Bauart) des ISTA der TU Berlin. Das Versuchsmodell ist innerhalb der Testsektion (2.0 m breit und 1.4 m hoch) auf einer 6-Komponenten-Kraftwaage horizontal montiert. Die Verstellung des Klappenwinkels erfolgt mechanisch, wohingegen der Anstellwinkel mit einer Automatik verfahren werden kann.





<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Laminarprofile (engl. laminar profile) sind Profile, die aufgrund ihrer Geometrie einen besonders geringen Profilwiderstand aufweisen. Ein Laminarprofil erhält seine günstige Eigenschaft dadurch, dass es den laminar-turbulenten Umschlagpunkt in der Grenzschicht zu größeren Profiltiefen verschiebt. (KLUSSMANN und MALIK, 2007)

## 9.2.1 Strömungskonfiguration

Alle numerischen Untersuchungen erfolgten bei einem festen Anstellwinkel von  $\alpha = 0^{\circ}$ . Der Klappenwinkel wurde bei  $\delta_k = 16^{\circ}$  fixiert, was der Landestellung der STEMME S10 entspricht. Die Strömung ist bei dieser Flügelkonfiguration durch einen einsetzenden Strömungsabriss auf der Klappenoberseite gekennzeichnet, was für den Einsatz einer aktiven Ablösekontrolle geeignet erscheint.

Aus der Vorgabe des Experiments beträgt für alle Simulationen die Reynolds-Zahl der ungestörten Anströmung Re =  $1.75 \cdot 10^6$ . Diese Reynolds-Zahl bezieht sich auf die Profiltiefe  $l_c = 829$ mm mit ungewölbter Klappe ( $\delta_k = 0^\circ$ ). Die Position des laminar-turbulenten Umschlags (Transition) wurde mit Hilfe des in Abschnitt 5.4 beschriebenen Algorithmus in numerischen Voruntersuchgungen der natürlichen Umströmung bestimmt, und bei allen weiteren Simulationen auf einer Position von  $x_{tros} = 66\% l_c$  auf der Oberseite und  $x_{trus} = 64\% l_c$  auf der Unterseite fixiert (siehe Abschnitt 9.2.2).

Bereits Untersuchungen von SCHATZ ET AL. (2004b) an einem äquivalenten Flügelprofil (HQ17) zeigten den nicht zu vernachlässigenden Einfluss der Kanalwände über und unter dem Flügelsegment. Aufgrund des horizontalen Einbaus ( $h_1 = 0.816 l_c$ ) und der nicht sehr großen Kanalhöhe ( $h = 1.7 l_c$ ) sind starke Versperrungseffekte für die Umströmung durch Deckenund Bodenwand vorhanden. Diese können nicht mit gängigen Winkanalkorrekturen aus den experimentell ermittelten Daten herausgerechnet werden, sodass die Kanalwände in der Strömungssimulation mit beachtet wurden (siehe Abb. 9.16).

Da der Versuchsflügel fast spaltlos zwischen den Seitenwänden eingebaut wurde und es sich um ein Segment eines ungepfeilten Segelflügels großer Streckung und minimaler Zuspitzung handelt, kann in der mittleren Messebene von einer annähernd zweidimensionalen Strömung ausgegangen werden. In Anbetracht des damit verbundenen Einsparpotentials erfolgten die Simulationen zweidimensional.



Abbildung 9.16: Prinzipskizze des simulierten Versuchsaufbaus

## 9.2.2 Gitter und Numerik

Das Rechengebiet ist mit 11 Profillängen vor und 10 Profillängen nach dem Versuchsmodell relativ lang dimensioniert. Die Oberfläche des HQ41 incl. der Klappe wird mit 552 Zellen aufgelöst. Insgesamt besteht das 2D Rechennetz damit aus 143.644 Zellen. Analog zum SCCH-Gitter ist auch der dimensionslose Wandabstand des ersten Zellzentrums entlang der gesamten Oberfläche des HQ41 kleiner als  $y^+ = 1$ . In der unmittelbaren Nähe des Anregeschlitzes erfolgt eine erhebliche Verfeinerung des Gitters und ermöglicht so eine erhöhte örtliche Auflösung des Anregestroms. Um Einsparungen in der Zellanzahl zu erreichen, wurden *hängende Knoten<sup>5</sup>* verwendet (Abb. 9.17). Die Breite des Anregeschlitzes selbst wird mit 20 Zellen aufgelöst. Das ist insbesondere für ein örtlich modellierten Anregestrom (Abschnitt 7.2) notwendig. Der dimensionslose Wandabstand entlang der Kanalwände beträgt ca.  $y^+ \ge 20$ , und befindet sich damit im Bereich des logarithmischen Wandgesetzes (SCHADE und KUNZ, 1989).



Abbildung 9.17: 2D Gitterausschnitt in Nähe des HQ41

#### **Turbulenzmodell und Transition**

Um ein geeignetes Turbulenzmodell für die numerischen Untersuchungen am HQ41 zu bestimmen, wurden stationäre und instationäre Simulationen der natürlichen Umströmung des Profils bei einem Klappenwinkel von  $\delta_k = 0^\circ$  mit verschiedenen Wirbelviskositätsmodellen durchgeführt (HYLLA, 2007). Für instationär abgelöste Strömungszustände zeigten im untersuchten Anstellwinkelbereich das Wilcox98 *k-w* (WILCOX, 1998), das LLR *k-w* von RUNG und THIELE (1996) und das SST *k-w* von MENTER (1994) eine zum Experiment vergleichbar gute Wiedergabe der natürlichen Umströmung. Aufgrund der physikalisch-plausiblen Wiedergabe des instationären Nachlaufs sowie der guten Erfahrung, die bei Untersuchungen ähnlicher Strömungsfälle (SCHATZ, 2003; SCHATZ ET AL., 2004a) gemacht wurden, wurde das LLR *k-w* Modell für alle weiteren Strömungssimulationen am HQ41 verwendet.

Da das betrachtete HQ41-Profil ein sog. Laminarprofil ist, hat die Position der Transition einen deutlichen Einfluss auf das sich entwickelnde Strömungsfeld. In Abb. 9.18-a wird der prinzipielle Unterschied zwischen einer Simulation mit einer expliziten Transitionsbehandlung (fixierte Transition) und einer ohne (voll turbulent) erkennbar. Dargestellt ist die turbulente

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Gitterpunkte, die nicht f
ür alle angrenzenden Zellen Eckpunkte sind. Sie entstehen, wenn zwei unterschiedlich feine Elemente zusammensto
ßen.

kinetische Energie k, die sich im Fall einer voll turbulenten Rechnung aufgrund des Turbulenzmodells schon sehr frühzeitig am Profil entwickelt und stromab ansteigt. Im Gegensatz dazu entsteht bei gesetzter Transition (siehe gestrichelte Markierung) aufgrund des ausgeschalteten Produktionsterms erst ab der entsprechenden Position turbulente Energie. Zur Bestimmung der Transitionslage wurde auf einen in Anhang C beschrieben Algorithmus von KRUMBEIN (2003) zurückgegriffen. Er setzt voraus, dass der laminar-turbulente Umschlag infolge einer laminaren Ablöseblase einsetzt. Die Konvergenz des Algorithmus hängt stark von den Strömungsbedingungen und vom Anstellwinkel ab. Exemplarisch ist der iterative Verlauf der Transitionslagen auf Ober- und Unterseite des HQ41 in Abb. 9.18-b dargestellt. Es zeigt sich, dass die Umschlagsposition im Iterationsprozess oftmals innerhalb eines bestimmten Bereichs hin und herspringt. Das resultiert sowohl aus einer unzureichend feinen Gitterweite im Bereich der Transition als auch durch Einflüsse des verwendeten Turbulenzmodells. Eine geeignete Mittelung ist daher notwendig.

Es ergibt sich in Folge der Transition ein stark unterschiedliches Verhalten in den aerodynamischen Beiwerten. So ist die turbulente Grenzschicht, aufgrund der größeren Lauflänge, im voll turbulenten Fall dicker und entwölbt das Profil stärker. Damit sinkt der Auftrieb gegenüber dem Fall mit gesetzter Transition. Bei hohen Anstellwinkeln unterscheidet sich der Auftrieb kaum noch, da die Umschlagsposition sich nach vorn zur Flügelvorderkante bewegt, und die Grenzschicht sich immer mehr wie im voll turbulenten Fall verhält. Auch der Widerstandsbeiwert wird von der voll turbulenten Simulation aufgrund der erhöhten Wandschubspannungen deutlich höher berechnet als im Fall der fixierten Transition.



tion

 $(\alpha = 0^{\circ}, \delta_{k} = 16^{\circ}, \text{Re} = 1.75 \cdot 10^{6})$ 



#### Zeitschrittweite

Eine seperate Untersuchung über eine geeignete Zeitschrittweite hat gezeigt, dass ein Zeitschritt von  $\Delta t = 1.782 \cdot 10^{-3}$  KE ausreicht, um alle wichtigen Strömungsvorgänge an der in Abschnitt 9.2.1 beschriebenen HQ41-Konfiguration zeitaufgelöst wiederzugeben. Unter Berücksichtigung der aktiven Strömungsbeeinflussung erfolgten alle Simulationen des HQ41 in dieser Arbeit mit einem Zeitschritt von  $\Delta t = 1.26 \cdot 10^{-3}$  KE. Dieser Zeitschritt löst die größte, untersuchte Anregefrequenz F<sup>+</sup> = 1.4 mit 100 Zeitschritten auf. Die unangeregte Wirbelabwurffrequenz der unbeeinflussten Strömung wird dabei mit 134 Zeitschritten wiedergegeben.

#### Randbedingungen

Die Geschwindigkeitskomponenten sowie die turbulenten Größen *k* und *e* werden am Einströmrand vorgegeben. Die entsprechenden Werte dafür wurden aus einer separaten Simulation des leeren Kanals ermittelt. So konnten entsprechende Grenzschichtdicken an den Kanalwänden eingestellt werden, die das Versperrungsverhältnis und seine Auswirkung auf das experimentell ermittelte Aufttriebsniveau wiedergeben. Für die Bestimmung der Turbulenzgrößen wurde ein Turbulenzgrad von Tu = 0.3% und ein Viskositionsverhältnis von  $\mu_t/\mu = 10.0$  angenommen. Diese Werte stammen dabei aus der gemessenen Charakteristik des Windkanals.



Abbildung 9.19: Randbedingungen des HQ41 Rechengebiets

Am Ausflussrand kommt die in Abschnitt 6.2.2 beschriebene konvektive Ausflussrandbedingung zum Einsatz, die es instationären Strukturen ermöglicht, sich ungestört aus dem Rechengebiet zu bewegen.

Die Oberfläche des HQ41-Profils wird analog zum SCCH-Modell als isotherme, reibungsbehaftete Wand behandelt, die aufgrund der hohen wandnormalen Gitterauflösung bezüglich der Turbulenzgleichungen mit der Low-Re-Wandrandbedingung (Abschnitt 5.3.2) arbeitet. Um die Rechenperformance zu erhöhen, weisen die Kanalwände im Gegensatz zur Profilober-

fläche eine deutlich gröbere wandnormale Gitterweite auf. Aus diesem Grund findet entlang der Kanalwände die adaptive hybride Wandrandbedingung von RUNG (1999) Anwendung.

#### Anregemechanismus

Im Experiment erzeugen pneumatische Aktuatoren auf Basis elektromagnetischer Ventile periodisch gepulste Anregeströme. Diese gepulsten Anregeströme dringen durch schmale Schlitze, welche spannweitig segmentiert angeordnet sind, mit einem Ausblaswinkel von  $\beta = 40^{\circ}$  in die zu aktuierende Hauptströmung ein. Die Anregeschlitze befinden sich dabei

auf der Klappenoberseite, 15%  $l_k$  hinter der Klappenvorderkante. Die Schlitzbreite beträgt  $H = 0.3 \text{ mm} = 0.00203 l_k$  und die Schlitzlänge  $B = 66 \text{ mm} = 0.447 l_k$ . Es sind über die gesamte Spannweite 14 Aktuatoren angeordnet (siehe Abb. 9.15-b). Weitere Ausführungen über den experimentellen Aufbau sind in GRUND und NITSCHE (2010) nachzulesen.



Abbildung 9.20: Darstellung des realistischen Aktuators in Anlehnung an das Experiment

Die numerische Umsetzung des Aktuationsmechanismus erfolgt mit der in Abschnitt 7 beschriebenen Methode an drei verschiedenen Positionen, die sich stromab der Klappenvorderkante befinden ( $l_{abl_1} = 9.7\% l_k$ ;  $l_{abl_2} = 11.1\% l_k$ ;  $l_{abl_3} = 12.5\% l_k$ ). Die zweite Position entspricht dabei der Ablöseposition der natürlichen Strömung (Abschnitt 9.2.3). Für den größten Teil der Simulationen wurde der örtlich modellierte Aktuator benutzt. Für Validierungs- und Vergleichszwecke fanden auch Simulationen mit örtlich aufgelösten Aktuatoren statt. Dazu wurden Aktuatoren mit realer, dem Experiment entsprechender (Abb. 9.20) sowie einer generischen Geometrie an der natürlichen Ablöeposition plaziert. Die Aktuatorkammer ist vollständig vernetzt, sodass die Strömung in ihr mit simuliert wird. Aufgrund der geometrischen Form tritt der in der Kammer entstehende Anregestrom mit einem Ausblaswinkel von  $\beta = 40^{\circ}$  in die Umströmung oberhalb der Wölbklappe ein.



Abbildung 9.21: Darstellung der eingebauten Aktuatorik

## 9.2.3 Unbeeinflusste Umströmung

Die unbeeinflusste Umströmung des HQ41 stellt die Referenz dar, um den Einfluss der später untersuchten aktiven Strömungskontrolle bewerten zu können. Dazu erfolgten instationäre Simulationen der zweidimensionalen Strömung ohne Beeinflussung. Im Mittelpunkt dieser Untersuchungen stehen die Analyse des abgelösten Strömungszustands sowie die Vergleichbarkeit der numerischen Ergebnisse mit dem Experiment.



Abbildung 9.22: Konturplot der Wirbelstärke zur Visualisierung der unbeeinflussten Umströmung der HQ41-Hochauftriebskonfiguration.

Das unbeeinflusste Strömungsfeld am HQ41 ist durch ein großes quasi-stationäres Rezirkulationsgebiet oberhalb der Wölbklappe gekennzeichnet (Abb. 9.23-a). Das Rückströmgebiet entsteht, da die Strömung infolge des Klappenwinkels von  $\delta_k = 16^\circ$  am Beginn der Klappe turbulent ablöst. Der laminar-turbulente Umschlag befindet sich stromauf dieser Position (Abb. 9.23-b). Die Ablösung der Strömung erfolgt hauptsächlich geometrieinduziert. Dieser Strömungszustand wurde im Rahmen der Voruntersuchungen (HYLLA, 2007) von allen verwendeten Turbulenzmodellen gleich gut vorhergesagt. Die mittlere Ablöseposition befindet sich 11.1%  $l_k$  stromab hinter der Drehachse der Wölbklappe (Abb. 9.23-b). Der instationäre Charakter der abgelösten Strömung resultiert aus der Wechselwirkung zwischen den großskaligen Wirbeln, die an der Hinterkante entstehen, und den Strukturen des Zerfalls der freien Scherschicht zwischen Rezirkulation und Außenströmung (Abb. 9.22). Bei einer bestimmten Größe scheren die Strukturen wechselseitig ab und bilden einen streng periodischen Nachlauf.



Abbildung 9.23: Natürliche Umströmung im Bereich der Wölbklappe des HQ41.

Das Spektrum des Auftriebsbeiwerts in Abb. 9.24-b zeigt für die natürliche Strömung eine dominante Magnitude bei einer klappenbezogenen Strouhal-Zahl von St<sub>n</sub> =  $f \frac{c_k}{u_{\infty}} = 0.9$ .



Diese charakteristische Frequenz entspricht der Wirbelabwurffrequenz, da keine weiteren instationären Strömungsvorgänge vorhanden sind.

Abbildung 9.24: Lokales und zeitabhängiges Verhalten der unbeeinflussten HQ41-Umströmung.

In Abb. 9.24-a sind die experimentell und numerisch bestimmte Druckverteilung der natürlichen HQ41-Strömung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der numerisch vorhergesagte Druckverlauf eine schlechte Übereinstimmung mit der gemessenen Verteilung GRUND und NITSCHE (2010) aufweist. Vergleicht man die resultierenden Flächen, die sich zwischen den jeweiligen Kurven der Ober- und Unterseite ergeben, fällt dagegen kein erkennbarer Unterschied auf. Da diese Fläche ein Maß für den Auftrieb darstellt, spiegelt das die relativ geringe Abweichung des Auftriebsbeiwerts der Simulation ( $c_a = 1.32$ ) gegenüber dem des Experiments  $(c_{A} = 1.37)$  wieder. Trotz dieser Übereinstimmung liegen die simulierten Drücke auf beiden Flügelseiten deutlich unterhalb der Drücke des Experiments (Abb. 9.24-a). Als Ursache dieses Umstands sind in erster Linie die falsche Wiedergabe der Grenzschichtdicken an den Kanalwänden zu sehen. Es sind keine experimentellen Daten über die Grenzschichten der Kanalwände sowie keine gemessenen Werte an der Eintrittsfläche der Testsektion vorhanden. Aufgrund der erheblichen Versperrung zwischen Modell und Windkanal haben die Grenzschichtdicken über und unter dem Versuchsflügel ein starken Einfluss auf die lokale Umströmung des HQ41. Um den gemessenen Auftriebsbeiwert in der Simulation zu erreichen, wurden Einströmprofile variiert und der Vorlauf verlängert. Allerdings konnte so nur das globale Verhalten der Strömung wiedergegeben werden. Eine qualitative Übereinstimmung ist bei dem Vergleich zwischen numerischer und experimenteller Druckverteilung gegeben, auch wenn das simulierte Druckniveau zu hoch liegt.

# 10 Angeregte Strömung

10.1 Topologie der angeregten Strömung
10.2 Einfluss der Anregeparameter
10.3 Vergleich zwischen modelliertem und aufgelöstem Aktuator

Nachdem die unbeeinflussten Umströmungen um die beiden Hochauftriebskonfigurationen berechnet und analysiert wurden, erfolgten Simulationen mit eingeschalteter Aktuation. Die auskonvergierten Lösungen der natürlichen Strömung dienten den strömungsbeeinflussenden Simulationen als inertiale Startlösung. Der Anregungsschlitz wurde in der Regel dort positioniert, wo im unangeregten Fall die Strömungsablösung auf der Klappenoberseite erfolgt (Abschnitt 9.1.3, Abschnitt 9.2.3).

Zentraler Punkt der Untersuchungen mit aktiver Strömungskontrolle ist dabei eine umfassende Variation der in Abschnitt 8 erläuterten Anregeparameter sowie die Erfassung ihres Einflusses auf die globale Umströmung und ihrer strömungsphysikalischen Funktionsweise. Ziel ist es, den Gesamtauftrieb der betrachteten Konfigurationen zu verbessern und dafür einen optimalen Parametersatz zu bestimmen. Neben der Anregefrequenz F<sup>+</sup> und der Intensität C<sub>µ</sub> wurden auch verschiedene Anregeformen untersucht. Speziell gepulstes Ausblasen mit variabler Pulsbreite nimmt dabei Bezug auf die Realisierung des Aktuationsmechanismus im Experiment (GRUND und NITSCHE, 2010; PETZ und NITSCHE, 2006).

Der Richtungseintrag des Anregestroms stellt hinsichtlich der optimalen Strömungsbeeinflussung einen entscheidenden Anregeparameter dar. Abhängig von der Größe des Ausblaswinkels sind unterschiedliche strömungsphysikalische Mechanismen für die globale Verbesserung der Umströmung verantwortlich. Die Variation der Ausblasrichtung kann dabei durch drei verschiedene Realisierungen erfolgen, die untersucht und verglichen wurden.

Da eine umfassende Parametervariation im Dreidimensionalen (2.5D) innerhalb der Projektzeiten mit den zur Verfügung stehenden Computerressourcen nicht realisierbar waren, wurde ein Großteil der Parameterstudien am SCCH-Modell im Zweidimensionalen durchgeführt. Unabhängig davon liegt der Fokus auf der grundlegenden Wiedergabe der Wirkungsweise der Aktuation, die für die meisten Parameter im 2D ihre Begründung haben.

# 10.1 Topologie der angeregten Strömung

Durch die aktive Beeinflussung der Strömung ist im Allgemeinen ein verändertes Auftriebsverhalten zu erkennen. Dieser Effekt spiegelt sich auch in der Topologie der Strömung wieder (Abb. 10.3). Vergleicht man die natürlichen Umströmung beider Konfigurationen (Abb. 9.8-a



Abbildung 10.1: Visualisierung der zweidimensionalen, optimal angeregten Umströmung. Dargestellt ist der Konturplot der Wirbelstärke.

und Abb. 9.22) mit der angeregten (Abb. 10.1), fällt eine deutlich verbesserte Strömungssituation im Bereich der Klappe auf. In beiden Fällen hat sich das Rezirkulationsgebiet oberhalb der Klappe reduziert und der großskalige Hinterkantenwirbel hat sich verkleinert oder ist fast verschwunden. Verantwortlich für die deutlich verbesserte Umströmung der Klappe sind die durch die Anregung erzeugten Strukturen. Diese entstehen in erster Linie aus der Scherung des in die Grenzschicht eingebrachten Anregestroms. Weitere Strukturen bilden sich durch den vorzeitig erzwungenen Zerfall der freien Scherschicht, die sich aus der abgelösten Grenzschicht gebildet hat. Die Strukturen ermöglichen eine Durchmischung des Rezirkulationsgebiets mit der energiereichen Außenströmung. Daraus resultiert eine stromab gerichtete Verlagerung der mittleren Ablöseposition (z.B. im Fall des HQ41 von  $11\% l_k$  zu mehr als  $17\% l_k$ ). Die Verkleinerung der Rezirkulation und eine verbesserte Abströmbedingung an der Hinterkante der jeweiligen Klappe (Minimierung des Hinterkantenwirbels) ist die Folge. Dies führt zu einer erhöhten Zirkulation und damit zu einer Auftriebssteigerung.



Abbildung 10.2: Strömungsvisualisierung um die Wölbklappe des HQ41 im natürlichen und angeregten Fall. Konturplot des  $\lambda_2$ -Wirbelkernkriteriums.

Am Beispiel der HQ41-Umströmung in Abb. 10.2 ist der Zusammenhang zwischen Anregestrukturen und verbesserter Abströmbedingung gut zu erkennen. Dargestellt ist der Konturplot des Wirbelkernkriteriums  $\lambda_2$ , das einem Ansatz von JEONG und HUSSAIN (1995) entstammt und den zweitgrößten Eigenwert des Tensors  $S_{ik} S_{kj} + \Omega_{ik} \Omega_{kj}$  repräsentiert. Im Zweidimensionalen reduziert sich dieser Ausdruck zu:

$$\lambda_2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial y} . \tag{10.1}$$

Zulässig für die Detektion von Wirbeln ist dabei nur der negative Wertebereich. Je kleiner der Wert ist, desto stärker ist die Rotation und desto näher befindet man sich am Wirbelkern. In Abb. 10.2 ist die natürliche Strömung im Vergleich mit zwei optimal angeregten Strömungsfällen dargestellt. Die angeregten Strömungsfälle unterscheiden sich in der Ausblasrichtung der Aktuation, auf die noch später in Abschnitt 10.2.5 eingegangen wird. Man kann gut erkennen, dass sich infolge der Aktuation über der Klappe mehr Strukturen bilden, die sich stromab durch das Rezirkulationsgebiet bewegen. Zudem verringert sich duch die Anregung die Größe der Strukturen, was für eine erhöhte Durchmischung spricht. Die damit verbundene Interaktion resultiert wiederum in einer erhöhten Dissipation der Wirbel, die gerade in Abb. 10.2-c im Vergleich zum natürlichen Fall deutlich sichtbar wird. Mit der erhöhten Anzahl von kleinskaligen Wirbelstrukturen geht im Fall der angeregten Strömung auch eine veränderte Wirbelabwurffrequenz einher. Diese charakteristische Frequenz korreliert dabei direkt mit der verwendeten Anregefrequenz F<sup>+</sup>. Bei genauem Vergleich der direkten Nachläufe in Abb. 10.2 ist auch die mit der Anregung verbundene Verbesserung der Abströmbedingung in Form einer Erhöhung des Abströmwinkels zu erkennen.



(a) Momentanbild der unbeeinflussten Strömung





Das auftriebssteigernde Verhalten der aktiv beeinflussten Strömung wird auch bei der schiebenden Konfiguration (2.5D) deutlich. Die resultierenden Zuwachsraten des Auftriebs liegen allerdings unter denen der zweidimensionalen Profilumströmung. Im Fall der 3-Komponenten-Konfiguration (SCCH) ergibt sich bei einer optimalen Anregefrequenz von  $F^+ = 0.6$  eine ausgeprägte Dreidimensionalität innerhalb der abgelösten Strömung, welche durch die Anregung im Zusammenspiel mit dem pfeilungsinduzierten Druckgradienten entsteht. Durch diese Dreidimensionalität wird die Energie der Anregung besser verteilt, und die Entstehung großer kohärenter Wirbelstrukturen wird unterdrückt (Abb. 10.3). Durch diese Umverteilung der Gesamtenergie werden auch die anderen strömungsmechanischen Effekte im Vergleich zur 2D Profilumströmung schwächer ausgebildet, was zu den geringeren Zuwachsraten des Auftriebs führt. Der Einfluss der Aktuation am schiebenden Flügel wird auch in Abb. 10.4 deutlich.

Der große verdrillte Wirbel über der Hinterkantenklappe im unbeeinflussten Strömungsfeld ist infolge der Anregung dissipiert. Stromauf sind nun zwei kleine, ebenfalls verwundene, Wirbel entstanden, und die starke Querströmung nahe der Klappenoberseite hat sich erheblich verringert.



Abbildung 10.4: Beleuchtete Strömlinien stellen den 3D Charakter der Strömung oberhalb der spannweitig unendlichen, gepfeilten SCCH-Konfiguration dar. (Erstellt durch T. Weinkauf (WEINKAUF ET AL., 2008))

Der Effekt der Auftriebssteigerung infolge der Aktuation lässt sich anhand des Abströmwinkels<sup>1</sup>  $\gamma$  erklären. Auf Grund der Strömungsbeeinflussung auf der Klappenoberseite wird, wie schon erwähnt, die Abströmbedingung an der Klappenhinterkante verbessert. Diese Verbesserung spiegelt sich in Form eines vergrößerten Abströmwinkels wieder. Dadurch erhöht sich die Gesamtumlenkung der Strömung, was laut *Kutta-Joukowski-Bedingung* (ANDERSON, 2001) zu einer Erhöhung der Zirkulation und damit zu einer Erhöhung des Auftriebs führt.





Im Fall der SCCH-Umströmung wird der größte Anteil des Gesamtauftriebs (80%) durch den Hauptflügel erzeugt (siehe Abschnitt 10.2.3). Diese Verhältnismäßigkeit zeigt auch die aktuierte

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Abströmwinkel: der in der Profilebene gemessene Winkel zwischen Anströmrichtung und Strömungsrichtung direkt an der Hinterkante eines Profils

Umströmung (Abb. 10.21). Die größten Zuwachsraten des Auftriebsbeiwerts bei angeregter Klappenströmung finden sich am Hauptflügel. Dieser Zuwachs ist am vergrößerten Abströmwinkel an der Hinterkante des Hauptflügels zu erkennen. Abb. 10.5-b und Abb. 10.5-c zeigen den Abströmwinkel für den unangeregten und für den optimal angeregten Fall der 2.5D Umströmung. In Abb. 10.5-b wird die spannweitige Verteilung des Abströmwinkels entlang der Hinterkante zu einem beliebigen Zeitpunkt dargestellt. Während sich im unangeregten Fall der Abströmwinkel spannweitig gleichbleibend bei ca. 3° befindet, ist im angeregten Zustand eine deutliche Änderung des Winkels von  $\gamma = 10^{\circ}$ ... 6° zu erkennen. Die in Folge der Pfeilung einsetzende Dreidimensionalität der angeregten Strömung zeigt sich somit auch lokal im Verhalten des Abströmwinkels. Während die natürliche Strömung ein weitestgehend zweidimensionales Verhalten aufweist, charakterisieren die durch die Aktuation erzeugten Strukturen ein lokal verändertes Abströmverhalten. Der Einfluss der zeitabhängigen Strömungsanregung (Synthetischer Jet) auf die veränderte Abströmbedingung wird in Abb. 10.5-c deutlich. Dargestellt ist der zeitabhängige Verlauf des spannweitig gemittelten Abströmwinkels im unangeregten und angeregten Fall. Aufgrund der optimalen Strömungsbeeinflussung vergrößert sich  $\gamma$  von 3° (natürliche Strömung) auf 8°. Das periodische Anwachsen und Abfallen des Ausblasens und Einsaugens ist dabei auch im zeitlichen Verhalten des Abströmwinkels ersichtlich. Dabei vergrößert sich  $\gamma$  während der Einsaugphase bis auf 10° und verringert sich während der Ausblasphase auf einen Wert von 6°.



**Abbildung 10.6:** Visualisierung des lokalen Abströmwinkels  $\gamma$  hinter der Profilhinterkante des HQ41 im Fall der natürlichen und einer geeignet angeregten Umströmung (F<sup>+</sup> = 0.55, C<sub>µ</sub> = 0.08%, DC = 0.5,  $\beta$  = 40°). Dargestellt ist der Konturplot des lokalen Richtungswinkels in Bezug zum Anstellwinkel in Verbindung mit einzelnen Vektoren im direkten Nachlauf.

Das gleiche lokale Verhalten der angeregten Strömung ist auch am HQ41 zu beobachten. In Abb. 10.6 ist der lokale Strömungswinkel  $\gamma$  in Bezug zur Anströmungsrichtung als Konturplot für die unbeeinflusste und für die durch gepulstes Ausblasen angeregte Strömung dargestellt. Zur visuellen Unterstützung sind im beginnenden Nachlauf Geschwindigkeitsvektoren eingezeichnet, um so den direkten Vergleich zwischen der natürlichen und der beeinflussten Abströmrichtung zu verbessern. Unmittelbar hinter der Hinterkante der Wölbklappe sind die lokalen Änderungen aufgrund der Aktuation an den Vektoren deutlich zu erkennen. Dabei vergrößert sich der Abströmwinkel von  $\gamma = 3^{\circ}$  auf Werte zwischen 6° und 9°. Durch die stärkere Umlenkung der Strömung erhöht sich die Zirkulation und damit auch der Auftrieb.



Abbildung 10.7: Druckverteilung der natürlichen und angeregten Umströmung des HQ41. Vergleich zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen.

In Abb. 10.7 sind die Druckverteilungen der unangeregten und einer angeregten Strömung am HQ41 aufgetragen. Dabei enthalten die Diagramme jeweils die experimentell sowie die numerisch ermittelten Verteilungen. Vergleicht man den angeregten Fall mit der Verteilung der natürlichen Umströmung, fällt eine ähnlich schlechte Übereinstimmung zwischen den numerischen und experimentellen Daten auf. Auch im angeregten Fall befindet sich die numerisch ermittelte Verteilung auf einem höheren Druckniveau, wenn auch die Flächen zwischen der jeweiligen Ober- und Unterseite, wie im natürlichen Fall, annähernd gleich groß sind. Im Vergleich zur natürlichen Umströmung ist im angeregten Fall eine kleinere Druckdifferenz auf der Profiloberseite zwischen Experiment und Simulation zu erkennen. Die dem Experiment angenäherte Verteilung der Simulation ist eine Folge einer stärker ausgeprägten Stromaufwirkung im Fall der Beeinflussung. Dieser Zustand wird im Vergleich zwischen Abb. 10.8-a und Abb. 10.8-b deutlicher. Dabei stellt Abb. 10.8-a die unangeregte und angeregte Druckverteilung im Experiment dar und Abb. 10.8-b die Verteilungen resultierend aus der Simulation. Während sowohl im natürlichen als auch im angeregten Fall die Oberflächendrücke im Bereich der Wölbklappe eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation aufweisen (Abb. 10.7), zeigt sich in der Simulation, aufgrund der Aktuation, ein stärkeres relatives<sup>2</sup> Absinken des lokalen Drucks auf der Oberseite des HQ41 als im Experiment. Die Folge ist eine stärker erhöhte Zirkulation und damit ein höherer Auftriebsgewinn. Eine im Vergleich zur natürlichen Strömung deutlicher ausgeprägte Saugspitze sowie ein höherer Anstieg des Hinterkantendrucks sind weitere Indizien für die Überschätzung des Beeinflussungseffekts in der Simulation. Gründe dafür können zum einen der in der Simulation nicht korrekt wiedergegebene Versperrungseffekt sein, der im Windkanal herscht, als auch die erzwungene Zweidimensionalität

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>relativ gegenüber dem unbeeinflussten Strömungszustand



Abbildung 10.8: Experimentell und numerisch ermittelte Druckverteilungen am HQ41. Vergleich zwischen natürlicher und beeinflusster Umströmung.

der Strömungssimulation. Obwohl das experimentell untersuchte Flügelstück nur eine leichte Zuspitzung aufweist (GRUND und NITSCHE, 2010) und zwischen den Seitenwänden eingespannt ist (siehe Abb. 9.15-b), sind beeinflussende dreidimensionale Strömungseffekte, wie die Interaktion der Seitenwände mit den Außenbereichen des Flügelsegments oder die spannweitig segmentierten, kaskadenförmig angeordneten Aktuationsschlitze, vorhanden. Aufgrund der damit einsetzenden Dreidimensionalität sind die durch die Anregung erzeugten Strömungseffekte schwächer ausgeprägt und ein kleinerer relativer Auftriebszuwachs ist die Folge.

## 10.2 Einfluss der Anregeparameter

Die Analyse über den Einfluss der Anregeparameter auf die Verbesserung des abgelösten Strömungszustands stellt den Kern der numerischen Untersuchungen in dieser Arbeit dar. Ziel ist es, mittels einer offenen Variation (engl. *open-loop*) die Parameterwerte für eine optimale Beeinflussung der abgelösten Strömung zu finden, ihre jeweilige Wirkung auf den Strömungszustand zu erkennen, und den Zusammenhang zwischen den Parametern zu verstehen. Dazu erfolgten Simulationen mit verschiedenen, variierenden Parametern, wie Anregeform, Anregefrequenz, Anregeintensität, Ausblaswinkel oder Pulsbreite. Der jeweilige Einfluss auf den Auftriebszuwachs in Abhängigkeit von der untersuchten Strömungskonfiguration wird in den folgenden Abschnitten dargestellt.

### 10.2.1 Anregeposition

Die Anregeposition ist die lokale Stelle auf der Oberfläche des Versuchsmodells, an der die Aktuation erfolgt. Sie wird in der Regel durch die Koordinate in Richtung der Profilsehne angegeben  $(\frac{x}{l_c})$ . Im Falle einer dreidimensionalen, spannweitig segmentierten Aktuation erfolgt zusätzlich noch die Angabe in Richtung der Spannweite  $(\frac{z}{b})$ . Dies entfällt im Rahmen dieser Arbeit, da in allen untersuchten Fällen eine 2D Strömungsbeeinflussung zur Anwendung kam.

Eine Untersuchung zur optimalen Anregeposition wurde zudem nur im Fall des HQ41 durchgeführt. Bei den experimentellen Untersuchungen am SCCH-Modell stand aufgrund von konstruktiven Gesichtspunkten die Stelle der Aktuation auf der Oberseite der Hinterkantenklappe schon fest. Somit wurde in der Simulation nur die Ablöseposition der natürlichen Strömung ermittelt, die daraufhin als Anregeposition fungierte (Abschnitt 9.1.2).

Wie schon in zahlreichen experimentellen und numerischen Arbeiten (CHANG ET AL., 1992; GREENBLATT und WYGNANSKI, 2000; SCHATZ ET AL., 2007) gezeigt wurde, können optimale Beeinflussungsergebnisse in der Regel durch Anregung in der unmittelbaren Umgebung der Strömungsablösung erreicht werden. In diesem Bereich ist die Grenzschicht bzw. freie Scherschicht empfänglich für gezielte Störungen, die mit der Aktuation eingebracht werden.

Um den Einfluss der Anregeposition auf den zu erreichenden Auftriebszuwachs untersuchen und dem experimentellen Partnerprojekt eine möglichst optimale Position für den Einbau der Aktuatoren liefern zu können, wurden numerische Untersuchungen bei verschiedenen Anregepositionen durchgeführt. Die Variation der Positionen erfolgte um die Ablöseposition der natürlichen Strömung herum. Dazu wurde das Gitter entlang des betreffenden Bereichs fein und mit konstanter Zellbreite aufgelöst. Die Verlagerung des Anregeschlitzes erfolgte über die Anwendung des örtlich modellierten Aktuators (Abschnitt 7.2) auf immer die gleiche Anzahl von Zellen (19) entlang des betrachteten Bereichs. Dabei kamen zwei verschiedene Anregeformen, der synthetische Jet sowie gepulstes Ausblasen, zum Einsatz (Abb. 10.9-a). Zusätzlich erfolgte für drei prägnante Positionen (rot eingefärbte Positionen in Abb. 10.9-a) eine Variation der Anregefrequenz F<sup>+</sup> (Abb. 10.9-b). Diese drei Anregestellen repräsentieren dabei die Ablöseposition der natürlichen Strömung (Position 2: 11.1%  $l_k$ ), eine Position leicht stromauf (Position 1: 9.7%  $l_k$ ) und eine leicht stromab davon (Position 3: 12.5%  $l_k$ ).



