

Universität
Rostock



Traditio et Innovatio

URSACHENANALYSE EINER FLUIDINDUZIERTEN
QUERKRAFT AN MEHRKARDEELIG GEDREHTEN SEILEN

DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES

DOKTOR-INGENIEUR (DR.-ING.)

DER FAKULTÄT FÜR MASCHINENBAU UND SCHIFFSTECHNIK
DER UNIVERSITÄT ROSTOCK

vorgelegt von
Stephan Schacht
aus Rostock

Rostock, 2020

Gutachter:

Prof. (em.) Dr.-Ing. habil. Mathias Paschen, Universität Rostock,
Lehrstuhl für Meerestechnik

Prof. Dr. rer. nat. habil. Uwe Ritschel, Universität Rostock,
Lehrstuhl für Windenergietechnik

Jahr der Einreichung: 2020

Jahr der Verteidigung: 2020

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Professor Dr.-Ing. habil. Mathias Paschen für das Vertrauen und die Möglichkeit, dieses interessante und anspruchsvolle Thema bearbeiten zu dürfen. Seine fundierten Kenntnisse haben maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Außerdem gilt mein Dank Professor Dr. rer. nat. habil. Uwe Ritschel für die Begutachtung dieser Arbeit.

Den Kollegen des Lehrstuhls Meerestechnik gilt ebenfalls besonderer Dank. Speziell danken möchte ich Dipl.-Ing. Thomas Miethe und Dipl.-Ing. Christoph Otto für die konstruktiven Denkanstöße und kritischen Fragen.

Des Weiteren bin ich allen anderen Kollegen für Ihre kreativen Ideen und dem kollegialen Wissensaustausch zu Dank verpflichtet.

Schließlich bedanke ich mich bei meiner Frau für ihre uneingeschränkte Unterstützung und Geduld und dafür das sie mir stets den Rücken freigehalten hat. Ohne sie hätte das alles nicht funktionieren können. Auch meinen Kindern Freja, Ida und Enno danke ich. Gerade in den letzten Wochen der Bearbeitung musstet ihr viel auf mich verzichten, nun habt ihr Papa wieder für euch.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Forschungsschwerpunkt	2
1.2	Kapitelübersicht	8
1.3	Tauwerke und Seilkonstruktionen	9
1.3.1	Verwendungszwecke	9
1.3.2	Begriffserläuterung	12
1.3.3	Seilkonstruktionen	15
2	Theoretische und numerische Vorbetrachtungen	17
2.1	Fluiddynamische Einordnung von Seilen	18
2.2	Strömungsablösung an zylindrischen Strukturen	20
2.3	Zirkulation	22
2.3.1	Kreiszylinderumströmung mit Zirkulation	22
2.3.2	Zirkulation am Querschnitt eines gedrehten Seils	24
2.3.3	Dynamischer Auftrieb nach Kutta-Joukowski	25
2.4	Grundlagen des numerischen Simulationsmodells	26
2.4.1	Einblick in die NAVIER-STOKES-Gleichung	26
2.4.2	Reynolds-Gleichungen	29
2.4.3	Turbulenzmodelle	31
2.5	Numerisches Modell	34
3	Experimenteller Aufbau und Validierung	38
3.1	Versuchsobjekte	38
3.1.1	Referenzmodell Kreiszyylinder	39
3.1.2	Seilmodell	40
3.2	Versuchsaufbau	43
3.2.1	Windkanal	43
3.2.2	Versuchsstand	45

3.3	Messtechnik	47
3.3.1	Druckmessverfahren	47
3.3.2	Strömungsmessung mittels Hitzdrahtanemometrie	52
3.4	Messsystem	55
3.5	Voruntersuchungen mit Hitzdrahtanemometrie	58
4	Ergebnisdarstellung und Diskussion	66
4.1	Darstellung der Druckbeiwertverteilung im Polardiagramm	66
4.2	Kreiszyylinder	70
4.2.1	Strömungsanalyse nach numerischer Simulation	70
4.2.2	Druckverteilung nach numerischer Simulation	71
4.2.3	Druckverteilung nach experimenteller Analyse	72
4.3	Seilmodell	75
4.3.1	Strömungsanalyse nach numerischer Simulation	75
4.3.2	Druckverteilung nach numerischer Simulation	77
4.3.3	Druckverteilung nach experimenteller Analyse	79
4.4	Vergleich und Diskussion der Druckbeiwerte aus Numerik und Experiment	86
4.5	Druckinduzierte Kräfte	95
4.5.1	Numerische und experimentelle Ergebnisse der integralen Druck- kräfte am Seil	97
4.5.2	Auftrieb nach Kutta-Joukowski	101
5	Zusammenfassung und Ausblick	104
	Literaturverzeichnis	109
A	Anhang	115
A.1	Querschnittebenen der Seilmodelle	115
A.2	Dichteberechnung nach PICARD	116
A.3	Hitzdrahtmessergebnisse	118
A.4	Vergleich der Druckbeiwerte des Seils von Simulation und Experiment .	122
A.5	Vergleich der experimentellen Druckbeiwerte der Seilmodelle	126

Abbildungsverzeichnis

1.1	Definition der Achsen, Kräfte und Winkel nach STENGEL [54]	3
1.2	Kraftbeiwerte für sechskardecige Kurrleinen nach STENGEL [54]	4
1.3	Aufbau eines Rundlitzenseils [16]	12
1.4	Schlagart und Richtung von Seilen [12]	13
1.5	Schlaglänge L_S und Schlagwinkel ψ nach [12]	14
2.1	Querschnittsgeometrie stumpfer Körper	18
2.2	Mit Stereo-PIV vermessener Nachstrom eines dreikardecigen Seils [38]	19
2.3	Druckverteilung auf der Oberfläche eines Kreiszyllinders bei Strömungen mit unterschiedlicher Zirkulation Γ in einem idealen, reibungsfreien Fluid	24
2.4	Spannungstensor am Volumenelement $dx dy dz$	27
2.5	Zeitmittlung für eine statistisch stationäre Strömung	30
2.6	Einsatzbereich von $k-\omega$ und $k-\epsilon$ und die „blending“-Funktion	33
2.7	Rechendomains der numerischen Simulation	35
2.8	Prismenschicht auf Modelloberfläche, Zylinder (l.) & Seilmodell (r.) . .	36
2.9	Geschwindigkeitsfeld um die numerischen Modelle	37
3.1	Referenzzyllinder	40
3.2	Seilmodell	41
3.3	Messpunkte Mittelsegment	42
3.4	Windkanaltypen	43
3.5	Großer Windkanal des Lehrstuhls für Meerestechnik in Rostock	44
3.6	Schematische Darstellung des Versuchsstands in der Messstrecke des Windkanals	46
3.7	Vereinfachter schematischer Aufbau einer Piezofolie nach [49]	49
3.8	Bidirektionale Differenzdruckmessung [2]	50
3.9	Wheatstone-Brücke für CTA	54
3.10	Platinen	56

3.11	Messsystem für die Windkanalversuche	56
3.12	Geschwindigkeitsverteilung für Grid 1, ohne Messobjekt	59
3.13	Geschwindigkeitsverteilung für Grid 3, ohne Messobjekt	60
3.14	Turbulenzgradverteilung für Grid 3, ohne Messobjekt	61
3.15	Voruntersuchungen zur Druckverteilung am Kreiszyylinder ohne Endscheibe	62
3.16	Voruntersuchungen zur Druckverteilung am Kreiszyylinder	62
3.17	Geschwindigkeitsverteilung hinter Referenzzyylinder, ohne Endscheibe .	63
3.18	Geschwindigkeitsverteilung hinter dem Kreiszyylinder mit Endscheibe . .	64
4.1	Klassische Darstellungsweise der Druckverteilung über den Querschnitt	67
4.2	Alternative Darstellungsweise der Druckbeiwertverteilung am Kreiszy- linder	68
4.3	Alternative Darstellungsweise der Druckbeiwertverteilung am Seilmodell	69
4.4	Numerisch ermitteltes Geschwindigkeitsfeld am Kreiszyylinder	70
4.5	Numerische Druckverteilung am Kreiszyylinder bei unterschiedlichen α .	71
4.6	Experimentelle Druckverteilung am Kreiszyylinder bei $\alpha = -90^\circ$	73
4.7	Numerisch ermitteltes Geschwindigkeitsfeld am dreikardeeligen Seil . .	76
4.8	Numerisch ermitteltes Geschwindigkeitsfeld am dreikardeeligen Seil für Anströmwinkel $\alpha = -90^\circ$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$. .	77
4.9	Numerische Druckverteilung bei $Re = 1,3 \cdot 10^5$ am dreikardeeligen Seilm- odell	78
4.10	Experimentelle Druckverteilung bei $Re = 1,3 \cdot 10^5$ am Seilmodell mit $L_S/D_S = 6,31$	80
4.11	Experimentell ermittelte Druckverteilung am Seilmodell 1 bei verschie- denen Anströmwinkeln α	82
4.12	Experimentelle Druckverteilung bei $Re = 1,3 \cdot 10^5$ am Seilmodell mit $L_S/D_S = 4,66$	83
4.13	Experimentell ermittelte Druckverteilung am Seilmodell 2 bei verschie- denen Anströmwinkeln α	85
4.14	Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p über den Kreiszyylinderquer- schnitt bei $\alpha = -90^\circ$ für Simulation und Windkanalversuch (l.) sowie verschiedener Konfigurationen im Windkanal (r.)	87
4.15	Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p vom Seilmodell $L_S/D_S = 6,31$ bei $\alpha = -90^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch	88

