

TECHNISCHE UNIVERSITÄT BERLIN
Institut für Luft- und Raumfahrt



Experimentelle Untersuchung von Ringwirbeln und
deren Interaktion mit einer ebenen Prallplatte bei
überlagerter Querströmung

An der Fakultät V
– Verkehrs- und Maschinensysteme –
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

Dipl.-Ing. Henning Kroll
(geb. in Hamburg)

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. D. Peitsch
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. W. Nitsche
Prof. Dr.-Ing. M. Swoboda

Tag der wissenschaftlichen Aussprache
18.03.2016

Berlin 2016
D83

Für meine Eltern.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Aerodynamik am Institut für Luft- und Raumfahrt der Technischen Universität Berlin. Ich möchte an dieser Stelle die Gelegenheit nutzen und mich bei allen Personen bedanken, die entscheidend zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Nitsche, dem langjährigen Leiter des Fachgebiets Aerodynamik, in seiner Eigenschaft als Doktorvater und Chef. Durch die jahrelange vertrauensvolle Zusammenarbeit und das damit verbundene besonders gute und vertraute Arbeitsklima am Fachgebiet, leistete er einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit. Hon.-Prof. Dr.-Ing. Swoboda danke ich herzlich für die freundliche Übernahme der Funktion des Zweitgutachters im Promotionsausschuss, sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. Peitsch für die Übernahme des Vorsitzes.

Ganz herzlich möchte ich mich bei meinen (Ex-)Kollegen für die zurückliegenden Jahre bedanken, die mich während der Zeit am Fachgebiet begleitet und für eine ganz besondere Arbeitsatmosphäre gesorgt haben. Ralf Erdmann, Daniel Krentel und Thomas Grund danke ich nicht nur für die tatkräftige Hilfe beim Korrekturlesen der Arbeit, sondern auch für die kompetenten und fachlichen Diskussionen zum Thema sowie für die zuweilen notwendige mentale Unterstützung. Meinem ehemaligen Bürokollegen Martin Hecklau möchte ich vor allem dafür danken, dass er mir das „PIVen“ beigebracht und mich vor allem während meiner Anfangsphase am ILR unheimlich viel gelehrt hat. Auch meinem zweiten Bürokollegen Jakob Lohse danke ich für den überaus bereichernden fachlichen und auch privaten Austausch, für seine tapfere Rolle als (Dauer-)Beisitzer in mündlichen Prüfungen, und natürlich für unvergessene Fußballabende.

Unverzichtbar für das Gelingen dieser Arbeit war ebenso die Tatkräftige Unterstützung studentischer Mitarbeiter in ihrer Funktion als Tutoren, Diplom-, Master- und Bachelorarbeiter. Hier möchte ich einen ganz besonderen Dank an Armin Weiss und Christian Landgraf aussprechen, für ihre hervorragende Arbeit und ihren unermüdlichen Einsatz im Rahmen der experimentellen Projekte, aus denen meine Dissertation entstanden ist. Die fachliche Tiefe unserer zum Teil stark analytisch geprägten Diskussionen werde ich nie vergessen. Auch Toni Krampe und Alexander Krug danke recht herzlich für ihre geduldige, kompetente und präzise Arbeitsweise während ihrer Abschlussarbeiten. Alexandra Mieth möchte ich in

ihrer Doppelfunktion als Diplomarbeiterin und Arbeitskollegin, insbesondere für die Überlassung des gesamten Vorversuchsstands „Ringwirbelbecken“ danken, in dem gewissermaßen der Grundstein meiner Dissertation gelegt wurde.

Weiterhin hat das technische Personal, stellvertretend möchte ich hier René Halboth, Klaus Noack und Andreas Salecker nennen, großen Anteil vor allem bei der Bereitstellung aller nötigen Bauteile und Komponenten des Versuchs- und Messequipments. Bei Anke Heymann bedanke ich mich besonders für die stets unkomplizierte administrative Unterstützung aus dem Sekretariat F 2. Meinem sehr guten Freund Philip Wahl danke ich für seine saubere und geschliffene Art des Korrekturlesens und für eine unvergessliche gemeinsame Zeit in der Weserstraße in Berlin-Neukölln.

Abschließend möchte ich meiner Familie danken. Allen voran meiner Frau Mania, nicht zuletzt für die zwei wundervollen Kinder Paula und Luis, durch die während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am ILR unsere eigene kleine Familie geformt wurde. Außerdem danke ich meinen Eltern für die langjährige Förderung während meiner Studienzeit und die Tatsache, dass ihr zu jeden Zeitpunkt meines Lebens hinter mir gestanden und mich unterstützt habt.

Henning Kroll

Berlin, den 24.03.2016

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	iv
Bezeichnungen	ix
Übersicht	xii
Abstract	xii
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung	3
2.1 Die Formierung und Entwicklung von Ringwirbeln	4
2.2 Die Interaktion von Ringwirbeln und die Wechselwirkung mit ebenen Wänden	9
2.3 Ringwirbel in einer Querströmung	11
2.3.1 Einzelne Ringwirbel in einer Querströmung	12
2.3.2 Der Jet in einer Querströmung	16
2.3.3 Periodische Ringwirbel / pulsierender Jet in einer Quer- strömung	17
2.4 Die Beeinflussung des Wärmeübergangs durch Ringwirbel	20
2.5 Ziel und Aufbau der vorliegenden Arbeit	24
3 Versuchskonfiguration und Messtechnik	26
3.1 Versuchsaufbau am Wasserkanal	26
3.2 Particle Image Velocimetry	28
3.3 Messaufbau	33
3.4 Charakterisierung des Ringwirbelgenerators	35
3.4.1 Einzelhübe	35
3.4.2 Mehrfachhübe	37
3.5 Charakterisierung der Querströmung	39
4 Methoden und Auswertegrößen	42
4.1 Detektion der Wirbelkernpositionen	42
4.2 Bestimmung der Wirbelzirkulation	44

4.3	Bestimmung der Kühlwirkung an der Prallplatte	48
5	Ergebnisse	51
5.1	Einzelne Ringwirbel in einer Querströmung mit Prallplatte	52
5.1.1	Einfluss des Hubverhältnisses	53
5.1.2	Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses	59
5.1.3	Das Übergangshubverhältnis	65
5.1.4	Die Interaktion zwischen Wirbel und Prallplatte	68
5.2	Periodisch generierte Ringwirbel in einer Querströmung mit Prall- platte	73
5.2.1	Einfluss der Frequenz	75
5.2.2	Einfluss des Hubverhältnisses	83
5.2.3	Vergleich bei konstantem <i>Duty Cycle</i>	87
5.2.4	Globale Bewertung der Kühlwirkung	90
5.2.5	Einordnung der Ergebnisse und Ausblick	92
6	Zusammenfassung der Arbeit	95
	Abbildungsverzeichnis	99
	Tabellenverzeichnis	105
	Literaturverzeichnis	106

Bezeichnungen

Lateinische Buchstaben

A	Fläche
B	Breite
c	Geschwindigkeitsbetrag
c_f	Wandreibungsbeiwert
c_θ	Tangential- geschwindigkeit
\underline{c}	Geschwindigkeitsvektor
D	Düsendurchmesser
DC	Duty Cycle
e	EULER'sche Zahl
f	Frequenz
$f(t)$	Zeitsignal
$\underline{\underline{G}}$	Geschwindigkeits- gradiententensor
H	Düsenabstand, Höhe
H_{12}	Grenzschicht Formfaktor
i, j	Laufindex
L	Länge der vom Kolben ausgestoßenen Fluidsäule
l	Plattenlauflänge
L_K	Kolbenhublänge
m	Spaltenanzahl
\dot{m}	Massenstrom
n	Anzahl, Zeilenanzahl
Nu	Nusseltzahl
\dot{q}	Wärmestromdichte
r	Radius
Re	Reynoldszahl
S	Kurve
Sr	Strouhalzahl
St	Stantonzahl
T	Periodendauer

t	Zeit
t_0	Kolbenfahrdauer
t^*	Formierungsdauer
T_{t4}	Turbineneintritts- temperatur
Tu	Turbulenzgrad
u, v	Geschwindigkeits- komponenten
u', v'	Schwankungsanteil der Geschwindigkeits- komponenten
\bar{u}	zeitgemittelte Geschwindigkeit
\hat{u}	Scheitelwert der Geschwindigkeit
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit
VR	Geschwindigkeits- verhältnis
\underline{x}	Ortsvektor
x, y, z	kartesische Koordinaten
y^+	dimensionsloser Wandabstand

Griechische Buchstaben

α	Winkel, Wärmeüber- gangskoeffizient
Δ	Differenz, Deltakriterium
δ_{99}	Grenzschichtdicke
δ_1	Verdrängungsdicke
δ_2	Impulsverlustdicke
Γ	Zirkulation

λ	Wärmeleitfähigkeit, Eigenwert
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
Ω	Maß für die Kühlleistung
ω	Wirbelstärke
φ	Phasenwinkel
ϕ	Drehwinkel des Encoders
π	Kreiszahl
ρ	Dichte
σ	Skalierungsparameter, Standardabweichung
τ	Pulsdauer, Kolbenfahrdauer
τ_w	Wandschubspannung

Indizes, tiefgestellt

0	totale Größe
<i>a</i>	Beschleunigung
<i>c</i>	konstant
<i>ci</i>	Imaginärteil
<i>cr</i>	Realteil
<i>D</i>	auf den Düsendurchmesser bezogen
<i>d</i>	Verzögerung
δ	bezogen auf die Grenzschichtdicke
<i>eff</i>	effektiv
∞	bezogen auf Anströmung
<i>jet</i>	Größe des Strahls am Düsenaustritt
<i>K</i>	des Wirbelkerns
<i>Kern</i>	
<i>Kolben</i>	Kolben
<i>L/D</i>	Hubverhältnis
<i>max</i>	Maximalwert
<i>min</i>	Minimalwert
<i>opt</i>	Optimalwert

<i>Ring</i>	Größe des Ringwirbels
<i>SM</i>	Schrittmotor
<i>T</i>	Translation, Periodendauer
<i>TSR</i>	Transition Stroke Ratio auf Wirbel bezogen
<i>W</i>	an der Wand
<i>w</i>	in x-Richtung
<i>x</i>	an der Stelle $x/D = -1$
$x/D=-1$	an der Prallplatte
$y/D=3$	in z-Richtung
<i>z</i>	

Sonstige Abkürzungen

2C	zwei Komponenten
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
A/D	Analog/Digital
AMP	Amplitude
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
CVP	Counter rotating vortex pair
D/A	Digital/Analog
DAQ	Data Acquisition
DNS	Direct Numerical Simulation
FFT	Fast-Fourier- Transformation
<i>FN</i>	Formation number
ILR	Institut für Luft- und Raumfahrt
JICF	Jet in Cross-Flow
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LDV	Laser Doppler Velocimetry
Nd:YLF	Neodymium-doped yttrium lithium fluoride

Bezeichnungen

OHD	Oberflächenhitzdraht
PIV	Particle Image Velocimetry
PLiF	Planar Laser-induced- Fluorescence
RMS	Effektivwert, Root-Mean-Square
RW	Ringwirbel
TR-PIV	Time Resolved Particle Image Velocimetry
<i>TSR</i>	Transition stroke ratio

Übersicht

Um den Wirkungsgrad von modernen Flugantrieben durch eine Anhebung der Turbineneintrittstemperatur weiter steigern zu können, sind innovative Kühlkonzepte für thermisch hochbelastete Turbinenbeschaufelungen erforderlich. Eine leistungsfähige, konvektive und bauteilinterne Kühlmethode stellt die stationäre Prallkühlung dar, bei der die Kühlluft in Form von kontinuierlichen Prallstrahlen auf die Bauteilstruktur trifft und einen hohen lokalen Wärmeübergang an der Wand hervorruft. In der Vergangenheit haben einzelne Forschungsarbeiten gezeigt, dass der konvektive Wärmeübergang infolge einer Pulsation der Kühlluftzufuhr durch das Ausnutzen von Ringwirbelstrukturen erheblich gesteigert werden kann. Strömungsphysikalisch liegt den erzielbaren Steigerungsraten in der Kühleffektivität eine periodische Erneuerung der thermischen Wandgrenzschicht zu Grunde. In realen Konfigurationen werden die Prallstrahlen zur flächigen Kühlung im Array-Verbund betrieben und es kommt durch die Kühlluftabfuhr aus dem Schaufelinneren zwangsläufig zu einer Überlagerung der einzelnen Prallströmungen mit einem Querstrom und zu einer starken Modifikation des Strömungsfelds.

In der vorliegenden Arbeit wird daher das Ziel verfolgt, die Auswirkungen einer Querströmung auf die Formierung und die Entwicklung von Ringwirbelstrukturen, die auf eine ebene Prallfläche treffen, zu untersuchen und auf Grundlage der Wirbel-Wand-Interaktion Rückschlüsse auf die erzielbare Kühlwirkung zu ziehen. An einer generischen Versuchskonfiguration wurden hierfür sowohl einzelne als auch periodisch erzeugte Ringwirbel bei variablem Geschwindigkeits- und Hubverhältnis sowie bei unterschiedlichen Wirbelfolgefrequenzen betrachtet. Auf Basis von zeitlich hochaufgelösten PIV-Messungen wurde eine detaillierte Strömungsfeldanalyse durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Dynamik der einzelnen Ringwirbel stark von Geschwindigkeitsverhältnis und Hubverhältnis abhängt und an die Topologie des Strömungsfeldes gekoppelt ist. Weiterhin lässt sich aus den Ergebnissen ableiten, dass die effizienteste Kühlwirkung durch gesättigte Ringwirbel ohne Wirbelnachlauf in Kombination mit relativ hohen Wirbelfolgefrequenzen erzielt wird. Ein Nachlauf hinter den Ringwirbelstrukturen wirkt sich abschwächend auf die Wirbel-Wand-Interaktion aus. Das Hubverhältnis sollte in diesem Zusammenhang das *transition stroke ratio* (TSR) nicht übersteigen und hängt daher stark von dem jeweils vorherrschenden Geschwindigkeitsverhältnis ab.

Abstract

In order to enhance the efficiency of modern aircraft jet engines by increasing the turbine entry temperature, sophisticated cooling concepts are necessary to deal with excessive thermal loads on the outer wall sections of the turbine blades. The standard type impingement cooling system displays a powerful cooling method applied in the interior of guide vane blades using a steady coolant supply and yielding high local heat transfer rates at the wall. Individual studies in the past have shown increasing heat transfer rates as a result of a pulsatile coolant supply. The underlying phenomena are based on the connection of enhanced heat transfer rates and the periodic renewal of the thermal boundary layer due to the impingement of large-scale ring vortices on the surface. In real impingement cooling configurations arrays of impinging jets are being used. Maintaining the coolant outflow condition in the interior of the blades subjects the impinging jets to crossflow superimposed on the flow field of the transverse jets and the overall flow topology modifies significantly.

The present work focuses on the impact of crossflow superimposed on individual and periodically generated vortex rings impinging on a flat plate within a generic configuration. By means of time resolved PIV measurements the corresponding vortex formations were inspected with regard to the development of the vortices and to the key features of the vortex-wall interactions which are to a large extent connected to the overall cooling performance. Different jet-to-crossflow velocity ratios and variable stroke ratios were realized. The results show that the dynamical behavior of the vortices is related to the flow topology and strongly depends on both, the velocity and the stroke ratio. Beyond that it can be inferred from the results, that a combination of saturated vortex rings generated without trailing column and rather high pulsation frequencies yield the most effective cooling performance. The presence of a trailing column causes attenuation of vortex-to-wall interaction and should be avoided in favor of local heat transfer enhancement. Thus the stroke ratio in particular should not exceed the *transition stroke ratio (TSR)* and strongly depends on the velocity ratio.

1 Einleitung

In Hinblick auf die Steigerung der Wirtschaftlichkeit von Verkehrsflugzeugen besteht eine der größten Herausforderungen der zivilen Luftfahrt in der Senkung der operationellen Kosten durch neue Entwicklungen und technologische Verbesserungen. Hier kommt der Optimierung des Antriebs eine entscheidende Rolle zu, mit dem Ziel, die Effizienz neuer Triebwerksgenerationen stetig zu steigern. Ein Ansatz, der hierbei verfolgt wird, ist eine Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur T_{t4} , mit der eine Steigerung der Leistungsabgabe der Turbine - und damit des thermischen Wirkungsgrades von Turbofantriebwerken - einhergeht. Gleichzeitig nimmt dabei allerdings auch die thermische Belastung des Brennkammergehäuses und der Turbinenbauteile, speziell im Bereich des Leit- und Laufrads der ersten Stufe, signifikant zu.

Heutzutage werden alle größeren Triebwerke mit einer Turbinenkühlung ausgestattet. Als Kühlmittel dient Zapfluft aus dem Verdichter, der seinerseits seine Energie von der Turbine bezieht. Eine Steigerung der Effizienz moderner Kühlsysteme, mit der Zielvorgabe einer wirkungsvollen Kühlung unter Verwendung von möglichst wenig Kühlluft, ist in diesem Zusammenhang eine Möglichkeit für eine Verbesserung des thermischen Wirkungsgrades des Triebwerks. In der Praxis hat sich hierfür die Kombination von internen und externen Kühlverfahren als besonders leistungsfähig herausgestellt. Als bauteilinterne Kühlmethode kommt speziell im thermisch hoch belasteten Vorderkantenbereich der Leitrad-schaufeln häufig die Prallkühlung zur Anwendung. Dabei wird Kühlluft aus einem mit

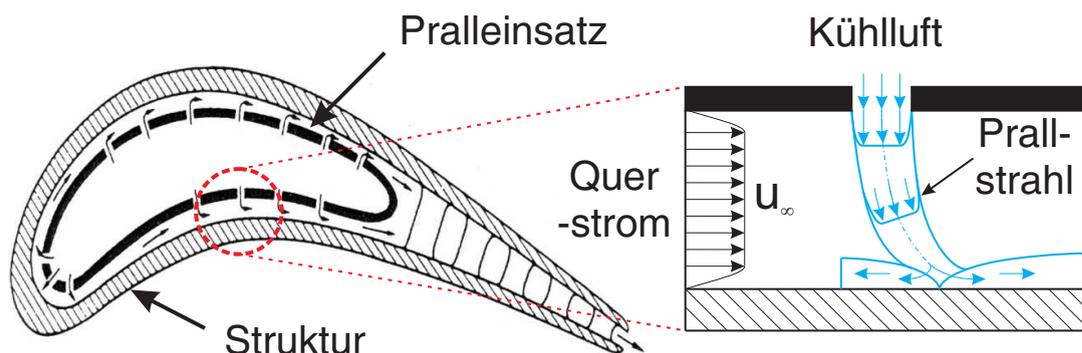


Abb. 1.1: Schematische Darstellung der schaufelinternen Prallkühlung und der Auswirkung eines Querstroms auf die Prallströmung (Schaufel nach Vorlage von Florschuetz et al. (1983))

Bohrungen versehenen Einsatz im Array-Verbund direkt auf die heiße Struktur geblasen. Das Kühlfluid verlässt anschließend das Schaufelinnere im Bereich der Blattspitze bzw. der Hinterkante (siehe Abbildung 1.1 links). Dadurch kommt es zu einer Überlagerung von ausgestoßenem Prallstrahlfluid stromauf mit den stromab angeordneten Prallstrahlen. Das resultierende Strömungsfeld in der unmittelbaren Umgebung eines einzelnen Prallstrahls kann vereinfacht als Superposition der Prallströmung mit einem quer zum Strahl orientierten Querstrom betrachtet werden (vgl. Abbildung 1.1 rechts).

Zur Optimierung der Kühlwirkung von Prallkühlkonfigurationen existieren zahlreiche Studien, die sich mit der aktiven Beeinflussung der Prallstrahlströmung beschäftigen. Hierbei werden verschiedene Ansätze verfolgt, wobei sich allgemein festhalten lässt, dass eine gezielte Ausnutzung von periodisch generierten Ringwirbelstrukturen zu einer Erhöhung des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Prallfläche und Prallstrahl gegenüber dem stationären Fall führen kann. Der integrale Wärmeübergang der periodisch angeregten Prallströmung wird hierbei maßgeblich von den charakteristischen Pulsationsparametern bestimmt. Der Einfluss einer den Wirbeln überlagerten Querströmung, der bei realen Anwendungen zu erwarten ist, blieb bisher jedoch unberücksichtigt.

Die vorliegende Arbeit verfolgt das Ziel, die Auswirkungen eines Querstroms auf die Formierung, Entwicklung und Dynamik von Ringwirbelstrukturen anhand einer vereinfachten generischen Versuchskonfiguration zu untersuchen. Im Vordergrund steht insbesondere der Einfluss auf die an den konvektiven Wärmeübergang geknüpfte Wechselwirkung der Wirbel mit der Oberfläche einer Prallplatte und die Identifikation der grundlegenden strömungsphysikalischen Phänomene innerhalb des komplexen Strömungsfeldes. In der verwendeten Versuchskonfiguration werden zum einen einzelne Ringwirbel bei unterschiedlichen Hub- und Geschwindigkeitsverhältnissen in Hinblick auf ihr Verhalten innerhalb einer Querströmung mit Prallplatte untersucht. Zum anderen werden mehrere, periodisch erzeugte Ringwirbel bei verschiedenen Pulsationsparametern betrachtet und bezüglich der Interaktion untereinander und ihrer Wechselwirkung mit der Prallplatte analysiert. Die Analyse des Strömungsfeldes erfolgt unter Verwendung der zeitaufgelösten Particle Image Velocimetry (TR-PIV), einer Messmethode, mit Hilfe derer es möglich ist, Wirbelstrukturen zeitlich und räumlich zu detektieren und hinsichtlich ihrer Größe und Stärke zu quantifizieren. Um eine Grundlage für eine Übertragung der Ergebnisse auf reale Konfigurationen zu schaffen, werden auf Basis des Geschwindigkeitsfeldes in der unmittelbaren Umgebung der Prallplattenoberfläche Rückschlüsse auf die qualitative Wärmeübergangscharakteristik zwischen Fluid und Prallplatte gezogen.

2 Stand der Forschung

Die Untersuchung von Ringwirbeln als Gegenstand der Forschung reicht bis zur Mitte des 19. Jahrhunderts zurück, als Helmholtz (1858) durch die Formulierung der Helmholtzschen Wirbelsätze den Grundstein für die Beschreibung von Wirbelströmungen legt. Frühere Studien von Ringwirbeln haben inhaltlich zunächst die generelle Untersuchung des Strömungsfeldes und des Formierungsprozesses der geschlossenen rotationssymmetrischen Wirbel zum Inhalt. Spätere Veröffentlichungen zielen häufig auf eine Verknüpfung mit konkreten technischen Anwendungsfällen ab. Die Ausnutzung der Eigenschaften von Ringwirbelstrukturen hat mittlerweile in diversen industriellen Anwendungen Einzug gefunden. Vor allem die pulsierende Ringwirbelerzeugung bietet aus technischer Sicht erhebliches Potential für strömungsmechanische Optimierungen. Im Bereich der konvektiven Kühlmethode ist hier vor allem die Prallkühlung mittels aktiv generierter dynamischer Ringwirbelsysteme zu nennen, die gegenüber einer herkömmlichen, stationär ausblasenden Konfiguration eine verbesserte Kühlleistung erzielen kann (Janetzke, 2010).

In Anlehnung an diesen Fall verfolgt die vorliegende Arbeit das Ziel, den Einfluss einer Querströmung auf einzelne und mehrere periodisch erzeugte Ringwirbel, die auf eine ebene Prallplatte treffen, zu untersuchen und die Generierungsbedingungen der Wirbel herauszustellen, die das Potenzial bergen, eine maximale Kühlwirkung an der Platte hervor zu rufen. Um die Arbeit in den aktuellen Stand der Forschung einordnen zu können, werden zunächst die wichtigsten Forschungsergebnisse hinsichtlich der Entstehung und Entwicklung von ungestörten einzelnen Ringwirbeln zusammengefasst. Gefolgt wird die Ringwirbelphysik von einer separaten Aufarbeitung relevanter Studien, die sich mit der Interaktion von Ringwirbeln untereinander und mit den Wechselwirkungen zwischen den Wirbeln und ebenen Wänden beschäftigen. Schließlich wird der Einfluss einer ihnen überlagerten Querströmung ausführlich diskutiert und die Modifikation der Wärmeübergangscharakteristik an einer ebenen Platte beschrieben, die durch das Ausnutzen von Ringwirbelstrukturen entsteht. Abschließend werden die Ziele dieser Arbeit dargestellt und in den Themenkomplex eingeordnet.

2.1 Die Formierung und Entwicklung von Ringwirbeln

Im folgenden Abschnitt werden relevante Grundlagen und Forschungsergebnisse aus Studien herausgestellt, die sich mit Verhalten von Ringwirbeln beschäftigen. Ziel ist es, eine weitgehende theoretische Basis zu schaffen, die zum Verständnis und zur Interpretation der Messergebnisse der vorliegenden Arbeit beitragen soll. Hierbei wird aufgrund der zahlreichen und ausführlichen Arbeiten, die zu diesem Thema existieren, bewusst auf einen Anspruch auf Vollständigkeit verzichtet.

Wird Fluid aus der Ruhe heraus, beispielsweise durch die Bewegung eines Kolbens in einem Rohr, durch die Kolbenhublänge L aus der kreisförmigen Rohrmündung des Innendurchmessers D ausgestoßen, rollt sich die dabei entstehende freie rotationssymmetrische Scherschicht auf und es entsteht ein Ringwirbel. In Abbildung 2.1 (a)-(c) ist die Entstehung eines Ringwirbels anhand einer modifizierten Fotosequenz der Visualisierungsversuche aus Krutzsch (1939) dargestellt. Bildteil (a) zeigt den initialen Aufrollvorgang der Scherschicht, der nach Saffman (1978) als selbständig angesehen werden kann. In Bildteil (b) ist die in der Visua-

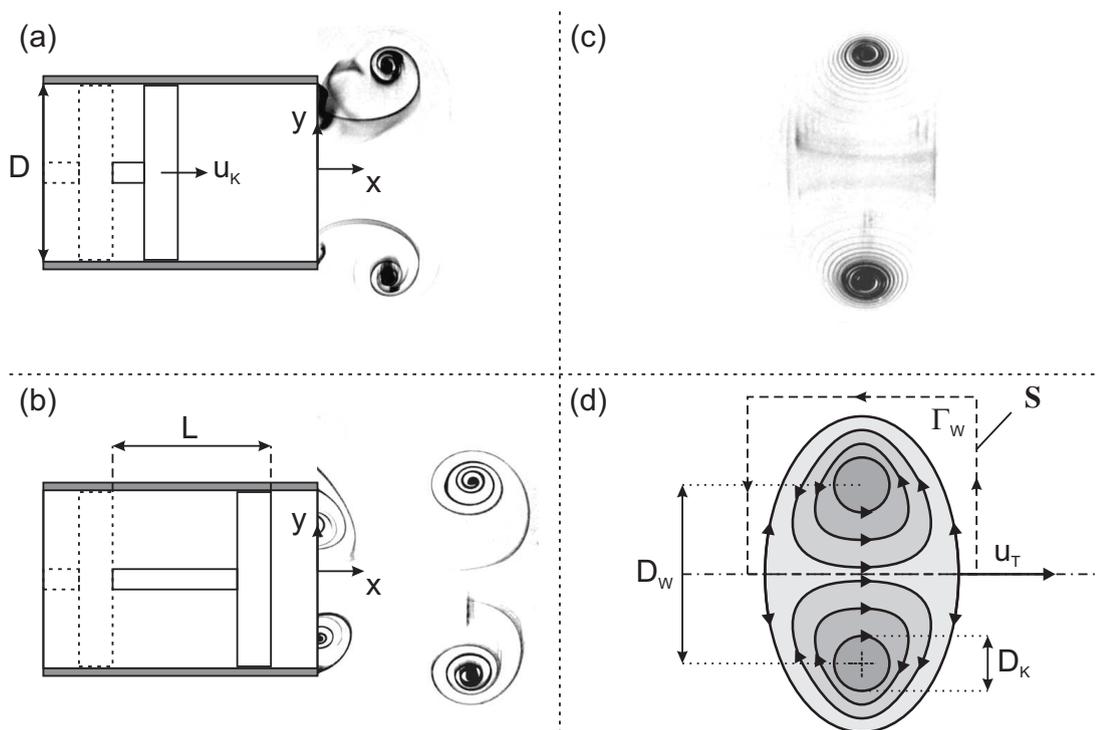


Abb. 2.1: (a)-(c): Visualisierung des Formierungsprozesses eines laminaren Ringwirbels (nach Vorlage von Krutzsch (1939)). (d): Schematische Darstellung des Stromlinienbildes eines ausgebildeten laminaren Ringwirbels (nach Vorlage von Janetzke (2010))

lisierungsebene spiralförmig erscheinende Scherschicht bereits von der Mündung abgeschwommen und es ist ein von Krutzsch (1939) als Sekundärwirbelring bezeichneter gegensinnig rotierender Wirbel in der Mündungsebene zu erkennen. Dieser entsteht durch eine Unterbrechung des Fluidausstoßes und der damit verbundenen Verzögerung. In Bildteil (c) ist der vollständig ausgebildete laminare Ringwirbel zu sehen. Dessen charakteristische Parameter sind der Ringwirbel-durchmesser D_W , die Wirbelzirkulation Γ_W und seine Translationsgeschwindigkeit u_T (Didden, 1979), welche der schematischen Darstellung der Stromlinien des Ringwirbels in Bildteil (d) zu entnehmen sind. D_W bezeichnet hierbei den Durchmesser der ringförmigen Rotationsachse, aus deren Geometrie eine selbstinduzierte Translationsgeschwindigkeit u_T resultiert, welche eine axiale Bewegung des gesamten Ringwirbels zur Folge hat. Reynolds (1876) beschreibt als erster das zeitliche und räumliche Anwachsen der Ringwirbel im Anschluss an ihre Formierung über ein Modell, welches auf dem Einrollen von Umgebungsfluid (engl. *entrainment*) basiert. Mit Hilfe der Annahme eines konstanten Impulses des Ringes selbst gelingt es ihm, den Abfall der Translationsgeschwindigkeit u_T des Ringwirbels als Konsequenz der anwachsenden Gesamtmasse zu begründen. Im analytischen Modell von Saffman (1970), welches auf den Formulierungen der Helmholtzschen Wirbelsätze (Helmholtz, 1858) aufbaut, wird darüber hinaus dem Wirbelkernbereich D_K , innerhalb dessen näherungsweise eine gaußförmige Verteilung der Wirbelstärke vorliegt, ein Anwachsen durch viskose Diffusion erlaubt und das zeitliche Abklingverhalten von u_T nach Gleichung 2.1 abgeschätzt. Hieraus ist auf analytischem Weg eine Vorhersage der Trajektorie eines Ringwirbels als Funktion der Zeit möglich, womit sich auch Auerbach (1987) und Weigand & Gharib (1997), begleitet von Visualisierungsexperimenten sowie LDA- und PIV-Messungen, ausführlich beschäftigt haben.

$$u_T = \frac{\Gamma_W}{2\pi D_W} \left\{ \log \left(\frac{4D_W}{\sqrt{4vt}} \right) - 0.558 + O \left(\sqrt{\frac{4vt}{D_W^2}} \right) \right\} \quad (2.1)$$

Verfeinerungen des Modells nach Gleichung 2.1 sind u.a. in Maxworthy (1972, 1974, 1977) und Saffman (1978) zu finden, die sich in ihren experimentell gestützten Studien auch eingehend mit der Stabilität der Wirbel befassen.

Während des Formierungsprozesses nimmt der Ringwirbel die Wirbelstärke $\underline{\omega}$ der freien Scherschicht in sich auf und besitzt folglich nach Gleichung 2.2 eine Zirkulation Γ_W :

$$\Gamma_W = \oint_S \underline{c} \cdot \underline{ds} = \int_A \underline{\omega} \cdot \underline{dA} \quad (2.2)$$

Aus ihr lässt sich eine wirbelinhärente, auf der Rotationsbewegung der Wirbel basierende Reynoldszahl $Re_\nu = \Gamma_W/\nu$ ableiten, die in der Literatur häufig ver-

wendet wird. Didden (1979) erzeugt ebenfalls freie laminare Ringwirbel mittels eines Kolbens, der sich in einem Rohr bewegt, und bestimmt experimentell die Zirkulation der voll ausgebildeten Ringwirbel mit Hilfe von LDV-Messungen. Er stellt fest, dass die charakteristischen Parameter der Ringwirbel neben dem Rohrrinnendurchmesser D und dem Kolbenhub L vom zeitlichen Verlauf der Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$ abhängen, und entwickelt eine Berechnungsmethode zur Abschätzung der Wirbelzirkulation mit Hilfe des sog. *vorticity flux* oder auch *slug flow* Modells, welches später u.a. von Pullin (1979) durch empirische Korrekturterme erweitert wurde. Es basiert auf der Berechnung der totalen Zirkulation Γ_0 aus dem konvektivem Transport von Wirbelstärke ω_z durch die Austrittsebene ($x = 0$) der Rohrmündung der Querschnittsfläche A während der Kolbenbewegung. Dabei wird die Annahme einer konstanten Geschwindigkeit in der Mündungsebene (Blockprofil) getroffen, welche der Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$ entspricht. Die zeitliche Änderung von Γ_0 entspricht nach Gleichung 2.3 dem Wirbelstärkefluss. Die Vereinfachungen führen letztlich zu der simplen Form nach Gleichung 2.5, aus der durch eine entsprechende Zeitintegration die Wirbelzirkulation $\Gamma_W(t) \approx \Gamma_0(t)$ abgeschätzt werden kann (vgl. Gleichung 2.6).

$$\frac{d\Gamma_0}{dt} = \frac{d}{dt} \int_A \omega_z \cdot dA = \int_0^\infty \omega_z \cdot u \cdot dy \quad (2.3)$$

$$\approx \int_0^\infty -\frac{\partial u}{\partial y} \cdot u \cdot dy \quad (2.4)$$

$$\approx \frac{1}{2} u_K(t)^2 \quad (2.5)$$

$$\Rightarrow \Gamma_0(t) \approx \frac{1}{2} \int_0^t u_K(t)^2 dt \quad (2.6)$$

Dabei führen die vereinfachenden Annahmen zu einer Unterschätzung der Wirbelzirkulation Γ_W , da sowohl die Ausbildung einer Grenzschicht an der Rohrwand und die damit verbundene Beschleunigung des Fluids in der Rohrmitte als auch die Beschleunigung durch die Umströmung der Mündungskante in dem Modell vernachlässigt werden (Didden, 1977, 1979). Die Gleichungen 2.5 und 2.6 verdeutlichen die Abhängigkeit der Wirbelzirkulation vom zeitlichen Verlauf der Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$. In der Literatur wird dieser häufig als *velocity program* bezeichnet. Aus ihm lässt sich durch die Bestimmung des zeitlichen Mittelwertes nach Gleichung 2.7 die mittlere Kolbengeschwindigkeit \bar{u}_k während der Kolbenfahrdauer t_0 berechnen.

$$\bar{u}_k = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} u_K(t) dt \quad (2.7)$$

Ferner gilt für die Kolbenhublänge L der Zusammenhang

$$L = \int_0^{t_0} u_K(t) dt = \bar{u}_k \cdot t_0 \quad (2.8)$$

Mit der Reynoldszahl $Re_D = \bar{u}_k \cdot D / \nu$ und dem Hubverhältnis L/D , lassen sich die dimensionslosen Formen der Generierungsparameter eines Ringwirbels ableiten. Glezer (1988) stellt fest, dass für gegebene Werte L und t_0 jede Abweichung des Zeitschriebes $u_K(t)$ von einem konstanten Verlauf (dieser käme einem idealen Rechteckimpuls gleich) zwangsläufig zu einer Erhöhung der Zirkulation und des Impulses des Ringwirbels führt, da im Zeitverlauf höhere Maximalwerte von u_K auftreten. Eine umfangreiche Untersuchung zum Einfluss unterschiedlicher zeitlicher Verläufe von $u_K(t)$ auf die totale Zirkulation und die Wirbelzirkulation sind in den numerischen Studien von Rosenfeld et al. (1998) und Hettel et al. (2007) sowie in der analytischen Arbeit von Shusser et al. (2006) zu finden. Einen umfassenden und detaillierten Überblick zu den Themen Ausbildung, Entwicklung und Struktur von Ringwirbeln bieten Shariff & Leonard (1992).

Gharib et al. (1998) variieren in ihren Experimenten die Kolbenfahrdauer t_0 respektive das Hubverhältnis L/D und beobachten mit steigendem t_0 die Existenz eines limitierenden Prozesses, der die Zirkulation der Ringwirbel zu einem oberen Grenzwert hin beschränkt. Dieses Maximum der Wirbelzirkulation $\Gamma_{W,max}$ wird innerhalb eines engen Bereichs der dimensionslosen Formierungszeit der Kolbenbewegung (engl. *formation time*) von $3.6 < t^* < 4.5$ erreicht. Diese universelle Zahl der Ringwirbelformierung wird von Gharib et al. (1998) als *formation number (FN)* bezeichnet und variiert in den angegebenen Grenzen mit $u_K(t)$ und Re_D . Ein anhaltender Fluidausstoß durch den Kolben führt zu keiner weiteren Erhöhung der Zirkulation des Ringwirbels, sondern das überschüssige Scherschichtfluid lagert sich in Form eines Nachlaufs hinter dem gesättigten und energetisch maximierten Kopfwirbel ab (vgl. Abbildung 2.2 (c)). Die *formation time* t^* ist durch Gleichung 2.9 definiert und entspricht zum Zeitpunkt des Stillstands des Kolbens ($t = t_0$) wegen Gleichung 2.8 genau dem Hubverhältnis L/D .

$$t^* = \frac{\bar{u}_k \cdot t}{D} \stackrel{t=t_0}{=} \frac{L}{D} \quad (2.9)$$

Mohseni & Gharib (1998) und Shusser & Gharib (2000) zeigen auf analytischem Weg, dass es sich bei den energetisch maximierten Ringwirbeln um eine Lösung der Euler-Gleichungen, den sog. *Norbury vortices* (Norbury, 1973) handelt und stützen die experimentellen Ergebnisse aus Gharib et al. (1998) hinsichtlich der Universalität von *FN*. Eine numerische Studie zu diesem Thema ist in der Arbeit von Mohseni et al. (2001) zu finden. Da die mittels eines optimalen Grenzwertes des Hubverhältnisses L/D_{opt} erzeugten Ringwirbel hinsichtlich Impuls, Zirkulati-

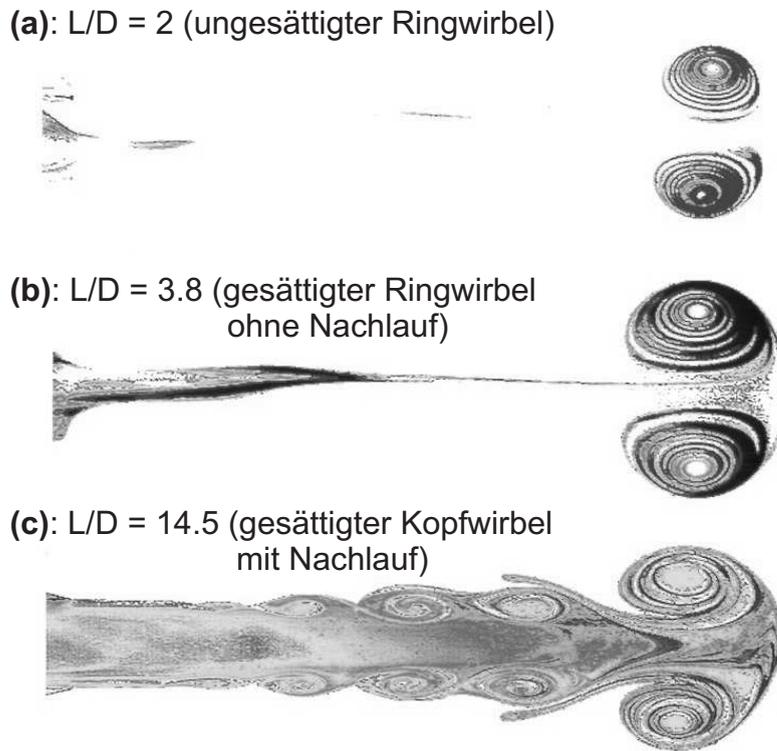


Abb. 2.2: Visualisierung des Einflusses von L/D auf die Ausbildung von Ringwirbeln an gleicher axialer Position (nach Vorlage von Gharib et al. (1998)).

on und mitgeführtem Volumen maximiert sind (Linden & Turner, 2001), kommt ihnen im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine besondere Bedeutung zu.

Rosenfeld et al. (1998) untersuchen neben verschiedenen $u_K(t)$ auch den Einfluss der Form des Geschwindigkeitsprofils am Austritt und der Mündungsgeometrie auf die Zirkulation der Wirbel und auf die Werte von FN . Die Ergebnisse zeigen, dass die mit der maximalen Kolbengeschwindigkeit \hat{u}_K und dem Durchmesser D skalierte maximale Wirbelzirkulation nur schwach vom Zeitverlauf $u_K(t)$ und der Ausprägung des Geschwindigkeitsprofils abhängt. Die totale Zirkulation hingegen hängt sowohl vom Zeitverlauf als auch von der Form des Austrittsprofils ab. Folglich ist der genaue Wert von FN , welcher sich aus dem Schnittpunkt des zeitlichen Verlaufs der totalen Zirkulation und dem Maximalwert der Wirbelzirkulation ableitet, von beiden Faktoren abhängig. Ungleichförmige Profile verringern FN , während Abweichungen von impulsiven Zeitschrieben $u_K(t)$ den Wert von FN erhöhen. Demnach kann die skalierte Wirbelzirkulation als eine invariante Variable von Ringwirbeln interpretiert werden. Allerdings erscheint Rosenfeld et al. (1998) $\hat{u}_K \cdot D$ für eine Normierung der Zirkulation bei ungleichförmigen Profilen und nicht impulsiven Zeitschrieben nicht unbedingt als geeignet, weshalb in der vorliegenden Arbeit (bewusst) auf diese Methode verzichtet wird.

2.2 Die Interaktion von Ringwirbeln und die Wechselwirkung mit ebenen Wänden

Für die Analyse der Messdaten der vorliegenden Arbeit spielen vor allem Veröffentlichungen eine Rolle, in denen Ringwirbel bei konkreten technischen Anwendungsfällen betrachtet werden. Im Rahmen der durchgeführten Versuche in dieser Studie werden sowohl einzelne als auch mehrere Ringwirbel erzeugt, die auf eine ebene Prallplatte treffen. In diesem Zusammenhang rücken vor allem Problemstellungen in den Vordergrund, welche sich mit der Interaktion mehrerer Ringwirbel untereinander und ferner mit den Wechselwirkungen zwischen Ringwirbeln und ebenen Wänden beschäftigen. Experimentelle und numerische Studien bilden hierbei die Mehrheit der einschlägigen Literatur.

Lim (1997) untersucht experimentell die Interaktion von zwei nacheinander generierten coaxialen Ringwirbeln ($L/D = 1.54$) und stellt fest, dass es abhängig vom Zeitintervall Δt zwischen den beiden Ringwirbelformierungen und der Formierungsdauer t_0 (Kolbenfahrtdauer) zum sog. *leapfrogging* kommen kann. Eine zeitliche Sequenz dieses Prozesses ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Hierbei wird gemäß dem Gesetz von BIOT-SAVART durch gegenseitige Geschwindigkeitsinduktion der erste (vorausgehende) Ringwirbel aufgeweitet, während der zweite (nachfolgende) Ringwirbel kontrahiert und beschleunigt wird, so dass er durch das Zentrum

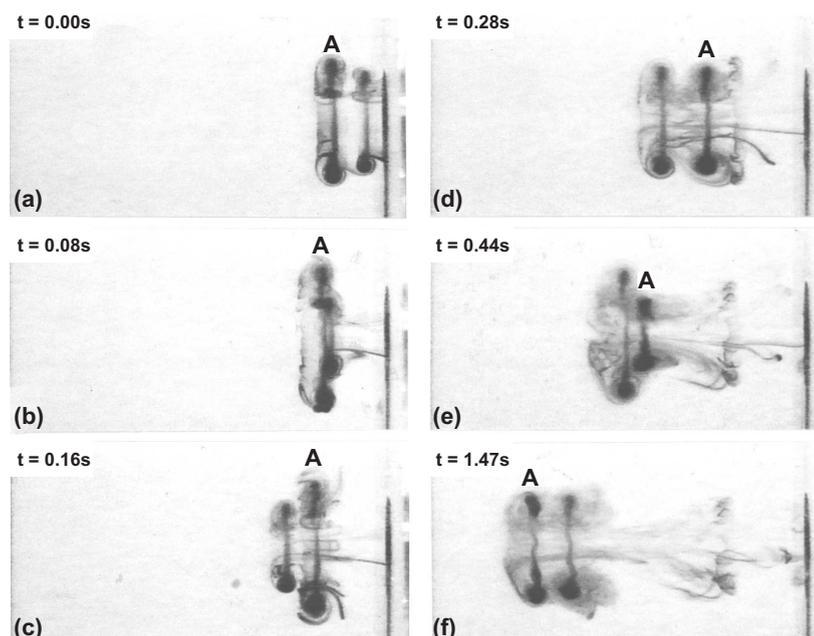


Abb. 2.3: (a)-(f): Zeitliche Sequenz der Interaktion zweier coaxialer Ringwirbel (nach Vorlage von Lim (1997) und Janetzke (2010))

des vorausseilenden Ringwirbels hindurch geschleudert wird. Die Reynoldszahl $Re_{D_W} = u_T \cdot D_W / \nu$ beeinflusst dabei entscheidend die oberen und unteren Grenzwerte von Δt , für welche *leapfrogging* gerade noch beobachtet werden kann, und wurde im Bereich $Re_{D_W} = 478 \dots 2077$ variiert. Dies wurde u.a. in den Experimenten von Maxworthy (1972) und Oshima et al. (1975) (beide $Re_{D_W} \approx 600$), bei ihrem Versuch, den *leapfrogging*-Prozess herbei zu führen, nicht berücksichtigt und ließ diese scheitern. Außerdem leiten Shariff et al. (1989) aus den Ergebnissen ihrer Simulationen des *leapfrogging*-Prozesses eine stärkere Störeffektivität von größeren Wirbelkernen bei geringen Reynoldszahlen ab, welche ebenfalls für die Fehlversuche von Maxworthy (1972) und Oshima et al. (1975) verantwortlich sein könnte.

Basierend auf einem analytischen Ansatz entwickeln Walker et al. (1987) eine numerische Lösung für die Trajektorie eines Ringwirbels, der senkrecht auf eine ebene Wand trifft. Verglichen werden die numerischen Ergebnisse mit Visualisierungsexperimenten, in denen die Reynoldszahl ($Re_{D_W} = 560 \dots 2840$), das Hubverhältnis ($L/D = 0.75 \dots 3.41$) und der Plattenabstand zur Mündungsebene ($H/D = 2.85 \dots 6.8$) variiert werden. Die Zeitsequenz (a)-(c) in Abbildung 2.4 zeigt in Bildteil (a) schematisch, dass die von dem Primärwirbel induzierte Wandgrenschichtströmung von der Wand druckinduziert ablöst und sich ein gegenseitig rotierender Sekundärwirbel ausbildet. Dieser wird aufgrund der induktiven Wirkung des Primärwirbels um diesen herumgelenkt (Bildteil (b)), während dem Primärwirbel eine senkrecht zur Plattenoberfläche gerichtete Geschwindigkeitskomponente induziert wird. In der Folge hebt der Primärwirbel von der Wand ab, was von den Autoren als *Rebound* bezeichnet wird. Die Intensität dieser Wechselwirkung ist stark von Re_{D_W} abhängig und es kann bei einer ausreichend starken Ausprägung zu einer Wiederholung des Vorganges kommen, wodurch ein Tertiärwirbel entstehen würde (Bildteil (c)). Orlandi & Verzicco (1993) führen auch dreidimensionale Simulationen der Ringwirbel-Wand-Interaktion durch. Die gekoppelten Dynamiken der Wirbel sind weitgehend identisch zum axial-symmetrischen Fall aus Walker et al. (1987). Zusätzlich wird in der Arbeit die

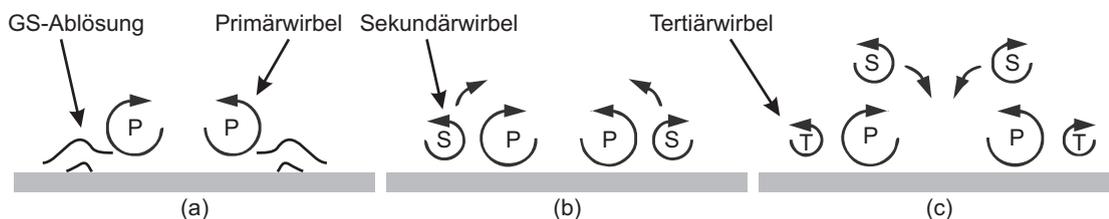


Abb. 2.4: Schematische Darstellung einer zeitlichen Sequenz der Wirbelkonfigurationen beim Aufprall eines Ringwirbels auf eine ebene Wand (nach Vorlage von Walker et al. (1987) und Janetzke (2010))

Ausbildung und Entwicklung azimuthaler Instabilitäten des Sekundärwirbels analysiert, welche durch eine Kontraktionswirkung des Primärwirbels auf den Sekundärwirbel verursacht und angefacht wird.