(a) Positionsvariation in der Nähe der natürlichen Strömungsablösung für gepulstes Ausblasen (PB) und synthetischem Jet (SJ) (F<sup>+</sup> = 0.55, π<sub>a</sub> = 1.54 c<sub>∞</sub>)



(b) Variation der Anregefrequenz bei gepulstem Ausblasen für drei spezifische Anregepositionen  $(\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}, DC = 0.5, \beta = 90^\circ)$ 

Abbildung 10.9: Variation der Anregeposition am HQ41

In Abb. 10.9-a ist die Erhöhung des mittleren Auftriebs über der Anregeposition für gepulstes Ausblasen (PB) und für massenstromneutrales Einsaugen und Ausblasen (SJ) aufgetragen. Die Einstellungen der Aktuation erfolgte mit den Anregeparametern, die sich in den experimentellen Untersuchungen (GRUND und NITSCHE, 2010) als ideal herausgestellt haben. Unterschiedlich bei der jeweiligen Anregeform ist nur der Ausblaswinkel  $\beta$ . So erfolgte die Positionsvariation des synthetischen Jets (SJ) bei  $\beta = 90^{\circ}$  und des gepulsten Ausblasens (PB) bei  $\beta = 40^{\circ}$ . Unabhängig von den Zuwachsraten des mittleren Auftriebsbeiwerts  $\Delta \bar{c}_a$  ähneln sich die positionsabhängigen Verläufe bei beiden Anregeformen. Es wird deutlich, daß eine optimale Strömungsbeeinflussung nur durch Aktuation im Bereich der natürlichen Ablöseposition erreicht werden kann. Bewegt sich die Anregung von dieser Position weg, bricht der Auftriebszuwachs deutlich ein. Dieser Einbruch erfolgt stromauf stärker als stromab. Betrachtet man die Zuwächse in unmittelbarer Nähe der Ablöseposition fällt auf, dass bei einer Anregung mit einem synthetischen Jet sich eine leicht stromab befindliche Position als optimal darstellt. Beim gepulsten Ausblasen hingegen scheint eine Position leicht stromauf die Geeignete zu sein. Dies wird in Abb. 10.9-b etwas deutlicher. Dargestellt sind die durch gepulstes Ausblasen erzeugten Auftriebszuwächse über der variierenden Anregefrequenz F<sup>+</sup> für die oben beschriebenen 3 Positionen (rot eingefärbt in Abb. 10.9-a). Der Ausblaswinkel beträgt  $\beta = 90^{\circ}$ , was die im Vergleich zu  $\beta = 40^{\circ}$  geringeren Zuwachsraten erklärt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich für höhere Frequenzen die Stromaufposition als die beste darstellt. Dabei sind bei diesem Ausblaswinkel die positionsabhängigen Verbesserungen eher gering im Vergleich zu den Verbesserungen erzeugt durch eine veränderte Frequenz. Dies trifft natürlich nur für diese drei Positionen in unmittelbarer Nähe zur natürlichen Ablösung zu.

Der synthetische Jet setzt sich aus einer zeitabhängigen Einsaugphase und einer Ausblasphase zusammen. Der gepulste Jet dagegen enthält nur Phasen des Ausblasens. Die unterschiedlich optimalen Anregepositionen lassen sich damit erklären. Die Einsaugphase des SJs bewirkt ein Absaugen der wandnächsten Strömungsschicht. Das verursacht im Fall der stromab gelegenen Position ein Absaugen der Rezirkulation und damit ein zeitweiliges Heransaugen der gerade abgelösten Grenzschicht (bildet eine freie Scherschicht). Dadurch wird ein zeitweiliges Wiederanlegen der Strömung erreicht, was eine Zirkulationsverbesserung bedingt. Die Ausblasphase hingegen drückt kurzzeitig die freie Scherschicht weiter von der Kontur weg und destabilisiert sie, sodass ein früherer Zerfall in Wirbelstrukturen stattfindet. Dieses Zusammenspiel bewirkt in einem Bereich beginnender Ablösung eine optimale Beeinflussung. Die Einsaugphase wirkt in dem stromauf befindlichen Bereich, wo die Strömung noch anliegt, kontraproduktiv. Dort dominiert die Destabilisierung der Grenzschicht durch das zeitabhängige Ausblasen, was Strukturen an der Wand zur Folge hat. Diese Strukturen durchmischen daraufhin das sich stromab befindende Rezirkulationsgebiet.

Die Ergebnisse der Untersuchungen am HQ41 bestätigen die Annahme, dass sich eine geeignete Anregeposition für eine aktive Ablösekontrolle in unmittelbarer Nähe der natürlichen Strömungsablösung befinden sollte. Abhängig von der verwendeten Anregeform kann dabei eine leichte Verlagerung stromauf bzw. stromab zu moderaten Verbesserungen führen. Es scheint, dass die Stärke dieser Verbesserung dabei von der Wahl der anderen Anregeparameter abhängt (siehe Abb. 10.9-a). Für die Untersuchungen am SCCH wurde im Vorfeld instinktiv die natürliche Ablöseposition für die Plazierung der Aktuation gewählt. Diese Position erwies sich damit als die richtige.

**Fazit** Es wird deutlich, daß eine optimale Strömungsbeeinflussung nur durch Aktuation im Bereich der natürlichen Ablöseposition erreicht werden kann. Bewegt sich die Anregung von

dieser Position weg, bricht der Auftriebszuwachs deutlich ein. Dieser Einbruch erfolgt stromauf stärker als stromab. Abhängig von der verwendeten Anregeform führen leichte Verlagerungen stromauf bzw. stromab zu moderaten Verbesserungen. Es bestätigt sich, dass die Stärke dieser Verbesserung von der Optimalität der anderen Anregeparameter abhängig ist.

## 10.2.2 Anregeform

Ein grundlegender Parameter der aktiven Strömungsbeeinflussung ist die verwendete Anregeform. Als *Anregeform* ist das zeitabhängige Verhalten des eingebrachten Anregestroms zu verstehen. So sind zum einen zeitinvariante Anregeformen, wie stationäres Ausblasen (SB) oder Einsaugen (SS)<sup>3</sup> (engl. *steady blowing or suction*) möglich, und zum anderen zeitvariante, periodische Anregeformen, wie gepulstes Ausblasen (PB) oder Einsaugen (PS) (engl. *pulsed blowing or suction*) oder auch die kombinierte Form des sinusförmigen Ausblasens und Einsaugens (SJ) (engl. *synthetic jet*). Die letzte Form wird aufgrund des im zeitlichen Mittel nicht vorhandenen externen Massenstroms auch als Null-Massenstrom-Aktuation (engl. *zero net mass flux (ZNMF)*) bezeichnet.

In der praktischen Umsetzung ist die Anregeform meist schon durch die Konstruktion und die zur Verfügung stehenden technischen Möglichkeiten vorgegeben bzw. limitiert. So sind speziell einsaugende Methoden oftmals mit erheblichem konstruktiven und funktionalen Aufwand verbunden. Insbesondere in einer Freiflugumgebung stellt sich die Frage, woher man die benötigte externe Fluidmasse für das Ausblasen bekommt bzw. wohin man das abgesaugte Fluid dauerhaft führt. Die Simulation der Strömungsbeeinflussung hat es dabei etwas leichter, da sie auf vereinfachte Ansätze bauen kann. Die für solche Anregeformen dauerhaft benötigten Massenströme des Störfluids werden in diesem Fall durch geeignete Randbedingungen bereitgestellt (Abschnitt 7). Lediglich eine physikalisch sinnvolle Wiedergabe des zeitlichen Verhaltens stellt bei der Modellierung hohe Ansprüche. So können in der Simulation viele verschiedene Anregeformen erzeugt und ihr jeweiliger Einfluss auf die Verbesserung der Umströmung untersucht werden.

Aus zahlreichen Untersuchungen (GREENBLATT und WYGNANSKI, 2000; SEIFERT und PACK, 1999b; WYGNANSKI und SEIFERT, 1994) ist bekannt, dass eine instationäre Anregeform hinsichtlich der Vermeidung bzw. der Verzögerung der Strömungsablösung auf stark angestellten Tragflügeln wesentlich effektiver ist, als die herkömmlichen zeitunabhängigen Anregeformen. Dabei vergleichen die meisten experimentellen Untersuchungen (PRINCE und KHODAGOLI-AN, 2011) periodisches mit stationärem Ausblasen. Es zeigte sich, dass im Gegensatz zum stationären Ausblasen für eine zeitabhängige Aktuation eine höhere Effektivität bei geringeren Impuls- und Massenströmen erreicht werden kann (GREENBLATT und WYGNANSKI, 2000). Das hat eine stark verbesserte Energieeffizienz zur Folge. SEIFERT ET AL. (1993) untersuchten periodisches Ausblasen an einer Mehr-Komponenten-Konfiguration, bestehend aus einem NACA0012-Profil mit einer Wölbklappe. Die Experimente erfolgten bei Reynolds-Zahlen zwischen Re =  $1 \cdot 10^5 \dots 1 \cdot 10^6$  und zeigten, dass periodisches Ausblasen einen vergleichbaren Zuwachs an Auftrieb und eine vergleichbare Verringerung des Widerstands mit einer Anregeintensität erreicht, die um eine Größenordnung niedriger liegt, als bei stationärem Ausblasen.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>in Anlehnung zur englischen Bezeichnung abgekürzt

Strömungsvisualisierungen von MCMANUS ET AL. (1996, 1994) an einem Diffuser zeigten, dass periodische Aktuation auf einem Mechanismus beruht, der bei jedem Zyklus einen großen kohärenten Wirbel erzeugt, der daraufhin an der Wand des Strömungskörpers entlang abschwimmt. Aufgrund der Rotation des Wirbels transportiert er dabei hochenergetisches Fluid aus der Außenströmung in die energiearmen, wandnahen Bereiche der Grenzschicht bzw. der schon vorhandenen Rezirkulation, und erhöht dabei die turbulente Vermischung. Dies wiederum unterdrückt bzw. verringert die Strömungsablösung stromabwärts.

Im Fall von stationärem Ausblasen verändert sich der Anregemechanismus mit der Richtung des Impulseintrags (Ausblaswinkel). Erfolgt das Ausblasen mit starkem tangentialen Anteil  $(\beta = 0^{\circ} \dots 50^{\circ})$ , wird der energiearmen Grenzschicht im wandnahen Bereich Energie durch den Anregestrom zugeführt. Dadurch dickt das untere Grenzschichtprofil auf, die Wandschubspannung sowie der Reibungswiderstand werden verringert, und die Ablösung wird verhindert (SCHLICHTING und GERSTEN, 2006). Erfolgt das Einbringen des Anregestroms senkrecht zur Oberfläche, entstehen aufgrund des crossflow-Effekts verschiedenste Wirbelstrukturen. Eine detaillierte Beschreibung und Darstellung dieser entstehenden Strukturen gibt SCHUMANN (2009). Nach Verlassen der Aktuatoröffnung wird der Anregestrom von der Hauptströmung umgelenkt und es entsteht eine freie Scherschicht (engl. mixing layer). Durch die crossflow-bedingten Wirbelstrukturen sowie der freien Scherschicht erhöht sich die turbulente Durchmischung, und Energie wird aus der Außenströmung in den wandnahen Bereicht transportiert. Diese Effekte treten natürlich zum Teil auch bei periodischem Ausblasen auf, sodass die zeitabhängige Anregung eine Überlagerung der stationären und der instationären Effekte beinhaltet (WYGNANSKI und SEIFERT, 1994). Diese kombinierten Effekte erklären auch die höhere Effektivität des periodischen Ausblasens, und führen zu den wesentlich geringeren Massen- bzw Impulsströmen, die benötigt werden, um eine, dem stationärem Ausblasen vergleichbare Verbesserung zu erreichen (WYGNANSKI, 1997).

Durch Absaugen des energiearmen Fluids erhöht sich die Energie in der Grenzschicht. Vor der Absaugposition wird so der wandnächste Bereich der ablösegefärdeten Grenzschicht entfernt und die Strömung damit stabilisiert. Hinter dem Anregeschlitz bildet sich eine neue Grenzschicht aus, die dementsprechend noch nicht ablösegefärdet ist. Dadurch ist es möglich, bis zu einem bestimmten Grad einen höheren positiven Druckgradienten zu überwinden, ohne dass die Gefahr einer Grenzschichtablösung besteht. Zusätzlich bewirkt das Absaugen eine veränderte Außengeschwindigkeit der Strömung. Vor dem Schlitz wird die Strömung beschleunigt und damit eine Ablösung vermieden. Hinter dem Schlitz kommt es durch die Absaugsenke zwar zu einer Verzögerung der Außenströmung, die Grenzschicht entwickelt sich jedoch, wie schon erwähnt, hinter dem Absaugeschlitz neu und kann daher einen größeren Druckanstieg ohne Ablösung überwinden (SCHLICHTING und GERSTEN, 2006). Wie stark der eine oder der andere Effekt in Erscheinung tritt hängt in starkem Maß von der relativen Lage der Anregeposition bezüglich der natürlichen Ablöseposition ab und wird zudem auch von der Einsaugrichtung bezüglich der Oberfläche (Einsaugwinkel) erheblich beeinflusst. So stärkt tangentiales Absaugen in erster Linie das Abscheiden und Abführen der energiearmen wandnahen Grenzschicht, wohingegen senkrechtes Absaugen die Außenströmung stromaufwärts beschleunigt (SCHLICHTING und GERSTEN, 2006).

Der synthetische Jet kombiniert beide Aktuationsformen periodisch. Dabei werden auch die Vorteile beider Anregungstypen vereint. Der große Vorteil des synthetischen Jets liegt in der Tatsache, dass diese Anregeform keine externe Anregemasse benötigt, sondern der zu beeinflussenden Strömung nur Anregeimpuls zuführt. Dies erfolgt durch zeitabhängiges Absaugen von Fluid aus der Hauptströmung in die Aktuatorkammer, um daraufhin wieder in die Strömung ausgeblasen zu werden. Der zeitgemittelte Massenstrom ist dabei null. Die ersten massenstromneutralen Strömungsbeeinflussungen erfolgten durch Lautsprecher (AHUJA und BURRIN, 1984; HUANG ET AL., 1987). Daneben sind auch mechanische Mechanismen wie oszillierende Klappen (ROOS und KEGELMANT, 1986), Virbel-Rotoren (VIETS ET AL., 1979), schwingende Drähte (BAR-SEVER, 1989; VANDSBURGER und DING, 1995) oder auch rotierende Ventile (TINAPP, 2001) gebräuchlich. Die Entstehung sowie die zeitliche Entwicklung eines synthetischen Jets werden anhand experimenteller Untersuchungen und Visualisierungen im ruhenden Medium detailliert durch SMITH und GLEZER (1998) beschrieben. Periodisches Einsaugen und Ausblasen ist etwa zehn mal effektiver als vergleichbares statisches Ausblasen. Besonders effizient wird die Anregung, wenn im Frequenzbereich der korrespondierenden Instabilitätsfrequenzen der Scherschicht angeregt wird (SEIFERT und PACK, 1999b; ZHENG ET AL., 2005).



**Abbildung 10.10:** Vergleich des zeitabhängigen Verhaltens der Strömung bei Aktuation mit einem synthetischen Jet und gepulstem Ausblasen am HQ41 ( $F^+ = 0.91$ ,  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$ ,  $\beta = 90^{\circ}$ ).

Das simulierte instantane Verhalten der beiden Anregeformen synthetischer Jet und gepulstes Ausblasen wird exemplarisch in Abb. 10.10 miteinander verglichen. Dargestellt ist das zeitabhängige Verhalten der örtlich mittleren Anregegeschwindigkeit  $\overline{u}_a$  sowie das resultierende Verhalten des Auftriebsbeiwerts  $c_a$ . Die Beeinflussung erfolgte senkrecht am HQ41. Die zeitlichen Verläufe des Auftriebsbeiwerts in Abb. 10.10-a machen den Vorteil der einsaugenden Phase beim synthetischen Jet für eine senkrechte Aktuation deutlich. Aufgrund des zeitlichen Absaugens erhöht sich der zeitlich mittlere Auftrieb gegenüber dem Fall mit gepulstem Ausblasen. Der Vergleich zwischen den Verläufen der Ausblasgeschwindigkeit und des Auftriebsbeiwerts zeigt deutlich das auftriebsbeeinflussende Verhalten des Anregestroms. Während bei maximaler Ausblasgeschwindigkeit der instantane Auftriebsbeiwert sein Minimum erreicht, erhöht er sich bei ausgeschalteter Aktuation (PB) bzw. bei maximaler Einsauggeschwindigkeit (SJ) auf sein Maximalwert. Der  $c_a$ -Verlauf des gepulstem Ausblasens zeigt im Gegensatz zum Verlauf des synthetischen Jets innerhalb einer Anregeperiode zwei periodisch auftretende Überschwinger. Diese Überschwinger treten genau zu den Zeitpunkten auf, die mit der Mitte der Pulsflanken korrespondieren. Zu diesen Zeitpunkten findet der dynamische Wechsel der Beschleunigungsphasen an den Pulsflanken statt. So wechselt die Beschleunigung in der Anstiegsflanke von stärker zu schwächer werdend. In der Abstiegsflanke passiert das entsprechend umgekehrt. Da stärker und schwächer werdende Beschleunigung in gewisser Hinsicht einen ausblasenden und einsaugenden Charakter haben, erfolgt analog zum zeitabhängigen Auftriebsverhalten ein entsprechendes Überschwingverhalten. Zahlreiche numerische Untersuchungen mit variierendem Flankenanstieg (variabler Flankenparameter  $s_c$ ) zeigten, dass dieses Überschwingverhalten kein Problem der zeitlich diskreten Auflösung ist. Eine Literaturstudie konnte leider keine experimentell ermittelten Vergleichsdaten liefern, sodass eine Klärung dieses zeitabhängigen Effekts noch nicht vorgenommen werden konnte.

Das instantane Verhalten des Anregestroms, der aus den beiden Anregeformen jeweils resultiert, wird in Abb. 10.11 und Abb. 10.12 zu 4 ausgewählten Zeitpunkten einer Anregeperiode visualisiert dargestellt. Der gepulste Anregestrom zeigt im Vergleich zum synthetischen Jet ein deutlich dynamischeres Verhalten (Abb. 10.12-a). Das sich ergebende Pulsplateau der gepulsten Aktuation ermöglicht ein tieferes Eindringen des Anregestroms in die Hauptströmung (Abb. 10.12-c). Das ist eine Folge des länger eingetragenen Maximalimpuls. Die einsaugende Phase des synthetischen Jets verkleinert dagegen zeitlich periodisch das Rezirkulationsgebiet hinter der Anregestelle (Abb. 10.12-d).

Auf Basis numerischer Simulationen erfolgten im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen zu dem Einfluss verschiedener Anregeformen auf die Verbesserung der abgelösten Strömungszustände an den zwei betrachteten Hochauftriebskonfigurationen. Zur Anwendung kamen dabei die aus der Literatur bekannten Anregeformen: *stationäres Ausblasen* (SB), *gepulstes Ausblasen* (PB), *sinusförmiges Ausblasen und Einsaugen* (SJ), *gepulstes Einsaugen* (PS) und *stationäres Einsaugen* (SS). Die Strömung um das SCCH wurde zudem noch mit den generischen Anregeformen *sinusförmiges Ausblasen* (HB) und *sinusförmiges Einsaugen*(HS) aktuiert. Diese zwei Anregeformen entsprechen dabei dem gepulsten Ausblasen bzw. Einsaugen mit einer sinusförmigen, aktiven Phase.

In Abb. 10.13 sind alle Anregeformen, die an der SCCH-Umströmung angewendet wurden, mit ihrem Einfluss auf den Auftrieb dargestellt. Alle Anregeformen wurden mittels 2D Strömungssimulationen mit Aktuation bei F<sup>+</sup> = 0.6,  $C_{\mu}$  = 0.114%,  $\beta$  = 90° und im Fall der gepulsten Formen bei DC = 50% untersucht. Abb. 10.13 zeigt in Form von Balken die relative Änderung des zeitlich mittleren Auftriebsbeiwerts  $\Delta \bar{c}_a$  (schwarze Balken) und die Schwankungsamplitude des Auftriebsbeiwerts in Form des rms-Werts  $\Delta \bar{c}_a$  (graue Balken). Die relativen Änderungen beziehen sich auf die Werte der natürlichen Strömung.

Die Ergebnisse zeigen, dass gepulstes Einsaugen in diesem Beeinflussungsfall am effektivsten ist. Auf Grund des periodischen Absaugens verzögert sich die mittlere Strömungsablösung auf der Hinterkantenklappe so, dass sich ein Zuwachs des Auftriebsbeiwerts von  $\Delta \bar{c}_a = 18.9\%$ einstellt. Es fällt grundsätzlich auf, dass alle periodischen Anregeformen zu einer deutlichen Steigerung des Auftriebs führen. Betrachtet man dagegen die Ergebnisse der stationären Formen, so liegen die Werte kaum merklich über dem der unbeeinflussten Umströmung. Im Fall von stationärem Ausblasen verschlechtert sich der Auftrieb sogar ( $\Delta \bar{c}_a = -1.7\%$ ). Die Ergebnisse bestätigen dabei die Erkenntnisse von GREENBLATT und WYGNANSKI (2000), SEIFERT ET AL. (1993) und PRINCE und KHODAGOLIAN (2011), dass periodische Aktuation eine um



Abbildung 10.11: Visualisierung des entstehenden Anregestroms erzeugt duch einen synthetischen Jet. Links: Konturplot der u-Geschwindigkeit ergänzt mit Geschwindigkeitsvektoren. Rechts: Zeitlicher Verlauf der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit.


Abbildung 10.12: Visualisierung des entstehenden Anregestroms erzeugt duch gepulstes Ausblasen. Links: Konturplot der u-Geschwindigkeit ergänzt mit Geschwindigkeitsvektoren. Rechts: Zeitlicher Verlauf der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit.

eine Größenordnung höhere Effektivität besitzt, als stationäre Beeinflussung. Vergleicht man die periodischen Anregeformen ohne einsaugendem Anteil mit den Anregeformen, die eine einsaugende Phase besitzen, so kann aufgrund des Einsaugens eine nochmalige Steigerung des Auftriebsbeiwerts von ca. 6% erreicht werden. Es scheint, dass die Phase des Einsaugens einen erheblichen Anteil an der Verzögerung der Ablösung und damit an der Erhöhung der Zirkulation besitzt. Die Ablösung der Strömung auf der Hinterkanntenklappe des SCCH ist durch den hohen Klappenwinkel  $\delta_k = 37^{\circ}$  und die stetig gekrümte Kontur druckinduziert, d.h. die Strömung löst aufgrund starken positiven Druckgradientens ab. Infolge der zeitabhängigen Absaugung der energiearmen Strömung direkt über der Oberfläche der Klappe kann so die Grenzschicht stabilisiert und die Ablösung im besten Fall um  $\Delta x = 14.3\% l_c$  stromab verlagert werden. Solch eine stark Verlagerung der mittleren Ablöseposition ist nur bei einer reinen druckinduzierten Ablösung möglich.



**Abbildung 10.13:** Vergleich der Anregeformen am SCCH bei  $\beta = 90^{\circ}$ .

Betrachtet man die Zuwachsraten der Schwankungsamplituden des Auftriebsbeiwerts anhand der Effektivwerte, zeigt sich ein gegensätzliches Bild. Bei allen Anregeformen, die ausschließlich auf Absaugen basieren, verstärken sich die Schwankungen um bis zu 76.3% (HS). Dagegen reduziert periodisches Ausblasen die Schwankungen um bis zu 78.6% (HB) gegenüber der natürlichen Strömung. Würde für eine Verbesserung der Strömungssituation durch aktive Strömungsbeeinflussung nicht nur der reine Nettogewinn der mittleren Auftriebserhöhung entscheidend sein, sondern auch die Stärke der Auftriebsschwankungen, dann würde die Aktuation auf Basis eines synthetischen Jets sich als die effektivste Anregeform ergeben. Aufgrund des wechselseitigen Einsaugens und Ausblasens erhöht sich zum einen der mittlere Auftriebsbeiwerts um  $\Delta \bar{c}_a = 16.2\%$  und zum anderen wird die Schwankung des Auftriebsbeiwerts um  $\Delta \bar{c}_a = -68.9\%$  gesenkt.

Ausgehend von diesen Ergebnissen stellt sich die Frage, ob die gewonnen Erkenntnisse auf

ein anderen Strömungsfall übertragbar sind. Dazu erfolgten numerische Untersuchungen mit verschiedenen Anregeformen am HQ41. Die Variation wurde bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln durchgeführt, um den vorher schon erwähnten Einfluss einer wandnormalen Aktuation gegenüber einer tangentialen Aktuation mit zu berücksichtigen.

Die vertikale Beeinflussung erfolgte an Anregeposition 3 (siehe Abb. 10.9-b) bei einem Ausblaswinkel von  $\beta = 90^{\circ}$ , einer Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.9, was der natürlichen klappenbezogenen Strouhalzahl St<sub>n</sub> entspricht, einer Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$ , und im Fall einer gepulsten Anregeform bei einer Pulsbreite von DC = 50%. Die Ergebnisse dieser Variation sind in Abb. 10.14, in gleicher Form wie beim SCCH, dargestellt.

Es fällt auf, dass die Zuwachsraten des Auftriebsbeiwerts allgemein etwas unterhalb der des SCCH-Modells liegen. Das ist im wesentlichen durch die Strömungstopologie am HQ41 begründet. Während die Strömungsablösung auf der Hinterkantenklappe des SCCH vorrangig druckinduziert stattfindet, erfolgt sie am HQ41 in erster Linie geometrieinduziert. Auf Grund des Konturknicks am Beginn der Wölbklappe mit einem Klappenwinkel von  $\delta_k = 16^\circ$  wird die Strömung zur Ablösung in der Nähe dieses Knicks gezwungen. Eine angeregte Strömung scheint schneller in der Lage zu sein, gegen eine druckinduzierte Ablösung anzukämpfen, als gegen eine geometrieinduzierte. Zudem ist der Turbulenzgrad oberhalb der Klappe und somit auch innerhalb der zu beeinflussenden freien Scherschicht im Fall des SCCH deutlich höher, als er es bei der spät umschlagenden Strömung am HQ41 ist. Dadurch treten turbulenzabhängige Anregemechanismen, wie sie bei der Beeinflussung mit einem fluidischen Aktuator einsetzen, schneller auf.



**Abbildung 10.14:** Vergleich der Anregeformen am HQ41 bei  $\beta = 90^{\circ}$ .

Im Gegensatz zum SCCH stellt sich bei vertikaler Anregung am HQ41 stationäres Einsaugen (SS) als die effektivste Anregeform dar. Mit Hilfe des permanenten Absaugens wird die Ablösung um  $\Delta x = 32.1\% l_k$  stromab verschoben und es stellt sich ein relativer Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts von  $\Delta \bar{c}_a = 16\%$  bei einer Verringerung der Schwankungsamplitude von  $\Delta \tilde{c}_a = -95.4\%$  ein. Stationäres Ausblasen hingegen ist in diesem Fall genauso ineffektiv wie beim SCCH und verschlechtert den mittleren Auftrieb um  $\Delta \bar{c}_a = -9\%$  bei einer enormen Erhöhung der Amplitude von  $\Delta \tilde{c}_a = 292.7\%$ . Die periodischen Anregeformen liegen für senkrechtes Ausblasen bei der mittleren Erhöhung des Auftriebs deutlich unterhalb von stationärem Einsaugen (max.  $\Delta \bar{c}_a = 9.3\%$ ), verhalten sich aber zueinander bzgl. der erreichten Zuwächse, wie bei der senkrechten Strömungsbeeinflussung am SCCH. Es zeigt sich, dass auch in diesem Fall Anregeformen mit zeitlich einsaugenden Abschnitten eine deutlich höhere Effektivität besitzen, als Formen mit nur ausblasendem Anteil. So erreicht gepulstes Ausblasen gerade mal eine mittlere Auftriebserhöhung von  $\Delta \bar{c}_a = 2.1\%$ , während sinusförmiges Einsaugen und Ausblasen ( $\Delta \bar{c}_a = 7.9\%$ ) sowie gepulstes Einsaugen ( $\Delta \bar{c}_a = 9.3\%$ ) eine rund viermal so große Steigerung bewirken. Auf Grund der stromab der Ablösung befindlichen Anregeposition scheint das Absaugen des energiearmen, wandnahen Fluids als am besten geeignet, um so die freie Scherschicht, die sich durch die Ablösung der Grenzschicht einstellt, wieder näher an die Klappenoberfläche heranzuführen und damit die eingesetzte Rezirkulation zu verringern.

Untersuchungen über den Einfluss der Ausblasrichtung am HQ41 (siehe Abschnitt 10.2.5) ergaben, dass für gepulstes Ausblasen sowie für den synthetischen Jet sich eine deutliche Erhöhung des mittleren Auftriebs einstellt, wenn der Anregestrom mit vergrößerter tangentialer Richtung bzgl. der Klappenoberfläche ausgeblasen wird. Der Einfluss einer veränderten Aktuationsrichtung auf die Effizienz der verschiedenen Anregeformen wurde dementsprechend bei einem Ausblaswinkel von  $\beta = 40^{\circ}$  numerisch untersucht. Um dabei einen Bezug zum vergleichenden Experiment (GRUND und NITSCHE, 2010) herstellen zu können, erfolgte die Aktuation zudem bei einer veränderten Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.55 und einer für alle Anregeformen konstanten Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 1.54 c_{\infty}$  (der dimensionslose Impulsbeiwert  $C_{\mu}$  verändert sich entsprechend der Anregeform, Abschnitt 8.2.2). Die Aktuation erfolgt in diesem Fall an der bzgl. der Ablösung stromauf gelegenen Position 1 (Abb. 10.9-b).

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abb. 10.15 wiederum in Balkenform dargestellt. Vergleicht man die Zuwächse des mittleren Auftriebsbeiwerts mit denen in Abb. 10.14, so fällt eine deutlich verändertes Verhalten auf. Grundsätzlich kann festgestellt werden, dass eine Änderung einzelner Anregeparamer eine Änderung des Anregeverhaltens der einzelnen Anregeformen mit sich bringt. Da im Rahmen dieser Untersuchung neben dem Ausblaswinkel auch die Frequenz und die Intensität der Aktuation verändert wurden, sind die vorhandenen Ergebnisse durch alle drei Parameter beeinflusst. Geht man davon aus, dass sowohl die Anregefrequenz als auch die Ausblasgeschwindigkeit (ist ein Maß für die Anregeintensität) mehr einen Einfluss auf die Stärke der Beeinflussung besitzen als auf den Anregemechanismus selbst, so kann bzgl. des veränderten Verhaltens der einzelnen Anregeformen zueinander hauptsächlich die veränderte Ausblasrichtung verantwortlich gemacht werden. Durch die Änderung des Ausblaswinkels auf  $\beta = 40^{\circ}$  erhöht sich für gepulstes Ausblasen der Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts auf  $\Delta \bar{c}_{a} = 18.7\%$  und stellt in diesem Fall die mit Abstand effektivste Anregeform dar. Diese enorme Erhöhung ist nicht nur durch den veränderten Ausblaswinkel begründet, sondern kommt auch zum Teil durch die veränderte, besser geeignete Anregefrequenz zu stande. Der Einfluss der Anregefrequenz auf die Auftriebssteigerung einzelner Anregeformen für die zwei hier betrachteten Ausblaswinkel wird in Abb. 10.22 anschaulich dargestellt und ausführlich in Abschnitt 10.2.3 erläutert. Im Vergleich zwischen Abb. 10.22-a und Abb. 10.22-b wird auch der Einfluss der veränderten Ausblasrichtung für gepulstes Ausblasen deutlich. Während die



**Abbildung 10.15:** Vergleich der Anregeformen am HQ41 bei  $\beta = 40^{\circ}$ .

stationären Anregeformen kaum durch die veränderte Ausblasrichtung beeinflusst werden<sup>4</sup>, erhöht die vergrößerte tangentiale Komponente des Anregestroms die Effizienz der periodischen Anregeformen. Dabei kann ein verstärkter Effekt der Ausblasphase festgestellt werden. Während sich der mittlere Auftriebsbeiwert bei gepulstem Ausblasen gerade mal um 1.8% gegenüber der Erhöhung im 90°-Fall steigert, erhöht er sich für den synthetischen Jet schon um 2% und bei gepulstem Ausblasen um enorme 16.6%. Diese relativen Veränderungen machen den unterschiedlichen Einfluss der veränderten Ausblasrichtung auf den Effekt des Ausblasens und des Einsaugens sehr deutlich. Das Absaugen des unteren instabilen Grenzschichtbereichs sowie die Beschleunigung der Hauptströmung durch das zeitabhängige Einsaugen besitzt einen geringen Richtungscharakter. Beim zeitabhängigen Ausblasen hingegen erfolgt ein Mechanismenwechsel bei der Beeinflussung der Grenzschicht. Während senkrechtes Ausblasen die schon abgelöste Grenzschicht (freie Scherschicht) vorzeitig erzwungen destabilisiert, sich daraufhin durch den einsetzenden Zerfall große kohärente Strukturen bilden, die beim wandnahen Abschwimmen die turbulente Durchmischung erhöhen und damit energiereiches Fluid aus der Außenströmung in die wandnahe Rezirkulation transportieren, stabilisiert tangentiales Ausblasen in Form eines Wandstrahls die ablösegefährdete Grenzschicht durch die Aufdickung des Geschwindigkeitsprofils im wandnächsten Grenzschichtbereich (SCHLICHTING und GERSTEN, 2006). Dieser Effekt wird in Abb. 10.16 schematisch dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung des Mechanismenwechsels infolge eines veränderten Ausblaswinkels befindet sich in Abschnitt 10.2.5. Auf Grund dieses Anregemechanismus bei gepulstem Ausblasen ist eine Anregeposition stromauf der Ablöseposition besser geeignet (siehe Abschnitt 10.2.1). Ist die Grenzschicht schon abgelöst (wie bei Position 3), ist gepulstes Ausblasen bei kleinem Ausblaswinkel nicht so wirkungsvoll.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Die Abschwächung der Zuwachsrate bei stationärem Ausblasen bzw. die Abschwächung der Verlustrate bei stationärem Ausblasen liegen in der kleineren Anregeintensität für  $\beta = 40^{\circ}$  begründet.





(a) Prinzipskizze nach SCHLICHTING und GERSTEN (2006)

(b) Konturplot der Absolutgeschwindigkeit mit Vektoren am HQ41 im Bereich der Anregung

Abbildung 10.16: Funktionsprinzip des wandtangentialen Ausblasens in Theorie und Simulation.

Betrachtet man die Schwankungsamplituden des Auftriebsbeiwerts (graue Balken), so stellt sich bei der angeregten Strömung am HQ41 ein gänzlich anderes Verhalten als beim SCCH dar. Während am SCCH alle Anregeformen mit periodisch ausblasendem Anteil die Amplituden des Auftriebsbeiwerts gegenüber der natürlichen Umströmung deutlich verringern (max.  $\Delta \tilde{c}_a = -80\%$ ), erhöhen im Fall des HQ41 alle Anregeformen, bis auf stationäres Einsaugen  $(\Delta \tilde{c}_a \approx -95\%)$ , die Schwankungsbreite des Auftriebs. Dies ist eine Folge schwacher Instationaritäten in der natürlichen Umströmung des HQ41. Das Rezirkulationsgebiet oberhalb der Wölbklappe zeigt ein quasi-stationäres Verhalten und interagiert an der Hinterkante nur in einem geringen Maße mit der von der Druckseite kommenden Strömung. Dadurch entwickeln sich nur kleinskalige, wechselseitige Wirbelstrukturen, die im Nachlauf eine extensive Wirbelstraße bilden. Dementsprechend ist das Schwankungsverhalten des unbeeinflussten Auftriebsbeiwerts relativ gering ( $\tilde{c}_a = 1.77 \cdot 10^{-2}$ ). Die Schwankungsamplitude der natürlichen HQ41-Strömung liegt dadurch eine Größenordnung kleiner als bei der natürlichen SCCH-Strömung ( $\tilde{c}_a = 1.07 \cdot 10^{-1}$ ). Strukturen, die durch die Anregung erzeugt werden und sich durch das Ablösegebiet bewegen, erhöhen bei fast jeder Aktuation das zeitabhängige Verhalten der HQ41-Umströmung, was sich in höheren Schwankungsamplituden des ca-Werts wiederspiegelt.

**Fazit** Für eine effektive Beeinflussung der abgelösten Strömung ist die Wahl der richtigen Anregeform ein entscheidendes Kriterium. Die Untersuchungen mit verschiedenen Anregeformen zeigen, dass am SCCH senkrecht gepulstes Einsaugen am effektivsten ist. Innerhalb dieser Untersuchungen fällt auf, dass alle periodischen Anregeformen zu einer deutlichen Steigerung des Auftriebs führen. Aus zahlreichen Untersuchungen ist bekannt, dass eine instationäre Anregeform hinsichtlich der Vermeidung bzw. der Verzögerung der Strömungsablösung auf stark angestellten Tragflügeln wesentlich effektiver ist, als herkömmliche zeitunabhängige Anregeformen. Betrachtet man dagegen die Ergebnisse der stationären Formen, so liegen die Werte kaum merklich über dem der unbeeinflussten Umströmung. Die Untersuchungen mit senkrechter Aktuation am SCCH ergeben, dass die zeitliche Phase des Einsaugens einen erheblichen Anteil an der Verzögerung der Ablösung und damit an der Erhöhung der Zirkulation besitzt. Bei allen Anregeformen, die ausschließlich auf Absaugen basieren, verstärken sich die Schwankungen des Auftriebsbeiwerts. Dagegen reduziert periodisches Ausblasen die Schwankungen gegen-

über der natürlichen Strömung. Würde für eine Verbesserung der Strömungssituation durch aktive Strömungsbeeinflussung nicht nur der reine Nettogewinn der mittleren Auftriebserhöhung entscheidend sein, sondern auch die Stärke der Auftriebsschwankungen, dann würde die Aktuation auf Basis eines synthetischen Jets sich als die effektivste Anregeform ergeben. Im Gegensatz zum SCCH stellt sich bei vertikaler Anregung am HQ41 stationäres Einsaugen als die effektivste Anregeform dar. Stationäres Ausblasen hingegen ist in diesem Fall genauso ineffektiv wie beim SCCH. Grundsätzlich kann festgestellt werden, dass eine Änderung einzelner Anregeparamer eine Änderung des Anregeverhaltens der einzelnen Anregeformen mit sich bringt. Während die stationären Anregeformen kaum durch eine veränderte Ausblasrichtung beeinflusst werden, erhöht die vergrößerte tangentiale Komponente des Anregestroms die Effizienz der periodischen Anregeformen. Die Erhöhung der Effizienz beruht dabei auf einen Mechanismenwechsel bei der Beeinflussung der Grenzschicht.