4.16	Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p vom Seilmodell $L_S/D_S = 6,31$ bei $\alpha = -80^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch	89
4.17	Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $l/L = 0,50$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	90
4.18	Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $l/L = 0,80$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	91
4.19	Experimentell ermittelte Druckbeiwertverteilung über eine komplette Schlaglänge	93
4.20	Experimentell ermittelte Druckbeiwertverteilung über eine komplette Schlaglänge	94
4.21	Exemplarische Darstellung fluidinduzierter Kräfte an einem Kreiszyylinder- segment	96
4.22	Gegenüberstellung der Querkraftbeiwerte von sechskardeckigen Kurrlei- nenmodellen (STENGEL & HAHLBECK) mit dreikardeckig Seilmodellen .	100
4.23	Gegenüberstellung der Normalkraftbeiwerte von sechskardeckigen Kurr- leinenmodellen (STENGEL & HAHLBECK) mit dreikardeckig Seilmodellen	101
4.24	Querkraftbeiwerte einer Kurrleine nach HAHLBECK [18]	102
4.25	Zirkulation einer Kurrleine nach HAHLBECK [18]	103
A.1	Übersicht von Querschnittebenen der Seilmodelle	115
A.2	Geschwindigkeits- und Turbulenzgradverteilung der Messstrecke in Strö- mungsrichtung	118
A.3	Geschwindigkeits- und Turbulenzgradverteilung der Messstrecke	119
A.4	Ergebnisse der Constant-Temperature-Anemometry (CTA) Untersuchun- gen im Bereich des Kreiszyinders ohne Einsatz einer Endscheibe	120
A.5	Ergebnisse der CTA Untersuchungen im Bereich des Kreiszyinders mit Einsatz einer Endscheibe	121
A.6	Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedener Seilquerschnitte bei $\alpha = -90^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch	122
A.7	Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedene Seilquerschnitte bei $\alpha = -80^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch	123
A.8	Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedene Seilquerschnitte bei $\alpha = -75^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch	124

A.9 Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedene Seilquerschnitte bei $\alpha = -70^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch	125
A.10 Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -90^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	126
A.11 Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -85^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	127
A.12 Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -80^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	128
A.13 Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -75^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	129
A.14 Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -70^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	130
A.15 Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -65^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$	131

Tabellenverzeichnis

1.1	Einteilung der Seile nach Verwendungszwecken nach FEYRER [12] und der VDI-Richtlinie 2358 [56]	11
1.2	Einteilung der Seilkonstruktionen nach der VDI-Richtlinie 2358 [56] . .	16
3.1	Werte und Eigenschaften der verwendeten Drucksensoren AMS 5915 . .	51
3.2	Technische Daten zum Hitzdraht (siehe [7])	53
3.3	Messgitter für CTA-Messungen ohne Messobjekt	58
3.4	Messgitter für CTA-Messungen mit Kreiszyylinder und ohne Endscheibe	63
3.5	Messgitter für CTA-Messungen mit Kreiszyylinder und Endscheibe . . .	64
4.1	Widerstandsbeiwerte bei senkrechter Anströmung	99

Symbolverzeichnis

Γ	Zirkulation
α	Anströmwinkel
α_T	Temperaturkoeffizient
α_{krit}	Kritischer Anströmwinkel
β	Umlaufwinkel auf der Kontur
β_{ab}	Ablösewinkel
δ	Winkel zwischen \vec{n}_S und x -Achse
κ	Verhältnis der spezifischen Wärme
λ	Schlankheitsgrad
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ψ	Schlagwinkel
ρ	Dichte des Fluids
$\rho \cdot U$	Massenfluss
τ	Einstellzeitkonstante
τ_w	Wandschubspannung
A	experimentell bestimmte Konstante
A_D	Düsenquerschnittsfläche
a_e	Große Halbachse einer Ellipse
A_O	Lateralfläche des Objektes
B	experimentell bestimmte Konstante
b	Breite des Objektes
b_e	Kleine Halbachse einer Ellipse
C	Luftbedarfskonstante

c_a	Auftriebbeiwert
c_n	Normalkraftbeiwert
c_p	Druckbeiwert
c_q	Querkraftbeiwert
c_w	Widerstandbeiwert
d	Dicke eines Objektes
d_B	Bohrungsdurchmesser
$Digoutp$	Aktueller Digitaler Druckwert für AMS 5915
$Digoutp_{max}$	Maximaler Digitaler Druckwert für AMS 5915
$Digoutp_{min}$	Minimaler Digitaler Druckwert für AMS 5915
$DigoutT$	Aktueller Digitaler Temperaturwert für AMS 5915
D_K	Kardeeldurchmesser
D_M	Modelldurchmesser
D_S	Seildurchmesser
\vec{f}	Fadenvektor
f_0	Wirbelablösefrequenz
F_A	Auftrieb nach KUTTA-JOUKOWSKI
F_a	Auftrieb
f_A	Abtastfrequenz
F_b	Binormalkraft
F_f	Reibungskraft
F_n	Normalkraft
F_p	Druckkraft
F_q	Querkraft
F_t	Tangentialkraft
F_w	Widerstand
g	Erdbeschleunigung
\vec{I}	Impuls
I	Sensorstrom an Hitzdrahtsonde
i	Laufvariable

\vec{k}	Kardeelvektor
k_m	Rautiefe
L	Länge des Objektes
l	Länge eines Objektes
$L_{Abl.}$	Ablauflänge
$L_{Anl.}$	Anlaufänge
L_M	Modelllänge
L_S	Schlaglänge
L_S/D_S	Schlaglängen-Druchmesser-Verhältnis
Ma	Mach-Zahl
N	Anzahl der gemessene Geschwindigkeit am Hitzdrahtsensor
\vec{n}_S	Elementnormalenvektor, $\vec{n}_S = [n_n \ n_b \ n_t]^T$
n	experimentell bestimmte Konstante
n_K	Kardeelanzahl
p	Druck
p_∞	Umgebungsdruck
p_{\max}	Maximaler Druckwert für AMS 5915
p_{\min}	Minimaler Druckwert für AMS 5915
p_s	Druck am Sensor
p_{SP}	Druck im Staupunkt
$\partial p/\partial x$	Druckgradient
\dot{Q}	Wärmefluss
r	Teilkreisradius
R_0	Hitzdrahtanemometrie, Sensorkaltwiderstand
Re	Reynoldszahl
R_H	Widerstand des Hitzdrahts
R_S	Hitzdrahtanemometrie, Sensorwarmwiderstand

S	Körperoberfläche
$Sensp$	Sensitivität des Drucksensors AMS 5915
Sr	Strouhalzahl
T	Temperatur
t	Zeit
T_0	Hitzdrahtanemometrie, Fluidtemperatur
T_S	Hitzdrahtanemometrie, Sensortemperatur
T_u	Turbulenzgrad
U	Gemessene Geschwindigkeit an Hitzdrahtsonde
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor
\vec{u}_∞	Vektor der Anströmgeschwindigkeit
u_∞	Anströmgeschwindigkeit
u_0	Translationsströmung
u_1	Potentialströmung
u_β	Geschwindigkeitsverteilung auf der Kontur
U_{Mean}	Mittleregeschwindigkeit
U_{rms}	Standartabweichung der Geschwindigkeit
u	x-Komponente der Anströmgeschwindigkeit \vec{u}_∞
v	y-Komponente der Anströmgeschwindigkeit \vec{u}_∞
w	z-Komponente der Anströmgeschwindigkeit \vec{u}_∞
X	Strömungsfestes Koordinatensystem, X -Achse
Y	Strömungsfestes Koordinatensystem, Y -Achse
Z	Strömungsfestes Koordinatensystem, Z -Achse