Fabris et al. (1996) analysieren die Trajektorien von Primär- und Sekundärwirbel mittels PIV-Messungen und numerischen Simulationen und stellen die Ergebnisse einander gegenüber. Sie bestimmen jeweils die Wirbelstärkeverteilungen im Wirbelkernbereich und die entsprechenden Zirkulationen von Primär- und Sekundärwirbel während des Aufprallereignisses und liefern damit quantitative Ergebnisse über die Entwicklung der charakteristischen Ringwirbelparameter im Rahmen der Wechselwirkung mit der Wand. Die vom Primärwirbel ($Re_\nu = 1000$) an der Wand induzierte Grenzschichtentwicklung lässt die wandgebundene Wirbelstärke stark ansteigen, sobald sich der Wirbel der Platte nähert. Gleichzeitig sinkt die Zirkulation des Primärwirbels während der Interaktion, was als Dissipation von Zirkulation bezeichnet wird. Lim (1989) und Couch & Krueger (2011) untersuchen den Einfluss einer gegenüber der Ringwirbelachse um den Winkel α geneigten Wand, wodurch während des Aufpralls eine Asymmetrie im Strömungsfeld mit entsprechenden dreidimensionalen Effekten erzeugt wird. Auf diese Weise fällt in einer 2D-Schnitt-Betrachtung die Interaktion der beiden sich abzeichnenden und entgegengesetzt rotierenden Wirbelkerne mit der Wand abhängig von α unterschiedlich aus. Die Asymmetrie des Problems macht eine Unterscheidung der beiden Wirbelsegmente notwendig. Der in der vorliegenden Arbeit untersuchte Querströmungseinfluss auf die Ringwirbel verursacht ebenfalls ein asymmetrisches Strömungsfeld und wird im folgenden Abschnitt erläutert.

Eine ausführliche und allgemeine Diskussion der Wirbel-Wand-Interaktion (im 2D und 3D Fall), ist in Didden (1982) und Doligalski et al. (1994) zu finden.

2.3 Ringwirbel in einer Querströmung

In Anlehnung an die Strömungsverhältnisse industrieller Anwendungsfälle, wie bspw. in den Brennkammern thermischer Strömungsmaschinen, wird im folgenden Abschnitt der Einfluss einer die Ringwirbel überlagernden Querströmung (engl. *crossflow*) betrachtet. Viele Studien zu diesem Thema sind auf die Untersuchung der Mischungseigenschaften eines Strahls (engl. *jet*), der quer oder schräg in eine Hauptströmung eindringt, fokussiert. Je nach Anwendungsfall kann hierbei sowohl eine hohe Durchmischung des Strahlfluides mit der Umgebung erwünscht sein (bspw. bei der Optimierung von Verbrennungsprozessen) als auch vorzugsweise gänzlich vermieden werden (Bsp. Prallkühlung). Bei flächigen Prallkühlkonfigurationen werden in der Praxis Strahlarrays zur Kühlung von thermisch hoch belasteten Bauteilen verwendet. Durch die Arrayanordnung muss das

Fluid der inneren Prallstrahlen zwangsläufig nach außen transportiert werden, wodurch es den äußeren Strahlen in Form einer Querströmung überlagert wird, (Weigand & Spring, 2011). Hierdurch wird deutlich, dass der Querströmungseinfluss eine entscheidende Rolle für die Formierung, Entwicklung und Ausbreitung von Ringwirbeln bei der Optimierung von Prallkühlkonzepten spielt, die auf eine Ausnutzung von periodisch erzeugten Ringwirbeln abzielen.

2.3.1 Einzelne Ringwirbel in einer Querströmung

Abbildung 2.5 zeigt schematisch die Konfiguration eines Ringwirbels, der senkrecht in eine Querströmung eindringt. In Ergänzung zu den zuvor beschriebenen Parametern der Ringwirbelerzeugung tritt hier das Geschwindigkeitsverhältnis (engl. *velocity ratio*) gemäß Gleichung 2.10 auf.

$$VR = \frac{\bar{u}_{jet}}{u_{\infty}} \quad (2.10)$$

Es bezieht die über die Zeit und den Austrittsquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit des Jets (\bar{u}_{jet}) auf die Geschwindigkeit der Querströmung am Grenzschicht- rand (u_{∞}). Der zeitliche Verlauf $u_{jet}(t)$ entspricht damit der zuvor verwendeten Nomenklatur für die Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$.

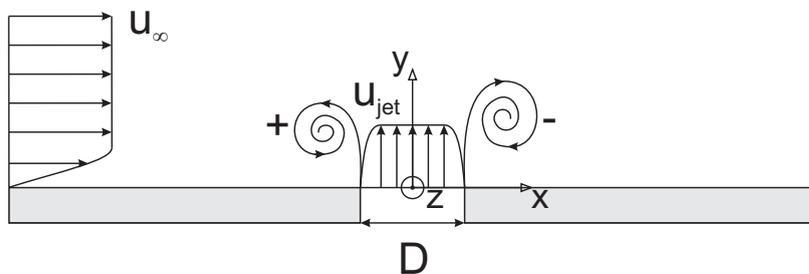


Abb. 2.5: Schematische Darstellung der Ringwirbelformierung unter Querströmungseinfluss

In der Arbeit von Sau & Mahesh (2007) werden mittels DNS die Mischungseigenschaften einzelner Ringwirbel in ruhendem Umgebungsfluid und innerhalb einer Querströmung einander gegenübergestellt. Sie untersuchen bei konstanter Reynoldszahl $Re = \bar{u}_{jet} \cdot D / \nu = 600$ den Einfluss der Querströmung einer laminaren Plattengrenzschicht auf die Dynamik der Ringwirbel bei zwei verschiedenen Geschwindigkeitsverhältnissen ($VR = 1.5$ und 3) und quantifizieren die Wirkung des Hubverhältnisses $L/D = 1.6 \dots 6$ auf das *entrainment* von Umgebungsfluid durch die Wirbelstrukturen. Das gesamte *entrainment* (im Folgenden auch als Mischrate bezeichnet) unterteilen sie dabei in einen Anteil, der vom Kopfwirbel eingerollt wird und in einen Beitrag, der von einem ggf. existierenden Nachlauf hinter den Kopfwirbeln verursacht bzw. begünstigt wird. Sie stellen fest, dass die

2.3 Ringwirbel in einer Querströmung

Mischrate ohne Querströmung linear mit steigendem Hubverhältnis ansteigt. Der lineare Trend wird allerdings bei Überschreitung der *formation number* ($FN \approx 3.6$) nach unten verlassen und der Anstieg der Kurve schwächt sich ab. Demnach hemmt die Nachlaufausbildung den Mischungsprozeß und sollte bei der Zielvorgabe, eine maximale Mischung von Jet- und Umgebungsfluid zu erreichen, vermieden werden. Das optimale Hubverhältnis ohne Querströmung liegt in diesem Kontext bei $L/D_{opt} = FN \approx 3.6$. Bewegen sich die Ringwirbel innerhalb einer Querströmung, wird das dynamische Verhalten der Wirbel maßgeblich vom Hubverhältnis L/D geprägt. Bei kleinem L/D formieren sich Ringwirbel ohne Nachlauf und ihre Achse neigt sich stromauf entgegen der Querströmung (siehe Abbildung 2.6(a)). Bei großem L/D formieren sich Kopfwirbel, an die sich ein Nachlauf anschließt, welche sich in die entgegengesetzte Richtung neigen (vgl. Abbildung 2.6(c)). Sau & Mahesh (2007) machen im Fall des kleinen Hubverhältnisses den MAGNUS-Effekt für die Stromaufneigung des Ringwirbels verantwortlich, indem sie die stromauf und stromab gelegenen Ringwirbelsegmente gemäß Abbildung 2.6(b) als zwei entgegengesetzt rotierende, frei umströmte Zylinder

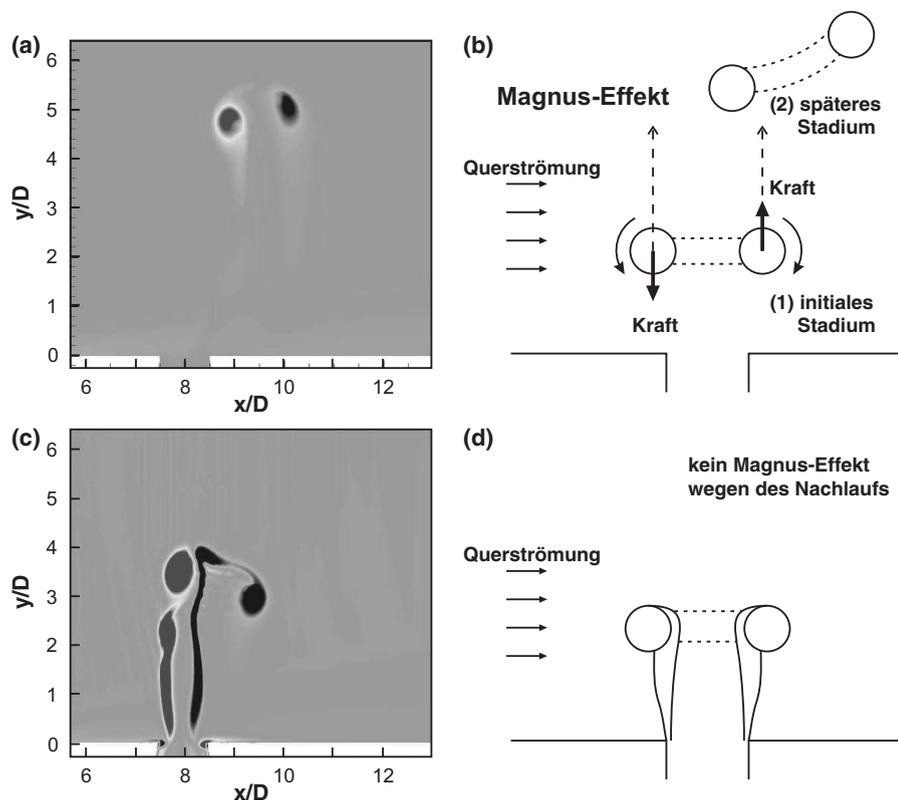


Abb. 2.6: Ringwirbel in einer Querströmung bei $VR = 3$ (nach Vorlage von Sau & Mahesh (2007)). Wirbelstärkekonturen in der Symmetrieebene bei (a): $L/D = 2$, (c): $L/D = 6$. Schematische Darstellung der Wirbelneigung (b): durch den MAGNUS-Effekt, (d): bei unterdrücktem MAGNUS-Effekt

betrachten. In diesem Modell erfahren die beiden Segmente jeweils eine Auf- bzw. Abtriebskraft, die in der Fachliteratur als *KUTTA-lift* bezeichnet wird. Im Fall des großen Hubverhältnisses stellt der Nachlauf demnach ein Hindernis für die Querströmung dar (vgl. Abbildung 2.6(d)), wodurch der *MAGNUS*-Effekt unterdrückt und der Kopfwirbel samt Nachlauf von der Querströmung umgebogen wird. Im Gegensatz dazu stellen Lim et al. (2008) und Cheng et al. (2009) die Existenz des *KUTTA-lifts* für Ringwirbel in einer Querströmung in Frage. Sie führen das Neigungsverhalten, welches sie ebenfalls in ihren Experimenten und numerischen Simulationen beobachten, auf eine Modifikation der Wirbelstärkeverteilung im Wirbelkernbereich zurück als Folge des *entrainments* von wirbelbehaftetem Fluid aus der Querströmung während und nach seiner Formierung. In Bezug auf die Mischungseigenschaften der vom Hubverhältnis abhängigen Topologien stellen Sau & Mahesh (2007) weiter fest, dass der Nachlauf in der Querströmung eine signifikante Verstärkung des *entrainments* von Querströmungsfluid auf der Leeseite des anfahrens Jets verursacht. Der Vorgang ist in Abbildung 2.7(a) anhand einer skalaren Konzentrationsverteilung verdeutlicht.

In Muppidi & Mahesh (2006) wird dieser Prozess auf einen stark ausgeprägten Druckgradienten und eine resultierende Strömung zurückgeführt, die auf der Leeseite zum Strahlzentrum gerichtet ist (vgl. Abbildung 2.7(b)). In Kombination mit dem Unterdruckgebiet im Kopfwirbelzentrum führt dies zu einer Erhöhung des *entrainments* auf der Leeseite, welche ohne Querströmungseinfluss nicht auftritt und die Herbeiführung eines Sättigungszustands während der Ringwirbelformierung früher einsetzen lässt als in ruhender Umgebung.

Dies motiviert Sau & Mahesh (2008) in einer Folgestudie analog zu Gharib et al. (1998) eine äquivalente *formation number* für Ringwirbel in einer Querströmung

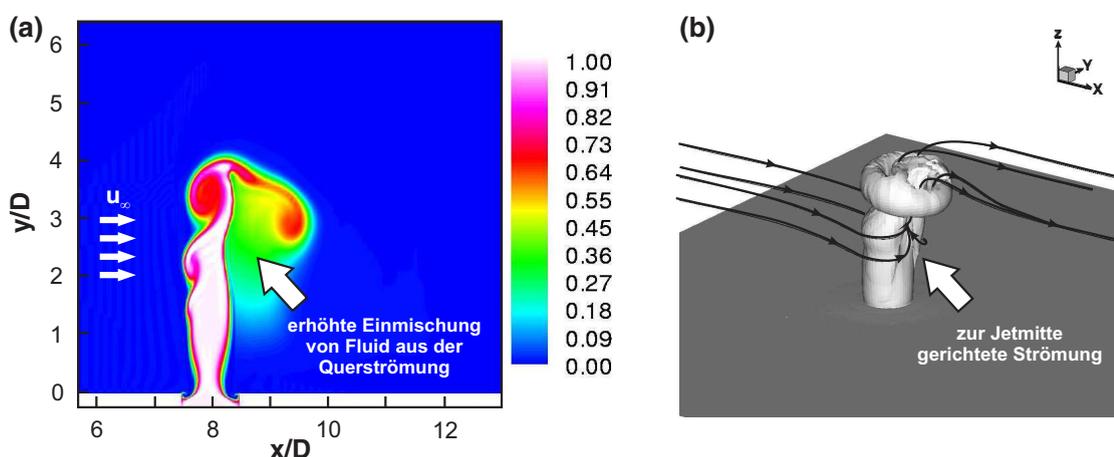


Abb. 2.7: Entrainment von Querströmungsfluid auf der Leeseite bei $VR = 3$ und $L/D = 6$ (nach Vorlage von Sau & Mahesh (2007)). (a): Skalare Konzentrationsverteilung, (b): 3D-Ansicht der Wirbelstärke als Isofläche mit ausgewählten Stromlinien

zu bestimmen und den Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses auf diese abzubilden. Dafür führen sie DNS-Rechnungen durch und nutzen das entgegengesetzte Neigungsverhalten der Ringwirbel mit und ohne Nachlauf, um ein von VR abhängiges Übergangshubverhältnis (engl. *transition stroke ratio*) L/D_{TSR} zu bestimmen. Dies grenzt die Bereiche im Parameterraum ($VR, L/D$) voneinander ab, in denen die Ringwirbel einen Nachlauf ausbilden und sich stromab neigen, oder keinen Nachlauf hinterlassen und eine Neigung stromauf, entgegen der Querströmung, erfahren. Auf diese Art und Weise bestimmen sie L/D_{TSR} für drei Geschwindigkeitsverhältnisse ($VR = 3, 4.6$ und 6) und ermitteln nach dem Prinzip der kleinsten Fehlerquadrate die in Abbildung 2.8 dargestellte Kurve (*transition curve*) nach Gleichung 2.11.

$$L/D_{TSR} = 3.6 - 5.6 \cdot \exp(-0.5 \cdot VR) \quad (2.11)$$

Es wird ersichtlich, dass sich diese für sehr große VR , d.h. eine verschwindend kleine Querströmungskomponente, asymptotisch der *formation number* nähert. Zudem zeigt der Verlauf der Kurve an, dass die Ringwirbel bei abnehmenden VR , d.h. mit zunehmenden Querströmungseinfluss, bereits bei kleinerem L/D einen Nachlauf ausbilden und gesättigt sind, die *formation number* also durch die Querströmung verringert wird. Weitere Simulationen bei niedrigeren Geschwindigkeitsverhältnissen zeigen außerdem, dass sich unterhalb von $VR \approx 2$ keine geschlossenen Ringwirbel, sondern haarnadelartige Wirbelstrukturen (engl. *hair-pin vortices*) ausbilden. Nach der hier zu Grunde gelegten Literaturrecherche gibt es derzeit allerdings keine experimentelle Studie, die den Querströmungseinfluss auf die *formation number* zum Inhalt hat und die numerischen Ergebnisse von

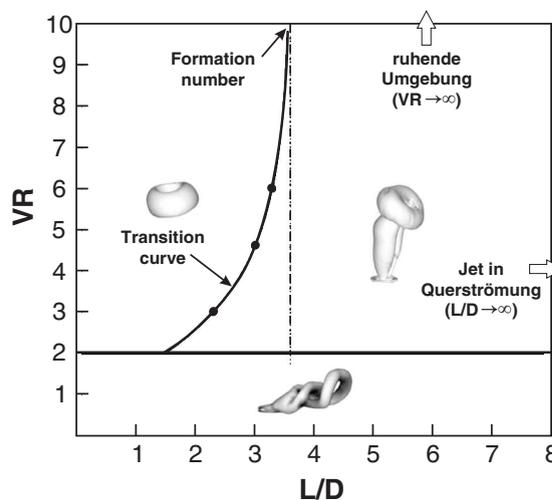


Abb. 2.8: Klassifizierung von drei Bereichen unterschiedlicher Strukturen und Mischungseigenschaften (nach Vorlage von Sau & Mahesh (2008))

Sau & Mahesh (2008) verifizieren könnte. Auch eine detaillierte Untersuchung der Entwicklung und Quantifizierung der Wirbelzirkulationen im Rahmen einer Ringwirbel-Querströmungs-Interaktion bleibt offen.

2.3.2 Der Jet in einer Querströmung

Der vorangegangene Abschnitt verdeutlicht, dass die Ringwirbelerzeugung im Rahmen einer Grenzwertbetrachtung $L/D \rightarrow \infty$ strömungstopologisch einem anfahrenenden Freistrahle entspricht. Da in den Versuchsreihen der vorliegenden Arbeit der Hublängeneinfluss eine wesentliche Rolle spielt, werden im Folgenden die grundlegenden Strömungsphänomene eines Jets erläutert, dem eine Querströmung überlagert wird. Diese sind umfangreich untersucht und in der Fachliteratur unter dem Schlagwort „Jet in Cross-Flow“ (JICF) zu finden. Abbildung 2.9 (a) zeigt, wie der senkrecht zur Oberfläche austretende Jet von der Querströmung überlagert und in Querströmungsrichtung umgelenkt wird. Seine Eindringtiefe und Umlenkung sind von der Reynoldszahl $Re = \bar{u}_{jet} \cdot D/\nu$ und von VR abhängig. Das komplexe dreidimensionale Strömungsfeld ist nach Frict & Roshko (1994) von vier verschiedenen kohärenten Strukturen geprägt:

1. den Scherschichtwirbeln des Jets,
2. dem Hufeisenwirbelsystem stromauf vom Mündungsaustritt,
3. dem gegenläufigen Wirbelpaar im Fernfeld des Jets (CVP) und
4. den vertikalen Nachlaufwirbeln

Das Hufeisenwirbelsystem ist als Sekundärströmungseffekt einzuordnen und entsteht, analog zur Zylinderstumpfumströmung, durch eine lokale druckinduzierte

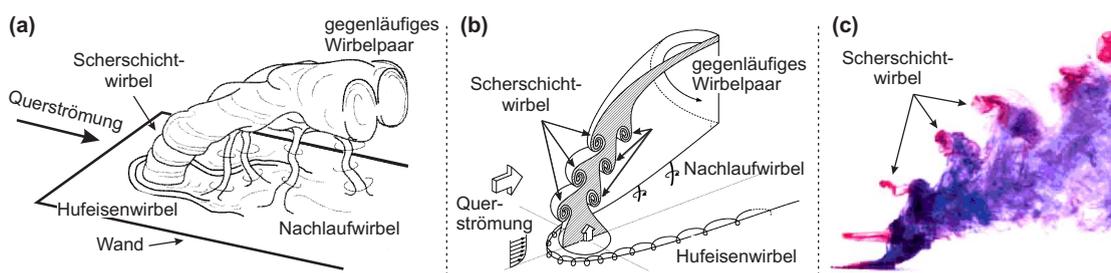


Abb. 2.9: (a): Schematische Darstellung eines Jets in Querströmung (nach Vorlage von Frict & Roshko (1994)), (b): Mittelschnittsdarstellung (nach Vorlage von New et al. (2006)), (c): Visualisierung mittels Tinte bei $VR = 2.2$ und $Re = u_{\infty} \cdot D/\nu = 1600$ (nach Vorlage von Kelso et al. (1996))

Ablösung der Wandgrenzschicht im Staupunktbereich an der Basis des Hindernisses (Jet oder Zylinder). Die vertikalen Nachlaufwirbel werden ebenfalls mit Wirbelstärke aus der Wandgrenzschicht der Querströmung gespeist und spielen genau wie das Hufeisenwirbelsystem für die Interpretation der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit eine untergeordnete Rolle. Die Scherschichtwirbel auf der Luv- und Leeseite des Jets sind das Resultat der Kelvin-Helmholtz-Instabilität der ringförmigen Scherschicht, die am Mündungsausstritt ablöst. Sie sind den Autoren nach vom selben Typ wie die Ringwirbelstrukturen, die im Randbereich eines Freistrahls durch natürliche Scherschichtaufrollung zu beobachten sind. Die Scherschichtwirbel sind für ein signifikantes *entrainment* von Querströmungsfluid im Nahfeld des Jets (in der Nähe des Austritts) verantwortlich, (Coelho & Hunt, 1989). Eine Schnittdarstellung entlang der Jet-Achse ist in Abbildung 2.9 (b) zu sehen, in der die Scherschichtwirbel besonders deutlich an der Trennfläche zwischen Jet und Querströmung hervortreten. Die Durchmischung im Fernfeld des Jets wird von dem gegenläufigen Wirbelpaar (CVP) weiter stromab dominiert. Das CVP hat seinen Ursprung in einer starken lokalen Beschleunigung mit entsprechend hoher Scherung an den lateralen Rändern des Jets zu verdanken, aus der eine Wirbelausbildung resultiert, die weiter stromab das CVP formt (Yuan & Street, 1998). Eine detaillierte experimentelle Studie über Entwicklung und Zusammenhänge der vier charakteristischen Strukturen für den Parameterbereich $VR = 2.0 \dots 6.0$ und $Re = u_\infty \cdot D/\nu = 440 \dots 6200$ ist u.a. in Kelso et al. (1996) zu finden.

2.3.3 Periodische Ringwirbel / pulsierender Jet in einer Querströmung

Gemäß Abbildung 2.10 generiert der pulsierende Jet in periodischen Abständen, abhängig von der Pulsationsfrequenz $f = 1/T$ und der Pulsdauer τ , unterschiedlich ausgeprägte Ringwirbelstrukturen und Strömungsfelder. Der *Duty Cycle* $DC = \tau/T$ bezeichnet hierbei das Verhältnis von Puls- und Periodendauer. Existieren im Rahmen der Pulsation Phasen, in denen der Fluidausstoß komplett unterbunden wird ($u_{jet} = 0$), handelt es sich um eine Modulation von 100%, einem sogenannten „voll pulsierenden Jet“.

Chang & Vakili (1995) untersuchen experimentell mittels Strömungsvisualisierung und Heißfilmgeschwindigkeitsmessungen, inwiefern die Durchmischung von Jet- und Querströmungsfluid durch eine volle Pulsation der Jet-Strömung beeinflusst wird. Sie variieren $VR = \bar{u}_{jet}/u_\infty = 1.5 \dots 6.7$ über die Querströmungsgeschwindigkeit u_∞ und stellen analog zu Wu et al. (1988) fest, dass die durch die Pulsation erzeugten Ringwirbelstrukturen im Vergleich zum kontinuierlichen Jet tiefer in die Querströmung eindringen und eine erhöhte Durchmischung

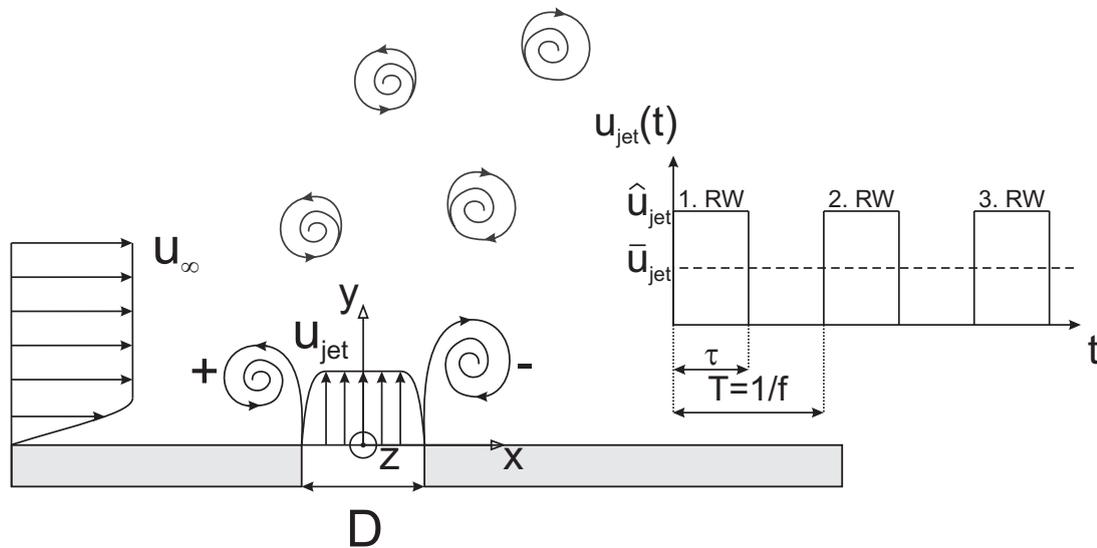


Abb. 2.10: Schematische Darstellung eines pulsierenden Jets in einer Querströmung

auftritt. Abhängig von der Pulsationsfrequenz f treten dabei unterschiedliche Dynamiken auf. Hohe Frequenzen führen ähnlich des im vorangegangenen Abschnitt 2.2 beschriebenen *leapfrogging* zu einer Interaktion der vorauseilenden und nachfolgenden Ringwirbel und verringern die Eindringtiefe der Strukturen in die Querströmung deutlich. Bei niedrigeren Frequenzen nimmt die Interaktion der Wirbel untereinander ab und eine steigende Eindringtiefe kann beobachtet werden. Ferner bewirkt gemäß der Relation von Jet- und Querströmungsimpuls ein steigendes VR eine größere Eindringtiefe, da die Wirbel weniger stark in Querströmungsrichtung abgelenkt werden. Ähnliche Ergebnisse erhalten auch Eroglu & Breidenthal (2001) im Rahmen ihrer Visualisierungsexperimente, in denen sie bei konstantem Jet-Massenstrom (\dot{m}_{jet}) und konstantem *Duty Cycle* $DC = 50\%$ die Pulsationsfrequenz im Bereich von $f = 0 \dots 20\text{Hz}$ variieren. Ihre Ergebnisse aus Abbildung 2.11 zeigen, dass neben dem im Vergleich zum stationären Jet höheren Austrittsimpuls während der Ausstoßphasen der Pulsation, der Abstand der diskreten Wirbel eine entscheidende Rolle für die Eindringtiefe der Strukturen spielt. Sie beobachten unabhängig von der Reynoldszahl, welche sie im Bereich von $Re = \bar{u}_{jet} \cdot D / \nu = 650 \dots 6200$ variieren, dass eine von Ihnen als optimal bezeichnete Pulsationsfrequenz bzw. Strouhalzahl $Sr = f \cdot D / \bar{u}_{jet}$ existiert, bei welcher sich sowohl die Eindringtiefe der Strukturen in die Querströmung als auch die Durchmischung von Jet- und Querströmungsfluid maximieren (vgl. Abbildung 2.11(b)). Hermanson et al. (1998) variieren in ihrer Studie den *Duty Cycle* ($DC = \tau \cdot f = 0.16 \dots 0.5$) als unabhängigen Pulsationsparameter bei 100% Modulation und separieren damit die ausgeübten Effekte von Pulsdauer und Frequenz auf die Ausprägung und die Eindringtiefe der erzeugten Strukturen.

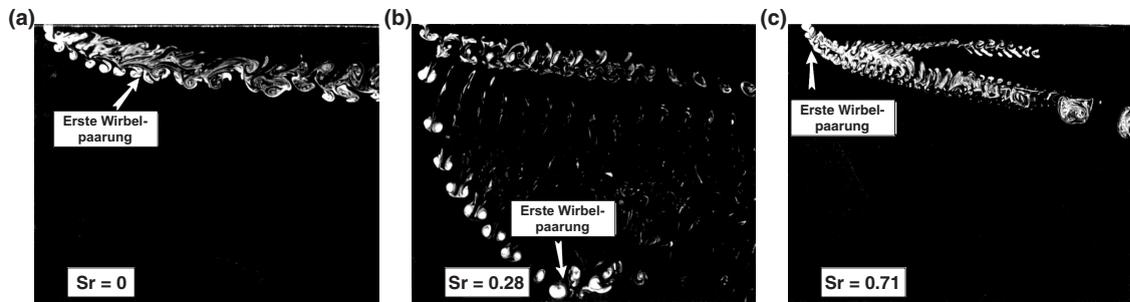


Abb. 2.11: Visualisierung des Einflusses der Pulsationsfrequenz auf die Eindringtiefe eines pulsierenden Jets in einer Querströmung (nach Vorlage von Eroglu & Breidenthal (2001)). $VR = 2.3$, $Re = 650$ und (a): $Sr = 0$; (b): $Sr = 0.28$; (c): $Sr = 0.71$ (100% Modulation)

In ihrer Konfiguration ist $u_\infty = 15.2 \text{ cm/s}$ konstant, während die zeitgemittelte Jet-Geschwindigkeit \bar{u}_{jet} und damit das Geschwindigkeitsverhältnis $VR = \bar{u}_{jet}/u_\infty$ mit steigender Frequenz durch einen konstanten Vordruck im Versorgungstank des Jets sinkt. Bei konstanter Frequenz und sinkendem *Duty Cycle* (also kürzerer Pulsdauer) beobachten sie eine signifikante Steigerung der Eindringtiefe von kompakten und diskreten Ringwirbelstrukturen in die Querströmung. Gleichmaßen fällt die Eindringtiefe bei konstanter Pulsdauer und steigender Frequenz analog zu den Studien von Wu et al. (1988); Chang & Vakili (1995); Eroglu & Breidenthal (2001) geringer aus. Johari et al. (1999) stellen mittels PLiF-Visualisierungstechnik in ihren experimentellen Untersuchungen von turbulenten pulsierenden Jets ebenfalls heraus, dass durch eine Erhöhung des *Duty Cycles* bei konstanter und relativ kurzer Pulsdauer (was einer Frequenzerhöhung entspricht) eine reduzierte Eindringtiefe der Wirbel erzielt wird. Maximale Mischraten erhalten sie für ausreichend voneinander separierte Pulse von kurzer Dauer.

Die Zusammenhänge machen deutlich, dass die Auswirkungen der Pulsationsparameter f und τ bzw. $DC = \tau \cdot f$ im Rahmen von Optimierungsaufgaben am besten separat voneinander untersucht werden müssen. Diesen Ansatz verfolgen Shapiro et al. (2006) in ihrer Studie eines akustisch angeregten Jets. Für $VR = 2.58$ und 4.0 , sowie im Bereich von $Re = 1420 \dots 3660$, bestimmen sie bei konstanter Frequenz eine optimale Pulsdauer τ_{opt} , die eine maximale Eindringtiefe des pulsierenden Jets in die Querströmung hervorruft. Anschließend variieren sie bei dem gefundenen τ_{opt} die Anregefrequenz. Sie stellen dabei für alle getesteten Konfigurationen fest, dass mehrere Frequenzen existieren, für welche sich die Eindringtiefe des Jets maximiert. Die Formierung von kompakten tief in die Querströmung eindringenden Ringwirbelstrukturen wird allerdings jeweils nur für einen Wert τ_{opt} beobachtet. Diese Erkenntnis deuten Shapiro et al. (2006) erstmalig im Kontext der universellen *formation number* der Ringwirbelformierung nach Gharib et al. (1998) und führen die verstärkte Eindringtiefe der mit τ_{opt} generierten Strukturen

auf einen ähnlichen physikalischen Mechanismus zurück. Diesen Ansatz greifen Sau & Mahesh (2010) in ihrer numerischen Studie voll pulsierender laminarer Jets auf und überführen die dimensionslosen Pulsationsparameter $DC = \tau/T$ und $Sr = f \cdot D / \bar{u}_{jet}$, über die Zusammenhänge nach Gleichungen 2.12-2.14, in ein äquivalentes Hubverhältnis L/D , also in einen Ringwirbelparameter:

$$L = \hat{u}_{jet} \cdot \tau = \hat{u}_{jet} \cdot \frac{DC}{f} \quad (2.12)$$

$$\bar{u}_{jet} = \int_0^T u_{jet}(t) dt = \hat{u}_{jet} \cdot DC \quad (2.13)$$

$$\Rightarrow \frac{L}{D} = \frac{1}{Sr} \quad (2.14)$$

Auf diese Weise wird das Strömungsfeld des jeweiligen pulsierenden Falls mit dem Verhalten einzelner Ringwirbel in einer Querströmung (vgl. Abschnitt 2.3.1) verglichen. Eine Frequenzerhöhung bei konstantem Massenstrom entspricht demnach einer Verkleinerung des Hubverhältnisses. Bei optimalem Hubverhältnis L/D_{opt} dringen die Strukturen maximal tief in die Querströmung vor. Abhängig von $VR_{Ring} = \hat{u}_{jet}/u_\infty$ (Verwendung der Maximalgeschwindigkeit \hat{u}_{jet} anstelle des Mittelwerts \bar{u}_{jet}) führen unterschiedliche L/D zum Optimum, wobei mit fallendem VR_{Ring} das entsprechende L/D_{opt} ebenfalls kleiner wird. Für $VR_{Ring} \geq 8$ entsprechen die L/D_{opt} dem *transition stroke ratio* L/D_{TSR} . Für kleinere VR_{Ring} liegen die optimalen Hubverhältnisse bei vergleichsweise kleineren Werten. Sau & Mahesh (2010) begründen dies mit einer Interaktion der aufeinander folgenden Wirbelsegmente, welche mit fallendem VR_{Ring} stärker ausgeprägt ist.

Die Ergebnisse der Studien zeigen, dass die Mischungseigenschaften und die Eindringtiefe pulsierender Jets entscheidend von der Wahl der Pulsationsparameter abhängt. Die Überführung der Anregeparameter in äquivalente Ringwirbelparameter und eine Anpassung des jeweils verwendeten Geschwindigkeitsverhältnisses eignen sich prinzipiell, um die Eindringtiefe der Strukturen unter Berücksichtigung der universellen *formation number* FN bzw. dem *transition stroke ratio* L/D_{TSR} zu maximieren. Es bleibt offen, ob auch andere Zielgrößen, wie beispielsweise die von den Wirbeln induzierte Wirbelstärkeverteilung, an einer begrenzenden Prallplatte nach dem selben Prinzip optimierbar sind.

2.4 Die Beeinflussung des Wärmeübergangs durch Ringwirbel

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden innerhalb einer Querströmung in periodischen Abständen Ringwirbel erzeugt, die auf eine Prallplatte treffen. Es

wird das Ziel verfolgt, den Einfluss der Pulsationsparameter auf die Ausprägung des Strömungsfeldes in der nächsten Umgebung der Plattenoberfläche zu untersuchen. Auf der Grundlage zeitaufgelöster Geschwindigkeitsfeldmessungen werden Rückschlüsse auf die qualitative Wärmeübergangscharakteristik zwischen Fluid und Prallplatte gezogen. Wärmeübergangs- bzw. Temperaturmessungen sind ausdrücklich kein Bestandteil der Untersuchungen. Daher werden im Folgenden Abschnitt die Ergebnisse einiger ausgewählter Studien herausgestellt, die sich speziell mit der Modifikation des Wärmeübergangs durch die instationäre Einwirkung von meist aktiv generierten Wirbelstrukturen beschäftigen und ggf. relevante Grundlagen der Wärmeübertragung vermitteln.

Der konvektive Wärmeübergang im Allgemeinen ist durch die Kopplung des Strömungsfeldes mit dem Wandwärmestrom stark von der Ausprägung der Geschwindigkeitsgrenzschicht abhängig. Im denkbar einfachsten Fall einer inkompressiblen, zweidimensionalen Plattengrenzschicht ist die Form der Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht affin und es besteht eine direkte Proportionalität zwischen dem Wärmeübergangskoeffizient α und der Wandschubspannung τ_w (Jischa, 1982):

$$\alpha = -\frac{\lambda}{u_\infty} \underbrace{\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w}_{=\tau_w/\mu} \quad (2.15)$$

Diese als Reynolds-Analogie zwischen Impuls- und Wärmetransport bekannte Beziehung lässt sich unter Verwendung der Stantonzahl St (Gleichung 2.16) und des Reibungsbeiwerts c_f (Gleichung 2.17) auch nach Gleichung 2.18 darstellen

$$St = \frac{\alpha}{\rho_\infty c_p u_\infty} \quad (2.16)$$

$$c_f = 2 \frac{\tau_w}{\rho_\infty u_\infty^2} \quad (2.17)$$

$$\Rightarrow St = \frac{c_f}{2} \quad (2.18)$$

Die Zusammenhänge machen deutlich, dass zwischen dem konvektiven Wärmeübergang und dem wandgebundenen Geschwindigkeitsgradienten eine direkte Korrelation besteht. Kataoka et al. (1987) behaupten, dass die Reynolds-Analogie zwischen Impuls- und Wärmetransport im Gegensatz zur ebenen Plattenströmung in der Staupunktregion von Prallstrahlen keine Gültigkeit besitzt. In ihren experimentellen Untersuchungen turbulenter Prallstrahlen wurde ein erhöhter Wärmeübergang im Bereich des Staupunkts festgestellt, der durch einen von ihnen als Grenzschichterneuerung bezeichneten Effekt verursacht wird. Hierbei treffen großskalige und energiereiche Wirbelstrukturen, die sich aus der rotations-

symmetrischen Scherschicht aufrollen, auf die Grenzschicht der Prallplattenoberfläche und erneuern diese buchstäblich. Der Effekt ist umso intensiver ausgeprägt, desto höher die Konvektionsgeschwindigkeit der Strukturen ausfällt, und korreliert mit den hervorgerufenen turbulenten Schwankungen im Staupunkt und der Wirbelfolgefrequenz. Zumbrunnen & Aziz (1993) geben einen theoretischen Grenzwert für die Strouhalzahl einer periodisch angeregten Prallströmung von $Sr = 0.26$ an, oberhalb dessen der integrale Wärmeübergang gegenüber dem stationären Fall erhöht werden kann, und bestätigen die Gültigkeit ihrer Hypothese experimentell. Sie beobachten sowohl im Staupunktbereich als auch mehrere Düsendurchmesser stromab Erhöhungen der lokalen Nusseltzahl $Nu = \alpha \cdot D / \lambda$ im angeregten Fall. Dabei sind Steigerungen prinzipiell nur dann möglich, wenn die Dicke der alternierend erneuerten thermischen Grenzschicht im zeitlichen Mittel unter derjenigen des stationären Falls gehalten werden kann.

Hofmann et al. (2007) untersuchen experimentell, inwieweit der Wärmeübergang beim Prallstrahl durch eine aufgeprägte Pulsation beeinflusst wird, und halten dabei den Massenstrom im Vergleich zum stationären Referenzfall konstant. Neben Reynoldszahl ($Re = 14000 \dots 78000$), Düsenabstand ($H/D = 2 \dots 8.5$) und radialem Staupunktstand (r/D), sind die Frequenz ($f = 2 \dots 750\text{Hz}$) und die Amplitude der Pulsation $Pu_{eff} = 3.5 \dots 30\%$ Variationsparameter. Bei niedrigen Frequenzen ($f \leq 140\text{Hz}$) und großen Amplituden ($Pu_{eff} \geq 15\%$) ermitteln sie unabhängig von Re einen reduzierten Wärmeübergang im Vergleich zum stationären Fall und führen dies analog zu Farrington & Claunch (1994) auf die von den künstlich generierten Wirbelstrukturen verursachte Einmischung von (warmem) Umgebungsfluid zurück. Sowohl die treibende Temperaturdifferenz zwischen Jet-Fluid und geheizter Prallplatte als auch die mittlere Jet-Geschwindigkeit nehmen durch die Einmischung ab und reduzieren somit den Wärmestrom zwischen Platte und Prallstrahl. Große Düsenabstände begünstigen die Einmischrate und führen somit ebenfalls zu einer Reduktion des Wärmeübergangs, wobei die Wirkung für $H/D \leq 2$ als vernachlässigbar angesehen werden kann. Höhere Frequenzen führen auch bei kleinem Düsenabstand zu einer Destabilisierung der Prallplattengrenzschicht und damit zu einer Erhöhung des Wärmeübergangs im staupunktnahen Bereich um bis zu 35%. Hofmann et al. (2007) geben hierfür eine dimensionslose Grenzfrequenz von $Sr \geq 0.2$ an. Steigende Düsenabstände wirken diesem Effekt entgegen und führen letztlich zu deutlich abgeschwächten Wärmeübergangskoeffizienten an der Prallplatte.

Janetzke et al. (2008) bestimmen über Temperaturmessungen im Staupunkt des mittleren Prallstrahls eines Dreier-Linienarrays die Kühleffektivität ϵ_{SP} von pulsierenden (kalten) Prallstrahlen, die auf eine beheizte Prallplatte treffen. Der Plattenabstand zur Austrittsmündung beträgt zwei Düsendurchmesser. Die ermittelten Werte für ϵ_{SP} werden mit einem stationären Referenzfall bei gleichem

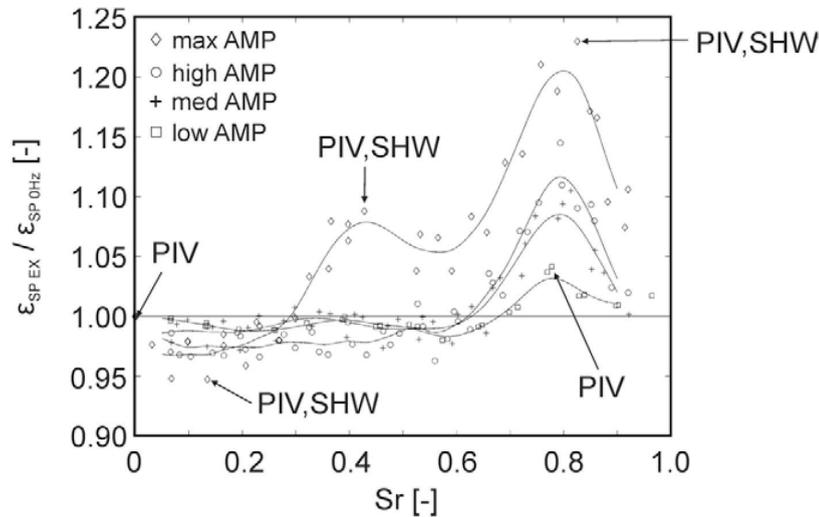


Abb. 2.12: Steigerungsraten der Kühleffektivität im Staupunkt (ϵ_{SP}) von pulsierenden Prallstrahlen gegenüber dem stationären Referenzfall in Abhängigkeit von Frequenz (Sr) und Amplitude (AMP) der Pulsation bei konstantem Massenstrom (nach Janetzke & Nitsche (2009)). $Re = 7230$ und Prallplattenabstand $y/D = 2$

Massenstrom und konstanter Reynoldszahl $Re = 7280$ verglichen. Generell führen nur Kombinationen aus hohen Frequenzen und Amplituden zu positiven Steigerungsraten (vgl. Abbildung 2.12). Auf diese Weise werden Ringwirbelstrukturen hoher Intensität erzeugt, welche die thermische Grenzschicht an der Prallplatte periodisch erneuern und besonders stark mit ihr interagieren. Die Steigerungen der Kühleffektivität korrelieren dabei mit den Schwankungsamplituden der Jet-Geschwindigkeit im Zentrum der Düsenaustrittsebene. Allerdings variiert die Ausströmcharakteristik des verwendeten Aktuators durch Resonanzeffekte in den Zuführleitungen der Kühlluft stark mit der Frequenz, so dass die erzielten Effizienzsteigerungen als konfigurationsspezifisch zu betrachten sind. Das Prinzip der periodischen Grenzschichterneuerung durch Wirbelstrukturen (u.a. in Kataoka et al. (1987); Zumbrunnen & Aziz (1993)), bietet eine plausible phänomenologische Erklärung für die Erhöhung des Wärmeübergangs durch pulsierende Prallstrahl-Konfigurationen. Die Ergebnisse der letztgenannten Studien liefern eine systematische Abhängigkeit des Wärmeübergangs von den Anregeparametern Frequenz und Amplitude sowie eine detaillierte Analyse der instationären Strömungseffekte. Jedoch variieren die Generierungsbedingungen der Ringwirbel durch die verwendete Aktuatorik mit der Frequenz. Der Einfluss einer überlagerten Querströmung auf die zeitliche und räumliche Entwicklung der Wirbelstrukturen und deren Auswirkung auf die Interaktion der Wirbel mit der Wand bleibt außerdem jeweils unberücksichtigt.

2.5 Ziel und Aufbau der vorliegenden Arbeit

Es existieren diverse Studien, die sich mit der Modifikation der Mischungseigenschaften von Jets in einer Querströmung durch aktive Generierung von Ringwirbelstrukturen beschäftigen. Meist sind diese an die Optimierung von Verbrennungsprozessen geknüpft und es wird in der Regel das Strömungsfeld in Hinblick auf eine verbesserte Vermischung zwischen Jet- und Querströmungsfluid untersucht. Auf der anderen Seite gibt es zahlreiche Arbeiten, die der Wirkung periodisch angeregter Prallstrahlen auf die Wärmeübergangseigenschaften in verschiedensten Konfigurationen nachgehen. Hierbei steht vorwiegend die erzielbare Kühlleistung in Abhängigkeit der Anregeparameter des Systems im Vordergrund. Der Einfluss einer Querströmung der bei realen Anwendungen zu erwarten ist, wird allerdings häufig nicht betrachtet.

In Hinblick auf die Optimierung von Prallkühlkonfigurationen, bestehend aus aktiv generierten Ringwirbeln, Querströmung und Prallfläche, verfolgt die vorliegende Arbeit das Ziel herauszustellen, welche Kombination der Generierungsparameter einen möglichst effektiven Transport von Wirbelstärke an die zu kühlende Oberfläche ermöglicht, um dort die Temperaturgrenzschicht im Sinne einer verbesserten Kühlwirkung zu erneuern. Hierfür spielen bei gegebenem Geschwindigkeitsverhältnis vordergründig die Pulsationsparameter Frequenz und *Duty Cycle* sowie das äquivalente Hubverhältnis eine wesentliche Rolle. Um ein Optimum zu finden, werden die Effekte, die von den einzelnen Parametern ausgehen, separat voneinander untersucht.