## 10.2.3 Anregefrequenz

Die Anregefrequenz ist eine der meist untersuchten Anregeparameter (AMITAY und GLEZER, 2002; GREENBLATT und WYGNANSKI, 2001; SEIFERT ET AL., 1993, 1996) und charakterisiert das periodische Verhalten der eingesetzten Anregeform. Die Anregefrequenz F<sup>+</sup> wird üblicherweise in Form einer Strouhal-Zahl angegeben und bezieht sich bei der charakteristischen Länge auf das zu beeinflussende Längenmaß, in diesem Fall in der Regel die Ablöselänge (Gl. 8.2, Abschnitt 8.1). Um so höher die Anregefrequenz ist, desto häufiger baut sich der Anregestrom innerhalb einer Zeiteinheit auf und dringt in die zu beeinflussende Strömung ein. Somit hat sie direkten Einfluss auf die Größe und die zeitlich Entstehung der erzeugten Anregestrukturen. Das zeitabhängige Verhalten der abgelösten, natürlichen Strömung steht in direkter Interaktion mit den periodisch erzeugten Strukturen. Dabei zeigt das zeitabhängige Verhalten aller beeinflussten Strömung ein en Periodisch aufgeprägten Charakter der Aktuation.

Die dominanten Frequenzen in den dargestellten Spektren des Auftriebsbeiwerts in Abb. 10.17 entsprechen in allen Fällen den Anregefrequenzen, mit denen die Strömungen aktuiert wurden. Das bedeutet, dass die erzeugten Anregestrukturen das zeitabhängige Zirkulationsverhalten der jeweiligen Umströmung und damit auch das resultierende Wirbelabwurfverhalten dominieren. Die eintretende Erhöhung des Auftriebs hängt dabei von der Güte der Interaktion zwischen Anregestrukturen und zeitabhängigem Verhalten des Rezirkulationsgebiets ab. Dieser Sachverhalt ist gut im Vergleich zwichen Abb. 10.17-c und Abb. 10.17-d zu erkennen. Während der senkrechte synthetische Jet mit einer Frequenz von  $F^+ = 0.91$  ein nahezu harmonischen Verlauf des Auftriebsbeiwerts bewirkt, ereugt die Aktuation mit einer Frequenz von  $F^+ = 0.45$ ein periodisches Verhalten mit zusätzlichen höherfrequenten Anteilen. Diese zusätzlichen Frequenzen sind die Folge entstehender Schwankungen innerhalb der Anregeperiode, die sich durch die zeitabhängige Entwicklung der Anregestrukturen ergeben. Dieses frequenzabhängige Verhalten der beeinflussten Strömung ist auch bei gepulstem Ausblasen (Abb. 10.18) am HQ41 zu erkennen. Auch hier dominiert in allen beeinflussten Fällen die Anregefrequenz das zeitabhängige Verhalten des Auftriebsbeiwerts. In diesem Fall zeigt die Anregefrequenz noch einen zusätzlichen Einfluss auf das periodisch zeitliche Verhalten des resultierenden Auftriebs. Bei kleinen Anregefrequenzen verschwinden die charakteristischen Auftriebsschwankungen, die durch die hohe Dynamik innerhalb der An- und Abstiegsflanken des gepulsten, zeitlichen



**Abbildung 10.17:** Frequenzspektren des Auftriebsbeiwerts für die angeregte Umströmungen des SCCH und des HQ41. Variation der Anregefrequenz  $F^+$  bei  $\beta = 90^\circ$ . Anregeform ist der synthetische Jet.

Verlaufs der Aktuation entstehen (Abb. 10.18-c und Abb. 10.18-d).

Um den Einfluss der Anregefrequenz F<sup>+</sup> auf das Ablöse- bzw. Auftriebsverhalten am SCCH-Modell numerisch untersuchen zu können, erfolgten Simulationen der angeregten 2D sowie 2.5D Umströmung. Die Anregeformen der 2D Untersuchungen waren der synthetische Jet und gepulstes Ausblasen. Die Aktuation am schiebenden, unendlichen Flügel erfolgte ausschließlich durch periodisches Ausblasen und Einsaugen (SJ). In allen Fällen wurde senkrecht zur Klappenoberfläche ( $\beta = 90^{\circ}$ ) angeregt. Die örtlich mittlere Ausblasgeschwindigkeit der 2D Simulationen beträgt  $\overline{u}_{a} = 1.91 c_{\infty}$  ( $C_{\mu} = 0.114\%$ ), die der 2.5D Simulationen  $\overline{u}_{a} = 1.03 c_{\infty}$ ( $C_{\mu} = 0.05\%$ ).

Abb. 10.19 stellt die numerischen Ergebnisse der Strömungsbeeinflussung mit variabler Anregefrequenz am SCCH-Modell dar. In Abb. 10.19-a sind zusätzlich die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von PETZ und NITSCHE (2006) für gepulstes Ausblasen bei einer kleineren Reynolds-Zahl von Re =  $0.72 \cdot 10^6$  aufgetragen. Die Diagramme stellen den prozentualen Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts gegenüber der natürlichen Strömung in Abhängigkeit von der Anregefrequenz F<sup>+</sup> dar. Der größte Zuwachs der angeregten 2D Strömung wird durch periodisches Ausblasen und Einsaugen mit einer reduzierten Frequenz von F<sup>+</sup> = 2.0 erreicht. Ein erstes deutliches Maximum ergibt sich schon bei F<sup>+</sup> = 0.6 mit einem



Abbildung 10.18: Frequenzspektren des Auftriebsbeiwerts für die angeregte Umströmungen des HQ41. Variation der Anregefrequenz F<sup>+</sup> bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln. Anregeform ist gepulstes Ausblasen.

mittleren Zuwachs von  $\Delta \bar{c}_a = 16.2\%$ . Eine weitere Erhöhung der Frequenz bis zu F<sup>+</sup> = 2.0 verursacht keine nennenswerte Steigerung des mittleren Auftriebsbeiwerts ( $\Delta \bar{c}_a = 17\%$ ). Die Zuwachsraten die durch gepulstes Ausblasen erreicht werden, liegen erwartungsgemäß unterhalb der Erhöhungen, die sich infolge des synthetischen Jets einstellen. Dabei zeigt der Verlauf der Auftriebssteigerung mit wachsender Anregefrequenz ein sehr ähnliches Verhalten, wie es beim synthetischen Jet zu erkennen ist. Die optimale Frequenz für gepulstes Ausblasen liegt bei F<sup>+</sup> = 1.0 mit einem Zuwachs von  $\Delta \bar{c}_a = 13.3\%$ . Damit wird das Optimum im Vergleich zum synthetischen Jet bei einer höheren Frequenz erreicht. Größere Frequenzen als F<sup>+</sup> = 1.0 verursachen einen Rückgang der Auftriebserhöhung.

Die Simulationsergebnisse am spannweitig unendlichen Flügel zeigen bei periodischem Ausblasen und Einsaugen ein ähnliches Verhalten (Abb. 10.19-b). Aufgrund der deutlich höheren Rechenleistung, die für die Simulation des 2.5D Flügelsegments benötigt wird, kam für die Beeinflussung der Strömung ausschließlich der synthetische Jet zur Anwendung. Die Auswahl dieser Anregeform erfolgte auf der Kenntnis, dass massenstromneutrales Ausblasen und Einsaugen gegenüber gepulstem Ausblasen bei gleicher Anregeintensität eine höhere Effektivität aufweist (SCHATZ ET AL., 2007). Die Zuwachsraten des Auftriebs der dreidimensionalen Strömung liegen dabei deutlich unter denen der zweidimensionalen Profilumströmung. Der maximale Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts gegenüber der natürlichen Strömung ist



Abbildung 10.19: Einfluss der Anregefrequenz F<sup>+</sup> auf den mittleren Auftriebsbeiwert am SCCH. Es werden Anregeformen und Dimensionseinflüsse verglichen.

bei einer optimalen Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.6 mit einer Erhöhung von  $\Delta \bar{c}_a = 11.4\%$  zu finden. Dieser Umstand resultiert aus der vorhandenen Dreidimensionalität der schiebenden Flügelkonfiguration. Wie schon in Abschnitt 9.1.2 erläutert, werden in der 2.5D Simulation keine Endlichkeitseffekte, wie Flügel-Rumpf Interaktion oder Flügelspitzenwirbel mit beachtet, dafür wird aber die Dreidimensionalität, die durch die Pfeilung erzeugt wird, berücksichtigt. Aufgrund der Pfeilung wird in allen Bereichen der Flügelkonfiguration eine Querströmung induziert, die eine Senkung des lokalen Druckniveaus (Abb. 9.12) zur Folge hat. Damit werden alle 2D Strömungseffekte gedämpft und der Auftriebszuwachs infolge der Strömungsbeeinflussung fällt niedriger aus.

Es fällt auf, dass beim unendlichen Flügel im Bereich der stark steigenden Auftriebszuwächse (F<sup>+</sup> = 0.2 bis F<sup>+</sup> = 0.5) eine leichte Verschiebung zu größeren Anregefrequenzen zu verzeichnen ist. Auffällig ist in diesem Fall auch das deutliche Abfallen der Auftriebserhöhung nach der optimalen Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.6. Die Ursachen dieses Abfalls müssen noch geklärt werden, hängen aber mit Interaktionen zwischen den entstehenden dreidimensionalen Strukturen zusammen.

Ein deutlich verändertes Verhalten zeigt sich bei den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen in Abb. 10.19-a. Die Beeinflussung der Strömung im Experiment erfolgte im Gegensatz zu den 2.5D Simulationen durch periodisches Ausblasen über 11 spannweitig angeordnete Anregeschlitze. Aufgrund der Modellgröße und der Windkanalbeschaffenheit konnten die experimentellen Untersuchungen nur bei einer Reynoldszahl von maximal Re  $= 0.72 \cdot 10^6$ durchgeführt werden.

Die gemessenen Auftriebserhöhungen im Experiment fallen gegenüber den gepulsten, zweidimensionalen Ergebnissen der Simulation erheblich geringer aus, und liegen auch deutlich unterhalb der 2.5D Zuwächse. Bei einer optimalen Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.41, die kleiner als die optimale Anregefrequenz der 2D Simulation ist, wird ein Zuwachs des Auftriebsbeiwerts von  $\Delta \bar{c}_a = 4.2\%$  erreicht. Diese kleinen Zuwächse sind durch die zusätzlichen dreidimensionalen Einflüsse am endlichen Versuchsflügel begründet. Neben den Endlichkeitseinflüssen kommen zudem die 3D Einflüsse der spannweitig segmentierten Anregung zum Tragen. Ein klares Anwachsen des Auftriebs unterhalb der optimalen Anregefrequenz ist bei den experimentellen Ergebnissen nicht zu erkennen. Es stellt sich dagegen ein nahezu von der Anregefrequenz unabhängiges Auftriebsverhalten dar, obwohl auch hier ein leichter Zuwachs in der Nähe der optimale Frequenz von  $F^+ = 0.4$  erkennbar ist. Da sich ein ähnliches, frequenzabhängiges Verhalten auch bei den experimentellen, zweidimensionalen Untersuchungen von TINAPP (2001) zeigte, könnte dies auf den genannten Endlichkeitseinfluss im 3D Fall hindeuten. Um dies klären zu können, müssten dreidimensionale Simulation des endlichen Flügels durchgeführt werden. Dies war im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.



Abbildung 10.20: Einfluss der Anregefrequenz F<sup>+</sup> auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts am SCCH. Es werden Anregeformen und Dimensionseinflüsse verglichen.

Neben der Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts verursacht die aktive Strömungsbeeinflussung am SCCH-Modell eine Verkleinerung der Ablösestrukturen und damit eine Verringerung der Schwankungsamplituden des zeitabhängigen Auftriebverhaltens (Abb. 10.20). Dabei erfolgt bei Verwendung von periodischem Ausblasen und Einsaugen eine stetige Senkung der Schwankungsbreite mit steigender Anregefrequenz. Dieses Verhalten ist sowohl bei den 2D als auch bei den 2.5D Untersuchungen zu beobachten (Abb. 10.20-b). Durch periodisches Ausblasen und Einsaugen können die Amplituden bei einer Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 2.0 im 2D Fall um  $\Delta \tilde{c}_a = -76.3\%$  und im 2.5D Fall um  $\Delta \tilde{c}_a = -69.1\%$  gegenüber der natürlichen Strömung gesenkt werden. Lediglich bei gepulstem Ausblasen (Abb. 10.20-a) steigt für Anregefrequenzen größer als F<sup>+</sup> = 0.88 ( $\Delta \tilde{c}_a = -68.9\%$ ) die Schwankungsbreite wieder an.

Betrachtet man die einzelnen Elemente (Vorflügel, Hauptflügel, Klappe) in ihrem jeweiligen Auftriebsverhalten bei variierender Anregefrequenz, so fällt auf, dass sowohl im unangeregten als auch im angeregten Strömungsfall der Hauptflügel den Hauptanteil des Auftriebs produziert. In Abb. 10.21 sind die Zuwächse des mittleren Auftriebsbeiwerts für jede Komponente der spannweitig unendlichen Hochauftriebskonfiguration grafisch dargestellt. Auf der rechten Seite befindet sich die Aufteilung der drei Flügelelemente für die natürliche Umströmung bezogen auf 100% des Gesamtauftriebs. Es zeigt sich, dass der Hauptflügel im unbeeinflussten Fall 80%



Abbildung 10.21: Zuwachs des elementbezogenen Auftriebsbeiwerts der angeregten SCCH-Umströmung (2.5D) bei variierender Anregefrequenz.

des Gesamtauftriebs erzeugt. Die restlichen 20% werden mit 12.5% durch den Vorflügel, und mit 7.5% durch die Hinterkantenklappe erreicht. Links davon sind die Zuwächse des mittleren Auftriebsbeiwerts infolge der Beeinflussung durch periodisches Ausblasen und Einsaugen bei variierender Anregefrequenz in Balkenform aufgetragen. Die Höhe des Balkens repräsentiert die Gesamterhöhung des Auftriebs bei verwendeter Frequenz. Die Balken setzen sich dabei aus den prozentualen Anteilen der einzelnen Komponenten zusammen. Die angegebenen Prozentsätze stellen die jeweiligen Erhöhungen der Elemente dar und geben damit auch die Gesamterhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts (Höhe des Balkens) wieder.

Durch periodische Strömungsanregung der vorderen Klappengrenzschicht erhöht sich sowohl der Auftriebsanteil des Vorflügels (max. 1.8%) als auch der des Hauptflügels (max. 8.4%) infolge des *upwash*-Effekts bei einem Gesamtzuwachs von  $\Delta \bar{c}_a = 11.3$ %. Dabei verändert sich der anteilige Zuwachs des Auftriebsbeiwerts von Vor- und Hauptflügel in gleichem Maße, wie die Erhöhung des Gesamtauftriebs (Abb. 10.21). Das belegt den direkten Einfluss des Aufwinds erzeugt durch die veränderte Klappenumströmung. Bei der Klappe selbst fällt der prozentuale Auftriebsgewinn anfangs mit steigender Frequenz, um dann sprungartig im Bereich des Optimums (F<sup>+</sup> = 0.6) den maximalen Zuwachs zu erreichen. Bei weiter steigender Frequenz verringert sich der Auftriebsgewinn der Klappe in gleichem Verhältnis, wie der des Vor- und Hauptflügels. Mit diesem Verhalten wird deutlich, dass für den Zuwachs des Gesamtauftriebs, infolge der beeinflussten Klappenoberseite, nicht primär der verbesserte Auftrieb der Klappe eine

bessere Umströmung des Hauptflügels und sogar des Vorflügels ermöglicht wird (Abb. 10.3). Diese Erkenntnis deckt sich auch mit dem beschriebenen Verhalten des Abströmwinkels an der Hinterkante des Hauptflügels in Abschnitt 10.1. Durch die beeinflusste Strömung oberhalb der Klappe wird die Abströmbedingung am Hauptflügel so entscheidend verbessert, das sich der in Abb. 10.21 dargestellte Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts am Hauptflügel einstellt.

Die Frequenzvariation am HQ41 erfolgte sowohl bei  $\beta = 90^{\circ}$  an der leicht stromab der natürlichen Ablöseposition befindlichen Anregestelle (Position 3), als auch bei  $\beta = 40^{\circ}$  an der leicht stromauf befindlichen Position (Position 1). Um den Einfluss weiterer Anregeparameter in die Frequenzuntersuchung miteinzubeziehen, wurden die Simulationen bei verschiedenen Anregeformen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abb. 10.22 und Abb. 10.23 in gewohnter Form dargestellt.

Abb. 10.22-a präsentiert dabei die Ergebnisse der Untersuchungen bei senkrechter Beeinflussung. Das Diagramm zeigt den Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts über der Anregefrequenz. Die Aktuation erfolgte bei einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$ . Die Frequenzvariation wurde in diesem Fall für drei Anregeformen durchgeführt: dem synthetischen Jet (SJ), gepulstem Ausblasen (PB) und gepulstem Einsaugen (PS). Neben diesen zeitabhängigen, und damit auch frequenzabhängigen Anregeformen kamen auch stationäres Ausblasen (SB) und Einsaugen(SS) für einen Vergleich zum Einsatz. Die zeitlich gepulsten Formen weisen eine Pulsbreite von DC = 0.5 auf.

Der größte Zuwachs bei der null-Massen-Aktuation (SJ) befindet sich bei einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.25 ( $\Delta \bar{c}_a = 13.8\%$ ) und stellt zugleich die größte Erhöhung bei senkrechter Aktuation durch eine zeitabhängige Anregeform dar. Lediglich permanentes Einsaugen ist in der Lage, einen größeren Zuwachs zu erreichen ( $\Delta \bar{c}_a = 16\%$ ). Der größte Zuwachs bei kleinster Schwankungsamplitude (Abb. 10.23-a) hingegen wird bei einer Frequenz von F<sup>+</sup>  $\approx 1.0$  erreicht. Bei dieser Frequenz wird sogar neben der Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts von  $\Delta \bar{c}_a = 9\%$  die Amplitude um  $\Delta \tilde{c}_a = -19.8\%$  gegenüber der natürlichen Strömung gesenkt. In Anbetracht, dass die natürliche Strömung schon sehr kleine Instationaritäten aufweist (siehe Abschnitt 9.2.3), und eine zeitabhängige Aktuation am HQ41 eine Erhöhung der Instabilitäten und damit eine Erhöhung der Schwankungsbreite des instantanen Auftriebsbeiwerts mit sich bringt, ist dieser angeregte Zustand äußerst bemerkenswert.

Die Simulationsergebnisse bei gepulstem Ausblasen zeigen ein, dem synthetischen Jet sehr ähnliches, frequenzabhängiges Verhalten. Dabei ist eine Verschiebung der Charakteristik zu etwas kleineren Frequenzen zu beobachten. Zudem zeigt sich bei allen untersuchten Frequenzen, dass bei senkrechter Beeinflussung gepulstes Ausblasen eine deutlich schlechtere Effektivität aufweist als massenneutrales Ausblasen und Einsaugen. So erreicht gepulstes Ausblasen bei einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.17 einen maximalen Zuwachs des mittleren Auftriebs von  $\Delta \bar{c}_a = 8.5\%$ . Die größte Reduzierung der Schwankungsamplitude ( $\Delta \tilde{c}_a = -34\%$ ) ist, genauso wie beim synthetischen Jet, bei einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 1.02 zu finden. Allerdings beträgt dabei der Zuwachs des mittleren Auftriebs nur noch  $\Delta \bar{c}_a = 0.8\%$ . Während die sinusförmige Anregung nur bei Frequenzen größer als F<sup>+</sup> = 1.2 einen Verlust am mittleren Auftrieb aufweist, ist gepulstes Ausblasen nur in den Bereichen F<sup>+</sup> = 0.15...0.4 und F<sup>+</sup> = 0.75...1.0 effektiv. Die Ursache für das vergleichbar geringere Zuwachspotential des gepulsten Ausblasens liegt in der fehlenden Einsaugphase dieser Anregeform begründet. Die optimale Anregefrequenz



Abbildung 10.22: Einfluss der Anregefrequenz F<sup>+</sup> auf den mittleren Auftriebsbeiwert am HQ41. Es werden Anregeformen bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln verglichen.

für gepulstes Ausblasen befindet sich in der Nähe der natürlichen Wirbelabwurffrequenz ( $St_n = 0.91$ ).

Der Auftriebszuwachs, erzeugt durch die dritte untersuchte Anregeform, dem gepulstes Einsaugen (PS), zeigt ein Verhalten, dass deutlich frequenzunabhängiger ist. Dabei ist ein lokales Optimum bei einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.69 zu erkennen. Für den gesamten untersuchten Frequenzbereich befindet sich die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts zwischen  $\Delta \bar{c}_a = 7\% \dots 13\%$ und liegt somit immer unterhalb des Zuwachses von stationärem Einsaugen ( $\Delta \bar{c}_a = 16\%$ ). Auch die Schwankungsamplitude des Auftriebsbeiwerts (Abb. 10.23-a), erzeugt durch gepulstes Einsaugen, zeigt im Vergleich zum synthetischen Jet und gepulstem Ausblasen ein deutlich frequenzunabhängigeres Verhalten. Während bei periodischem Ausblasen und Einsaugen sowie bei gepulstem Ausblasen mit steigender Anregefrequenz die Amplitudenzuwächse stetig von  $\Delta \bar{c}_a = 500\%$  auf bis zu  $\Delta \bar{c}_a = -40\%$  fallen, bewegen sich die Schwankungswerte des Auftriebs bei gepulstem Einsaugen zwischen  $\Delta \bar{c}_a = 80\%$  und  $\Delta \bar{c}_a = -10\%$ .

Neben der Beeinflussung mit senkrecht gerichtetem Anregestrom erfolgten auch Untersuchungen bei einem Ausblaswinkel von  $\beta = 40^{\circ}$ . Dieser Winkel entspricht der Ausblasrichtung im Vergleichsexperiment (GRUND und NITSCHE, 2010). Die Aktuation mit variierender Anregefrequenz erfolgte zudem bei einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 1.54 c_{\infty}$  und einer Pulsbreite von DC = 0.5. Auch diese Werte wurden entsprechend des Experiments ausgewält. Als Anregeformen wurden in der Simulation gepulstes Ausblasen und zum Vergleich auch periodisches Ausblasen und Einsaugen verwendet. Die Ergebnisse der Untersuchungen sind in Abb. 10.22-b und Abb. 10.23-b dargestellt. Aufgrund des veränderten Ausblaswinkels zeigt gepulstes Ausblasen im Vergleich zu  $\beta = 90^{\circ}$  ein deutlich verändertes frequenzabhängiges Verhalten. So erhöht sich mit steigender Anregefrequenz zunehmend der Auftrieb, um bei einer optimalen Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.64 einen Zuwachs von  $\Delta \bar{c}_a = 19.4\%$  zu erreichen. Dieser maximale Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts übertrifft dabei erheblich die Zuwachsraten von gepulstem Ausblasen bei  $\beta = 90^{\circ}$  und zudem auch die Erhöhungen aller anderer betrachteten Anregeformen. Während bei senkrechter Aktuation der synthetische Jet sich immer als die effektivere Anregeform darstellte, erweist sich gepulstes Ausblasen bei einer Anregung mit großer tangentialer Richtung als wesentlich effektiver gegenüber periodischem Ausblasen und Einsaugen. Die Phase des Einsaugens beim synthetischen Jet scheint sich bei tangentialer Beeinflussung als kontraproduktiv zu erweisen, da sie eine zeitlich periodische Destabilisierung der aufgedickten wandnahen Grenzschicht bewirkt (siehe Abschnitt 10.2.2). Mit weiter steigender Frequenz fällt die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts wieder schwächer aus und die Zuwachsraten sinken deutlich. Die Ergebnisse des synthetischen Jets bei  $\beta = 40^{\circ}$  zeigen ein vergleichbares Verhalten wie die Ergebnisse bei den Untersuchungen mit  $\beta = 90^{\circ}$ . Dabei ist der Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts wesentlich schwächer von der verwendeten Anregefrequenz abhängig, als es bei gepulstem Ausblasen der Fall ist.



Abbildung 10.23: Einfluss der Anregefrequenz F<sup>+</sup> auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41. Es werden Anregeformen bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln verglichen.

Zusätzlich zu den Ergebnissen der Simulation wurden in Abb. 10.22-b auch die Ergebnisse der experimentellen Messungen von GRUND und NITSCHE (2010) mit aufgetragen. Die experimentellen Untersuchungen erfolgten bei einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_{a} = 1.33 c_{\infty}$  und einer Pulsbreite von 50%. Die experimentellen Untersuchungen erreichen dabei nicht die Erhöhungen des Auftriebs, wie sie die Simulationen aufweisen. Dieser Umstand wurde schon in den Verläufen des Druckbeiwerts in Abb. 10.8 sichtbar. Im Experiment konnte eine maximale Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts von  $\Delta \bar{c}_a = 9.9\%$  bei einer Anregefrequenz von  $F^+ = 0.5$  erreicht werden. Im Vergleich zur Simulation zeigt die experimentelle Variation der Anregefrequenz einen sehr geringen Einfluss auf die Zuwachsraten  $(\Delta \bar{c}_a = 8.6\% \dots 9.9\%)$ . Trotzdem ist bei genauem Betrachten ein frequenzabhängiges Verhalten zu erkennen, das qualitativ mit den numerischen Ergebnissen des gepulsten Ausblasens vergleichbar ist. So ist ein Anwachsen des Auftriebsgewinns bis zu der optimalen Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.5 zu erkennen. Bei einer weiteren Erhöhung der Frequenz erfolgt wieder ein Absinken der Zuwächse. Das frequenzunabhängige Verhalten wurde schon bei den Untersuchungen am SCCH von PETZ und NITSCHE (2006) und auch bei TINAPP (2001) festgestellt. Alle drei Untersuchungen erfolgten am selben Institut der TU Berlin und das Auftriebsverhalten infolge der Aktuation wurde mit Hilfe einer Kraftwaage ermittelt. Aus Untersuchungen von GREENBLATT und WYGNANSKI (2001); SEIFERT und PACK (1999a); WYGNANSKI und SEIFERT (1994) geht hingegen die Erkenntnis hervor, dass die Anregefrequenz einen deutlichen Einfluss auf das Ablöse- und damit auf das Auftriebsverhalten hat. Grundsätzlich bestimmt die Frequenz der Aktuation die Größe und das Abschwimmverhalten der erzeugten Strukturen. Eine Wechselwirkung mit der zeitlichen Charakteristik der abgelösten Strömung scheint sehr wahrscheinlich. Somit sollte eine Abhängigkeit von der verwendeten Frequenz vorhanden sein. Dennoch sind auch in dieser Untersuchung deutliche Abweichungen zwischen Experiment und Simulation vorhanden. Diese Unterschiede können aus dem zweidimensionalen Charakter der Simulation herrühren, die eine Überschätzung der strömungsmechanischen Effekte mit sich bringt. Auch wenn das experimentelle Tragflügelmodell geometrisch zweidimensionale Eigenschaften aufweist (Abschnitt 9.2.1) und die Endlichkeit des Modells durch Seitenwände abgeschwächt wurde, so bestanden im experimentellen Versuch noch eine Vielzahl von 3D Einflüssen. Neben den Flügel-Seitenwand-Interaktionen und den damit verbundenen Strömungsablösungen sowie der leichten Zuspitzung erfolgte auf Grund der spannweitig segmentierten Anregeschlitze eine Beeinflussung mit starkem 3D Charakter. Diese 3D Effekte lassen den Auftrieb und auch die Zuwachsraten sinken. Aber auch das numerische Verfahren selbst kann Ursache der Abweichungen sein. Auf Grund der notwendigen Skalentrennung (Abschnitt 5.3.2) sind URANS-Simulationen mit aktiver Strömungsbeeinflussung sehr schwierig und problembehaftet. Da die Skalentrennung bei technisch relevanten Strömungen nicht in allen Bereichen aufrecht gehalten werden kann und eine Veränderung der Anregefrequenz bei gleichbleibender Zeitschrittweite eine veränderte Auflösung der Anregeperiode bedeutet, sind numerisch fehlerbehaftete Lösungen möglich. So weisen einige Verläufe in Abb. 10.22 leichte Schwankungen der mittleren Auftriebszuwächse auf. Insbesondere in Abb. 10.22-b zeigt der Verlauf des synthetischen Jets im mittleren Frequenzverlauf ein schwingendes Verhalten. Dies kann zum einen durch unterschiedlich lange Mittelungen der zeitabhängigen Auftriebsverläufe entstehen, kann aber auch durch verschiedene Auflösungstiefen der zeitabhängigen Strömungseffekte hervorgerufen werden. Aber auch die Messergebnisse des Experiments sollten in diesem Fall auf Fehler betrachtet werden. Es stellt sich die Frage, wie groß ist die Trägheit der verwendeten Kraftwaage zum Erfassen der Auftriebskraft, und inwieweit ist sie in der Lage ein instationäres Auftriebsverhalten zeitlich gemittelt korrekt wiederzugeben? Welchen Einfluss hat die starke Verblockung in der Testsektion, die durch die Simulation nicht geeignet abgebildet werden konnte? Und welchen Einfluss hat die vergleichbar kleinere Ausblasgeschwindigkeit im Experiment? Es zeigt sich in den Untersuchungen der Anregefrequenz, dass weitere Anregeparameter, wie die Anregeform und auch der Ausblaswinkel einen deutlichen Einfluss auf das frequezabhängige Verhalten des Auftriebsbeiwerts haben. Dies kann somit auch mit der Ausblasgeschwindigkeit der Fall sein.

Das Verhalten der Schwankungsamplitude über der Anregefrequenz bei der Beeinflussung mit  $\beta = 40^{\circ}$  ist, im Gegensatz zum mittleren Auftriebsbeiwert, dem Verhalten bei senkrechter Aktuation sehr ähnlich (Abb. 10.23-b). Die deutliche Anfachung ( $\Delta \tilde{c}_a \approx 400\%$ ) der zeitlichen Schwankungsbreite bei der kleinsten untersuchten Frequenz (F<sup>+</sup> = 0.13) senkt sich drastisch mit ansteigender Anregefrequenz. Ab einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 1.28 kann durch die Aktuation eine Verringerung der Schwankungsamplitude ( $\Delta \tilde{c}_a = -28\%$ ) erreicht werden. Allerdings tritt bei gepulstem Ausblasen mit der maximale Erhöhung des mittleren Auftriebs auch eine Erhöhung der Schwankungsamplitude von  $\Delta \tilde{c}_a = 250\%$  auf.

Fazit Die Anregefrequenz beeinflusst das periodische Verhalten des Anregestroms und zeigt in den numerischen Untersuchungen einen starken Einfluss auf das resultierende Auftriebsverhalten. Die beeinflusste Strömung nimmt dabei immer den zeitabhängigen Charakter der Aktuation an. Alle untersuchten Spektren des zeitlichen Verlaufs des Auftriebsbeiwerts sind mit einer dominanten Frequenz gekennzeichnet, die der Anregefrequenz entspricht. Bestimmte Frequenzen erzeugen eine ideale Interaktion zwischen den erzeugten Strukturen und der Rezirkulation, und es resultiert daraus ein sinusförmiger Verlauf der im Nachlauf befindlichen Wirbelstraße. Die Untersuchungen der Strömungsbeeinflussung am SCCH-Modell ergeben eine optimale Anregefrequenz von  $F^+ = 0.6$  für den synthetischen Jet. Eine weitere Erhöhung der Frequenz bewirkt keine nennenswerte Steigerung. Die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen am HQ41 ergeben, dass ein veränderter Ausblaswinkel oder eine veränderte Anregeform einen deutlichen Einfluss auf das jeweilige frequenzabhängige Auftriebsverhalten haben. Bei allen untersuchten Frequenzen zeigt sich, dass bei senkrechter Beeinflussung massenneutrales Ausblasen und Einsaugen deutlich effektiver ist als gepulstes Ausblasen. Gepulstes Ausblasen erhöht dagegen bei stark tangentialer Ausblasrichtung mit steigender Anregefrequenz zunehmend den Auftrieb. Dabei übertrifft der maximale Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts erheblich die Zuwachsraten von senkrechtem, gepulstem Ausblasen sowie der maximalen Zuwachsraten anderer Anregeformen. Mit steigender Anregefrequenz tritt bei allen untersuchten Anregungsfällen eine stetige Senkung der Schwankungsbreite des Auftriebsbeiwerts ein. Aufgrund der notwendigen Skalentrennung sind URANS-Simulationen mit variabler Anregefrequenz sehr schwierig und problembehaftet. Da die Skalentrennung bei technisch relevanten Strömungen nicht in allen Bereichen aufrecht gehalten werden kann und eine Veränderung der Anregefrequenz bei gleichbleibender Zeitschrittweite eine veränderte Auflösung der Anregeperiode bedeutet, sind numerisch fehlerbehaftete Lösungen möglich.

## 10.2.4 Anregeintensität

Der zweite Hauptparameter der aktiven Strömungsbeeinflussung ist die Anregeintensität. Wie in Abschnitt 8.2 erläutert wird die Intensität einer Aktuation durch den Impuls des Anregestroms charakterisiert. Da sich der Impuls aus einem Massen- und einem Geschwindigkeitsanteil zusammensetzt, kann die Änderung des durch den Anregestrom zugeführten Impulses über die Masse des Störfluids oder über die Ausblasgeschwindigkeit erfolgen. Der übliche Weg ist die Variation mittels einer veränderlichen Ausblasgeschwindigkeit. Da beide Anteile auch physikalisch unterschiedliche Effekte anregen, wird so in den meisten Untersuchungen zum Einfluss der Anregeintensität nur der dynamische Effekt des Impulseintrags betrachtet. Zahlreiche Untersuchungen bei unterschiedlichen Anregeformen (GREENBLATT und WYGNAN-SKI, 2000; GREENBLATT ET AL., 1999; NISHRI und WYGNANSKI, 1998; SEIFERT ET AL., 1996) zeigten, dass die Anregeintensität einen entscheidenden Einfluss auf die Güte der Strömungsbeeinflussung, insbesondere bei der Ablösekontrolle, besitzt. Dabei ist der Intensitätseinfluss in der Regel mit dem Einfluss anderer Parameter, wie z.B. der Anregefrequenz, eng gekoppelt. Experimentelle Untersuchungen von TINAPP und NITSCHE (1999) sowie SEIFERT und PACK (1999b) haben gezeigt, dass unterschiedliche Anregefrequenzen unterschiedlich starke Anregeintensitäten benötigen, um die gleiche Effektivität der aktiven Strömungskontrolle zu erreichen. Diese Erkenntnisse finden sich in den dargestellten Ergebnissen in Abb. 10.26-a wieder. Um eine erkennbare Beeinflussung abgelöster Strömungen zu erreichen, muss die Aktuation eine entsprechend große *Schaltintensität* aufweisen. Unterhalb dieser wird die Strömung zwar gestört, aber es wird kein globaler Änderungseffekt erreicht. Eine moderate Erhöhung der Intensität ab diesem Wert bewirkt in der Regel eine starke Verbesserung des Strömungszustands. Wird die Intensität weiter gesteigert, mündet die Verbesserung meist in einen gesättigten Zustand (GREENBLATT und WYGNANSKI, 2000).

Der Einfluss der Anregeintensität auf den Zuwachs des Auftriebsbeiwerts bei der beeinflussten Strömung am SCCH-Modell wird in Abb. 10.24 dargestellt. Wie schon in den vohergehenden Kapiteln eingeführt, wird dabei die prozentuale Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts über den variierenden Anregeparameter aufgetragen. Die Erhöhung bezieht sich dabei auf den Zustand der unbeeinflussten Umströmung. Der aufgetragene abhängige Parameter ist in diesem Fall der dimensionslose Impulsbeiwert  $C_{\mu}$ . Die Änderung des Impulsbeiwerts erfolgte ausschließlich über die Änderung der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit  $\overline{u}_a$ .



Abbildung 10.24: Einfluss der Anregeintensität in Form des Impulsbeiwerts  $C_{\mu}$  auf den mittleren Auftriebsbeiwert am SCCH. Es werden Anregeformen und Dimensionseinflüsse verglichen.

Im linken Bild (Abb. 10.24-a) wird am Beispiel der angeregten 2D Strömung die Abhängigkeit von der verwendeten Anregeform grafisch dargestellt. Es wird dabei der synthetische Jet (SJ) mit gepulstem Ausblasen (PB) verglichen. Die Variation der Intensität erfolgte bei der in Abschnitt 10.2.3 ermittelten optimalen Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.6. Die Pulsbreite für gepulstes Ausblasen wurde auf DC = 0.5 festgelegt. In allen Simulationen der beeinflussten SCCH-Umströmung erfolgte die Aktuation senkrecht zum Anregeschlitz ( $\beta = 90^{\circ}$ ).