Abkürzungsverzeichnis

CAD	Computer-Aided-Design
CCA	Constant-Current-Anemometry
CCD	Charge-Coupled-Device
CFD	Computational-Fluid-Dynamics
CTA	Constant-Temperature-Anemometry
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
FFT	Fast-Fourier-Transformation
I2C	Inter-Integrated-Circuit
PIV	Particle Image Velocimetry
PLA	Polylactid
PSP	Pressure-Sensitive-Paint
PVDF	Polyvinylidendifluorid
RANS	Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
RST	Reynolds-Spannungstensor
SCL	Serial Clock Line
SDA	Serial Data Line

1 Einleitung

Gedrehte mehrkardeelige Stahltrossen und Seile aus natürlichen oder synthetischen Fasern bilden die technische Grundlage für die Herstellung räumlich weitreichender und mechanisch flexibler Konstruktionen. Beispiele finden sich bei einer Vielzahl von Geräten und Teilsystemen im gesamten maritimen Sektor, der experimentellen Meeresforschung, aber auch im Brückenbau sowie anderen landseitigen Bereichen wie der Architektur und dem Leichtbau. Besonders in der Fischerei sind Anwendungsfelder offensichtlich. Zum Beispiel werden sie in der pelagischen Schleppnetzfisherei bei Netzen mit unterschiedlichen Maschenweiten sowie zur Produktion von Steert¹ und Belly² eingesetzt. Seile und Tauen werden darüber hinaus als Grund- und Kopfleinen, Jager und Kurrleinen verwendet.

Im Allgemeinen werden gedrehte Seile nach ihrer Schlagrichtung unterteilt. Es ist bekannt, dass bei einer Anströmung sowohl die Anzahl der Kardeele, aus der ein Seil gefertigt ist, als auch die Schlagrichtung des Seils einen signifikanten Einfluss auf die hydrodynamischen Kräfte sowie ihre Wirkungsrichtung haben. Die Komponenten der hydrodynamischen Lasten an glatten Zylindern und homogenen, kreiszylindrischen Seilen mit parallel angeordneten Fasern im Inneren (sogenannte Kernmantelseile) werden typischerweise als Widerstand und Auftrieb, beziehungsweise Normal- und Tangentialkraft bezeichnet. Jede dieser Komponenten wirkt in dem zweidimensionalen Vektorraum, der durch die Vektoren der rotationsfreien Strömung und der Tangente des Seils aufgespannt wird.

Im Gegensatz dazu sind die hydrodynamischen Lasten an gedrehten Seilen dreidimensional. Zusätzlich zum Widerstand und Auftrieb, beziehungsweise zur Normal- und Tangentialkraft, entsteht durch die Anströmung eine dritte Komponente, welche senkrecht auf den anderen beiden steht (siehe STENGEL [54] und HAHLEBECK [18]).

Im Rahmen von experimentellen Untersuchungen mit Particle Image Velocimetry (PIV)

¹Bezeichnet das Ende eines Schleppnetzes (engl.: cod end).

²Bezeichnet den Bereich zwischen dem Vornetz und dem Steert eines Schleppnetzes.

konnte PÜTTMANN [38] nachweisen, dass der Nachlauf hinter gedrehten Seilen eine seitliche Auslenkung erfährt. Die Richtung der Nachlaufauslenkung ist dabei abhängig von der Schlagrichtung des entsprechenden Seils. Obwohl diese hydrodynamischen Querkräfte bekannt sind, gibt es keine wissenschaftlich fundierte Erklärung für dieses Phänomen.

1.1 Forschungsschwerpunkt

Die scheinbar triviale Thematik der hydrodynamischen Charakteristika gedrehter Seile ist heute noch genauso aktuell wie vor hundert Jahren. Bereits um 1917 untersuchten RELF et al. [39] Widerstands- und Auftriebskräfte an Seilen in Luft sowie Wasser und verglichen diese. Der Schwerpunkt der Analysen lag lange Zeit jedoch auf der Betriebsfestigkeit und damit verbunden der Seilkinematik. So liefern SHITKOW et al. [53] eine ausführliche Beschreibung der kinematischen Verhältnisse in den Kardeelen und ermöglichen eine gute mathematische Darstellung des Kardeelquerschnitts. WOLF [63] beschreibt ebenfalls umfassend die Kinematik der Wendel I. und II. Ordnung. Wendel erster Ordnung meint dabei eine Schraubenlinie, während Wendel II. Ordnung sich auf die doppelschraubenförmig gewundene Raumkurve bezieht. Mit Kenntnis dieser ist es nach WOLF möglich, genaue Aussagen über das Maß der Krümmung der Drähte in den Seilen zu tätigen und eine exakte Seilquerschnittsdarstellung vorzunehmen. Das Wissen über die Krümmung ist dabei Voraussetzung für die Anpassung aller weiterer Konstruktionsparameter und damit Grundlage für Seilkonstruktionen. Diese Thematik spielt in der vorliegenden Arbeit jedoch eine deutlich untergeordnete Rolle, weswegen hier auf die beiden bereits genannten Autoren sowie FEYRER [12] und die VDI-Richtlinie 2358 [56] als weiterführende Literatur verwiesen sei.

Im Rahmen seiner Arbeit „*Beitrag zur Berechnung von Kurrleinenform und -spannung*“ [54] führte STENGEL umfassende Untersuchungen an sechskardeelig geschlagenen Seilen durch. Diese erfolgten im großen Niedergeschwindigkeitswindkanal des Instituts für Leichtbau in Dresden an verschiedenen Versuchsobjekten, darunter ein Drahtseil, mehrere Originalkurrleinen, das Modell einer Kurrleine und verschiedene Zylinder. Das Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis lag dabei im Bereich zwischen $L_S/D_S = 7,2 \dots 8,0$. Gemessen wurden im strömungsfesten Koordinatensystem der Widerstand F_w , Auftrieb F_a und die Querkraft F_q . Die entsprechenden Beiwerte c_w , c_a und c_q können anschließend mit Kenntnis der Dichte ρ , Anströmgeschwindigkeit u_∞ und des

Seildurchmessers D_S berechnet werden. Dabei sind die dimensionslosen Beiwerte vom Anströmwinkel, der Struktur des Versuchsobjektes und der Reynoldszahl abhängig.

$$\begin{aligned} c_w &= \frac{2F_w}{\rho \cdot u_\infty^2 \cdot D_S} \\ c_a &= \frac{2F_a}{\rho \cdot u_\infty^2 \cdot D_S} \\ c_q &= \frac{2F_q}{\rho \cdot u_\infty^2 \cdot D_S} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Die Richtung und Definition der Achsen sowie die Lage der von STENGEL verwendeten Winkel können der nachfolgenden Abbildung 1.1 entnommen werden. Die Ergebnisse

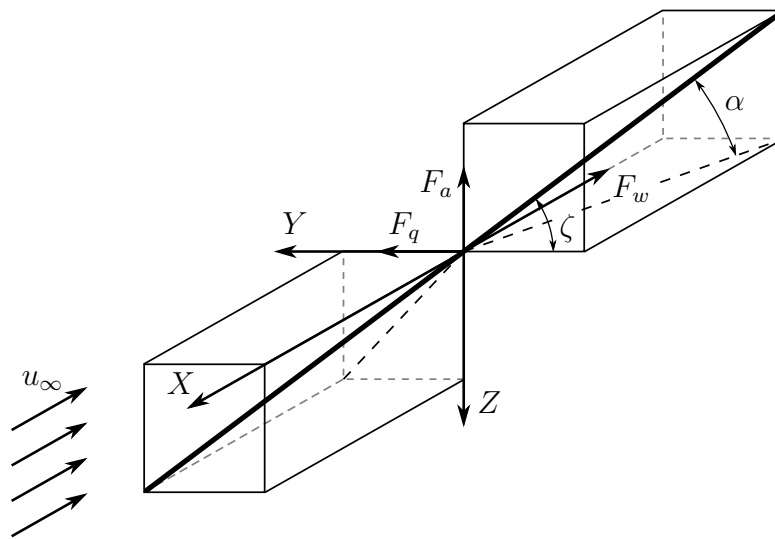


Abbildung 1.1: Definition der Achsen, Kräfte und Winkel nach STENGEL [54]