Im Vorfeld werden im ersten Abschnitt der Hauptuntersuchungen einzelne Ringwirbel innerhalb eines breit gefassten Parameterbereichs betrachtet. Die Parameter sind das Geschwindigkeitsverhältnis VR und das Hubverhältnis L/D . In Anlehnung an die numerischen Studien von Sau & Mahesh (2007, 2008) stehen bei den Untersuchungen insbesondere der strukturelle Übergang der Ringwirbel (mit und ohne Ausbildung eines Nachlaufs) und das dynamische Verhalten der Strukturen innerhalb des betrachteten Parameterraumes im Vordergrund. In diesem Zusammenhang wird das von Sau & Mahesh (2008) ermittelte *transition stroke ratio* (L/D_{TSR}) experimentell überprüft. Zusätzlich wird die räumliche und zeitliche Entwicklung der Wirbelzirkulationen und der Trajektorien der Wirbelkerne erfasst. Die physikalischen Zusammenhänge zwischen der Zirkulation und der Wechselwirkung der Ringwirbel mit der Prallplatte werden ebenfalls untersucht. Anschließend werden periodisch drei aufeinander folgende Ringwirbel generiert, die unter dem Einfluss einer Querströmung bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis auf eine Prallplatte treffen. Bei der Wahl der Parameterbereiche der pulsierenden Konfiguration werden die gewonnenen Ergebnisse der Einzelwirbeluntersuchungen berücksichtigt und konfigurationsspezifische Kombinatio-

nen und Bereichsgrenzen ausgewählt. Im Vordergrund stehen hier topologische Untersuchungen des Strömungsfeldes und die Intensität der Wechselwirkung zwischen den erzeugten Ringwirbeln und der Prallplatte in Abhängigkeit von den Pulsationsparametern. Abschließend wird aus den Messdaten ein Maß für die jeweils ausgeübte Kühlwirkung definiert und ausgewertet. Die Datengrundlage der Untersuchungen bilden zeitlich und räumlich hoch aufgelöste Informationen des Geschwindigkeitsfeldes, die mit Hilfe von zeitaufgelösten PIV-Messungen erhoben werden. Hierdurch ist die einzigartige Möglichkeit geboten, die Wirbel zu lokalisieren, die Entwicklung der charakteristischen Ringwirbelparameter zu bestimmen und die Wandeffekte der Wechselwirkung synchron zu erfassen und zu analysieren.

Das folgende Kapitel beschreibt die verwendete Versuchskonfiguration, den eingesetzten Ringwirbelgenerator und die verwendete Messtechnik. Die verwendeten Methoden und Analysegrößen werden in Kapitel 4 beschrieben. Abschließend werden in Kapitel 5 die Ergebnisse der Arbeit beschrieben und diskutiert.

3 Versuchskonfiguration und Messtechnik

Um die Auswirkungen einer Querströmung auf die Formierung und Entwicklung einzelner Ringwirbelstrukturen zu untersuchen und die Wechselwirkungen pulsierend erzeugter Ringwirbel unter Querströmungseinfluss mit einer Prallfläche zu analysieren, wurde eine gemeinsame Versuchskonfiguration verwendet, an der umfangreiche Strömungsfelduntersuchungen durchgeführt wurden. Ein besonderes Augenmerk ist auf die optische Zugänglichkeit der Versuchsanordnung gelegt worden, um die auftretenden Ringwirbelstrukturen räumlich und zeitlich hoch aufgelöst mit dem laseroptischen Messverfahren der *Particle Image Velocimetry* (PIV) aufzunehmen. Da die Akquise von PIV-Daten in Flüssigkeiten weit weniger problematisch ist als in Gasen (Raffel et al., 2007), wurde für die Versuche ausschließlich Wasser als Strömungsmedium verwendet. Die Versuchskonfiguration besteht im Wesentlichen aus dem elektromechanisch betriebenen Ringwirbelgenerator, mit dessen Hilfe die Ringwirbel erzeugt werden, und der modifizierten Messstrecke eines umlaufenden Wasserkanals, der für die Etablierung der Querströmung genutzt wird.

Im folgenden Kapitel wird die Versuchseinrichtung vorgestellt, der eingesetzte Ringwirbelgenerator am Wasserkanal beschrieben und auf die verwendete Messtechnik eingegangen.

3.1 Versuchsaufbau am Wasserkanal

Die Untersuchungen wurden am Wasserkanal des Instituts für Luft- und Raumfahrt (ILR) durchgeführt (Abbildung 3.1). Es handelt sich dabei um einen geschlossenen Kanal Göttinger Bauart, der über eine Axialpumpe angetrieben wird und speziell für die Verwendung optischer Messmethoden konzipiert wurde. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Messstrecke u_∞ kann über die Drehzahl der Pumpe im Bereich zwischen 0 ... 2.5 m/s eingestellt werden. Der Turbulenzgrad am Düsenaustritt liegt, abhängig von u_∞ , zwischen $Tu \approx 1 - 4\%$. Die Messstrecke hat eine Länge von 1250 mm, bei einem Querschnitt von $H \times B = 330 \text{ mm} \times 250 \text{ mm}$ (Abbildung 3.2 links). Ihr Boden und die Seitenwände bestehen aus Glas, wodurch der optische Zugang zur Messstrecke gewährleistet wird. Auf dem Boden der Messstrecke ist eine auf Füßen gelagerte, höhenverstellbare Prallplatte aus Plexiglas positioniert. Parallel darüber befindet sich eine in die Messstrecke eingehängte Deckplatte aus PVC, in der mittig zwischen den Wänden der Messstrecke

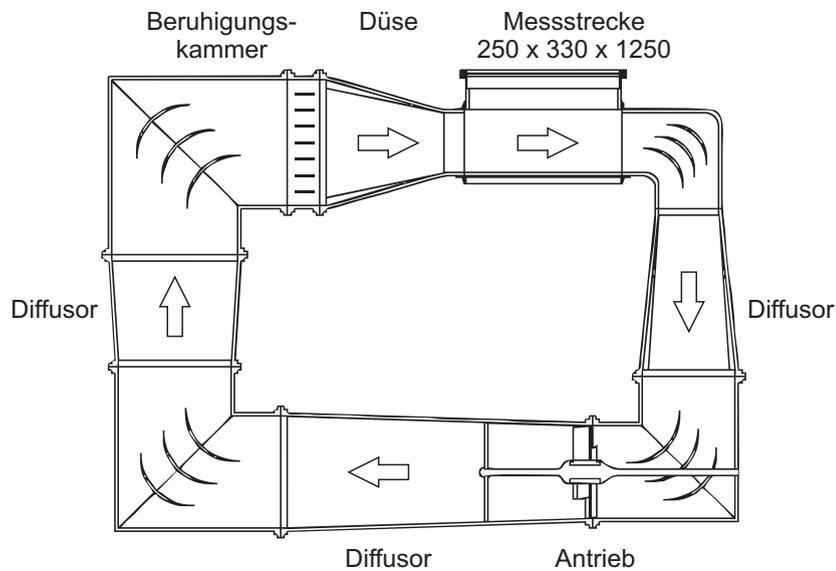


Abb. 3.1: Aufbau des Wasserkanals am Institut für Luft- und Raumfahrt (ILR)

und 527 mm stromab der Vorderkante eine konturierte Messingdüse mit einem Kontraktionsverhältnis von $4 : 1$ und der Länge $L = 32 \text{ mm}$ eingelassen ist (vgl. Details aus Abbildung 3.2 rechts). Die Austrittsmündung mit einem Durchmesser von $D = 13 \text{ mm}$, an der sich die untersuchten Ringwirbel formieren, schließt oberflächenbündig mit der Plattenunterseite ab und befindet sich in einem Abstand von $y = 3D$ (drei Düsendurchmessern) oberhalb der Prallplatte. Elliptische Vorderkanten aus Necuron®, montiert an beiden Platten, sorgen für die Etablierung einer ebenen, zweidimensionalen und laminaren Kanalströmung.

Der Ringwirbelgenerator besteht im Wesentlichen aus einem Elektrozyylinder (Festo DNCE-40-400-BS-12.7" P-Q-K3), der einen Kolben innerhalb eines Messingrohrs (Durchmesser 26 mm) bewegt, welches axial mit dem Düsen Eintritt verbunden ist. Der Zylinder wird elektrisch von einem Schrittmotor (Nanotec ST6018L3008) angetrieben. Dabei wird die rotatorische Bewegung des Motors durch eine Gewindestange mit einer Steigung von 12.7 mm/U in eine Translation des Kolbens überführt. Die Geschwindigkeit des Kolbens wird durch die Schrittmotorfrequenz vorgegeben und kann im Bereich von $u_{\text{Kolben}} = 0 \dots 0.25 \text{ m/s}$ variiert werden. Die Bewegung des Kolbens wird mit Hilfe des analogen Signals eines Encoders (Nanotec ZK-WEDS-5-500-S) überwacht. Die durch die x - und y -Achse aufgespannte Messebene verläuft parallel zur Querströmung und steht senkrecht auf der Düsenaustrittsebene. Dabei zeigt die x -Achse in Querströmungsrichtung und die y -Achse in Richtung des vom Kolben ausgestoßenen Fluides. Der Koordinatenursprung liegt im Mittelpunkt der Düsenaustrittsebene.

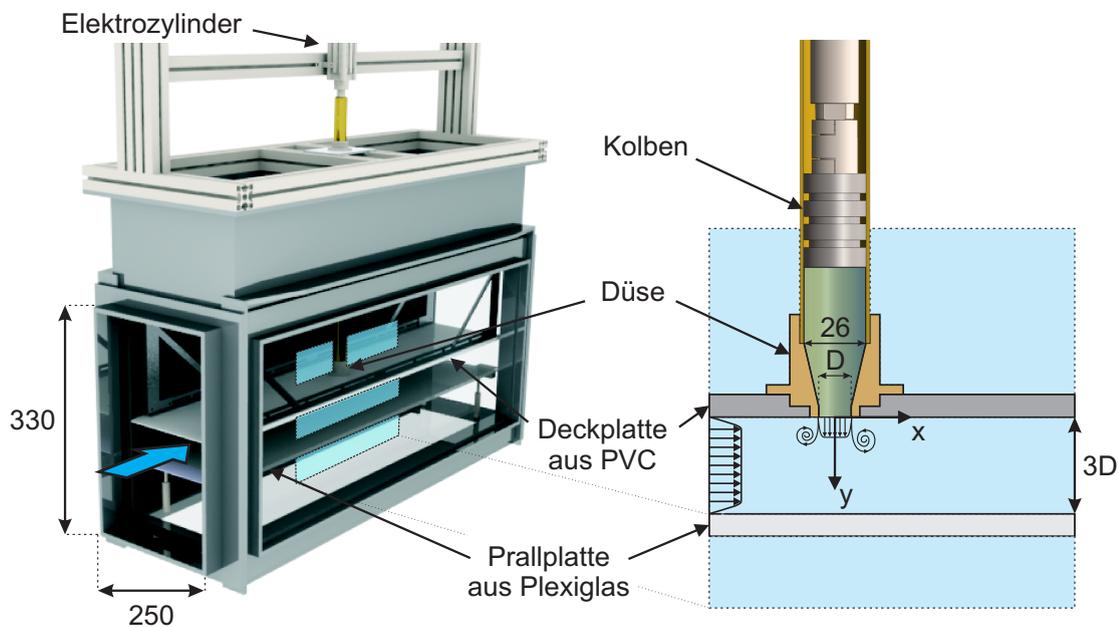


Abb. 3.2: Aufbau der Versuchskonfiguration in der Messstrecke am Wasserkanal

3.2 Particle Image Velocimetry

Die *Particle Image Velocimetry* (PIV) ist ein berührungsloses, laseroptisches und bildgebendes Messverfahren, zur Bestimmung des momentanen Geschwindigkeitsfelds in einer Ebene der Strömung. In der vorliegenden Arbeit wurden zeitlich hoch aufgelöste PIV-Messungen des zweidimensionalen Geschwindigkeitsfelds in der durch Kolbenachse und Querströmungsrichtung aufgespannten Messebene durchgeführt. Im Folgenden werden die Grundlagen des Messprinzips und die einzelnen Komponenten eines klassischen 2C (zwei Geschwindigkeitskomponenten) PIV-Systems beschrieben. Weiterführende Informationen und umfassende Einblicke in die PIV-Messtechnik sind in Raffel et al. (2007) zu finden. Der Aufbau eines PIV-Systems besteht üblicherweise aus einer Lichtquelle hoher Energiedichte und einer Einheit für die optische Bilderfassung. In den meisten Anwendungsfällen werden der Strömung sog. Tracerpartikel zugesetzt, welche in der Messebene innerhalb eines kurzen Zeitintervalls mindestens zweimal beleuchtet werden. Das von den Partikeln reflektierte Streulicht wird jeweils mit Hilfe einer Linse und einem Bildsensor erfasst. Der Versatz der Partikelbilder zwischen den beiden Belichtungszeitpunkten wird i.d.R. mit Hilfe eines auf der Kreuzkorrelation basierenden Auswerteverfahrens bestimmt. Über die lokalen Verschiebungsvektoren und den Zeitabstand zwischen den beiden Bildern wird auf die örtliche Geschwindigkeit geschlossen. Abbildung 3.3 zeigt schematisch die Komponenten eines PIV-Systems. Um die tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeiten möglichst exakt zu bestimmen, müssen die Partikel der Strömung schlupffrei

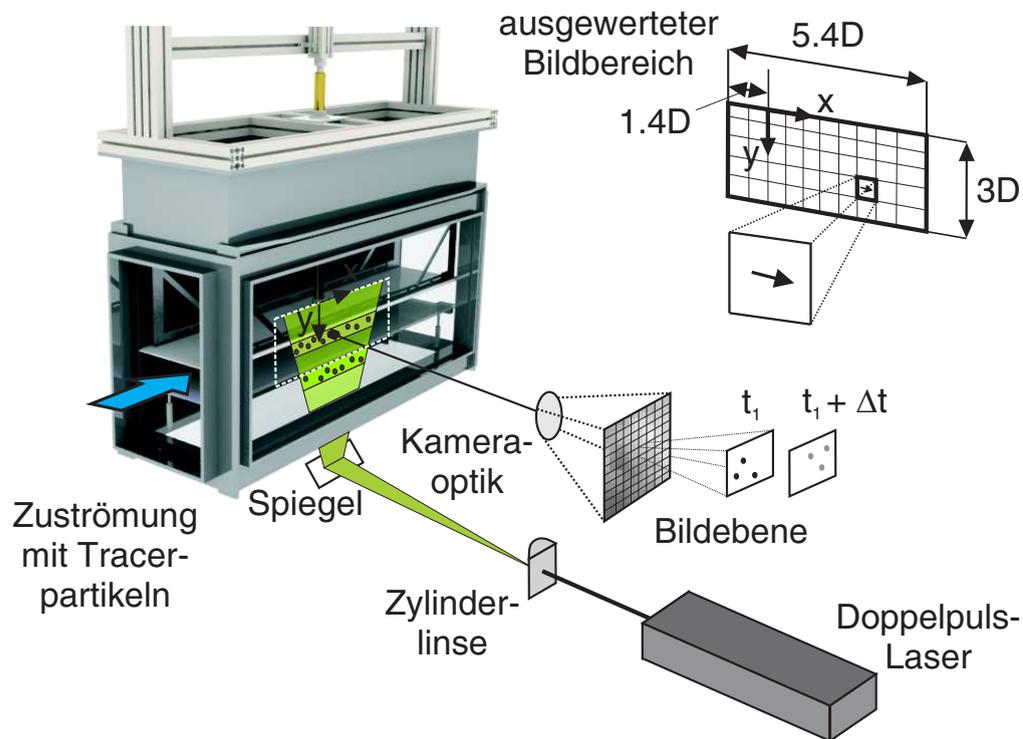


Abb. 3.3: Prinzipielles PIV-Setup an der modifizierten Messstrecke des Wasserkanals (nach Vorlage von Raffel et al. (2007))

folgen können. Hierfür spielen Größe und Dichte der Partikel eine entscheidende Rolle. In Wasser haben sich daher beschichtete Glashohlkugeln (*3M Scotchlite S60*), mit einem Durchmesser von ca. $10 \mu\text{m}$ und einer Dichte von 0.6 kg/m^3 , als Tracer bewährt und wurden bei den durchgeführten Versuchen in dieser Arbeit der Wasserströmung beigemischt. Die Tracerpartikel werden in der Messebene durch einen Laserlichtschnitt zu zwei verschiedenen Zeitpunkten t_1 und $t_2 = t_1 + \Delta t$ beleuchtet. Der Lichtschnitt wird durch Aufweitung des Laserstrahls eines diodengepumpten Nd:YLF-DoppelpulsLasers (*Quantronix Darwin-Duo PIV-80*), mit Hilfe einer Zylinderlinse generiert und in die Messstrecke eingekoppelt. Der Laser kann mit einer Wiederholungsrate von bis zu 10 kHz betrieben werden. Der Lichtschnitt selbst weist eine endliche Dicke auf, so dass Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Messebene im Rahmen der Bilderfassung vernachlässigt werden. Im vorliegenden Fall konnte die Dicke auf $0.5 - 0.8 \text{ mm}$ begrenzt werden, so dass einerseits Tiefenmittelungseffekte und andererseits die so genannte *out-of-plane-motion*, die Bewegung der Partikel senkrecht aus der belichteten Ebene hinaus, reduziert werden. Die Erfassung der Partikelbilder erfolgt unter Verwendung einer digitalen Hochgeschwindigkeitskamera (*Photron APX-RS*), die

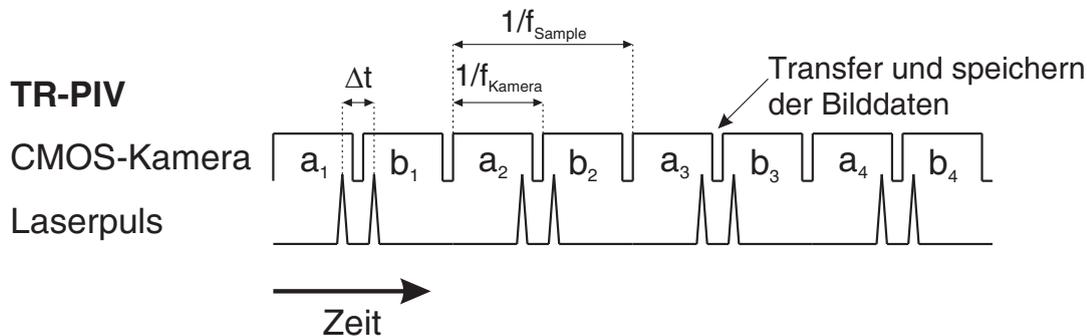


Abb. 3.4: Timing-Diagramm für zeitaufgelöste PIV-Messungen (nach Vorlage von Raffel et al. (2007))

mit einem CMOS-Chip (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) als Bildsensor ausgestattet ist. Die Kamera ermöglicht für zeitaufgelöste PIV-Messungen bei voller Bildauflösung von $1024 \times 1024 \text{ px}^2$ eine Aufnahmezeit bis zu 3 kHz , welche im Rahmen der angestellten Untersuchungen voll ausgeschöpft wurde. Die Bilddaten werden in 8 Bit Graustufen digitalisiert und im internen Kameraspeicher (2.4 GByte) zwischengespeichert, so dass maximal 2048 Einzelbilder aufgenommen werden können. Die zeitliche Abstimmung zwischen Laser und Kamera erfolgt nach dem in Abbildung 3.4 dargestellten Schema mit Hilfe eines *Synchronizers*. Die Kamera wird dabei mit der Aufnahmezeit f_{Kamera} betrieben. Der Bildsensor ist außer während der sehr kurzen Transfer- und Speicherzeiten der Bilddaten ($0.2 \mu\text{s}$) zu allen Zeiten aktiv und wird pro Einzelbild jeweils einmal durch einen Laserspuls belichtet. Ein Bildpaar der aufeinander folgenden Einzelbilder a und b liefert im Rahmen der Auswertung je eine Geschwindigkeitsinformation für einen Zeitschritt, so dass sich eine zeitliche Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes von $1/f_{\text{Sample}}$ mit $f_{\text{Sample}} = 1/2 \cdot f_{\text{Kamera}}$ ergibt.

PIV-Auswertung

In den meisten Anwendungsfällen werden zur Auswertung von PIV-Daten statistische Verfahren verwendet, die auf digital ausgeführten Fourier-Algorithmen basieren. Im Wesentlichen wird hierbei die lokale Verschiebung der Partikel über eine möglichst große statistische Übereinstimmung der abgebildeten Partikel (Partikelbilder) in einem um Δt voneinander getrennten Rohbildpaar bestimmt. Hierfür wird zunächst der gesamte Bildausschnitt in Analysefelder der Größe $K \times L$ aufgeteilt. Diese sollten jeweils eine gewisse Anzahl an Partikelbildern enthalten, wobei die Partikeldichte nicht zu niedrig und nicht zu hoch sein darf. Die Bestimmung der mittleren Partikelverschiebung innerhalb eines jeden Analysefeldes erfolgt nach Gleichung 3.1 über eine diskrete Kreuzkorrelationsanalyse für

die Intensitätswerte bzw. Graustufenverteilungen $I_1(x, y)$ und $I_2(x, y)$ der beiden um Δt separierten Einzelbilder.

$$R_{II}(x, y) = \sum_{i=-K/2}^{K/2} \sum_{j=-L/2}^{L/2} I_1(x, y) I_2(i + x, j + y) \quad (3.1)$$

Unter Anwendung des Korrelationstheorems kann die Korrelation im Bildbereich durch eine Multiplikation im Frequenzbereich ersetzt und der Rechenaufwand erheblich reduziert werden. Da die hierfür nötige Hin- und Rücktransformation über eine FFT (*Fast Fourier Transformation*) erfolgt, ist die Kantenlänge der Analysefelder auf 2^n px beschränkt. Die Lage des Maximums in der Verteilung $R_{II}(x, y)$ kann in Verbindung einer geeigneten Anpassung des Verlaufs in der Umgebung des Maximums (z.B. 3-Punkt Gauß-Peakfit) im Subpixel-Bereich bestimmt werden und liefert die mittlere Partikelverschiebung \vec{d} der Partikelbilder innerhalb eines jeden Analysefeldes, (Willert & Gharib, 1991). Mit Hilfe des Abbildungsmaßstabs M aus einer Kalibrationsaufnahme und dem Pulsabstand Δt kann über Gleichung 3.2 auf den zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektor $\vec{c} = (u, v)$ geschlossen werden. Hierbei wird die Annahme getroffen, dass die Partikelbewegung während Δt gleichförmig und linear erfolgt.

$$\vec{c} \approx \frac{\vec{d} \cdot M}{\Delta t} \quad (3.2)$$

Die Genauigkeit der mittels PIV-Messung bestimmten Geschwindigkeiten ist stark von einzelnen Parametern während der Messung und der darauf folgenden Auswertung abhängig. Einflussfaktoren wie die Partikeldichte, die Abbildungsgröße der Partikel und Geschwindigkeitsgradienten im Analysefeld sowie die Größe der Analysefelder selbst, haben einen unmittelbaren Einfluss auf den Korrelationskoeffizienten und damit auf die Verschiebung der Partikel. Die Partikeldichte limitiert im wesentlichen die maximal erreichbare räumliche Auflösung und sollte im Sinne eines hohen Signal-Rausch-Verhältnisses möglichst hoch sein und mindestens drei Partikelbilder pro Analysefeld liefern, um ein gutes Korrelationsergebnis zu erzielen, (Raffel et al., 2007). Der Durchmesser der Partikelbilder sollte mindestens zwei Pixel betragen um Verschiebungen im Subpixel-Bereich detektieren zu können (Westerweel, 1997) und sog. *Peak-locking* durch zu kleine Partikelbilder zu vermeiden. Die maximal detektierbare Verschiebung (und damit die maximal bestimmbare Geschwindigkeit) ist durch das *Nyquist-Shannon-Abtasttheorem*, im Zusammenhang mit der Verwendung von Fourieralgorithmen, auf eine halbe Kantenlänge der Analysefelder in die jeweilige Raumrichtung beschränkt. Wird die Verschiebung der Partikel in der Messebene (*in-plane*), bezogen auf die Analysefeldgröße zu groß, kann es zu einem Verlust von Partikelpaaren kommen. Einige Partikel im Analysefeld der ersten Aufnahme

haben sich u.U. während Δt über die Analysefeldgrenzen hinaus bewegt und befinden sich folglich nicht mehr im entsprechenden Analysefeld der zweiten Aufnahme. Das Korrelationsmaximum wird dadurch geschwächt und die Bestimmung der tatsächlichen Partikelverschiebung erschwert. Der Verlust an Partikelbildpaaren kann durch sog. *Window-Shifting* reduziert werden. Hierbei wird die Position des zweiten Analysefeldes in Richtung des Verschiebungsvektors der Partikelbewegung verschoben und das Korrelationsmaximum verstärkt, (Westerweel et al., 1997). In der Praxis erfolgt das *Window-Shifting* oft stufenweise in mehreren Korrelationsschritten (*Multiple-Pass-Interrogation*). Dabei wird die Analysefeldgröße zwischen den Korrelationen sukzessive verkleinert und die Verschiebung des zweiten Analysefeldes erfolgt jeweils um den ermittelten Partikelversatz des vorhergehenden Korrelationsergebnisses. Dieser erweiterte Auswertalgorithmus führt zu einer Erhöhung des Verhältnisses der maximal und minimal detektierbaren Partikelverschiebung (*Dynamic Range*) und einer verbesserten Abbildung von örtlichen Gradienten (Hart, 2000). Hohe Verschiebungsgradienten innerhalb eines Analysefeldes sind typisch für Scherströmungen und führen zu einer uneinheitlichen Bewegung der Partikel. Die Korrelation der abgebildeten Partikel wird dadurch negativ beeinflusst, und der Messfehler durch die räumliche Mittelung der Geschwindigkeit über das Analysefeld steigt. Der Fehler kann durch eine zusätzliche Deformation der Analysefelder (*Window-Deformation*) deutlich reduziert werden (Scarano, 2002). Hierbei wird zwischen linearen Ansätzen und Deformationsfunktionen höherer Ordnung unterschieden. Das Analysefeld der zweiten Aufnahme wird mit Hilfe einer entsprechenden Ansatzfunktion, die auf einer Interpolation der Partikelverschiebungen benachbarter Analysefelder basiert, gedreht und verzerrt. In diesem Zusammenhang spricht man auch von einer adaptiven Korrelation höherer Ordnung. Gebiete im Strömungsfeld mit großen Geschwindigkeitsgradienten können auf diese Weise exakter aufgelöst und die Genauigkeit verbessert werden. Die Analysefeldgröße selbst hat keinen direkten Einfluss auf die räumliche Auflösung, da die letztlich bestimmte Verschiebung auf dem Mittelwert individueller Verschiebungen aller Partikelbilder innerhalb des Analysefeldes basiert. Dieser Effekt führt außerdem zu einer räumlichen Tiefpassfilterung, so dass Wellenlängen unterhalb der Analysefeldgröße unterdrückt werden (Willert & Gharib, 1991).

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit werden aufgrund der topologischen Beschaffenheit der untersuchten Strömungsfelder, d.h. mit generell starken Geschwindigkeitsgradienten im Bereich der Scherschicht und großskaligen Ringwirbelstrukturen, durch Anwendung einer adaptiven Kreuzkorrelation mit *Window-Shifting* und *Window-Deformation* ermittelt. Zur Anwendung kam dabei das kommerzielle Softwarepaket *VidPIV* in der Version 4.6XP des Herstellers Intelligent Laser Applications. Die Auswertung beginnt mit einer Standard-Kreuzkorrelation

Bild		Auswertung	
Größe:	$5.4 \times 5.4 D^2$	Analysefelder:	$64 \times 64 \rightarrow 16 \times 16 px^2$
Berechnet:	$5.4 \times 3.0 D^2$	Separation in (x, y) :	50 %
$(x, y)_{min}$:	$(-1.4 D, 0)$	Anz. der Vektoren:	127×127
CMOS-Chip:	$1024 \times 1024 px^2$	räuml. Auflösung:	$\Delta_{x,y} \approx 0.566 mm$
Maßstab M:	$0.0707 mm/px$	Multiple pass interrogation	
f_{Sample} :	1500 Hz	Subpixelschema:	B-spline (3.deg.)
Messzeit:	0.683 s	Deformation:	linear

Tab. 3.1: Bild- und Auswerteparameter der PIV-Messungen

mit relativ großen Analysefeldern ($64 \times 64 px^2$), welche ab dem zweiten Schritt sukzessiv, im Rahmen einer mehrstufigen PIV-Auswertung (*Multiple-Pass-Interrogation*), in vier Schritten bis auf ($16 \times 16 px^2$) verkleinert wird. Um die räumliche Auflösung zu erhöhen, wurde mit einer Separation der Analysefelder von 50% ausgewertet. Hierbei wird die Anzahl der erhaltenen Geschwindigkeitsinformationen in jede Raumrichtung jeweils ungefähr verdoppelt, indem die Auswertung in x und y -Richtung jeweils mit um eine halbe Kantenlänge überlappenden Analysefeldern wiederholt wird. Zwischen jeder Kreuzkorrelation werden mit verschiedenen Filtermethoden (*Window-* und *Local-Median-Filter* siehe Raffel et al. (2007)) einzelne Fehlvektoren identifiziert und durch eine Interpolation oder erneute Auswertung mit vergrößertem Analysefeld ersetzt. Für die Deformation der Analysefelder wurde eine lineare Ansatzfunktion gewählt, wobei die Interpolation im Subpixelbereich über eine *B-Spline* Funktion dritten Grades erfolgt. Die aufgeführten Mess- und Auswerteparameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

3.3 Messaufbau

Abbildung 3.5 zeigt eine schematische Darstellung der Messkette, die für alle durchgeführten Untersuchungen verwendet wurde. Sie kann in zwei Subsysteme, das zuvor beschriebene TR-PIV-System zur zeitaufgelösten Erfassung des Geschwindigkeitsfeldes und den Ringwirbelgenerator zur Erzeugung der Ringwirbel, aufgeteilt werden. Ein Messrechner bildet die zentrale Schnittstelle zwischen der Steuerplatine des Schrittmotors (*Nanotec SMCI35*), der Synchronisiereinheit des TR-PIV-Systems und der Datenerfassung.

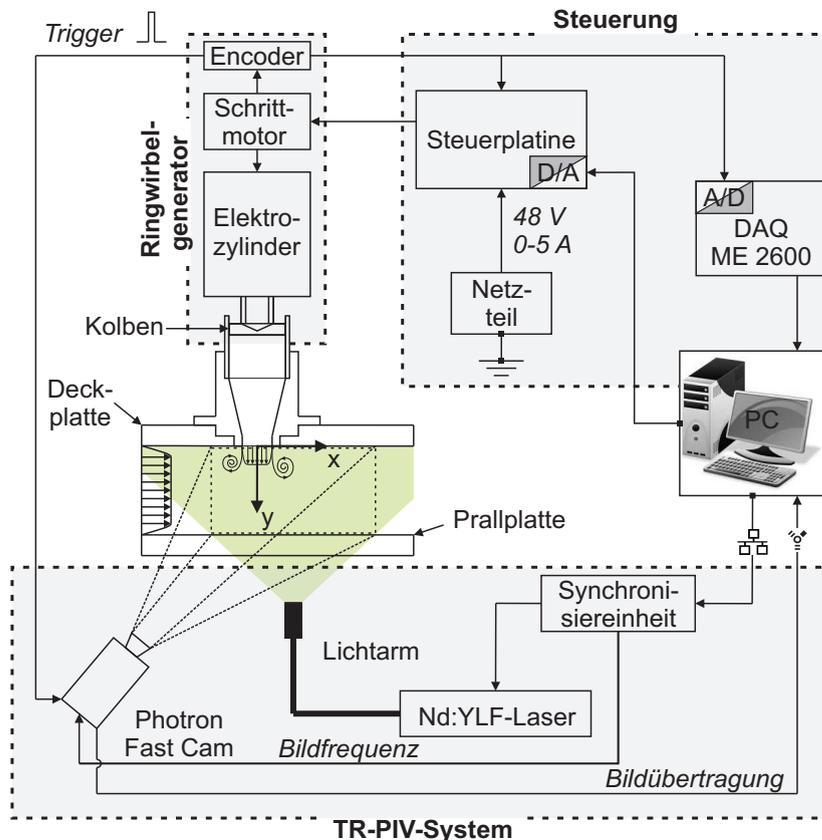


Abb. 3.5: Messaufbau am Wasserkanal

Zur Generierung der Ringwirbel wird mit Hilfe der Software (*NanoPRO*) von *Nanotec* die Kolbenhublänge, die maximale Kolbengeschwindigkeit und das zeitliche Fahrprofil der Kolbenbewegung vorgegeben. Die Kolbenhublänge L_K ergibt sich dabei aus der Schrittzahl n , dem Schrittwinkel des Schrittmotors ($1.8^\circ/\text{Schritt}$) und der Steigung der Spindel des Elektrozyinders ($12.7 \text{ mm}/360^\circ$). Die maximale Kolbengeschwindigkeit \hat{u}_{Kolben} wird über die gewählte Schrittfrequenz des Schrittmotors f_{SM} festgelegt. Die Beschleunigung und die Verzögerung des Kolbens erfolgen durch Vorgabe einer linearen Rampenfunktion, welche für alle untersuchten Fälle identisch ist.

Das für die Ringwirbelformierung maßgebliche Hubverhältnis wird über die fiktive Länge L der aus der Düsenmündung ausgestoßenen Fluidsäule und dem Düsenaustrittsdurchmesser D bestimmt und ergibt sich unter Verwendung des Kontraktionsverhältnisses der Düse $A_{\text{Kolben}}/A = 4$ aus Gleichung 3.3.

$$\frac{L}{D} = \frac{\frac{A_{\text{Kolben}}}{A} \cdot L_K}{D} = \frac{4 \cdot L_K}{D} \quad (3.3)$$

Daneben gilt für die querschnittsgemittelte Geschwindigkeit am Düsenaustritt u_K und der Kolbengeschwindigkeit u_{Kolben} der Zusammenhang

$$u_K = \frac{A_{Kolben}}{A} \cdot u_{Kolben} = 4 \cdot u_{Kolben} \quad (3.4)$$

Da die Größen L und u_K für die in dieser Arbeit untersuchten Ringwirbel charakteristische Formierungsparameter darstellen, werden diese fortan und sinngemäß als Hublänge und Kolbengeschwindigkeit bezeichnet.

Das vom Encoder ausgegebene analoge Rechtecksignal wird einerseits zur Kontrolle der Kolbenbewegung auf der Steuerplatine verarbeitet und mit Hilfe der Bediensoftware auf Schrittfehler überprüft. Andererseits wird das Signal von der Messkarte (Meilhaus MH2600) aufgezeichnet, digitalisiert und als Datensatz abgespeichert. Die erste Flanke des analogen Signals und damit die Initialisierung der Kolbenfahrt wird gleichzeitig als *Trigger* für die Auslösung der PIV-Messung verwendet. Diese wird von der Synchronisiereinheit nach dem in Abbildung 3.4 dargestellten Schema mit den in Tabelle 3.1 angegebenen Bildparametern koordiniert.

3.4 Charakterisierung des Ringwirbelgenerators

3.4.1 Einzelhübe

In Abbildung 3.6(a) ist die Versuchskonfiguration zur Erzeugung einzelner Ringwirbel schematisch verdeutlicht. Der zeitliche Verlauf der Kolbengeschwindigkeit wird auf Basis des vom Encoder ausgegebenen Rechtecksignals (Abbildung 3.6(b)) mittels einer einfachen Weg-pro-Zeit-Betrachtung berechnet. Der im Drehgeber

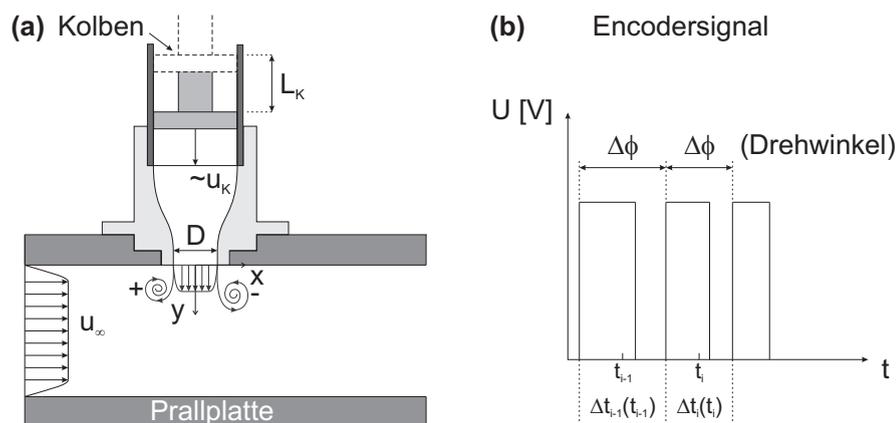


Abb. 3.6: (a): Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Generierung einzelner Ringwirbel, (b): Analoges Rechtecksignal des Encoders

verbaute Fototransistor erzeugt durch die Rotation der starr mit der Schrittmotorwelle verbundenen Lochscheibe pro Umdrehung 1000 Impulse. Der Drehwinkel des Encoders zwischen zwei steigenden oder fallenden Flanken des Signals entspricht somit $\Delta\phi = 2\pi/1000$. Mit Hilfe der Steigung der Spindel des Elektrozyinders ($12.7 \text{ mm}/360^\circ$), dem Zeitintervall zwischen den Flanken $\Delta t_i(t_i)$ und unter Berücksichtigung von Gleichung 3.4, lässt sich über Gleichung 3.5 das zeitabhängige Kolbenfahrprofil ermitteln.

$$u_K(t) = 4 \cdot \frac{12.7 \text{ mm}}{360^\circ} \cdot \frac{\Delta\phi}{\Delta t(t)} \quad (3.5)$$

Abbildung 3.7(a) zeigt ein auf diese Weise rekonstruiertes Kolbenfahrprofil. Die dargestellten Messdaten wurden durch ein gleitendes Mittel über jeweils 100 Samples geglättet. Grundsätzlich können die Fahrprofile in Beschleunigungsphase t_a , Verzögerungsphase t_d und in einen Zeitraum t_c unterteilt werden, innerhalb dessen sich der Kolben mit der vorgegebenen Maximalgeschwindigkeit \hat{u}_K gleichförmig bewegt. Die Geschwindigkeit \bar{u}_K entspricht der über die Kolbenfahrdauer $\tau = t_a + t_c + t_d$ gemittelten Kolbengeschwindigkeit, die über Gleichung 3.6 in Zusammenhang zur Hublänge L gebracht werden kann.

$$\bar{u}_K = \frac{1}{\tau} \cdot \int_0^\tau u_K(t) dt = \frac{L}{\tau} \quad (3.6)$$

Zudem entspricht \bar{u}_K der zeit- und querschnittsgemittelten Geschwindigkeit während der Ringwirbelformierung am Düsenaustritt und ist damit maßgeblich für das in dieser Arbeit verwendete Geschwindigkeitsverhältnis VR nach Gleichung

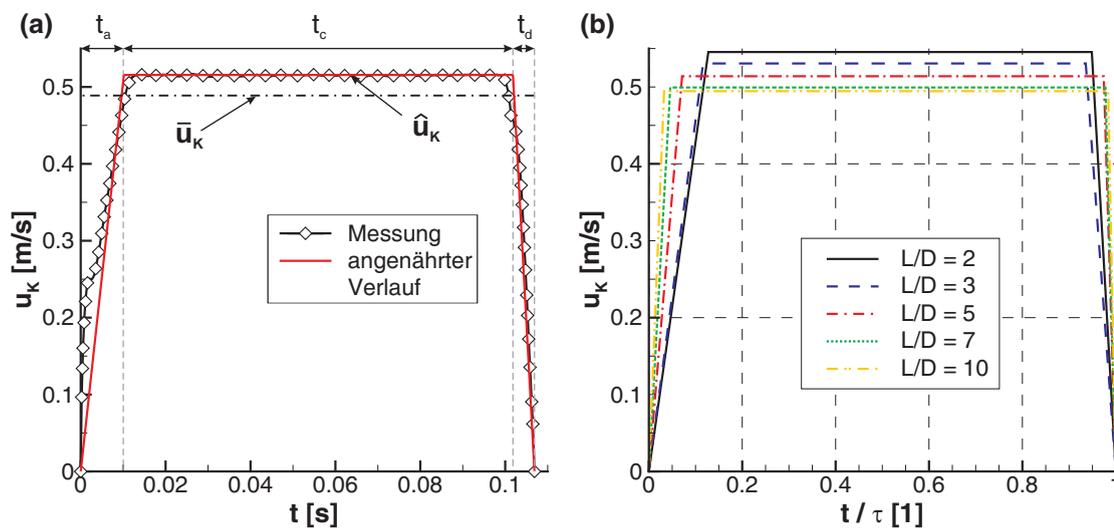


Abb. 3.7: (a): Zeitlicher Verlauf der Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$ und seine charakteristischen Parameter (b): Generische Kolbenfahrprofile für verschiedene Hubverhältnisse L/D mit $\bar{u}_K = 0.486$

3.7. u_∞ entspricht dabei der Querströmungsgeschwindigkeit am Grenzschicht-
rand.

$$VR = \frac{\bar{u}_K}{u_\infty} \quad (3.7)$$

Die Profile können durch einen generischen, trapezförmigen Verlauf angenähert werden, welcher durch die Parameter t_a , t_c , t_d und \hat{u}_K vollständig beschrieben ist. In Abbildung 3.7(b) ist der Einfluss des Hubverhältnisses L/D auf die Ausprägung der generischen Profile bei konstantem \bar{u}_K dargestellt. Eine Normierung der Kolbenfahrzeit t auf die Kolbenfahrdauer τ macht deutlich, dass die Anteile der Beschleunigungs- und Verzögerungsphasen an der gesamten Kolbenfahrdauer mit steigender Hublänge abnimmt. Folglich müssen bei kleineren Hublängen größere Maximalgeschwindigkeiten \hat{u}_K erreicht werden, um im zeitlichen Mittel ein gleiches \bar{u}_K und damit ein konstantes VR zu gewährleisten.

3.4.2 Mehrfachhübe

Abbildung 3.8(a) zeigt eine schematische Darstellung der periodischen Ringwirbelerzeugung durch Mehrfachhübe des Ringwirbelgenerators. Der zeitliche Verlauf der Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$ ist in Abbildung 3.8(b) ebenfalls dargestellt, wobei die Fahrdauer des Kolbens wie zuvor mit τ und die Periodendauer der mit der Frequenz f ausgestoßenen Ringwirbel mit $T = 1/f$ bezeichnet ist. Das Geschwindigkeitsverhältnis wird analog zu den Einzelhüben mit Hilfe von Gleichung 3.7 bestimmt. Betrachtet man den während einer Periode vom Kolben über die Querschnittsfläche der Düsenmündung $A = \pi D^2/4$ ausgestoßenen Massen-

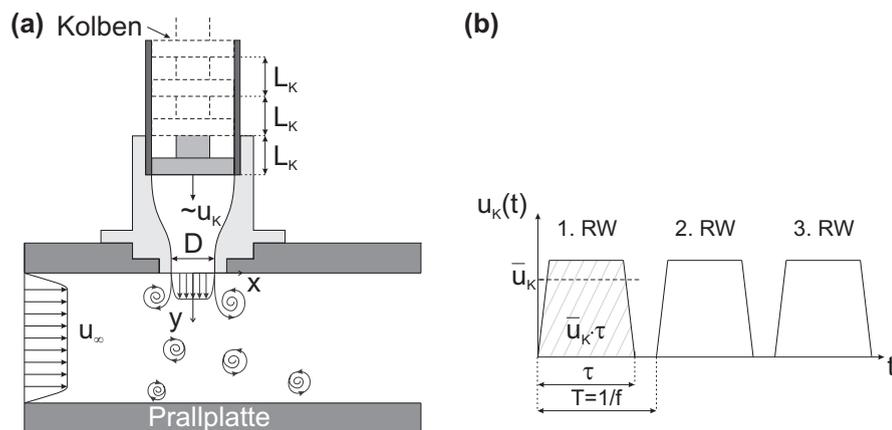


Abb. 3.8: (a): Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur periodischen Ringwirbelerzeugung (b): Generisches Kolbenfahrprofil bei Mehrfachhüben

strom \dot{m}_T , der im Kolbenfahrprofil in Abbildung 3.8 als grau schraffierte Fläche hervorgehoben ist, ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\dot{m}_T = \frac{\rho}{T} \cdot \frac{\pi D^2}{4} \cdot \int_0^\tau u_K(t) dt \quad (3.8)$$

Das Einsetzen von Gleichung 3.6 in Gleichung 3.8 ergibt für den auf die Periodendauer bezogenen Massenstrom \dot{m}_T :

$$\dot{m}_T = \frac{\rho}{T} \cdot \frac{\pi D^2}{4} \cdot \underbrace{\int_0^\tau u_K(t) dt}_{=\bar{u}_K \cdot \tau} = \frac{\tau}{T} \cdot \frac{\rho \pi D^2}{4} \cdot \bar{u}_K \quad (3.9)$$

Der *Duty Cycle* bezeichnet den Anteil der Fahrdauer des Kolbens an einer Periodendauer und wird mit $DC = \tau/T$ abgekürzt. Da die Untersuchungen jeweils bei konstantem $VR = \bar{u}_K/u_\infty$ durchgeführt wurden und sich damit \bar{u}_K innerhalb einer Messreihe nicht ändert, kann an dieser Stelle bereits festgehalten werden, dass der *Duty Cycle* direkt proportional zu dem im Laufe einer Periode ausgestoßenen Massenstrom ist. Es gilt also

$$\dot{m}_T = DC \cdot \underbrace{\frac{\rho \pi D^2}{4} \cdot \bar{u}_K}_{=const.} \quad (3.10)$$

Diese Aussage ist in sofern als relevant zu erachten, als dass der im Rahmen eines Kühlkonzepts zur Verfügung stehende Massenstrom als die Kostenposition im Sinne einer Kosten-Nutzen-Rechnung eines Gesamtsystems zu betrachten ist. Darüber hinaus ist es zweckmäßig, die dimensionslose Form der Pulsationsfrequenz unter Zuhilfenahme der für die Wirbelformierung charakteristischen Größen \bar{u}_K und D , in Form der Strouhalzahl $Sr_D = f \cdot D / \bar{u}_K$ zu verwenden. Zwischen den drei Anregeparametern Sr_D , DC und L/D besteht der durch Gleichung 3.11 beschriebene einfache Zusammenhang:

$$DC = \frac{\tau}{T} \stackrel{T=1/f}{=} \tau \cdot f \stackrel{f=Sr_D \cdot \bar{u}_K/D}{=} \tau \cdot \frac{Sr_D \cdot \bar{u}_K}{D} \stackrel{\bar{u}_K \cdot \tau=L}{=} = Sr_D \cdot \frac{L}{D} \quad (3.11)$$

Es wird deutlich, dass bei gleichem Massenstromeinsatz, also bei konstantem *Duty Cycle*, mit hohen Frequenzen bei niedrigen Hubverhältnissen oder umgekehrt gearbeitet werden kann.

Anschaulich lassen sich die Auswirkungen der einzelnen Anregeparameter auf das Strömungsfeld der Ringwirbel wie folgt beschreiben:

- Sr_D : Die Frequenz, mit der die Ringwirbel generiert werden, bestimmt vor allem den räumlichen Abstand der aufeinander folgenden Kopfwirbel. Sie

beeinflusst daher in starkem Maße die Intensität der Wechselwirkung der Wirbelsegmente untereinander.

- L/D : Das Hubverhältnis bestimmt, ob die Ringwirbelformierung mit oder ohne Ausprägung eines Nachlaufs abläuft. Es hat daher sowohl Einfluss auf die Stärke der Wirbel als auch auf die Beschaffenheit des Strömungsfeldes.
- DC : Neben der in Gleichung 3.10 angegebenen Proportionalität zum Massenstrom kann der *Duty Cycle* als inverses Maß für den Abstand zwischen einem vorausseilenden und einem folgenden Wirbel betrachtet werden. Im Unterschied zur Frequenz ist hier allerdings bei Wirbeln mit Nachlauf, welcher sich unabhängig vom gewählten *Duty Cycle* ausprägen kann, der Abstand zwischen dem Ende des Nachlaufs und dem darauf folgenden Kopfwirbel gemeint.

Aus diesem Grund ist es schwierig, die Beschaffenheit des Strömungsfeldes eindeutig auf den Einfluss des *Duty Cycles* zurückzuführen. Beobachtete Trends können daher meist der Wirkung einer Variation des Hubverhältnisses oder der Frequenz zugeordnet werden. Für die Beurteilung der potenziellen Kühleffizienz, die mit Hilfe eines Parametersatzes erzielt werden kann, ist der *Duty Cycle* wegen des Zusammenhangs $DC \sim \dot{m}_T$ allerdings von entscheidender Bedeutung, da er in der hier zu Grunde gelegten Versuchskonfiguration den vom Ringwirbelgenerator emittierten Massenstrom vorgibt.