Die Beeinflussung der 2D Strömung mit anwachsender Intensität zeigt im niedrigen Bereich  $(C_{\mu} = 0.01\%...0.1\%)$  einen starken Anstieg des mittleren Auftriebsbeiwerts. Über einer Intensität von  $C_{\mu} = 0.1\%$  ( $\Delta \bar{c}_{a} = 16.3\%$ ) verflacht die Zunahme des Auftriebs, aber steigt weiter an. Damit ist für den synthetischen Jet kein globales Optimum im untersuchten Bereich auszumachen. Es gilt das Prinzip, dass ein großer Anregeimpuls eine große Erhöhung des Auftriebsbeiwerts mit sich bringt. Die Erhöhung unter dem Einfluss von gepulstem Ausblasen zeigt ein ähnliches Verhalten. Mit anwachsender Intensität steigt der Auftriebszuwachs deutlich an, bis er sich über einem Wert von  $C_{\mu} = 0.25\%$  relativ konstant hält. In diesem Fall würde

eine weitere Erhöhung der Intensität kein weiteren Auftriebsgewinn ergeben. Dabei erreicht gepulstes Ausblasen nicht die Effektivität des synthetischen Jets, was zu kleineren Erhöhungen des mittleren Auftriebsbeiwerts bei gleicher Anregeintensität führt.

Die Ergebnisse der Untersuchungen am schiebenden, spannweitig unendlichen Flügel sind in Abb. 10.24-b dargestellt. Sie zeigen im Vergleich mit der 2D Strömung bei gleicher Anregeform (synthetischer Jet) ein ähnliches Zuwachsverhalten. Lediglich die Höhe der Auftriebssteigerung fällt nicht so hoch aus, wie es bei der 2D Strömung der Fall ist. Die maximale Erhöhung des Auftriebsbeiwerts des unendlichen Flügels liegt bei  $\Delta \bar{c}_a \approx 12\%$  und wird bei einer Intensität von  $C_u = 0.3\%$  erreicht. Der Grund dieser wesentlich kleineren Steigerung liegt, wie in Abschnitt 10.2.3 erläutert, in der Dreidimensionalität der Strömung des unendlichen Flügels begründet, welche durch die Pfeilung induziert wird. Größere Intensitäten als  $C_{\mu} = 0.3\%$ bewirken am unendlichen Flügel keine weitere Erhöhung des mittleren Auftriebs, so wie es bei der 2D Strömung zu erkennen ist. Größere Intensitäten lassen den Zuwachs wieder sinken. Dieser Sachverhalt lässt sich anhand der in Abhängigkeit von der Anregeintensität entstehenden Strukturen und ihres Verhaltens erklären. Eine merkmalsbasierte Analyse der Anregestrukturen (GÜNTHER ET AL., 2008; WEINKAUF ET AL., 2008) zeigt, dass bei sehr kleinen Intensitäten von  $C_{\mu} \approx 0.01\%$  der Anregestrom noch zu schwach ist, um die freie Scherschicht nachhaltig zu stören. Ein schwacher Anregestrom bedeutet hierbei, dass die örtlich maximale Ausblasgeschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$ , und damit auch die örtlich mittlere Ausblasgeschwindigkeit  $\overline{u}_{a}$ , nicht so hoch ist, dass der Anregestrom geeignet tief in die Scherschicht eindringen kann. Dabei zeigen die Strukturen am 2.5D SCCH-Modell noch ein ausgeprägtes 2D Verhalten in Verbindung mit einem starken Wirbel an der Hinterkante der Spaltklappe. Ein deutlich verändertes Strömungsverhalten ist bei dieser kleinen Intensität nicht zu beobachten.

Dies ändert sich bei weiter steigender Intensität. Bei Impulsbeiwerten von  $C_{\mu} = 0.02\%$  und  $C_{\mu} = 0.05\%$  entstehen aus der Beeinflussung der Scherschicht dreidimensionale Wirbelstrukturen. Zugleich besitzt der Hinterkantenwirbel eine schwächere Intensität, als es bei der natürlichen bzw. schwach angeregten Strömung der Fall ist. Bei weiterer Erhöhung der Intensität verstärkt sich der Effekt, bis bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.5\%$  die Ausblasgeschwindigkeit so hoch ist, dass der Anregestrom die Scherschicht durchstößt und dabei einen großen Anteil der Aktuationsenergie an die freie Außenströmung abgibt. Dieser Vorgang resultiert dabei in große durch die Anregestrom nur in einem geringen Maß beeinflusst, sodass die Strukturen, die sich stromabwärts bewegen, weitestgehend ihren zweidimensionalen Charakter behalten. Da die aufzubringende Energie mit der eingebrachten Intensität direkt korreliert, stellt sich daher bei der 2.5D Strömung ein Impulsbeiwert von  $C_{\mu} = 0.05\%$  als die effizienteste Intensität für die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts dar. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen (PETZ und NITSCHE, 2006) sind leider im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, da die experimentellen Messdaten nicht kalibriert wurden.

Betrachtet man das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts relativ zum unbeeinflussten Fall (Abb. 10.25), fällt bei allen untersuchten Beeinflussungsfällen mit variabler Intensität auf, dass bei einem Impulsbeiwert von  $C_{\mu} \approx 0.075\%$  die stärkste Verringerung der Schwankungsbreite erreicht wird. So kann die Schwankungsamplitude im 2D bis zu  $\Delta \tilde{c}_{a} = -73.6\%$  und im 2.5D bis zu  $\Delta \tilde{c}_{a} = -38.3\%$  gesenkt werden. Bei größeren Intensitäten steigt die Schwankungsbreite kontinuierlich mit wachsendem Impulsbeiwert wieder an.



**Abbildung 10.25:** Einfluss der Anregeintensität in Form des Impulsbeiwerts  $C_{\mu}$  auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts am SCCH. Es werden Anregeformen und Dimensionseinflüsse verglichen.

Die Intensitätsuntersuchungen am HQ41-Profil wurden aufgrund der ausschließlich 2D durchgeführten Simulationen ausgedehnter durchgeführt. Es erfolgten numerische Untersuchungen über den Einfluss der Anregeintensität für zwei verschiedene Anregeformen, den synthetischen Jet und gepulstes Ausblasen. Zusätzlich erfolgte jeweils der Vergleich zwischen senkrechtem Ausblasen ( $\beta = 90^{\circ}$ ) und einem stark tangential gerichteten Anregestrom ( $\beta = 40^{\circ}$ ). Die Variation der Anregeintensität wurde wieder durch die Variation der Ausblasgeschwindigkeit realisiert, und umfasst dabei Geschwindigkeiten zwischen  $\overline{u}_a = 0.1 c_{\infty}$  und  $\overline{u}_a = 3.5 c_{\infty}$ . Diese Geschwindigkeiten korrespondieren mit Mach-Zahlen zwischen M = 0.0092 und M = 0.32. An dieser Stelle wird noch einmal darauf hingewiesen, dass größere Intensitäten im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden konnten, da für Simulationen mit höheren Geschwindigkeiten ein Strömungslöser auf Basis der kompressiblen Erhaltungsgleichungen verwendet werden muss. Wie schon in Abschnitt 8.2.4 erläutert, ist die maximale Ausblasgeschwindigkeit bei einem Wert von  $u_{jet_{max}} = 3.25 c_{\infty}$  erreicht, bei der noch von einem quasi inkompressiblen Anregestrom (M  $\leq 0.3$ ) ausgegangen werden kann.

In Abb. 10.26 und Abb. 10.27 sind die Ergebnisse der Intensitätsuntersuchungen bei sinusförmigem Ausblasen und Einsaugen aufgetragen. Die Simulationen, bei denen die Strömung mit senkrechter Ausblasrichtung beeinflusst wurde, erfolgten bei zwei verschiedenen Anregefrequenzen (F<sup>+</sup> = 0.91 und F<sup>+</sup> = 1.11), um so den zusätzlichen Einfluss weiterer Paramter auf das Auftriebsverhalten bei variabler Intensität zu demonstrieren. In den Untersuchungen bei  $\beta = 40^{\circ}$  wurde die Intensität bei nur einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.55 variiert. Diese Frequenz nimmt dabei Bezug auf die experimentellen Vergleichsuntersuchungen von GRUND und NITSCHE (2010) und stellt nach den Untersuchungen in Abschnitt 10.2.3 einen optimalen Wert für diese Ausblasrichtung dar. Im Gegensatz zu der Darstellung der Ergebnisse am SCCH-Modell (Abb. 10.24 und Abb. 10.25) sind die mittleren Auftriebszuwächse sowie die Änderung der Schwankungsbreite im Fall des HQ41-Profils nicht über den dimensionslosen Impulsbeiwert, sondern über die örtlich mittlere Ausblasgeschwindigkeit aufgetragen. Da die Variation der Anregeintensität über die Variation der Ausblasgeschwindigkeit erfolgte und der dimensionslose Impulsbeiwert keine skalierbare Aussagekraft besitzt (Abb. 10.30), wurde diese Darstellung für diesen Anwendungsfall als geeigneter angesehen. Um trotzdem den Bezug zu den jeweils verwendeten Impulsbeiwerten zu halten, sind die entsprechenden Werte in Tab. 10.1 und Tab. 10.2 aufgelistet.



Abbildung 10.26: Einfluss der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit π<sub>a</sub> auf den mittleren Auftriebsbeiwert am HQ41. Es werden Anregefrequenzen bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln verglichen. Anregeform ist der synthetische Jet.

$\frac{\overline{u}_{a}}{c_{\infty}}$	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
$C_{\mu}$ (·10 <sup>5</sup> )	0	10.98	43.95	98.89	175.81	274.71	395.58	538.43

**Tabelle 10.1:** Angabe des dimensionsloser Impulsbeiwert  $C_{\mu}$  für verschiedene Ausblasgeschwindigkeiten  $\overline{u}_{a}$  bei Verwendung eines synthetischen Jets am HQ41.

Die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts in Abb. 10.26-a zeigt bei variabler Ausblasgeschwindigkeit eine starke Abhängigkeit von der verwendeten Anregefrequenz. Dabei steigt der Auftriebszuwachs stetig mit wachsender Ausblasgeschwindigkeit an, bis er bei einem Wert von  $\overline{u}_a = 3.0 c_{\infty}$  in eine Sättigung läuft. Der Grad der Erhöhung verläuft bei einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 1.11 deutlich steiler als bei F<sup>+</sup> = 0.91, wodurch die Aktuation mit der hohen Frequenz im Bereich kleiner Intensitäten ( $\overline{u}_a = 0.1 \dots 1.5 c_{\infty}$ ) weniger effektiv ist als die mit der niedrigen. Dieser Zustand kehrt sich mit Geschwindigkeiten größer als  $\overline{u}_a = 1.5 c_{\infty}$  um. Die Beeinflussung mit F<sup>+</sup> = 1.11 weist nun eine höhere Effektivität auf und erreicht die maximale Auftriebserhöhung von  $\Delta \tilde{c}_a = 9.5\%$  bei einer Ausblasgeschwindigkeit von  $u_a = 3.0 c_{\infty}$ ( $C_{\mu} = 0.326\%$ ).

Eine höhere Effizienz zeigt der synthetische Jet bei  $\beta = 40^{\circ}$ . Auch in diesem Fall steigt der Zuwachs des Auftriebs stetig mit wachsender Anregeintensität an. Im Vergleich zur senkrechten Beeinflussung sind die Steigraten deutlich höher. Bei Ausblasgeschwindigkeiten zwischen  $\overline{u}_{a} = 1.0 c_{\infty}$  und  $\overline{u}_{a} = 2.0 c_{\infty}$  erhöht sich der Auftriebsbeiwert sogar annähernd linear. Über einer

Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 2.25 c_{\infty}$  erhöht sich der Auftrieb kaum noch und bewegt sich sehr schnell in ein gesättigten Zustand. Dieser Zustand bildet zugleich das Maximum mit einem Zuwachs von  $\Delta \overline{c}_a = 19.1\%$ . Der letzte Datenpunkt sollte in dieser Ergebnisbetrachtung kritisch bewertet werden. Zwar liegt für diesen Punkt die örtlich mittlere Ausblasgeschwindigkeit  $\overline{u}_a$  noch leicht unterhalb der kompressiblen Geschwindigkeitsgrenze, aber die maximale Ausblasgeschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$  im Kern des Anregestroms befindet sich aufgrund der laminaren Profilannahme (Abschnitt 7.2.2) schon über diesem Wert.



Abbildung 10.27: Einfluss der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit π<sub>a</sub> auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41. Es werden Anregefrequenzen bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln verglichen. Anregeform ist der synthetische Jet.

Bei Betrachtung des Verhaltens der Schwankungsamplitude fällt bei senkrechter Anregung mit dem synthetischen Jet auf, dass beide untersuchten Frequenzen einen vollständig gegenläufigen Verlauf über der Anregeintensität aufweisen (Abb. 10.27-a). Während die Beeinflussung mit F<sup>+</sup> = 0.91 bei kleinen Ausblasgeschwindigkeiten eine deutliche Erhöhung der Schwankung von bis zu  $\Delta \tilde{c}_a \approx 200\%$  bewirkt, senkt die Frequenz von F<sup>+</sup> = 1.11 die Amplitude gegenüber der natürlichen Strömung um  $\Delta \tilde{c}_a = -80\%$ . Bei steigender Ausblasgeschwindigkeit fällt die Auftriebsamplitude mit der kleineren Frequenz, bis sie bei einer Geschwindigkeit von  $\bar{u}_a = 1.75 c_{\infty}$ das Optimum mit  $\Delta \tilde{c}_a = 55.3\%$  erreicht hat. Darüber hinaus steigt die Schwankung wieder an. Genau umgekeht verhält es sich mit F<sup>+</sup> = 1.11. Bei wachsender Intensität steigt die Amplitude an, und fällt nach Erreichen des Maximums ( $\Delta \tilde{c}_a = 16.6\%$ ) bei einer Ausblasgeschwindigkeit von  $\bar{u}_a = 1.5 c_{\infty}$  wieder ab. Grundsätzlich wirkt sich die Frequenz F<sup>+</sup> = 1.11 wesentlich positiver auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts aus und ist dabei in der Lage, für niedrige und hohe Ausblasgeschwindigkeiten die Amplitude gegenüber dem natürlichen Zustand zu senken (max.  $\Delta \tilde{c}_a = -80\%$ ).

Die Aktuation mit dem synthetischen Jet bei  $\beta = 40^{\circ}$  erhöht dagegen immer die Schwankungsbreite des Auftriebs. Dabei kann die Amplitude bei Ausblasgeschwinigkeiten gößer als  $\overline{u}_{a} = 1.5 c_{\infty}$  mit steigender Intensität gesenkt werden (Abb. 10.27-b).

Die Untersuchungen mit senkrechtem, gepulsten Ausblasen erfolgten bei einer Anregefrequenz von  $F^+ = 0.91$  und zwei verschiedenen Pulsbreiten (DC = 0.3 und DC = 0.5). Für beide

Pulsbreiten wurde hinsichtlich einer geeigneten Auflösung der Pulsflanke ein der Pulsbreite angepasster Flankenparameter gewählt. Dieser beträgt bei DC =  $0.5 \rightarrow s_c = 0.3$  und bei  $DC = 0.3 \rightarrow s_c = 0.5$ . Somit besitzen alle gepulsten Aktuationen die gleiche Flankendynamik. Das Auftriebsverhalten bei variabler Anregeintensität infolge gepulsten Ausblasens zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der verwendeten Pulsbreite, so wie es beim sinusförmigen Ausblasen und Einsaugen eine Abhängigkeit von der Frequenz gab (Abb. 10.28-a). Im Gegensatz zum synthetischen Jet ergibt sich mit anwachsender Ausblasgeschwindigkeit kein Sättigungsverhalten beim Zuwachs des Auftriebsbeiwerts. Eine Aktuation mit kleinen Intensitäten führt bei beiden betrachteten Pulsbreiten zu einem deutlichen Anstieg des Auftriebs. Ein globales Optimum mit  $\Delta \bar{c}_a = 2.9\%$  wird für DC = 0.3 bei einer Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_{a} = 2.25 c_{\infty} (C_{\mu} = 0.177\%)$  und mit  $\Delta \overline{c}_{a} = 3.1\%$  für DC = 0.5 bei  $\overline{u}_{a} = 1.3 c_{\infty} (C_{\mu} = 0.057\%)$ erreicht. Mit Intensitäten größer als der Optimalen sinken die Zuwächse wieder. Das geschieht bei DC = 0.5 deutlich stärker als bei DC = 0.3. Im Vergleich zur senkrechten Beeinflussung mit dem synthetischen Jet fallen die Zuwächse des Auftriebsbeiwerts infolge gepulsten Ausblasens grundsätzlich geringer aus. Dies deckt sich erneut mit den Erkenntnissen aus Abschnitt 10.2.2 und Abschnitt 10.2.3.



Abbildung 10.28: Einfluss der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit π<sub>a</sub> auf den mittleren Auftriebsbeiwert am HQ41. Es werden Pulsbreiten bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln verglichen. Anregeform ist gepulstes Ausblasen.

$\frac{\overline{u}_{a}}{c_{\infty}}$		0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
$C_{\mu}(\cdot 10^5)$ .	DC = 0.3	0	5.87	23.50	52.88	94.01	146.89	211.52	287.90
	DC = 0.5	0	10.27	41.08	92.43	164.33	256.77	369.75	503.28

Tabelle 10.2: Angabe des dimensionsloser Impulsbeiwert  $C_{\mu}$  für verschiedene Ausblasgeschwindigkeiten  $\overline{u}_{a}$ bei Verwendung von gepulstem Ausblasen am HQ41.

Ein deutlich anderes Verhalten zeigt sich bei  $\beta = 40^{\circ}$  (Abb. 10.28-b). Infolge der stark tangentialen Ausblasrichtung werden mit wachsender Intensität erheblich höhere Zuwächse des Auftriebsbeiwerts erreicht (max.  $\Delta \bar{c}_a = 26.4\%$ ). Die gepulste Beeinflussung bei dieser Ausblasrichtung erfolgte bezugnehmend zum Vergleichsexperiment mit einer Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.55 und einer Pulsbreite von DC = 0.5 . Dabei weist das Auftriebsverhalten innerhalb des untersuchten Geschwindigkeitsbereichs weder eine Sättigung noch ein lokales Optimum auf. Während bei einer kleinen Ausblasgeschwindigkeit von  $\bar{u}_a = 0.25 c_{\infty}$  noch eine Senkung von  $\Delta \bar{c}_a = -2.6\%$  gegenüber dem natürlichen Auftriebsbeiwert zu verzeichnen ist, steigt der Auftrieb innerhalb des Geschwindigkeitsbereichs bis zu  $\bar{u}_a = 1.0 c_{\infty}$  auf  $\Delta \bar{c}_a = 5.7\%$  an. Eine weitere, leichte Erhöhung der Ausblasgeschwindigkeit auf  $\bar{u}_a = 1.25 c_{\infty}$  bewirkt einen sprunghaften Zuwachs des Auftriebsbeiwerts auf  $\Delta \bar{c}_a = 16.8\%$ ! Noch größere Intensitäten steigern den Auftrieb noch weiter, auch wenn nicht mehr ganz so stark. Allgemein gilt also, je mehr Störimpuls in die Strömung eingebracht wird, um so größer fällt die Erhöhung des Auftriebs gegenüber der natürlichen Umströmung aus.

Neben den numerischen Ergebnissen wurden auch die vom Experiment (GRUND und NITSCHE, 2010) ermittelten Zuwächse in das Diagramm in Abb. 10.28-b mit eingezeichnet. Aufgrund der vorhandenen Druckluftversorgung in den Aktuationskammern und dem damit limitierten maximalen Massenstom fällt der untersuchte Intensitätsbereich relativ klein aus. Der Vergleich zwischen den numerischen und den experimentellen Ergebnissen fällt auch für diesen Anregeparameter nicht sehr positiv aus. In erster Linie sind die erreichten Zuwachsraten im Experiment deutlich geringer als in der Simulation. Dies lässt sich erneut auf den 3D Einfluss der experimentell untersuchten Strömung zurückführen (Abschnitt 10.2.3). Auch die simulierte Aktuation der Strömung weist im Gegensatz zum Experiment einen vollständig 2D Charakter auf. Infolge der nicht vorhandenen 3D Einflüsse werden alle strömungsmechanischen Vorgänge in der Simulation in ihrer Wirkungsweise überschätzt. Neben dem vorhandenen Endlichkeitseinfluss des experimentellen Flügelsegments, bewirkt auch die 3D Aktuation spannweitig endlicher Schlitze sowie die Wechselwirkung der Hauptströmung mit der verwendeten Aktuatorkammer ein deutlich geringer ausgeprägtes Beeinflussungsverhalten der realen Strömung, als es die numerische Vorhersage zeigt. Der Einfluss einer vollständig geometrisch mitbetrachteten Aktuatorkammer wird noch in Abschnitt 10.3 detaillierter betrachtet.

Neben diesen simulationsbedingten Unterschieden können aber auch die nicht optimalen Versuchsbedingungen, wie eine hohe Windkanalversperrung und nicht validierte Kraftwaagenmessungen zu diesen Unterschieden zwischen Simulation und Experiment geführt haben. Ohnehin konnten im Experiment aufgrund der Auftriebsbestimmung mittels einer Kraftwaage nur quasistationäre Kräfte auf den Flügel gemessen werden. Inwieweit diese gemessenen Werte bei hochgradig zeitabhängigen Kraftverläufen mit dem zeitgemittelten Auftrieb in Übereinstimmung gebracht werden kann, ist fraglich. Bei hohen zeitlichen Schwankungsbreiten des Auftriebsbeiwerts können infolge der hohen Trägheit der Waage abweichende Mittelwerte die Folge sein.

Dennoch zeigt der experimentelle Verlauf der Auftriebszuwächse infolge einer wachsenden Anregeintensität in Abb. 10.28-b eine qualitativ annehmbare Übereinstimmung mit der Simulation. So steigt die Erhöhung des Auftriebsbeiwerts von  $\Delta \bar{c}_a = 7.3\%$  auf  $\Delta \bar{c}_a = 11.2\%$  mit einer vergleichbaren Charakteristik im untersuchten Bereich der Ausblasgeschwindigkeit an. Es ist noch zu erwähnen, dass die experimentelle Intensitätsuntersuchung bei einer Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.5 stattgefunden hat, die damit etwas kleiner ist, als die Frequenz in der vergleichenden Simulation. Auch diese Abweichung hat einen Einfluss.

In Abb. 10.29 ist die Änderung der Schwankungsamplitude des Auftriebsbeiwerts infolge der Aktuation mit gepulstem Ausblasen dargestellt. Ähnlich wie beim Zuwachsverhalten des mittleren Auftriebs zeigt die Beeinflussung mit  $\beta = 40^{\circ}$  eine wesentlich stärkere Abhängigkeit der Schwankungsbreite von der Anregeintensität. Während bei der senkrechten Aktuation für beide Pulsbreiten bei wachsender Ausblasgeschwindigkeit kaum eine Änderung der Schwankungsamplituden erkennbar ist, bewirkt eine erhöhte Intensität bei stark tangentialem Ausblasen eine deutliche Senkung der gegenüber der natürlichen Strömung vergrößerten Auftriebsamplitude. Allerding erhöht ein Ausblaswinkel von  $\beta = 40^{\circ}$  ohnehin die zeitliche Schwankungsbreite stärker als ein Winkel von  $\beta = 90^{\circ}$ .



Abbildung 10.29: Einfluss der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit u
auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41. Es werden Pulsbreiten bei zwei verschiedenen Ausblaswinkeln verglichen. Anregeform ist gepulstes Ausblasen.

Alle bisherigen Intensitätsuntersuchungen erfolgten ausschließlich durch die Variation der Ausblasgeschwindigkeit. Die Intensität eines fluidischen Aktuators wird durch den eingetragenen Impuls des Anregestroms charakterisiert. Der Impuls setzt sich aus zwei grundlegenden physikalischen Größen zusammen, der Masse des eingetragenen Fluids und der Geschwindigkeit, mit der die Masse einströmt. Diese zwei Größen repräsentieren dabei zwei Wirkungsanteile der Intensität. Zum einen ist das der Trägheitsanteil, der aus der Größe der eingetragenen Masse herrührt, und zum anderen ist das der dynamische Anteil, der aus der Höhe der Geschwindigkeit resultiert. Diese beiden Anteile sind auch Bestandteile des dimensionslosen Impulsbeiwerts, der die Intensitätseigenschaften der Strömungsbeeinflussung skaliert wiedergeben soll. Solch eine sog. Ähnlichkeitszahl wird in der Regel aus Dimensionsanalysen gewonnen und kennzeichnet physikalisch ähnliche Zustände. Bekannte Ähnlichkeitszahlen, die den strömungsmechanischen Zustand beschreiben sind die Reynolds- und die Mach-Zahl. Aus der Literatur ist schon länger bekannt, dass sich der Impulsbeiwert  $C_{\mu}$  als relativ ungeeignet für solch eine Ähnlichkeitsbeschreibung der Anregeintensität erweist. STALNOV und SEIFERT (2010) machten experimentelle Untersuchungen zu verschiedenen Skalierungsparametern der Anregeintensität, die zuvor aus Dimensionsanalysen gewonnen wurden. Es stellte sich heraus, dass speziell für kleine Reynolds-Zahlen der urspüngliche Impulsbeiwert nicht geeignet skaliert. Auch NAGIB ET AL. (2006) mussten feststellen, dass der traditionelle Impulsbeiwert die maximale Auftriebserhöhung bei der Beeinflussung massiv abgelöster Strömungszustände nicht ausreichend skaliert. In Anbetracht dieser Erkenntnisse stellt sich die Frage, ob beide Wirkungsanteile des Impulsbeiwerts in gleichem Maße zum Beeinflussungseffekt der Strömung beitragen, oder ob ein Anteil eine höhere Effektivität gegenüber dem anderen besitzt? Um diese Frage beantworten zu können, erfolgten numerische Untersuchungen zum Intensitätseinfluss, bei denen neben der Variation der Ausblasgeschwindigkeit auch die Variation der Schlitzbreite des Aktuators erfolgte. Dabei wurden die Schlitzbreiten bei konstanter Ausblasgeschwindigkeit so gewählt, dass sich die gleichen dimensionslosen Impulsbeiwerte  $C_{\mu}$  wie bei der Variation der Ausblasgeschwindigkeit segen (Abb. 10.30).



**Abbildung 10.30:** Variation des dimensionslosen Impulsbeiwerts  $C_{\mu}$  über die Schlitzbreite *H* und über die örtlich mittlere Ausblasgeschwindigkeit  $\overline{u}_a$ . Anregeform ist der synthetische Jet.

Ausgehend von einer Schlitzbreite von  $H = 3.6 \cdot 10^{-4} l_c$  und einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 0.5 c_\infty$  konnten in Abhängigkeit des vorhandenen Gitters dimensionslose Impulsbeiwerte von  $C_\mu = 9.07 \cdot 10^{-5}$  bis  $C_\mu = 52.67 \cdot 10^{-5}$  variiert werden. Dabei wurde in einem Fall der Anregeschlitz bei konstanter Ausblasgeschwindigkeit bis zu einer Breite von  $H = 2.11 \cdot 10^{-3} l_c$  vergrößert und im anderen Fall die Ausblasgeschwindigkeit bei konstanter Schlitzbreite bis auf einen Wert von  $\overline{u}_a = 1.205 c_\infty$  erhöht. Die verwendete Anregeform entspricht einem synthetischen Jet, der mit einer Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.91 die Strömung senkrecht aktuiert. Die Variation des dimensionslosen Impulsbeiwerts ergibt sich ausgehend von Gl. 8.24 auf folgende Weise:

$$0.3 \frac{H}{l_c} = C_{\mu} = 4.32 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\overline{u}_{a}}{c_{\infty}}\right)^2$$
(10.2)

Die aus der Anregung resultierende Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts ist für beide Variationswege über dem dimensionslosen Impulsbeiwert in Abb. 10.30-a aufgetragen. Die Schlitzbreite bzw. die Ausblasgeschwindigkeit, die jeweils dem Impulsbeiwert entsprechen, sind auf der sekundären x-Achse dargestellt.

Beide Variationsmöglichkeiten zeigen im Vergleich ein deutlich unterschiedliches Zuwachsverhalten des Auftriebs bei gleichem  $C_{\mu}$ . Die Ergebnisse der Untersuchungen machen deutlich, dass sich ein stärkerer Zuwachs des Auftriebs ergibt, wenn die Erhöhung der Anregeintensität infolge einer Verbreiterung des Anregeschlitz herbeigeführt wird. Gegenüber der Intensitätserhöhung duch größere Ausblasgeschwindigkeiten ergibt sich innerhalb des untersuchten Bereichs ein maximaler Unterschied der Auftriebssteigerung von 0.9%. Das ist nicht sehr viel, aber es ist zu bedenken, dass diese Variationsuntersuchung aufgrund der Auflösung des Rechengitters bei relativ kleinen Anregeintensitäten erfolgte. Auch bei dem Zuwachsverhalten der Schwankungsamplitude des zeitabhängigen Auftriebsbeiwerts in Abb. 10.30-b ist ein unterschiedliches Verhalten zwischen massenbezogener und geschwindigkeitsbezogener Veränderung des Impulsbeiwerts zu erkennen. Eine Erhöhung der Anregeintensität duch eine variable Schlitzbreite ermöglicht neben dem höheren Zuwachs des mittleren Auftriebs auch eine geringere Vergößerung der Schwankungsbreite. Allerdings ist das nicht für alle untersuchten Anregeintensitäten der Fall. Bei Impulsbeiwerten größer als  $C_{\mu} = 0.042\%$  verursacht eine geschwindigkeitsbezogene Anregeintensität kleinere Amplituden als eine massenbezogene Intensität. Grundsätzlich drückt sich in dieser Untersuchung die schon vermutete Unskalierbarkeit des charakteristischen Anregeparameters  $C_{\mu}$  aus.

Fazit Wie die Anregefrequenz hat auch die Anregeintensität einen großen Einfluss auf das auftriebssteigernde Verhalten der Strömungsbeeinflussung. In allen numerischen Untersuchungen wurde die Variation der Anregeintensität durch eine Änderung der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit  $\overline{u}_{q}$  erreicht. Die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts durch eine veränderte Ausblasgeschwindigkeit zeigt eine starke Abhängigkeit von der verwendeten Anregefrequenz als auch von der verwendeten Pulsbreite. Für einen synthetischen Jet ergibt sich der Zusammenhang, dass ein großer Anregeimpuls eine große Erhöhung des Auftriebsbeiwerts mit sich führt. Gepulstes Ausblasen zeigt bei stark tangentialer Ausblasrichtung ein vergleichbares Verhalten. Lediglich senkrecht gepulstes Ausblasen weist eine optimale Anregeintensität auf, bei der sich eine maximale Steigerung des Auftriebsbeiwerts einstellt. Infolge einer stark tangentialen Ausblasrichtung werden mit wachsender Intensität erheblich höhere Zuwächse des Auftriebsbeiwerts erreicht, als es mit senkrechter Aktuation der Fall ist. Dabei weisen die untersuchten Anregeformen innerhalb des untersuchten Geschwindigkeitsbereichs weder eine Sättigung noch ein lokales Optimum auf. Allgemein gilt auch hier, je mehr Störimpuls in die Strömung eingebracht wird, um so größer fällt die Erhöhung des Auftriebs gegenüber der natürlichen Umströmung aus. Das führt dazu, dass stationäres Ausblasen bei sehr kleinen Ausblaswinkeln die größte Effektivität besitzt. Eine Veränderung der Anregeintensität kann neben der Änderung der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit auch durch eine Änderung der Schlitzbreite der Aktuatoröffnung erreicht werden. Ein Vergleich beider Variationsmöglichkeiten ergibt ein deutlich unterschiedliches Zuwachsverhalten des Auftriebs bei gleichem  $C_{\mu}$ . Die Ergebnisse dieser Untersuchung machen deutlich, dass sich ein stärkerer Zuwachs des Auftriebs einstellt, wenn die Erhöhung der Anregeintensität infolge einer Verbreiterung des Anregeschlitz herbeigeführt wird.

## 10.2.5 Ausblasrichtung

Ein weiterer, oftmals nicht so häufig untersuchter Anregeparameter des fluidischen Aktuators ist die Ausblasrichtung. Sie gibt die Richtung des eingetragenen Anregestroms in die zu beeinflussende Strömung an. In der 2D Strömungsebene kann sie durch einen Ausblaswinkel  $\beta$  geeignet beschrieben werden. Würde man die örtliche Geschwindigkeit des Anregestroms  $u_{iot}^{x}$  in Polarkoordinaten angegeben wollen, so würde sie sich aus der örtlichen Absolutgeschwindigkeit  $u_a$  und dem Ausblaswinkel  $\beta$  zusammensetzen. Der Ausblaswinkel ist dabei so definiert (siehe Abschnitt 8.5), dass ein zur Austrittsöffnung des Aktuators senkrecht gerichteter Anregestrom einen Wert von  $\beta = 90^{\circ}$  entspricht. Ein zur Oberfläche tangentialer und stromabwärts gerichteter Anregestrom repräsentiert im mathematischen Drehsinn einen Winkel von  $\beta = 0^{\circ}$ , und ein tangential stromaufwärts gerichteter Anregestrom einen Winkel von  $\beta = 180^{\circ}$ . Für die Beschreibung aller möglichen Ausblasrichtungen im 3D würde ein Ausblaswinkel nicht ausreichen. Hierzu wäre noch ein zweiter Winkel  $\gamma$  notwendig, der zusammen mit  $\beta$ und der Absolutgeschwindigkeit  $u_a$  die Oberfläche einer Halbkugel über der Aktuatoröffnung beschreibt. Dabei stellen  $\beta$  und  $\gamma$  Sphärenwinkel dar, die einerseits die Richtung in der Tangentialebene und andererseits die Richtung in der Normalebene wiedergeben. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgten nur 2D Untersuchungen zum Einfluss der Ausblasrichtung, sodass die gerade erläuterte 3D Betrachtungsweise nicht benötigt wurde. Jedoch ist die 3D Betrachtung schon Bestandteil des in dieser Arbeit verwendeten Strömungslösers und wird in aktuellen 3D Untersuchungen (HÖLL ET AL., 2010) benutzt.

Die Wiedergabe des Ausblaswinkels in der Strömungssimulation ist, wie in Abschnitt 8.5 ausführlich erläutert, auf drei verschiedenen Wegen möglich. Diese Wege sind dabei in erster Linie an die konstruktiven Möglichkeiten realer Aktuatoren bezüglich einer veränderlichen Ausblasrichtung orientiert. Es stellte sich heraus, dass nur eine Wiedergabemöglichkeit geeignet ist, eine von anderen Anregungseffekten unbeeinträchtigte Untersuchung über den Einfluss der Ausblasrichtung durchzuführen. Für solch eine Untersuchung müssen mit veränderlichem Ausblaswinkel Massenstrom und Impulsbeiwert konstant bleiben. Dies ist nur bei einer mit dem Ausblaswinkel veränderlichen Schlitzbreite *H* der Fall (Abschnitt 8.5). Neben dieser Wiedergabemöglichkeit gibt es noch ein Weg, bei dem sich der Betrag der Ausblasgeschwindigkeit mit der Ausblasrichtung ändert und ein Weg, bei dem sich der Massenstrom ändert.

Alle drei Winkelmodi wurden im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe von Strömungssimulationen am HQ41-Modell untersucht. Dabei erfolgte die Aktuation sowohl mit einem synthetischen Jet, als auch mit gepulstem Ausblasen. Um den Einfluss der Ausblasrichtung detailliert untersuchen zu können, wurde der Ausblaswinkel in einem Bereich von  $\beta = 10^{\circ}$  bis  $\beta = 170^{\circ}$  variiert. Der Einfluss der Ausblasrichtung des Anregestroms auf den mittleren Zuwachs sowie auf die Schwankungsamplitude des Auftriebsbeiwerts sind in Abb. 10.31 und Abb. 10.32 in gewohnter Form dargestellt.

Die Erhöhung des mittleren Auftriebs, die sich durch die Beeinflussung mit einem synthetischen Jet einstellt, ist in Abb. 10.31-a abgebildet. Die Aktuation der Klappenströmung erfolgte für verschiedene Ausblaswinkel bei einer Anregefrequenz von  $F^+ = 0.91$  und einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$ . In der Abbildung sind die Zuwachsverläufe für alle drei erwähnten Winkelmodi aufgetragen. Für die Untersuchungen mit variablen Schlitzbreite *H* ergibt sich eine optimale Aktuation bei einem Ausblaswinkel von  $\beta = 30^{\circ}$ , bei



Abbildung 10.31: Einfluss der Ausblasrichtung auf den mittleren Auftriebsbeiwert am HQ41. Es werden die Umsetzungen eines veränderlichen Ausblaswinkels für zwei verschiedene Anregeformen verglichen.

der eine maximale Erhöhung von  $\Delta \overline{c}_a = 11.7\%$  erreicht wird. Verglichen mit dem natürlichen Auftriebsverhalten kennzeichnet die Beeinflussung bei diesem Ausblaswinkel eine halb so große Schwankungsamplitude (Abb. 10.32-a). Mit der Erhöhung des Ausblaswinkels sinkt der Zuwachs des Auftriebs stetig und die Schwankungsbreite nimmt zu. Innerhalb des untersuchten Winkelbereichs erhöht sich die Breite des Anregeschlitz von  $H = 0.00203 l_k$  bei  $\beta = 90^\circ$  auf einen fast sechs mal so großen Wert von  $H = 0.01170 l_k$  bei  $\beta = 10^\circ$  bzw.  $\beta = 170^\circ$ .