der Kurrleinenuntersuchungen sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Es zeigt sich deutlich, dass eine Änderung des Anströmwinkels α einen signifikanten Einfluss auf die einzelnen Kraftkomponenten hat. Ein größerer Anströmwinkel bewirkt eine größere Differenz der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids auf der Ober- und Unterseite des umströmten Seils. STENGEL erklärt diesen auffälligen Gegensatz zum Zylinder mit der Oberflächenstruktur der Kurrleinen. Die Windung der Kardeele eines Seils bewirken einen Drall der Strömung. Dieser beeinflusst auch die Geschwindigkeits- und Druckverteilung am umströmten Objekt. Die Druckdifferenz zwischen der Ober- und Unterseite führt zu einer binormal wirkenden Kraft am Seil. Zusätzlich stellt er in seinen Untersuchungen fest, dass die Beiwerte nur eine schwache Abhängigkeit von der Reynoldszahl aufweisen. Darüber hinaus bestätigt HALBECK in seiner Arbeit „Die Bewegungsgleichung eines ideal biegsamen, undehnbaren, strömungsbelasteten schweren Fadens bei

räumlich ungleichförmiger Bewegung [...]“ [18], dass das hydrodynamische Verhalten von grobstrukturierten Seilen qualitativ gänzlich anders als das von Zylindern ist. Unter Beachtung dieses Faktums muss die bisher gängige Praxis, Seilstrukturen bezüg-

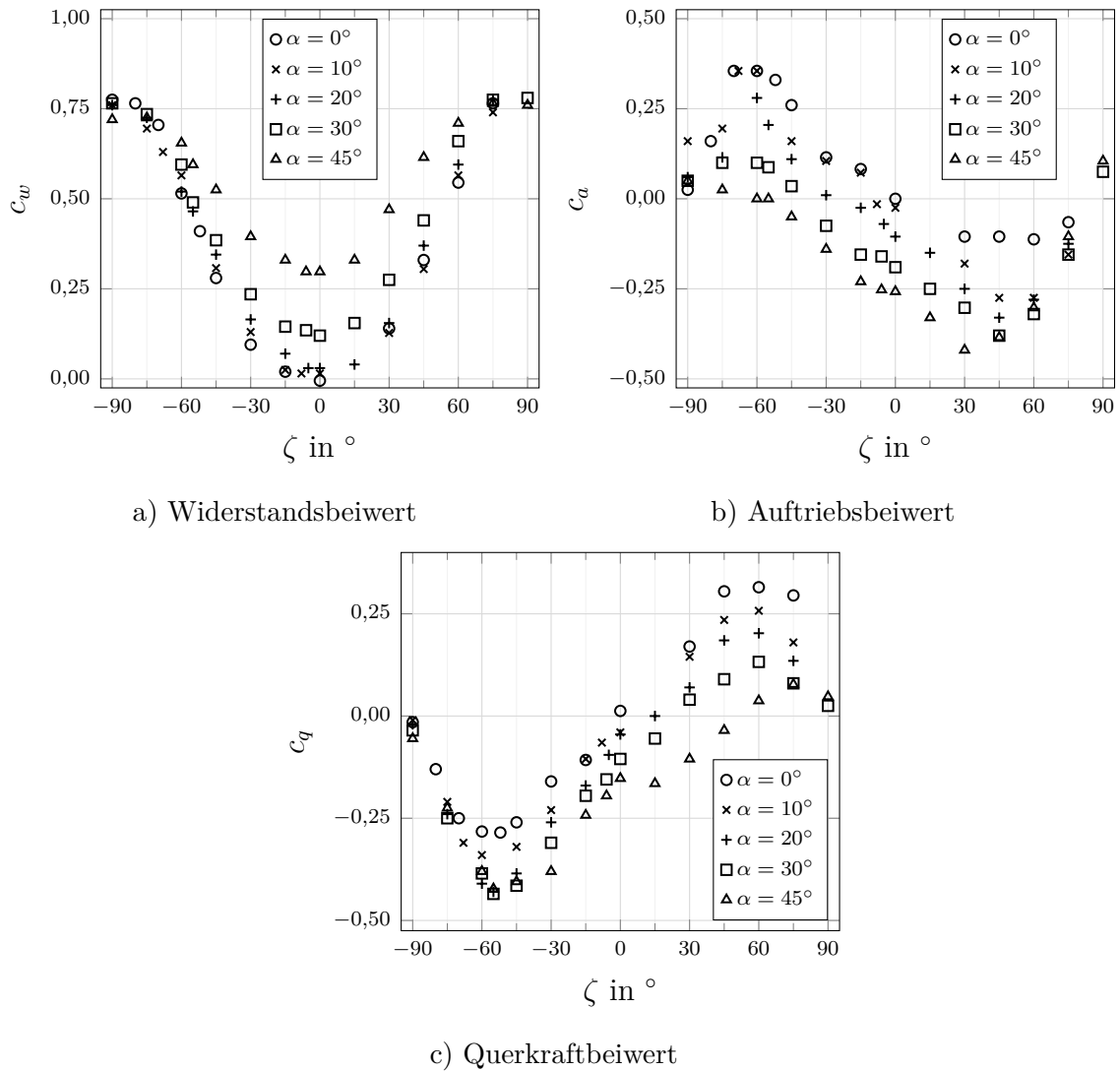


Abbildung 1.2: Kraftbeiwerte für sechskardecilige Kurrleinen nach STENDEL [54]

lich der Fluidkräfte mit Zylindern zu approximieren, nachdrücklich hinterfragt werden. HAHLBECK untersuchte unter anderem den Einfluss des Schlankheitsgrads λ auf die hydrodynamischen Beiwerte von Kurrleinen.

$$\lambda = \frac{L_{Anl.} + L_M + L_{Abl.}}{D_M} \quad (1.2)$$

Der Schlankheitsgrad steht für das Verhältnis zwischen der Länge des Versuchsobjektes, welche sich aus der Modelllänge L_M und der Anlauf- und Ablauflänge ($L_{Anl.}$,

$L_{Abl.}$) zusammensetzt, sowie dem Modelldurchmesser D_M . HAHLBECK stellt heraus, dass λ den Normalkraftbeiwert ab einem Anströmwinkel $\alpha > \pm 90^\circ$ eindeutig beeinflusst. Zu dem weichen der Tangentialkraftbeiwert über alle untersuchten Anströmwinkel ($-90^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$) sowie der Binormalkraftbeiwert in Abhängigkeit des Schlankheitsgrades im Bereich von $-90^\circ \leq \alpha \leq -30^\circ$ signifikant ab. Die Beiwerte wurden hierbei aus den Kräften ermittelt, die mit Trägerfrequenzmessbrücken gemessen wurden.

Folglich muss der Schlankheitsgrad des Versuchsobjektes in experimentellen Untersuchungen berücksichtigt werden.

Gegenwärtig konzentriert sich vor allem die asiatische Forschung, führend mit China und Japan als Nationen mit einer infrastrukturell stark entwickelten Fischereiindustrie, auf die Untersuchung hydrodynamischer Charakteristika gedrehter Seile. So erschien 2014 von HUANG et al. eine Veröffentlichung [21] zur experimentellen Untersuchung hydrodynamischer Eigenschaften von dreikardeelig geschlagenen Polyethylen (PE)-Seilen. Es wurden dabei Widerstand, Auftrieb und Querkraft an verschiedenen PE-Seilen in einem Umlauf tank bei drei verschiedenen Anströmwinkeln und unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten u_∞ gemessen. Auf Grund unterschiedlicher Seillängen wurde die Kraft pro Längeneinheit ermittelt. Für den Widerstand pro Längeneinheit geben die Autoren an, dass dieser proportional zu u_∞^2 ist. Im Falle des Auftriebs wurde für die Anströmwinkel 45° und 60° eine Proportionalität von $u_\infty^{2,5}$ festgestellt. Obwohl aus der Veröffentlichung hervorgeht, dass auch Querkräfte gemessen wurden, sind dazu keine Ergebnisse dargestellt. Darüber hinaus wird auf RELF [39] verwiesen, welcher für Drahtseile einen Widerstandsbeiwert von 1,2 in einem Reynoldszahlbereich von $Re = 1,0 \cdot 10^4 \dots 2,0 \cdot 10^5$ ermittelte.