3.5 Charakterisierung der Querströmung

Die den Ringwirbeln überlagerte Querströmung wurde im Wasserkanal als laminaire, zweidimensionale Kanalströmung zwischen Deck- und Prallplatte realisiert. Die Strömungsgeschwindigkeit u_∞ wurde über die Drehzahl der Antriebspumpe des Wasserkanals stets konstant im Bereich von 0.12 m/s gehalten. Unterschiedliche Geschwindigkeitsverhältnisse wurden über eine Variation der Kolbengeschwindigkeit bzw. der Schrittmotorleistung erzeugt und im Rahmen der Leistungsgrenzen des Systems ausgeschöpft. Im Vorfeld einer jeden aufgenommenen Messreihe wurde die ungestörte Querströmung vermessen. Aus den Daten wurde jeweils im Rahmen der Auswertung der exakte Wert von u_∞ mit Hilfe des in Abbildung 3.9 exemplarisch dargestellten, zeitgemittelten Geschwindigkeitsprofils stromauf des Düsenaustritts, an der Stelle $x/D = -1$ bestimmt. Es zeigt sich der Charakter einer laminaren Einlaufströmung zwischen oberer und unterer Platte mit ausgeprägtem Potentialkern, dessen Geschwindigkeit, in diesem Fall $u_\infty = 0.121 \text{ m/s}$, den für das Geschwindigkeitsverhältnis maßgeblichen Betrag der

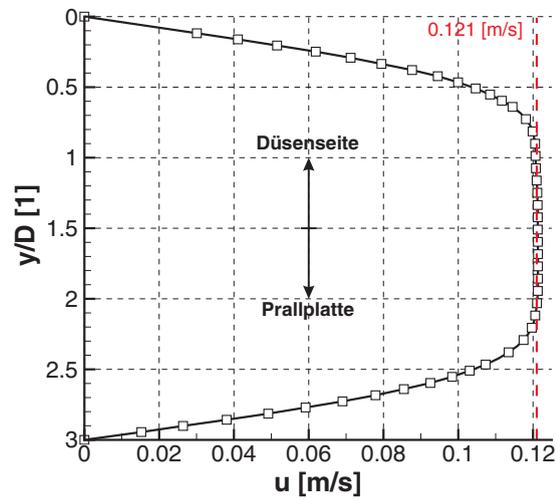
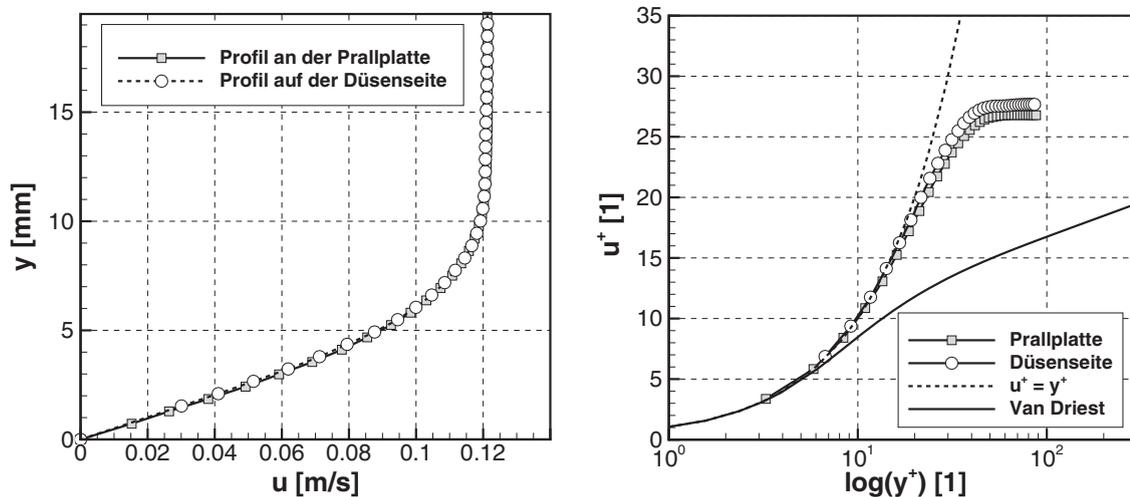


Abb. 3.9: Geschwindigkeitsprofil der ungestörten Querströmung an der Stelle $x/D = -1$

Querströmungsgeschwindigkeit darstellt. Der Turbulenzgrad der als zweidimensional angenommenen Querströmung wurde über die Beziehung 3.12 auf der Mittellinie des Kanals ($y/D = 1.5$) auf Basis von 1024 PIV-Samples ermittelt und beträgt $Tu \approx 1.3 \%$.

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})}}{u_\infty} \quad (3.12)$$



(a) Dimensionsbehaftete Profile

(b) Dimensionslose Profile

Abb. 3.10: Geschwindigkeitsprofile an (oberer) Deck- und (unterer) Prallplatte an der Stelle $x/D = -1$

In Abbildung 3.10(a) sind die Grenzschichtprofile auf der (oberen) Düsenseite und auf der (unteren) Seite der Prallplatte jeweils in dimensionsbehafteter Form separat voneinander als Funktion des jeweiligen Wandabstands dargestellt. Die beiden Profile erscheinen fast deckungsgleich und unterstreichen dadurch die Symmetrie der Strömung gegenüber der Kanalmitte. In Abbildung 3.10(b) sind die Grenzschichtprofile dimensionslos dargestellt. Die lokale Wandschubspannung τ_w an Ober- und Unterseite wurde dabei durch Extrapolation des linearen Verlaufs der Profile in Wandnähe bestimmt. Somit lässt sich für jeden Messpunkt die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ und der dimensionslose Wandabstand y^+ bestimmen. Die Verläufe zeigen im wandnächsten Bereich ($y^+ \leq 15$) eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Gesetz der zähen Unterschicht und für $y^+ \geq 10$ eine zunehmende Abweichung vom van Driest'schen Wandgesetz und verdeutlichen den laminaren Charakter des Grenzschichtprofils. Diese Annahme kann durch den Formfaktor $H_{12} = 2.41 \dots 2.44$ bestätigt werden, der für laminare Plattengrenzschichtprofile nach Schlichting & Gersten (2006) im Bereich von $H_{12} = 2.59$ liegt. Die resultierenden Grenzschichtparameter sind abschließend in Tab.3.5 zusammengefasst.

Parameter	Variable	Wert	Einheit	Seite
Plattenlauflänge	$l_{(x/D=-1)}$	572	mm	-
Reynoldszahl	$Re_l = \frac{u_\infty \cdot l}{\nu}$	69000	1	-
Turbulenzgrad	Tu	1.3	%	-
Grenzschichtdicke	δ_{99}	10.4	mm	Düse
		10.6	mm	Prallplatte
Formparameter	H_{12}	2.41	1	Düse
		2.44	1	Prallplatte

Tab. 3.2: Charakteristische Querströmungsparameter an der Stelle $x/D = -1$ für $u_\infty = 0.121$ m/s

4 Methoden und Auswertegrößen

Wie aus den vorangegangenen Kapiteln hervorgeht, bilden zeitaufgelöste, zweidimensionale Geschwindigkeitsfelddaten, die aus PIV-Messungen gewonnen wurden, die Grundlage für die Auswertung und Analyse der vorliegenden Untersuchungen. In diesem Kapitel sind die relevanten Auswertegrößen sowie die eingesetzten Analysemethoden beschrieben. Insbesondere wird auf die im Folgenden auch als *Wirbeltracking* bezeichnete Methodik eingegangen, mit deren Hilfe aus den Geschwindigkeitsinformationen die charakteristischen Parameter der sich in der Messebene abzeichnenden Ringwirbelquerschnitte gewonnen werden. Dies sind im Wesentlichen die zeitabhängigen, räumlichen Positionen der Ringwirbelkerne, aus denen sich deren Trajektorien und Konvektionsgeschwindigkeiten ableiten lassen, sowie die Zirkulation der einzelnen Ringwirbelsegmente, welche als Maß ihrer Intensität angesehen werden kann. Abgesehen davon wird die Vorgehensweise zur Quantifizierung der von den Ringwirbeln ausgeübten und abgeschätzten Kühlwirkung an der Prallplattenoberfläche erläutert.

4.1 Detektion der Wirbelkernpositionen

Zur Detektion der Wirbelkernpositionen wird in der vorliegenden Arbeit das sogenannte Δ -Kriterium verwendet. Es basiert auf einer Eigenwertanalyse des Geschwindigkeitsgradiententensors $\underline{\underline{G}}$ und eignet sich nach Vollmers (2001) besonders gut, um Wirbelstrukturen auf Basis von zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektorfeldern zu identifizieren. Im zweidimensionalen Fall steht $\underline{\underline{G}}$ nach Gleichung 4.1 in direktem Zusammenhang mit dem Geschwindigkeitsfeld.

$$d\underline{c} = \begin{bmatrix} du \\ dv \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy \\ \frac{\partial v}{\partial x} dx + \frac{\partial v}{\partial y} dy \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} dx \\ dy \end{bmatrix} = \underline{\underline{G}} \cdot d\underline{x} \quad (4.1)$$

Diese Gleichung ist als autonomes Differentialgleichungssystem anzusehen, dessen Koeffizientenmatrix der Geschwindigkeitsgradiententensor ist. Zur Lösung des Gleichungssystems wird das charakteristische Polynom von $\underline{\underline{G}}$ nach Gleichung 4.2 betrachtet.

$$P_{\underline{\underline{G}}}(\lambda) = \lambda^2 - \lambda \text{Spur}(\underline{\underline{G}}) + \text{Det}(\underline{\underline{G}}) \quad (4.2)$$

Die Nullstellen des charakteristischen Polynoms sind die Eigenwerte des Geschwindigkeitsgradiententensors nach Gleichung 4.3.

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left(\text{Spur}(\underline{\underline{G}}) \pm \sqrt{(\text{Spur}(\underline{\underline{G}}))^2 - 4 \text{Det}(\underline{\underline{G}})} \right) \quad (4.3)$$

Der Term unter der Wurzel in Gleichung 4.3 ist die Diskriminante des charakteristischen Polynoms, die auch mit Δ bezeichnet wird und sich nach Gleichung 4.4 aus den partiellen Ableitungen der Geschwindigkeitskomponenten zu einem skalaren Wert ergibt. Ist dieser negativ ($\Delta < 0$), ergeben sich komplex-konjugierte Eigenwerte ($\lambda_{cr} \pm i\lambda_{ci}$), welche das lokale Stromlinienmuster um den betrachteten Punkt charakterisieren (Mielke, 1999).

$$\begin{aligned} \Delta &= (\text{Spur}(\underline{\underline{G}}))^2 - 4 \text{Det}(\underline{\underline{G}}) \\ &= \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 - 4 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ &= \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Der mathematisch oszillierende Charakter der komplexen Lösung spiegelt sich im Strömungsfeld durch kreis- bzw. spiralförmige Stromlinien wider. In Abbildung 4.1 sind mögliche Stromlinienbilder als Lösungen von Gleichung 4.1 in Abhängigkeit von den Größen $\text{Spur}(\underline{\underline{G}})$ und $\text{Det}(\underline{\underline{G}})$ nach Gleichung 4.4 dargestellt. Für die Lösungen oberhalb der Parabel, auf der $\Delta = 0$ gilt, ist die Bedingung $\Delta < 0$ erfüllt, und die wirbelähnlichen Strukturen im Strömungsfeld werden ver-

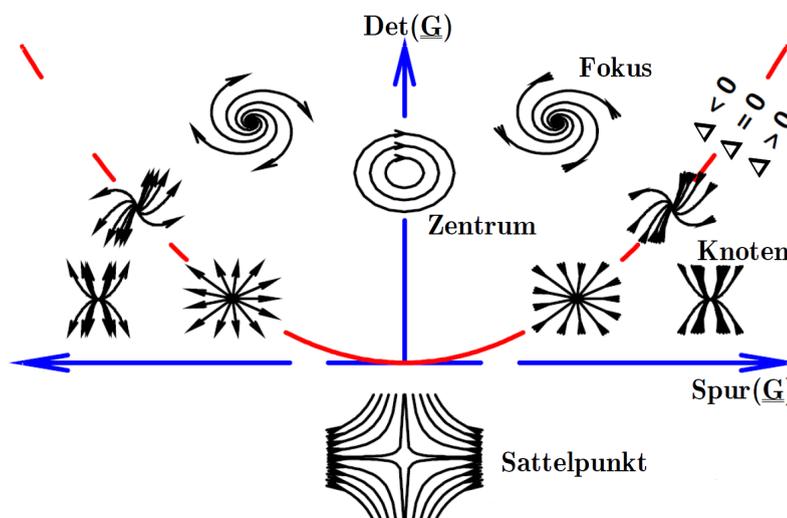


Abb. 4.1: Stromlinienbilder als Lösung von Gleichung 4.3 (nach Vorlage von Vollmers (2001))

deutlicht. Im Fall einer reinen Scherung liegen keine komplexen Eigenwerte vor, (Adrian et al., 2000). Das Δ -Kriterium vermag also im Gegensatz zur Wirbelstärke zwischen Wirbeln und Scherschichten zu unterscheiden und ist daher besser für die Wirbeldetektion geeignet. Nach Zhou et al. (1999) kann die Drallstärke eines Wirbels durch den Betrag des Imaginärteils des komplexen Eigenwertpaares $\lambda_{ci} = \sqrt{-\Delta}$ quantifiziert werden. Die Wirbelkernpositionen können somit unmittelbar aus dem skalaren Δ -Feld nach Gleichung 4.4, durch das Auffinden von lokalen Minima für jeden ausgewerteten Zeitschritt bestimmt werden. Für die Berechnung der Geschwindigkeitsgradienten im Strömungsfeld wurde das von Raffel et al. (2007) für PIV-Messdaten empfohlene *Least-Squares*-Differenzierungsschema zweiter Fehlerordnung nach Gleichung 4.5 verwendet.

$$\left. \frac{df}{dx} \right|_i = \frac{2f_{i+2} + f_{i+1} - f_{i-1} - 2f_{i-2}}{10\Delta x} \quad (4.5)$$

Durch eine stärkere Gewichtung der äußeren Nachbarpunkte hat das *Least-Squares*-Schema die Eigenschaft, die zu approximierenden Differenzialquotienten zu glätten. Es eignet sich daher besonders für Daten die durch *oversampling*, also durch das Überlappen der Analysefelder, feiner aufgelöst wurden. Somit sind benachbarte Datenpunkte nicht mehr unabhängig voneinander.

4.2 Bestimmung der Wirbelzirkulation

Die Zirkulation der in dieser Arbeit untersuchten Wirbelstrukturen wird durch einen Vergleich der akquirierten Messdaten mit dem analytischen Modell eines HAMEL-OSEEN-Wirbels (Hamel, 1917) ermittelt. Die mathematische Ansatzfunktion nach Gleichung 4.6 stellt eine exakte Lösung der inkompressiblen, axialsymmetrischen NAVIER-STOKES-Gleichungen dar und verkörpert ein weithin angewandtes und realitätsnahes Modell der Wirbelströmung (Schram et al., 2004).

$$c_\theta(r, t) = \frac{\Gamma_W}{2\pi r} \left[1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right] \quad (4.6)$$

Hierbei ist Γ_W die Zirkulation des Wirbels und der zeitabhängige Ausdruck $4\nu t$ ein viskoser Dämpfungsterm, der für ein Anwachsen des Wirbelkerns mit der Zeit, bei gleichzeitigem Abklingen seiner Intensität verantwortlich ist. Für einen festen Zeitpunkt t kann dieser zweckmäßig in den Parameter $2\sigma^2 = 4\nu t$ überführt werden, welcher als Maß für die räumliche Ausdehnung des Wirbels betrachtet werden kann. Aus dem von Radius und Zeit abhängigen Verlauf

der Tangentialgeschwindigkeit $c_\theta(r, t)$ läßt sich eine gaußförmige Verteilung der Wirbelstärke über der Querschnittsfläche des Wirbels ableiten (Gleichung 4.7).

$$\omega_z(r) = \frac{1}{r} \frac{\partial (rc_\theta)}{\partial r} = \frac{\Gamma_W}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \quad (4.7)$$

Verwendetet man die gebräuchliche Konvention, der zufolge der Kern eines Wirbels als Bereich zunehmender Tangentialgeschwindigkeit mit steigendem Radius aufgefasst wird, finden Schram et al. (2004) über eine Extremwertbetrachtung für $c_\theta(r, t)$ den Zusammenhang zwischen dem Wirbelkerndurchmesser D_{Kern} und dem Skalierungsparameter σ nach Gleichung 4.8

$$D_{Kern} \approx 3.17\sigma \quad (4.8)$$

Die radiale Zirkulationsverteilung des HAMEL-OSEEN-Wirbels $\Gamma(r)$ ergibt sich aus dem Linienintegral der Tangentialgeschwindigkeit entlang eines geschlossenen Kreises mit dem Radius r um das Wirbelzentrum nach Gleichung 4.9.

$$\Gamma(r) = \oint_0^{2\pi} c_\theta \cdot r d\theta = 2\pi r \cdot c_\theta = \Gamma_W \left[1 - e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} \right] \quad (4.9)$$

Abbildung 4.2 zeigt die normierten radialen Verläufe der Tangentialgeschwindigkeit, der Wirbelstärke und der Zirkulation, aufgetragen über der Hilfsvariablen r/σ . Die Kurven werden durch die Wirbelzirkulation Γ_W und den Skalierungsparameter σ vollständig beschrieben. Γ_W ist hierbei als asymptotischer Grenzwert aufzufassen, der sich für einen einzelnen HAMEL-OSEEN-Wirbel in einem räumlich

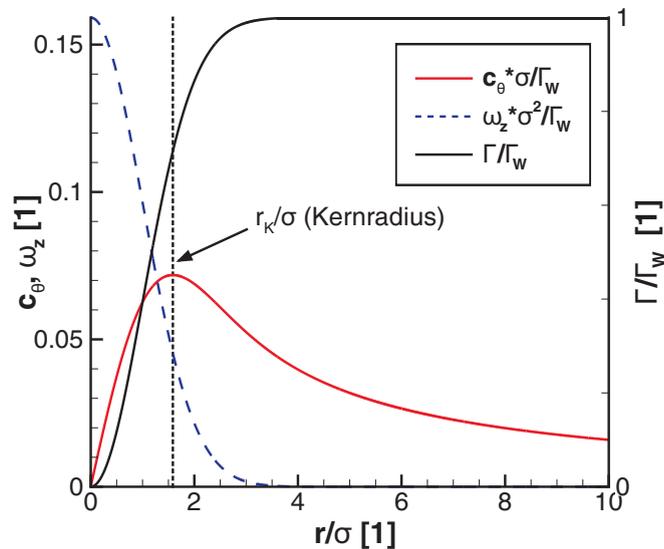


Abb. 4.2: Radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit c_θ , der Wirbelstärke ω_z und der Zirkulation Γ eines HAMEL-OSEEN-Wirbels

unbegrenzten Gebiet ergibt. In der Praxis ergeben sich abhängig vom jeweiligen Strömungsfeld physikalische Begrenzungen, welche die maximal mögliche Größe der Wirbelstrukturen ($r_{max} = D_{max}/2$) limitieren und bei der Bestimmung der charakteristischen Wirbelparameter berücksichtigt werden müssen. In Hinblick auf die vorliegende Konfiguration sind dies in erster Linie die Abstände der Wirbelzentren zu den Berandungen des untersuchten Strömungsfeldes und der Abstand zu weiteren, ebenfalls detektierten Wirbelstrukturen im Rahmen des *Wirbeltrackings*.

Die Bestimmung der Zirkulation der in dieser Arbeit untersuchten Ringwirbelsegmente gestaltet sich folgendermaßen:

1. Ermittlung der Wirbelkernposition (x_{Kern}, y_{Kern}) anhand der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode.
2. Aus den Messdaten wird ausgehend von (x_{Kern}, y_{Kern}) , der radiale Zirkulationsverlauf nach Gleichung 4.9 ermittelt.
3. Der entsprechende Verlauf eines HAMEL-OSEEN-Wirbels nach Gleichung 4.9 wird durch Anpassung der Parameter Γ_W und σ , an die anhand der Messdaten ermittelte Kurve adaptiert.

Der hierfür verwendete *curve-fitting*-Algorithmus basiert auf dem *Least-Squares*-Verfahren und wird zur Unterstützung der Konvergenz mit geeigneten Start- und Maximalwerten versehen. Das Ergebnis liefert unmittelbar die Wirbelzirkulation Γ_W und den Skalierungsparameter σ , bzw. über den Zusammenhang nach Gleichung 4.8 den Wirbelkerndurchmesser D_{Kern} .

Abbildung 4.3 zeigt in Bildteil (c) exemplarisch ein aus den PIV-Messdaten ermitteltes Strömungsfeld in der nächsten Umgebung eines im Rahmen des *Wirbeltrackings* verfolgten Wirbels. Der Koordinatenursprung der auf den Düsenaustrittsdurchmesser D bezogenen Ortskoordinaten liegt hierbei im detektierten Zentrum des Wirbelkerns (x_{Kern}, y_{Kern}) . Seine Größe wurde durch den zuvor beschriebenen Algorithmus ermittelt und ist in Form des dargestellten Kreises verdeutlicht. Farblich hinterlegt ist die mit D multiplizierte Wirbelstärke $\omega \cdot D$, welche im Folgenden und im weiteren Verlauf der Arbeit, vereinfacht als Wirbelstärke bezeichnet wird. Die Bildteile (a) und (d) zeigen jeweils die angedeuteten Profilschnitte durch das Wirbelzentrum in x bzw. y -Richtung. In Bildteil (b) ist der entsprechende auf D bezogene, radiale Zirkulationsverlauf $\Gamma(r)/D$ aufgetragen. Die für diesen Fall adaptierten analytischen Verläufe eines entsprechenden HAMEL-OSEEN-Wirbels sind zum Vergleich auch dargestellt. Grundsätzlich zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und dem Modell. Abweichungen sind vor allem dem isotropen, rotationssymmetrischen Modellansatz

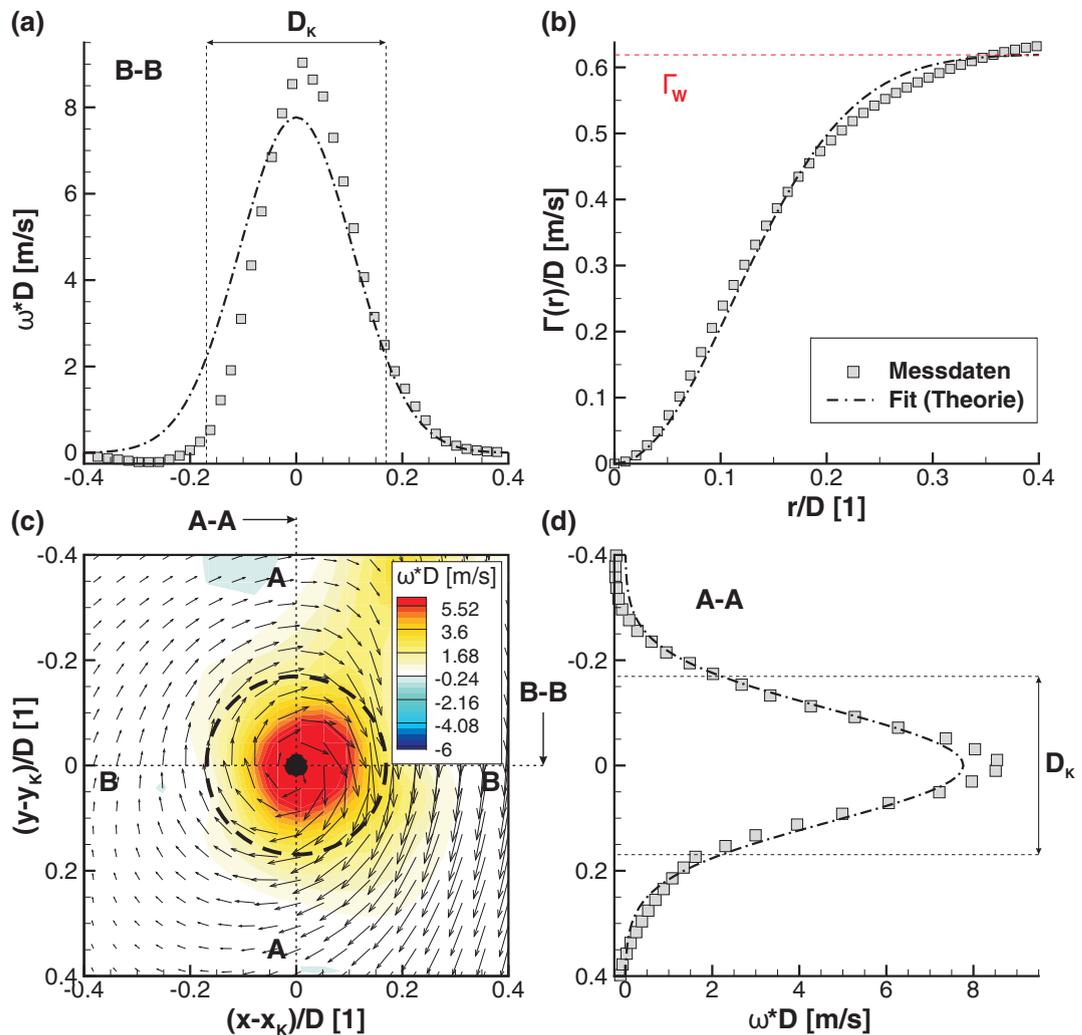


Abb. 4.3: Vergleich zwischen Messdaten (dargestellt in Bildteil (c)) und theoretischem Modell eines HAMEL-OSEEN-Wirbels (a): Wirbelstärkeverteilung entlang des Profilschnitts B-B, (b): radiale Zirkulationsverteilung, (d): Wirbelstärkeverteilung entlang des Profilschnitts A-A

geschuldet. Die Profilschnitte in Abbildung 4.3 (a) und (d) zeigen die Anisotropie der Wirbelstärkekontur aus Abbildung 4.3 (c) auf. Es wird deutlich, dass die Methode bei nicht kreisförmigen Wirbelquerschnitten Ungenauigkeiten mit sich bringt. Folglich kann die Information über die Wirbelkerngröße lediglich als Mittelwert in den betrachteten Raumrichtungen aufgefasst werden und die Integration zur Bestimmung der Zirkulation nach Gleichung 4.9 kann nur im Fall isotroper, kreisförmiger Wirbelkerne exakte Werte liefern. Dissipative Zerfallsprozesse und starke Verformungen der Wirbel, wie sie bspw. im Rahmen der Wechselwirkung mit der Prallplatte auftreten, liefern daher keine verlässlichen Werte für die Wirbelzirkulation.

Die Trajektorien und Zirkulationen der in der vorliegenden Arbeit untersuch-

ten Ringwirbel werden in erster Linie bei verschiedenen Hub -und Geschwindigkeitsverhältnissen qualitativ untereinander verglichen. Die Verwendung der beschriebenen Methoden kann hierfür als zweckmäßig und hinreichend geeignet angesehen werden. Abgeleitete Aussagen aus den Ergebnissen des *Wirbeltrackings* behalten somit aufgrund der Relation der Werte zueinander unabhängig von ihrer absoluten Genauigkeit ihre Gültigkeit.

4.3 Bestimmung der Kühlwirkung an der Prallplatte

Wie bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt wurde, sind Wärmeübergangs- bzw. Temperaturmessungen ausdrücklich kein Bestandteil der Untersuchungen. Daher werden in der vorliegenden Arbeit ausschließlich auf Grundlage des Geschwindigkeitsfeldes in der nächsten Umgebung der Prallplattenoberfläche Rückschlüsse auf die qualitative Wärmeübergangscharakteristik zwischen Fluid und Prallplatte gezogen. Auch hier gilt, dass die untersuchten Fälle untereinander primär qualitativ und auf quantitativer Ebene, relativ zueinander bewertet werden.

Die Abschätzung der potentiellen Kühlung der Platte fußt zum einen auf der Analogie von Impuls- und Wärmetransport innerhalb von Grenzschichten und der damit verbundenen Kopplung des Strömungsfeldes mit dem Wandwärmestrom (Jischa, 1982). Zum anderen basiert sie auf dem Prinzip der Grenzschichterneuerung bzw. der Modifikation des Wärmeübergangs durch das Auftreffen großskaliger Wirbelstrukturen auf die Plattengrenzschicht (Kataoka et al., 1987). Die Kühlwirkung wird dabei anhand der aus den Messdaten abgeleiteten Wirbelstärkeverteilung im wandnächsten Bereich der Platte bestimmt. Sie kann somit auch als Maß für die Intensität der Wechselwirkung zwischen den aufprallenden Wirbeln und der Plattenoberfläche aufgefasst werden. Die Methode stützt sich somit auf die Hypothese, dass zwischen dem Wandwärmestrom und der lokalen wandgebundenen Wirbelstärke eine Korrelation besteht.

Für einen beliebigen Punkt (i, j) im untersuchten Strömungsfeld ergibt sich die Wirbelstärke nach Gleichung 4.10 zu

$$\omega_{i,j} = \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_{i,j} - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{i,j} \quad (4.10)$$

Abbildung 4.4 zeigt das Strömungsfeld und die Kontur der Wirbelstärke in der Nähe der Prallplattenoberfläche. Im Hintergrund ist das diskrete Datengitter durch feine, punktierte Linien angedeutet. Für eine verbesserte Übersicht ist in x -Richtung nur jeder zweite Geschwindigkeitsvektor gezeigt. Zum dargestellten Zeitpunkt befindet sich ein Wirbelsegment eines Ringwirbels in unmittelbarer

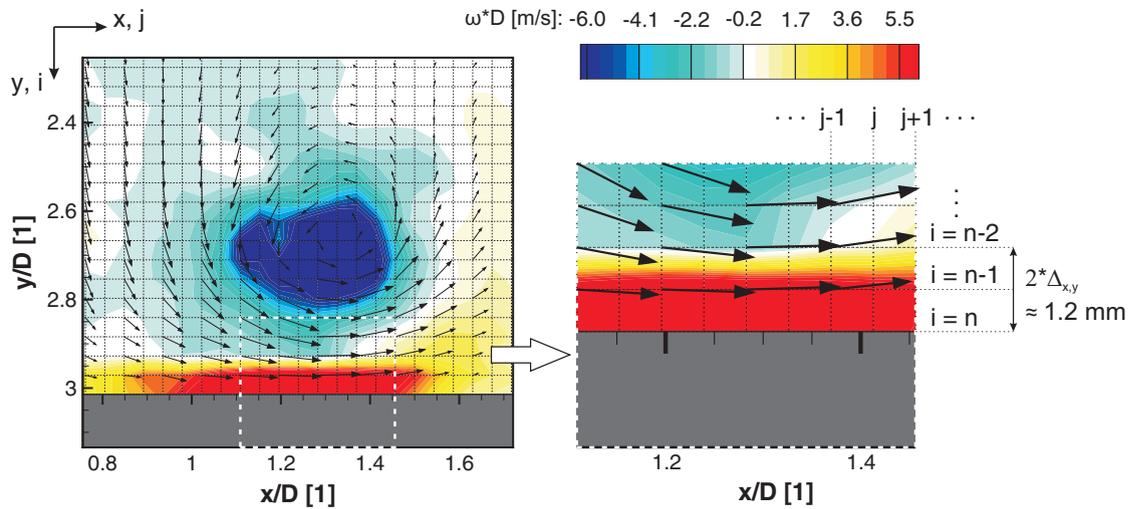


Abb. 4.4: Strömungsfeld während der Wirbel-Prallplatten-Interaktion zur Verdeutlichung der Methode zur Quantifizierung der Kühlwirkung

Nähe der Wand und erneuert die Grenzschicht an der Plattenoberfläche mit einer dem eigenen Vorzeichen entgegengesetzten Wirbelstärke. Für die Abschätzung der Kühlwirkung an einer lokalen x -Position entlang der Platte wird eine Zielgröße definiert, welche den Betrag der Wirbelstärke an den drei wandnächsten Datenpunkten in y -Richtung ($i = n - 2 \dots n$) nach Gleichung 4.11 berücksichtigt (siehe Abbildung 4.4 rechts).

$$|\omega|_{y/D=3}(x) = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=n-2}^n |\omega_{i,j}| \quad (4.11)$$

Die Mittelung der Wirbelstärke über die drei wandnächsten Punkte hat sich als zweckmäßig erwiesen, um das Signal-Rausch-Verhältnis der Wirbelstärke unmittelbar an der Wand zu erhöhen, und entspricht einer Mittelung von $|\omega_{i,j}|$ über eine Strecke von $2 \cdot \Delta_{x,y} \approx 1.2 \text{ mm}$ (vgl. Abbildung 4.4 rechts). Der Wandhaftbedingung wurde hierbei durch Null setzen der Geschwindigkeitskomponenten u und v an der Wand ($i = n$) Rechnung getragen. Die Bestimmung der örtlichen Gradienten in y -Richtung, erfolgt für den wandnächsten Punkt ($i = n$) mit Hilfe von Rückwärtsdifferenzen, für den Punkt ($i = n - 1$) durch zentrale Differenzenquotienten und für den Punkt ($i = n - 2$), sowie für die Ableitungen in x -Richtung, unter Verwendung des in Abschnitt 4.1 beschriebenen *Least-Squares*-Differenzierungsschemas. Der Ausdruck $|\omega|_{y/D=3}$ nach Gleichung 4.11 quantifiziert somit für jeden Zeitpunkt, an einer beliebigen Stelle x entlang der Platte, die an der Oberfläche wirksame Wirbelstärke und wird im weiteren Verlauf als lokale Kühlwirkung bezeichnet. Um die untersuchten Fälle untereinander besser bewerten zu können ist es sinnvoll eine integrale Zielgröße zu definieren, welche

die Intensität der Kühlwirkung bzw. der Wirbel-Prallplatten-Interaktion zu einem festen Zeitpunkt beschreibt. Dazu wird die lokale Größe $|\omega|_{y/D=3}$ nach Gleichung 4.12 zusätzlich über die Länge der Prallplatte in x -Richtung gemittelt.

$$\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x = \frac{1}{m} \cdot \sum_{j=1}^m (|\omega|_{y/D=3})_j \quad (4.12)$$

Hierbei bezeichnet m die Anzahl der Datenpunkte in x -Richtung ($j = 1 \dots m$). Die Größe $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x$ reduziert damit die Intensität der Wechselwirkung zwischen Strömung und Platte auf einen zeitabhängigen Wert und wird daher als Momentanwert der Kühlwirkung aufgefasst.

Die in diesem Abschnitt eingeführten Zielgrößen werden primär in Kapitel 5.2 im Rahmen der Auswertung der Versuche zu periodisch generierten Ringwirbeln in Querströmung mit Prallplatte verwendet, um die Auswirkung der Anregeparameter auf die Intensität der Wechselwirkung zwischen den Wirbeln und der Wand zu untersuchen.

5 Ergebnisse

In Hinblick auf die Optimierung von Prallkühlkonfigurationen versprechen periodisch generierte Ringwirbel Effizienzsteigerungen gegenüber herkömmlichen kontinuierlichen Prallstrahlen. Daher bestand das Ziel der Hauptversuche darin, zu untersuchen, inwiefern die Wirbel in der Lage sind, möglichst viel Wirbelstärke an die zu kühlende Prallplattenoberfläche zu transportieren. Darüber hinaus wurde untersucht welche Dynamiken und Interaktionen die Wirbel innerhalb der Querströmung erfahren. Hierfür spielen bei gegebenem Geschwindigkeitsverhältnis vordergründig die Pulsationsparameter Frequenz, Hubverhältnis und *Duty Cycle* eine wesentliche Rolle. Um ein Optimum zu finden, müssen die Effekte der einzelnen Parameter separat voneinander untersucht und anschließend geeignete Kombinationen ausgewählt werden.

Es besteht hierbei die Notwendigkeit, die grundlegenden strömungsphysikalischen Phänomene von Ringwirbeln zu verstehen die sich durch eine Querströmung bewegen und mit einer Platte interagieren. Daher werden im ersten Abschnitt der Hauptversuche einzelne Ringwirbel, die unter Querströmungseinfluss auf eine Prallplatte treffen, bei unterschiedlichen Randbedingungen untersucht. Die Parameter sind das Geschwindigkeitsverhältnis VR und das Hubverhältnis L/D . Neben der Eigenschaften der Strömungstopologie werden die räumlichen und zeitlichen Entwicklungen der Zirkulationen und der Trajektorien der Wirbelsegmente mit Hilfe der in Kapitel 4 beschriebenen Methode bestimmt. In Anlehnung an die numerischen Studien von Sau & Mahesh (2007, 2008) liegt ein besonderes Augenmerk auf dem strukturellen Übergang der Ringwirbel (mit und ohne Ausbildung eines Nachlaufs) sowie dem damit verbundenem Übergang ihres dynamischen Verhaltens innerhalb der Querströmung. Die von Sau & Mahesh (2008) ermittelten *transition stroke ratios* (L/D_{TSR}), welche diese Bereiche im Parameterraum ($VR, L/D$) voneinander abgrenzen, sollen auf diese Weise experimentell verifiziert werden. Die Untersuchung der einzelnen Ringwirbel kann damit als in sich geschlossen angesehen werden, wobei die wichtigsten Erkenntnisse auf die pulsierende Konfiguration übertragen werden.

5.1 Einzelne Ringwirbel in einer Querströmung mit Prallplatte

Im Rahmen der in diesem Abschnitt untersuchten Versuchsreihen wurde das Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 2.3 \dots 6.2$ und das Hubverhältnis im Bereich von $L/D = 2 \dots 10$ variiert. Die unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnisse wurden dabei durch Variation der zeitgemittelten Kolbengeschwindigkeit \bar{u}_K erreicht. Die einzelnen Messreihen wurden bei festem VR und variablem Hubverhältnis durchgeführt. Im Vorfeld einer jeden Messreihe wurde das ungestörte Geschwindigkeitsfeld der Anströmung vermessen und im Zuge der Auswertung die jeweilige Querströmungsgeschwindigkeit u_∞ bestimmt (vgl. Abschnitt 3.5). Zu jedem Messpunkt ($VR, L/D$) wurde zusätzlich der zeitliche Verlauf der Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$ mit aufgezeichnet, aus der \bar{u}_K durch eine zeitliche Mittelung von $u_K(t)$ über der Fahrzeit des Kolbens τ bestimmt wurde. In Abbildung 5.1 sind die Zusammenhänge der Parameter und die Versuchskonfiguration schematisch verdeutlicht; Abbildung 5.2 zeigt den vermessenen Parameterraum. In Hinblick auf die experimentelle Verifizierung der von Sau & Mahesh (2008) per *DNS* ermittelten L/D_{TSR} ist das Hubverhältnis für drei der insgesamt fünf untersuchten Geschwindigkeitsverhältnisse in bestimmten Bereichen mit einer kleineren Schrittweite von $\Delta_{L/D} = 0.25$ variiert worden, um eine möglichst hochauflösende Bestimmung der L/D_{TSR} zu gewährleisten. Die feiner aufgelösten L/D -Bereiche wurden abhängig vom jeweiligen VR anhand der theoretischen Werte von L/D_{TSR} nach Gleichung 2.11 sinnvoll eingegrenzt.

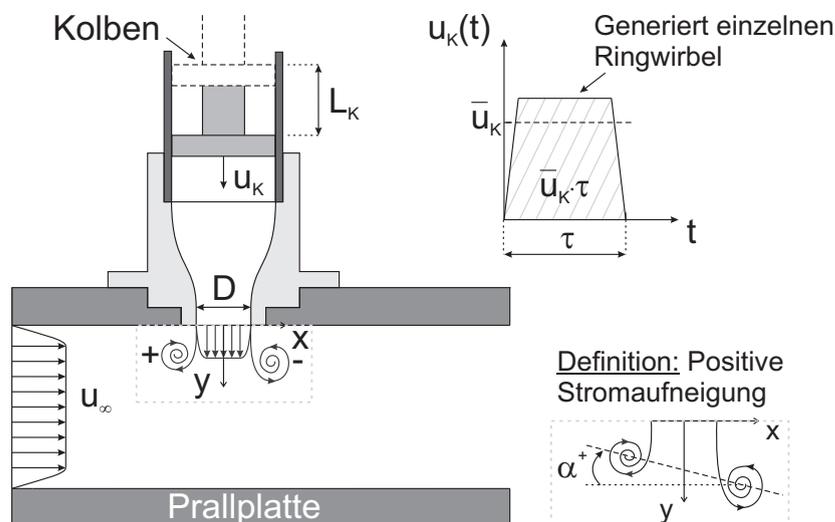


Abb. 5.1: Schematische Skizze des Versuchsaufbaus und des Kolbenfahrprofils zur Generierung einzelner Ringwirbel

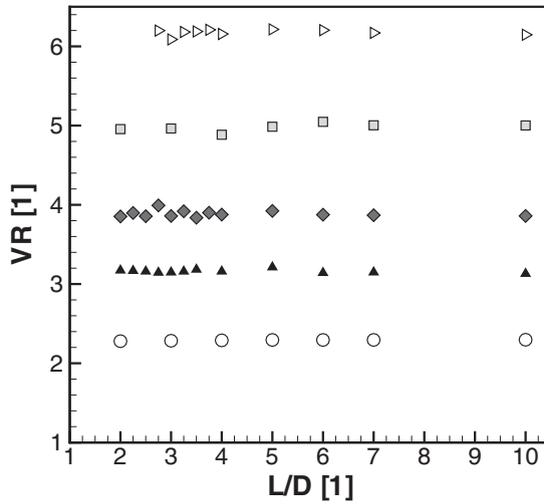


Abb. 5.2: Vermessener Parameterraum einzeln generierter Ringwirbel

VR	u_∞	$\langle \bar{u}_K \rangle$	$\sigma / \langle \bar{u}_K \rangle$	$Re_{\langle \bar{u}_K \rangle}$
[1]	[cm/s]	[cm/s]	[%]	[1]
2.3	11.0	25.2	0.29	3300
3.2	11.7	37.0	0.69	4800
3.9	12.5	48.6	1.06	6300
5.0	12.1	60.4	0.84	7900
6.2	10.8	66.7	0.62	8700

Tab. 5.1: Tabelle der Geschwindigkeitsparameter bei einzeln generierten Ringwirbeln

Da für unterschiedliche L/D verschiedene zeitliche Kolbenfahrprofile verwendet wurden, um konstante zeitgemittelte Werte \bar{u}_K innerhalb einer Messreihe zu erreichen (vgl. Kapitel 3.4), unterliegt \bar{u}_K innerhalb einer Messreihe geringen Schwankungen. In Tabelle 5.1 sind die im Weiteren verwendeten gemittelten Geschwindigkeitsverhältnisse VR und die jeweils dazugehörigen Wertepaare $(u_\infty, \langle \bar{u}_K \rangle)$ aufgeführt. Zusätzlich zeigt die Tabelle die prozentuale Größenordnung der auf den Mittelwert von \bar{u}_K bezogenen Standardabweichung σ nach Gleichung 5.1 sowie die mit dem Durchmesser des Düsenaustrittsquerschnitts D und $\langle \bar{u}_K \rangle$ gebildeten Reynoldszahlen $Re_{\langle \bar{u}_K \rangle}$ aller durchgeführten Messreihen.

$$\sigma = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{u}_K - \langle \bar{u}_K \rangle)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

mit

$$\langle \bar{u}_K \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \bar{u}_K$$

5.1.1 Einfluss des Hubverhältnisses

Strömungstopologie

Topologisch betrachtet ergeben sich abhängig von den Parametern VR und L/D unterschiedlich ausgeprägte Strömungsbilder und Dynamiken der Ringwirbel. Auch die Interaktion der Ringwirbel mit der Prallplatte wird maßgeblich von ihnen beeinflusst. Im Folgenden sollen die Auswirkungen der Parameter auf die Strömungstopologie einzeln untersucht werden. Dafür wird zuerst der Einfluss

des Hubverhältnisses L/D bei einem konstantem Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 3.2$ betrachtet. Abbildung 5.3 zeigt eine zeitliche Sequenz der Strömungsfelder, bei von links kommender Querströmung und verhältnismäßig kleinem ($L/D = 2$; Bildteile (a1)-(a4)) und großem ($L/D = 7$; Bildteile (b1)-(b4)) Hubverhältnis. Hierbei sind in horizontal nebeneinander liegenden Bildteilen jeweils die Strömungsfelder zu denselben Formierungszeitpunkten t^* für beide Hubverhältnisse dargestellt. Neben dem Geschwindigkeitsvektorfeld bei halber räumlicher Auflösung (im Sinne einer verbesserten Übersicht) ist die mit dem Düsendurchmesser multiplizierte lokale Wirbelstärke $\omega \cdot D$ als farbige Kontur hinterlegt. Zur Verdeutlichung bestimmter Phänomene werden in den jeweiligen Bildteilen Pfeile und Markierungen verwendet, welche mit römischen Ziffern fortlaufend nummeriert sind.

Kleines Hubverhältnis $L/D = 2$:

Bildteil (a1) zeigt den Zeitpunkt $t^* = 2.0$, zu dem der Kolben bereits zum Stillstand gekommen und die Generierung des Ringwirbels gerade abgeschlossen ist. Es bildet sich infolgedessen an der Austrittsmündung der Düse ein sogenannter „Stoppwirbel“ (I) aus, welcher dem Drehsinn des erzeugten Wirbels entgegengesetzt rotiert und sich ins Mündungsinnere bewegt. Darüber hinaus ist die Aufrollbewegung der ausgestoßenen Scherschicht, sowie eine leichte (positive) Stromaufneigung des Ringwirbels erkennbar (siehe hierzu Definition des Neigungswinkels α in Abbildung 5.1).

Bildteil (a2) entspricht dem Zeitpunkt $t^* = 4.0$. Es wird deutlich, dass sich sämtliches mit Wirbelstärke behaftete Fluid aus der Düsenmündung in den Ringwirbel eingerollt hat. Zudem ist eine verstärkte Stromaufneigung der Ringwirbelstruktur festzustellen, auf die im späteren Verlauf der Ergebnisse noch näher eingegangen wird.

Bildteil (a3) zeigt den Zeitpunkt $t^* = 6.0$. Die Stromaufneigung des Ringwirbels hat sich weiter verstärkt, während er durch die Querströmung weiter stromab getragen wurde und sich der Prallplatte genähert hat. Die Kontur der Wirbelstärke lässt auf eine abnehmende Intensität der Wirbel schließen, die auf Dissipation der Wirbelstärke zurückzuführen ist.

Bildteil (a4) veranschaulicht das Strömungsfeld zum Zeitpunkt $t^* = 7.4$. Der Ringwirbel ist mittlerweile stark abgeschwächt. Seine Stromaufneigung hat sich weiter verstärkt, wodurch das leeseitige Wirbelsegment bereits die Prallplatte erreicht. In Wandnähe induziert dieses, innerhalb eines lokal beschränkten Bereichs, eine dem Vorzeichen des Wirbels entgegengesetzte wandgebundene Wirbelstärke (VI).