Im Bereich mittlerer Ausblaswinkel ( $\beta = 70^{\circ} \dots 130^{\circ}$ ) zeigen die Untersuchungen auf Basis variabler Ausblasgeschwindigkeit und variablem Massenstroms die gleichen Auftriebserhöhungen wie sie bei einer variablen Schlitzbreite vorhanden ist. Unterschiede bestehen vereinzelt nur in der resultierenden Schwankungsbreite (siehe Abb. 10.32-a). Angesichts dieser Ergebnisse kommt man zu dem Schluss, dass Effekte aus veränderten Massen- oder Impulseinträgen innerhalb dieses Winkelbereichs kein erkennbaren Einfluss auf den Richtungseffekt haben. Dies erscheint plausibel, wenn man die geringe Änderungen dieser beiden Größen innerhalb diesen Bereichs beachtet. Im Fall der massenstrombezogenen Methode ändert sich der Massenstrom bei konstanter Ausblasgeschwindigkeit mit der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente  $u_{jet_n} = \sin \beta u_a$ . Der Impuls bei der geschwindigkeitsbezogenen Methode ändert sich bei konstantem Massenstrom mit der Ausblasgeschwindigkeit  $u_a = \frac{u_{jet_n}}{\sin \beta}$ . Für kleinere Winkel zeigt die geschwindigkeitsbezogene Methode ein deutlich abweichendes Zuwachsverhalten. Die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts steigt mit kleiner werdendem Winkel gegenüber der Methode mit variabler Schlitzbreite an und erreicht mit dem kleinsten untersuchten Ausblaswinkel  $\beta = 30^{\circ}$  den maximalen Zuwachs von  $\Delta \bar{c}_{a} = 17.8\%$ . Im Gegensatz dazu sinkt der Auftriebszuwachs stärker mit Winkeln größer als  $\beta = 130^{\circ}$ . Die richtungsbezogene Erhöhung der Geschwindigkeit steigt in diesen Winkelbereichen stärker an. Damit erhöht sich der Intensitätseinfluss und überlagert den Effekt des gerichteten Anregestroms. Im Zusammenhang mit diesem Sachverhalt ist zu beachten, dass für Ausblaswinkel kleiner als  $\beta = 40^{\circ}$  und größer als  $\beta = 140^{\circ}$  Ausblasgeschwindigkeiten erreicht werden, die Mach-Zahlen größer als M = 0.3 entsprechen. Damit befindet sich der Anregestrom außerhalb des inkompressiblen Gültigkeitsbereichs und sollte nicht mit dem hier verwendeten Strömungslöser simuliert werden. Daher sind diese Untersuchungsbereiche in Abb. 10.31-a und Abb. 10.32-a mit gestrichelten Linien dargestellt. Die Zuwächse der massenstrombezogenen Winkelvariation weichen lediglich bei Winkeln kleiner als  $\beta = 50^{\circ}$  von den Auftriebserhöhungen, die durch die Methode mit variabler Schlitzbreite erreicht werden, ab.



Abbildung 10.32: Einfluss der Ausblasrichtung auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41. Es werden die Umsetzungen eines veränderlichen Ausblaswinkels für zwei verschiedene Anregeformen verglichen.

Das Auftriebsverhalten bei gepulster Anregung der Strömung zeigt für alle drei Winkelmodi ein dem synthetischen Jet vergleichbares, winkelabhängiges Verhalten (Abb. 10.31-b). Für alle drei Modi steigt die Erhöhung des Auftriebsbeiwerts mit sinkendem Ausblaswinkel. Dabei ist nur bei der Winkelvariation auf Basis eines veränderlichen Massenstroms (Abschnitt 8.5.1) ein globales Maximum bei  $\beta = 50^{\circ}$  zu erkennen. Im Vergleich zum Zuwachsverhalten des synthetischen Jets weist die richtungsabhängige Auftriebserhöhung einen stärkeren Einfluss des Ausblaswinkels auf. So erhöht gepulstes Ausblasen bei einem auf variabler Schlitzbreite basierendem Ausblaswinkel von  $\beta = 30^{\circ}$  gegenüber dem synthetischen Jet den Auftriebsbeiwert um weitere 6%. Im Gegensatz dazu verursachen Ausblaswinkel größer als  $\beta = 120^{\circ}$  Auftriebsbeiwerte der angeregten Umströmung, die kleiner sind als der Auftriebsbeiwert im unbeeinflussten Fall.

Vergleicht man für gepulstes Ausblasen die Einflüsse der drei verschiedenen Winkelvariationen auf den mittleren Auftriebsbeiwert untereinander, so sind gegenüber dem synthetischen Jet nur leichte Änderungen erkennbar. Das Verhalten zwischen den Methoden mit variablen Massenstrom und variabler Spaltbreite entspricht ziemlich genau dem des synthetischen Jets. Für Ausblaswinkel kleiner 60° unterschätzt die massenbezogene Methode die Auftriebserhöhung. Im Bereich zwischen 60° und 120° ist der Unterschied aufgrund des sich wenig verändernden Massenstroms sehr gering, und bei Winkel größer 120° wird der Zuwachs etwas überschätzt. Ein ähnliches Bild liefert der Vergleich zwischen der Methode mit variabler Ausblasgeschwindigkeit und der Referenzmethode (mit variabler Schlitzbreite). In diesem Fall entstehen erst abweichende Ergebnisse bei Winkeln kleiner 50° und bei Winkeln größer 120°. Im Gegensatz zur massenbezogenen Methode überschätzt die geschwindigkeitsbezogene Methode den Auftriebszuwachs für kleine Winkel und unterschätzt ihn bei großen. Die Unterschiede bei den resultierenden Schwankungsamplituden sind noch geringer als beim synthetischen Jet (Abb. 10.32-b). Die Ergebnisse zeigen, dass stromauf gerichtetes gepulstes Ausblasen mit steigendem Ausblaswinkel die Schwankungsbreite sinken lässt und ab einem Winkel von  $\beta = 120^{\circ}$  die Amplitude gegenüber dem natürlichen Auftriebsverhalten verkleinert. Auch für  $\beta \leq 30^{\circ}$  können die Schwankungsamplituden bezogen auf den natürlichen Wert gesenkt werden.

Aus diesen Ergebnissen lässt sich allgemein schließen, dass eine stark tangentiale, stromab gerichtete Aktuation sich hinsichtlich einer maximalen Erhöhung des Auftriebs bei kleinen zeitlichen Schwankungen als optimal erweist. Physikalisch ist dieses Ergebnis plausibel, da diese Art der Anregung direkt die Zirkulation beeinflusst. Der wandtangential eingebrachte Anregestrom dickt dabei die ablösegefährdete Grenzschicht nahe der Wand auf und verhindert so die Strömungsablösung. Dieser auch als *Zirkulationskontrolle* bekannte Effekt wird dabei sowohl durch gepulstes Ausblasen, als auch durch den synthetischen Jet erreicht. Hinsichtlich der Erhöhung des mittleren Auftriebs besitzt der synthetische Jet eine geringere Effektivität als gepulstes Ausblasen (Abb. 10.31). Jedoch senkt er, aufgrund seines einsaugenden Anteils, die Schwankungsamplituden stärker (Abb. 10.32).

Wie stark der Einfluss der jeweils verwendeten Anregeform auf das richtungsabhängige Auftriebsverhalten ist, wird in Abb. 10.33 dargestellt. Dazu werden gepulstes und stationäres Ausblasen mit dem synthetischen Jet bei einer Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.91 und einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\bar{u}_a = 2.0 c_{\infty}$  verglichen. Zusätzlich ist noch der Verlauf aufgetragen, der sich infolge der experimentellen Einstellungen ergibt (PB, F<sup>+</sup> = 0.55,  $\bar{u}_a = 1.54 c_{\infty}$ ). Alle Simulationen mit gepulstem Ausblasen wurden bei einer Pulsbreite von DC = 0.5 durchgeführt.

Grundsätzlich weisen alle untersuchten Anregeformen das gleiche globale Verhalten der Auftriebserhöhung bei sich ändernder Ausblasrichtung auf. So steigt mit immer stärker stromab gerichteter Aktuation der Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts an. Zusätzlich zeigen alle Anregeformen bei sehr kleinen Ausblaswinkeln ( $\beta \leq 40^{\circ}$ ) ein deutlichen Rückgang der Schwankungserhöhung. Nur gepulstes Ausblasen bei der niedrigeren Frequenz erreicht dabei keine Verkleinerung der Schwankungsamplituden gegenüber dem unbeeinflussten Zustand. Eine beliebig geformte Aktuation entgegengesetzt der Strömungsrichtung ( $\beta > 90^{\circ}$ ) macht weder für die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts, noch für die Senkung der Schwankungsbreite einen Sinn.

Vergleicht man die Auftriebszuwächse bei senkrechtem Ausblasen, so stellt sich der synthetische Jet als die effizienteste der hier untersuchten Anregeformen dar. Diese Tatsache wurde schon bei den Untersuchungen zur Anregeform in Abschnitt 10.2.2 festgestellt. Lediglich Anregeformen mit ausschließlich einsaugenden Anteilen, die in diesem Rahmen nicht zum Einsatz kamen, zeigten bei dieser Beeinflussungsrichtung noch eine höhere Effektivität. Der Grund für die Überlegenheit des synthetischen Jets liegt in der bei ihm einzig und allein vorhandenen Einsaugphase begründet. In dieser Phase wird, wie schon in Abschnitt 10.2.2 erläutert, der untere, energiearme Bereich der Grenzschicht abgesaugt, was daraufhin zu einer Stabilisierung dieser und damit zu einer späteren Ablösung führt. Beim Ausblasen hingegen treten Wirbel-



Abbildung 10.33: Einfluss der Ausblasrichtung auf das Verhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41. Es werden verschiedene Anregeformen verglichen. Variation des Ausblaswinkels wird mittels veränderlicher Spaltbreite umgesetzt.

strukturen auf, die durch die starken Scherwechselwirkungen zwischen Anregestrom und Hauptströmung erzeugt werden. Diese Strukturen bewegen sich nahe der Klappenoberfläche durch die Rezirkulation und durchmischen es mit energiereichem Fluid aus der Außenströmung. In Abb. 10.34 wird dieser Vorgang mit Hilfe von Strömungsvisualisierungen zu 12 unterschiedlichen Zeitpunkten innerhalb einer Anregeperiode veranschaulicht. Die Visualisierungen entsprechen zwar senkrecht gepulstem Ausblasen, geben aber auch die grundsätzliche Funktionsweise der Ausblasphase beim synthetischen Jet wieder. Jede Visualisierung ist in zwei Darstellungen unterteilt. Die obere stellt die v-Komponente der Geschwindigkeit in unmittelbarer Nähe der Anregeposition dar. Um das angeregte Strömungsverhalten deutlicher zu kennzeichnen, wurden Geschwindigkeitsvektoren hinzugefügt. Der untere Teil zeigt die entstehenden Wirbelstrukturen, dargestellt durch die Wirbelstärke. In der zeitlichen Abfolge ist deutlich zu erkennen, wie durch den Aufbau des senkrechten Anregestroms sich infolge der Scherwirkung ein großer Wirbel bildet. Die Größe des Wirbels korreliert dabei mit der Frequenz und der maximalen Ausblasgeschwindigkeit (Eindringtiefe). Aufgrund der Erhaltung des Drehimpuls entsteht noch ein Sekundärwirbel zwischen Anregestrom und Hauptwirbel. Die Anregestrukturen lösen durch den einsetzenden Abfall des Anregestroms nach einer halben Anregeperiode  $(t > \frac{1}{2}T_{iet})$  ab und bewegen sich an der Klappenoberseite in Richtung Hinterkante.

Senkrecht gepulstes Ausblasen bei F<sup>+</sup> = 0.91 und  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$  erreicht im Vergleich zum synthetischen Jet einen etwa halb so großen Auftriebszuwachs ( $\Delta \overline{c}_a = 3.6\%$ ). Gepulstes Ausblasen bei F<sup>+</sup> = 0.55 und  $\overline{u}_a = 1.54 c_{\infty}$  bewirkt keine Verbesserung des unbeeinflussten Auftriebsbeiwerts, und stetiges Ausblasen verschlechtert ihn sogar um 12.7%.

Mit sinkendem Ausblaswinkel verringern sich die Effizienzunterschiede, bis gepulstes Ausblasen bei  $\beta \approx 57^{\circ}$  den gleichen Auftriebszuwachs wie der synthetische Jet erzeugt. Wird der Ausblaswinkel noch kleiner, erhöht sich der Auftriebszuwachs bei gepulstem Ausblasen gegenüber dem synthetischen Jet. Dabei zeigt die gepulste Aktuation bei höherer Intensität

und Frequenz ein leichtes Einbrechen des Zuwachs bei  $\beta = 40^{\circ}$ , um danach mit sinkendem Ausblaswinkel weiter zu steigen (max.  $\Delta \bar{c}_a = 22.1\% \rightarrow \beta = 10^\circ$ ). Gepulstes Ausblasen mit kleinerer Intensität und Frequenz zeigt dagegen ein dem synthetischen Jet ähnliches Verhalten. Der Zuwachs steigt maximal bis  $\Delta \bar{c}_a = 17.1\%$  bei  $\beta = 40^\circ$  an und sinkt wieder bei noch kleineren Winkeln. Dieses winkelabhängige Verhalten gründet sich dabei auf einem grundlegenden Wechsel des Anregemechanismus. Ausblaswinkel zwischen 90° und 57° erzeugen einen Anregestrom, der frei in die Hauptströmung eindringt und nach einer entsprechenden Eindringtiefe instabil wird und zerfällt. Der Zerfall tritt infolge der Scherwirkung und dem damit verbundenen Impulsverlust auf und erzeugt die schon beschriebenen Wirbelstrukturen. Diese Strukturen bewirken dann den erwähnten Durchmischungseffekt des Rezirkulationsgebiets. Dieser *Destabilisierungseffekt* wird exemplarisch für gepulstes Ausblasen bei  $\beta = 90^{\circ}$  in Abb. 10.34 in zeitlicher Abfolge dargestellt. Mit sinkendem Winkel wird zwar die wandnormale Komponente des Anregestroms kleiner, damit werden die erzeugten Strukturen schmaler und lang gestreckter, aber der Beeinflussungsmechanismus bleibt der gleiche. Aufgrund des abgelösten Strömungszustands stromab des Anregestroms hat die einsaugende Phase des synthetischen Jets eine zusätzliche positive Wirkung. Innerhalb dieser Phase wird die abgelöste Grenzschicht wieder an die Klappenoberseite herangesaugt, was die Rezirkulation zeitweise verkleinert und die Durchmischung in der ausblasenden Phase verbessert. Dementsprechend zeigt der synthetische Jet eine höhere Effektivität in diesem Bereich des Ausblaswinkels. Mit sinkendem Winkel schwächt sich die Einsaugwirkung ab, da sie mit dem wandnormalen Anteil skaliert. Zudem erhöht der tangentiale Anteil die Rezirkulation.

Bei Ausblaswinkeln kleiner als 57° tritt nun der Effekt auf, dass der Anregestrom, bevor er instabil wird, durch die große tangentiale Komponente und der erhöhten Scherwirkung in Hauptströmungsrichtung an die Klappenoberfläche anlegt (siehe Abb. 10.35-(c-f)). Dadurch entsteht eine Ablöseblase. Der angelegte Anregestrom verursacht die schon in Abschnitt 10.2.2 beschriebene Aufdickung des wandnahen, abgelösten Grenzschichtbereichs (wandtangentiales Ausblasen (SCHLICHTING und GERSTEN, 2006)) und bewirkt dadurch eine stromabwärts gerichtete Verlagerung der Ablösung. Dieser Effekt wird als Zirkulationskontrolle bezeichnet und ist in Abb. 10.35 für gepulstes Ausblasen bei  $\beta = 30^{\circ}$  in zeitlicher Abfolge visuell dargestellt. Wird der Ausblaswinkel immer kleiner, verkleinert sich die Ablöseblase und die Aufdickung erfolgt früher hinter der Anregeposition. Dadurch erhöht sich die Zirkulation und die in Abb. 10.33-a erkennbare Steigerung der Effektivität nimmt zu. Der Effekt der Zirkulationskontrolle skaliert dabei mit der Ausblasintensität. Dementsprechend wirkt in diesem Fall die Einsaugphase des synthetischen Jets kontraproduktiv. Sie destabilisiert die aufgedickte Grenzschicht periodisch, und mindert den Effekt. Auch die höhere Ausblasdynamik mit der länger wirkenden maximalen Ausblasgeschwindigkeit (Pulsplateau) des gepulsten Ausblasens bewirkt einen stärkeren zirkulationserhöhenden Effekt gegenüber dem synthetischen Jet.

Diese Erkenntnisse erklären auch den Verlauf der winkelabhängigen Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts für stationäres Ausblasen (SB) in Abb. 10.33-a. Für Winkel größer als  $\beta = 40^{\circ}$  liegen die Zuwachsraten des mittleren Auftriebs weit unterhalb der Zuwachsraten der anderen Anregeformen. Stationäres Ausblasen bei diesen Ausblasrichtungen bewirkt sogar einen Verlust, der den Auftriebsbeiwert gegenüber dem natürlichen Zustand um bis zu  $\Delta \bar{c}_a = -22\%$  mindert. Erst Ausblaswinkel kleiner als  $40^{\circ}$  lassen den stetigen Anregestrom an die Oberfläche der Klappe anlegen und bewirken so einen sprungartige Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts.



Abbildung 10.34: Visualisierung des entstehenden Anregestroms (gepulstes Ausblasen) bei  $\beta = 90^{\circ}$ . *Oben*: Konturplot der Absolutgeschwindigkeit ergänzt mit Geschwindigkeitsvektoren. *Unten*: Konturplot der Wirbelstärke  $\omega$ [-50; 50]



Abbildung 10.35: Visualisierung des entstehenden Anregestroms (gepulstes Ausblasen) bei  $\beta = 30^{\circ}$ . *Oben*: Konturplot der Absolutgeschwindigkeit ergänzt mit Geschwindigkeitsvektoren. *Unten*: Konturplot der Wirbelstärke  $\omega$ [-50; 50].

Dabei ist der Sprung der Auftriebserhöhung so groß, dass schon für  $\beta \leq 30^{\circ}$  die höchsten untersuchten Zuwachsraten erreicht werden (max.  $\Delta \bar{c}_a = 22\%$ ).

Fazit In der Strömungssimulation ist die Wiedergabe des Ausblaswinkels über drei verschiedene Realisierungen möglich. Aufgrund einer Analyse stellt sich heraus, dass nur eine Wiedergabemöglichkeit geeignet ist, eine von anderen Anregungseffekten unbeeinträchtigte Untersuchung über den Einfluss der Ausblasrichtung durchzuführen. Für solch eine Untersuchung müssen Massenstrom und Impulsbeiwert bei veränderlichem Ausblaswinkel konstant bleiben. Dies ist nur bei einer mit dem Ausblaswinkel veränderlichen Schlitzbreite des Aktuators der Fall. Für den synthetischen Jet ergibt sich eine optimale Aktuation bei einem Ausblaswinkel von  $\beta = 30^{\circ}$ . Verglichen mit dem natürlichen Auftriebsverhalten kennzeichnet die Beeinflussung bei diesem Ausblaswinkel eine halb so große Schwankungsamplitude. Mit der Erhöhung des Ausblaswinkels sinkt in diesem Fall der Zuwachs des Auftriebs stetig. Das Auftriebsverhalten bei gepulster Anregung der Strömung zeigt ein dem synthetischen Jet vergleichbares, winkelabhängiges Verhalten. Im Vergleich zum Zuwachsverhalten des synthetischen Jets weist die richtungsabhängige Auftriebserhöhung gepulsten Ausblasens einen stärkeren Einfluss des Ausblaswinkels auf. Die Ergebnisse machen insgesamt deutlich, dass eine stark tangentiale, stromab gerichtete Aktuation sich hinsichtlich einer maximalen Erhöhung des Auftriebs als optimal erweist. Dieser auch als Zirkulationskontrolle bekannte Effekt wird sowohl durch gepulstes Ausblasen, als auch durch den synthetischen Jet erreicht. Hinsichtlich der Erhöhung des mittleren Auftriebs besitzt dabei der synthetische Jet eine geringere Effektivität als gepulstes Ausblasen. Der Effekt der Zirkulationskontrolle skaliert mit der Ausblasintensität. Dementsprechend wirkt in diesem Fall die Einsaugphase des synthetischen Jets kontraproduktiv. Vergleicht man die Auftriebszuwächse bei senkrechtem Ausblasen, so stellt sich der synthetische Jet als die effizienteste der hier untersuchten Anregeformen dar. Mit sinkendem Ausblaswinkel verringern sich die Effizienzunterschiede zwischen synthetischem Jet und gepulstem Ausblasen, bis gepulstes Ausblasen bei  $\beta \approx 57^{\circ}$  den gleichen Auftriebszuwachs wie der synthetische Jet erzeugt. Wird der Ausblaswinkel noch kleiner, erhöht sich der Auftriebszuwachs bei gepulstem Ausblasen gegenüber dem synthetischen Jet. Dieses winkelabhängige Verhalten gründet sich dabei auf einem grundlegenden Wechsel des Anregemechanismus.

## 10.2.6 Pulsbreite

Wenn es sich bei der Aktuation um eine gepulste Anregeform handelt, erweitert sich der Parameterraum der Anregung um die *Pulsbreite* DC. Wie schon in Abschnitt 7.1.2 und Abschnitt 8.3 erläutert, handelt es sich dabei um das Verhältnis aus Pulsaktivzeit zur Periodendauer der Anregung. Somit bestimmt die Pulsbreite das Verhältnis zwischen aktiver Aktuation und ausgeschaltetem Zustand des Anregemechanismus innerhalb der periodischen Wiederholung. In den meisten Fällen der experimentellen Umsetzung eines gepulsten, fluidischen Aktuators kommen sogenannte *Schnellschaltventile* zum Einsatz (GRUND und NITSCHE, 2010; PETZ und NITSCHE, 2006). Dabei beschreibt die Pulsbreite das Verhältnis von Öffnungszeit zu Schließzeit der Ventile. Im Fall des Vergleichsexperiments (GRUND und NITSCHE, 2010) war nur gepulstes Ausblasen realisierbar. Theoretisch ist die Pulsbreite zwischen 0% und 100% frei einstellbar,
wobei DC = 0.0 einer ausgeschalteten Aktuation und DC = 1.0 einer stationären (stetigen) Anregeform entsprechen würde. In der realen Umsetzung lässt sich aufgrund der technischen Limitierungen nur ein bestimmter Bereich des DC-Spektrums einstellen. Sehr kleine bzw. sehr große Pulsbreiten können wegen der maximalen Schaltfrequenz der Ventile nicht erreicht werden. In der numerischen Modellierung eines Pulssignals sind zwar sehr kleine oder sehr große Pulsbreiten möglich, aber ebenfalls nicht ratsam, da die Flankendynamik (Beschleunigung) des Pulssignals beim Auf- und Abbau (DC  $\ll$  0.5) bzw. beim Ab- und Aufbau (DC  $\gg$  0.5) des Pulses so groß ist, dass eine notwendige Auflösung des Gradienten nicht mehr möglich ist. Als Folge treten numerische Störungen auf, die die Simulation instabil machen und physikalisch unsinnige Ergebnisse liefern können.

Die Pulsbreite hat in erster Linie einen Einfluss auf die Plateaubreite des Pulses. Der Puls setzt sich aus zwei dynamischen Phasen, der Beschleunigungs- und der Entschleunigungsphase des Pulsauf- und Pulsabbaus sowie einer stationären Phase mit zeitlich unveränderlicher Ausblasgeschwindigkeit des Anregestroms zusammen. Die dynamischen Phasen werden durch die Schließ- und Öffnungsvorgänge der Ventile sowie der viskosen Eigenschaften des Anregestroms bestimmt und bleiben weitestgehend von einer veränderten Pulsbreite unbeeinflusst. Somit erhöht sich bei größer werdendem DC der zeitliche Anteil des stationären Ausblasens. Um die gleichbleibende Flankendynamik bei variabler Pulsbreite in der Simulation zu erreichen, erfolgte bei allen Untersuchungen das in Abschnitt 8.4.1 erläuterte DC-abhängige Anpassen des Flankenparameters  $s_c$  nach Gl. 8.38. In dieser Weise ist es möglich, ausschließlich den Einfluss einer veränderlichen Pulsbreite, also einer veränderten Plateaubreite, auf das globale Auftriebsverhalten der Umströmung zu analysieren.

In der Literatur sind experimentelle und numerische Untersuchungen über den Einfluss der Pulsbreite bei fluidischen Wirbelgeneratoren (engl. *air jet vortex generator (AJVG)* (CROWTHER, 2006; KRZYSIAK, 2008; MEUNIER und BRUNET, 2008; PRINCE und KHODAGOLIAN, 2011; SCHOLZ ET AL., 2006) sowie bei der Anwendung von Plasma-Aktuatoren (BOLITHO und JACOB, 2010; GREENBLATT ET AL., 2008; GÖKSEL, 2006) zu finden. SCHOLZ ET AL. (2006) untersuchte die Wirkung von gepulsten fluidischen Wirbelgeneratoren an der Vorderkante eines Tragflügelmodels zur Vermeidung oder Reduzierung der vollständigen Strömungsablösung bei hoher Anstellung. Es zeigte sich, dass die Pulsbreite der Aktuation einen erheblichen Einfluss auf das Ablöseverhalten und damit auf das Auftriebs- und Widerstandsverhalten hat. Ein Optimum hinsichtlich der Reduzierung der Ablösung wurde in Abhängigkeit des Anstellwinkels bei eher kleinen Pulsbreiten gefunden. Dabei zeigen die Ergebnisse, dass sich die optimale Pulsbreite bei einer sich vergrößernden Anstellung zu höheren Werten verschiebt.

Um den Einfluss einer veränderlichen Pulsbreite für die Beeinflussung der Strömung um die in dieser Arbeit untersuchten Hochauftriebskonfigurationen untersuchen zu können, wurden zweidimensionale Simulationen der angeregten Strömung mit Pulsbreiten zwischen DC = 0.2 und DC = 0.8 durchgeführt.

Die Ergebnisse der Untersuchungen mit gepulstem Ausblasen am SCCH-Modell sind in Abb. 10.36 dargestellt, und lassen eine starke Abhängigkeit des mittleren Auftriebszuwachses  $\Delta \bar{c}_a$  von der verwendeten Pulsbreite erkennen. Die Variation der Pulsbreite erfolgte bei senkrechter Aktuation ( $\beta = 90^{\circ}$ ) mit einer Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.6 und einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\bar{u}_a = 1.9 c_{\infty}$ . Es zeigt sich, dass Pulsbreiten kleiner als 50% eine deutliche Erhöhung des Auftriebs bewirken. Dabei ist ein ausgeprägtes Optimum bei

Pulsbreiten zwischen 30% und 45% mit einem Zuwachs von  $\Delta \bar{c}_a \approx 15.5\%$  vorhanden. Kleinere wie größere Pulsbreiten lassen den Zuwachs deutlich sinken (DC = 20%, 50%  $\rightarrow \Delta \bar{c}_a \approx 11\%$ ). Erhöht sich die Pulsbreite auf Werte über 50% fällt der Zuwachs erheblich zusammen und ist bei DC = 80% nur noch halb so groß, verglichen mit dem optimalen Wert ( $\Delta \bar{c}_a = 8\%$ ). Diese Ergebnisse bestätigen die Erkenntnisse von SCHOLZ ET AL. (2006), daß in erster Linie kleine Pulsbreiten eine deutliche Verbesserung der abgelösten Strömungssituation mit sich bringen.



Abbildung 10.36: Einfluss der Pulsbreite auf das Verhalten des Auftriebsbeiwerts am SCCH.

Betrachtet man die Schwankungsamplituden des Auftriebsbeiwerts im angeregten Zustand (Abb. 10.36-b), so fällt bei variabler Pulsbreite ein relativ unbeeinflusstes, gleichbleibendes Verhalten auf. Unabhängig von der gewählten Pulsbreite reduziert senkrechtes, gepulstes Ausblasen auf der Hinterkantenklappe des SCCH die Schwankungen des Auftriebsbeiwerts um 65% bis 75% gegenüber der natürlichen Strömung. Dabei reduziert sich die Änderung der Amplitude  $\Delta \tilde{c}_a$  leicht mit steigender Pulsbreite.

Ein vergleichbares Bild zeigt sich bei den Ergebnissen der Untersuchungen am HQ41-Profil, die in Abb. 10.37 dargestellt sind. Die Untersuchungen erfolgten erneut bei zwei verschiedenen Ausblasrichtungen, um den Einfluss der verschiedenen Wirkungsmechanismen bei der Variation der Pulsbreite mit bewerten zu können. Dabei kamen zudem auch unterschiedliche Parametereinstellungen zum Einsatz. So erfolgte die senkrechte Beeinflussung bei einer Anregefrequenz von  $F^+ = 0.91$  und einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$ . Um ein Bezug zum vergleichenden Experiment (GRUND und NITSCHE, 2010) herzustellen, wurde die Variation der Pulsbreite für  $\beta = 40^{\circ}$  bei einer für das Experiment optimalen Frequenz von F<sup>+</sup> = 0.55 und einer örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit von  $\overline{u}_a = 1.54 c_{\infty}$ durchgeführt. Die Zuwächse des mittleren Auftriebsbeiwerts unterscheiden sich, wie schon bei der Frequenzvariation in Abschnitt 10.2.3 gezeigt, aufgrund der unterschiedlichen Beeinflussungsmechanismen deutlich. Während tangentiales, gepulstes Ausblasen bei einer optimalen Pulsbreite von DC  $\approx 0.4$  Zuwachsraten von  $\Delta \bar{c}_a = 19.7\%$  erzeugt, schafft senkrechtes, gepulstes Ausblasen bei einem optimalen DC von 30% eine mittlere Auftriebserhöhung von gerade mal 2.7%. Diesem Niveauunterschied entsprechend zeigt tangentiales Ausblasen eine deutlich stärkere Abhängigkeit von der gewählten Pulsbreite als Ausblasen mit  $\beta = 90^{\circ}$ .



Abbildung 10.37: Einfluss der Pulsbreite auf das Verhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41. Es werden Ausblasrichtungen verglichen.

Trotz dieser deutlich unterschiedlichen Steigerungen des Auftriebsbeiwerts zeigen beide in Abb. 10.37-a dargestellten Untersuchungsverläufe ein übereinstimmendes Verhalten bei variierender Pulsbreite, das sich mit den Ergebnissen am SCCH deckt. Eine optimale Anregung ist bei kleinen Pulsbreiten zu suchen. Pulsbreiten über 50% lassen in starkem Maß die Auftriebserhöhung einbrechen. Bei tangentialem Ausblasen befindet sich der ideale Bereich bei Pulsbreiten zwischen 25% und 50%, bei senkrechtem Ausblasen verschiebt sich dieser Bereich zu leicht kleineren Pulsbreiten (20% - 40%). Verkürzt sich die Pulsbreite bei  $\beta = 40^{\circ}$  auf 20% verringert sich der Auftriebszuwachs drastisch auf  $\Delta \bar{c}_a = 8\%$ . Ein vergleichbares Verhalten ist bei  $\beta = 90^{\circ}$  nicht erkennbar, da eine kleinere Pulsbreite als 20% aufgrund des gewählten Flankenparameters in Kombination mit der Zeitschrittweite nicht untersucht werden konnte. Der Verlauf lässt allerdings ein ähnliches Verhalten bei kleineren Pulsbreiten erahnen.

Betrachtet man das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts in Abb. 10.37-b, ist beim HQ41 im Gegensatz zur SCCH-Umströmung ein deutlicher Einfluss der gewählten Pulsbreite zu erkennen. Grundsätzlich erhöht gepulstes Ausblasen am HQ41, egal ob tangential oder normal, das Schwingungsverhalten des Auftriebs deutlich. Während gepulstes Ausblasen am SCCH für alle untersuchten Pulsbreiten die Schwankungsamplituden um ca. 70% reduziert, erhöht senkrechtes Ausblasen am HQ41 diese bis zu 150% und tangentiales Ausblasen sogar bis zu 425%. Dabei reduzieren sich die Amplituden für beide Ausblasrichtungen mit steigendem DC. Die deutlich stärkere Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts bei  $\beta = 40^{\circ}$  gegenüber senkrechtem Ausblasen geht mit einer deutlich größere Schwankungsbreite einher. Der Grund für die verstärkten Schwankung im Fall der angeregten HQ41-Umströmung ist in dem durch die erzeugten Anregestrukturen erhöhten instationären Verhalten der Strömung zu suchen.

Es stellt sich unter Beachtung der eben beschriebenen Ergebnisse die Frage, auf welchem Mechanismus sich die oben erfasste Abhängigkeit gepulsten Ausblasens von der Pulsbreite gründet? Diese Frage ist nicht einfach zu beantworten und wird, soweit vorweggenommen, auch nicht vollständig im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden können.

Um den Effekt einer sich verändernden Pulsbreite analysieren und den Einfluss dieser auf

das globale Auftriebsverhalten erkennen zu können, wurden in Abb. 10.38 und Abb. 10.39 das zeitabhängige Verhalten der örtlich mittleren Anregegeschwindigkeit  $\overline{u}_{a}$  gegenüber dem zeitabhängigen Verhalten des Auftriebsbeiwerts für senkrechtes und tangentiales, gepulstes Ausblasen dargestellt. Dabei sind jeweils die zeitlichen Verläufe für drei ausgewählte Pulsbreiten im direkten Vergleich aufgetragen.



**Abbildung 10.38:** Vergleich des zeitabhängigen  $c_a$ -Verhaltens bei Aktuation mit gepulstem Ausblasen für drei verschiedenen Pulsbreiten am HQ41 (F<sup>+</sup> = 0.91,  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$ ,  $\beta = 90^{\circ}$ ).

Für senkrechtes, gepulstes Ausblasen hat die Pulsbreite einen deutlichen Einfluss auf das zeitabhängige, periodische Verhalten des Auftriebsbeiwerts (Abb. 10.38-a). Während für DC = 0.2und DC = 0.4 nach Erreichen des Plateaus der Auftrieb bis zum Flankenabstieg weiter steigt, sinkt der Auftrieb in der Phase des stationären Ausblasens bei DC = 0.8. Ein erneutes Ansteigen tritt erst mit der einsetzenden Dynamik des Flankenabstiegs ein. Durch die lange stationäre Ausblasphase und der damit verbundenen zeitlichen Reduzierung des Auftriebs erreicht der mittlere Auftriebsbeiwert bei einer Pulsbreite von 80% ein wesentlich geringeren Zuwachs gegenüber der natürlichen Strömung als es bei den kleineren Pulsbreiten der Fall ist. Somit korreliert die Dauer der Phase des stationären Ausblasens eindeutig mit der nominellen Erhöhung des mittleren Auftriebs. Die Ursache dafür ist in dem Entstehungsprozess der durch den Anregestrom erzwungenen, kohärenten Strukturen begründet. Mit dem Flankenanstieg des Pulses entstehen stromab infolge der Scherwirkung des sich aufbauenden Anregestroms gegenläufig drehende Wirbelstrukturen (siehe Abb. 10.40). Diese Strukturen gewinnen während der Phase des stationären Ausblasens an Größe und werden beim Flankenabstieg abgeschert, um sich an der Klappenoberfläche durch die Rezirkulation in Richtung Hinterkante zu bewegen. Damit bewirkt eine verlängerte stationäre Ausblasphase ein stärkeres Anwachsen der Strukturen. Für eine geeignete Durchmischung der Rezirkulation ist eine bestimmte Größe der Strukturen notwendig. Vergrößern sich infolge der großen Pulsbreite die Strukturen, so drücken sie zunehmend die abgelöste Grenzschicht weiter von der Klappenoberseite weg und vergrößern die Rezirkulation. Dabei erhöht sich das Druckniveau auf der abgelösten Oberseite und der Auftrieb sinkt. Haben die Strukturen eine Ausdehnung, die in etwa der Grenzschichtdicke entspricht, so durchmischen sie nach Ablösung in erster Linie das energiearme Rückstromgebiet. Die entsprechende Größe und damit die optimale Pulsbreite ist von

der Kontur, dem Klappenwinkel und damit dem vorhandenen negativen Druckgradienten, der Reynoldszahl und natürlich auch von den anderen Anregeparametern abhängig. Insbesondere kann eine andere Anregefrequenz eine andere optimale Pulsbreite mit sich bringen, da die Anregefrequenz ebenfalls im direkten Zusammenhang mit der Größe der erzeugten Strukturen steht.



 (a) zeitabhängiges Verhalten des Auftriebsbeiwerts c<sub>a</sub> und der örtlich mittleren Anregegeschwindigkeit u

a

(b) Spektrum des Auftriebsbeiwerts ca

**Abbildung 10.39:** Vergleich des zeitabhängigen  $c_a$ -Verhaltens bei Aktuation mit gepulstem Ausblasen für drei verschiedenen Pulsbreiten am HQ41 (F<sup>+</sup> = 0.55,  $\overline{u}_a = 1.54 c_{\infty}$ ,  $\beta = 40^{\circ}$ ).