Neben den Untersuchungen zur Bestimmung von Kraftbeiwerten, mit welchen numerische Simulationen verifiziert werden sollen, ist auch die Analyse des Strömungsfeldes um Seile herum in den Fokus des Interesses gerückt. WANG et al. [58] sowie CHENG et al. [6] untersuchen mittels Computational-Fluid-Dynamics (CFD)-Simulationen das Nachstromfeld von dreikardeeligen Seilen. WANG et al. betrachten in ihrer Arbeit einen zweidimensionalen Querschnitt eines Seils und berechnen anschließend den druckinduzierten Widerstand aus der Druckverteilung über den Querschnitt. Jedoch wird nicht auf den von STENGEL [54] erwähnten Drall des umströmenden Fluids und damit auch nicht auf die von PÜTTMANN [38] nachgewiesene Dreidimensionalität des Nachstromfeldes eingegangen. Die Autoren verweisen auf zwei Arbeiten von SHE et al. [51], [50],

die in ihren Studien feststellt, dass der Widerstands- und Auftriebsbeiwert an sechskardeeligen Seilen kleiner ist als an dreikardeeligen Seilen. Dies führen sie darauf zurück, dass die Oberflächenstruktur von dreikardeeligen Seilen deutlich rauer als die von Seilen mit sechs Kardeelen ist und somit auch der Einfluss auf die Strömung deutlich größer ausfällt.

Die Rauigkeit beziehungsweise die relative Rauigkeit definiert unter anderem STENDEL [54] als die auf den Seilradius bezogene mittlere Rautiefe k_m , welche sich für Kurrleinen aus dem Seildurchmesser D_S und dem Kardeeldurchmesser D_K errechnet.

$$2 \cdot \frac{k_m}{D_S} = 1 - \frac{D_K}{D_S} \cdot \sqrt{\frac{180}{\pi \epsilon} \cdot \frac{1}{\tan \epsilon} + \frac{90}{\epsilon} + 1} \quad \text{mit} \quad \epsilon = \arcsin\left(\frac{D_K}{D_S - D_K}\right) \quad (1.3)$$

CHENG et al. [6] untersucht mittels einer Large-Eddy-Simulation den Widerstandsbeiwert an dreikardeeligen Seilen und finden in den Strömungscharakteristika eine Ursache, weswegen dieser niedriger ausfällt als bei glatten Kreiszyklindern. Auf Grund der helixartigen Oberflächenstruktur wird die Wirbelablösung unterbrochen und damit der Unterdruck reduziert, was sich wiederum direkt auf den induzierten Widerstand auswirkt. Weiterhin belegen sie mit der Simulation, dass Schwankungen der Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte für Seile deutlich geringer ausfallen als bei glatten Kreiszyklindern. Für die Strouhalzahl bei einer Reynoldszahl von $Re = 3900$ geben die Autoren mit $Sr = 0,2564$ für das Seil einen höheren Wert als beim Kreiszyklinder ($Sr = 0,2106$) an.

Es zeigt sich, dass die Thematik der hydrodynamischen Charakteristika von Seilen immer noch ein aktueller Forschungsschwerpunkt ist. Der Fokus liegt zumeist aber auf dem Widerstand, der in Richtung des Anströmvektors \vec{u}_∞ wirkt, sowie dem Auftrieb, welcher senkrecht auf \vec{u}_∞ steht und in der von Fadenvektor \vec{f} und \vec{u}_∞ aufgespannten Ebene liegt. Die Querkraft, welche senkrecht auf der vom Fadenvektor \vec{f} und \vec{u}_∞ aufgespannten Ebene steht, fand nur für die Bestimmung von Kraftbeiwerten Beachtung.

Die vorliegende Arbeit versucht, eine Erklärung und Möglichkeit der Beschreibung der Querkraftkomponente zu geben. Hierfür wird in einem ersten Schritt experimentell die Druckverteilung auf der Oberfläche einer dreikardeeligen Seilkonstruktion über eine volle Schlaglänge bei verschiedenen Anströmwinkeln untersucht.

Die Druckverteilung liefert nach Integration über die entsprechende Bezugsfläche die drei Kraftkomponenten am Modell. Im körperfesten Koordinatensystem entsprechen diese der Normal-, Tangential- und Binormalkraft. Normal- und Tangentialkraft setzen sich aus einem Druck- und einen Reibungsanteil zusammen und bilden im strö-

mungsfesten Koordinatensystem nach Definition von HAHLEBECK den Widerstand und den Auftrieb. Die Normalkraft F_n steht dabei senkrecht auf dem Modell und liegt in der von Anströmung und Fadenvektor aufgespannten Ebene. Die Tangentialkraft F_t befindet sich in der selben Ebene, folgt jedoch dem Fadenvektor. Da die Wandschubspannungen im Versuch nicht mitgemessen werden können und dementsprechend der Zähigkeitsbedingte Kraftanteil nicht berücksichtigt wird, werden diese beiden Komponenten kleiner ausfallen als in der Referenzliteratur.

Die Binormalkraft F_b steht senkrecht auf der von der Normal- und Tangentialkraft aufgespannten Ebene und ist nach Definition von STENGEL und HAHLEBECK mit der Querkraft F_q identisch. Sie resultiert aus der Druckdifferenz zwischen der Ober- und Unterseite des Modells. Auf Grund der helixartigen Struktur des Seils wird vermutet, dass dem umströmenden Fluid eine Zirkulation aufgeprägt wird, welche die Binormalkomponente induziert. Hier wird Bezug auf den Satz von KUTTA-JOUKOWSKI genommen. Zusätzlich kann eine Zirkulation die Auslenkung des Nachstroms erklären.

Folgende Thesen lassen sich formulieren:

1. Die Querkraft an gedrehten Seilen ist ein Resultat der Zirkulation, welche dem Fluid durch die Geometrie und die Ausrichtung zur Anströmung aufgeprägt wird.
2. Die Querkraft eines gedrehten Seils ist vergleichbar mit dem strömungsinduzierten, dynamischen Auftrieb am Tragflügel.

Die Gültigkeit dieser Thesen sollen im Rahmen dieser Arbeit überprüft werden.

1.2 Kapitelübersicht

Diese Arbeit ist in mehrere Kapitel unterteilt. Das erste Kapitel liefert eine grobe Übersicht über die Vielzahl unterschiedlicher Seilkonstruktionen und deren Einsatzgebiete. Kein Bestandteil sind strukturmechanische Aspekte wie Bruchfestigkeit, Lebensdauer etc. Hierfür empfiehlt sich die umfassende Arbeit von FEYRER [12] (deutsch- sowie englischsprachig), die VDI-Richtlinie 2358 [56] oder von SHITKOW et al. [53] die deutsche Übersetzung aus dem russischen Sprachraum zum Thema *Drahtseile*.

Im zweiten Kapitel werden essentielle Themengebiete zur Strömungsmechanik betrachtet. So wird zu Beginn eine strömungsmechanische Klassifizierung von Seilen vorgenommen. Anschließend werden einige Grundlagen zur Kreiszyylinderumströmung dargelegt. Im Weiteren folgt eine Erläuterung des zugrunde liegenden Simulationsverfahrens. Den Abschluss bildet eine umfassende Vorstellung des numerischen Modells, das in dieser Arbeit Verwendung findet.

Das dritte Kapitel beleuchtet die methodische Herangehensweise. Den Anfang bilden die für die Untersuchungen relevanten Versuchsobjekte, deren Aufbau der Messmethodik angepasst wurde. Nach einer kurzen Darstellung des Versuchstandes folgt die Vorstellung der eingesetzten Messtechnik. Im nächsten Schritt wird das für die Untersuchungen konzipierte Messsystem erläutert. Den Schluss dieses Abschnittes bildet eine umfassende Analyse der Voruntersuchungen des Versuchstandes zur Prüfung der Eignung.

Im vierten Kapitel werden die numerischen und experimentellen Ergebnisse analysiert. Hierfür wird im Vorfeld das eigens konzipierte Polardiagramm zur Darstellung der Druckverteilung auf Seiloberfläche erläutert. Anschließend erfolgt die Präsentation der Resultate sowie eine Gegenüberstellung der verschiedenen Seilmodelle mit umfassender Diskussion. Darüber hinaus werden die druckinduzierten Kräfte, welche sich aus der Integration über die Objektoberfläche ergeben, vorgestellt.

Den Abschluss dieser Arbeit bildet eine Zusammenfassung verbunden mit einen Ausblick auf künftige Forschungsschwerpunkte im Bereich der mehrkardeiligen Seile.