5.1 Einzelne Ringwirbel in einer Querströmung mit Prallplatte

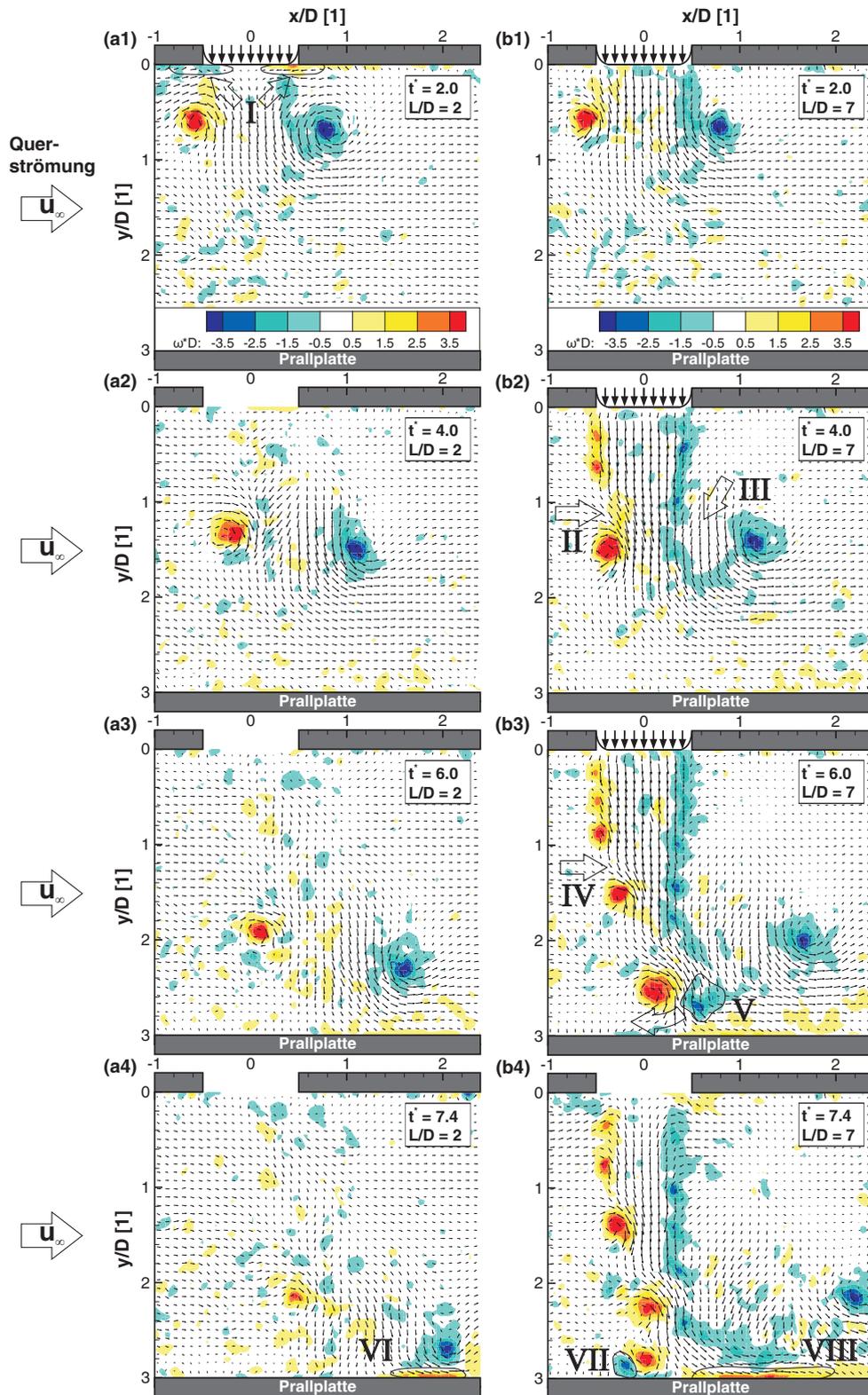


Abb. 5.3: Zeitliche Sequenz der Strömungsfelder (bei halber räumlicher Auflösung) für $VR = 3.2$ und (a1)-(a4): $L/D = 2$, (b1)-(b4): $L/D = 7$

Großes Hubverhältnis $L/D = 7$:

Bildteil (b₁) zeigt das Strömungsfeld zum Zeitpunkt $t^* = 2.0$. Vergleicht man dieses mit dem in Bildteil (a₁) dargestellten Fall $L/D = 2$, fallen bis auf den anhaltenden Fluidausstoß aus der Mündung im Fall des großen Hubverhältnisses topologisch keinerlei Unterschiede auf, da die Formierungszeitpunkte t^* jeweils identisch sind.

Bildteil (b₂) bildet den Zeitpunkt $t^* = 4.0$ ab. Im Gegensatz zum kleinen Hubverhältnis verbleibt hier wirbelbehaftetes Fluid in einem deutlich erkennbaren Nachlauf. Das mit Pfeilen und den römischen Ziffern II und III markierte luv- und leeseitige *entrainment* von Querströmungsfluid führt dazu, dass sich der Kopfwirbel beginnt, stromab zu neigen. Auf der Leeseite kommt es hierdurch zur Abnabelung des Kopfwirbelsegments von der wirbelspeisenden Scherschicht, womit eine stark erhöhte Durchmischung von Jet- und Querströmungsfluid einhergeht. Muppidi & Mahesh (2006) führen diesen Mechanismus auf das resultierende Druckfeld zurück. Während der Druckgradient auf der Luvseite den austretenden Strahl in Richtung der Querströmung umbiegt, wird durch die leeseitige Deformierung des Jets ein Druckgradient etabliert, der Fluid aus der Querströmung in Richtung des Jets stromaufwärts transportiert.

Bildteil (b₃) markiert den Zeitpunkt $t^* = 6.0$. Die topologische Ähnlichkeit zu einem startenden Jet mit überlagerter Querströmung ist deutlich erkennbar, (vgl. Abbildung 2.9(c)). Der durch die natürliche Scherschichtinstabilität des Typs KELVIN-HELMHOLTZ (*KHI*) hervorgerufene Aufrollvorgang von kohärenten Wirbelstrukturen am stromauf gelegenen Teil des Strahls ist klar zu erkennen. Ähnlich den Beobachtungen von Yuan & Street (1998) deformiert sich luvseitig die strahlbegrenzende Mantelfläche und es dringt Querströmungsfluid ins Strahlinnere (IV). Dies führt im Bereich des Nachlaufs zu einer erhöhten Durchmischung von Jet- und Querströmungsfluid. Das luvseitige Kopfwirbelsegment befindet sich nun in unmittelbarer Nähe der Prallplatte, wobei der am leeseitigen Teil der Düsenmündung generierte Nachlauf ein ungestörtes Auftreffen auf die Plattenoberfläche verhindert und sich zwischen Kopfwirbel und Prallplatte schiebt (V). Dies führt in der Folge zu einer abgeschwächten Wechselwirkung zwischen Wirbel und Platte.

Bildteil (b₄) zeigt das Strömungsfeld zum letzten dargestellten Zeitpunkt $t^* = 7.4$. Die Kolbenbewegung ist nun beendet. Das luvseitige Wirbelsegment befindet sich an der Prallplattenoberfläche und verursacht eine lokale Grenzschichtablösung, die den räumlichen Einflussbereich des Wirbels entlang der Plattenoberfläche begrenzt. Hierbei bildet sich ein Sekundärwirbel (VII) aus, welcher aufgrund der induktiven Wirkung des Primärwirbels um diesen herumgelenkt wird. Stromab erreicht lediglich der Nachlauf anstelle des von der Querströmung abgedrängten Kopfwirbelsegments ungehindert die Platte. Dies führt zu einer relativ

großflächigen, aber im Vergleich zu einer reinen Kopfwirbel-Platten-Interaktion abgeschwächten Erneuerung der Grenzschicht (VIII).

Trajektorien und Neigungswinkel

Die Trajektorien der Wirbelkerne folgen unmittelbar aus dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen *Wirbeltracking*. Aus den Wirbelkernpositionen eines jeden Zeitschritts, wird der entsprechende Neigungswinkel zwischen dem luv- und dem leeseitigen Wirbelsegment bestimmt. Abbildung 5.4(a) zeigt bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis $VR = 3.2$ die Trajektorien $(x/D, y/D)$ und Abbildung 5.4(b) die zeitliche Entwicklung des Neigungswinkels α , für die zuvor betrachteten Fälle $L/D = 2$ und $L/D = 7$. Positive Winkel entsprechen einer Stromaufneigung der Ringwirbelachse entgegen der Querströmung (gemäß der Definition in Abbildung 5.1). Die Trajektorien lassen in beiden Fällen die stromab tragende Wirkung der Querströmung auf die Ringwirbelstrukturen deutlich erkennen. Für den Fall $L/D = 2$ erreicht nur der leeseitige Wirbel die Prallplatte, da der Wirbel auf der Luvseite frühzeitig, dissipativ bedingt, zerfällt (vgl. Abbildung 5.3(a4)). Bei einem Hubverhältnis von $L/D = 7$ ist eine erhöhte Aufweitung des Kopfwirbels erkennbar. Das *entrainment* von Querströmungsfluid zwischen Kopfwirbel und Scherschicht auf der Leeseite (vgl. Abbildung 5.3(b2)) sorgt für eine Abnabelung des Leewirbels von der ausgestoßenen Scherschicht und verhindert dadurch ein Auftreffen auf die Platte. Zwischen dem luvseitigen Wirbelsegment und der Prallplatte hingegen findet eine ausgeprägte Interaktion statt. Der Wirbel vollführt kurz nach dem Aufprall in unmittelbarer Plattennähe eine schleifenartige Be-

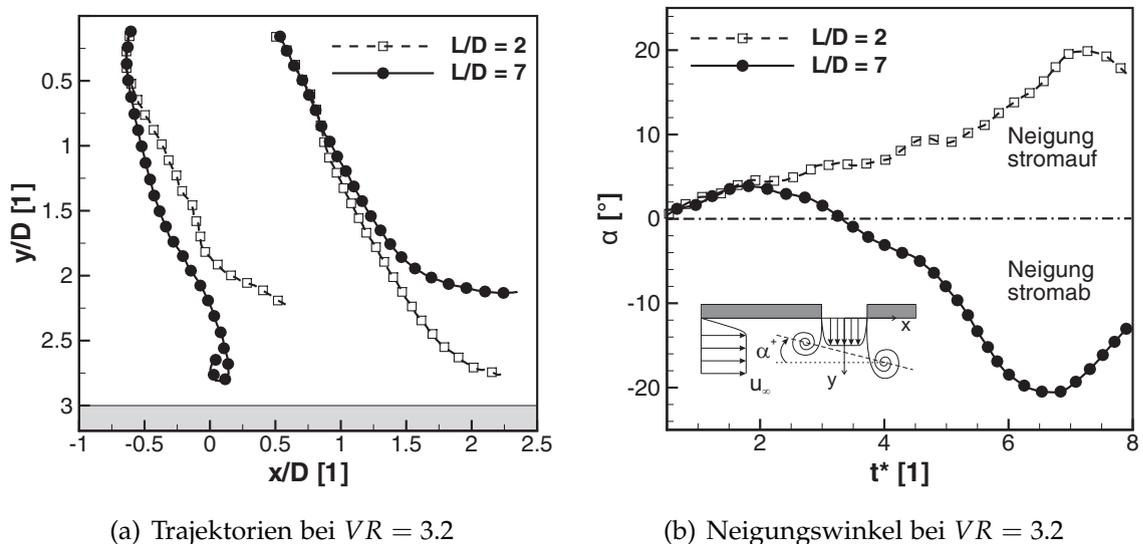


Abb. 5.4: (a): Trajektorien der Wirbelkerne und (b): Neigungswinkel der Ringwirbel als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $VR = 3.2$, $L/D = 2$ und $L/D = 7$

wegung, die prinzipiell dem von Walker et al. (1987) beobachteten *Reboundeffekt* entspricht, dem hier zusätzlich die Querströmung überlagert ist. Die Verläufe des Neigungswinkels in Abbildung 5.4(b) unterstreichen die unterschiedlichen Dynamiken der Ringwirbel bei großem und kleinem Hubverhältnis. Initial neigen sich die Wirbel für beide Hubverhältnisse entgegen der Hauptströmung stromauf. Für $L/D = 7$ markiert die Nachlaufausbildung ab $t^* \approx 2$ den Umschlag zur letztendlichen Stromabneigung des Kopfwirbels für $t^* > 3.25$. In beiden Fällen steigen die Winkel im weiteren Verlauf an, bis das jeweils vorausseilende Wirbelsegment die Prallplatte erreicht. Die Sperrwirkung der Platte setzt im Bereich von $t^* \approx 6 - 7$ ein und verursacht im Anschluss die Trendumkehr zu betragsmäßig sinkenden Neigungswinkeln.

Zirkulation

In Abbildung 5.5 sind die Verläufe der auf den Düsendurchmesser bezogenen Wirbelzirkulationen Γ/D der zuvor betrachteten Fälle $L/D = 2$ und $L/D = 7$ über der Formierungszeit t^* aufgetragen. Luv- und leeseitig ergeben sich entsprechend des Vorzeichens der jeweils eingerollten Wirbelstärke der vom Kolben ausgestoßenen Scherschicht, positive bzw. negative Werte für Γ . Die grau und punktiert dargestellten vertikalen Linien markieren die entsprechenden dimensionslosen Formierungszeitpunkte, aus denen sich die Sequenz in Abbildung 5.3 zusammensetzt. Für das kleine Hubverhältnis $L/D = 2$ steigt die Zirkulation luv- sowie leeseitig von Beginn der Generierung bis zum Stillstand des Kolbens ($t^* = L/D = 2$) linear an. Während der Wirbelformierung auf der Luvseite wird wirbelbehaftetes

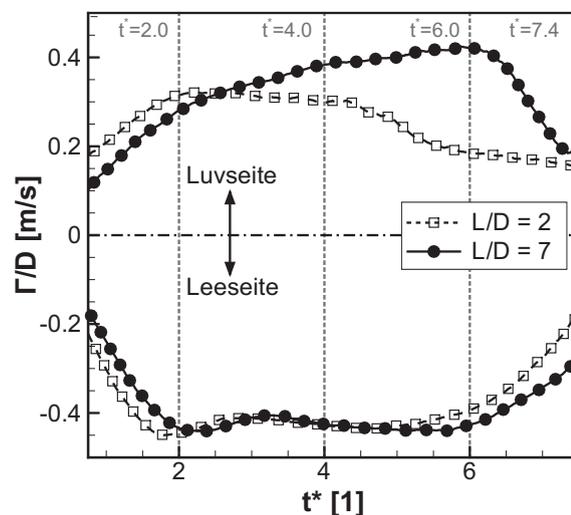


Abb. 5.5: Verlauf der auf den Düsendurchmesser bezogenen Zirkulation Γ/D der Kopfwirbelsegmente (luv- und leeseitig) als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $VR = 3.2$, $L/D = 2$ und $L/D = 7$

Fluid aus der Querströmungsgrenzschicht mit in den Wirbel eingerollt, wodurch sich die Intensität des luvseitigen Wirbelsegments abschwächt und sowohl der Anstieg der Kurve als auch der erreichte Maximalwert vom Betrag her geringer ausfallen als auf der Leeseite. Auch Hassan et al. (2007) beobachten das und stellen fest, dass die Zirkulation des leeseitigen Wirbels von der Querströmung weitgehend unbeeinflusst bleibt. Im Anschluss an die Generierungsphase ($t^* > 2$) und bis zum Zeitpunkt $t^* \approx 4 \dots 4.5$ folgt auf beiden Seiten ein annähernd konstanter Verlauf der Zirkulation. Für $t^* > 4.5$ setzt anschließend ein dissipativ bedingtes Abklingverhalten ein. Die Abklingrate wird leeseitig für $t^* > 6$ durch die einsetzende Interaktion des Wirbelsegments mit der Prallplatte (siehe Abbildung 5.3 (a3)) verstärkt.

Für das große Hubverhältnis $L/D = 7$ stellt sich im Vergleich zu $L/D = 2$ auf der Leeseite ein qualitativ identischer Verlauf der Zirkulation dar, wobei im Anfangsstadium der Generierung ($t^* < 2$), die mit zunehmenden L/D sinkende Maximalgeschwindigkeit im zeitlichen Kolbenfahrprofil (vgl. Kapitel 3.4), zu leicht niedrigeren Werten von Γ führt. Durch das *entrainment* von Querströmungsfluid (vgl. Markierung II und III in Abbildung 5.3 (b2)), wird die Mantelfläche der Scherschicht lokal deformiert und Fluid aus der Querströmung in den Wirbel eingerollt. Die vom Kolben ausgestoßene Scherschicht wird dadurch blockiert, kann dem Wirbel nicht mehr ungehindert zugeführt werden und verbleibt daher als Nachlauf hinter dem Kopfwirbel. Im Vergleich zu einer Wirbelformierung in ruhender Umgebung tritt somit eine frühzeitige Sättigung des Kopfwirbels ein, wodurch sich dieser von der speisenden Scherschicht aus der Düsenmündung abnabelt. Dies führt auf der Leeseite zu einer weitgehenden Invarianz des Zirkulationsniveaus gegenüber der Hublänge, da sich der Wirbel durch die Querströmung weiter von der deformierten Scherschicht entfernt und dadurch keine weitere Wirbelstärke mehr aufnehmen kann. Auf der Luvseite wächst die Zirkulation bis $t^* \approx 6$ kontinuierlich an, wobei sich die Zuwachsrate (die Steigung der Kurve) ab $t^* \approx 2.5$ durch das einsetzende *entrainment* leicht abschwächt. Für $t^* > 6$ ist luvseitig die einsetzende Interaktion des Wirbels mit der Platte für den rapiden Abfall von Γ verantwortlich (siehe Abbildung 5.3 (b3)). Der leeseitige Wirbel wird von der Querströmung immer weiter stromab getragen und erreicht die Platte nicht. Seine vergleichsweise moderate Zirkulationsabnahme für $t^* > 6$ ist auf Dissipation von Wirbelstärke zurückzuführen.

5.1.2 Einfluss des Geschwindigkeitsverhältnisses

Strömungstopologie

Abbildung 5.6 zeigt das Strömungsfeld bei von links kommender Querströmung, zum Zeitpunkt $t^* = 5$. Das Bildpaar (a1) und (a2) zeigt das Strömungsfeld bei

einem verhältnismäßig kleinem Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 2.3$. Die Bildteile (b1) und (b2) veranschaulichen die Strömungstopologie bei einem relativ großen Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 5.0$. Nebeneinander liegende Bildteile (a1) und (b1) sowie (a2) und (b2) weisen jeweils ein gleiches Hubverhältnis ($L/D = 2$ und $L/D = 5$) auf und zeigen dementsprechend Ringwirbel ohne und mit ausgebildetem Nachlauf. Die als farbige Kontur hinterlegte Wirbelstärke ist jeweils auf die für das Geschwindigkeitsverhältnis maßgebliche zeitgemittelte Kolbengeschwindigkeit \bar{u}_K normiert.

Ein Vergleich der Strömungsfelder bei gleichem Hubverhältnis macht den Einfluss von VR auf das dynamische Verhalten der Wirbelstrukturen deutlich. Bei kleinerem VR und damit bei stärkerem Querströmungseinfluss, ist eine zunehmende, stromab tragende Wirkung auf die Wirbel deutlich erkennbar. Darüber hinaus verdeutlichen die in den Bildteilen eingezeichneten Neigungswinkel α der Kopfwirbelsegmente eine Verstärkung der Neigungsdynamik mit sinkendem VR . So

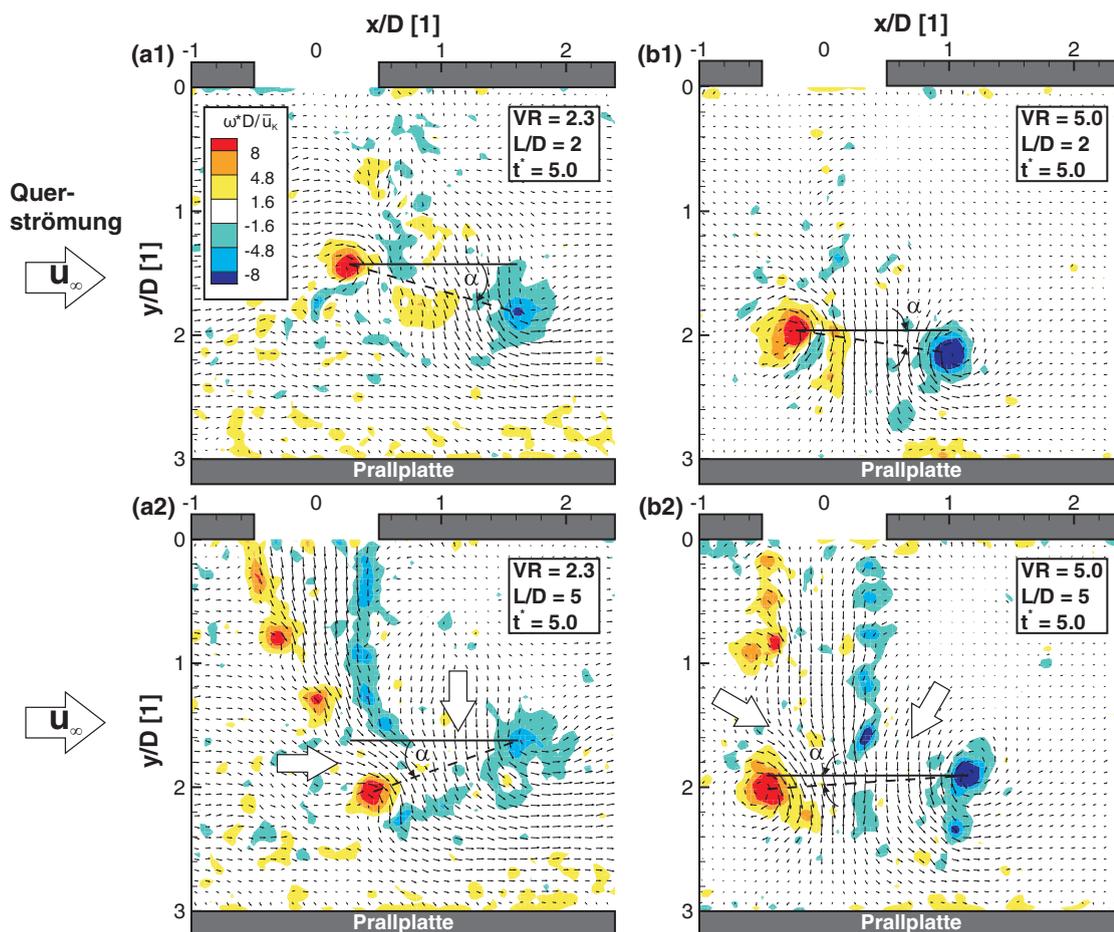


Abb. 5.6: Strömungsfelder (bei halber räumlicher Auflösung) zum Zeitpunkt $t^* = 5$ (a1) und (a2): $VR = 2.3$, (b1) und (b2): $VR = 5.0$, (a1) und (b1): $L/D = 2$, (a2) und (b2): $L/D = 5$

wohl die Stromabneigung bei großem Hub als auch die Stromaufneigung bei kleinem Hub wird mit sinkendem VR verstärkt. Bei großem Hubverhältnis ($L/D = 5$ Bildteile (a2) und (b2)) kann die Verstärkung der Kopfwirbelneigung durch das mit Pfeilen markierte luv- und leeseitige *entrainment* von Querströmungsfluid zwischen Nachlauf und Kopfwirbel begründet werden. Je kleiner VR ist, desto größer ist die vom Kopfwirbel eingesaugte Fluidmasse aus der Querströmung. Die Verdrängungswirkung der erhöhten Fluidmasse sorgt dementsprechend für eine stärkere Beugung der Kopfwirbelsegmente und führt somit zu größeren Neigungswinkeln. Bei kleinem Hubverhältnis ($L/D = 2$ Bildteile (a1) und (b1)) ist die mit sinkendem VR zunehmende Asymmetrie des Austrittsimpulses aus der Düsenmündung für die erhöhte Stromaufneigung verantwortlich. Abbildung 5.7 zeigt hierzu das Strömungsfeld während der frühen Generierungsphase der Ringwirbel, nahe der Austrittsmündung zum Zeitpunkt $t^* = 1$. Es ist jeweils das Hubverhältnis $L/D = 2$, bei $VR = 2.3$ in Bildteil (a) und $VR = 5.0$ in Bildteil (b) dargestellt. Als farbige Kontur ist der jeweils auf \bar{u}_K normierte Geschwindigkeitsbetrag $c = \sqrt{u^2 + v^2}$ hinterlegt. Das Geschwindigkeitsfeld in Bildteil (a) wird klar von der Querströmung dominiert. Die lokalen Geschwindigkeitsvektoren im Mündungsbereich und die Farbverteilung der Kontur deuten auf die Asymmetrie des Austrittsprofils aus der Mündung hin. Bei der Wirbelformierung wird das am stromauf gelegenen Düsenrand austretende Fluid durch die Querströmung stark verzögert, wodurch am stromab gelegenen Teil eine zusätzliche Beschleunigung auftritt. Das Wirbelsegment auf der Leeseite erhält folglich einen erhöhten Impuls und dringt tiefer in die Querströmung vor als sein luvseitiges Pendant. Ein stark stromauf geneigter Wirbel ist die Folge, wobei sich der Effekt mit steigendem VR , also mit abnehmenden Querströmungseinfluss abschwächt. In Bildteil (b) ist die

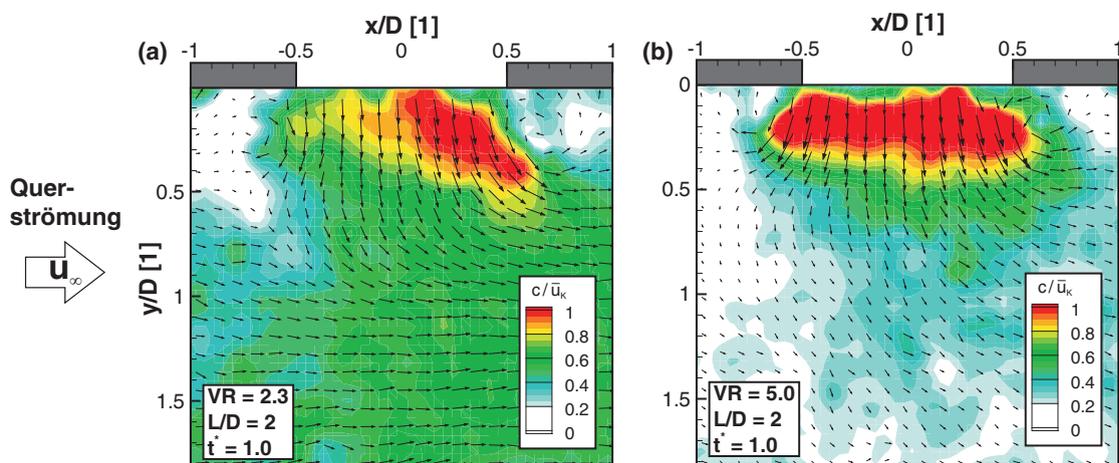


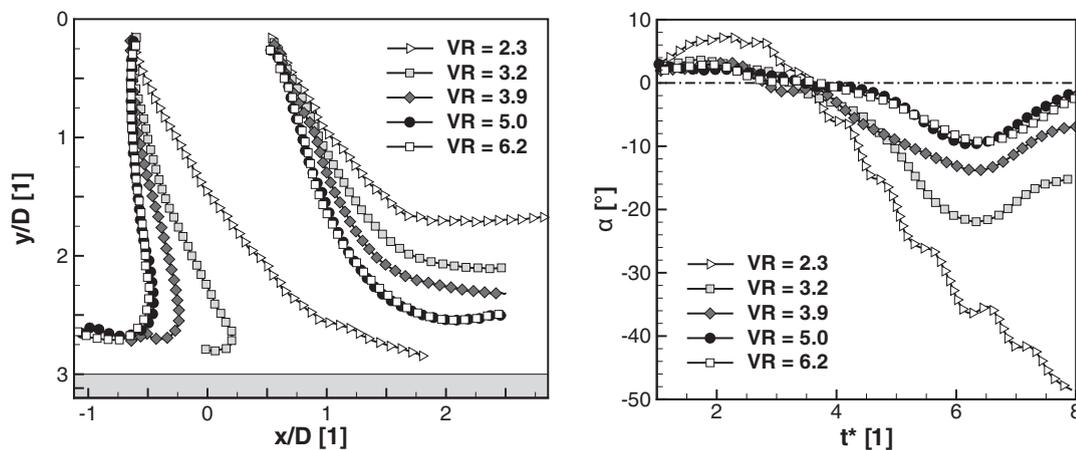
Abb. 5.7: Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) nahe der Austrittsmündung zum Zeitpunkt $t^* = 1$ bei konstantem Hubverhältnis $L/D = 2$ (a): $VR = 2.3$, (b): $VR = 5.0$

Asymmetrie des über die Düsenmündung verteilten Austrittsimpulses aufgrund des relativ hohen Geschwindigkeitsverhältnisses weitgehend ausgeglichen. Ein weniger stark stromauf geneigter Ringwirbel ist die Folge.

Trajektorien und Neigungswinkel

Die Verläufe der Trajektorien der Wirbelkerne sind in Abbildung 5.8(a) exemplarisch für das Hubverhältnis $L/D = 6$ und alle untersuchten $VR = 2.3 \dots 6.2$ dargestellt.

Mit sinkendem VR ist der zunehmende Querströmungseinfluss auf die Trajektorien deutlich anhand der erhöhten Beugung in Strömungsrichtung erkennbar. Die Kopfwirbel werden hierbei verstärkt stromab transportiert und neigen sich aufgrund des relativ großen Hubverhältnisses stromab in Hauptströmungsrichtung. Auf der Leeseite erreichen die Wirbel dadurch erst bei hinreichend großem Geschwindigkeitsverhältnis ($VR \geq 5.0$) die Nähe der Prallplattenoberfläche. Auf der Luvseite ist zu beobachten, dass die Wirbelkerne für fast alle untersuchten VR auf die Platte prallen und sich anschließend umso weiter entgegen der Querströmung entlang der Platte bewegen, desto größer VR ist. Die Ausnahme bildet das kleinste Geschwindigkeitsverhältnis $VR = 2.3$, für welches der luvseitige Wirbelkern die Platte lediglich streift, wodurch seine Trajektorie kaum beeinflusst wird. Abbildung 5.8(b) zeigt die zeitliche Entwicklung des Neigungswinkels α . Die Verläufe zeigen deutlich die zuvor beobachtete Verstärkung des Neigungswinkels mit sinkendem VR , wobei sowohl die initiale Stromauf- als auch die letztendliche Stromabneigung durch ein abnehmendes VR intensiviert werden. Die Trendumkehr im Verlauf von α für $t^* \geq 6.5$ und $VR \geq 3.2$ zeigt, dass die luv-



(a) Trajektorien bei $L/D = 6$

(b) Neigungswinkel bei $L/D = 6$

Abb. 5.8: (a): Trajektorien der Wirbelkerne und (b): Neigungswinkel der Ringwirbel als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $L/D = 6$ und $VR = 2.3 \dots 6.2$

seitigen Wirbelsegmente die Platte zuerst erreichen und von dieser abgebremst werden. Die Wirbel auf der Leeseite bewegen sich währenddessen noch weiter lateral in Richtung Platte, wodurch die Neigungswinkel beginnen abzunehmen. Festzuhalten ist auch, dass sowohl die Verläufe der Trajektorien, als auch die der Neigungswinkel, für $VR \geq 5.0$ keine signifikanten Unterschiede aufweisen, da die Querströmung für große Werte von VR eine zunehmend untergeordnete Rolle einnimmt und die Ausprägung der Ringwirbel kaum beeinflusst.

In Abbildung 5.9 sind die maximal auftretenden y -Positionen der luv- und leeseitigen Ringwirbelkerne als Funktion von VR für alle untersuchten $L/D = 2 \dots 10$ aufgetragen. Die Werte sind somit als Maß für die Eindringtiefe der Wirbel in die Strömung und deren minimalen Abstand zu der Prallplattenoberfläche zu interpretieren. Die Wirbelkerne auf der Luvseite (Abbildung 5.9(a)) gelangen fast alle bis in die unmittelbare Nähe der Platte ($y/D \approx 2.8$). Die Ausnahme bildet das kleinste Hubverhältnisses $L/D = 2$ bei niedrigen Geschwindigkeitsverhältnissen $VR = 2.3 \dots 3.2$, da bei diesen Parameterkombinationen die luvseitigen Wirbel bereits vor dem Erreichen der Platte aufgrund des hohen Querströmungseinflusses und des niedrigen Zirkulationsniveaus zerfallen. Die dargestellten maximalen y -Positionen repräsentieren in diesen Fällen den Ort des Zerfalls und bilden zugleich den zeitlichen Endpunkt des in Kapitel 4 beschriebenen *Wirbeltrackings* ab. Auf der Leeseite (Abbildung 5.9(b)) gelangen die Wirbelkerne für kleinere L/D näher an die Prallplatte heran als bei größeren Hubverhältnissen. Dieser Trend ist umso stärker ausgeprägt, desto kleiner das betrachtete VR ist. Das *entrainment* von Querströmungsfluid zwischen Kopfwirbelsegment und Nachlauf nimmt mit

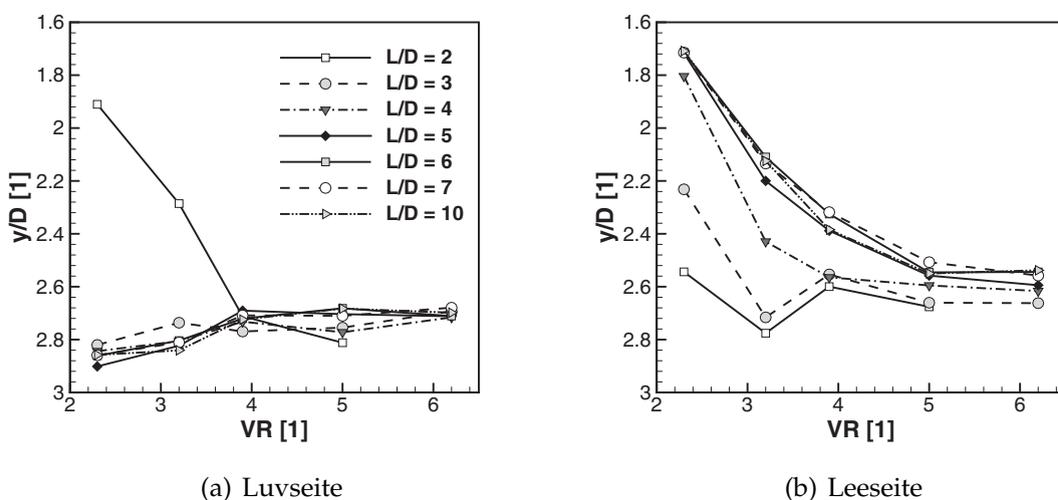


Abb. 5.9: Maximale y -Positionen der Ringwirbelkerne als Funktion von VR für $L/D = 2 \dots 10$ (a): luvseitig, (b): leeseitig

sinkendem VR zu und die Trajektorie des Wirbelsegments wird in Querströmungsrichtung abgelenkt (vgl. Abbildung 5.8(a)). Des Weiteren nimmt der Einfluss von VR auf den minimalen Plattenabstand mit sinkendem L/D ab, da das *entrainment* von Querströmungsfluid ohne Nachlauf schwächer ausfällt. Daher ist die Eindringtiefe bzw. der minimale Plattenabstand nur für große Hubverhältnisse ($L/D \geq 4$) stark von dem vorherrschenden Geschwindigkeitsverhältnis abhängig. Mit steigendem VR werden diese deutlich näher an die Platte transportiert. Für $L/D \geq 5$ sind die wandnächsten Positionen der Wirbelkerne zur Prallplatte für alle getesteten VR nahezu unabhängig vom Hubverhältnis.

Zirkulation

In Abbildung 5.10 sind die Verläufe der auf den Düsendurchmesser bezogenen Wirbelzirkulationen Γ/D anhand des Beispiels $L/D = 6$, für alle $VR = 2.3 \dots 6.2$ über der Formierungszeit t^* aufgetragen. Bildteil (a) zeigt die Verläufe für den stromauf gelegenen Luvwirbel und Bildteil (b) für das stromab liegende, leeseitige Wirbelsegment.

Die Zirkulationsniveaus wachsen beidseitig mit steigendem VR an und nehmen für $VR \geq 5$ nicht weiter zu. Auf der Luvseite in Bildteil (a) nimmt die Zirkulation wie bereits in Abschnitt 5.1.1 beschrieben zeitlich und bis zum Erreichen der Platte stetig zu und fällt anschließend durch die Wechselwirkung mit der Platte rapide ab. Eine Ausnahme bildet der Fall $VR = 2.3$, da hier die Prallplatte gar nicht erst erreicht wird (vgl. Abbildung 5.8(a)). Die Zuwachsrates der Zirkulation (also der

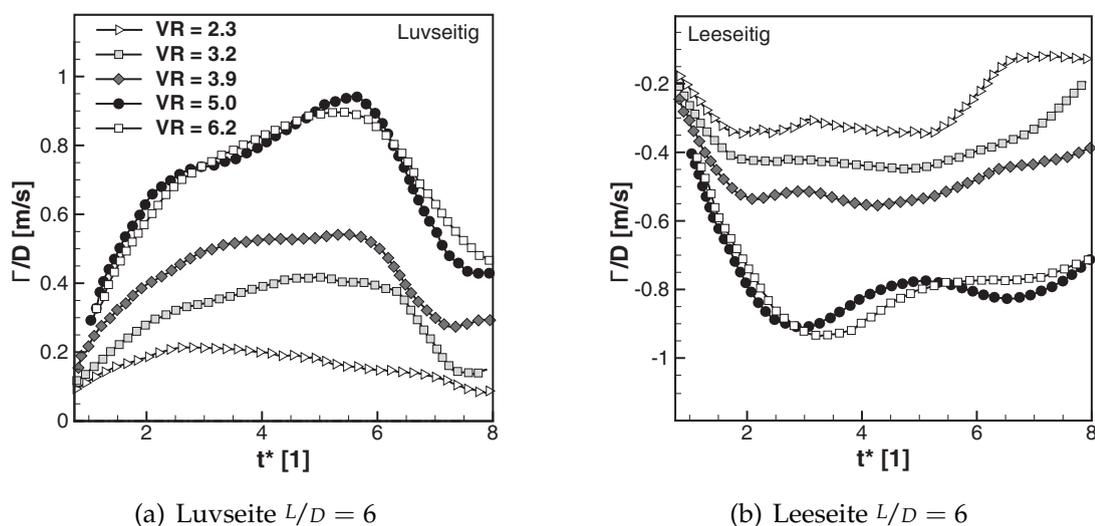


Abb. 5.10: Verlauf der auf den Düsendurchmesser bezogenen Zirkulation der Kopfwirbelsegmente Γ/D als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $L/D = 6$ und $VR = 2.3 \dots 6.2$.

Anstieg der Kurven) schwächt sich jeweils im Bereich von $t^* \approx 2 - 2.5$ ab, was auf das Einsetzen von *entrainment* auf der Luvseite und auf die damit verbundene Unterbrechung von Kopfwirbel und speisender Scherschicht zurückzuführen ist. Auf der stromabgewandten Leeseite in Bildteil (b), sind unabhängig von VR , qualitativ ähnliche Verläufe zu beobachten. Die Zirkulation steigt zeitlich bis zu einem bestimmten Wert von t^* linear an und stagniert im Anschluss in etwa auf dem erreichten Niveau. Hier trennen sich die Wirbelsegmente frühzeitig von der ausgestoßenen Scherschicht ab und sind dadurch weitgehend von ihr isoliert. Dieser Effekt ist umso stärker ausgeprägt und tritt bei niedrigerem t^* auf, je geringer das Geschwindigkeitsverhältnis ist. Gleichwohl nehmen die Wirbel auf der Leeseite im weiteren Verlauf, vor allem bei großem VR , sukzessive geringere Anteile an Wirbelstärke aus dem Nachlauf in sich auf. Dadurch lässt sich der teilweise recht wellige Verlauf der Kurven erklären.

5.1.3 Das Übergangshubverhältnis

Der Übergang der Ringwirbelformierung mit und ohne Ausbildung eines Nachlaufs und der damit einhergehende Wechsel des dynamischen Verhaltens der Ringwirbel innerhalb einer Querströmung soll im folgenden Abschnitt für den in der vorliegenden Arbeit vermessenen Parameterraum herausgestellt werden. Ohne Querströmungseinfluss ($VR \rightarrow \infty$) entspricht die von Gharib et al. (1998) ermittelte *formation number* diesem Sättigungszustand der Ringwirbel und wird für Hubverhältnisse im Bereich von $L/D = 3.6 \dots 4$ erreicht. Physikalisch betrachtet setzt durch die überlagerte Querströmung während der Wirbelformierung durch zusätzlich eingerolltes Umgebungsfluid eine frühzeitige Sättigung der Wirbel ein. Eine weitere Aufnahme von wirbelbehafteten Scherschichtfluid aus der Düsenmündung wird dadurch bereits bei niedrigeren Formierungszeiten t^* blockiert und der Kopfwirbel nabelt sich von der Scherschicht ab. Das wirbelbehaftete Fluid verbleibt dadurch zwangsläufig in Form eines Nachlaufs hinter dem gesättigten Kopfwirbel. Das in der numerischen Studie von Sau & Mahesh (2008) definierte *transition stroke ratio* (L/D_{TSR}), stellt ein von VR abhängiges Hubverhältnis dar, welches die Bereiche im Parameterraum ($VR, L/D$) voneinander abgrenzt, in denen die Ringwirbel einen Nachlauf ausbilden und sich stromab neigen, oder keinen Nachlauf hinterlassen und eine Neigung stromauf, also entgegen der Querströmung erfahren. Ziel war es, diesen Grenzwert von L/D experimentell anhand der vorliegenden zeitaufgelösten PIV-Daten zu bestimmen.

Die experimentelle Ermittlung der L/D_{TSR} in Abhängigkeit von VR erfolgt anhand der zeitlichen Verläufe der Neigungswinkel α , für drei Geschwindigkeitsverhältnisse ($VR = 3.2, 3.9$ und 6.2). Da sich unter Berücksichtigung eines vertretbaren Messaufwands nicht beliebig viele Hubverhältnisse realisieren lassen, werden

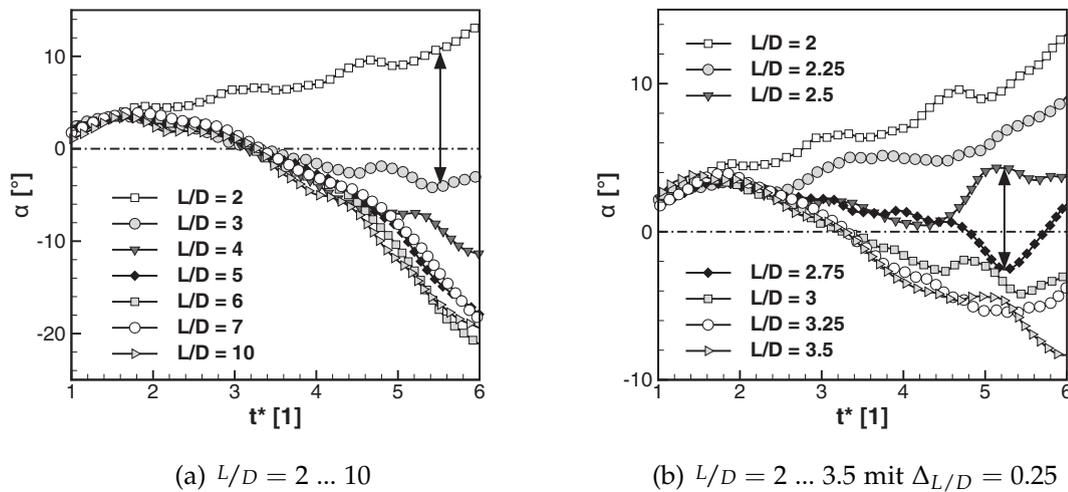


Abb. 5.11: Neigungswinkel der Ringwirbel als Funktion von t^* bei $VR = 3.2$ (a): $L/D = 2 \dots 10$, (b): $L/D = 2 \dots 3.5$

jeweils Bereiche in der Umgebung des theoretischen Werts von L/D_{TSR} nach Gleichung 2.11 (siehe hierzu die feiner aufgelösten Bereiche von L/D in Abbildung 5.2). In Abbildung 5.11 sind die Zeitschriebe von α , für alle getesteten L/D , bei $VR = 3.2$ dargestellt. Der Doppelpfeil in Bildteil 5.11(a) deutet den Bereich zwischen $L/D = 2 \dots 3$ an, innerhalb dessen offensichtlich der Übergang im Neigungsverhalten des Ringwirbels stattfindet. Abbildung 5.11(b) zeigt die Verläufe von α für den Bereich $L/D = 2 \dots 3.5$, wobei das Hubverhältnis mit $\Delta_{L/D} = 0.25$ variiert wurde, um den Übergangsbereich möglichst fein auflösen zu können. Der Doppelpfeil markiert hier den transitionalen Charakter des Neigungsverhaltens der Wirbel, bei Hubverhältnissen im Bereich zwischen $L/D = 2.5 \dots 2.75$. Es ist deutlich zu erkennen, dass für $L/D < 2.5$ ausschließlich stromauf geneigte und für $L/D > 2.75$ letztlich stromab geneigte Ringwirbel erzeugt werden. Die Trendumkehr in der Neigungsdynamik wird daher für $VR = 3.2$ auf den Bereich zwischen $L/D_{TSR} = 2.5 \dots 2.75$ festgelegt. Die Ermittlung der L/D_{TSR} für die übrigen Geschwindigkeitsverhältnisse erfolgen analog.

Um die Kopplung zwischen Neigungsdynamik und Nachlaufausbildung zu verifizieren, sind in Abbildung 5.12 die Strömungsfelder der bzgl. des ermittelten Bereichs nächst kleineren ($L/D = 2.25$ in Bildteil (a)) und größeren ($L/D = 3$ in Bildteil (b)) Hubverhältnisse zum Zeitpunkt $t^* = 4.0$ dargestellt. Der Formierungsprozess der Wirbel ist jeweils beendet. Der verbleibende Nachlauf im Fall der Überschreitung von L/D_{TSR} (Bildteil (b)) sowie die entgegengesetzte Neigungsrichtung der beiden Fälle sind erkennbar. Die verwendete Methodik zur experimentellen Bestimmung der L/D_{TSR} wird daher als zielführend angesehen. Um

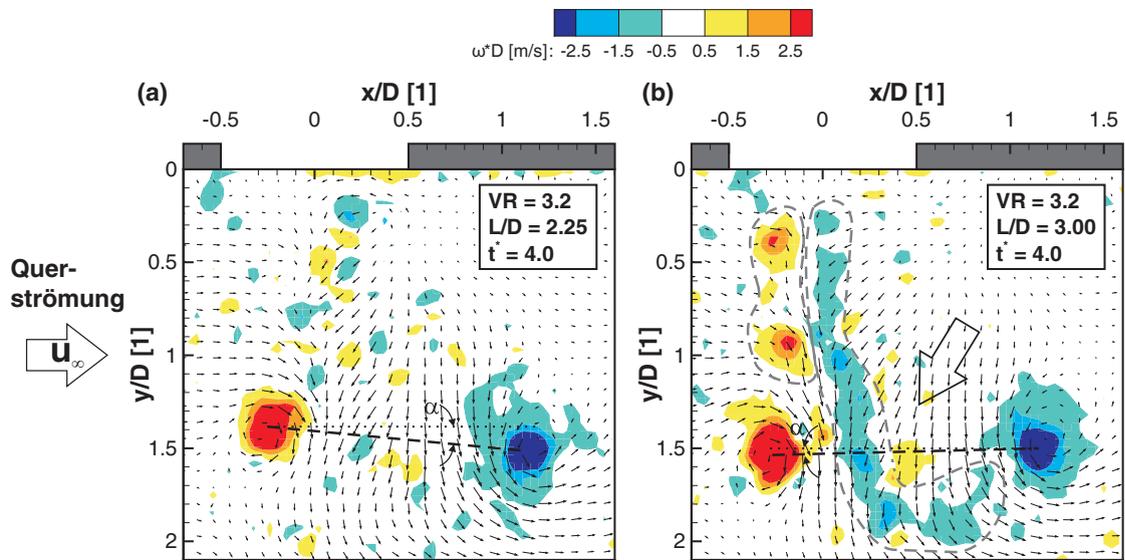


Abb. 5.12: Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) zum Zeitpunkt $t^* = 4.0$ bei $VR = 3.2$ (a): $L/D = 2.25$ (ohne Nachlauf), (b): $L/D = 3$ (mit Nachlauf)

die experimentell ermittelten Bereiche für L/D_{TSR} mit den Ergebnissen aus Sau & Mahesh (2008) zu vergleichen, sind diese gemeinsam in Abbildung 5.13 dargestellt. Die kreisförmigen Symbole zeigen die drei in der numerischen Studie mittels DNS bestimmten Werte für L/D_{TSR} . Um die Daten auf andere Werte für VR approximieren zu können, ermitteln die Autoren nach dem Prinzip der kleinsten Fehlerquadrate die strichpunktiert dargestellte *transition curve*. Diese nähert sich

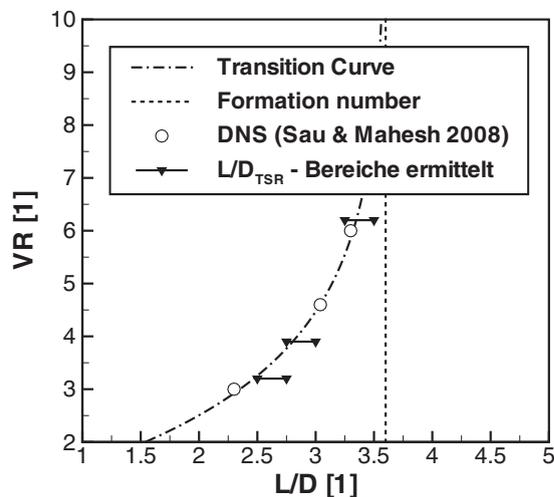


Abb. 5.13: Vergleich der in dieser Arbeit experimentell ermittelten Bereiche des transition stroke ratios mit den numerischen Daten aus Sau & Mahesh (2008)

für sehr große VR , d.h. für eine verschwindende Querströmungskomponente, asymptotisch der *formation number* (FN) an und ist durch Gleichung 5.2 festgelegt.

$$L/D_{TSR} = FN - 5.6 \cdot \exp(-0.5 \cdot VR) \quad (5.2)$$

Die in der vorliegenden Arbeit experimentell ermittelten Bereiche für L/D_{TSR} , sind mit Hilfe von schwarzen, dreieckigen Symbolen eingegrenzt und zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den numerischen Daten. Es werden vergleichsweise leicht höhere Werte für L/D_{TSR} abgeleitet, als von Inter- bzw. Extrapolation der numerischen Daten prognostiziert.