Ein etwas anderen Einfluss hat die Pulsbreite auf den instantanen Auftriebsbeiwert infolge gepulsten Ausblasens bei  $\beta = 40^{\circ}$ . Wie in Abb. 10.39-a zu sehen, hat die Pulsbreite einen nicht so großen Einfluss auf die periodische Form der Auftriebsschwankungen, wie es bei senkrechtem Ausblasen zu erkennen war. Der Einfluss bezieht sich in diesem Fall mehr auf das mittlere Niveau, um das herum die Schwankungen stattfinden. Bei allen drei betrachteten Pulsbreiten verursacht die stationäre Ausblasphase eine stetige Erhöhung des Auftriebs. Frühestens ab der Wendestelle der Abstiegsflanke, also ab der zweiten Hälfte des sich abbauenden Anregestroms, fängt der Zuwachs an zu sinken. Eine lange stationäre Ausblasphase hat somit keinen destruktiven Einfluss auf den Auftriebszuwachs, wie es bei  $\beta = 90^{\circ}$  zu beobachten war. Dies ist duch den großen tangentialen Anteil des Ausblasens begründet, der in jedem Fall die Ablöseposition deutlich stromab verlagert. Dabei entstehen lang gestreckte Strukturen, die keine große wandnormale Ausdehnung haben (siehe Abb. 10.41). Ein gleichzeitiges Wegdrücken der Grenzschicht durch große, entstehende Strukturen setzt nicht ein. Dennoch erzeugen große Pulsbreiten (DC > 50%) einen zunehmend kleineren Zuwach des Auftriebsbeiwerts (siehe Abb. 10.39-a). Betrachtet man das Spektrum des Auftriebsbeiwerts in Abb. 10.39-b, so sind bei DC = 0.2 und DC = 0.8 neben den charakteristischen Frequenzen der Anregung noch deutliche Ausschläge bei Zwischenfrequenzen zu erkennen. Diese sind bei der optimalen Pulsbreite von DC = 0.4 nicht zu erkennen. Die erste Zwischenfrequenz ist dabei halb so groß, wie die Anregefrequenz der Aktuation. Betrachtet man den zeitlichen Verlauf des Auftriebsbeiwerts bei DC = 0.2, fällt auf, dass sich das Auftriebsverhalten nicht mit jeder Pulsperiode wiederholt, sondern mit jeder zweiten. Laut Spektrum muss für DC = 0.8 ebenfalls ein periodisch abweichendes Verhalten vorhanden sein, auch wenn es im zeitlichen Verlauf des Auftriebsbeiwerts nicht zu erkennen ist. Dieses periodisch abweichende Verhalten des Auftriebs im Verhältnis



**Abbildung 10.40:** Vergleich der Anregestrukturen am HQ41 für drei verschiedene Pulsbreiten mit  $\beta = 90^{\circ}$ .



Abbildung 10.41: Vergleich der Anregestrukturen am HQ41 für drei verschiedene Pulsbreiten mit  $\beta = 40^{\circ}$ .

zur Anregeperiodizität lässt auf Interaktionen der erzeugten Strukturen schließen. Nur im optimalen Fall scheinen die Größe und das zeitliche Abschwimmverhalten so zu passen, dass keine kontraproduktiven Interaktionen unter den Strukturen selbst vorhanden sind.

Im Vergleich zum senkrecht gepulsten Ausblasen zeigt das zeitabhängige Verhalten des Auftriebsbeiwerts bei  $\beta = 40^{\circ}$  in Abb. 10.39-a ein nicht so starkes Überschwingverhalten bei Anund Abstiegsflanke des Pulsverlaufs. Dafür sind gerade bei größeren Pulsbreiten während der stationären Ausblasphase kleine Schwankungen zu erkennen, die aus dem einsetzenden natürlichen Zerfall des vollständig aufgebauten Anregestroms herrühren. Aufgrund der wandnahen Ausblasrichtung und der damit verbundenen stärkeren Scherwirkung zwischen Anregestrom und Grenzschicht erfolgt ab einer bestimmten Ausblasdauer der Zerfall des Stroms in kleine sich ablösende Strukturen. Dabei variiert die Eindringtiefe des Anregestroms mit der Zeit, was Schwankungen in der Zirkulation verursacht.

#### Flankenparameter

Für die Untersuchungen zur Pulsbreitenvariation wurde der numerische Flankenparameter  $s_c$  ausgehend von einem sinnvoll<sup>5</sup> gewählten Wert bei DC = 0.5 für die jeweiligen Pulsbreiten so angepasst (Gl. 10.2.3), dass immer die gleiche Anstiegs- und Abstiegsdynamik beim Pulsverlauf vorhanden ist (siehe Abb. 10.38-a und Abb. 10.39-a). Um einen Eindruck von dem Einfluss des Flankenparameters auf den mittleren Auftriebsbeiwert zu bekommen, wurden Simulationen am HQ41 mit variablen  $s_c$  bei einer Pulsbreite von 50% durchgeführt ( $F^+ = 0.91$ ,  $\overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}$ ,  $\beta = 90^\circ$ ). Die Ergebnisse sind in bekannter Form in Abb. 10.42 dargestellt. Es wurden Werte zwischen  $s_c = 0.2$  und  $s_c = 0.8$  variiert. Mit steigendem Flankenparameter verflachen die Pulsflanken, bis sie bei einem Wert von  $s_c = 1.0$  in einen harmonischen Pulsverlauf ohne Plateau übergehen. Dementsprechend würde ein theoretischer Wert von  $s_c = 0$  einem Rechteckspuls mit singulären Flanken entsprechen.



**Abbildung 10.42:** Einfluss der Flankenparameters auf das Verhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41  $(F^+ = 0.91, \overline{u}_a = 2.0 c_{\infty}, \beta = 90^\circ).$ 

 $<sup>^{5}</sup>$ in Bezug zur verwendeten Zeitschrittweite, um die Pulsflanken mit genügend diskreten Zeitschritten aufzulösen

Der Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts zeigt in Abb. 10.42-a eine geringe Abhängigkeit vom gewählten Flankenparameter. Für diese Aktuation erfährt die angeregte Strömung einen Auftriebszuwachs von  $\Delta \bar{c}_a \approx 2\%$ . Flankenparameter bis zu einem Wert von  $s_c = 0.6$  erfahren dabei nur eine Änderung um  $\pm 0.1\%$ . Erst ab Werten über  $s_c = 0.6$  verringert sich die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts zusehens ( $s_c = 0.8 \rightarrow \Delta \bar{c}_a = 1.5\%$ ). Da sich mit großem  $s_c$  die Breite des Pulsplateaus deutlich verringert, wird die Dauer des maximalen Impulseintrags stark gesengt. Die Ergebnisse deuten darauf, das ein zu schmales Pulsplateau eine zu beachtende Reduzierung des Auftriebszuwachses mit sich bringt. Da es sich bei diesem Parameter um eine numerische Stellgröße des modellierten Pulssignals handelt, ist diese Erkenntnis in erster Linie für die Abstimmung der Simulationseinstellungen notwendig. Ein zu kleiner  $s_c$ -Wert kann bei zu großer Zeitschrittweite ein Problem bei der notwendigen Auflösung der Flankendynamik mit sich bringen, was dann numerische Störungen verursachen würde. Ein zu großes  $s_c$  bedeutet ein zu kleines Pulsplateau und damit den Verlust des Pulscharakters. In diesem Fall sollte eine kleinere Zeitschrittweite gewählt werden, um so bei gleichbleibender zeitlicher Auflösung ein kleineren Flankenparameter benutzen zu können.

Einen deutlich größeren Einfluss hat der Flankenparameter auf das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts. Während kleine Flankenparameter ( $s_c = 0.2$ ) die Schwankungsamplituden des angeregten Auftriebsbeiwerts um bis zu 70% erhöht, sinkt mit größer werdendem  $s_c$  die Schwingungsbreite und erhöht die Amplituden bei  $s_c = 0.8$  nur noch um  $\approx 40\%$ . Es scheint, dass die Breite des Pulsplateaus, ähnlich wie die Vergrößerung der Pulsbreite, in direkter Verbindung mit der Größe der erzeugten Strukturen steht, und damit einen Einfluss auf das instationäre Auftriebsverhalten hat.

Fazit Die Pulsbreite hat hauptsächlich einen Einfluss auf die Breite des Puls-Plateaus. Somit erhöht sich bei größer werdendem DC der zeitliche Anteil des stationären Ausblasens. Die Ergebnisse der Untersuchungen mit gepulstem Ausblasen lassen eine Abhängigkeit des mittleren Auftriebszuwachses  $\Delta \bar{c}_a$  von der verwendeten Pulsbreite erkennen. Es zeigt sich, dass Pulsbreiten kleiner als 50% eine Erhöhung des Auftriebs bewirken. Eine optimale Anregung ist somit bei kleinen Pulsbreiten zu suchen. Die Zuwächse des mittleren Auftriebsbeiwerts unterscheiden sich bei unterschiedlichen Ausblasrichtungen deutlich. Dies ist ein Resultat aus dem einsetzenden Mechanismuswechsel der Beeinflussung mit kleiner werdendem Ausblaswinkel. Stark tangentiales Ausblasen zeigt neben den deutlich höheren Zuwachsraten des Auftriebsbeiwerts eine stärkere Abhängigkeit von der gewählten Pulsbreite als senkrechtes Ausblasen. Bei tangentialem Ausblasen korreliert die Dauer der Phase des stationären Ausblasens eindeutig mit der nominellen Erhöhung des mittleren Auftriebs. Eine lange stationäre Ausblasphase hat in diesem Fall keinen destruktiven Einfluss auf den Auftriebszuwachs, so wie es bei senkrechter Aktuation zu beobachten ist. Betrachtet man das Schwankungsverhalten des Auftriebsbeiwerts am HQ41, ist im Gegensatz zur SCCH-Umströmung ein deutlicher Einfluss der gewählten Pulsbreite zu erkennen. Grundsätzlich erhöht gepulstes Ausblasen am HQ41, egal ob tangential oder normal, das Schwingungsverhalten des Auftriebs. Dabei reduzieren sich die Amplituden für beide Ausblasrichtungen mit steigendem DC. Um einen Eindruck von dem Einfluss des modellspezifischen Flankenparameters auf den mittleren Auftriebsbeiwert zu bekommen, wurden Simulationen mit variablen  $s_c$  bei einer Pulsbreite von 50% durchgeführt. Der Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts zeigt eine geringe Abhängigkeit vom gewählten

Flankenparameter. Die Ergebnisse deuten aber daraufhin, dass ein zu schmales Pulsplateau, was sich bei einem zu großen Flankenparameter einstellt, eine zu beachtende Reduzierung des Auftriebszuwachses mit sich bringt. Widerum ein zu kleiner  $s_c$ -Wert kann bei einer zu großen Zeitschrittweite ein Problem bei der notwendigen Auflösung der Flankendynamik mit sich bringen, was dann numerische Störungen verursachen würde. Der Flankenparameter hat zudem einen Einfluss auf das instationäre Auftriebsverhalten, da die Breite des Pulsplateaus in direkter Verbindung mit der Größe der durch die Anregung erzeugten Strukturen steht.

# 10.3 Vergleich zwischen modelliertem und aufgelöstem Aktuator

In allen vorhergehenden numerischen Untersuchungen erfolgte die Strömungsbeeinflussung mit dem örtlich modellierten Aktuationsmechnismus (Abschnitt 7.2). Dabei wird der Anregestrom in Form einer Randbedingung auf eine bestimmte Anzahl von Zellen auf der Oberfläche des betrachteten Modells vorgegeben. Diese Randbedingung modelliert die Aktuatoraustrittsöffnung. Dem entgegen steht der örtlich aufgelöste Aktuator, bei dem sich die Aktuatorkammer mit in dem Simulationsgebiet befindet. Das bedeutet, dass die Aktuatorkammer geometrisch erfasst und mit einem Rechengitter aufgelöst wird. Das zeitabhängige Verhalten (Anregeform) muss für beide Möglichkeiten modelliert vorgegeben werden.

Ein großer Vorteil des örtlich modellierten Aktuators ist die schnelle und variable Einsatzmöglichkeit. Mit dieser Methode ist es jederzeit möglich, verschiedene, geometrisch basierende Parameter der Aktuation zu ändern. Das sind vor allem die Anregeposition, die Größe und Form der Aktuatoröffnung oder auch die Ausblasrichtung. Dabei sind keine oder nur geringe Modifikationen am Rechengitter notwendig. So lässt sich der Einfluss dieser Parameter im Rahmen einer Entwurfsstudie ohne großen Aufwand numerisch untersuchen. Als Nachteil wird oftmals die physikalisch richtige Beschreibung des austretenden Anregestroms genannt. Es kommt immer wieder die Frage auf, wann und inwieweit eine diskret aufgelöste Aktuatorkammer notwendig ist, und welche Anforderungen an einen örtlich modellierten Aktuator gestellt werden müssen.

Um diese Frage für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen beantworten zu können, erfolgten am HQ41 neben den Simulationen mit dem örtlich modellierten Aktuator auch Simulationen mit örtlich aufgelösten Aktuatoren. Dazu wurden zum einen eine generisch geformte und zum anderen die im Experiment (GRUND und NITSCHE, 2010) verwendete Aktuatorkammer untersucht. Die Form des *generischen Aktuators* entspricht einem Rechteckkanal, der die Breite der Aktuatoröffnung und eine Länge von 20 *H* aufweist (Abb. 10.45-b). Die Form des *realen Aktuators* ist in Abb. 9.20 dargestellt. Die Simulationen der beeinflussten Strömung wurden bei zwei verschiedenen Anregungskonfigurationen durchgeführt. Dabei entspricht die Anregeform gepulstem Ausblasen bei einer Pulsbreite von DC = 0.5 und einem Ausblaswinkel von  $\beta = 40^{\circ}$ . Die Ausblasrichtung ist durch die geometrische Form des realen Aktuators vorgegeben.

Die Auswirkung einer aufgelösten Aktuatorkammer auf das globale Auftriebsverhalten ist im Vergleich zur modellierten Beeinflussung in Abb. 10.43 dargestellt. Die Balkendiagramme geben dabei das Zuwachsverhalten des mittleren Auftriebsbeiwerts  $\Delta \bar{c}_a$  sowie die Erhöhung der Schwankungsbreite  $\Delta \tilde{c}_a$  für die modellierte Beeinflussung im Vergleich zum generischen und realen Aktuator wieder. Die zwei Darstellungen repräsentieren die Ergebnisse für die zwei untersuchten Beeinflussungseinstellungen.

Beide Anregungsfälle zeigen, dass sich mit der Zunahme des Geometrieeinflusses der Aktuatorkammer die erreichte Erhöhung des mittleren Auftriebs verringert. So erreicht der mittlere Auftriebsbeiwert des örtlich modellierten Aktuators bei einer Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.91 einen Zuwachs von  $\Delta \bar{c}_a = 14\%$ , während die Beeinflussung mit der realen Aktuatorkammer nur eine Erhöhung von  $\Delta \bar{c}_a = 9.2\%$  aufweist. Dieser Abfall der Auftriebssteigerung mit einem örtlich aufgelöstem Aktuator stellt sich für die Beeinflussung bei kleinerer Frequenz schwächer dar, obwohl die Zuwachsraten im Vergleich deutlich höher liegen ( $\Delta \bar{c}_a = 17\% \dots 15\%$ ).

Die Schwankungsamplituden des Auftriebsbeiwerts erhöhen sich dagegen mit sinkendem Modellierungseinfluss. So findet man für beide Beeinflussungsfälle die größten zeitabhängigen Schwankungen bei den Simulationen mit dem realen Aktuator. Für die Beeinflussung mit kleinerer Frequenz sinkt die Erhöhung der Amplituden mit der Verwendung des generischen und dann nochmal mit der Verwendung des modellierten Aktuators. Eine Ausnahme macht die höherfrequente Anregung mit der generisch geformten Aktuatorkammer. Hier ist eine Verringerung der Schwankungsbreite gegenüber der natürlichen Strömung zu erkennen. Welche Ursache dieses Ergebnis besitzt, konnte nicht geklärt werden.



**Abbildung 10.43:** Vergleich der Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts  $\Delta \bar{c}_a$  und der Schwankungsamplituden  $\Delta \tilde{c}_a$  für den modellierten und die aufgelösten Aktuatoren. Anregeform ist gepulstes Ausblasen.

Um zu klären, was diese Unterschiede im globalen aerodynamischen Verhalten hervorruft, wurde sowohl das zeitabhängige als auch das ortsabhängige Verhalten des Beeinflussungsmechanismus für alle drei Aktuatortypen untersucht.

Aufgrund der inkompressiblen Strömungsbetrachtung sind grundsätzlich in der zeitabhängigen Entwicklung des in die Hauptströmung eintretenden Anregestroms keine Unterschiede zwischen einem örtlich modellierten und einem örtlich aufgelösten Aktuator zu erwarten. Da beide Realisierungen des Anregemechanismus bezüglich der zeitabhängigen Entwicklung auf eine Modellierung angewiesen sind, ergeben sich nur Unterschiede im Vergleich mit der experimentellen zeitabhängigen Entwicklung des Anregestroms (siehe Abb. 10.44). Vergleicht man den zeitabhängigen Aufbau des Anregestroms an dem definierten Oberflächenbereich, der bei dem modellierten Aktuator die Austrittsöffnung repräsentiert, mit dem Verhalten des Anregestroms, der sich aus dem realen Aktuator ergibt, zeigen sich bei den hier gemachten Untersuchungen keine Unterschiede. Um diesen Vergleich anstellen zu können, wurde in Abb. 10.44-a für den realen Aktuator der zeitabhängige Verlauf der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit am Aktuatorboden (Randbedingung) mit dem zeitabhängigen Verlauf der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit am Aktuatoraustritt aufgetragen. Es stellen sich eindeutig deckungsgleiche Verläufe dar. Das bedeutet, dass die aufgelöste Aktuatorkammer auf die zeitabhängige Entwicklung des in der Kammer sich entwickelnden Anregestroms keinerlei Einfluss hat. Unabhängig von der örtlichen Geschwindigkeitsverteilung könnte somit auch die zeitliche Modulation direkt am Aktuatoraustritt aufgeprägt werden. Dass dieses Verhalten ein idealisierter Zustand der Simulation ist, macht das Verhalten im Experiment (Abb. 10.44-b) deutlich. Auch hier ist das zeitlich erzeugende Signal der Anregung (Trigger Signal) mit dem zeitabhängigen Verhaten des in die Hauptströmung eintretenden Anregestroms dargestellt. Es lässt sich neben den Schwankungen der Ausblasgeschwindigkeit im Plateaubereich des zeitlichen Verlaufs auch ein latenter Zeitversatz zwischen Trigger-Signal und zeitabhängigem Verhalten der Ausblasgeschwindigkeit erkennen. Die Schwankungen sind dabei auf die Druckluftzufuhr zurückzuführen. Die Latenzzeit ist eine Folge der Schließ- und Öffnungszeiten der verwendeten Ventile sowie der Reibungseffekte, die sich infolge der langen Schläuche, die die Luft des Anregestroms an die Aktuatorkammer führen, einstellen. Würde es sich bei der Beeinflussung um einen kompressiblen Anregestrom handeln, wäre aufgrund der auftretenden Dichteschwankungen eine Auflösung der Aktuatorkammer zwingend notwendig.



Abbildung 10.44: Vergleich des Anregesignals und der Systemantwort an der Aktuatoröffnung in der Simulation und im Experiment.

Da die örtliche Auflösung der Aktuatorkammer keinen Einfluss auf die zeitliche Modulation des Anregestroms (Anregeform) hat, müssen die Unterschiede, die sich im globalen aerodynamischen Verhalten der beeinflussten Strömung ergeben, aus einem örtlich abweichendem Verhalten des jeweils erzeugten Anregestroms herrühren. Für einen bestimmten Zeitpunkt sind in Abb. 10.45 zum einen der sich in Abhängigkeit des verwendeten Aktuatormodells entwickelnde Anregestrom und zum anderen die jeweilige Auswirkung auf die dadurch entstehenden Anregestrukturen visuell dargestellt. Der ausgewählte Zeitpunkt repräsentiert einen instantanen Anregezustand, bei der die maximale Ausblasgeschwindigkeit erreicht ist. Vergleicht man die sich entwickelnden Anregeströme, ist deutlich zu erkennen, dass die Simulation mit einer aufgelösten Aktuatorkammer im Vergleich zu einem örtlich modellierten Aktuator einen verändert aussehenden Anregestrom hervorruft. Dabei besitzt die jeweilige geometrische Form der aufgelösten Aktuatorkammer schon einen deutlichen Einfluss. Während der generische Aktuator in Abb. 10.45-b einen ähnlich intensiven Anregestrom verursacht, wie der modellierte (Abb. 10.45-a), erzeugt der reale Aktuator, aufgrund der weiteren Kanalbreite kurz vor der Aktuatoraustrittsöffnung, einen Anregestrom mit örtlich kleineren Geschwindigkeiten. Dafür ist der erreichte Austrittswinkel des realen Stroms mit dem, der sich infolge der örtlichen Modellierung einstellt, vergleichbar. Der Winkel des generischen Falls ist erkennbar kleiner und führt den Anregestrom näher an der Klappenoberfläche entlang.

Die Auswirkungen der jeweils entstehenden Anregeströme auf das Strömungsverhalten direkt im Nachlauf der Aktuation ist in den rechten Visualisierungen zu sehen. Es zeigen sich in allen drei Fällen die für  $\beta = 40^{\circ}$  typischen, sehr langgestreckten Anregestrukturen, die sich entlang der Klappenoberseite in Richtung der Hinterkante bewegen. Die Unterschiede, die sich infolge des jeweiligen Modellierungsgrads der Aktuatorkammer ergeben, sind relativ gering. Vergleicht man den generischen mit dem modellierten Aktuator, entstehen durch die örtliche Auflösung der Aktuatorkammer länger gestreckte und näher an der Wand gelegene Strukturen. Dies bewirkt im Nachlauf schwächere, aber größerskalige Strukturen, die zum einen die Zirkulation mindern (kleinerer Auftrieb) und zum anderen die Schwankungsintensität erhöhen. Der reale Aktuator erzeugt dagegen Anregestrukturen, die in Größe und Gestalt denen des modellierten Fall, in einem größeren Abstand zur Klappenoberfläche ab. Das erzeugt wiederum etwas größerskalige und schwächere Nachlaufstrukturen.

Um den schon in der Visualisierung sichtbaren Unterschied zwischen den drei sich ausbildenden Anregeströmen besser analysieren zu können, wurden die jeweils an der Aktuatoraustrittsfläche resultierenden Geschwindigkeitsprofile des Anregestroms extrahiert. Dies erfolgte für vier unterschiedliche Zeitpunkte innerhalb eines Anregezyklus (siehe Abb. 10.46-c). Die Gegenüberstellung für jeden Zeitpunkt in Abb. 10.46 bestehen aus dem analytisch erzeugten Block- und massenstromkonformen Laminarprofil des modellierten Aktuators, sowie den resultierenden Geschwindigkeitsprofilen des generischen und realen Aktuators. Zusätzlich sind die Geschwindigkeitsprofile aufgetragen, die sich aus der zeitabhängigen Skalierung der maximalen Verläufe des generischen und realen Aktuators ergeben würden.

Dass die örtliche Auflösung der Aktuatorkammer einen Einfluss auf die örtliche Geschwindigkeitsverteilung des entstehenden Anregestroms hat, ist deutlich in Abb. 10.46-b zu erkennen. Diese Abbildung stellt die maximalen Geschwindigkeitsprofile für die gepulste Aktuation dar. Das Blockprofil entspricht zu diesem Zeitpunkt der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit  $\overline{u}_a$ . Das modellierte und auf der Klappenoberfläche aufgeprägte Laminarprofil weist die größte örtliche Maximalgeschwindigkeit  $u_{jet_{max}}$  und eine über den Anregeschlitz vollständig symmetrische Geschwindigkeitsverteilung auf. Im Vergleich dazu erreicht der generische Aktuator nur eine kleinere örtliche Maximalgeschwindigkeit und ist durch ein bauchigeres Geschwindigkeitsprofil gekennzeichnet. Das Profil ist dabei über dem Anregeschlitz unsymmetrisch. Während die stromaufgerichtete<sup>6</sup> Profilflanke sich noch mit dem Verlauf des modellierten

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Kennzeichnet die Schlitzkante, die sich bezüglich der Hauptströmungsrichtung weiter stromauf befindet.



(c) realer Aktuator

**Abbildung 10.45:** Visualisierung des sich ausbildenden Anregestroms am HQ41-Profil in Abhängigkeit der örtlichen Modellierungsstufe des Aktuators. Ausblaswinkel beträgt  $\beta = 40^{\circ}$  bei gepulstem Ausblasen mit  $\mathbf{F}^{+} = 0.55$  um  $\overline{n}_{a} = 1.54 c_{\infty}$ .

*Links*: u-Geschwindigkeit in unmittelbarer Nähe des Aktuators. *Rechts*: Wirbelstärke im Bereich der Wölbklappe.

Laminarprofils deckt, weist die stromabgerichtete Flanke ein bauchigeren Verlauf auf. Da alle drei resultierenden Anregeströme den gleichen Massenstrom haben, erreicht das Geschwindigkeitsprofil des generischen Aktuators aufgrund der stromabgerichteten Ausbeulung nicht die Maximalgeschwindigkeit des modellierten Laminarprofils. Dieser veränderte Verlauf der Ausblasgeschwindigkeit resultiert aus dem viskosen Einfluss der zu aktuierenden Hauptströmung auf den gerade austretenden Anregestrom. Im Fall der örtlich modellierten Verteilung wird dieser Effekt nicht mit abgebildet, da genau auf der Aktuatoraustrittsfläche die ideale Geschwindigkeitsverteilung in Form einer Randbedingung aufgeprägt wird. Wird nun aber die Aktuatorkammer in irgend einer Form numerisch mit aufgelöst, befindet sich an dieser Stelle eine Kontaktfläche zwischen dem austretenden Anregestrom und der Hauptströmung. Durch viskose Wechselwirkungen wird in diesem Fall die Geschwindigkeitsverteilung in Strömungsrichtung mitgezogen und zeigt einen deformierten Verlauf. Da Massenerhaltung gilt, wird dieser Effekt durch eine kleinere örtlich maximale Ausblasgeschwindigkeit kompensiert. Das gleiche Verhalten zeigt auch das entstehende Profil des realen Aktuators. Allerdings scheint in diesem Fall der Viskositätseinfluss hinter den Profileinflüssen, die aus der geometrischen Gestalt der Aktuatorkammer resultieren, unterzugehen. So bekommt das entstehende Geschwindigkeitsprofil nicht nur auf der stromabseitigen, sondern auch an der stromaufseitigen Flanke einen bauchigen Verlauf. Die Form des örtlichen Geschwindigkeitsverlaufs entspricht dabei in keiner Form mehr einem voll ausgeprägten Geschwindigkeitsprofil einer laminaren Kanalströmung. Das ergibt sich aus der stetigen Verjüngung der Kanalbreite des realen Aktuators, bis die notwendige Schlitzbreite erst kurz vor Austrittsöffnung erreicht wird. Somit entspricht die beim Austritt vorhandene örtliche Geschwindigkeitsverteilung keiner vollständig ausgebildeten Kanalströmung. Infolge dieses stark bauchigen Verhaltens sinkt aufgrund der Massenerhaltung die örtlich maximale Ausblasgeschwindigkeit nochmals deutlich gegenüber dem modellierten Laminarprofil.

Für die Zeitpunkte 1 und 3 (Abb. 10.46-a, Abb. 10.46-d), die sich im Anregezyklus (Abb. 10.46-c) auf den An- und Abstiegsflanken des Pulses befinden, erfolgt ein vergleichbares Verhalten der einzelnen Geschwindigkeitsprofile. Lediglich die örtlich mittlere, und damit auch die örtlich maximale Ausblasgeschwindigkeit sind entsprechend dem zeitlichen Verlauf geringer. Im Zeitpunkt 4 (Abb. 10.46-e) allerdings stellen sich für die Geschwindigkeitsverläufe der örtlich aufgelösten Anregeströme ein abweichendes Verhalten ein. In diesem Fall ist aufgrund des Zeitpunkts im Anregezyklus die örtlich mittlere Ausblasgeschwindigkeit so klein, dass die Viskositätseffekte am Aktuatoraustritt teilweise dominieren. Aufgrund des hohen Impulses der Hauptströmung aus. Im Spaltbereich  $\frac{X_S}{k_H} \leq 0.27$  des generischen Aktuators ist die Ausblasgeschwindigkeit negativ, da die Hauptströmung in diesem Bereich entgegen dem Anregestrom in die Aktuatorkammer einströmt. Dieser Bereich ist im Fall des realen Aktuators kleiner. Bei diesen kleinen Ausblasgeschwindigkeiten ist ein Vergleich zwischen dem modelliertem und den aufgelösten Geschwindigkeitsprofilen nicht möglich.

Um das örtlich abweichende Verhalten zwischen modelliertem und aufgelöstem Aktuator für die örtlich modellierte Anwendung zu verringern, wäre eine *realistischere* Profilannahme für den modellierten Anregemechanismus notwendig. Der in Abschnitt 7.2 beschriebene Mechanismus ist in der Lage, auch beliebig geartete, z.B. messtechnisch ermittelte, Geschwindigkeitsverläufe zu verwenden. Für die zeitabhängige Aktuation wird das verwendete Profil, entsprechend



Abbildung 10.46: Vergleich der Geschwindigkeitsprofile am Anregeschlitz für örtlich modellierte und aufgelöste Aktuatoren.

der zeitlichen Modulation (Anregeform), skaliert. Dazu wird davon ausgegangen, dass das ermittelte Geschwindigkeitsprofil dem zeitlichen Amplituden-Profil entspricht. Um diesen Möglichkeit anschaulich bewerten zu können, wurden zusätzlich für alle dargestellten Zeitpunkte in Abb. 10.46 die sich aus der zeitabhängigen Skalierung ergebenen Geschwindigkeitsprofile des generischen und realen Aktuators mit aufgetragen. Da der Zeitpunkt 2 den Amplituden-Profilen entspricht, sind die aus der Auflösung entstehenden und die analytisch skalierten Geschwindigkeitsverläufe identisch. Für die anderen Zeitpunkte fallen insbesondere bei der Verteilung des generischen Aktuators deutliche Abweichungen zwischen skaliertem und aufgelöstem Profil auf. Der reale Aktuator hingegen lässt sich in weiten Bereichen des Anregezyklus durch eine Skalierung des Amplituden-Profils hinreichend gut modelliert wiedergeben. Lediglich zu Zeitpunkten, bei denen die Ausblasgeschwindigkeit noch sehr gering ist (Zeitpunkt 4), ist aufgrund der dominierenden Viskositätseinflüsse eine skalierte Wiedergabe der örtlichen Verteilung der Ausblasgeschwindigkeit nicht möglich.

Grundsätzlich beeinflusst die örtliche Auflösung der Aktuatorkammer das Verhalten des entstehenden Anregestrom, und damit auch die Anregewirkung auf die zu beeinflussende Strömung. Dabei spielt nicht nur die Auflösung des Kammergebiets an sich eine Rolle, sondern auch die Größe und Form der Kammer. Betrachtet man aber die Stärke des Einflusses mit den Effekten, die sich infolge der anderen betrachteten Parameter der Aktuation ergeben, so muss doch festgestellt werden, dass für einen ingenieurtechnischen Entwurf eine aufgelöste Wiedergabe der Aktuatorkammer nicht notwendig ist. Die Abweichungen, die durch ein modellierten Aktuator entstehen, sind im Vergleich mit dem eigentlichen Anregungseffekt vernachlässigbar klein. Dies kann sich im Fall einer Strömungskonfiguration mit deutlich kompressiblen Charakter (z.B. Turbomaschienenströmung) grundlegend ändern. Aufgrund der sich dabei einstellenden Dichteverteilungen innerhalb der Aktuatorkammer ist in diesem Fall von der Verwendung eines örtlich modellierten Aktuators abzuraten.

Fazit Es erfolgten neben den Simulationen mit dem örtlich modellierten Aktuator auch Simulationen mit örtlich aufgelösten Aktuatoren. Der Vergleich zwischen den Aktuatoren zeigt, dass sich mit der Zunahme des Geometrieeinflusses der Aktuatorkammer die mittlere Auftriebserhöhung verringert. Das kann bei beiden der betrachteten Anregungsfälle beobachtet werden. Die Unterschiede im Auftriebszuwachs zwischen den Aktuatoren werden kleiner, wenn die Aktuation sich der optimalen Beeinflussung annähert. Die Schwankungsamplituden des Auftriebsbeiwerts erhöhen sich dagegen mit sinkendem Modellierungseinfluss. Vergleicht man die zeitliche Entwicklung des Anregestroms an der Aktuatoröffnung, zeigen sich bei den hier gemachten Untersuchungen keine großen Unterschiede zwischen modelliertem und aufgelöstem Aktuator. Das bedeutet, dass die aufgelöste Aktuatorkammer auf die zeitabhängige Entwicklung des in der Kammer sich entwickelnden Anregestroms kaum einen Einfluss hat. Dies kann sich im Fall einer Strömungskonfiguration mit deutlich kompressiblerem Charakter grundlegend ändern. Aufgrund der sich dabei einstellenden Dichteverteilungen innerhalb der Aktuatorkammer ist von der Verwendung eines örtlich modellierten Aktuators abzuraten. Die örtliche Auflösung der Aktuatorkammer dagegen beeinflusst das Verhalten des örtlich entstehenden Anregestroms, und damit auch die Anregewirkung auf die zu beeinflussende Strömung. Dabei spielt nicht nur die Auflösung des Kammergebiets an sich eine Rolle, sondern

auch die Größe und Form der Kammer. Betrachtet man die Stärke des Einflusses mit den Effekten, die sich infolge der eigentlichen Anregeparameter ergeben, so muss festgestellt werden, dass die Abweichungen, die durch ein modellierten Aktuator entstehen, im Vergleich mit dem eigentlichen Anregungseffekt vernachlässigbar klein sind.

### Zusammenfassung

Die Tragflächen moderner Verkehrsflugzeuge müssen während der Start- und Landephase bei möglichst geringen Fluggeschwindigkeiten Auftriebskräfte erzeugen, die einen sicheren Betrieb zulassen. Sie sind deshalb mit komplizierten und teuren Mehrfachklappensystemen ausgestattet, die einen wesentlich größeren Auftrieb erbringen als der einfache Flügel. Bei hohen Klappenwinkeln kann die anliegende Strömung der Kontur der Klappenoberseite nicht mehr folgen, und es stellt sich ein ineffektiver, abgelöster Strömungszustand auf der Klappe ein. Die Weiterentwicklung herkömmlicher Hochauftriebssysteme hinsichtlich größerer Effektivität und Flexibilität erfordert Maßnahmen, mit denen sich die Strömungsablösung vor allem im Bereich der ausgefahrenen Hinterkantenklappe verzögern läßt. Das Konzept der aktiven Strömungskontrolle mit periodischem Ausblasen und Ansaugen in der Grenzschicht der Hinterkantenklappe erwies sich in der Vergangenheit als eine effektive Methode, diesen abgelösten Zustand zu verringern und so auch bei hohen Anstellwinkeln der Hinterkantenklappe eine anliegende Strömung zu ermöglichen. Auch aktuelle Forschungsthemen untersuchen das Potential periodischer Anregekonzepte zur Steigerung der Effizienz praxisnaher Hochauftriebskonfigurationen.

Hinsichtlich der damit gestiegenen Anforderungen der zivilen Luftfahrt beschäftigte sich diese Arbeit mit der numerischen Untersuchung der aktiven Strömungsbeeinflussung an zwei verschiedenen Hochauftriebskonfigurationen. Die Beeinflussung der Strömung erfolgte mit Hilfe fluidischer Aktuatoren, und sollte den abgelösten Strömungszustand oberhalb der jeweiligen Hinterkantenklappe verringern und damit den Gesamtauftrieb erhöhen. Es erfolgten ausschließlich URANS-Simulationen, da zum einen die betrachteten Reynolds-Zahlen hoch waren, und zum anderen eine umfangreiche und detaillierte Untersuchung der beeinflussenden Anregeparameter mit hochauflösenden Simulationsverfahren, wie der LES, im Rahmen der zur Verfügung stehenden Zeit und Kosten nicht möglich gewesen wären. Zur Wiedergabe der turbulenten Eigenschaften der Strömung kam in erster Linie das LLR k- $\omega$  Modell von Rung zum Einsatz. Die Simulationen wurden mit dem Simulationsprogram ELAN durchgeführt.

Der verwendete Aktuationsmechanismus basiert auf einen Anregestrom, der gezielt in die zu beeinflussende Strömung eingebracht wird. In den Simulationen erfolgte die Erzeugung eines solchen Anregestroms über eine Einströmrandbedingung, durch die alle anregespezifischen Strömungsgrößen ( $u_i$ , p, k,  $\varepsilon$ ) lokal und zeitabhängig auf der Berandung des umströmten Körpers vorgegeben werden (*örtlich modellierter Aktuator*). Der Anregestrom ist dabei durch verschiedene Parameter charakterisiert. Das numerische Modell stützt sich auf einen Ansatz, bei dem der Anregestrom sich aus einem örtlichen Geschwindigkeitsfeld und einer zeitlichen Modulation zusammensetzt. Dieses Modell wurde neu entwickelt und in den verwendeten Strömungslöser implementiert. Indem die Aktuatorkammer in der Strömungssimulation mit betrachtet wird, ist es auch möglich, den Anregestrom beim Eintritt in die Hauptströmung örtlich aufgelöst wiederzugeben (*örtlich aufgelöster Aktuator*). Die sich daraus ergebenden Unterschiede wurden exemplarisch für spezielle Strömungsfälle untersucht.

Die zwei für die Untersuchungen verwendeten Testfälle sind Hochauftriebskonfigurationen mit praxisnahen Eigenschaften, wie einer industrienahen Kontur, einem anwendungsnahen Aufbau und einer Umströmung, die einem hohen Reynolds-Zahl Bereich entspricht.