1.3 Tauwerke und Seilkonstruktionen

Der Begriff Tauwerk subsumiert die mannigfaltigen Formen geschlagener und geflochtener Leinen, Seile und Trossen. Sie werden aus Natur- und Synthetikfasern oder aus Drähten hergestellt. Im Gegensatz zu anderen technischen Strukturen weisen Tauwerke eine erhebliche Biegsamkeit auf. Auf Grund dieser Eigenschaft können sie kaum bis keine Querkräfte aufnehmen und somit keine Biegemomente übertragen. Lediglich Kräfte entlang der Längsachse werden von ihnen übertragen. Kräfte, die quer zur Längsachse der Tauwerke wirken, führen deshalb nur zu einer Auslenkung (Geometrieveränderung) des Systems. Allgemein werden sie dementsprechend der Gruppe der ideal biegeschlafenen Systeme zugeordnet.

1.3.1 Verwendungszwecke

Die unterschiedlichen Arten von Seilkonstruktionen lassen erahnen, dass diverse Anwendungsbereiche existieren. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf strömungsbelasteten Seilen, die jeweils aus Drähten bestehen und sich hauptsächlich in der Dimension des Querschnittsdurchmessers und der Anzahl der Kardeele unterscheiden.

Im Allgemeinen sind Seilkonstruktionen und seilähnliche Konstruktionen in vielen Bereichen des alltäglichen Lebens anzutreffen. So werden Seile im Offshore-Sektor unter anderem in der Fischereiindustrie als Kurrleinen eingesetzt. Kurrleinen bilden das verbindende Element zwischen Trawler und Schleppnetz und sind meist mehrere Kilometer lang. Außerdem finden Seile Verwendung in Fischereinetzen als Faden oder zur Befestigung von hydrostatischen Auftriebsmitteln.

Auch im Onshore-Sektor sind gedrehte Seile auf Grund ihrer guten mechanischen Eigenschaften anzutreffen. Schon bei kleinen Seilquerschnitten können durch die hohe Bruchfestigkeit große Kräfte übertragen werden. Bricht ein einzelner Draht, wird dessen Funktion von den restlichen Drähten übernommen, ohne dass dabei die Belastung dieser wesentlich zunimmt. Die Ursache liegt in der redundanten Anordnung der Drähte. Des Weiteren übernimmt auch ein gebrochener Draht schon kurz hinter der Bruchstelle auf Grund der Verseilung wieder seine Funktion und trägt damit weiterhin zur Bruchfestigkeit bei (siehe auch [56]). Darüber hinaus bieten Seile eine gute Biegefestigkeit.

Landbasiert werden Seile unter anderem in Kabelkrananlagen oder im Brückenbau bei

Schrägseilbrücken verwendet. Auch in der modernen Architektur wird auf seilähnliche Konstruktionen zurückgegriffen. Prominentestes Beispiel ist der 2015 fertig gestellte *Shanghai Tower* in China, Shanghai. Die mechanischen Eigenschaften spielen im Vergleich zu den strömungsdynamischen eine untergeordnete Rolle. Bei dem *Shanghai Tower* wird die oberflächenstrukturbedingte Reduzierung von strömungsinduzierten Schwingungen an einem Seil genutzt, um damit die Belastungen in der Gebäudestruktur zu minimieren.

Je nach Aufgabenbereich variieren die an Seile gestellten Anforderungen und deren Verwendungszweck. Die VDI-Richtlinie 2358 [56] führt vier Kategorien in Abhängigkeit des jeweiligen Verwendungszweckes auf. Diese sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Die erste Kategorie bilden die laufenden Seile wie Hub- oder Aufzugseile, welche vor allem auf Zug und Biegung beansprucht werden.

Die Beanspruchungen der Seile der zweiten Gruppe sind durch Zugkräfte geprägt, die in einem an den Endpunkten gelagerten Seil angreifen. Es wird von stehenden Seilen gesprochen, deren Form und Zugkraftbeanspruchung unter anderem mit der Kettenlinie oder auch der Elastischen Linie (nach HUNZIKER [23]) berechnet werden kann. Gerade in der Verankerung von Offshore-Anlagen als Verbindung zu kabelgeführten Unterwasserfahrzeugen (ROV) sowie als Hochspannungsleitungen sind stehende Seile von Bedeutung.

Die Seile der Kategorie Tragseile müssen neben hohen Zugspannungen zusätzlich auch Querkräften standhalten. Der minimale Krümmungsradius wird hier nicht erreicht, da dieser unter den Laufrollen deutlich größer ist als der Laufrollenradius.

Die letzte Gruppe bilden die Anschlagseile, welche zum Anhängen und Umschlingen von Lasten dienen. Diese Seile sind großen Zugkräften und erheblicher Biegung an scharfen Kanten ausgesetzt. Dabei wird auf Grund des hohen Gefährdungspotentials ein besonderes Augenmerk auf die Berührungspunkte der Seile mit den Kanten gelegt.

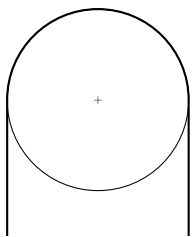
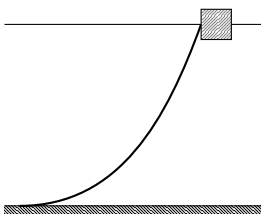
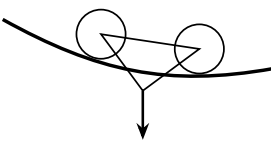
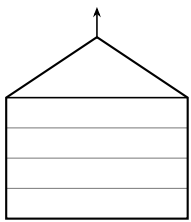
Kurrleinen, wie sie in der Fischereitechnik als Schleppleinen Verwendung finden, lassen sich nicht klar in eine Verwendungsreihe einordnen. Während des Fischereiprozesses durchlaufen sie die ersten zwei Kategorien. Zu Beginn sind die Kurrleinen an Bord des Trawlers aufgetrommelt und laufen beim Fieren³ sowie Hieven⁴ über einen Block. Anschließend erfüllen sie als Verbindung zwischen Schleppnetz und Trawler die Funk-

³Beschreibt das kontrollierte *Lose-Geben* einer Leine oder Kette.

⁴Beschreibt das kontrollierte Einholen einer Leine oder Kette.

tion eines „stehenden“ Seils. Bedingt durch die Oberflächengeometrie des Seils und die Anströmung wird über die gesamte Länge eine hydrodynamische Querkraft an den Kurrleinen induziert, die, wie eingangs geschrieben, in einer Änderung der Geometrie resultiert. Im Gegensatz zum Tragseil liegt hier keine, weitestgehend punktuelle Aufprägung einer externen Querkraft vor.

Tabelle 1.1: Einteilung der Seile nach Verwendungszwecken nach FEYRER [12] und der VDI-Richtlinie 2358 [56]

	Laufendes Seil	Stehendes Seil	Tragseil	Anschlagseil
Skizze				
Kräfte	Zug- u. Biegebeanspruchung	Zugkräfte (schwellend)	hohe Zugspannung, Querkraft, Krümmung	Zugkraft und Biegung an scharfen Kanten
Funktionsweise	Laufen über Seil-, Treibscheiben, Trommeln und nehmen deren Krümmung an	Seilenden in Festpunkten gelagert	Rollen von Fördermittel laufen darauf, Krümmungsradius größer als Laufrollenradius	Anhängen und Umschlingen von Lasten
Beispiele	Hub-, Einzieh-, Aufzugseile	Abspann-, Führungsseil, Anker-trossen	Seilbahnen, Kabelkrane	Lastenseile

1.3.2 Begriffserläuterung

In diesem Abschnitt werden einige Begriffe zum Verständnis der vorliegenden Arbeit kurz erklärt. Weiterführende Informationen sind bei FINNERN [13] zu finden.

Ausgangspunkt dieser Arbeit sind Untersuchungen an Kurrleinen, die von STENGEL [54] und HAHLBECK [18] in den 1960er und 1970er Jahren durchgeführt wurden. Als Kurrleinen werden Schlepptrassen oder Leinen bezeichnet, die in der Schleppnetzscherei eingesetzt werden. Die Enden bilden dabei zum einen das Fischereifahrzeug (Trawler) und zum anderen ein Schleppnetz. Darüber hinaus sind an den Kurrleinen Schermittel angebracht. Die Anströmung der Schermittel führt aus strömungsmechanischer Sicht nach Definition von KUTTA-JOUKOWSKI zu einem Auftrieb, welcher ein horizontales Öffnen des Netzes bewirkt.