5.1.4 Die Interaktion zwischen Wirbel und Prallplatte

Treffen die Wirbelsegmente auf die Prallplatte, findet im wandnächsten Bereich eine Erneuerung der Grenzschicht statt, bei der ein Energietransfer von Wirbelzirkulation in den Grenzschichtaufbau erfolgt (Fabris et al., 1996). Dieser Vorgang ist in Abbildung 5.14 in den Bildteilen (a)-(d) anhand einer zeitlichen Sequenz des Aufprallereignisses eines leeseitigen Wirbelsegments bei $VR = 5.0$ und $L/D = 2$, zu vier verschiedenen Zeitpunkten t^* dargestellt.

Zum Zeitpunkt $t^* = 5.0$ in Bildteil (a) befindet sich der Wirbel in einem Abstand von etwa $0.8D$ von der Plattenoberfläche und beginnt lokal eine tangential gerichtete Geschwindigkeitskomponente an der Wand zu induzieren. Mit sinkendem Wandabstand intensiviert sich der Betrag der induzierten Geschwindigkeit an der Wand und es findet eine Erneuerung der Plattengrenzschicht statt, deren Wirbelstärke ein dem Wirbel entgegengesetztes Vorzeichen aufweist. Zum Zeitpunkt $t^* = 6.1$ in Bildteil (b) ist der Wirbelkern bis auf $0.3D$ an die Platte herangetragen worden. Der Betrag der von ihm induzierten Wirbelstärke an der Wand maximiert sich hierbei. Zu diesem Zeitpunkt ist die Wechselwirkung zwischen Wirbel und Platte, begleitet von hohen Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe, am intensivsten ausgeprägt. Unter der Annahme, dass der lokale Wärmeübergang mit dem Betrag der wandgebundenen Wirbelstärke korreliert, erreicht in diesem Fall auch die von dem Wirbel an der Platte ausgeübte Kühlwirkung ihr lokales Maximum. Im weiteren Verlauf etabliert sich durch den Grenzschichterneuerungsprozess in Hauptströmungsrichtung ein positiver Druckgradient entlang der Platte, der eine lokale druckinduzierte Grenzschichtablösung zur Folge hat (vgl. Bildteil (c) bei $t^* = 6.5$). In der Folge bildet sich ein von der Platte ablösender und gegensinnig rotierender Sekundärwirbel aus, welcher aufgrund der induktiven Wirkung des Primärwirbels um diesen herumgelenkt wird (vgl. Bildteil (d) bei $t^* = 7.5$). Der Sekundärwirbel induziert im Primärwirbel eine senkrecht zur Plattenoberfläche gerichtete Geschwindigkeitskomponente und verursacht dadurch ein Abheben des Primärwirbels von der Wand gemäß des in Abschnitt

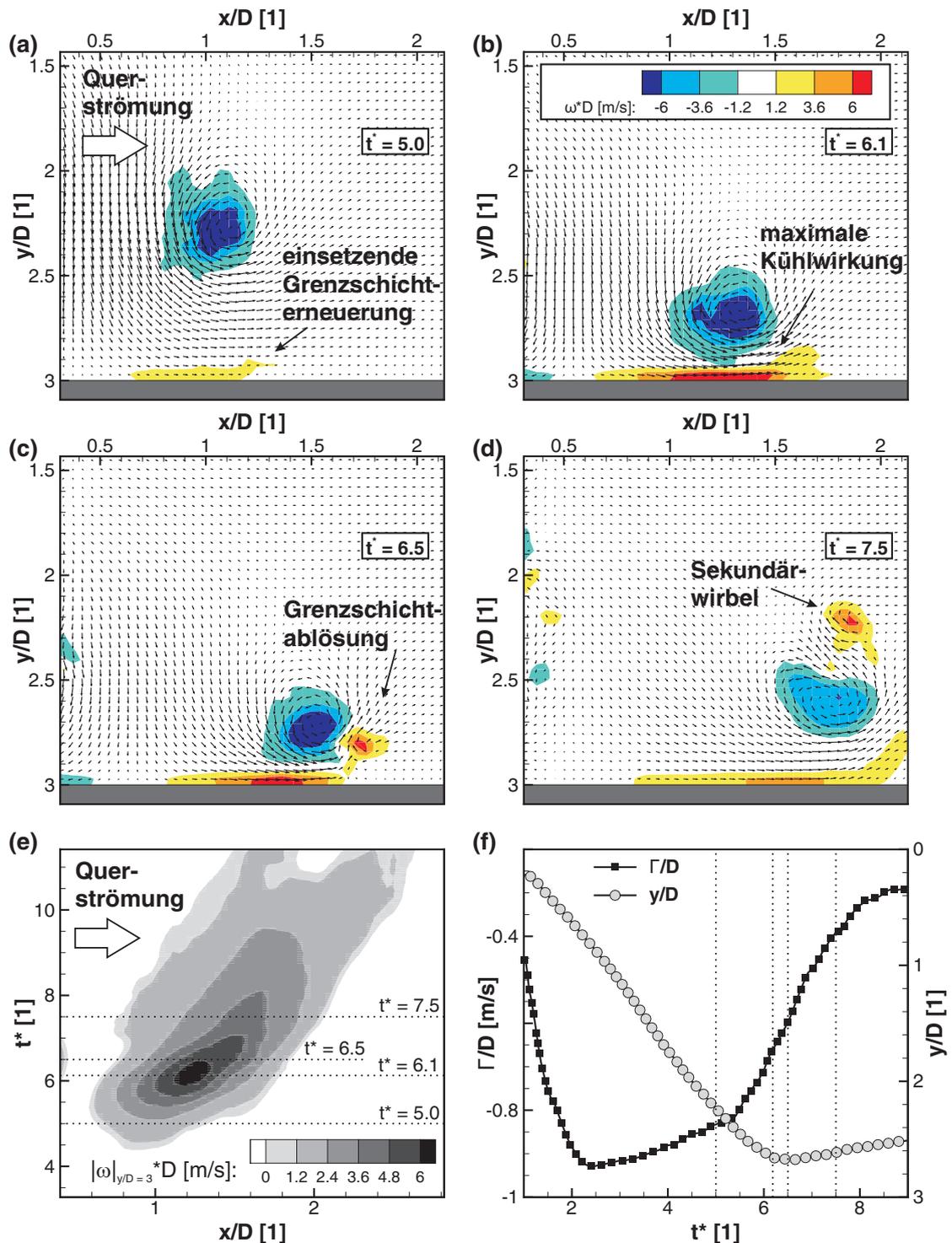


Abb. 5.14: (a)-(d): Sequenz des Aufprallereignisses eines leeseitigen Wirbelsegments (a): $t^* = 5.0$, (b): $t^* = 6.1$, (c): $t^* = 6.5$, (d): $t^* = 7.5$ (e): Betrag der wandnächsten Wirbelstärke für alle Zeitpunkte t^* , dargestellt über der Plattenlauflänge x/D (f): Zeitlicher Verlauf der Wirbelzirkulation Γ/D und der Wirbelkernkoordinate y/D . Dargestellter Fall bei $VR = 5.0$ und $L/D = 2$

5.1.1 beschriebenen *Reboundeffekts*.

Das Ereignis der Wechselwirkung zwischen Wirbel und Platte ist in Bildteil (e) anhand des zeitlichen Verlaufs der wandnächsten Wirbelstärke entlang der Plattenkoordinate x/D illustriert (vgl. hierzu Abschnitt 4.3). Die punktierten horizontalen Linien in der Abbildung markieren die in den Bildteilen (a)-(d) dargestellten Zeitpunkte. Diese Darstellungsform kann als eine Art Fußabdruck interpretiert werden, den der Wirbel kurzzeitig an der Platte hinterläßt. Die Ausprägung des Fußabdrucks vermittelt einen Eindruck über das räumliche Einflusungsgebiet des Wirbels an der Platte und dient darüber hinaus als Maß für die Intensitätsverteilung der wirbelinduzierten Kühlwirkung. In Übereinstimmung mit den Bildteilen (b) und (c) ist deutlich erkennbar, dass die wandgebundene Wirbelstärke ihre Maximalwerte bei $x/D \approx 1.1 \dots 1.4$ und im Bereich von $t^* \approx 6 \dots 6.5$ erreicht. Die starken Geschwindigkeitsgradienten an der Platte begünstigen in diesem Fall den lokalen Wärmeübergang und eine wirbelinduzierte Kühlung der Platte würde entsprechend stark ausfallen. In Bildteil (f) sind die zeitlichen Verläufe der Wirbelzirkulation Γ/D und der Wirbelkernposition y/D des betrachteten Falles einander gegenüber gestellt. Die punktierten Linien markieren auch hier die entsprechenden Zeitpunkte der Sequenz (a)-(d). Bis zum Zeitpunkt $t^* \approx 5.0$ verläuft y/D annähernd linear, was auf eine konstante vertikale Geschwindigkeitskomponente des Wirbels hindeutet. Der Verlauf von Γ/D in dem selben Zeitfenster betrachtet, zeigt die bereits in Abschnitt 5.1.1 beobachtete lineare Zunahme während der Wirbelgenerierung ($t^* = 0 \dots 2$), sowie das dissipativ bedingte Abklingen der Wirbelzirkulation ($t^* = 2 \dots 5$). In Übereinstimmung mit den Bildteilen (a) und (e), beginnt die Interaktion zwischen Wirbel und Platte ab $t^* \approx 5.0$. Anhand der Verläufe von y/D und Γ/D ist zu erkennen, dass der Wirbel zum einen durch die Platte abgebremst wird und zum anderen die wirbelinduzierte Grenzschichterneuerung auf Kosten des Zirkulationsniveaus des Wirbels erfolgt. Die Wirbelzirkulation nimmt für $t^* > 5.0$ rapide ab, während die Wirbelstärke in der erneuerten Plattengrenzschicht deutlich anwächst. Der Zeitpunkt, zu dem der Wirbelkern der Platte am nächsten ist, markiert zugleich die intensivste Wechselwirkung zwischen Wirbel und Wand und korrespondiert mit dem zuvor gefundenem Maximum der wirbelinduzierten Kühlung in Bildteil (e). Mit dem Einsetzen der lokalen Grenzschichtablösung und der Ausprägung des Sekundärwirbels wird der *Rebound* des Primärwirbels initiiert. Dieser entfernt sich wieder von der Platte (vgl. Verlauf von y/D für $t^* > 6.5$ in Bildteil (f)), was mit einer Abschwächung der wandgebundenen Gradienten und damit der Kühlwirkung einhergeht. Die Sequenz (a)-(d) in Abbildung 5.15, zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Strömungsfeldes in Wandnähe während des Aufpralls des Wirbels und verdeutlicht die Erneuerung der Plattengrenzschicht anhand von drei Geschwindigkeitsprofilschnitten an den Positionen $x/D = 1; 1.3$ und 1.6 . Der Einfluss des Wirbels ist bereits bei $t^* = 5.0$

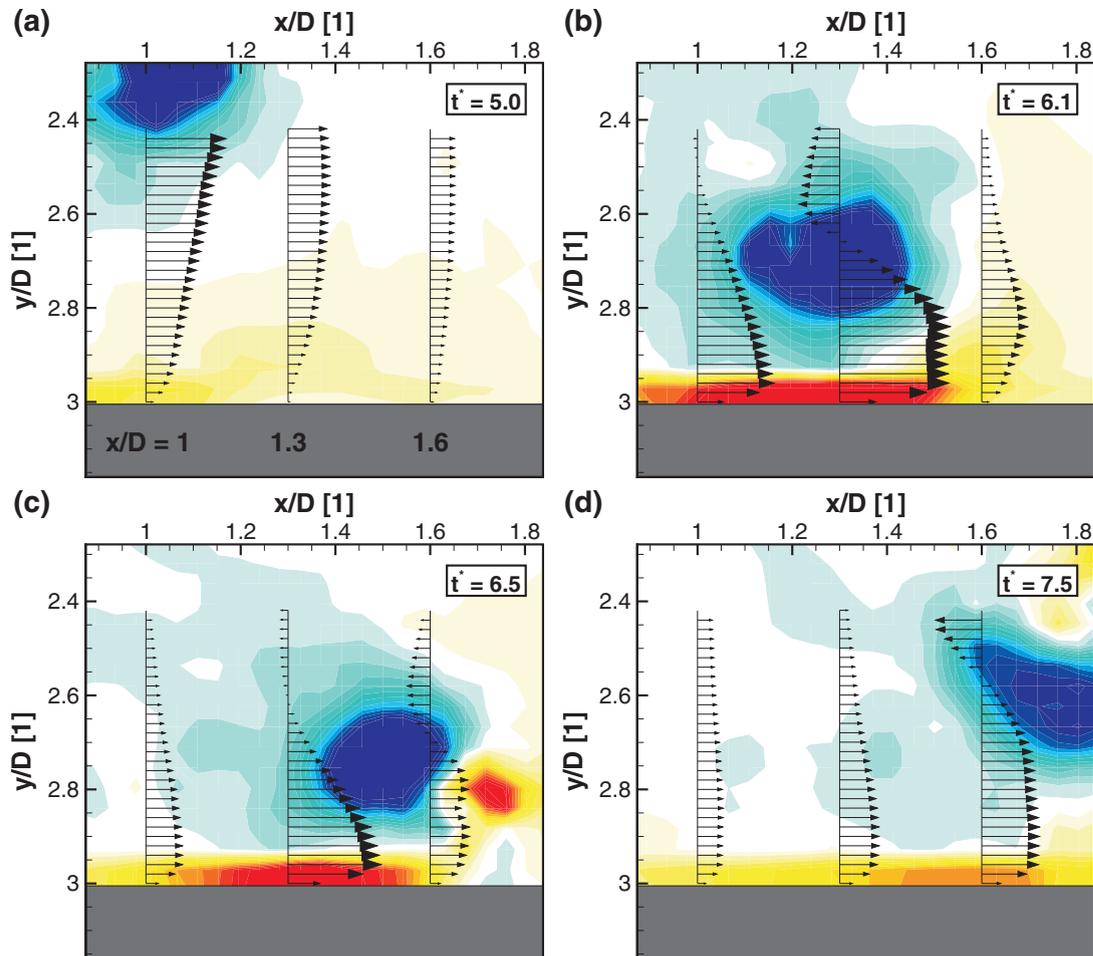


Abb. 5.15: (a)-(d): Wandnahe Geschwindigkeitsprofile während des Aufpralls eines leeseitigen Wirbelsegments (a): $t^* = 5.0$, (b): $t^* = 6.1$, (c): $t^* = 6.5$, (d): $t^* = 7.5$. Dargestellter Fall bei $VR = 5.0$ und $L/D = 2$

in Bildteil (a) anhand der Modifikation der zwei stromauf gelegenen Profile zu sehen. Bei $t^* = 6.1$ in Bildteil (b) werden die starken Geschwindigkeitsgradienten an der Wand deutlich, während sich der Wirbel dicht an der Wand befindet. Die Erneuerung der Plattengrenzschicht beginnt zeitlich stromauf und setzt sich, getrieben von der Bewegung des Wirbel entlang der Platte, stromabwärts fort. Zwischen $t^* = 6.5 \dots 7.5$ entfernt sich der Wirbel wieder von der Wand, die Gradienten werden wieder schwächer und der Sekundärwirbel löst von der Platte ab. Hinsichtlich einer Optimierung der wirbelinduzierten Kühlwirkung lassen sich auf Grundlage der Strömungsfeldanalyse während der Wirbel-Wand-Interaktion zusammenfassend einige Schlussfolgerungen ziehen. Um starke wandgebundene Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten zu erzeugen, sollten die Wirbel möglichst dicht an die Plattenoberfläche transportiert werden und die Verweildauer der Wirbelstrukturen an der Platte möglichst hoch sein. Ebenfalls lässt

die beobachtete Korrelation zwischen der Zirkulation der Wirbel und der wand-nächsten Wirbelstärkeverteilung während des Aufpralls den Schluss zu, das Zirkulationsniveau der Wirbel nach Möglichkeit bis zum Erreichen der Platte hoch zu halten, um die Intensität der Wechselwirkung zwischen Wirbel und Wand zu erhöhen.

Die gewonnenen Erkenntnisse aus Abschnitt 5.1 dienen als Grundlage für die Festlegung der Parameter zur periodischen Ringwirbelerzeugung. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die Entwicklung einzelner Ringwirbel in einer Querströmung stark vom Hubverhältnis und dem Geschwindigkeitsverhältnis abhängt. Das Geschwindigkeitsverhältnis beeinflusst in starkem Maße das Neigungsverhalten und die Eindringtiefe der Wirbel in die Querströmung. Außerdem ist es maßgeblich für den genauen Wert des *transition stroke ratios*, bei dessen Überschreitung die Ringwirbel beginnen, einen Nachlauf auszubilden. Eine Steigerung des Geschwindigkeitsverhältnisses von $VR = 5.0$ auf $VR = 6.2$ hat den Ergebnissen zufolge keine signifikante Wirkung auf sämtliche untersuchten Größen, so dass davon ausgegangen wird, dass erst deutlich größere Werte das Verhalten in Richtung Ringwirbelformierung in ruhender Umgebung ($VR \rightarrow \infty$) maßgeblich ändern. Um einen prägnanten Einfluss der Querströmung zu erzielen und zeitgleich eine ungestörte Formierung der Wirbel zu gewährleisten, wird das Geschwindigkeitsverhältnis in der folgenden Untersuchung auf einen konstanten Wert von $VR = 4.3$ festgelegt. Das Hubverhältnis hat einen dominanten Einfluss auf die Ausprägung des Strömungsfeldes. Bei großem Hubverhältnis ähnelt die Topologie der Strömung einem Jet in einer Querströmung und bei kleinem Hubverhältnis werden geschlossene, asymmetrische Ringwirbel erzeugt, die tief in die Querströmung eindringen. Das *transition stroke ratio* bildet den Grenzwert zwischen letztlich stromab geneigten Ringwirbeln mit Nachlauf und kompakten Ringwirbeln ohne Nachlauf, die eine Neigung stromauf entgegen der Querströmung erfahren. Das Hubverhältnis hat gegenüber dem Geschwindigkeitsverhältnis einen relativ geringen Einfluss auf die maximal auftretende Zirkulation der Wirbel und sollte zu Gunsten einer ausgeprägten Wirbel-Wand-Interaktion nicht zu groß und nicht zu klein gewählt werden. Zu große Werte wirken sich vermutlich ungünstig auf die Intensität der Wechselwirkung mit der Wand aus, da sich im Nachlauf verbleibende Wirbelstärke zwischen Wirbel und Platte schieben kann. Zu kleine Hubverhältnisse erreichen vor allem luvseitig ein geringes Zirkulationsniveau und bergen die Gefahr, vor dem Erreichen der zu kühlenden Oberfläche zu dissipieren. Einen Anhaltswert für ein optimales Hubverhältnis liefert das *transition stroke ratio*.

5.2 Periodisch generierte Ringwirbel in einer Querströmung mit Prallplatte

Das Ziel der Versuche war es, periodisch erzeugte Ringwirbel unter dem äußeren Einfluss einer Querströmung zu generieren und dabei die Zusammenhänge zwischen den Anregeparametern und der Intensität der Wirbel-Wand-Interaktion zu untersuchen. Die Kühleffektivität von Prallkühlkonfigurationen wird durch den lokalen konvektiven Wärmeübergang maßgeblich bestimmt und durch hohe wandgebundene Geschwindigkeitsgradienten begünstigt. Da Wärmeübergangsmessungen nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind, wird die von den Wirbeln induzierte wandgebundene Wirbelstärke als Maß für die potenzielle Kühlwirkung verwendet (vgl. Kataoka et al. (1987) und Abschnitt 4.3). Mit Hilfe von zeitlich und räumlich hochaufgelösten PIV-Messungen ist in diesem Zusammenhang die einzigartige Möglichkeit geboten, die Entwicklung der Wirbel und die Wandeffekte dieser Wechselwirkung synchron zu erfassen. Ferner werden die Auswirkungen der einzelnen Anregeparameter auf das dynamische Verhalten und auf die Interaktion mehrerer Ringwirbel untereinander systematisch erfasst, entsprechende Mechanismen identifiziert und auf den Einfluss einzelner Parameter zurückgeführt.

Abbildung 5.16 zeigt eine schematische Skizze des Versuchsaufbaus und des verwendeten Kolbenfahrprofils für die periodische Ringwirbelerzeugung. Im Rahmen der Versuche wurden bei einem konstanten Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 4.3$, insgesamt drei aufeinander folgende Ringwirbel mit verschiede-

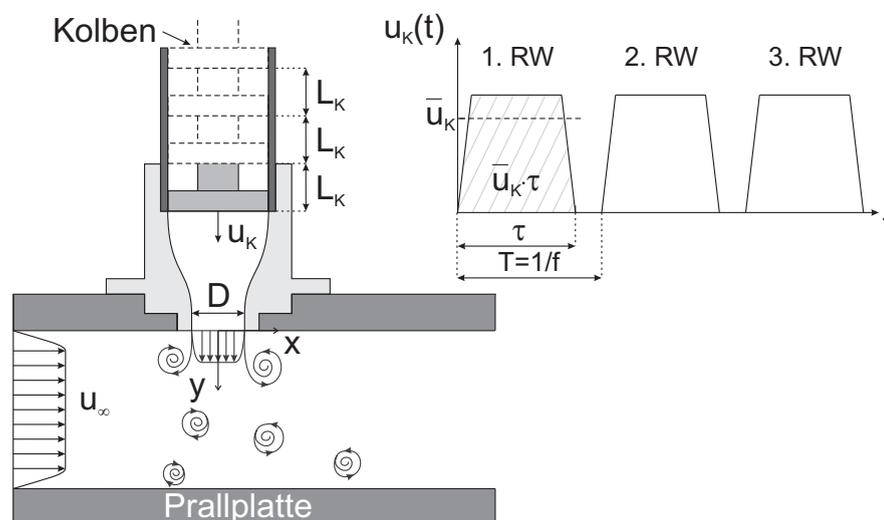


Abb. 5.16: Schematische Skizze des Versuchsaufbaus und des Kolbenfahrprofils für die periodische Ringwirbelerzeugung

nen Frequenzen und Hubverhältnissen generiert und untersucht. Die Ergebnisse wurden jeweils bei $Sr_D = const.$, $L/D = const.$ und $DC = const.$ miteinander verglichen. Der Zeitbereich vom Beginn der Formierung des ersten Wirbels bis zum Aufprall des dritten und letzten Wirbels auf die Platte wurde dabei von dem PIV-System zeitlich hoch aufgelöst erfasst und anschließend ausgewertet. Bei maximaler räumlicher Auflösung und einer Doppelbildwiederholrate von 1500 Hz stellte dabei die hardwareseitig zur Verfügung stehende Messzeit von $t_{mess} = 0.683 s$ einen limitierenden Faktor dar. Abbildung 5.17 zeigt den vermessenen Parameterraum und Tabelle 5.2 fasst die dazu gehörigen Geschwindigkeitsparameter zusammen. Der Bereich $L/D = 2 \dots 4$ wurde in Hinblick auf die Ergebnisse aus Abschnitt 5.1 ausgewählt, um den Einfluss einer Nachlaufausprägung bei der Wirbelformierung untersuchen zu können. Außerdem steht mit $L/D = 2.4$ ein weiteres Hubverhältnis unterhalb des nach Gleichung 5.2 erwarteten *transition stroke ratios* von $L/D_{TSR} \approx 2.9$ im Fokus. Die maximal möglichen Frequenzen f_{max} , ergeben sich konfigurationspezifisch aus der jeweiligen von L/D abhängigen Fahrdauer des Kolbens τ und Δt_{min} , der kleinsten einstellbaren Pause der Schrittmotorsteuerung zwischen dem Ende und dem Anfang zweier aufeinander folgenden Kolbenhübe ($f_{max} = 1/(\tau + \Delta t_{min})$). Aus der Messzeit und der Betrachtung der Kolbenfahrdauer beim größten Hubverhältnis ($\tau = 107 ms$ bei $L/D = 4$) ergibt sich darüber hinaus die untere Grenze für die minimal getestete Folgefrequenz der Ringwirbel f_{min} für alle untersuchten Fälle. Die den Parameterraum limitierenden Größen sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

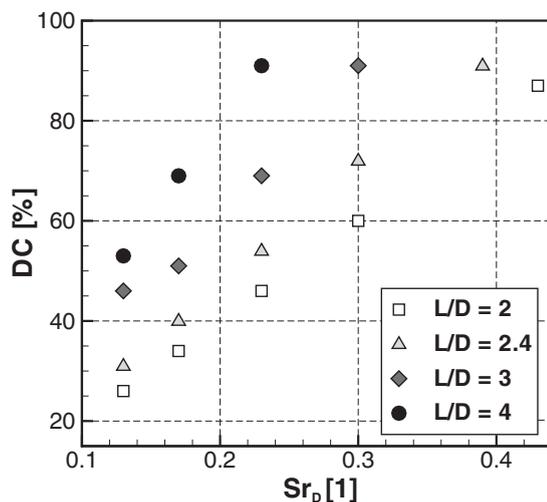


Abb. 5.17: Untersuchter Parameterraum periodisch generierter Ringwirbel bei $VR = 4.3$

VR	u_∞	$\langle \bar{u}_K \rangle$	$\sigma / \langle \bar{u}_K \rangle$	$Re_{\langle \bar{u}_K \rangle}$
[1]	[cm/s]	[cm/s]	[%]	[1]
4.3	11.2	48.4	0.64	6300

Tab. 5.2: Geschwindigkeitsparameter der durchgeführten Messreihen

$t_{mess} = 0.683 \text{ s}$	$\tau \text{ [ms]}$	$\Delta t_{min} \text{ [ms]}$	$Sr_{D,max}(f_{max})$	$Sr_{D,min}(f_{min});$ $T_{max} = 202 \text{ ms}$
L/D				
2	54	8	0.43 (16.2 Hz)	-
2.4	63	6	0.39 (14.4 Hz)	-
3	81	8	0.30 (11.2 Hz)	-
4	107	9	0.23 (08.6 Hz)	0.13 (5.0 Hz)

Tab. 5.3: Begrenzende Faktoren für den untersuchten Parameterraum mit $VR = 4.3$

5.2.1 Einfluss der Frequenz

Abbildung 5.18 zeigt in den Bildteilen (a)-(d), bei von links kommender Querströmung, den Einfluß einer steigenden Pulsationsfrequenz (Sr_D) auf die Topologie des Strömungsfeldes bei konstantem Hubverhältnis ($L/D = 2.4$). Die einzelnen Wirbelkerne sind unter Berücksichtigung der Reihenfolge ihrer Entstehung fortlaufend nummeriert. Dargestellt sind jeweils die Geschwindigkeitsvektoren bei halber räumlicher Auflösung und die Kontur der Wirbelstärke ($\omega \cdot D$) zum Zeitpunkt des Aufpralls des ersten Ringwirbels (1) auf der Platte ($t^* = 6.64$). Die Wirbel formieren sich bei $VR = 4.3$ und $L/D = 2.4$ jeweils ohne Nachlauf, d.h. das gesamte vom Kolben ausgestoßene Fluid wird in die Wirbel eingerollt. Die beiden Wirbelsegmente des ersten Ringwirbels (1) induzieren zum dargestellten Zeitpunkt an der Plattenoberfläche ein lokales Gebiet hoher Wirbelstärke und erneuern dadurch die Grenzschicht an der Prallplatte. Aus der Bildfolge (a)-(d) geht hervor, dass sich mit steigender Frequenz der Abstand der aufeinander folgenden Ringwirbel verkleinert. Dadurch verstärkt sich die Intensität der Wechselwirkung der einzelnen Wirbelsegmente untereinander. Primär treten dabei zwei miteinander korrelierte und für die Wirbel-Platten-Interaktion entscheidende Mechanismen auf, die jeweils auf dem Prinzip der Geschwindigkeitsinduktion basieren:

1. Mit zunehmender Frequenz, d.h. mit abnehmenden Abstand der Wirbel, verstärkt sich die Saugwirkung des vorauseilenden Ringwirbels (1) auf den nachfolgenden Ringwirbel (2). Hervorgerufen wird die Saugwirkung durch das induzierte Geschwindigkeitsfeld von Ringwirbel (1). Dieser Effekt sorgt vor allem auf der Leeseite für eine zusätzliche Beschleunigung des Wirbels (2), bevor dieser auf die Prallplatte trifft. Der Vorgang ist in Bildteil (c) für $Sr_D = 0.30$, mit (I) gekennzeichnet und durch entsprechende Pfeile verdeutlicht. Diese dynamische Wechselwirkung führt gleichzeitig zu einer Verstärkung der Stromaufneigung des Ringwirbels (2) entgegen der Hauptströmungsrichtung. Chang & Vakili (1995) beobachten in ihrer Studie ebenfalls eine verstärkte Neigung der Ringwirbel stromauf, bei einer Verringerung der Wirbelabstände. Die Aufprallpositionen der leeseitigen Segmente der

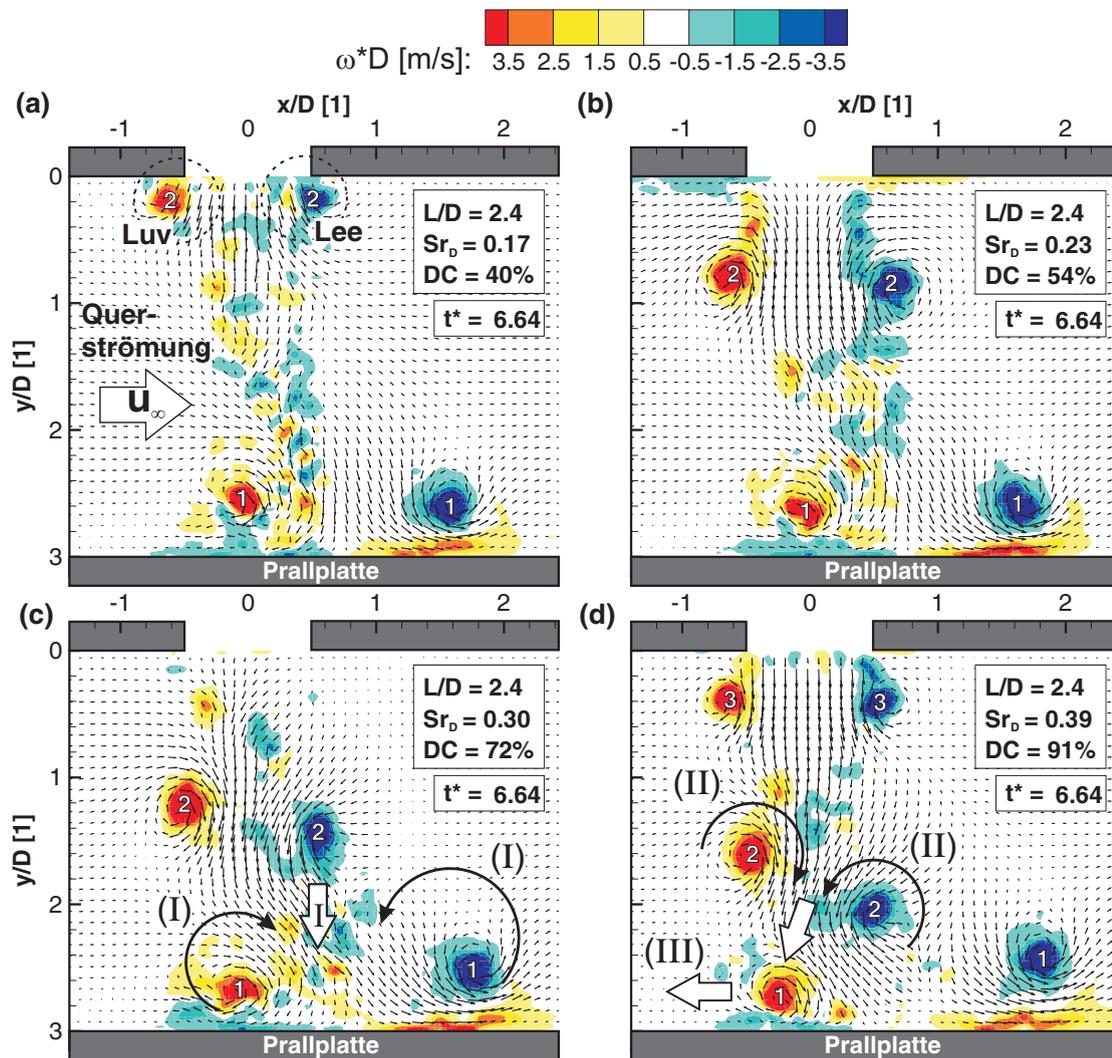


Abb. 5.18: Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) bei konstantem Hubverhältnis $L/D = 2.4$ zum Zeitpunkt $t^* = 6.64$ (a): $Sr_D = 0.17$, (b): $Sr_D = 0.23$, (c): $Sr_D = 0.30$, (d): $Sr_D = 0.39$

nachfolgenden Wirbel (2) und (3) werden auf diese Weise stromauf entlang der Plattenoberfläche verschoben.

2. In Bildteil (d) ist die durch die Saugwirkung des vorauseilenden Ringwirbels (1) veränderte Orientierung des Ringwirbels (2) bei $Sr_D = 0.39$ besonders gut zu erkennen. Das induzierte Geschwindigkeitsfeld des stark stromauf geneigten Ringwirbels (2), sorgt dadurch für eine diagonal stromauf gerichtete, schiebende Wirkung (II) auf das luvseitige Wirbelsegment (1), welches sich unmittelbar an der Oberfläche der Prallplatte befindet. Der von den Wirbeln beeinflusste Bereich an der Plattenoberfläche erweitert sich durch diesen mit zunehmender Frequenz verstärkt auftretenden Effekt stromaufwärts (III).

Die frequenzabhängigen Dynamiken lassen sich auch anhand der Trajektorien der Wirbelkerne feststellen, die mit Hilfe des in Kapitel 4 beschriebenen *Wirbel-trackings* bestimmt wurden. Aus den Trajektorien der luv- und leeseitigen Wirbelkerne leiten sich unmittelbar die zeitaufgelösten Verläufe der Neigungswinkel α

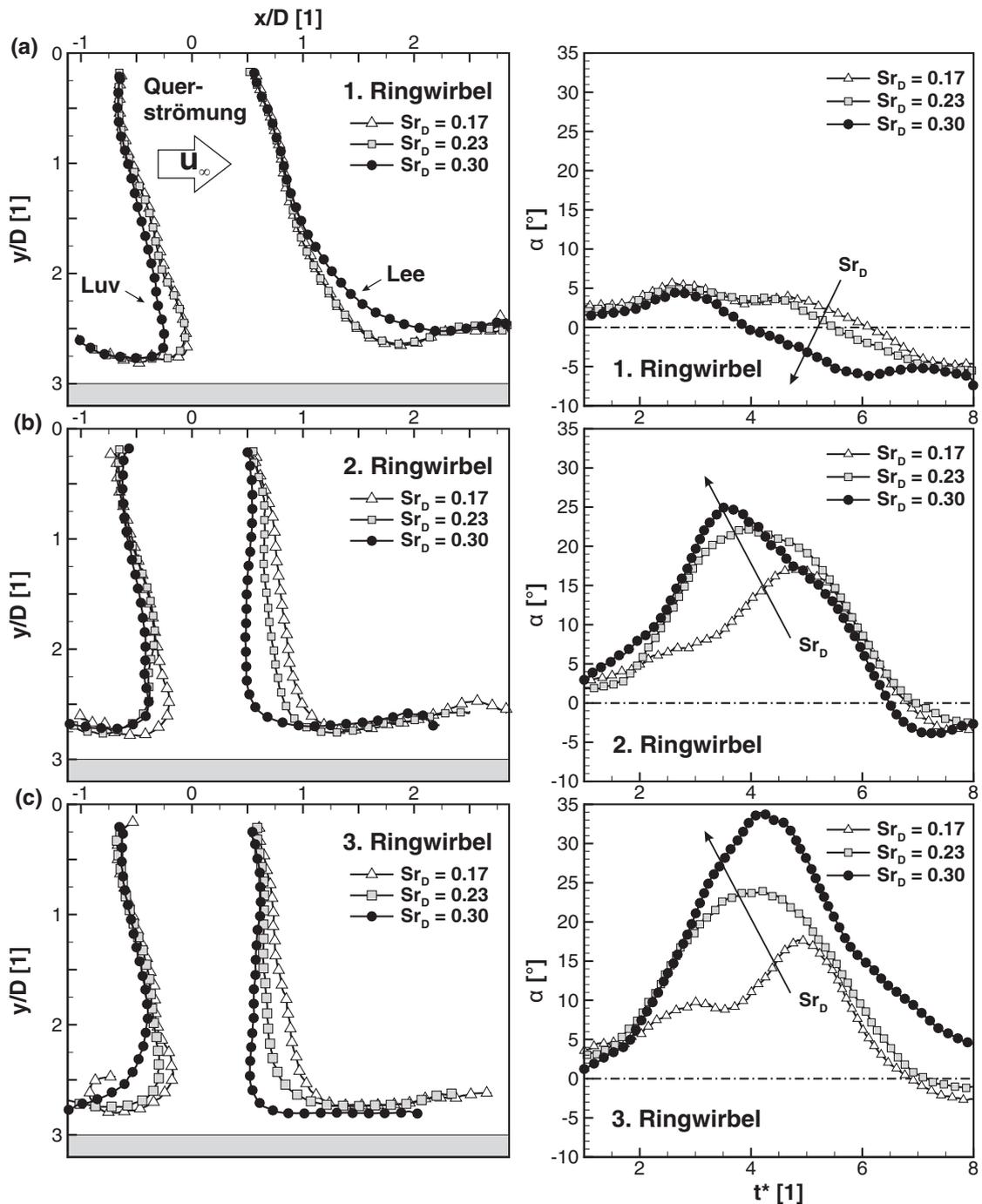


Abb. 5.19: Trajektorien (links) und Neigungswinkel (rechts) der Ringwirbel für verschiedene Pulsationsfrequenzen $Sr_D = 0.17 \dots 0.30$ bei $VR = 4.3$ und $L/D = 2.4$ (a): 1. Ringwirbel, (b): 2. Ringwirbel, (c): 3. Ringwirbel

ab. In Abbildung 5.19 sind die Trajektorien (links) und die zeitlichen Verläufe von α (rechts), des ersten (a), zweiten (b) und dritten (c) Ringwirbels für verschiedene Pulsationsfrequenzen ($Sr_D = 0.17 \dots 0.30$) dargestellt. Die Trajektorie des 1. Ringwirbels in Bildteil (a) wird erst ab einer hinreichend großen Frequenz ($Sr_D = 0.30$) durch die Wechselwirkung mit dem nachfolgenden 2. Ringwirbel beeinflusst. Ist die Frequenz hoch bzw. der Abstand zwischen den Wirbelkernen klein genug, trifft der 1. Ringwirbel durch die Geschwindigkeitsinduktion des 2. Ringwirbels entgegen seiner natürlichen Neigungsrichtung leicht stromab geneigt auf die Platte. Dieser Effekt ist auch in den Momentaufnahmen des Strömungsfeldes in Abbildung 5.18 (a)-(d) anhand der Positionen der Wirbelkerne des 1. Ringwirbels zu erkennen. Das Leeselement wird hierbei in Querströmungsrichtung ablenkt und trifft weiter stromab auf die Platte. Die Aufprallposition des Luvsegments verschiebt sich durch die Interaktion leicht in Richtung stromauf. In den Bildteilen (b) und (c) ist ein stärkerer Frequenzeinfluss auf die Trajektorien der Wirbelkerne und auf die entsprechenden Neigungswinkel des 2. und 3. Ringwirbels zu erkennen. Mit steigender Frequenz verschiebt sich die Aufprallposition des Luv- und Leewirbels, durch die zunehmende Ansaugwirkung des jeweils vorausseilenden Ringwirbels (vgl. Effekt I in Abbildung 5.18(c)), weiter in Richtung stromauf. Die weitgehend ähnlichen Verläufe der Trajektorien des 2. und 3. Ringwirbels bei gleicher Frequenz suggerieren ein quasistationäres dynamisches Verhalten der Wirbel im Anschluss an den Anfahrvorgang des 1. Ringwirbels. Die Verläufe der Trajektorien machen deutlich, dass die von links kommende Querströmung die Leeselemente nach deren Aufprall entlang der Platte stromab schiebt, während die stromauf gerichtete Bewegung der Luvwirbel an der Platte durch die entgegengesetzte Richtung der Querströmung abgebremst wird. Der von den Wirbeln beeinflusste Oberflächenbereich an der Platte ist dadurch leeseitig deutlich größer als auf der Luvseite. Besonders in Bildteil (c) ist zu erkennen, dass sich bei höheren Frequenzen das Einflussgebiet der Wirbel in Richtung stromauf erweitert (gemäß Effekt III in Abbildung 5.18(d)) und die Wirbelkerne durch die zunehmende Wechselwirkung untereinander zum Teil dichter an die Plattenoberfläche gelangen.

Abbildung 5.20 fasst die aus dem *Wirbeltracking* ermittelten Aufprallkoordinaten für die in Abbildung 5.19 dargestellten Fälle zusammen. Als Kriterium für den Ort des Aufpralls wurden die minimal auftretenden Plattenabstände der Wirbelkerne (bzw. die Maximalwerte y/D_{max} der detektierten Wirbelkernpositionen) verwendet. Die entsprechenden Zeitstempel liefern jeweils die dazugehörigen x/D -Positionen, so dass die Koordinaten des Aufpralls eindeutig bestimmt werden können. In Übereinstimmung mit den Verläufen der Trajektorien aus Abbildung 5.19 ist zu erkennen, dass die Aufprallpositionen luvseitig deutlich weniger von der Frequenz beeinflusst werden als auf der Leeseite. Für den ersten

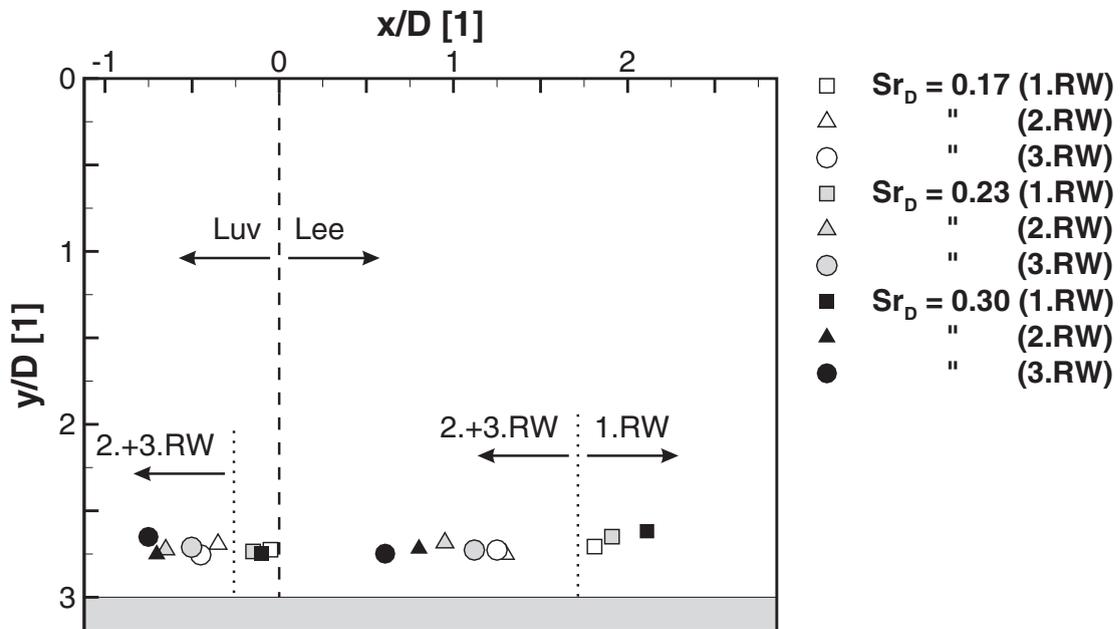


Abb. 5.20: Aufprallpositionen der Wirbel, ermittelt anhand der minimal auftretenden Plattenabstände der Wirbelkerne bei $VR = 4.3$, $L/D = 2.4$ und $Sr_D = 0.17 \dots 0.30$

Ringwirbel unterscheiden sich die Aufprallkoordinaten auf der Luvseite so gut wie gar nicht voneinander, während sich leeseitig der Ort des Aufpralls auf der Plattenoberfläche mit zunehmender Frequenz leicht stromab verschiebt. Dies ist auf die mit der Frequenz zunehmende Induktionswirkung des Leesegmentes von Ringwirbel (2) zurückzuführen. Die Aufprallpositionen der Wirbelkerne von Ringwirbel (2) und (3) verschieben sich mit steigender Frequenz, als Resultat der zuvor beschriebenen Verstärkung der dynamischen Interaktion aufgrund der geringeren Wirbelabstände stromaufwärts. Der Effekt tritt leeseitig stärker in Erscheinung als auf der Luvseite.