Das SCCH-Modell stellt einen gepfeilten Flügel mit konstanter Flügeltiefe dar, und besitzt Profilformen, wie sie aktuelle Verkehrsflugzeuge aufweisen. Dieses Tragflügelmodell besteht aus drei Komponeneten: dem Vorflügel, dem Hauptflügel und der Hinterkantenklappe. Es wurden 2D und 3D Strömungssimulationen mit aktiver Beeinflussung durchgeführt. Aufgrund der konstanten Flügeltiefe und im Hinblick auf Einsparungen im numerischen Aufwand erfolgten die 3D Untersuchungen an einem Segment eines spannweitig unendlichen Flügels (2.5D). Die zweite Konfiguration beschreibt ein Flügelsegment eines Motorsegelflugzeugs (STEMME S10-VT). Die zugrunde liegende Kontur basiert auf dem HQ41-Profil, das einem für Segelflugzeuge typischem Laminarprofil mit integrierter Wölbklappe entspricht. Die Umströmung des HQ41 wird aufgrund des Laminarprofils durch die einsetzende Transition charakterisiert. Die notwendige numerische Berücksichtigung des laminar-turbulenten Umschlags (Transition) erfolgt an fixierten Positionen auf Saug- und Druckseite. Die jeweiligen Positionen wurden in Voruntersuchungen durch einen Detektionsalgorithmus numerisch bestimmt. Da das zugrunde liegende Flügelsegment nur eine geringe Flügelstreckung und keinerlei Pfeilung aufweist, kamen ausschließlich 2D Simulationen der HQ41-Umströmung zum Einsatz. Unter Beachtung der zur Verfügung stehenden Rechenressourcen war es in dieser Weise möglich, eine breite und vielfältige Parameterstudie durchzuführen.

Nachdem die unbeeinflussten Umströmungen um die beiden Hochauftriebskonfigurationen berechnet und analysiert wurden, erfolgten Simulationen mit eingeschalteter Aktuation. Durch die aktive Beeinflussung der Strömung konnte in den meisten Aktuationsfällen eine Auftriebssteigerung erreicht werden. Bei einigen wenigen Aktuationsvarianten wurde auch ein Teil des natürlichen Auftriebs vernichtet. Die Auftriebssteigerung geht mit einer verbesserten Strömungssituation im Bereich der Klappe einher. Diese verbesserte Situation stützt sich dabei auf eine Verzögerung der Strömungsablösung sowie auf eine Verkleinerung des vorhandenen Rezirkulationsgebiets oberhalb der Klappe. Die Erhöhung des Gesamtauftriebs erfolgt in großem Maße durch die Erhöhung der Zirkulation um den Hauptflügel, welche durch die verbesserte Umströmung der Hinterkantenklappe hervorgerufen wird. Verantwortlich für die deutlich verbesserte Umströmung der Klappe sind die durch die Anregung erzeugten Strukturen. Diese Strukturen ermöglichen eine Durchmischung des Rezirkulationsgebiets mit der energiereichen Außenströmung. Daraus resultiert eine stromab gerichtete Verlagerung der mittleren Ablöseposition. Die Verkleinerung der Rezirkulation und eine verbesserte Abströmbedingung an der Hinterkante ist die Folge. Das auftriebssteigernde Verhalten der aktiv beeinflussten Strömung wird sowohl in den 2D als auch in den 3D Untersuchungen ersichtlich. Die resultierenden Zuwachsraten des Auftriebs im 3D Fall liegen allerdings unter denen der zweidimensionalen Profilumströmung. Bei einer optimalen Anregefrequenz ist im 3D Fall eine starke Dreidimensionalität der erzeugten Strukturen zu beobachten. Der Effekt der Auftriebssteigerung lässt sich sehr anschaulich anhand des Verhaltens des Abströmwinkels erklären. Aufgrund der Aktuation wird die Abströmbedingung an der Klappenhinterkante verbessert. Diese Verbesserung spiegelt sich in Form eines vergrößerten Abströmwinkels wieder. Infolge des vergrößerten Winkels erhöht sich die Gesamtumlenkung der Strömung, was zu einer Erhöhung der Zirkulation und damit zu einer Erhöhung des Auftriebs führt.

Die Analyse über den Einfluss der Anregeparameter auf die Verbesserung des abgelösten Strömungszustands stellte den Kern der numerischen Untersuchungen dar. Ziel war es, die Einstellung für eine optimale Beeinflussung der abgelösten Strömung zu finden, ihre jeweilige Wirkung auf den Strömungszustand zu erkennen, und den Zusammenhang zwischen den Parametern zu verstehen. Dazu erfolgten Simulationen mit verschiedenen, variierenden Parametern.

Es wurde deutlich, daß eine optimale Strömungsbeeinflussung nur durch Aktuation im Bereich der natürlichen **Ablöseposition** erreicht werden kann. Bewegt sich die Anregung von dieser Position weg, bricht der Auftriebszuwachs deutlich ein. Dieser Einbruch erfolgt stromauf stärker als stromab. Abhängig von der verwendeten Anregeform führten leichte Verlagerungen stromauf bzw. stromab zu moderaten Verbesserungen. Es bestätigte sich, dass die Stärke dieser Verbesserung von der Optimalität der anderen Anregeparameter abhängig ist.

Für eine effektive Beeinflussung der abgelösten Strömung ist die Wahl der richtigen **Anregeform** ein entscheidendes Kriterium. Die Untersuchungen mit verschiedenen Anregeformen zeigten, dass am SCCH senkrecht gepulstes Einsaugen am effektivsten ist. Innerhalb dieser Untersuchungen fiel auf, dass alle periodischen Anregeformen zu einer deutlichen Steigerung des Auftriebs führten. Die Untersuchungen mit senkrechter Aktuation am SCCH ergaben, dass die Phase des Einsaugens einen erheblichen Anteil an der Verzögerung der Ablösung und damit an der Erhöhung der Zirkulation besitzt. Im Gegensatz zum SCCH stellt sich bei vertikaler Anregung am HQ41 stationäres Einsaugen als die effektivste Anregeform dar. Stationäres Ausblasen hingegen ist in diesem Fall genauso ineffektiv wie beim SCCH.

Grundsätzlich konnte festgestellt werden, dass eine Änderung einzelner Anregeparamer eine Änderung des Anregeverhaltens der einzelnen Anregeformen mit sich bringt. Während die stationären Anregeformen kaum durch eine veränderte Ausblasrichtung beeinflusst werden, erhöht die vergrößerte tangentiale Komponente des Anregestroms die Effizienz der periodischen Anregeformen. Die Erhöhung der Effizienz beruht dabei auf einen Mechanismenwechsel bei der Beeinflussung der Grenzschicht.

Die **Anregefrequenz** beeinflusst das periodische Verhalten des Anregestroms und zeigt in den numerischen Untersuchungen ebenfalls einen starken Einfluss auf das resultierende Auftriebsverhalten. Die beeinflusste Strömung nimmt immer den zeitabhängigen Charakter der Anregung an. Bestimmte Frequenzen erzeugen eine ideale Interaktion zwischen den erzeugten Strukturen und der Rezirkulation, und es resultiert daraus ein sinusförmiger Verlauf der im Nachlauf befindlichen Wirbelstraße. Die Untersuchungen der Strömungsbeeinflussung am SCCH-Modell ergaben eine optimale Anregefrequenz von F<sup>+</sup> = 0.6 für den synthetischen Jet. Eine weitere Erhöhung der Frequenz bewirkte keine nennenswerte Steigerung. Die zum Vergleich herangezogenen experimentell ermittelten Auftriebserhöhungen fallen gegenüber den Ergebnissen der Simulation erheblich geringer aus, und zeigen zudem ein nahezu frequenzunabhängiges Auftriebsverhalten.

Die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen am HQ41 ergeben, dass ein veränderter Ausblaswinkel oder eine veränderte Anregeform einen deutlichen Einfluss auf das jeweilige frequenzabhängige Auftriebsverhalten haben. So erhöht gepulstes Ausblasen bei stark tangentialer Ausblasrichtung mit steigender Anregefrequenz zunehmend den Auftrieb. Dabei übertrifft der maximale Zuwachs des mittleren Auftriebsbeiwerts erheblich die Zuwachsraten von senkrechtem, gepulstem Ausblasen sowie der maximalen Zuwachsraten anderer Anregeformen.

Wie die Anregefrequenz hat auch die **Anregeintensität** einen großen Einfluss auf das auftriebssteigernde Verhalten der Strömungsbeeinflussung. In annähernd allen numerischen Untersuchungen erfolgte dabei die Änderung der Anregeintensität durch eine Änderung der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit  $\overline{u}_a$ .

Für einen synthetischen Jet gilt das Prinzip, dass ein großer Anregeimpuls eine große Erhöhung des Auftriebsbeiwerts mit sich bringt. Gepulstes Ausblasen zeigt bei stark tangentialer Ausblasrichtung ein vergleichbares Verhalten. Lediglich senkrecht gepulstes Ausblasen wies eine optimale Anregeintensität auf, bei der sich eine maximale Steigerung des Auftriebsbeiwerts einstellte. Die Erhöhung des mittleren Auftriebsbeiwerts durch eine veränderte Ausblasgeschwindigkeit zeigte eine starke Abhängigkeit von der verwendeten Anregefrequenz als auch von der verwendeten Pulsbreite. Infolge einer stark tangentialen Ausblasrichtung werden mit wachsender Intensität erheblich höhere Zuwächse des Auftriebsbeiwerts erreicht, als es mit senkrechter Aktuation der Fall ist. Dabei weisen die untersuchten Anregeformen innerhalb des untersuchten Geschwindigkeitsbereichs weder eine Sättigung noch ein lokales Optimum auf. Allgemein gilt, je mehr Störimpuls in die Strömung eingebracht wird, um so größer fällt die Erhöhung des Auftriebs gegenüber der natürlichen Umströmung aus. Das führt dazu, dass stationäres Ausblasen bei sehr kleinen Ausblaswinkeln die größte Effektivität ergab. Eine Veränderung der Anregeintensität kann neben der Änderung der örtlich mittleren Ausblasgeschwindigkeit auch durch eine Änderung der Schlitzbreite der Aktuatoröffnung erreicht werden. Ein Vergleich beider Variationsmöglichkeiten ergab ein deutlich unterschiedliches Zuwachsverhalten des Auftriebs bei gleichem  $C_{\mu}$ . Die Ergebnisse dieser Untersuchung machte deutlich, dass sich ein stärkerer Zuwachs des Auftriebs ergibt, wenn die Erhöhung der Anregeintensität infolge einer Verbreiterung des Anregeschlitz herbeigeführt wird.

Die Wiedergabe des **Ausblaswinkels** in der Strömungssimulation ist auf drei verschiedenen Wegen möglich. Es stellte sich heraus, dass nur eine Wiedergabemöglichkeit geeignet ist, eine von anderen Anregungseffekten unbeeinträchtigte Untersuchung über den Einfluss der Ausblasrichtung durchzuführen. Für solch eine Untersuchung müssen mit veränderlichem Ausblaswinkel Massenstrom und Impulsbeiwert konstant bleiben. Dies ist nur bei einer mit dem Ausblaswinkel veränderlichen Schlitzbreite des Aktuators der Fall.

Es ergab sich eine optimale Aktuation des synthetischen Jets bei einem Ausblaswinkel von  $\beta = 30^{\circ}$ . Mit der Erhöhung des Ausblaswinkels sinkt der Zuwachs des Auftriebs stetig. Das Auftriebsverhalten bei gepulster Anregung der Strömung zeigt ein dem synthetischen Jet vergleichbares, winkelabhängiges Verhalten. Die Ergebnissen machen deutlich, dass sich eine stark tangentiale, stromab gerichtete Aktuation, hinsichtlich einer maximalen Erhöhung des Auftriebs, als optimal erweist. Dieser auch als Zirkulationskontrolle bekannte Effekt wird sowohl durch gepulstes Ausblasen, als auch durch den synthetischen Jet erreicht. Hinsichtlich der Erhöhung des mittleren Auftriebs besitzt der synthetische Jet in diesem Fall eine geringere Effektivität als gepulstes Ausblasen. Vergleicht man die Auftriebszuwächse bei senkrechtem Ausblasen, so stellt sich der synthetische Jet als die effizienteste der hier untersuchten Anregeformen dar. Mit sinkendem Ausblaswinkel verringern sich die Effizienzunterschiede zwischen synthetischem Jet und gepulstem Ausblasen, bis gepulstes Ausblasen bei  $\beta \approx 57^{\circ}$  den gleichen Auftriebszuwachs wie der synthetische Jet erzeugt. Wird der Ausblaswinkel noch kleiner, er-

höht sich der Auftriebszuwachs bei gepulstem Ausblasen gegenüber dem synthetischen Jet. Dieses winkelabhängige Verhalten gründet sich dabei auf einem grundlegenden Wechsel des Anregemechanismus.

Wenn es sich bei der Aktuation um eine gepulste Anregeform handelt, erweitert sich der Parameterraum der Anregung um die **Pulsbreite** DC. Die Pulsbreite hat hauptsächlich einen Einfluss auf die Breite des Puls-Plateaus. Somit erhöht sich bei größer werdendem DC der zeitliche Anteil des stationären Ausblasens. Die Ergebnisse der Untersuchungen mit gepulstem Ausblasen lassen eine Abhängigkeit des mittleren Auftriebszuwachses  $\Delta \bar{c}_a$  von der verwendeten Pulsbreite erkennen. Es zeigte sich, dass Pulsbreiten kleiner als 50% eine Erhöhung des Auftriebs bewirken. Eine optimale Anregung ist somit bei kleinen Pulsbreiten zu suchen. Die Zuwächse des mittleren Auftriebsbeiwerts unterscheiden sich bei unterschiedlichen Ausblasrichtungen deutlich. Stark tangentiales Ausblasen zeigt neben den deutlich höheren Zuwachsraten des Auftriebsbeiwerts eine stärkere Abhängigkeit von der gewählten Pulsbreite als senkrechtes Ausblasen. Bei tangentialem Ausblasen korreliert die Dauer der Phase des stationären Ausblasens eindeutig mit der nominellen Erhöhung des mittleren Auftriebs. Eine lange stationäre Ausblasphase hat in diesem Fall keinen destruktiven Einfluss auf den Auftriebszuwachs, so wie es bei senkrechter Aktuation zu beobachten ist.

Es erfolgten neben den Simulationen mit dem örtlich modellierten Aktuator auch Simulationen mit örtlich aufgelösten Aktuatoren. Der Vergleich zwischen den Aktuatoren zeigte, dass sich mit der Zunahme des Geometrieeinflusses der Aktuatorkammer die mittlere Auftriebserhöhung verringert. Das konnte bei beiden der zwei betrachteten Anregungsfälle beobachtet werden. Die Unterschiede im Auftriebszuwachs zwischen den verglichenen Aktuatoren werden kleiner, wenn die Aktuation sich der optimalen Beeinflussung annähert. Vergleicht man die zeitliche Entwicklung des Anregestroms an der Aktuatoröffnung, zeigen sich bei den hier gemachten Untersuchungen keine großen Unterschiede zwischen modelliertem und aufgelöstem Aktuator. Das bedeutet, dass die aufgelöste Aktuatorkammer auf die zeitabhängige Entwicklung des in der Kammer sich entwickelnden Anregestroms kaum einen Einfluss hat. Die örtliche Auflösung der Aktuatorkammer dagegen beeinflusst das Verhalten des örtlich entstehenden Anregestroms, und damit auch die Anregewirkung auf die zu beeinflussende Strömung. Dabei spielt nicht nur die Auflösung des Kammergebiets an sich eine Rolle, sondern auch die Größe und Form der Kammer. Betrachtet man die Stärke des Einfluss mit den Effekten, die sich infolge der eigentlichen Anregeparameter ergeben, so musste festgestellt werden, dass die Abweichungen, die durch ein modellierten Aktuator entstehen, im Vergleich mit dem eigentlichen Anregungseffekt vernachlässigbar klein sind.

Es ist im Rahmen dieser Arbeit gelungen, bei vergleichsweise komplexen turbulenten Strömungen, die durch starke, instationäre Ablösungen und hohe Reynolds-Zahlen gekennzeichnet sind, die Wirkung der aktiven Strömungsbeeinflussung auf numerischem Weg zu erfassen. Ein extra dafür erstellter Anregemechanismus war in der Lage, die Einflüsse verschiedenster Parameter, die die Beeinflussung charakterisieren, wiederzugeben und sie einer Analyse zu unterziehen. Die erstellten Methoden sind als Basis für weitere numerische Untersuchungen zu sehen, und sind so aufgebaut, dass sie schnell in ihrer Funktionsweise erweitert werden können. So sollten in zukünftigen Arbeiten die noch ausstehenden Erweiterungen für die dreidimensionale Beeinflussung mittels fluidischer Aktuatoren erfolgen, um damit weitere Anregeparameter, wie eine Ausblasrichtung im dreidimensionalen Raum oder spannweitig segmentierte Aktuatoren, untersuchen zu können.

Aus physikalischer Sicht konnte die Wirkungs- und Funktionsweise eines aktiven orts- und zeitabhängigen Anregestroms demonstriert und seinen positiven Effekt auf das Ablöseverhalten und damit auf das Auftriebsverhalten der Strömung gezeigt werden. Eine allgemeine Aussage hinsichtlich einer optimalen Aktuation konnte aufgrund der verschiedensten Parametereinflüsse nicht gegeben werden. Einige Parameter, wie die Pulsbreite oder die Ausblasrichtung zeigten zwar bei bestimmten Werten einen generell optimalen Einfluss, jedoch andere Parameter, wie die Anregefrequenz, die Anregeform oder auch die Anregeintensität verändern ihre optimale Wirkung abhängig von der Strömungskonfiguration und dem Strömungszustand. Da alle in dieser Arbeit beschriebenen Anregeparameter in ihrer Funktionsweise miteinander gekoppelt sind, kann ein globaler, optimaler Aktuationszustand nur mit Hilfe mathematischer Optimierungsansätze gefunden werden. Um dabei alle Anregeparameter zugleich in ihrer gekoppelten Funktionsweise erfassen zu können, eignet sich eine Optimierung auf Basis *adjungierter* Gleichungen (CARNARIUS ET AL., 2007, 2010). Anhang

### A Verwendete Turbulenzmodelle

### A.1 LLR k- $\omega$ Zweigleichungsmodell (LLR)

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgten neben Simulationen mit dem Wilcox-k- $\omega$  und dem Menter SST-k- $\omega$  Modell hauptsächlich Simulationen auf der Basis des (L)okalen (L)inearen (R)ealisierbaren (LLR) Low-Reynolds k- $\omega$  Modells von RUNG und THIELE (1996). Die Low-Re-Formulierung stellt hierbei eine verläßliche Modellierung der Turbulenz im gesamten Rechengebiet bis hin zur viskosen Unterschicht dar. Lokal bedeutet, daß keine geometrischen Größen, wie der Wandabstand, in das Modell eingehen, sondern ausschließlich Größen eines einzelnen Teilvolumens benutzt werden. Unter dem Begriff *Realisierbarkeit* werden Plausibilitätsforderungen an die Struktur der turbulenten Schwankungsbewegungen zusammengefaßt, deren Einhaltung zu einer besseren Wiedergabe der physikalischen Effekte führen soll.

Die Transportgleichungen für k und  $\omega$  in ihrer allgemeinen Form lauten :

$$\frac{\mathsf{D}(\rho k)}{\mathsf{D}t} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_{\mathsf{t}}}{\mathsf{Pr}_{\mathsf{k}}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P_{\mathsf{k}} - \beta_{\mathsf{k}} \rho \,\omega \,k \tag{A.1}$$

$$\frac{\mathsf{D}(\rho\,\omega)}{\mathsf{D}t} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_{\mathsf{t}}}{\mathsf{Pr}_{\omega}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] = P_{\omega} - \beta_{\omega} \,\rho\,\omega^2 \,. \tag{A.2}$$

Die benötigte turbulente dynamische Viskosität  $\mu_t$  ergibt sich aus:

$$\mu_{\rm t} = \rho \, c_\mu \, \frac{k}{\omega} \,. \tag{A.3}$$

Das LLR *k*- $\omega$ -Modell ist eine Weiterentwicklung des *k*- $\omega$ -Modells von WILCOX (1988). Der Anisotropiekoeffizient  $c_{\mu}$  ist hier nicht mehr konstant, sondern eine Funktion der Geschwindigkeitsgradienten. Ein Vorteil dieser erweiterten Formulierung ist, daß die starke Produktion turbulenter kinetischer Energie im Staupunkt, welche typisch für andere Zweigleichungsmodelle ist, hier vermieden wird.

Folgende Beziehungen charakterisieren das Modell:

Anisotropiekoeffizient  $c_{\mu}$ 

$$c_{\mu} = \frac{f_{\mu}}{4 + A_{\rm s}\,\widetilde{U}}\tag{A.4}$$

mit

$$f_{\mu} = \frac{\frac{1}{80} + R_{\mu}}{1 + R_{\mu}} \qquad \qquad R_{\mu} = \left(\frac{R_{t}}{70}\right)^{\alpha} \qquad \qquad R_{t} = \frac{k}{\omega \nu}$$
$$\alpha = 1 + \left[0.9 \operatorname{sign}\left(1, \frac{R_{t}}{70} - 0.9\right)\right]$$
$$A_{s} = 2.12$$

$$\widetilde{U} = \frac{\sqrt{0.5 (S^2 + \Omega^2)}}{\omega} \qquad \Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}$$
$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$$

turbulente Prandtl-Zahlen

 $\Pr_k = 2$   $\Pr_\omega = 2$ 

Produktion der kinetischen turbulenten Energie

$$P_{\rm k} = \mu_{\rm t} S^2 \tag{A.5}$$

Produktion der Dissipationsrate

$$P_{\omega} = \rho S^2 \sqrt{c_{\mu}} f_1 \left[ c_1 - \frac{c_{\mu} S}{\omega} \right]$$
(A.6)

mit

$$f_{1} = \frac{\frac{1}{90} + \left(\frac{R_{t}}{70}\right)^{2}}{1 + \left(\frac{R_{t}}{70}\right)^{2}}$$

$$c_{1} = \max\left[0.43, \frac{\frac{S}{\omega}}{\frac{S}{\omega} + 4.265}\right]$$

Dissipationskoeffizient der kinetischen turbulenten Energie

$$\beta_{k} = \frac{\frac{5}{18} + R_{k}}{1 + R_{k}} \tag{A.7}$$

mit

$$R_{\mathsf{k}} = \left[A^* \left(\frac{R_{\mathsf{t}}}{100}\right)^{2.5}\right] + \left[\left(1 - A^*\right) \left(\frac{R_{\mathsf{t}}}{100}\right)^{0.5}\right] \qquad A^* = \tanh\left(0.5\sqrt{\frac{R_{\mathsf{t}}}{100}}\right)$$

Dissipationskoeffizient der Dissipationsrate

$$\beta_{\omega} = \frac{1.83}{1 + \sqrt{\frac{c_{\mu}\,\mu}{\mu + \mu_{\rm t}}}} - 1 \tag{A.8}$$

Einen detaillierten Überblick über dieses Modell sowie vertiefte Ausführungen über Turbulenzmodelle kann man in den Dissertationen von SCHATZ (2003) und FRANKE (2003) sowie in den Arbeiten von RUNG (2000, 2003) finden.

### **B** Randbedingungen

#### B.1 Wandrandbedingungen der Turbulenzgleichungen

#### B.1.1 High-Re Wandrandbedingung

Die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_{\tau}$  kann unter der Annahme turbulenten Gleichgewichts mit der turbulenten kinetischen Energie k parametrisiert werden, woraus sich die Wandschubspannung  $\tau_w$  ergibt, die als Randbedingung in den Impulsgleichungen erforderlich ist:

$$u_{\tau} = c_{\mu}^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}} \qquad \Rightarrow \qquad \tau_{w} = \frac{\rho c_{\mu}^{\frac{1}{4}} k_{p}^{\frac{1}{2}} \kappa}{\ln(E \, \mathcal{Y}^{+}_{p})} u_{p} \,. \tag{B.1}$$

Der Index ( $_p$ ) markiert Größen am wandnächsten Knoten, wobei  $u_p$  die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand und E = 8.432 bzw.  $\kappa = 0.41$  Konstanten im logarithmischen Wandgesetz darstellen.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Zweigleichungsmodell, müssen Randbedingungen für beide transportierten Größen gesetzt werden. Für die turbulente kinetische Energie *k* wird eine Neumann-Bedingung an der Wand verwendet.

$$\left(\frac{\partial k}{\partial y}\right)_w = 0 \tag{B.2}$$

Die turbulente Dissipationsrate  $\varepsilon$  bzw. die spezifische Dissipationsrate  $\omega$  werden am wandnächsten Knoten fixiert:

$$\varepsilon_p = \left(\frac{c_{\mu}^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y}\right)_p \qquad \qquad \omega_p = \left(\frac{\varepsilon}{c_{\mu} k}\right)_p = \left(\frac{k^{\frac{1}{2}}}{c_{\mu}^{\frac{1}{4}} \kappa y}\right)_p. \tag{B.3}$$

#### B.1.2 Low-Re Wandrandbedingung

Die Wandschubspannung ergibt sich im low-Re Fall aus dem Newtonschen Schubspannungsansatz:

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_p = \mu \frac{u_p}{y} \tag{B.4}$$

Eine Analyse der Schwankungsgrößen in Wandnähe führt auf das asymptotische Verhalten zur Wand:  $k \sim n^2$  (RUNG, 2003). Die turbulente kinetische Energie kann aufgrund der Haftbedingung entweder an der Wand zu null gesetzt oder, wie im Rahmen dieser Arbeit, durch eine Nullgradientenrandbedingung geschlossen werden. Die Forderung, daß sich im untersten

Grenzschichtbereich Diffusion und Dissipation die Waage halten, führt auf gewöhnliche Differentialgleichungen für *k*  $\varepsilon$  und  $\omega$ , deren analytische Lösung eine Wandrandbedingung ergibt. Entlang fester Wände wird  $\varepsilon$  bzw.  $\omega_p$  am ersten inneren Gitterpunkt vorgegeben:

$$\varepsilon_p = 2\nu \frac{k_p}{\nu_p^2} \qquad \qquad \omega_p = \frac{6\nu}{0.83\,\nu_p^2} \,. \tag{B.5}$$

# C Bestimmungsalgorithmus der Transitionslage

### C.1 Hintergrund

Als Grundlage zur Modellierung dient die Transition über einer laminaren Ablöseblase. Hierbei erfolgt nach *laminarer* Ablösung und der nachfolgenden Anfachung der einsetzenden Schwankungen an der freien Scherschicht der Umschlag. Die nun stark einsetzende Turbulenz diffundiert mehr Impuls in Strömungsrichtung in das Rückströmgebiet, wobei damit stetig der Rückströmgradient verringert wird, solange bist die Strömung wieder anlegt. Es entsteht eine Ablöseblase. Dieser Vorgang ist natürlich stark von der Reynoldszahl sowie auch von dem Medium abhängig. Es ist genauso möglich, daß der diffundierte Impuls nicht ausreicht den Rückströmgradienten zu verringern, und es bildet sich eine totale laminare Ablösung.

# C.2 Modellierung

Der Hauptgedanke der Modellierung dieses Vorgangs liegt in der Zuschaltung der Turbulenz-Produktion im laminaren *Ablösepunkt*. D.h., die numerische Transition wird im Punkt der beginnenden laminaren Ablösung gesetzt. Somit besteht nicht mehr eine festgesetzte Transitionsposition, sondern eine dynamische, da ja bei jedem Iterationszyklus eine neue Ablöseposition vorliegen kann. Damit paßt sich die Transitionslage dem numerischen Verlauf an. Ziel dieser Modellierung ist es, soweit eine Transition in der Art vorliegt, daß sich die Position der Transition mit dem numerischen Prozeß der wahren Position annähert und in ihr konvergiert. Inwiefern das gelingt, hängt natürlich von der Iterationstiefe sowie von der Gitterbeschaffenheit an der entsprechenden Wand ab.

## C.3 Umsetzung

Zur Umsetzung wurden in erster Linie zwei *Subroutinen* in den Code implementiert. Zum einen die Routine **settrans**, in der die relevanten Seiten des Blocks ermittelt werden, in denen eine Wand existiert. Dabei werden wichtige Feldgrößen der Wand in speziellen Feldern abgespeichert. Zum anderen die Routine **fixtrans**, in der nun zuerst der Staupunkt und dann im Folgenden die Transitionspositionen Index-aufwärts und Index-abwärts bestimmt werden. In der Routine **settrans** erfolgt nach Felderbelegung der Aufruf der Routine **fixtrans** und danach mit den bekannten Transitionslagen die Initialisierung des Feldes **FTRANS(IJ)**:

```
IANZAHL=IZAEHL
CALL FIXTRANS(IANZAHL,LS)
IZAEHL=0
```

```
DO 61 J=IBW(K,M,N,L),IEW(K,M,N,L)
IZAEHL=IZAEHL+1
XDUM=0.
IF(IZAEHL.LT.ITRAN1) XDUM=1.
IF(IZAEHL.GT.ITRAN2) XDUM=1.
DO 62 I=2,NIM
IJ=LI(I+IST)+J
FTRANS(IJ)=XDUM
62 CONTINUE
61 CONTINUE
```

Wie schon oben erwähnt, erfolgt in der Routine **fixtrans** die eigentliche Bestimmung der Transitionspositionen. Dazu ist es notwendig als erstes den Staupunkt (ISTAG) eines Profils zu ermitteln, um damit die Ober- bzw. Unterseite zu bestimmen. Hierzu wird das Druckmaximum an der Wand bestimmt. Zur eigentlichen Transitionslagenbestimmung (ITRAN1,ITRAN2) wird anschließend, ausgehend vom ermittelten Staupunkt, indexauf- bzw. abwärts gelaufen, bis ein Ablösung durch ein Vorzeichenwechsel der Wandschubspannung indiziert wird. Diese Positionen werden dann als Transitionslagen an **settrans** zurück übergeben :

```
DOUBLE PRECISION XWALL
      INTEGER IANZAHL, IZAEHL, ISTAG, LS
С
С
    ... DETERMINE STAGNATION POINT IN THE ARRAY BLP (IZAEHL)
      ISTAG=1
      DO 100 IZAEHL=1, IANZAHL
         IF (BLP(IZAEHL).GT.BLP(ISTAG)) ISTAG=IZAEHL
 100
      CONTINUE
   ...FOLLOW UPSTREAM AND FIND LAMINAR SEPARATION
С
С
      (CHANGE IN BLTAUW)
      DO 200 IZAEHL=(ISTAG-2), 1, -1
         IF (BLTAUW(IZAEHL) * BLTAUW(IZAEHL+1).LT.0) THEN
            ITRAN1=IZAEHL
            GOTO 250
         ELSE
            ITRAN1=IZAEHL
         ENDIF
 200
      CONTINUE
 250
      CONTINUE
С
С
    ...FOLLOW DOWNSTREAM AND FIND LAMINAR SEPARATION
С
      (CHANGE IN BLTAUW)
      DO 300 IZAEHL=(ISTAG+2), IANZAHL
         IF (BLTAUW(IZAEHL) * BLTAUW(IZAEHL-1).LT.0) THEN
            TTRAN2=TZAEHL
```

GOTO 350

ELSE

ITRAN2=IZAEHL

ENDIF

300 CONTINUE

- 350 CONTINUE
- C ... DEFINE THE TRANSITION I-POSITIONS !!!

C ...OUTPUT DATA

WRITE(87,\*) LS,BLX(ISTAG),BLX(ITRAN1),BLX(ITRAN2)
CALL FLUSH(87)

С

RETURN END

С
# D Mathematica-Macro zur Ermittlung des effektiven dimensionslosen Impulsbeiwerts

## **D.1 Synthetischer Jet**

Daten:

Größe	Wert
$u_{\infty} = 1.$	1.0
c = 1.	1.0
$H = 3.61882 * 10^{-4}$	0.000361882
f = 5.94871	5.94871
$T = \frac{1}{f}$	0.168104
DC = 0.5	0.5
sc = 0.3	0.3
$u_a = 2.$	2.0

Oertliche Profilierung:

Größe	Wert
Blockprofil $: P1 = 1$	1.0
Laminarprofil $u_{mean}: P2 = 0$	0.0
Laminarprofil $u_{RMS}$ : $P3 = 0$	0.0
$u_{a_{RMS}} = P1 * u_a + P2 * \operatorname{Sqrt}\left[\frac{6}{5}\right] * u_a + P3 * u_a$	2.0

Zeitliche Profilierung (harmonische ZNMF):

Größe	Wert
$u = u_{a_{RMS}} * \sin[2 * \pi * f * t]$ $u_{mean} = \frac{1}{\pi} * \int_{0}^{T} u^{2} dt$	2.0 * sin(37.3768 * <i>t</i> ) 2.0
$u_{RMS} = \sqrt{u_{mean}}$	1.41421

Bestimmung des effektiven Impulsbeiwerts  $C_{\mu}$ :

GrößeWert
$$C_{\mu} = 2 * \frac{H}{c} * \left(\frac{u_{RMS}}{u_{\infty}}\right)^2$$
0.00144753

### **D.2 Gepulstes Ausblasen**

Daten:

Ì

Größe	Wert
$u_{\infty} = 1.$	1.0
c = 1.	1.0
$H = 3.61882 * 10^{-4}$	0.000361882
f = 5.94871	5.94871
$T = \frac{1}{f}$	0.168104
DC = 0.5	0.5
sc = 0.3	0.3
$u_a = 2.$	2.0

Oertliche Profilierung:

Größe	Wert
Blockprofil $: P1 = 1$	1.0
Laminarprofil $u_{mean}: P2 = 0$	0.0
Laminarprofil $u_{RMS}: P3 = 0$	0.0
$u_{a_{RMS}} = P1 * u_a + P2 * \operatorname{Sqrt}\left[\frac{6}{5}\right] * u_a + P3 * u_a$	2.0

Zeitliche Profilierung (Puls):

Größe	Wert
$tmsref = \frac{1}{2} * min[DC * T, (1 - DC) * T]$	0.0420259
t99 = sc * tmsref	0.0126078
$ts99 = \frac{t99}{\frac{1}{2} * \log[99]}$	0.00548747
$u = u_{a_{RMS}} * \left(\frac{1}{2} * \tanh\left[\frac{t}{t_{s99}}\right] + \frac{1}{2}\right) *$	$2.0*\left(\frac{1}{2}-\frac{1}{2} \tanh[182.233(-0.0840519+t)]\right)*$
$\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} * \operatorname{tanh}\left[\frac{t - DC * T}{ts99}\right]\right)$	$\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \tanh[182.233 t]\right)$
$u_{mean} = \frac{1}{T} * \int_{-\frac{T}{2} * (1 - DC)}^{\frac{T}{2} * (1 + DC)} u^{2} dt$	1.86943
$u_{RMS} = \sqrt{u_{mean}}$	1.36727

Bestimmung des effektiven Impulsbeiwerts  $C_{\mu}$ :

GrößeWert
$$C_{\mu} = 2 * \frac{H}{c} * \left(\frac{u_{RMS}}{u_{\infty}}\right)^2$$
0.00135302

### E Aerodynamische Beiwerte

#### E.1 Auftriebsbeiwert

Das integrale Auftriebsverhalten spiegelt sich in der technischen Aerodynamik in dem Auftriebsbeiwert  $c_a$  bzw.  $c_A$  wieder. Eine übliche Nomenklatur besagt dabei, daß ein kleines **a** für den Auftriebsbeiwert des Profils und ein großes **A** für den Auftriebsbeiwert des Flügels steht. Dieser dimensionslose Beiwert ist definiert als:

$$c_{\mathsf{A}} = \frac{F_{\mathsf{A}}}{\frac{\rho}{2}c_{\infty}^2 A_{\mathsf{ref}}}$$
 mit  $\frac{\rho}{2}c_{\infty}^2$  (dynamischer Druck) (E.1)

$$F_{A}$$
 (Auftriebskraft) (E.2)  
 $A_{ref}$  (Referenzfläche)

und hat über die Normierung mit dem dynamischen Druck sowie einer Referenzfläche<sup>1</sup> einen dimensionslosen Charakter. Diese Art der Kennzahl hat damit den entscheidenden Vorteil, daß auch bei sich ändernden Parametern eine Vergleichbarkeit erhalten bleibt. Üblicherweise stellt man zur Darstellung des Auftriebsverhaltens diesen  $c_a$ -Wert über den Anstellwinkel des Profils dar, und erhält eine *aufgelöste Polare*.

#### E.2 Widerstandsbeiwert

Das integrale Widerstandsverhalten spiegelt sich in der technischen Aerodynamik in dem Auftriebsbeiwert  $c_w$  bzw.  $c_W$  wieder. Auch in diesem Fall besteht die gleiche Regelung über die Nomenklatur für den 2D und den 3D Fall.

Der dimensionslose Widerstandsbeiwert ist definiert als:

$$c_{\rm W} = \frac{F_{\rm W}}{\frac{\rho}{2} c_{\infty}^2 A_{\rm ref}}$$
 mit  $\frac{\rho}{2} c_{\infty}^2$  (dynamischer Druck) (E.3)

 $F_{W}$  (Widerstandskraft) (E.4)  $A_{ref}$  (Referenzfläche)

Der Widerstandsbeiwert wird nicht wie der Auftriebsbeiwert in Form einer aufgelösten Polare über den Anstellwinkel aufgetragen, sondern bildet zusammen mit dem Auftriebsbeiwert die sogenannte *Polare*. Dabei wird der Auftriebsbeiwert  $c_a$  über dem Widerstandsbeiwert  $c_w$  dargestellt. Die Darstellung der Polaren dient in erster Linie zur Beurteilung der *aerodynamischen Güte*.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>unterscheidet sich in verschiedenen technischen Bereichen

Diese ist als reziproke Gleitzahl definiert und lautet:

$$\frac{1}{\epsilon} = \frac{F_{\mathsf{A}}}{F_{\mathsf{W}}} = \frac{c_{\mathsf{a}}}{c_{\mathsf{w}}} \,. \tag{E.5}$$

Die optimale aerodynamische Güte eines Profils wird durch die Tangente vom Ursprung an die Polare charakterisiert.