Wie eingangs erwähnt, werden Seile, Taue und Trossen aus Fasern oder Drähten hergestellt. Ein exemplarischer Aufbau eines Seils ist in Abb. 1.3 dargestellt. Das Seil wird

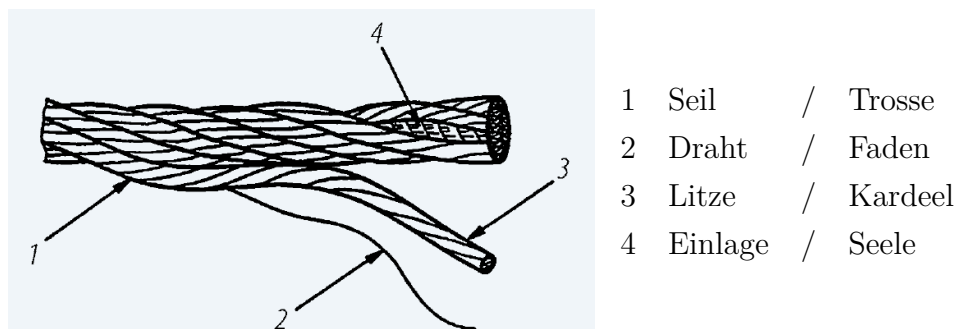


Abbildung 1.3: Aufbau eines Rundlitzenseils [16]

aus mehreren Litzen⁵ beziehungsweise Kardeelen⁶ gebildet. Diese Bezeichnung meint das gleiche, ist aber abhängig von dem Material, aus dem diese gefertigt sind. Die Halbzeuge werden aus helixförmig um eine Einlage verseilten Drähten hergestellt. Für den Begriff *verseilt*, der vom Herstellungsprozess abgeleitet ist, wird in der Literatur auch *gedreht* oder *geschlagen* verwendet. Das Seil wiederum wird aus verseilten Kardeelen gebildet. Dabei werden die Kardeele im Regelfall um eine Einlage, auch Seele genannt, gewickelt. In diesem Prozess stellt sich auch die Schlagrichtung eines Seils ein.

Die Schlagrichtung beschreibt die Richtung der Schraubenlinie. Die VDI-Richtlinie 2358 [56] unterscheidet dabei rechtsgängige (z-Schlag) oder linksgängige (s-Schlag) Seile.

⁵Diese Bezeichnung wird zumeist bei Stahlseilen verwendet.

⁶Diese Bezeichnung wird zumeist bei textilen Materialien (Natur-, Synthetikfasern) verwendet.

Diese Unterteilung erfolgt auch für Kardeele, wodurch sich die Schlagart eines Seils ergibt (siehe Abb. 1.4). Sind die Schlagarten identisch (zZ/sS), wird dies als Gleichschlag

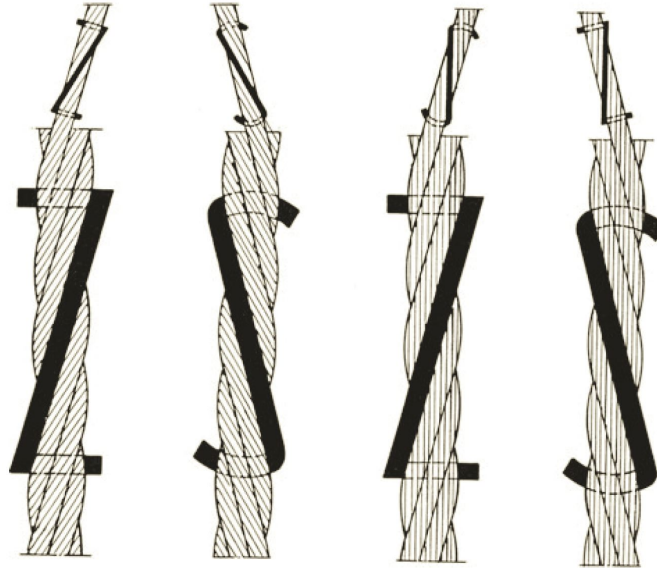


Abbildung 1.4: Schlagart und Richtung von Seilen [12]

bezeichnet. Weichen sie voneinander ab (zS/sZ) liegt ein Kreuzschlag vor. Im Fall von Kurrleinen wird häufig für die Steuerbord-Kurrleinen ein Drahtseil mit z-Schlag und für die Backbord-Kurrleine ein Drahtseil mit s-Schlag verwendet. Dies hat zur Folge, dass das Schleppnetz mittschiffs zum Trawler läuft.

Beobachtungen haben zusätzlich gezeigt, dass es in Abhängigkeit von der Schlagrichtung zu einer Auslenkung der Seilgeometrie kommt. Bleibt bei einem Seil das „untere“ Ende unbelastet, so wird die Auslenkung besonders deutlich. Die Auslenkung von Seilen haben STENDEL [54] und HAHLEBECK [18] in ihren Arbeiten eingehend untersucht und dabei feststellt, dass die Schlagrichtung des Seils bei Anströmung ein Bewegungsverhalten entsprechend zur Back- oder Steuerbordseite bewirkt. Ursache hierfür sind hydrodynamische Querkräfte, die durch die Strömung induziert werden, anders als bei Körpern mit fehlender oder symmetrischer Oberflächenstruktur, wie Zylindern oder geflochtenen Seilen.

Anhand der Abbildung 1.5 lassen sich die Parameter Schlaglänge und Schlagwinkel sehr gut erläutern. Dargestellt ist ein fünfkardeeliges Seil mit Einlage über eineinhalb Windungen, wobei ein einzelnes Kardeel gesondert hervorgehoben ist. Die Schlaglänge L_S ist die Ganghöhe einer helixförmigen Lage, die Strecke in Fadenlängsrichtung, nach der ein Kardeel sich einmal um 360° um die Mittelachse des Seils gedreht hat.

Der Schlagwinkel ψ beschreibt den Winkel zwischen der Längsachse des Seils und der Schraubenlinie mit dem Teilkreisradius r . Dieser kann mit der nachfolgenden Gleichung berechnet werden.

$$\tan \psi = \frac{2\pi r}{L_S} \quad (1.4)$$

Der Seildurchmesser D_S ergibt sich aus dem Umkreis, der einen gesamten Querschnitt

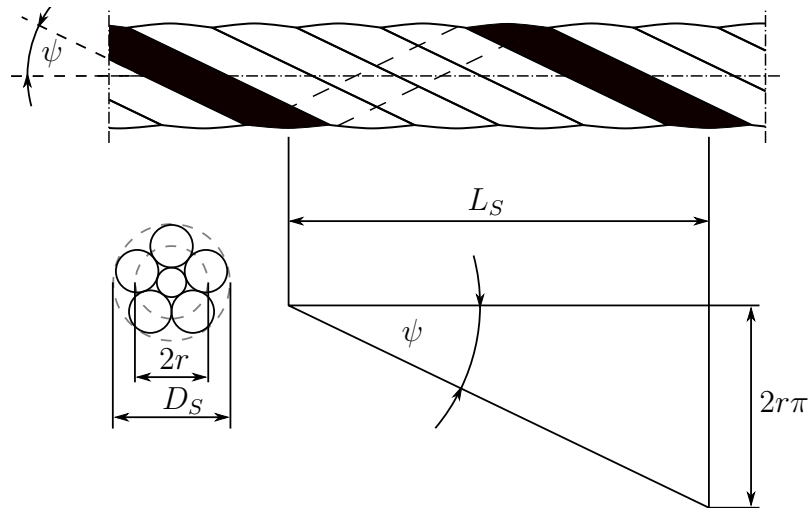


Abbildung 1.5: Schlaglänge L_S und Schlagwinkel ψ nach [12]

einmüllt. Er stellt den maximal messbaren Querschnittsdurchmesser dar. Gerade in der praktischen Anwendung ist die Verwendung des Seildurchmessers auf Grund der einfacheren messtechnischen Überprüfung deutlich günstiger. Seile gleicher Machart lassen sich über das Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis (L_S/D_S) gut unterscheiden.