Um den Frequenzeinfluss auf die von den Wirbeln ausgeübte Kühlwirkung an der Platte zu beurteilen, werden die in Abschnitt 5.1.4 eingeführten Fußabdrücke der Wirbel verwendet. Sie liefern eine zeitaufgelöste Information über die Entwicklung der wandnächsten Wirbelstärke, die von den Wirbeln an der Platte induziert wird. Abbildung 5.21 zeigt in den Bildteilen (a)-(d) die räumliche und zeitliche Verteilung der Fußabdrücke an der Wand, für die Frequenzen $Sr_D = 0.17 \dots 0.39$, bei einem konstanten Hubverhältnis von $L/D = 2.4$. Die Kontur zeigt den Betrag der wandnächsten Wirbelstärke ($|\omega|_{y/D=3} \cdot D$), dargestellt über dem korrigierten, dimensionslosen Phasenwinkel $(\varphi - \varphi^*)/2\pi$ und der Plattenkoordinate x/D . Dunkle Bereiche entsprechen dabei einer besonders intensiven Erneuerung der Grenzschicht durch die Wechselwirkung der Wirbel mit der Wand und bergen das Potential eines hohen lokalen Wärmeübergangs und einer entsprechend starken

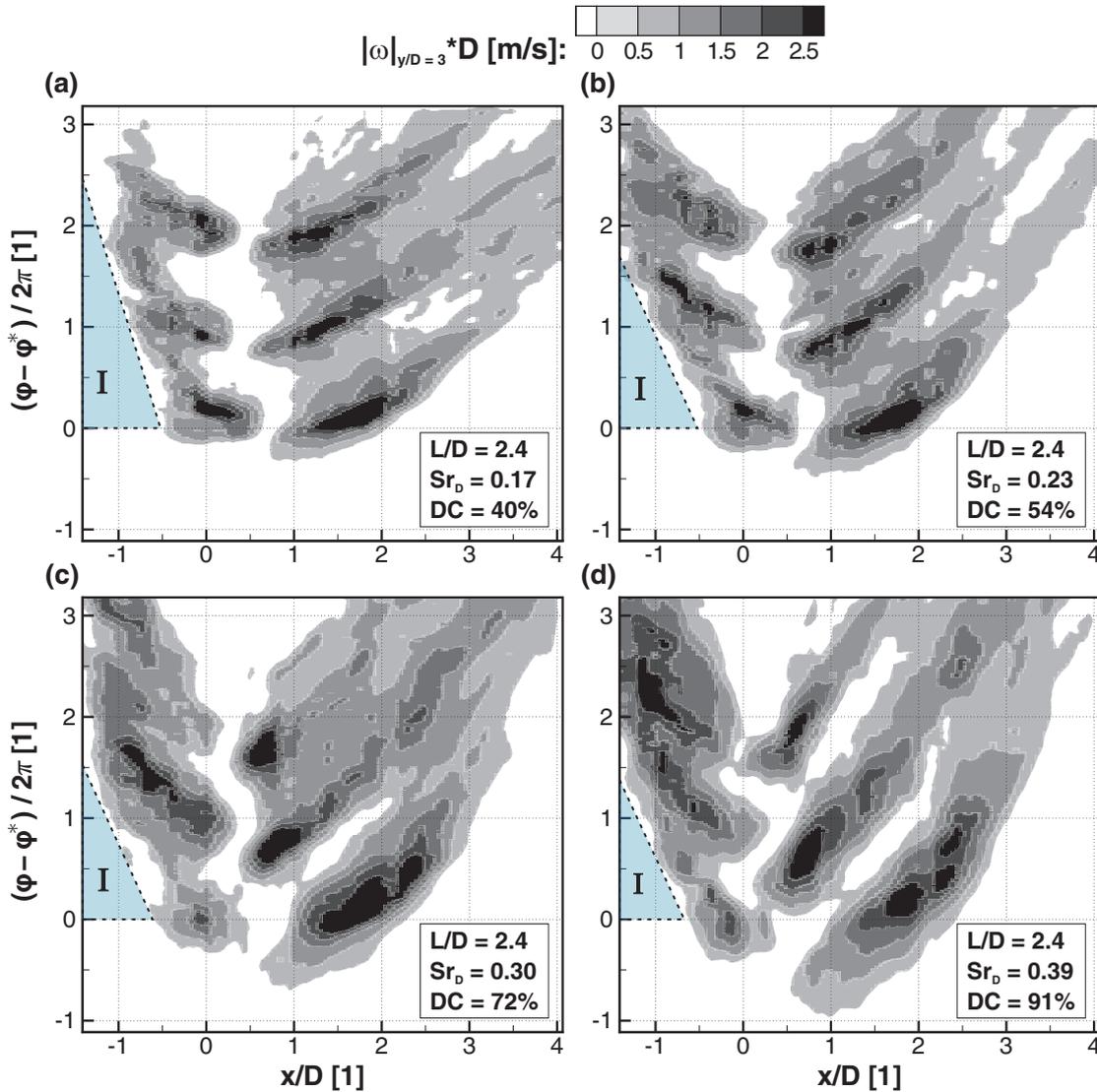


Abb. 5.21: Betrag der wandgebundenen Wirbelstärke $|\omega|_{y/D=3} \cdot D$ bei $VR = 4.3$, $L/D = 2.4$ und (a): $Sr_D = 0.17$, (b): $Sr_D = 0.23$, (c): $Sr_D = 0.30$, (d): $Sr_D = 0.39$

Kühlwirkung. Der Phasenwinkel φ^* entspricht dabei dem Zeitpunkt des Aufpralls des 1. Ringwirbels auf der Prallplatte ($t^* = 6.64$), der mit den in Abbildung 5.18 dargestellten Momentaufnahmen des Strömungsfeldes übereinstimmt. Dabei gilt der Zusammenhang

$$\frac{\varphi^*}{2\pi} = \frac{t}{T} \stackrel{T=1/f}{=} t \cdot f \stackrel{t=t^* \cdot D/\bar{u}_K}{=} \frac{t^* \cdot D \cdot f}{\bar{u}_K} \quad (5.3)$$

Die Verwendung von $(\varphi - \varphi^*)/2\pi$ auf der Zeitachse birgt den Vorteil einer besseren Vergleichbarkeit frequenzabhängiger Ereignisse, da die Werte von $|\omega|_{y/D=3} \cdot D$ jeweils über dem Vielfachen einer Periode dargestellt werden. Darüber hinaus sind die Daten im Zeitbereich auf einen phasengleichen Referenzzustand (Auf-

prall des 1. Ringwirbels auf der Prallplatte $\rightarrow (\varphi - \varphi^*)/2\pi = 0$) verschoben. Ein Vergleich der vier dargestellten Fälle untereinander zeigt, dass die maximale Intensität der Wechselwirkung zwischen den Wirbeln und der Prallplatte weitgehend unabhängig von der Pulsationsfrequenz ist, da identische Maximalwerte von $|\omega|_{y/D=3}$ erreicht werden. Diese werden primär durch das verwendete Hubverhältnis festgelegt. Bei relativ niedrigen Frequenzen (vgl. Bildteil (a) und (b) $Sr_D = 0.17 \dots 0.23$) sind die Fußabdrücke der luv- und leeseitigen Ringwirbelsegmente im Zeitbereich jeweils um eine Periodendauer T voneinander separiert und deutlich voneinander abgegrenzt. Wird die Frequenz weiter erhöht (vgl. Bildteil (c) und (d) $Sr_D = 0.30 \dots 0.39$), kommt es vor allem auf der Leeseite zu einer Phasenverschiebung der Aufprallzeitpunkte, während die Ereignisse auf der Luvseite für $Sr_D \geq 0.30$ zeitlich nicht mehr klar voneinander zu trennen sind. Die Zeiträume zwischen den Aufprallereignissen, in denen die Platte von den Wirbeln weitgehend unbeeinflusst bleibt, verkürzen sich mit steigender Frequenz sowohl absolut als auch phasenbezogen, so dass die wirbelinduzierte Kühlwirkung im Zeit- und Phasenbereich aufrecht erhalten wird. Die aufprallenden Wirbel erneuern hierbei die Plattengrenzschicht und gewährleisten somit eine schnell wiederkehrende Erneuerung der Plattengrenzschicht und eine Konservierung hoher Gradienten an der Wand. Dieser die Kühlwirkung begünstigende Effekt resultiert in erster Linie aus der mit der Frequenzerhöhung einhergehenden Zunahme des Kühlmassenstroms bei konstantem Hubverhältnis.

Wirft man einen Blick auf die räumliche Verteilung der Fußabdrücke in x/D -Richtung, stellt man fest, dass sich der Einflussbereich der Wirbel mit zunehmender Frequenz weiter stromauf verschiebt (Abnahme der in blau dargestellten Dreiecksfläche I). Eine Erklärung liefern die zuvor beobachteten Effekte II und III, abgeleitet aus Abbildung 5.18. Das jeweils voranströmende Luv-Segment wird durch das induzierte Geschwindigkeitsfeld des nachfolgenden, stromauf geneigten Ringwirbels entlang der Platte beschleunigt und entgegen der Querströmung weiter stromaufwärts geschoben. Gleichzeitig führt die mit steigender Frequenz verstärkte Saugwirkung auf nachfolgende Wirbel (vgl. Effekt I in Abbildung 5.18) zu einer räumlichen und zeitlichen „Verzahnung“ der Wirbelfußabdrücke. In der Folge verkleinert sich der unbeeinflusste Plattenbereich zwischen den Aufprallpositionen der Luv- und Leewirbel und zusätzlich der Phasenabstand zwischen den Aufprallereignissen.

Mittelt man die lokale von x und t abhängige wandgebundene Wirbelstärke $|\omega|_{y/D=3}$ entlang der Plattenkoordinate x/D , erhält man eine integrale, zeitabhängige Größe $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_{x'}$ die den räumlichen Mittelwert der Wirbelstärke an der Wand widerspiegelt und als Maß für den Momentanwert der Kühlwirkung aufgefasst werden kann. Abbildung 5.22 zeigt den Verlauf dieser integralen Größe als Funktion des korrigierten Phasenwinkels $(\varphi - \varphi^*)/2\pi$ bei konstantem Hubverhältnis

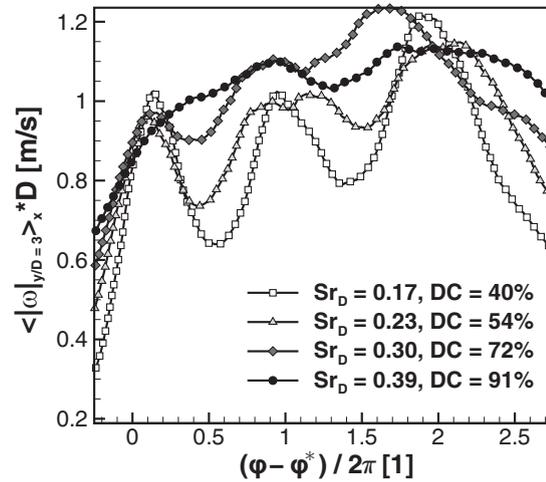


Abb. 5.22: Über die Plattenlauflänge x/D gemittelte, wandgebundene Wirbelstärke $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x \cdot D$, dargestellt über dem korrigierten Phasenwinkel $(\varphi - \varphi^*)/2\pi$, für $L/D = 2.4$ und $Sr_D = 0.17 \dots 0.39$

$L/D = 2.4$ für verschiedene Frequenzen $Sr_D = 0.17 \dots 0.39$. Es ist zu erkennen, dass die Intensität der Wirbelstärke an der Platte zu den Aufprallzeitpunkten (die lokalen Maxima im Graphen) nicht besonders stark mit der Frequenz variiert. Grundsätzlich steigt das Niveau von $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x$ frequenzunabhängig zu späteren Phasen an, da sich die Wirkung der drei aufeinander folgenden Wirbel an der Platte kumuliert. Signifikant ist hingegen der Frequenzeinfluss auf den qualitativen Phasenverlauf von $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x$. Steigt die Frequenz, füllen sich die Täler im Graphen, die bei niedriger Frequenz durch längere Totphasen entstehen und den Zeitraum zwischen den Aufprallereignissen repräsentieren, zunehmend mit Wirbelstärke auf. Dies deutet auf die zuvor erwähnte Aufrechterhaltung der Kühlwirkung durch beständig hohe Gradienten an der Wand hin und begünstigt die Kühlleistung auf Kosten eines erhöhten Massenstroms. In diesem Zusammenhang ist es erwähnenswert, dass durch eine Erhöhung der Frequenz von $Sr_D = 0.30$ auf $Sr_D = 0.39$, über dem betrachteten Zeitraum von drei Perioden, keine signifikante Steigerung von $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x$ erzielt wird.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Pulsationsfrequenz die Intensität der Wechselwirkung der Wirbel untereinander in starkem Maße beeinflusst. Eine Frequenzerhöhung führt dabei zu einer verstärkten dynamischen Interaktion und einzelne Wirbelsegmente werden vor ihrem Aufprall in Wandnähe durch Geschwindigkeitsinduktion beschleunigt. In der Folge kommt es zu einer Phasenverschiebung der Aufprallereignisse und die Totphasen, in denen wenig Wirbelstärke an der Platte induziert wird, verkürzen sich. Darüber hinaus führt diese Dynamik zu einer Erweiterung des Einflussgebiets der Wirbel an der Oberfläche der Prallplatte und zwar stromaufwärts und zwischen den luv- und leeseitigen

Aufprallpositionen der Wirbelsegmente. Die beobachteten Effekte begünstigen die Kühlwirkung durch die Wirbel-Wand-Interaktion.

5.2.2 Einfluss des Hubverhältnisses

Abbildung 5.23 zeigt den Einfluss des Hubverhältnisses L/D auf das Strömungsfeld bei einer konstanten Strouhalzahl von $Sr_D = 0.23$. In den Bildteilen (a)-(f) sind jeweils die Geschwindigkeitsvektoren bei halber räumlicher Auflösung und die Kontur der Wirbelstärke ($\omega \cdot D$) zu den drei Phasenlagen $\varphi/2\pi = 1.0, 2.0$ und

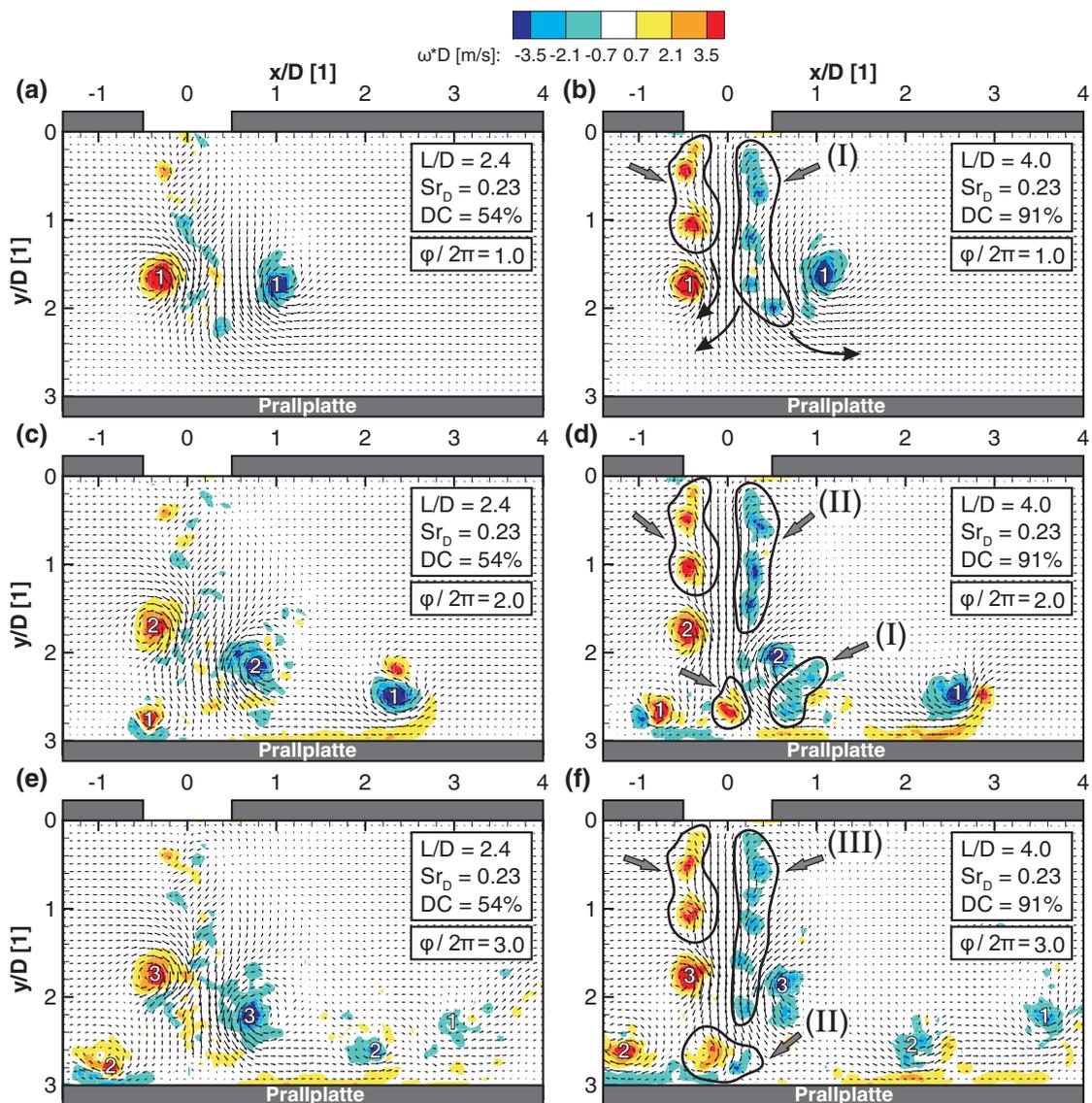


Abb. 5.23: Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) bei konstanter Frequenz $Sr_D = 0.23$, $L/D = 2.4$ (links) und $L/D = 4$ (rechts). Phasenwinkel (a) und (b): $\varphi/2\pi = 1.0$, (c) und (d): $\varphi/2\pi = 2.0$, (e) und (f): $\varphi/2\pi = 3.0$

3.0 dargestellt. Die Phasenwinkel $\varphi/2\pi = 1.0$ und 2.0 entsprechen dem Beginn des Kolbenhubes zur Erzeugung des 2. und 3. Ringwirbels. Die Wirbelkerne sind jeweils unter Berücksichtigung der Reihenfolge ihrer Entstehung mit den Zahlen eins, zwei und drei nummeriert. Vergleicht man die Strömungstopologie bei $L/D = 2.4$ (links) und $L/D = 4.0$ (rechts) miteinander, fallen zunächst die deutlich ausgeprägten Nachläufe hinter den Kopfwirbeln im Fall des größeren Hubverhältnisses auf. Das Nachlauffluid eines jeden Kopfwirbels (I),(II) und (III) ist in den Bildteilen (b), (d) und (f) mit den römischen Ziffern (I),(II) und (III) markiert. Die drei erzeugten Kopfwirbel sind jeweils von der ausgestoßenen Scherschicht aus der Düsenmündung isoliert, was auf einen bereits erreichten Sättigungszustand

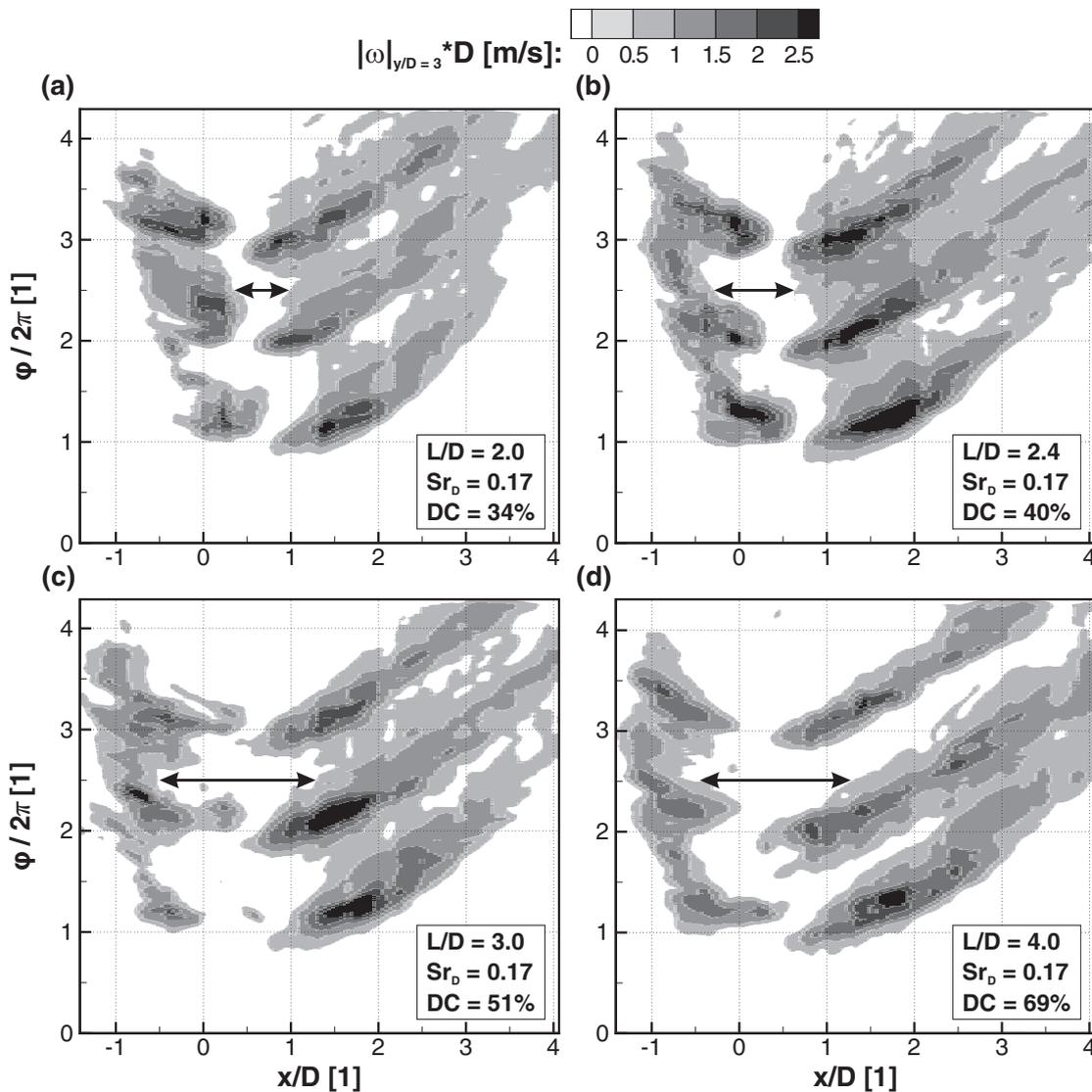


Abb. 5.24: Betrag der wandgebundenen Wirbelstärke $|\omega|_{y/D=3} \cdot D$ bei $VR = 4.3$, $Sr_D = 0.17$ und (a): $L/D = 2.0$, (b): $L/D = 2.4$, (c): $L/D = 3.0$, (d): $L/D = 4.0$

der Wirbel hindeutet. Das hinter den Kopfwirbeln verbleibende, wirbelbehaftete Scherschichtfluid wird durch die induktive Saugwirkung der Kopfwirbel durch diese hindurch gesogen und schiebt sich im weiteren Verlauf zwischen Wirbel und Prallplatte. Hierdurch wird ein direktes Auftreffen der Wirbel auf die Platte verhindert und die Interaktion mit der festen Wand abgeschwächt. Die gebogenen Pfeile in den Bildteilen (b) deuten an, dass Nachlauffluid, welches auf der stromab liegenden Seite der Düsenmündung generiert wurde, sowohl zwischen Luv -als auch zwischen Leewirbel und Platte bewegt. Hierbei lässt sich in einer zeitaufgelösten Sequenz beobachten, dass der kopfwirbelnächste Anteil des Nachlaufs zwischen Lee -und ein folgender Anteil zwischen Luvwirbel und Platte befördert wird. Ein Restanteil des Nachlaufs gelangt erst nach dem Aufprall beider Kopfwirbelsegmente in Prallplattenähe. Bei hinreichend großer Frequenz wird dadurch der direkte Weg der nachfolgenden Kopfwirbel zur Platte versperrt und die Wirbel-Platten-Interaktion entsprechend gedämpft (siehe Nachlauffluid mit der Markierung (I) bzw. (II) in Bildteil (d) und (f)).

Abbildung 5.24 zeigt die transiente Verteilung der Fußabdrücke an der Wand bei konstanter Strouhalzahl ($Sr_D = 0.17$) für die Fälle $L/D = 2.0 \dots 4.0$. Als Kontur ist der Betrag der Wirbelstärke in Wandnähe ($|\omega|_{y/D=3} \cdot D$) als Funktion des Phasenwinkels $\varphi/2\pi$ und der Plattenkoordinate x/D hinterlegt. Vergleicht man die jeweils erreichten Maximalwerte von $|\omega|_{y/D=3} \cdot D$ (dunkle Bereiche) der dargestellten Fälle untereinander, stellt man fest, dass diese zunächst bei einer Erhöhung von $L/D = 2.0$ in Bildteil (a) auf $L/D = 2.4$ in Bildteil (b) deutlich großflächiger ausfallen und ansteigen. Dieser Effekt ist der Zunahme der Wirbelzirkulationen mit steigendem Hubverhältnis zuzuordnen, da die Wirbel noch nicht gesättigt sind und folglich die Aufnahme weiterer Wirbelstärke durch größere Hubverhältnisse noch möglich ist. Abbildung 5.25 zeigt hierzu den Verlauf der auf den Düsendurchmesser bezogenen Zirkulation Γ/D der drei Ringwirbel, aufgetragen über dem Phasenwinkel $\varphi/2\pi$. Im Fall $L/D = 2.4$ werden sowohl luv -als auch leeseitig höhere Zirkulationswerte erreicht als beim kleineren Hubverhältnis $L/D = 2.0$, wodurch eine stärkere Wechselwirkung mit der Wand hervorgerufen werden kann. Wird das Hubverhältnis weiter erhöht ($L/D \geq 3.0$ vgl. Abbildung 5.24 (c) und (d)), schwächen sich die von den Wirbeln an der Wand induzierten Amplituden der Wirbelstärke ab und die Maximalwerte von $|\omega|_{y/D=3} \cdot D$ sinken. Dies ist auf die ungünstige Dynamik der hinter den Kopfwirbeln verbleibenden Nachläufe bei größerem Hubverhältnis zurückzuführen. Zusätzlich vergrößert sich mit steigendem Hubverhältnis der von den Wirbeln unbeeinflusste Bereich zwischen den Aufprallpositionen der luv -und leeseitigen Wirbelsegmente, da sich die Ringwirbel beim Einsaugen des Nachlauffluids aufweiten und auseinander gedrückt werden. Dieser Effekt ist in den Bildteilen (a)-(d) durch die zunehmende Länge des dargestellten Doppelpfeils mit steigendem Hubverhältnis verdeutlicht. Gleich-

zeitig erweitert sich der Einflussbereich der Wirbel an der Plattenoberfläche vor allem stromaufwärts durch den Anstieg der ausgestoßenen Fluidmasse und die schiebende Wirkung der Wirbelnachläufe. Abbildung 5.26 zeigt den Verlauf der über die Plattenlauflänge x/D gemittelten Wirbelstärke an der Wand $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x$ als Funktion des dimensionslosen Phasenwinkels $\varphi/2\pi$ bei konstanter Frequenz ($Sr_D = 0.17$) für die Hubverhältnisse $L/D = 2.0 \dots 4.0$. Aufgrund der identischen Frequenz ähneln sich die Verläufe qualitativ. Die integralen Amplituden zeigen ebenfalls die zuvor identifizierte Trendumkehr mit steigendem Hubverhältnis. Vergleicht man die Zeitschriebe bei $L/D = 2.4$ und $L/D = 4.0$ miteinander, wird deutlich, dass hier durch das kleinere Hubverhältnis zu jeder Phase mindestens

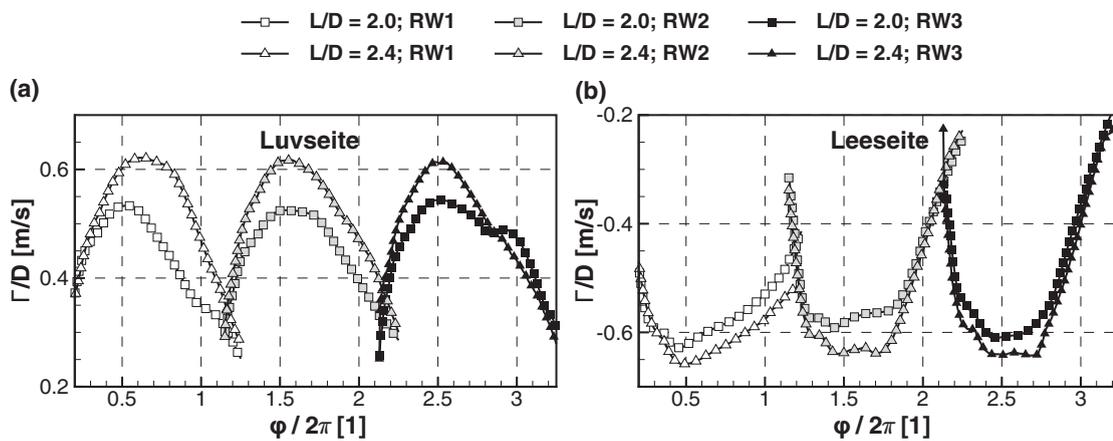


Abb. 5.25: Verlauf der auf den Düsendurchmesser bezogenen Zirkulation der Kopfwirbelsegmente Γ/D bei $Sr_D = 0.17$ als Funktion des dimensionslosen Phasenwinkels $\varphi/2\pi$ für $L/D = 2.0$ und $L/D = 2.4$ (a): Luvseite, (b): Leeseite

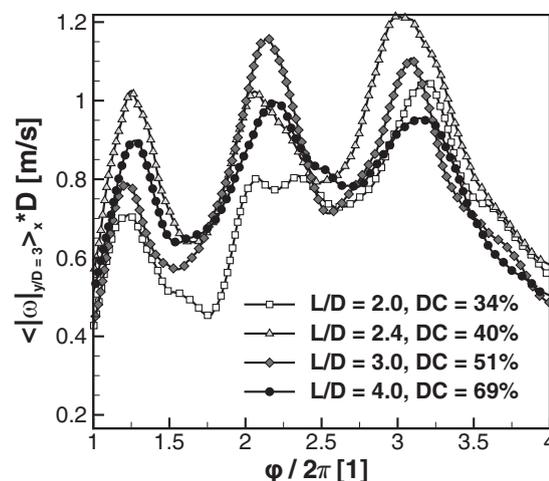


Abb. 5.26: Über die Plattenlauflänge x/D gemittelte, wandgebundene Wirbelstärke $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x \cdot D$, dargestellt über dem Phasenwinkel $\varphi/2\pi$, für $Sr_D = 0.17$ und $L/D = 2.0 \dots 4.0$

die gleiche Wirkung an der Platte bei einem um ca. 40% reduzierten Massenstrom erreicht wird.

Es bleibt festzuhalten, dass überschüssiges Scherschichtfluid, welches während der Wirbelformierung bei großen Hubverhältnissen nicht in die Kopfwirbel eingerollt wird, die Wirbel-Platten-Interaktion negativ im Sinne einer intensiven Erneuerung der Grenzschicht beeinflusst. Der dabei zusätzlich aufgebrauchte Massenstrom sollte deshalb vorzugsweise zu Gunsten einer Erhöhung der Wirbelfrequenz genutzt oder gespart werden.

5.2.3 Vergleich bei konstantem *Duty Cycle*

Aus den Gleichungen 3.10 und 3.11 erschließt sich, dass der *Duty Cycle* den auf die Periodendauer bezogenen Massenstrom \dot{m}_T vorgibt und durch die Parameter L/D und Sr_D festgelegt ist. Ein klarer Einfluss von *DC* auf die Strömungstopologie kann nicht eindeutig bestimmt werden, da hohe Frequenzen in Kombination mit niedrigen Hubverhältnissen den gleichen *Duty Cycle* ergeben können wie umgekehrt. Eine Variation von *DC* bei $L/D = const.$ entspricht daher einer entsprechenden Änderung der Frequenz und bei $Sr_D = const.$ einer Modifikation des Hubverhältnisses. Abbildung 5.27 verdeutlicht die Varianz der Strömungstopologie bei gleichbleibenden *Duty Cycle*. Dargestellt in den Bildteilen (a)-(c) ist jeweils das Strömungsfeld bei $DC \approx 70\%$, zum gleichem Phasenwinkel $\varphi/2\pi = 1.7$, für unterschiedliche Parameterkombinationen ($L/D, Sr_D$). Zusätzlich sind die jeweils verwendeten Kolbenfahrprofile (rechts) zu sehen. Dabei entspricht $\varphi/2\pi = 1.7$ dem Ende der Kolbenbewegung zur Erzeugung des zweiten Ringwirbels. Da sich sowohl die Frequenz als auch das Hubverhältnis der dargestellten Fälle unterscheiden, ist eine Kombination der durch beide Parameter ausgeübten Trends zu beobachten. Von Bildteil (a) nach (c) sinkt die Strouhalzahl und es steigt das Hubverhältnis. Folglich vergrößert sich der Abstand der aufeinander folgenden Wirbel und es bildet sich hinter den Kopfwirbeln ein Nachlauf aus. In Bildteil (b) ist zu sehen, dass bereits bei einem Hubverhältnis von $L/D = 3$ nicht das gesamte Scherschichtfluid in den Wirbel eingerollt wird und ein kleiner Nachlauf hinter den Kopfwirbeln verbleibt, welcher sich bei einer weiteren Erhöhung des Hubverhältnisses (Bildteil (c)) vergrößert.

Abbildung 5.28(a)-(c) zeigt die transiente Verteilung der Fußabdrücke an der Wand bei konstantem *Duty Cycle* ($DC \approx 70\%$) für die zuvor betrachteten Parameterkombinationen. Die mit $L/D = 2.4$ und $Sr_D = 0.30$ erzeugten Wirbel in Bildteil (a) bewirken im Vergleich die größten Amplituden der Wirbelstärke in Wandnähe. Gleichzeitig ist hier der Phasenabstand zwischen der wiederkehrenden Erneuerung der Plattengrenzschicht durch den Aufprall der Wirbelstrukturen am kürzesten (höchste Frequenz). In den beiden anderen dargestellten Fällen (Bild-

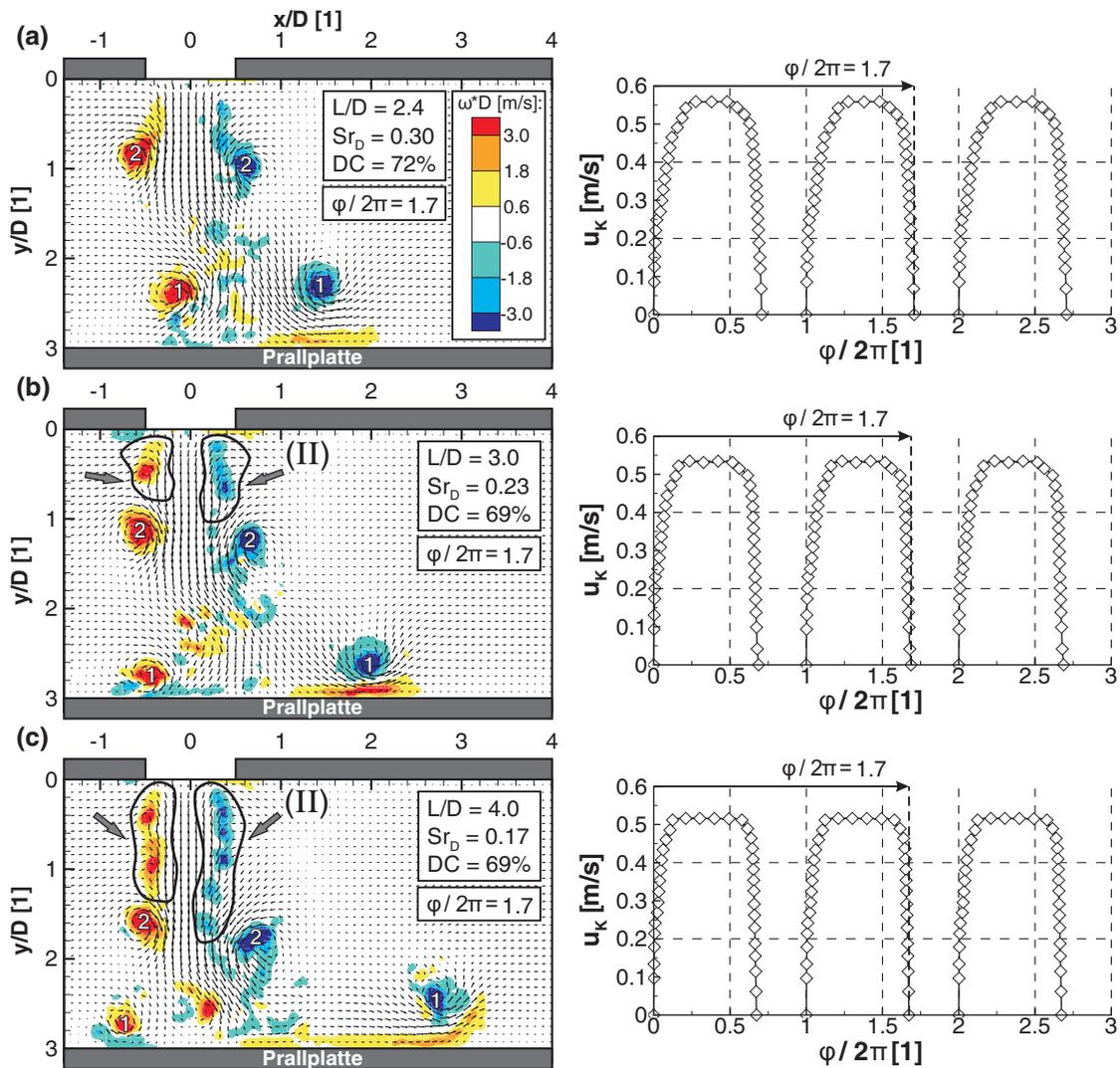


Abb. 5.27: Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) bei konstantem Duty Cycle $DC \approx 70\%$ und konstantem Phasenwinkel $\varphi/2\pi = 1.7$ (links) und entsprechende Kolbenfahrprofile (rechts). (a): $Sr_D = 0.30$, $L/D = 2.4$; (b): $Sr_D = 0.23$, $L/D = 3.0$; (c): $Sr_D = 0.17$, $L/D = 4.0$

teil (b) und (c) sorgt der Nachlauf für eine Abschwächung der Wirkung an der Platte und eine zunehmende Periodendauer lässt die Phasenabstände zwischen den Aufprallereignissen länger werden. Dieser Sachverhalt spiegelt sich ebenfalls in den Verläufen der über die Plattenauflänge gemittelten Wirbelstärke an der Wand wider (Bildteil (d)). Der Frequenzanstieg in Verbindung mit der einhergehenden Abnahme des Hubverhältnisses reduziert die Totphasen bei gleichzeitiger Erhöhung der Amplituden von $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x$. Dies führt zu einer effizienten Versorgung der Plattenoberfläche mit Wirbelstärke auf konstant hohem Niveau. In Hinblick auf die Kühlleistung von Prallkühlkonfigurationen, die mittels pulsierender Ringwirbelstrukturen unter Querströmungseinfluss arbeiten, lässt sich aus

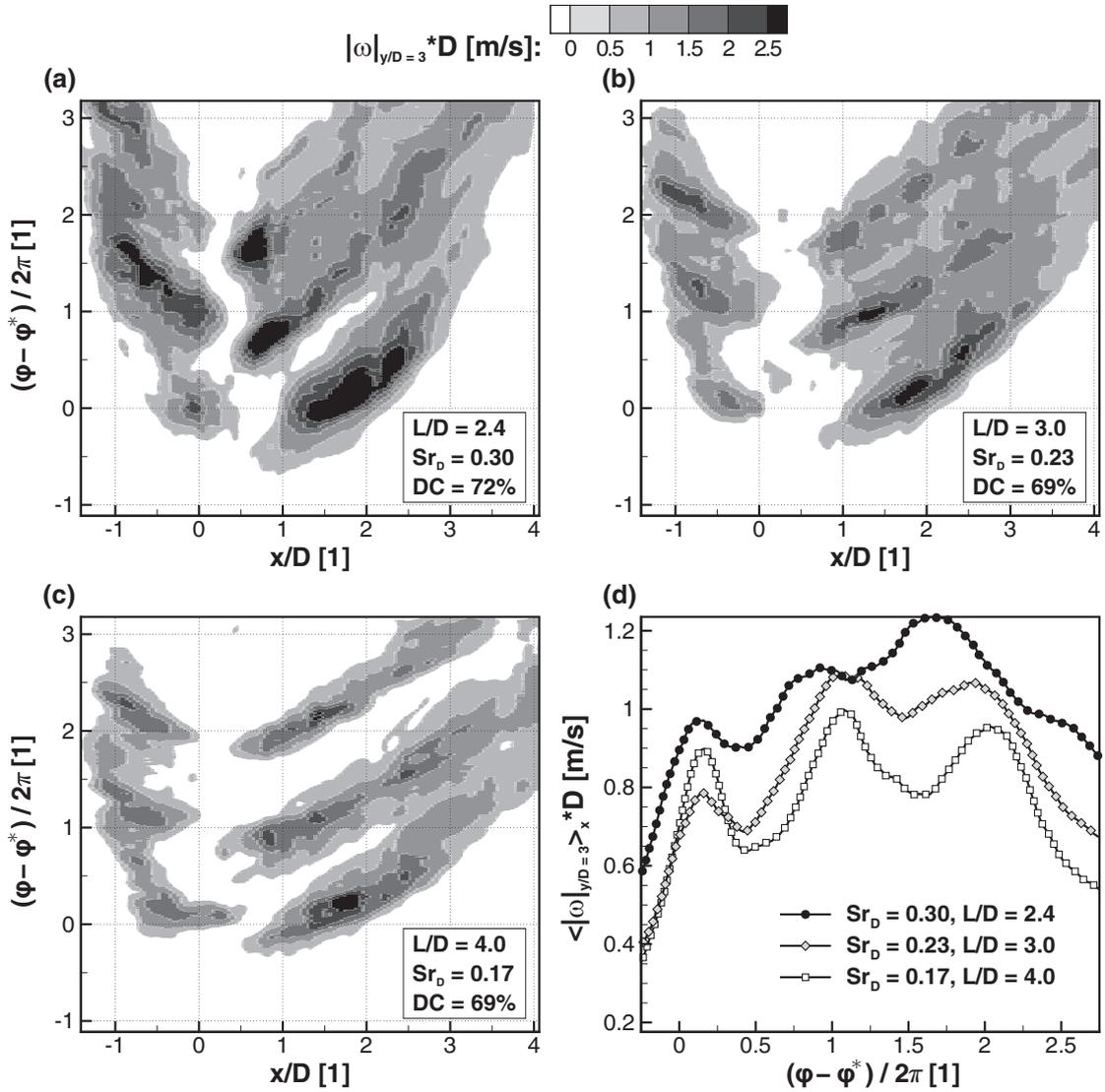


Abb. 5.28: (a)-(c): Betrag der wandgebundenen Wirbelstärke $|\omega|_{y/D=3} \cdot D$ bei $VR = 4.3$, $DC \approx 70\%$ und (a): $L/D = 2.4$, $Sr_D = 0.30$; (b): $L/D = 3.0$, $Sr_D = 0.23$; (c): $L/D = 4.0$, $Sr_D = 0.17$ (d): Über die Lauflänge x/D gemittelte, wandgebundene Wirbelstärke $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x \cdot D$ bei $DC \approx 70\%$.

den Ergebnissen ableiten, dass Ringwirbel die mit einem Hubverhältnis leicht unterhalb des *transition stroke ratios* generiert werden, besonders effizient sind. Die Ausbildung eines Nachlaufs kann so gänzlich vermieden werden und die Zirkulationen der Kopfwirbel können ein hohes Niveau erreichen, um eine ausgeprägte, intensive Erneuerung der Grenzschicht hervorzurufen. Bei vorgegebenen Massenstrom läßt sich außerdem auf diese Weise die Frequenz derart anpassen, dass die Totphasen zwischen dem Aufprall aufeinander folgender Wirbel niedrig gehalten werden und damit die Kühlwirkung auf hohem Niveau aufrecht erhalten wird.

5.2.4 Globale Bewertung der Kühlwirkung

Abschließend werden alle getesteten Parameterkombinationen mit Hilfe einer globalen Zielgröße Ω nach Gleichung 5.4 bewertet. Dabei wird die jeweils erzielte Momentanwert der Kühlwirkung an der Platte in Gestalt der über die Plattenauflänge gemittelten wandnächsten Wirbelstärke (vgl. Abschnitt 4.3) über ein frequenzabhängiges Zeitintervall $\Delta\varphi$ gemittelt und ins Verhältnis zum *Duty Cycle* gesetzt. Ω kann somit als Maß für die massenstromspezifische Kühlleistung aufgefasst werden.

$$\Omega \equiv \frac{1}{DC \cdot \Delta\varphi} \int_{\varphi_0}^{\varphi_0+6\pi} \langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x d\varphi \quad (5.4)$$

Das Vorgehen wird exemplarisch anhand eines Fallbeispiels in Abbildung 5.29 verdeutlicht. Die Basis für die Bewertung bildet die über die Prallplattenauflänge x/D gemittelte wandgebundene Wirbelstärke $\langle |\omega|_{y/D=3} \rangle_x$. Sie wird über ein Zeitintervall von jeweils drei Periodenlängen ($3T = 6\pi = \Delta\varphi$) gemittelt, um den Einfluss aller drei erzeugter Wirbel zu erfassen (vgl. Abbildung 5.29 (a)). Die Integration beginnt für jede Parameterkombination zum Zeitpunkt φ_0 , zu dem die Wechselwirkung des ersten Ringwirbels mit der Wand einsetzt (vgl. Abbildung 5.29(b)). Zur Bestimmung der Zeitpunkte φ_0 werden in der Auswerteroutine die zeitaufgelösten Wirbelkernpositionen (die Trajektorien) verwendet. Als Kriterium wird derjenige Zeitpunkt bestimmt, zu dem sich einer der beiden Wirbelkerne des ersten Ringwirbels an der Position $y/D = 2$ befindet, um den Einfluss der parameterspezifischen Zeiträume vor deren Aufprall nicht in die Mittelung mit

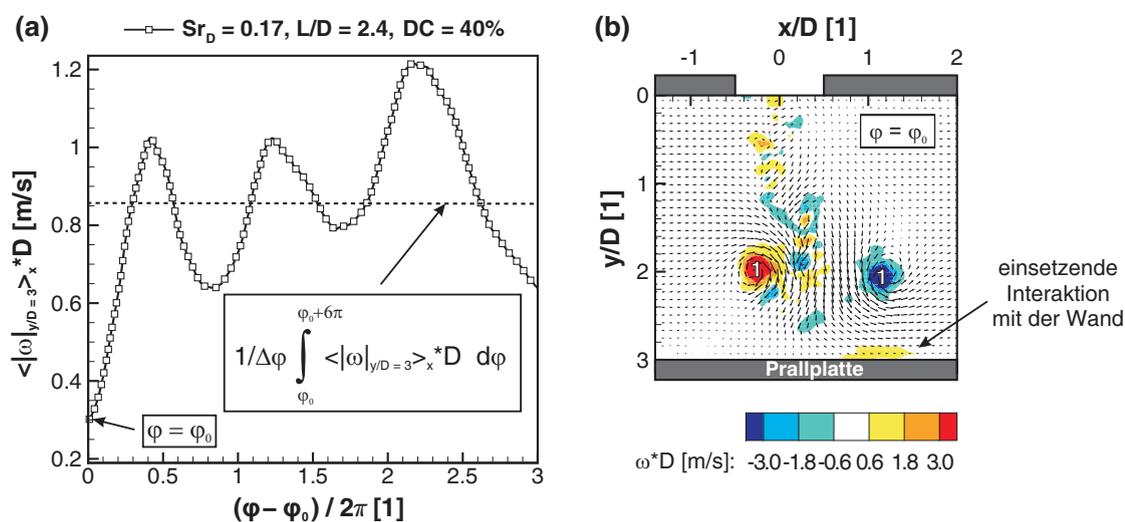


Abb. 5.29: Vorgehen bei der Bestimmung der Kühlleistung Ω anhand des Fallbeispiels $Sr_D = 0.17$, $L/D = 2.4$ und $DC = 40\%$ (a): über Zeitraum $\Delta\varphi$ gemittelte Kühlwirkung, (b): Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) zum Zeitpunkt $\varphi = \varphi_0$

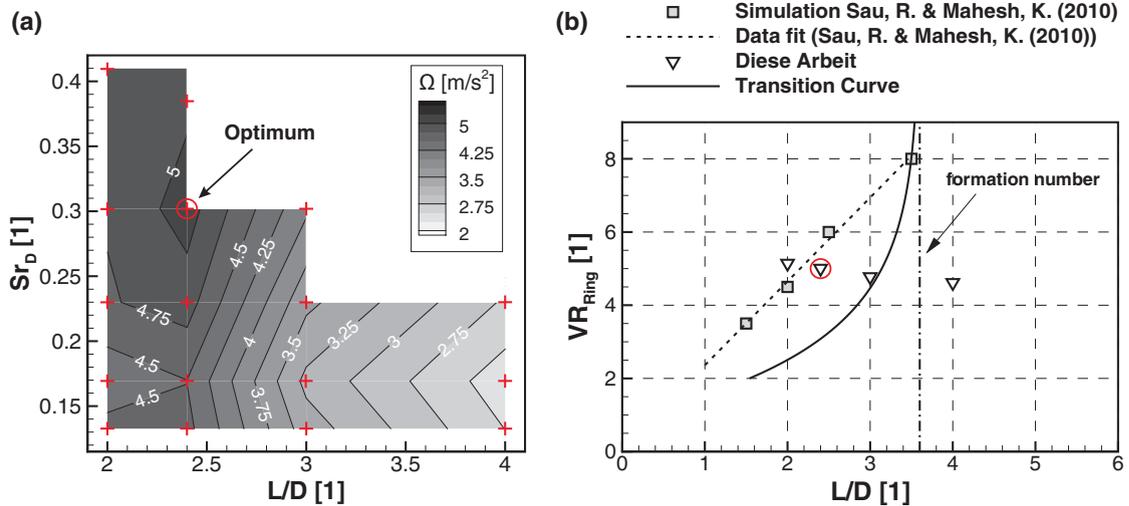


Abb. 5.30: (a): Auf den Duty Cycle bezogene Kühlleistung Ω (b): Vergleich mit numerischen Ergebnissen zu maximal tief eindringenden, pulsierenden Jets aus Sau & Mahesh (2010)

einzubeziehungen (vgl. hierzu auch Abbildung 5.14 (e) und (f)). Im Anschluss werden die ermittelten Werte auf den Duty Cycle bezogen, um den jeweils verwendeten Massenstrom zu berücksichtigen und Ω zu bestimmen.