#### E.3 Druckbeiwert

Neben den Verläufen der integralen Beiwerte und ihrer Abhängigkeit vom verwendeten Turbulenzmodell sind auch die lokalen Strömungsverhältnisse von Interesse. Besonders, da sie oft die lokalen Ursachen für das globale Verhalten offenlegen. Typisch für so eine lokale Darstellung ist in der Aerodynamik die Druckverteilung. Die Druckverteilung ergibt sich aus dem lokalen, dimensionslosen Druckbeiwert

$$c_{\mathsf{p}} = \frac{p - p_{\infty}}{\frac{\rho_{\infty}}{2} c_{\infty}^2} \tag{E.6}$$

entlang der Profiloberfläche. Dabei sind *p* der lokale statische Druck,  $p_{\infty}$  der statische Druck,  $\rho_{\infty}$  die Dichte und  $c_{\infty}$  die Geschwindigkeit der Anströmung.

#### E.4 Reibungsbeiwert

Neben der Strömungsgröße Druck ist an der Wand noch die senkrecht dazu wirkende Größe *Wandschubspannung* ein aus technischer Sicht wichtiger Parameter. Die Wandschubspannung steht dabei in direktem Kontakt mit dem Widerstandsverhalten, der aus der Reibung entsteht. Die dimensionslose Wandschubspannung stellt den *Reibungsbeiwert* c<sub>f</sub> dar:

$$c_{\rm f}(x) = \frac{\tau_{\rm w}(x)}{\frac{\rho_{\infty}}{2}c_{\infty}^2} \,. \tag{E.7}$$

Dabei sind  $\tau_w$  die lokale Wandschubspannung,  $\rho_\infty$  die Dichte und  $c_\infty$  die Geschwindigkeit der Anströmung. Eine besondere Bedeutung kommt dem Fall zu, daß der Reibungsbeiwert den Wert null erreicht. Diese Stelle wird als *Ablösungspunkt* bezeichnet.

### Literaturverzeichnis

- AHUJA, K.K. und BURRIN, R.H., Control of flow separation by sound. In: Proceedings of the 9th AIAA/NASA Aeroacoustics Conference, Nr. 1984-2298 in AIAA, Williamsburg, Virginia, USA, 1984.
- AMITAY, M. und GLEZER, A., Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. *AIAA Journal*, **40**(2):209 216, 2002.
- AMITAY, M.; SMITH, D.R.; KIBENS, V.; PAREKH, D.E. und GLEZER, A., Aerodynamic flow control over an unconventional airfoil using synthetic jet actuators. *AIAA Journal*, **39**(3):361 – 370, 2001.
- ANDERSON, J.D., Fundamentals of Aerodynamics. McGraw-Hill, 3. Aufl., 2001.
- BALDWIN, B. und LOMAX, H., Thin-layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. In: *Proceedings of the 16th Aerospace Sciences Meeting*, Nr. 78-257 in AIAA, Huntsville, Alabama, USA, 1978.
- BAR-SEVER, A., Separation control on an airfoil by periodic forcing. *AIAA Journal*, **27**(6):820 821, 1989.
- BECHERT, D.; MEYER, R. und HAGE, W., Drag reduction of airfoils with miniflaps. can we learn from dragonflies? In: *Proceedings of Fluids 2000*, Nr. 2000-2315 in AIAA, Denver, CO, USA, 2000.
- BETZ, A., Boundary Layer and Flow Control. Its Principles and Application., Bd. 1, Kap. History of boundary layer control in Germany. Pergmanon Press, 1961.
- BOHANNON, K.S., Passive flow control on civil aircraft flaps using sub-boundary layer vortex generators in the awiator programme. In: *Proceedings of the 3rd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2006-2858 in AIAA, San Francisco, CA, USA, 2006.
- BOLITHO, S.F.M. und JACOB, J.D., Separation control using vectoring plasma actuators. In: *Proceedings of the 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Nr. 2010-468 in AIAA, Orlando, FL, USA, 2010.
- BOUSSINESQ, V.J., Théorie de l'Écoulement tourbillant. *Présentés par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr.*, **23**:46, 1877.
- BREUER, M., Direkte Numerische Simulation und Large-Eddy Simulation turbulenter Strömungen auf Hochleistungsrechnern. Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, Shaker Verlag, Aachen, 2002.

- BRUNN, A.; WASSEN, E.; NITSCHE, W. und THIELE, F., Experimental and numerical investigation of the instantaneous bluff body wake behind the ahmed car model. In: *Proceedings of the Joint EWA an PivNet2 Workshop on CFD, PIV and Experiments in Aerodynamics*, Göttingen, Deutschland, 2005.
- BRUNN, A.; WASSEN, E.; SPERBER, D.; NITSCHE, W. und THIELE, F., Active drag control for a generic car model. In: R. King, Hg., Active Flow Control, Bd. 95 von Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, S. 247 – 259, SFB 557, Technische Universität Berlin, Springer, Berlin, Germany, 2007.
- BUNGE, U., Numerische Simulation turbulenter Strömungen im Kontext der Wechselwirkung zwischen Fluid und Struktur. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2004.
- CARNARIUS, A.; GÜNTHER, B.; THIELE, F.; WACHSMUTH, D.; TRÖLTZSCH, F. und DE LOS REYES, J.C., Numerical study of the optimization of separation control. In: *Proceedings of the* 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Nr. 2007-58 in AIAA, Reno, NV, USA, 2007.
- CARNARIUS, A.; THIELE, F.; ÖZKAYA, E. und GAUGER, N.R., Adjoint approaches for optimal flow control. In: *Proceedings of the 5th Flow Control Conference*, Nr. 2010-5088 in AIAA, Chicago, Illinois, USA, 2010.
- CHANG, R.C.; HSIAO, F.B. und SHYU, R.N., Forcing level effects of internal acoustic excitation on the improvement of airfoil performance. *Journal of Aircraft*, **29**(5):823–829, 1992.
- CHOI, S.W.; CHANG, K.S. und OK, H., Parametric study of transient spoiler aerodynamics with two-equation turbulence models. *Journal of Aircraft*, **38**, 2001.
- CLEVENSON, S. und TOMASSONI, J., Experimental investigation of the oscillating forces and moments on a two-dimensional wing equipped with an oscillating circulararc spoiler. Technical Note 3949, National Advisory Committee for Aeronautics (NACA), Langley Aeronautical Laboratory, Langley Field, Va., Washington, USA, 1957.
- COLLINS, F.G. und ZELENEVITZ, J., Influence of sound upon separated flow over wings. *AIAA Journal*, **13**(3):408–410, 1975.
- CROWTHER, W.J., Separation control on a trailing-edge flap using air jet vortex generators. *Journal of Aircraft*, **43**(5):1589 – 1593, 2006.
- DARABI, A. und WYGNANSKI, I., Active management of naturally separated flow over a solid surface. part 1: The forced reattachment process. *Journal of Fluid Mechanics*, **510**:105—129, 2004a.
- DARABI, A. und WYGNANSKI, I., Active management of naturally separated flow over a solid surface. part 2: The separation process. *Journal of Fluid Mechanics*, **510**:131—144, 2004b.
- DAVIDSON, L. und PENG, S., Hybrid LES-RANS modelling: A one-equation SGS model combined with a *k-w* model for predicting recirculating flows. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, 2000.

DUBS, F., Aerodynamik der reinen Unterschallströmung. Birkhäuser, 2. Aufl., 1966.

- DURBIN, P.A., A perspective on recent developments in RANS modeling. In: Proceedings of Engineering Turbulence Modelling and Experiments – 5, S. 3–16, Elsevier, Amsterdam, Netherlands, 2002.
- DURST, F., Grundlagen der Strömungsmechanik. Springer, 2006.
- EMMONS, H.W. und BRYSON, A.E., The laminar-turbulent transition in a boundary layer, part i. *Journal of the Aeronautical Sciences*, **18**:490–498, 1951.
- FERNHOLZ, H.H., Management and control of turbulent shear flows. Zeitschrift f
  ür angewandte Mathematik und Mechanik (ZAMM), 73(11):287–300, 1993.
- FERZIGER, J.H. und PERIĆ, M., Numerische Strömungsmechanik. Springer, 2008, ISBN 978-3-540-67586-0.
- FIEDLER, H.E., Turbulente Strömungen, 2003, Vorlesungsskript, Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Berlin.
- FIEDLER, H.E. und FERNHOLZ, H.H., On management and control of turbulent shear flows. *Progress in Aerospace Sciences*, **27**(4):305–387, 1990.
- FIEDLER, H.E.; GLEZER, A. und WYGNANSKY, I., Control of plane mixing layer: some novel experiments. In: H. Branover; M. Mond und Y. Unger, Hg., *Current Trends in Turbulence Research*, S. 30–64, AIAA, 1988.
- FRANKE, M., Untersuchung zum Potential höherwertiger Turbulenzmodelle für den aerodynamischen Entwurf. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003.
- FRANKE, R., Numerische Berechung der instationären Wirbelablösung hinter zylindrischen Körpern. Dissertation, Universität Karlsruhe, 1991.
- FREDERICH, O., Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2010.
- GAD-EL-HAK, M., Flow control: The future. Journal of Aircraft, 38(3):402 418, 2001.
- GATSKI, T.B. und SPEZIALE, C., On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, **254**:59–78, 1993.
- GREENBLATT, D. und WYGNANSKI, I., The control of flow separation by periodic excitation. *Progress in Aerospace Sciences*, **36**(7):487 545, 2000.
- GREENBLATT, D. und WYGNANSKI, I., Dynamic stall control by periodic excitation, part 1: Naca 0015 parametric study. *Journal of Aircraft*, **38**(3):430 438, 2001.

- GREENBLATT, D. und WYGNANSKI, I., Effect of leading-edge curvature on airfoil separation control. *Journal of Aircraft*, **40**(3):473–481, 2003.
- GREENBLATT, D.; NISHRI, B.; DARABI, A. und WYGNANSKI, I., Some factors affecting stall control with particular emphasis on dynamic stall,(an invited paper). In: *Proceedings of the 30th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Nr. 1999-3504 in AIAA, Norfolk, VA, USA, 1999.
- GREENBLATT, D.; GÖKSEL, B.; RECHENBERG, I.; SCHÜLE, C.Y.; ROMANN, D. und PASCHEREIT, C.O., Dielectric barrier discharge flow control at very low flight reynolds numbers. *AIAA Journal*, **46**(6):1528 1541, 2008.
- GRUND, T. und NITSCHE, W., Active flow control on a s10 glider configuration. In: R. King, Hg., *Active Flow Control II*, Bd. 108 von *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, S. 31–43, Springer, 2010.
- GRUNERT, K., Untersuchungen zur Turbulenzmodellierung und Berechnung verdrallter Innenstromungen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.
- GÖKSEL, B., Steady and unsteady plasma wall jets for separation and circulation control. In: *Proceedings of the 3rd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2006-3686 in AIAA, San Francisco, CA, USA, 2006.
- GÜNTHER, B., Numerische Simulation und Beeinflussung der Strömungsablösung im Klappenbereich einer Hochauftriebskonfiguration. Diplomarbeit, ISTA, Technische Universität Berlin, 2005.
- GÜNTHER, B.; THIELE, F.; PETZ, R.; NITSCHE, W.; SAHNER, J.; WEINKAUF, T. und HEGE, H.C., Control of separation on the flap of a three-element high-lift configuration. In: *Proceedings of the 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Nr. 2007-265 in AIAA, Reno, NV, USA, 2007.
- GÜNTHER, B.; THIELE, F.; WEINKAUF, T.; SAHNER, J. und HEGE, H.C., Feature-based comparison of flow fields around a three-element high-lift configuration with active flow control. In: *Proceedings of the 4th Flow Control Conference*, Nr. 2008-4079 in AIAA, Seattle, WA, USA, 2008.
- GÜNTHER, B.; BECKER, R.; CARNARIUS, A.; THIELE, F. und KING, R., Simulation study of the robust closed-loop control of a 2d high-lift configuration. In: M. Braza und K. Hourigan, Hg., *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*, S. 505–516, IUTAM, Springer, 2009.
- GÜNTHER, B.; CARNARIUS, A. und THIELE, F., Numerical investigation of active flow control applied to an airfoil with a camber flap. In: R. King, Hg., *Active Flow Control II*, Bd. 108 von *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, S. 45–61, Springer, 2010.
- HAASE, W.; SELMIN, V. und WINZELL, V.B., Progress in computational flow-structure interaction. Results of the project UNSI, supported by the European Union 1998 - 2000. In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Bd. 81, Springer Verlag, 2002.

- HAASE, W.; AUPOIX, B.; BUNGE, U. und SCHWAMBORN, D., Hg., FLOMANIA A European Initiative on Flow Physics Modelling, Bd. 94 von Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Kap. III Presentation of turbulence models used by partners (ONERA), S. 127 – 141. Springer, 2006.
- HANSEN, L. und BONS, J., Flow measurements of vortex generator jets in separating boundary layer. *Journal of Propulsion and Power*, **22**(3):558—566, 2006.
- HARTEN, A., High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *Journal of Computational Physics*, **49**:357–393, 1983.
- HINZE, J.O., Turbulence. McGraw-Hill, 2. Aufl., 1975, ISBN 978-0070290372.
- HORSTMANN, K. und QUAST, A., Widerstandsverminderung durch Blasturbulatoren. Techn. Ber., DFVLR-FB 81-33, 1981.
- HOUGHTON, E.L. und CARPENTER, P.W., Aerodynamics for Engineering Students. Butterworth-Heinemann, 5. Aufl., 2003.
- HUANG, L.; MAESTRELLO, L. und BRYANT, T., Separation control over an airfoil at high angles of attack by sound emanating from the surface. In: *Proceedings of the 19th AIAA Fluid Dynamics*, *Plasma Dynamics and Lasers Conference*, Nr. 1987-1261 in AIAA, Honolulu, Hawaii, USA, 1987.
- HUANG, R.F. und MAO, S.W., Separation control on a cantilever wing with a self-excited vibrating rod. *Journal of Aircraft*, **39**(4):609–615, 2002.
- HYLLA, E., Numerische Simulation der Strömungsablösung an einem Segelflugprofil mit Wölbklappe. *Studienarbeit*, **ISTA**, **Technische Universität Berlin**, 2007.
- HÖLL, T.; GÜNTHER, B.; WASSEN, E. und THIELE, F., Active separation control on the flap of a three-element high-lift configuration with segmented actuation in spanwise direction. In: *Proceedings of AG STAB*, S. 175–182, Aachen, Germany, 2008.
- HÖLL, T.; GÜNTHER, B. und THIELE, F., Numerical investigation of segmented actuation slots for active separation control of a high-lift configuration. In: *Proceedings of 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Nr. 2009-887 in AIAA, Orlando, Florida, USA, 2009.
- HÖLL, T.; WASSEN, E. und THIELE, F., Numerical investigation of spatially distributed actuation on a three-element high-lift configuration. In: R. King, Hg., Active Flow Control II, Bd. 108 von Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, S. 109–123, Springer, 2010.
- JANG, C.S.; ROSS, J.C. und CUMMINGS, R.M., Numerical investigation of an airfoil with a gurney flap. *Aircraft Design*, **1**:75–88, 1998.
- JASAK, H., Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. Dissertation, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, 1996.

- JEFFREY, D. und ZHANG, X., Aerodynamics of gurney flaps on a single-element high-lift wing. Journal of Aircraft, 37(2):295–301, 2000.
- JEONG, J. und HUSSAIN, F., On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, **285**:69–94, 1995.
- JOHNSTON, J.P. und NISHI, M., Vortex generator jets-means for flow separation control. *AIAA Journal*, **28**(6):989–994, 1990.
- JONES, W.P. und LAUNDER, B.E., Prediction of laminarization with a two-equation turbulence model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **15**(2):301–314, 1972.
- KAEPERNICK, K.; KOOP, L. und EHRENFRIED, K., Investigation of the unsteady flow field inside a leading edge slat cove. In: *Proceedings of the 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference* (26th Aeroacoustics Conference), AIAA, S. 1–16, Monterey, CA, USA, 2005.
- KING, R., Hg., Active Flow Control II, Bd. 108 von Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, SFB 557, Technische Universität Berlin, Springer, Berlin, Germany, 2010.
- KLUSSMANN, N. und MALIK, A., Lexikon der Luftfahrt. Springer, 2. Aufl., 2007.
- KNOPP, T., The actuation boundary condition for flow control in the dlr tau code. Techn. Ber. IB-Nr. 224 - 2010 A 44, Deutsches Zentrum f
  ür Luft- und Raumfahrt e. V., Institut f
  ür Aerodynamik und Strömungstechnik Göttingen, 2010.
- KOLMOGOROV, A., The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **30**(4):299–303, 1941.
- KOOP, L., Aktive und Passive Strömungsbeeinflussung zur Reduzierung der Schallabstrahlung an Hinterkanntenklappen von Tragflügeln. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2005.
- KRUMBEIN, A., On modeling of transitional flow and its application on a high lift multi-element airfoil configuration. In: *Proceedings of the 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Nr. 2003-0724 in AIAA, Reno, NV, USA, 2003.
- KRZYSIAK, A., Control of flow separation using self-supplying air-jet vortex generators. *AIAA Journal*, **46**(9):2229 2234, 2008.
- KUETHE, A.M. und CHOW, C.Y., Foundations of Aerodynamics Bases of Aerodynamic Design. John Wiley & Sons, Inc., 5. Aufl., 1998.
- LACHMANN, G.V., Hg., Boundary Layer and Flow Control. Its Principles and Application., Bd. 1. Pergmanon Press, 1961.
- LIEBE, W., Ursachen und Gesetzmäßigkeiten für das Abkippen im Fluge. Dissertation, Technische Hochschule Hannover, 1953.
- LIEBECK, R.H., Design of subsonic airfoils for high lift. Journal of Aircraft, 15(9):547-567, 1978.

- LIEN, F.S. und LESCHZINER, M.A., A general non-orthogonal collocated finite volume algorithm for turbulent flow at all speeds incorporating second-moment turbulence-transport closure, part i: Computational implementation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **114**:123–148, 1994.
- LIN, J.C.M. und PAULEY, L.L., Low-Reynold-number separation on an airfoil. *AIAA Journal*, **34**(8):1570–1585, 1996.
- LUCHTENBURG, D.M.; GÜNTHER, B.; NOACK, B.R.; KING, R. und 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.
- LUCHTENBURG, D.M.; ALEKSIC, K.; SCHLEGEL, M.; NOACK, B.R.; KING, R.; TADMOR, G.; GÜNTHER, B. und THIELE, F., Turbulence control based on reduced-order models and nonlinear control design. In: R. King, Hg., *Active Flow Control II*, Bd. 108 von *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, S. 341–356, Springer, 2010, ISBN 978-3-642-11734-3.
- LÜBCKE, H., Entwicklung expliziter Darstellungen zweiter statistischer Momente zur numerischen Simulation turbulenter Strömungen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2001.
- MAYLE, R.E., The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines. *Journal of Turbo*machinery, **113**(4):509–537, 1991.
- MCMANUS, K.; DUCHARME, A.; GOLDEY, C. und MAGILL, J., Pulsed jet actuators for suppressing flow separation. In: *Proceedings of the 34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Nr. 1996-0442 in AIAA, Reno, NV, USA, 1996.
- MCMANUS, K.; LEGNER, H. und DAVIS, S., Pulsed vortex generator jets for active control of flow separation. In: *Proceedings of the 25th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Nr. 1994-2218 in AIAA, Colorado Springs, CO, USA, 1994.
- MELTON, L.P.; YAO, C.S. und SEIFERT, A., Active control of separation from the flap of a supercritical airfoil. *AIAA Journal*, **44**(1):34–41, 2006.
- MENTER, F.; LANGTRY, R. und VÖLKER, S., Transition modelling for general purpose CFD codes. *Flow, Turbulence and Combustion*, **77**(1–4):277–303, 2006.
- MENTER, F.R., Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, **32**(8):1598–1605, 1994.
- MEUNIER, M. und BRUNET, V., High-lift devices performance enhancement using mechanical and air-jet vortex generators. *Journal of Aircraft*, **45**(6):2049 2061, 2008.
- MEYER, R. und BECHERT, D.W., Beeinflussung von Strömungsablösungen an Tragflügeln. Abschlussbericht, Hermann-Föttinger-Institut, TU Berlin, 1998.

- MEYER, R.; HAGE, W.; BECHERT, D.W.; SCHATZ, M. und THIELE, F., Drag reduction on gurney flaps by three-dimensional modifications. *Journal of Aircraft*, **43**(1):132 140, 2006.
- MEYER, R.; HAGE, W.; BECHERT, D.W.; SCHATZ, M.; KNACKE, T. und THIELE, F., Separation control by self-activated movable flaps. *AIAA Journal*, **45**(1):191 199, 2007.
- MEYER, R.K.J., Experimentelle Untersuchungen von Rückstromklappen auf Tragflügeln zur Beeinflussung von Strömungsablösung. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.
- MOCKETT, C., A comprehensive study of detached-eddy simulation. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2009.
- MORTON, S.; FORSYTHE, J.; MITCHELL, A. und HAJEK, D., DES and RANS simulations of delta wing vortical flows. In: *Proceedings of the 40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Nr. 2002-0587 in AIAA, Reno, NV, USA, 2002.
- MUELLER, T.J. und BATILL, S.M., Experimental studies of separation on a two-dimensional airfoil at low reynolds numbers. *AIAA Journal*, **20**(4):457–463, 1982.
- NAGIB, H.; KIEDAISCH, J.; REINHARD, P. und DEMANETT, B., Control techniques for flows with large separated regions: A new look at scaling parameters. In: *Proceedings of the 3rd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2006-2857 in AIAA, San Francisco, CA, USA, 2006.
- NAVEH, T.; SEIFERT, A.; TUMIN, A. und WYGNANSKI, I., Sweep effect on parameters governing control of separation by periodic excitation. *Journal of Aircraft*, **35**(3):510—512, 1998.
- NISHRI, B. und WYGNANSKI, I., Effects of periodic excitation on turbulent flow separation from a flap. *AIAA Journal*, **36**(4):547–556, 1998.
- OSTER, D. und WYGNANSKI, I., The forced mixing layer between parallel streams. *Journal of Fluid Mechancis*, **123**:91—190, 1982.
- PATANKAR, S., Numerical heat transfer and fluid flow. McGraw-Hill, 1980.
- PATANKAR, S.V. und SPALDING, D.B., A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15:1787–1806, 1972.
- PETZ, R., Experimentelle Untersuchungen zur Effizienz der aktiven Strömungskontrolle an einer Hochauftriebskonfiguration. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2007.
- PETZ, R. und NITSCHE, W., Active separation control on a high-lift configuration by a periodically pulsating jet. In: Proceedings of the 24th International Congress of the Aeronautical Sciences, 2004-118, 2004.
- PETZ, R. und NITSCHE, W., Active control of flow separation on a swept constant chord half model in a high-lift configuration. In: *Proceedings of the 3rd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2006-3505 in AIAA, San Francisco, CA, USA, 2006.

- PETZ, R. und NITSCHE, W., Active separation control on the flap of a two-dimensional generic high-lift configuration. *Journal of Aircraft*, **44**(3):865—874, 2007.
- POPE, S.B., Turbulent Flows. Cambridge University Press, 2000.
- PRANDTL, L., Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. In: Verhandlungen des III. Internationalen Mathematiker-Kongresses, S. 484–491, Heidelberg, Deutschland, 1904.
- PRANDTL, L., Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, 5:136–139, 1925.
- PRINCE, S.A. und KHODAGOLIAN, V., Low-speed static stall suppression using steady and pulsed air-jet vortex generators. *AIAA Journal*, **49**(3):642 654, 2011.
- REYNOLDS, O., On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society, Series A*, **186-I**:123–164, 1895.
- RHIE, C.M. und CHOW, W.L., Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, **21**(11):1525–1532, 1983.
- ROOS, F.W. und KEGELMANT, J.T., Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers. *AIAA Journal*, **24**(12):1956 1963, 1986.
- ROSHKO, A., Structure of turbulent shear flows: A new look. *AIAA Journal*, **14**(10):1349–1357, 1976.
- ROSS, J.C.; STORMS, B.L. und CARRANNANTO, P.G., Lift-enhancing tabs on multielement airfoils. *Journal of Aircraft*, **32**(3):649–655, 1995.
- RUMSEY, C.L.; GATSKI, T.B.; YING, S.X. und BERTELRUD, A., Prediction of high-lift flows using turbulent closure models. *AIAA Journal*, **36**(5):765–774, 1998.
- RUNG, T., Formulierung einfacher wandrandbedingungen für transportgleichungsturbulenzmodelle. Institutsbericht, nr. 02/99, Hermann-Föttinger-Institut, Technische Universität Berlin, 1999.
- RUNG, T., Entwicklung anisotroper Wirbelzähigkeitsbeziehungen mit Hilfe von Projektionstechniken. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.
- RUNG, T., Statistische Turbulenzmodellierung, 2003, vorlesungsskript, Hermann-Föttinger-Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Berlin.
- RUNG, T. und THIELE, F., Computational modelling of complex boundary-layer flows. In: Proceedings of the 9th International Symposium on Transport Phenomena in Thermal-Fluid Engineering, S. 321–326, Singapore, 1996.
- RUNG, T.; LÜBCKE, H. und THIELE, F., Universal wall-boundary conditions for turbulencetransport models. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, **81**(1):1756–1758, 2000.

- RUNG, T.; XUE, L.; YAN, J.; SCHATZ, M. und THIELE, F., Numerische methoden der thermound fluiddynamik, 2002, vorlesungsskript der Veranstaltung "CFD1" am Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik, Technische Universität Berlin.
- SCHADE, H. und KUNZ, E., Strömungslehre. Walter de Greuyter, 2. Aufl., 1989.
- SCHATZ, M., Numerische Simulation der Beeinflussung instationärer Strömungsablösung durch frei bewegliche Rückstromklappen auf Tragflügeln. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003.
- SCHATZ, M. und THIELE, F., Numerical study of high-lift flow with separation control by periodic excitation. In: *Proceedings of the 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Nr. 2001-0296 in AIAA, Reno, NV, USA, 2001.
- SCHATZ, M.; GÜNTHER, B. und THIELE, F., Computational modelling of the unsteady wake behind gurney-flaps. In: *Proceedings of the 2nd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2004-2417 in AIAA, Portland, Oregon, USA, 2004a.
- SCHATZ, M.; THIELE, F.; PETZ, R. und NITSCHE, W., Separation control by periodic excitation and its application to a high lift configuration. In: *Proceedings of the 2nd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2004-2507 in AIAA, Portland, Oregon, USA, 2004b.
- SCHATZ, M.; GÜNTHER, B. und THIELE, F., Computational investigation of separation control for high-lift airfoil flows. In: R. King, Hg., Active Flow Control, Bd. 95 von Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, S. 173 – 189, SFB 557, Technische Universität Berlin, Springer, Berlin, Germany, 2007.
- SCHLICHTING, H. und GERSTEN, K., Grenzschicht-Theorie. Springer, 10. Aufl., 2006.
- SCHLICHTING, H. und TRUCKENBRODT, E., Aerodynamik des Flugzeugs: Aerodynamik des Tragflügels (Teil I), Bd. 1. Springer, 3. Aufl., 2001a.
- SCHLICHTING, H. und TRUCKENBRODT, E., Aerodynamik des Flugzeugs: Aerodynamik des Tragflügels (Teil II), des Rumpfes, der Flügel-Rumpf-Anordnung und der Leitwerke, Bd. 2. Springer, 3. Aufl., 2001b.
- SCHMIDT, R.C. und PATANKAR, S.V., Simulating boundary layer transition with low-reynoldsnumber k-epsilon turbulence models. i - an evaluation of prediction characteristics. ii - an approach to improving the predictions. ASME Transactions Journal of Turbomachinery, **113**:10– 26, 1991.
- SCHMIDT, S., Grobstruktursimulation turbulenter Strömungen in komplexen Geometrien und bei hohen Reynoldszahlen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2000.
- SCHMIDT, S.; LÜBCKE, H. und THIELE, F., Comparison of LES and RANS in bluff-body wake flows. In: *Proceedings of the GAMM Workshop on Num. Meth. in Fluid Mech.*, Kirchzarten, Germany, 1999.

- SCHOLZ, P.; ORTMANNS, J.; KÄHLER, C.J. und RADESPIEL, R., Leading edge separation control by means of pulsed jet actuators. In: *Proceedings of the 3rd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2006-2850 in AIAA, San Francisco, CA, USA, 2006.
- SCHUMANN, T., Experimentelle Untersuchungen zur Grenzschichtbeeinflussung hochbelasteter Niederdruckturbinen. Dissertation, Universität Stuttgart, 2009.
- SEIFERT, A. und PACK, L.G., Oscillatory control of separation at high reynolds numbers. AIAA Journal, 37(9):1062 – 1071, 1999a.
- SEIFERT, A. und PACK, L.G., Compressibility and excitation location effects on high reynolds numbers active separation control. *Journal of Aircraft*, **40**(1):110—126, 2003a.
- SEIFERT, A. und PACK, L.G., Effects of sweep on active separation control at high reynolds numbers. *Journal of Aircraft*, **40**(1):120—126, 2003b.
- SEIFERT, A. und PACK, L., Oscillatory excitation of unsteady compressible flows over airfoils at flight reynolds numbers. In: *AIAA Paper*, 1999-0925, Reno, USA, 1999b.
- SEIFERT, A.; BACHAR, T.; KOSS, D.; SHEPSHELOVICH, M. und WYGNANSKI, I., Oscillatory blowing: A tool to delay boundary-layer separation. AIAA Journal, 31(11):2052 – 2060, 1993.
- SEIFERT, A.; DARABI, A. und WYGNANSKI, I., Delay of airfoil stall by periodic excitation. Journal of Aircraft, Vol. 33(No. 4):pp. 691–698, 1996.
- SEIFERT, A.; BACHAR, T. und WYGNANSKI, I., Application of active separation control to a small unmanned air vehicle. *Journal of Aircraft*, **36**(2):474–477, 1999.
- SEIFERT, A.; GREENBLATT, D. und WYGNANSKI, I., Active separation control: an overview of reynolds and mach numbers effects. *Aerospace Science and Technology*, **8**:569—582, 2004.
- SHUR, M.; SPALART, P.; STRELETS, M. und TRAVIN, A., Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. In: W. Rodi und D. Laurence, Hg., *Engineering Turbulence Modelling* and Experiments 4, S. 669–678, Elsevier, 1999.
- SINGER, B.A., Modeling the transition region. In: AGARD, Special Course on Progress in Transition Modelling 33 p (SEE N94-33884 10-34), 1994.
- SINGER, B.A. und DINAVAHI, P.G., Testing of transition-region models. *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering*, **114**:73–79, 1992.
- SMITH, A.M.O., High-lift aerodynamics. Journal of Aircraft, 12, 1975.
- SMITH, B.L. und GLEZER, A., The formation and evolution of synthetic jets. *Physics of Fluids*, **10**(9):2281 2297, 1998.
- SOBIECZKY, H. und GEISSLER, W., Active flow control based on transonic design concepts. In: *Proceedings of the 17th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, Nr. 1999-3127 in AIAA, Norfolk, VA, USA, 1999.

- SPALART, P.R., Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **21**(3):252–263, 2000a.
- SPALART, P.R., Trends in turbulence treatments. In: *Proceedings of Fluids 2000*, Nr. 2000-2306 in AIAA, Denver, CO, USA, 2000b.
- SPALART, P.R. und ALLMARAS, S.R., A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In: In Proceedings of 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Nr. 1992-0439 in AIAA, Reno, NV, USA, 1992.
- STALNOV, O. und SEIFERT, A., On amplitude scaling of active separation control. In: R. King, Hg., Active Flow Control II, Bd. 108 von Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, S. 63 – 80, Springer, 2010.
- STONE, H.L., Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, **5**(3):530–558, 1968.
- STRATFORD, B.S., The prediction of separation of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, **5**:1–16, 1959.
- STRELETS, M., Detached eddy simulation of massively separated flows. In: *Proceedings of the* 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Nr. 2001-0879 in AIAA, Reno, NV, USA, 2001.
- SUSEN, Y.B.; XIONG, G. und HUANG, P.G., Prediction of transitional flows in a low-pressure turbine using an intermittency transport equation. In: *Proceedings of the Fluids 2000*, Nr. 2000-2654 in AIAA, Denver, CO, USA, 2000.
- TINAPP, F. und NITSCHE, W., On active control of high-lift flow. In: W. Rodi und D. Laurence, Hg., *Proc. 4th Int. Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, Corsica*, Elsevier Science, 1999.
- TINAPP, F., Aktive Kontrolle der Strömungsablösung an einer Hochauftriebs-Konfiguration. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2001.
- TRAVIN, A.; SHUR, M.; STRELETS, M. und SPALART, P.R., Physical and numerical upgrades in the detached-eddy simulation of complex turbulent flows. In: R. Friedrich und W. Rodi, Hg., *Advances in LES of Complex Flows*, Bd. 65 von *Fluid Mechanics and Its Applications*, S. 239–254, Springer Netherlands, 2002, Erstveröffentlichung als Konferenzbeitrag in: Proceedings of the 412th Euromech Colloquium on LES and Complex Transitional and Turbulent Flows, München 2000.
- UNGER, D., Numerische Simulation des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags unter Turbomaschinenbedingungen. Dissertation, Technischen Universität Darmstadt, 1999.
- URZYNICOK, F. und FERNHOLZ, H.H., Flow-induced acoustic resonators for separation control. In: *Proceedings of the 20th Int. Congress of Theoretical and Applied Mechanics*, ICTAM, 2000.

- 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.
- VANDSBURGER, U. und DING, C., Self-excited wire method for the control of turbulent mixinglayers. AIAA Journal, 33(6):1032 – 1037, 1995.
- VIETS, H.; PIATT, M. und BALL, M., Unsteady wing boundary layer energization. In: Proceedings of the Atmospheric Flight Mechanics Conference for Future Space Systems, Nr. 1979-1631 in AIAA, Boulder, CO, USA, 1979.
- WANG, L. und FU, S., Development of an intermittency equation for the modeling of the supersonic/hypersonic boundary layer flow transition. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2010.
- WASSEN, E. und THIELE, F., Simulation of separation control in axisymmetric diffuser flow. In: Proceedings of the FEDSM'03 - 4th ASME/JSME Joint Engineering Conference, FEDSM2003-45574, Honolulu, Hawaii, USA, 2003.
- WASSEN, E. und THIELE, F., Separation control in diffuser flow using periodic excitation. In: New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IV, Bd. 87 von Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, S. 327–334, Springer, 2004.
- WASSEN, E. und THIELE, F., Numerical investigation of the unsteady wake structure behind a generic vehicle. In: Proceedings of the 4th Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations, S. 255–257, Santorini, Greece, 2005.
- WASSEN, E.; GÜNTHER, B.; THIELE, F.; DELNERO, J.S.; LEO, J.M.D.; BOLDES, U.; COLMAN, J.; BACCHI, F. und MARTINEZ, M.A.M., Numerical and experimental investigation of mini–flap positions on an airfoil. In: *Proceedings of the 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Nr. 2007-266 in AIAA, Reno, NV, USA, 2007.
- WEINKAUF, T.; SAHNER, J.; THEISEL, B.G.H.; HEGE, H.C. und THIELE, F., Feature-based analysis of a multi-parameter flow simulation. In: *Proceedings of the 19th SIMVIS*, Magdeburg, Germany, 2008.
- WEISBROT, I. und WYGNANSKI, I., On coherent structures in a highly excited mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, **95**:137–159, 1988.
- WICK, A., Ein numerisches Verfahren zur Strömungssimulation in zeitveränderlichen Gebieten mit integriertem Modul zur Gitternachführung. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003.
- WILCOX, D.C., Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, **26**(11):1299–1310, 1988.
- WILCOX, D.C., Turbulence modeling for CFD. DCW Industries Inc., La Canada, CA, USA, 1993.
- WILCOX, D.C., Turbulence modeling for CFD. DCW Industries Inc., La Canada, CA, USA, 2. Aufl., 1998.

- WILD, J.; POTT-POLLENSKE, M. und NAGEL, B., An integrated design approach for low noise exposing high-lift devices. In: *Proceedings of the 3rd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2006-2843 in AIAA, San Francisco, CA, USA, 2006.
- WYGNANSKI, I., Boundary layer and flow control by periodic addition of momentum. In: *Proceedings of the 4th Shear Flow Control Conference*, Nr. 1997-2117 in AIAA, Snowmass Village, CO, USA, 1997.
- WYGNANSKI, I., The variables affecting the control of separation by periodic excitation. In: *Proceedings of the 2nd AIAA Flow Control Conference*, Nr. 2004-2505 in AIAA, Portland, Oregon, USA, 2004.
- WYGNANSKI, I. und SEIFERT, A., The control of separation by periodic oscillations. In: Proceedings of the 18th AlAA Aerospace Ground Testing Conference, Nr. 1994-2608 in AIAA, Colorado Springs, CO, USA, 1994.
- XUE, L., Entwicklung eines effizienten parallelen Lösungsalgorithmus zur dreidimensionalen Simulation komplexer turbulenter Strömungen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 1998.
- YAN, J., *Effiziente Simulation komplexer Strömungen auf semi-strukturierten Gittern*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 2003.
- YEHOSHUA, T. und SEIFERT, A., Active boundary layer tripping using oscillatory vorticity generator. *Aerospace Science and Technology*, **10**(3):175—180, 2006.
- YEN, D.T.; VAN DAM, C.P.; SMITH, R.L. und COLLINS, S.D., Active load control for wind turbine blades using mem translational tabs. In: *Proceedings of the 2001 ASME Wind Energy Symposium*, Nr. 2001-0031 in AIAA, Reno, NV, USA, 2001.
- ZAMAN, K.B.M.Q., Effect of acoustic excitation on stalled flows over an airfoil. *AIAA Journal*, **30**(6):1492–1499, 1992.
- ZHENG, X.; HOU, A. und ZHOU, S., Control of unsteady separated flows inside axial compressors by synthetic jets. In: *Proceedings of the 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Nr. 2005-870 in AIAA, Reno, Nevada, USA, 2005.