In Abbildung 5.30(a) ist Ω als Kontur in Abhängigkeit von Frequenz und Hubverhältnis dargestellt. Die roten Symbole (+) bilden den nach Tabelle 5.3 konfigurationsspezifisch begrenzten Parameterraum (Sr_D , L/D) ab. Dunkle Bereiche entsprechen großen Werten von Ω und implizieren besonders effiziente Parameterkombinationen, um im betrachteten Zeitintervall eine intensive Wechselwirkung der Wirbel mit der Wand hervorzurufen und die Grenzschicht zu erneuern. Es wird deutlich, dass die Verwendung von großen Hubverhältnissen ($L/D \geq 3$) zu niedrigen Werten von Ω führt. Hierfür ist sowohl die Abschwächung der Wirbel-Wand-Interaktion durch die jeweils erzeugten Nachläufe hinter den Kopfwirbeln verantwortlich als auch die zwangsläufig großen Werte von DC bzw. die relativ hohen Massenströme (vgl. Gleichungen 3.10 und 3.11). Mit kleineren Hubverhältnissen ($L/D \leq 2.4$) kann hingegen eine intensivere Grenzschichterneuerung an der Prallplatte erzielt werden (vgl. Abbildungen 5.24 und 5.26) und es ergeben sich höhere Kühlleistungen Ω . Das mit einem Kreis markierte globale Optimum befindet sich bei $Sr_D = 0.3$ und $L/D = 2.4$ und wird damit bei kurz gehaltenen Totphasen zwischen den Aufprallereignissen energetisch gesättigter Wirbel maximaler Zirkulation erreicht. Die Wirbel-Wand-Interaktion ist hier entsprechend stark ausgeprägt ($L/D = 2.4$) und die Versorgung der Platte mit Wirbelstärke wird zeitlich durch die relativ hohe Wirbelfolgefrequenz aufrechterhalten ($Sr_D = 0.3$). Darüber hinaus begünstigen die dynamischen Wirbelkopplungseffekte die räumliche und phasenbezogene Verteilung der Wirbelstärke an der Plattenoberfläche

(siehe Abbildung 5.21).

Abbildung 5.30(b) zeigt die Ergebnisse der numerischen Studie von Sau & Mahesh (2010), in der die Eindringtiefe voll pulsierender laminarer Jets in eine Querströmung untersucht wurde. Die quadratischen Symbole stellen jeweils das optimale Hubverhältnis L/D_{opt} in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis $VR_{Ring} = \hat{u}_{jet}/u_\infty$ dar, welches zu einer maximalen Eindringtiefe der Strukturen in die Querströmung führte. Diese Optima entsprechen für $VR_{Ring} \geq 8$ dem *transition stroke ratio* (transition curve nach Sau & Mahesh (2008)) und verschieben sich für kleinere Geschwindigkeitsverhältnisse zu deutlich niedrigeren Hubverhältnissen als L/D_{TSR} . Überführt man das in dieser Arbeit vermessene $VR = \bar{u}_K/u_\infty = 4.3$ in das von Sau & Mahesh (2010) verwendete $VR_{Ring} = \hat{u}_{jet}/u_\infty$ (Verwendung der Maximalgeschwindigkeit \hat{u}_{jet} anstelle des Mittelwerts \bar{u}_{jet}), kann die Abbildung um die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Hubverhältnisse ergänzt werden (dreieckige Symbole). Es zeigt sich, dass der Bereich $L/D = 2 \dots 2.4$, welcher die Plattenoberfläche in dieser Studie besonders effizient mit Wirbelstärke versorgt, in unmittelbarer Nähe der gestrichelt dargestellten Ausgleichsgeraden der numerischen Daten liegt. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Mechanismen, die Ringwirbelstrukturen eines pulsierenden Jets maximal tief in eine Querströmung eindringen lassen, auch an einer das Strömungsfeld begrenzenden Prallplatte eine maximale Wirbel-Platten-Interaktion hervorrufen.

5.2.5 Einordnung der Ergebnisse und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnte für die verwendete Konfiguration der Nachweis erbracht werden, dass die Versorgung einer ebenen Prallplatte mit Wirbelstärke durch pulsierend erzeugte Ringwirbel in einer Querströmung stark von der Wahl der Pulsationsparameter Frequenz, *Duty Cycle* und dem äquivalenten Hubverhältnis abhängig ist. Für bestimmte Kombinationen konnte ein Optimum gefunden werden. Die Ergebnisse sind vor dem Hintergrund der verwendeten generischen Geometrie sowie den ausgewählten Randbedingungen zu bewerten. Sie dienen in erster Linie einer Übersicht der relevanten strömungsphysikalischen Vorgänge, die bei einer Variation der einzelnen Parameter auftreten und bilden damit eine Grundlage für die Auslegung von zukünftigen Prallkühlssystemen. Bei der Bewertung der Kühlwirkung auf Basis des betrachteten Anfahrprozesses (Betrachtung der ersten drei Ringwirbel) steht insbesondere der Einfluss der Frequenz und des vom Hubverhältnis abhängigen Sättigungszustands der Wirbel und die damit verbundene Nachlauformierung im Vordergrund. Die Übertragung der Ergebnisse auf eine kontinuierlich periodisch arbeitende Konfiguration muss von Fall zu Fall geprüft werden. Die Arbeit schließt thematisch die Lücke zwischen Studien aus dem Bereich Verbrennungsforschung (Sau & Mahesh, 2007,

2008; Muppidi & Mahesh, 2006; Eroglu & Breidenthal, 2001; Shapiro et al., 2006) und Arbeiten zum Thema Prallkühlung unter der Ausnutzung von pulsierend erzeugten Ringwirbeln (Kataoka et al., 1987; Zumbrennen & Aziz, 1993; Hofmann et al., 2007; Janetzke et al., 2008; Janetzke & Nitsche, 2009). Erstere beschäftigen sich inhaltlich mit einer Optimierung der Mischungseigenschaften von Ringwirbeln in einer Querströmung. Letztere untersuchen das Strömungsfeld in Hinblick auf eine Verbesserung des Wärmeübergangs, jedoch ohne dabei den Einfluß einer Querströmung zu berücksichtigen.

In dieser Studie wird vor allem die für den Wärmeübergang im Rahmen einer Kühlanwendung maßgebliche Wirbel-Prallplatten-Interaktion unter Querströmungseinfluss betrachtet. Die Untersuchung einzelner Ringwirbel liefert eine experimentelle Verifikation des von Sau & Mahesh (2008) per DNS ermittelten *transition stroke ratios* für drei verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse im Bereich von $VR = 3.2 \dots 6.2$ und ergänzt die Studie substantziell. Die Kopplung des energetischen Sättigungszustands der Ringwirbel an die ihn begrenzende Nachlaufausbildung wird durch die Ergebnisse unterstrichen und die Abhängigkeit der universellen *formation number* vom Geschwindigkeitsverhältnis bestätigt.

In der pulsierenden Konfiguration hat sich die Überführung der dimensionslosen Pulsationsparameter $Sr_D = f \cdot D / \bar{u}_K$ und $DC = \tau / T$ in ein äquivalentes Hubverhältnis L/D als zweckdienlich erwiesen, um die pulsierenden Fälle mit dem Verhalten einzelner Ringwirbel in einer Querströmung zu vergleichen. Drittstudien, die sich des gleichen Ansatzes bedienen, um die maximale Eindringtiefe pulsierender Jets in eine Querströmung auf ein optimales Hubverhältnis zurückzuführen, werden durch die vorliegende Arbeit um eine Abschätzung der von den Wirbeln ausgeübten Kühlwirkung an einer Prallplatte erweitert.

Allgemein müssen vor der Übertragung der Ergebnisse auf reale Anwendungen weiterführende Untersuchungen unternommen werden, in denen explizit die Bestimmung des Wärmeübergangs im Fokus steht. Dies könnte beispielsweise mit Hilfe von Temperatursensoren oder mittels Infrarotthermographie an entsprechend modifizierten Konfigurationen erreicht werden. Darüber hinaus sollten vergleichbare Versuche im kontinuierlich pulsierenden Betrieb durchgeführt werden, um die in dieser Arbeit identifizierten Dynamiken hinsichtlich ihrer Periodizität überprüfen zu können. In der Praxis werden zur integralen Kühlung von Flächen Prallstrahlarrays verwendet. Dies führt unmittelbar auf den weiterführenden Schritt mehrere Prallstrahlen in verschiedenen Arrayanordnungen zu untersuchen. Hierdurch könnte zusätzlich geklärt werden, inwiefern mit weiteren Sekundäreffekten durch die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Prallstrahlen zu rechnen ist. Damit das Konzept der bauteilinternen Prallkühlung unter der Ausnutzung von Ringwirbelstrukturen für den industriellen Einsatz in einer Gasturbine oder einem Flugzeugtriebwerk interessant wird, müssen darüber hinaus

Probleme bei der Implementierung und Umsetzung der Pulsation gelöst werden. Der Einsatz von Magnet-Schnellschaltventilen würde beispielsweise zusätzlich die Möglichkeit schaffen, einzelne Prallstrahlen innerhalb eines Arrayverbundes phasenversetzt mit Kühlluft zu versorgen und anzusteuern. Inwiefern durch die Verwendung von Ventilen eine vergleichbar ungestörte Ausströmcharakteristik wie durch die in dieser Arbeit verwendete Kolben/Rohr -Anordnung erzielt werden kann, ist im Einzelfall zu prüfen.

6 Zusammenfassung der Arbeit

Die Steigerung der Wirtschaftlichkeit von Verkehrsflugzeugen durch eine Reduktion des leistungsspezifischen Kraftstoffverbrauchs der Flugzeuge stellt für die zivile Luftfahrtindustrie nicht nur eine wichtige Zukunftsaufgabe, sondern auch eine große technische Herausforderung dar. Der Entwicklung effizienter Antriebe kommt dabei eine Schlüsselrolle zu. Aus den ökonomisch motivierten Zielvorgaben resultieren erhöhte Anforderungen an den thermischen Wirkungsgrad neuer Triebwerksgenerationen. Diese führen zu höheren Verdichterdruckverhältnissen, steigenden Turbineneintrittstemperaturen und gehen mit steigenden Belastungen der einzelnen Triebwerkskomponenten einher. In diesem Zusammenhang ist eine effiziente Kühlung von thermisch hochbelasteten Bauteilstrukturen notwendig. Ein Ansatz, der hierbei verfolgt wird, ist die Optimierung von Prallkühlverfahren, die unter anderem bei der internen Kühlung von Turbinenschaufeln zum Einsatz kommen. Die Fortschritte der letzten Jahre auf diesem Gebiet haben gezeigt, dass die konvektive Wärmeübertragung zwischen Kühlluft und heißer Struktur durch das Ausnutzen von aktiv generierten Ringwirbeln verbessert werden kann. In der technischen Anwendung werden überwiegend großflächige Arrayanordnungen einzelner Prallstrahlen verwendet. Hierbei ist insbesondere durch die Kühlluftabfuhr aus dem Schaufelinneren mit einer Überlagerung benachbarter Prallströmungen zu rechnen. Das resultierende Strömungsfeld in der unmittelbaren Umgebung eines einzelnen Strahls kann vereinfacht als Superposition der Prallströmung mit einer Querströmung betrachtet werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden an einem generischen Versuchsträger die grundlegenden strömungsphysikalischen Mechanismen experimentell untersucht, die bei einer Überlagerung von aktiv generierten Ringwirbeln und einer zweidimensionalen Kanalströmung auftreten. Erstmals konnten die strömungsmechanischen Vorgänge während der Formierung, Ausbreitung und Wechselwirkung der Wirbelstrukturen mit einer Prallfläche mit Hilfe der zeitlich hochaufgelösten Particle Image Velocimetry erfasst und analysiert werden.

Das Verhalten einzelner Ringwirbel wurde für Hubverhältnisse im Bereich von $L/D = 2 \dots 10$ und Geschwindigkeitsverhältnisse von $VR = \bar{u}_K/u_\infty = 2.3 \dots 6.2$ untersucht. Eine detaillierte Strömungsfeldanalyse und die Betrachtung der zeitlichen Verläufe der Wirbelzirkulation und der Trajektorien der Wirbelkerne haben gezeigt, dass die Topologie des Strömungsfeldes sowie die Intensität und die Dynamik der Ringwirbelstrukturen stark von beiden Parametern abhängig sind.

Im Vergleich zur Ringwirbelformierung ohne Querströmungseinfluß ($VR \rightarrow \infty$) setzt der Sättigungszustand der Wirbel durch zusätzliches *entrainment* von Querströmungsfluid während des Formierungsprozesses bei vergleichsweise kleineren Hubverhältnissen ein. Ist das Hubverhältnis größer als dieses von VR abhängige *transition stroke ratio* L/D_{TSR} , formieren sich letztlich stromab geneigte und gesättigte Kopfwirbel mit Nachlauf, der aus ausgestoßenem, aber nicht in den Wirbel aufgenommenen Scherschichtfluid besteht. Hubverhältnisse kleiner als L/D_{TSR} erzeugen geschlossene, asymmetrische und ungesättigte Ringwirbel ohne Nachlauf, die tief in die Querströmung eindringen und sich stromauf und entgegen des Querstroms neigen. Die in Sau & Mahesh (2008) mittels DNS gefundene Beziehung für L/D_{TSR} konnte für $VR = 3.2; 3.9$ und 6.2 validiert werden.

Auf Basis der zeitlich hochaufgelösten Strömungsfeldanalyse während der Wirbel-Wand-Interaktion lässt sich festhalten, dass durch die aufprallenden Ringwirbelstrukturen ein Energieeintrag in die Wandgrenzschicht erfolgt. Durch die Geschwindigkeitsinduktion der Wirbel in Wandnähe wird die Grenzschicht buchstäblich erneuert. Diese Wechselwirkung zwischen Wirbel und Prallplatte verursacht zugunsten des lokalen Wärmeübergangs hohe wandgebundene Geschwindigkeitsgradienten. Sie fällt umso stärker aus, je dichter die Wirbel an die Plattenoberfläche transportiert werden und je größer die Zirkulation der Wirbel ist. Das Zirkulationsniveau der Wirbel ist im Wesentlichen proportional zu VR . Die maximalen Werte werden bei konstantem VR für $L/D \geq L/D_{TSR}$ erreicht. Tendenziell gelangen die Wirbelkerne beim Aufprall für große VR und kleine L/D am nächsten an die Prallplattenoberfläche heran.

Die weiterführenden Untersuchungen von drei hintereinander generierten Ringwirbeln wurden bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis $VR = 4.3$ für vier verschiedene Hubverhältnisse im Bereich von $L/D = 2 \dots 4$ durchgeführt. Die dimensionslose Pulsationsfrequenz wurde dabei im Bereich von $Sr_D = 0.13 \dots 0.41$ variiert. Das Produkt $L/D \cdot Sr_D$ entspricht bei gegebenem VR dem *Duty Cycle* der Pulsation und ist in der verwendeten Konfiguration direkt proportional zum ausgestoßenen Kühlmassenstrom. Ausgehend von repräsentativen Fällen wurden zunächst die Einflüsse der einzelnen Anregeparameter auf die Strömungstopologie untersucht und dominante Interaktionen und auftretende Mechanismen identifiziert. Darüber hinaus wurde jeweils die von den Wirbeln ausgeübte Kühlwirkung an der Prallplatte quantifiziert. Hierfür wurde im Wesentlichen die Wirbelstärke in Plattennähe verwendet. Aus den Ergebnissen lassen sich bezüglich der Anwendung im Rahmen einer Prallkühlkonfiguration folgende Empfehlungen ableiten:

Eine Nachlaufausbildung während der Ringwirbelformierung sollte unbedingt vermieden werden. Das Nachlauf fluid verbleibt zunächst hinter den Kopfwirbeln und schiebt sich im weiteren Verlauf zwischen Wirbel und Prallplatte, verhindert

ein direktes Auftreffen der Wirbel auf die Platte und schwächt die Wirbel-Wand-Interaktion maßgeblich ab. Dies konnte im Rahmen der durchgeführten Versuche für $L/D > 2.4$ festgestellt werden. Eine Überführung der häufig verwendeten Pulsationsparameter $Sr = f \cdot D / \bar{u}_{jet}$ und $DC = \tau / T$ in ein äquivalentes Hubverhältnis L/D ist dementsprechend sinnvoll. Dieses sollte das von VR abhängige L/D_{TSR} keinesfalls übersteigen, so dass die Wirbel vor dem Plattenaufprall die gesamte vom Kolben ausgestoßene Scherschicht in sich aufnehmen können, ein hohes Zirkulationsniveau erreichen und eine maximale Auswirkung an der Plattenoberfläche erzielen. Zusätzlicher Massenstrom sollte daher vorzugsweise zu Gunsten einer Erhöhung der Wirbelfolgefrequenz mit $L/D < L/D_{TSR}$ genutzt oder eingespart werden. Hohe Frequenzen führen außerdem zu einer verstärkten dynamischen Interaktion der sequentiell erzeugten Ringwirbel und zu verkürzten Totphasen zwischen den Aufprallereignissen und der wiederkehrenden Grenzschichterneuerung. Im Bereich von $Sr_D = 0.3 \dots 0.41$ konnte beobachtet werden, dass durch Geschwindigkeitsinduktion vorauseilender Wirbel die Wirbelsegmente unmittelbar vor dem Auftreffen auf die Wand beschleunigen und eine Phasenverschiebung der Aufprallereignisse stattfindet. Das gefundene Maximum der Kühlleistung Ω (bei $Sr_D = 0.3$ und $L/D = 2.4$) resultiert im Wesentlichen aus einer optimierten räumlichen und phasenbezogenen Verteilung der wandgebundenen Wirbelstärke. Dabei kommen die zuvor erwähnten dynamischen Kopplungseffekte gesättigter Wirbel, mit unterdrückter Nachlauformierung ($L/D < L/D_{TSR}$) zum Tragen. Ferner liegt das Hubverhältnis im Bereich von L/D_{opt} , welches zu einer maximalen Eindringtiefe äquivalenter pulsierender Jets in eine Querströmung führt (Sau & Mahesh, 2010). Mit Blick auf den verwendeten Prallabstand in einer Kühlanwendung, sollte die Frequenz in Bezug auf die Ausnutzung dieser Wirbelkopplungsdynamik angepasst werden.

Diese Arbeit zeigt die Komplexität der strömungsmechanischen Vorgänge bei der Formierung und Bewegung von Ringwirbeln in einer Querströmung auf und verifiziert erstmalig das *transition stroke ratio* auf experimentellem Weg. Darüber hinaus wird ein detaillierter, zeitlich und räumlich hochaufgelöster Einblick in die Wirbel-Wand-Interaktion unter Querströmungseinfluss dargestellt und eine Grundlage für die Auslegung realer Konfigurationen geschaffen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der schaufelinternen Prallkühlung und der Auswirkung eines Querstroms auf die Prallströmung (Schaufel nach Vorlage von Florschuetz et al. (1983))	1
2.1	(a)-(c): Visualisierung des Formierungsprozesses eines laminaren Ringwirbels (nach Vorlage von Krutzsch (1939)). (d): Schematische Darstellung des Stromlinienbildes eines ausgebildeten laminaren Ringwirbels (nach Vorlage von Janetzke (2010))	4
2.2	Visualisierung des Einflusses von L/D auf die Ausbildung von Ringwirbeln an gleicher axialer Position (nach Vorlage von Gharib et al. (1998)).	8
2.3	(a)-(f): Zeitliche Sequenz der Interaktion zweier koaxialer Ringwirbel (nach Vorlage von Lim (1997) und Janetzke (2010))	9
2.4	Schematische Darstellung einer zeitlichen Sequenz der Wirbelkonfigurationen beim Aufprall eines Ringwirbels auf eine ebene Wand (nach Vorlage von Walker et al. (1987) und Janetzke (2010))	10
2.5	Schematische Darstellung der Ringwirbelformierung unter Querströmungseinfluss	12
2.6	Ringwirbel in einer Querströmung bei $VR = 3$ (nach Vorlage von Sau & Mahesh (2007)). Wirbelstärkekonturen in der Symmetrieebene bei (a): $L/D = 2$, (c): $L/D = 6$. Schematische Darstellung der Wirbelneigung (b): durch den MAGNUS-Effekt, (d): bei unterdrücktem MAGNUS-Effekt	13
2.7	<i>Entrainment</i> von Querströmungsfluid auf der Leeseite bei $VR = 3$ und $L/D = 6$ (nach Vorlage von Sau & Mahesh (2007)). (a): Skalare Konzentrationsverteilung, (b): 3D-Ansicht der Wirbelstärke als Isofläche mit ausgewählten Stromlinien	14
2.8	Klassifizierung von drei Bereichen unterschiedlicher Strukturen und Mischungseigenschaften (nach Vorlage von Sau & Mahesh (2008))	15

2.9	(a): Schematische Darstellung eines Jets in Querströmung (nach Vorlage von Fric & Roshko (1994)), (b): Mittelschnittdarstellung (nach Vorlage von New et al. (2006)), (c): Visualisierung mittels Tinte bei $VR = 2.2$ und $Re = u_\infty \cdot D/\nu = 1600$ (nach Vorlage von Kelso et al. (1996))	16
2.10	Schematische Darstellung eines pulsierenden Jets in einer Querströmung	18
2.11	Visualisierung des Einflusses der Pulsationsfrequenz auf die Eindringtiefe eines pulsierenden Jets in einer Querströmung (nach Vorlage von Eroglu & Breidenthal (2001)). $VR = 2.3$, $Re = 650$ und (a): $Sr = 0$; (b): $Sr = 0.28$; (c): $Sr = 0.71$ (100% Modulation)	19
2.12	Steigerungsraten der Kühleffektivität im Staupunkt (ϵ_{SP}) von pulsierenden Prallstrahlen gegenüber dem stationären Referenzfall in Abhängigkeit von Frequenz (Sr) und Amplitude (AMP) der Pulsation bei konstantem Massenstrom (nach Janetzke & Nitsche (2009)). $Re = 7230$ und Prallplattenabstand $y/D = 2$	23
3.1	Aufbau des Wasserkanals am Institut für Luft- und Raumfahrt (ILR)	27
3.2	Aufbau der Versuchskonfiguration in der Messstrecke am Wasserkanal	28
3.3	Prinzipielles PIV-Setup an der modifizierten Messstrecke des Wasserkanals (nach Vorlage von Raffel et al. (2007))	29
3.4	Timing-Diagramm für zeitaufgelöste PIV-Messungen (nach Vorlage von Raffel et al. (2007))	30
3.5	Messaufbau am Wasserkanal	34
3.6	(a): Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Generierung einzelner Ringwirbel, (b): Analoges Rechtecksignal des Encoders	35
3.7	(a): Zeitlicher Verlauf der Kolbengeschwindigkeit $u_K(t)$ und seine charakteristischen Parameter (b): Generische Kolbenfahrprofile für verschiedene Hubverhältnisse L/D mit $\bar{u}_K = 0.486$	36
3.8	(a): Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur periodischen Ringwirbelerzeugung (b): Generisches Kolbenfahrprofil bei Mehrfachhüben	37
3.9	Geschwindigkeitsprofil der ungestörten Querströmung an der Stelle $x/D = -1$	40
3.10	Geschwindigkeitsprofile an (oberer) Deck- und (unterer) Prallplatte an der Stelle $x/D = -1$	40

4.1	Stromlinienbilder als Lösung von Gleichung 4.3 (nach Vorlage von Vollmers (2001))	43
4.2	Radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit c_θ , der Wirbelstärke ω_z und der Zirkulation Γ eines HAMEL-OSEEN-Wirbels . . .	45
4.3	Vergleich zwischen Messdaten (dargestellt in Bildteil (c)) und theoretischem Modell eines HAMEL-OSEEN-Wirbels (a): Wirbelstärkeverteilung entlang des Profilschnitts B-B, (b): radiale Zirkulationsverteilung, (d): Wirbelstärkeverteilung entlang des Profilschnitts A-A	47
4.4	Strömungsfeld während der Wirbel-Prallplatten-Interaktion zur Verdeutlichung der Methode zur Quantifizierung der Kühlwirkung	49
5.1	Schematische Skizze des Versuchsaufbaus und des Kolbenfahrprofils zur Generierung einzelner Ringwirbel	52
5.2	Vermessener Parameterraum einzeln generierter Ringwirbel	53
5.3	Zeitliche Sequenz der Strömungsfelder (bei halber räumlicher Auflösung) für $VR = 3.2$ und (a1)-(a4): $L/D = 2$, (b1)-(b4): $L/D = 7$. . .	55
5.4	(a): Trajektorien der Wirbelkerne und (b): Neigungswinkel der Ringwirbel als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $VR = 3.2$, $L/D = 2$ und $L/D = 7$	57
5.5	Verlauf der auf den Düsendurchmesser bezogenen Zirkulation Γ/D der Kopfwirbelsegmente (luv- und leeseitig) als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $VR = 3.2$, $L/D = 2$ und $L/D = 7$	58
5.6	Strömungsfelder (bei halber räumlicher Auflösung) zum Zeitpunkt $t^* = 5$ (a1) und (a2): $VR = 2.3$, (b1) und (b2): $VR = 5.0$, (a1) und (b1): $L/D = 2$, (a2) und (b2): $L/D = 5$	60
5.7	Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) nahe der Austrittsmündung zum Zeitpunkt $t^* = 1$ bei konstantem Hubverhältnis $L/D = 2$ (a): $VR = 2.3$, (b): $VR = 5.0$	61
5.8	(a): Trajektorien der Wirbelkerne und (b): Neigungswinkel der Ringwirbel als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $L/D = 6$ und $VR = 2.3 \dots 6.2$	62
5.9	Maximale y -Positionen der Ringwirbelkerne als Funktion von VR für $L/D = 2 \dots 10$ (a): luvseitig, (b): leeseitig	63
5.10	Verlauf der auf den Düsendurchmesser bezogenen Zirkulation der Kopfwirbelsegmente Γ/D als Funktion der dimensionslosen Formierungszeit t^* bei $L/D = 6$ und $VR = 2.3 \dots 6.2$	64

5.11	Neigungswinkel der Ringwirbel als Funktion von t^* bei $VR = 3.2$ (a): $L/D = 2 \dots 10$, (b): $L/D = 2 \dots 3.5$	66
5.12	Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) zum Zeitpunkt $t^* = 4.0$ bei $VR = 3.2$ (a): $L/D = 2.25$ (ohne Nachlauf), (b): $L/D = 3$ (mit Nachlauf)	67
5.13	Vergleich der in dieser Arbeit experimentell ermittelten Bereiche des <i>transition stroke ratios</i> mit den numerischen Daten aus Sau & Mahesh (2008)	67
5.14	(a)-(d): Sequenz des Aufprallereignisses eines leeseitigen Wirbel- segments (a): $t^* = 5.0$, (b): $t^* = 6.1$, (c): $t^* = 6.5$, (d): $t^* = 7.5$ (e): Betrag der wandnächsten Wirbelstärke für alle Zeitpunkte t^* , dar- gestellt über der Plattenlauflänge x/D (f): Zeitlicher Verlauf der Wir- belzirkulation Γ/D und der Wirbelkernkoordinate y/D . Dargestellter Fall bei $VR = 5.0$ und $L/D = 2$	69
5.15	(a)-(d): Wandnahe Geschwindigkeitsprofile während des Aufpralls eines leeseitigen Wirbelsegments (a): $t^* = 5.0$, (b): $t^* = 6.1$, (c): $t^* = 6.5$, (d): $t^* = 7.5$. Dargestellter Fall bei $VR = 5.0$ und $L/D = 2$	71
5.16	Schematische Skizze des Versuchsaufbaus und des Kolbenfahrpro- fils für die periodische Ringwirbelerzeugung	73
5.17	Untersuchter Parameterraum periodisch generierter Ringwirbel bei $VR = 4.3$	74
5.18	Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) bei konstantem Hubverhältnis $L/D = 2.4$ zum Zeitpunkt $t^* = 6.64$ (a): $Sr_D = 0.17$, (b): $Sr_D = 0.23$, (c): $Sr_D = 0.30$, (d): $Sr_D = 0.39$	76
5.19	Trajektorien (links) und Neigungswinkel (rechts) der Ringwirbel für verschiedene Pulsationsfrequenzen $Sr_D = 0.17 \dots 0.30$ bei $VR =$ 4.3 und $L/D = 2.4$ (a): 1. Ringwirbel, (b): 2. Ringwirbel, (c): 3. Ringwirbel	77
5.20	Aufprallpositionen der Wirbel, ermittelt anhand der minimal auf- tretenden Plattenabstände der Wirbelkerne bei $VR = 4.3$, $L/D = 2.4$ und $Sr_D = 0.17 \dots 0.30$	79
5.21	Betrag der wandgebundenen Wirbelstärke $ \omega _{y/D=3} \cdot D$ bei $VR =$ 4.3 , $L/D = 2.4$ und (a): $Sr_D = 0.17$, (b): $Sr_D = 0.23$, (c): $Sr_D = 0.30$, (d): $Sr_D = 0.39$	80
5.22	Über die Plattenlauflänge x/D gemittelte, wandgebundene Wirbel- stärke $\langle \omega _{y/D=3} \rangle_x \cdot D$, dargestellt über dem korrigierten Phasen- winkel $(\varphi - \varphi^*)/2\pi$, für $L/D = 2.4$ und $Sr_D = 0.17 \dots 0.39$	82

5.23	Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) bei konstanter Frequenz $Sr_D = 0.23$, $L/D = 2.4$ (links) und $L/D = 4$ (rechts). Phasenwinkel (a) und (b): $\varphi/2\pi = 1.0$, (c) und (d): $\varphi/2\pi = 2.0$, (e) und (f): $\varphi/2\pi = 3.0$	83
5.24	Betrag der wandgebundenen Wirbelstärke $ \omega _{y/D=3} \cdot D$ bei $VR = 4.3$, $Sr_D = 0.17$ und (a): $L/D = 2.0$, (b): $L/D = 2.4$, (c): $L/D = 3.0$, (d): $L/D = 4.0$	84
5.25	Verlauf der auf den Düsendurchmesser bezogenen Zirkulation der Kopfwirbelsegmente Γ/D bei $Sr_D = 0.17$ als Funktion des dimensionslosen Phasenwinkels $\varphi/2\pi$ für $L/D = 2.0$ und $L/D = 2.4$ (a): Luvseite, (b): Leeseite	86
5.26	Über die Plattenauflänge x/D gemittelte, wandgebundene Wirbelstärke $\langle \omega _{y/D=3} \rangle_x \cdot D$, dargestellt über dem Phasenwinkel $\varphi/2\pi$, für $Sr_D = 0.17$ und $L/D = 2.0 \dots 4.0$	86
5.27	Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) bei konstantem <i>Duty Cycle</i> $DC \approx 70\%$ und konstantem Phasenwinkel $\varphi/2\pi = 1.7$ (links) und entsprechende Kolbenfahrprofile (rechts). (a): $Sr_D = 0.30$, $L/D = 2.4$; (b): $Sr_D = 0.23$, $L/D = 3.0$; (c): $Sr_D = 0.17$, $L/D = 4.0$	88
5.28	(a)-(c): Betrag der wandgebundenen Wirbelstärke $ \omega _{y/D=3} \cdot D$ bei $VR = 4.3$, $DC \approx 70\%$ und (a): $L/D = 2.4$, $Sr_D = 0.30$; (b): $L/D = 3.0$, $Sr_D = 0.23$; (c): $L/D = 4.0$, $Sr_D = 0.17$ (d): Über die Lauflänge x/D gemittelte, wandgebundene Wirbelstärke $\langle \omega _{y/D=3} \rangle_x \cdot D$ bei $DC \approx 70\%$	89
5.29	Vorgehen bei der Bestimmung der Kühlleistung Ω anhand des Fallbeispiels $Sr_D = 0.17$, $L/D = 2.4$ und $DC = 40\%$ (a): über Zeitraum $\Delta\varphi$ gemittelte Kühlwirkung, (b): Strömungsfeld (bei halber räumlicher Auflösung) zum Zeitpunkt $\varphi = \varphi_0$	90
5.30	(a): Auf den <i>Duty Cycle</i> bezogene Kühlleistung Ω (b): Vergleich mit numerischen Ergebnissen zu maximal tief eindringenden, pulsierenden Jets aus Sau & Mahesh (2010)	91

Tabellenverzeichnis

3.1	Bild- und Auswerteparameter der PIV-Messungen	33
3.2	Charakteristische Querströmungsparameter an der Stelle $x/D = -1$ für $u_\infty = 0.121 \text{ m/s}$	41
5.1	Tabelle der Geschwindigkeitsparameter bei einzeln generierten Ringwirbeln	53
5.2	Geschwindigkeitsparameter der durchgeführten Messreihen	74
5.3	Begrenzende Faktoren für den untersuchten Parameterraum mit $VR = 4.3$	75

Literaturverzeichnis

- [Adrian et al. 2000] ADRIAN, R. J. ; CHRISTENSEN, K. T. ; LIU, Z.-C.: Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. In: *Experiments in Fluids* 29 (2000), Nr. 3, S. 275–290
- [Auerbach 1987] AUERBACH, D.: Experiments on the trajectory and circulation of the starting vortex. In: *Journal of Fluid Mechanics* 183 (1987), 10, S. 185–198
- [Chang & Vakili 1995] CHANG, Y. K. ; VAKILI, D.: Dynamics of vortex rings in crossflow. In: *Physics of Fluids* 7 (1995), Nr. 7, S. 1583–1597
- [Cheng et al. 2009] CHENG, M. ; LOU, J. ; LIM, T. T.: Motion of a vortex ring in a simple shear flow. In: *Physics of Fluids* 21 (2009), Nr. 8
- [Coelho & Hunt 1989] COELHO, S. L. V. ; HUNT, J. C. R.: The dynamics of the near field of strong jets in crossflows. In: *Journal of Fluid Mechanics* 200 (1989), 3, S. 95–120
- [Couch & Krueger 2011] COUCH, L. D. ; KRUEGER, P. S.: Experimental investigation of vortex rings impinging on inclined surfaces. In: *Experiments in Fluids* 51 (2011), Nr. 4, S. 1123–1138
- [Didden 1977] DIDDEN, N.: *Untersuchung laminarer, instabiler Ringwirbel mittels Laser-Doppler-Anemometrie*. Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft und Raumfahrt, 1977
- [Didden 1979] DIDDEN, N.: On the Formation of Vortex Rings: Rolling-up and Produktion of Circulation. In: *Journal of Applied Mathematics and Physics* 30 (1979), Nr. 1, S. 101–116
- [Didden 1982] DIDDEN, N.: On Vortex Formation and Interaction with Solid Boundaries. In: HORNING, H.G. (Hrsg.) ; MÜLLER, E.-A. (Hrsg.): *Vortex Motion*. Vieweg+Teubner Verlag, 1982, S. 1–17
- [Doligalski et al. 1994] DOLIGALSKI, T L. ; SMITH, C R. ; WALKER, J D A.: Vortex Interactions with Walls. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 26 (1994), Nr. 1, S. 573–616
- [Eroglu & Breidenthal 2001] EROGLU, A. ; BREIDENTHAL, R. E.: Structure, Penetration, and Mixing of Pulsed Jets in Crossflow. In: *AIAA Journal* 39 (2001), Nr. 3, S. 417–423
- [Fabris et al. 1996] FABRIS, D. ; LIEPMANN, D. ; MARCUS, D.: Quantitative experimental and numerical investigation of vortex ring impinging on a wall. In: *Physics of Fluids* 8 (1996), Nr. 10, S. 2640–2649
- [Farrington & Claunch 1994] FARRINGTON, Robert B. ; CLAUNCH, Scott D.: Infrared Imaging of Large-Amplitude, Low-Frequency Disturbances on a Planar Jet. In: *AIAA Journal* 32 (1994), Nr. 2, S. 317–323
- [Florschuetz et al. 1983] FLORSCHUETZ, L. W. ; METZGER, D. E. ; SU, C. C.: Heat transfer characteristics for jet array impingement with initial crossflow. In: *ASME 1983 International Gas Turbine Conference and Exhibit* American Society of Mechanical Engineers (Veranst.), 1983
- [Frict & Roshko 1994] FRICT, T. F. ; ROSHKO, A.: Vortical structure in the wake of a transverse jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 279 (1994), 11, S. 1–47
- [Gharib et al. 1998] GHARIB, M. ; RAMBOD, E. ; SHARIFF, K.: A universal time scale for vortex ring formation. In: *Journal of Fluid Mechanics* 360 (1998), 4, S. 121–140

- [Glezer 1988] GLEZER, A.: The formation of vortex rings. In: *Physics of Fluids* 31 (1988), Nr. 12, S. 3532–3542
- [Hamel 1917] HAMEL, G.: Spiralförmige Bewegungen zäher Flüssigkeiten. In: *Jahresbericht der Deutschen Mathematiker-Vereinigung* 25 (1917), S. 34–60
- [Hart 2000] HART, D. P.: Super-resolution PIV by recursive local-correlation. In: *Journal of Visualization* 3 (2000), Nr. 2, S. 187–194
- [Hassan et al. 2007] HASSAN, E. R. ; KELSO, R. M. ; LANSPEARY, P. V.: The Effect of a Uniform Cross-flow on the Circulation of Vortex Rings. In: *16th Australasian Fluid Mechanics Conference*, December 2007, S. 146–150
- [Helmholtz 1858] HELMHOLTZ, H.: Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen. In: *Journal für die reine und angewandte Mathematik* 55 (1858), S. 25–55
- [Hermanson et al. 1998] HERMANSON, J. C. ; WAHBA, A. ; JOHARI, H.: Duty-cycle effects on penetration of fully modulated, turbulent jets in crossflow. In: *AIAA journal* 36 (1998), Nr. 10, S. 1935–1937
- [Hettel et al. 2007] HETTEL, M. ; WETZEL, F. ; HABISREUTHER, P. ; BOCKHORN, H.: Numerical verification of the similarity laws for the formation of laminar vortex rings. In: *Journal of Fluid Mechanics* 590 (2007), 11, S. 35–60
- [Hofmann et al. 2007] HOFMANN, H. M. ; MOVILEANU, D. L. ; KIND, M. ; MARTIN, H.: Influence of a pulsation on heat transfer and flow structure in submerged impinging jets. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), Nr. 17-18, S. 3638 – 3648
- [Janetzke 2010] JANETZKE, T.: *Experimentelle Untersuchungen zur Effizienzsteigerung von Prallstrahlkonfigurationen durch dynamische Ringwirbel hoher Amplitude*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2010
- [Janetzke & Nitsche 2009] JANETZKE, T. ; NITSCHKE, W.: Time resolved investigations on flow field and quasi wall shear stress of an impingement configuration with pulsating jets by means of high speed PIV and a surface hot wire array. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009), Nr. 5, S. 877–885
- [Janetzke et al. 2008] JANETZKE, T. ; NITSCHKE, W. ; TÄGE, J.: Experimental investigations of flow field and heat transfer characteristics due to periodically pulsating impinging air jets. In: *Heat Mass Transfer* 45 (2008), Nr. 2, S. 193–206
- [Jischa 1982] JISCHA, M. ; KRÄTZIG, Wilfried B. (Hrsg.) ; LEHMANN, Theodor (Hrsg.) ; MAHRENHOLTZ, Oskar (Hrsg.): *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 1982
- [Johari et al. 1999] JOHARI, H. ; PACHECO-TOUGAS, M. ; HERMANSON, J.: Penetration and mixing of fully modulated turbulent jets in crossflow. In: *AIAA journal* 37 (1999), Nr. 7, S. 842–850
- [Kataoka et al. 1987] KATAOKA, K. ; SUGURO, M. ; DEGAWA, H. ; MARUO, K. ; MIHATA, I.: The effect of surface renewal due to largescale eddies on jet impingement heat transfer. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 30 (1987), Nr. 3, S. 559–567
- [Kelso et al. 1996] KELSO, R. M. ; LIM, T. T. ; PERRY, A. E.: An experimental study of round jets in cross-flow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 306 (1996), 1, S. 111–144
- [Krutzsich 1939] KRUTZSCH, C.-H.: Über eine experimentell beobachtete Erscheinung an Wirbelringen bei ihrer translatorischen Bewegung in wirklichen Flüssigkeiten. In: *Annalen der Physik*. 5.Folge 35 (1939), S. 497–523

- [Lim 1997] LIM, T. T.: A note on the leapfrogging between two coaxial vortex rings at low Reynolds numbers. In: *Physics of Fluids* 9 (1997), Nr. 1, S. 239–241
- [Lim et al. 2008] LIM, T. T. ; LUA, K. B. ; THET, K.: Does Kutta lift exist on a vortex ring in a uniform crossflow? In: *Physics of Fluids* 20 (2008), Nr. 5
- [Lim 1989] LIM, T.T.: An experimental study of a vortex ring interacting with an inclined wall. In: *Experiments in Fluids* 7 (1989), Nr. 7, S. 453–463
- [Linden & Turner 2001] LINDEN, P. F. ; TURNER, J. S.: The formation of optimal vortex rings, and the efficiency of propulsion devices. In: *Journal of Fluid Mechanics* 427 (2001), 1, S. 61–72
- [Maxworthy 1972] MAXWORTHY, T.: The structure and stability of vortex rings. In: *Journal of Fluid Mechanics* 51 (1972), 1, Nr. 1, S. 15–32
- [Maxworthy 1974] MAXWORTHY, T.: Turbulent vortex rings. In: *Journal of Fluid Mechanics* 64 (1974), 6, Nr. 2, S. 227–239
- [Maxworthy 1977] MAXWORTHY, T.: Some experimental studies of vortex rings. In: *Journal of Fluid Mechanics* 81 (1977), 7, Nr. 3, S. 465–495
- [Mielke 1999] MIELKE, C.: *Numerische Untersuchungen zur Turbulenzentstehung in dreidimensionalen kompressiblen Grenzschichtströmungen*, DLR-Intitut für Strömungsmechanik Göttingen, Dissertation, 1999
- [Mohseni & Gharib 1998] MOHSENI, K. ; GHARIB, M.: A model for universal time scale of vortex ring formation. In: *Physics of Fluids* 10 (1998), Nr. 10, S. 2436–2438
- [Mohseni et al. 2001] MOHSENI, K. ; RAN, H. ; COLONIUS, T.: Numerical experiments on vortex ring formation. In: *Journal of Fluid Mechanics* 430 (2001), 3, S. 267–282
- [Muppidi & Mahesh 2006] MUPPIDI, S. ; MAHESH, K.: Passive scalar mixing in jets in crossflow. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, January 2006
- [New et al. 2006] NEW, T. H. ; LIM, T. T. ; LUO, S. C.: Effects of jet velocity profiles on a round jet in cross-flow. In: *Experiments in Fluids* 40 (2006), Nr. 6, S. 859–875
- [Norbury 1973] NORBURY, J.: A family of steady vortex rings. In: *Journal of Fluid Mechanics* 57 (1973), 2, Nr. 3, S. 417–431
- [Orlandi & Verzicco 1993] ORLANDI, P. ; VERZICCO, R.: Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations. In: *Journal of Fluid Mechanics* 256 (1993), 11, S. 615–646
- [Oshima et al. 1975] OSHIMA, Y. ; KAMBE, T. ; ASAKA, S.: Interaction of Two Vortex Rings Moving along a Common Axis of Symmetry. In: *Journal of the Physical Society of Japan* 38 (1975), Nr. 4, S. 1159–1166
- [Pullin 1979] PULLIN, D. I.: Vortex ring formation at tube and orifice openings. In: *Physics of Fluids* 22 (1979), Nr. 3, S. 401–403
- [Raffel et al. 2007] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; WERELEY, S. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007
- [Reynolds 1876] REYNOLDS, O.: On the resistance encountered by vortex rings and the relation between vortex rings and the stream-lines of a disc. In: *Nature* 14 (1876), S. 477–479
- [Rosenfeld et al. 1998] ROSENFELD, M. ; RAMBOD, E. ; GHARIB, M.: Circulation and formation number of laminar vortex rings. In: *Journal of Fluid Mechanics* 376 (1998), 12, S. 297–318

- [Saffman 1978] SAFFMAN, P. G.: The number of waves on unstable vortex rings. In: *Journal of Fluid Mechanics* 84 (1978), 2, Nr. 4, S. 625–639
- [Saffman 1970] SAFFMAN, P.G.: The velocity of viscous vortex rings (Small cross section viscous vortex ring velocity in ideal fluid with arbitrary vorticity distribution in core). In: *Studies in Applied Mathematics* 49 (1970), S. 371–380
- [Sau & Mahesh 2007] SAU, R. ; MAHESH, K.: The effects of crossflow on vortex rings. In: *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2007
- [Sau & Mahesh 2008] SAU, R. ; MAHESH, K.: Dynamics and mixing of vortex rings in crossflow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 604 (2008), 6, S. 389–409
- [Sau & Mahesh 2010] SAU, R. ; MAHESH, K.: Optimization of pulsed jets in crossflow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 653 (2010), 6, S. 365–390
- [Scarano 2002] SCARANO, F.: Iterative image deformation methods in PIV. In: *Measurement Science and Technology* 13 (2002), Nr. 1, S. R1–R19
- [Schlichting & Gersten 2006] SCHLICHTING, Hermann ; GERSTEN, Klaus: *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag Berlin; Heidelberg; New York, 2006
- [Schram et al. 2004] SCHRAM, C. ; RAMBAUD, P. ; RIETHMULLER, M. L.: Wavelet based eddy structure eduction from a backward facing step flow investigated using particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 36 (2004), Nr. 2, S. 233–245
- [Shapiro et al. 2006] SHAPIRO, S. R. ; KING, J. M. ; MCLOSKEY, R. T. ; KARAGOZIAN, A. R.: Optimization of Controlled Jets in Crossflow. In: *AIAA Journal* 44 (2006), Nr. 6, S. 1292–1298
- [Shariff & Leonard 1992] SHARIFF, K. ; LEONARD, A.: Vortex Rings. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 24 (1992), S. 235–279
- [Shariff et al. 1989] SHARIFF, K. ; LEONARD, A. ; FERZIGER, J.H.: Dynamics of a Class of Vortex Rings / National Aeronautics and Space Administration. 1989. – Forschungsbericht
- [Shusser & Gharib 2000] SHUSSER, M. ; GHARIB, M.: Energy and velocity of a forming vortex ring. In: *Physics of Fluids* 12 (2000), Nr. 3, S. 618–621
- [Shusser et al. 2006] SHUSSER, M. ; ROSENFELD, M. ; DABIRI, J. O. ; GHARIB, M.: Effect of time-dependent piston velocity program on vortex ring formation in a piston/cylinder arrangement. In: *Physics of Fluids* 18 (2006), Nr. 3, S. 033601–1–033601–6
- [Vollmers 2001] VOLLMERS, H.: Detection of vortices and quantitative evaluation of their main parameters from experimental velocity data. In: *Measurement Science and Technology* 12 (2001), Nr. 8, S. 1199–1207
- [Walker et al. 1987] WALKER, J. D. A. ; SMITH, C. R. ; CERRA, A. W. ; DOLIGALSKI, T. L.: The impact of a vortex ring on a wall. In: *Journal of Fluid Mechanics* 181 (1987), 9, S. 99–140
- [Weigand & Gharib 1997] WEIGAND, A. ; GHARIB, M.: On the evolution of laminar vortex rings. In: *Experiments in Fluids* 22 (1997), Nr. 6, S. 447–457
- [Weigand & Spring 2011] WEIGAND, B. ; SPRING, S.: Multiple jet impingement- a review. In: *Heat Transfer Research* 42 (2011), Nr. 2, S. 101–142
- [Westerweel 1997] WESTERWEEL, J.: Fundamentals of digital particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1379–1392

- [Westerweel et al. 1997] WESTERWEEL, J. ; DABIRI, D. ; GHARIB, M.: The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings. In: *Experiments in Fluids* 23 (1997), Nr. 1, S. 20–28
- [Willert & Gharib 1991] WILLERT, C. E. ; GHARIB, M.: Digital particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 10 (1991), Nr. 4, S. 181–193
- [Wu et al. 1988] WU, J. M. ; VAKILI, A. D. ; YU, F. M.: Investigation of the Interacting Flow of Nonsymmetric Jets in Crossflow. In: *AIAA Journal* 26 (1988), Nr. 8, S. 940–947
- [Yuan & Street 1998] YUAN, Lester L. ; STREET, Robert L.: Trajectory and entrainment of a round jet in crossflow. In: *Physics of Fluids* 10 (1998), Nr. 9, S. 2323–2335
- [Zhou et al. 1999] ZHOU, J. ; ADRIAN, R. J. R. J. ; BALACHANDAR, S. ; KENDALL, T. M.: Mechanism for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 387 (1999), 5, S. 353–396
- [Zumbrunnen & Aziz 1993] ZUMBRUNNEN, D. A. ; AZIZ, M.: Convective heat transfer enhancement due to intermittency in an impinging jet. In: *Journal of Heat Transfer* 115 (1993), Nr. 1, S. 91–98