1.3.3 Seilkonstruktionen

Nach FINNERN [13] werden in der Fischereitechnik für Kurrleinen vor allem Kardeele des Seale-Typs verwendet, da diese eine größere Biegwechselfestigkeit und damit eine längere Lebensdauer im Vergleich zum Kreuzschlag besitzen. Ursache hierfür ist die linienförmige Berührung der Drähte beim Gleichschlag. Seale-Litzen gehören zu den zweilagigen Parallelschlaglitzen. Die Anzahl der Drähte ist in beiden Lagen identisch, was zur Folge hat, dass der Drahtdurchmesser der inneren Lage kleiner sein muss als der der Äußeren. Die Außendrähte liegen in den Rillen der Innendrähte. Laut VDI-Richtlinie 2358 [56] ist die gängigste Variante die Seale 19, bestehend aus $1 + 9 + 9$ Drähten. Neben den Parallelschlaglitzen, zu denen auch die Filler-Litze und Warrington-Litze gehören, werden zudem Einlagige-Litzen (Litzen mit nur einer Drahtlage), Standardlitzen⁷, Verbundlitzen, Formlitzen oder Flachlitzen unterschieden.

Aus den Litzen werden in einem weiteren Herstellungsprozess die Seile gebildet. Dies kann durch Flechten, Nähen, Klammern oder durch Verseilen geschehen. Bei der Verseilung entsteht ein annähernd runder Querschnitt, sodass von Rundseilen gesprochen wird. Hierbei erfolgt die Unterteilung in Spiral-, Rund- und Formlitzenseile. Der signifikante Unterschied zwischen dem Spiralseil und den anderen Gruppen ist, dass dieses nicht aus Litzen sondern aus den Drähten gebildet wird (einfach verseilt), damit entspricht es am Ende einer Rundlitze. 1834 ließ Oberbergrath WILHELM AUGUST JULIUS ALBERT⁸ erstmals ein Spiralseil aus vier Drähten fertigen. Die anfangs in Handarbeit gefertigten Seile werden heute maschinell produziert. Dabei hat sich ihre Form stetig weiterentwickelt, wie die kleine Übersicht in Tabelle 1.2 zeigt.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Untersuchungen an einlagigen Rundlitzenseilen durchgeführt.

⁷„Standard“ ist hier nicht mit „empfehlenswert“ gleichzusetzen. Standardlitzen bestehen aus mehreren Drahtlagen mit gleicher Schlaglänge und gleichem Schlagwinkel aller Lagen. Die Drähte haben im Regelfall den gleichen Durchmesser und berühren sich punktförmig. Dies führt auch bei geringen Zugkräften zu großen Belastungen, die wiederum in einer niedrigen Lebensdauer resultieren.

⁸Geb. 24. Januar 1787 in Hannover, † 4. Juli 1846 in Clausthal. 1834 entwickelte er ein Eisendrahtseil als Grubenseil für den Oberharzer Bergbau und gilt seitdem als dessen Erfinder. [25]

Tabelle 1.2: Einteilung der Seilkonstruktionen nach der VDI-Richtlinie 2358 [56]

Seilform	Seilgruppe	Verseilung	Seilart
Rundseil	Spiralseil	einfach verseilt	offen
			halbverschlossen vollverschlossen
	Rundlitzenseil	zweifach verseilt	einlagig
			mehrlagig
Formlitzenseil	zweifach verseilt	Dreikantlitzenseil	
		Flachlitzenseil	
	Rundlitzenseil	dreifach verseilt	Kabelschlagseil
Flechtseil		einfach verseilt und geflochten	Flechtseil
Flachseil		zweifach verseilt und genäht oder geklammert gewebt	Flachseil

2 Theoretische und numerische Vorbetrachtungen

Die Strömungsmechanik unterscheidet zwischen schlanken und stumpfen Körpern. Ein prominentes Beispiel für schlanke Körper ist der Tragflügel und für stumpfe der Kreiszyylinder. Als Kriterium der Unterteilung fällt hierbei zuerst die Form ins Auge, jedoch wäre dies zu kurzfristig. Schlanke Körper meint, dass sie einen minimalen Strömungswiderstand und maximalen Auftrieb haben und dass bei ihnen von einer weitgehend fehlenden Strömungsablösung von der Oberfläche gesprochen werden kann. Anders bei den stumpfen Körpern, hier findet eine Ablösung statt, jedoch spielt die Strömungsmechanik bei diesen Körpern meist eine untergeordnete Rolle. Wie HUCHO [22] zeigt, wird der Unterschied besonders bei dem Vergleich des Widerstandes eines laminaren Flügelprofils der Dicke d mit dem eines zylindrischen Drahtes mit einem Durchmesser von $0,006 \cdot d$ deutlich. Trotz des erheblichen Größenunterschieds erfahren beide Körper den gleichen Widerstand. Die Ursache hierfür liegt in der fluiddynamischen Optimierung des Flügels für eine fest vorgeschriebene Anströmrichtung. Damit ist die Zugehörigkeit des Körpers abhängig von der Anströmrichtung und das wesentliche Entscheidungskriterium die Ablösung der Strömung.

Gedrehte Seile, wie sie in der Fischereitechnik Verwendung finden, werden beim Trawlen aus keiner definierten Richtung angeströmt. Somit lassen sich die Seile auch nicht nach strömungsmechanischen Gesichtspunkten fluiddynamisch optimieren. Zudem wurde die Optimierung hydrodynamischer Querkräfte bis dato kaum angestrebt. Vielmehr lag der Fokus immer wieder darauf, den hydrodynamischen Widerstand von Schleppleinen zu reduzieren. Dies führte zur Entwicklung strömungsgünstiger Flaps für Trossen und Kabeln, wodurch jene zu hydrodynamisch schlanken Körpern wurden.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zum Verständnis der Umströmung von Seilstrukturen bzw. kreiszylindrischen Strukturen umrissen und auf weiterführende Fachliteratur verwiesen. Darüber hinaus wird nach einer kurzen Erläuterung des gewählten

Simulationsverfahrens das numerische Modell zu den experimentellen Untersuchungen vorgestellt. Die Auswertung der numerischen Ergebnisse erfolgt zusammen mit den experimentellen Ergebnissen im Kapitel 4.

2.1 Fluiddynamische Einordnung von Seilen

Es ist naheliegend, gedrehte Seile der Gruppe der stumpfen Körper zuzuordnen, da ihre Grundform einer kreiszylindrischen Struktur sehr ähnlich ist. Dennoch soll das Seil vorab nach den von HUCHO [22] (Seite 5) beschriebenen Kriterien bewertet werden:

- Geometrie des Körpers,
- Strömungsbild um den Körper,
- wirksame Kräfte und
- Wirkung des Körpers auf das Umfeld.

Die Geometrie bezieht sich auf den Querschnitt des Körpers. Wesentlich sind hierbei die Länge l , die Ausdehnung in Strömungsrichtung X , die Dicke d sowie die Ausdehnung quer zur Strömungsrichtung Y . Das Verhältnis aus Länge zur Dicke ergibt den Schlankheitsgrad $\lambda = l/d$. Dieser liegt für gedrehte Seile um den Wert 1, sodass hier das Kriterium der „Geometrie des Körpers“ erfüllt wird.

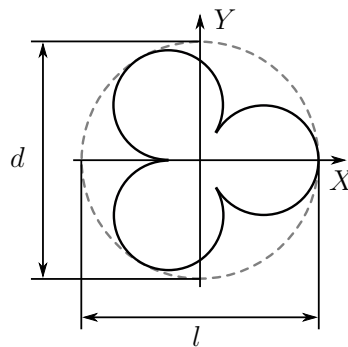


Abbildung 2.1: Querschnittsgeometrie stumpfer Körper

Im Gegensatz zu schlanken Körpern erfahren stumpfe Körper relativ hohe Widerstandskräfte, die vor allem durch einen hohen Druckanteil und einen geringen bis keinen Reibungsanteil geprägt sind. Die Querkraft hat wiederum einen geringen Kraftanteil. Im Falle einer symmetrischen Struktur wie beim Kreiszylinder treten periodische Quer-

kräfte auf Grund einer oszillierenden Ablösung der Strömung auf. Dies gilt nicht für gedrehte Seile, da unter anderem STENDEL [54] das Auftreten von strömungsinduzierten Querkräften gezeigt hat. Dabei ist die Wirkungsrichtung abhängig von der Schlagrichtung. Dennoch trägt der Widerstand einen wesentlichen Teil an der resultierenden Kraft am gedrehten Seil bei, sodass auch das Kriterium der „wirksamen Kräfte“ zutrifft.

Von PÜTTMANN [38] wurde mittels PIV die Umströmung von dreikardeelig gedrehten Seilen untersucht. Abbildung 2.2 zeigt exemplarisch ein Ergebnis dieser Studien. Die Richtung der Vektorpfeile stellen die Bewegungsrichtung und die Länge die Geschwindigkeit des Fluids dar. Zusätzlich lässt sich der Bereich der Rückwirkung des Objektes

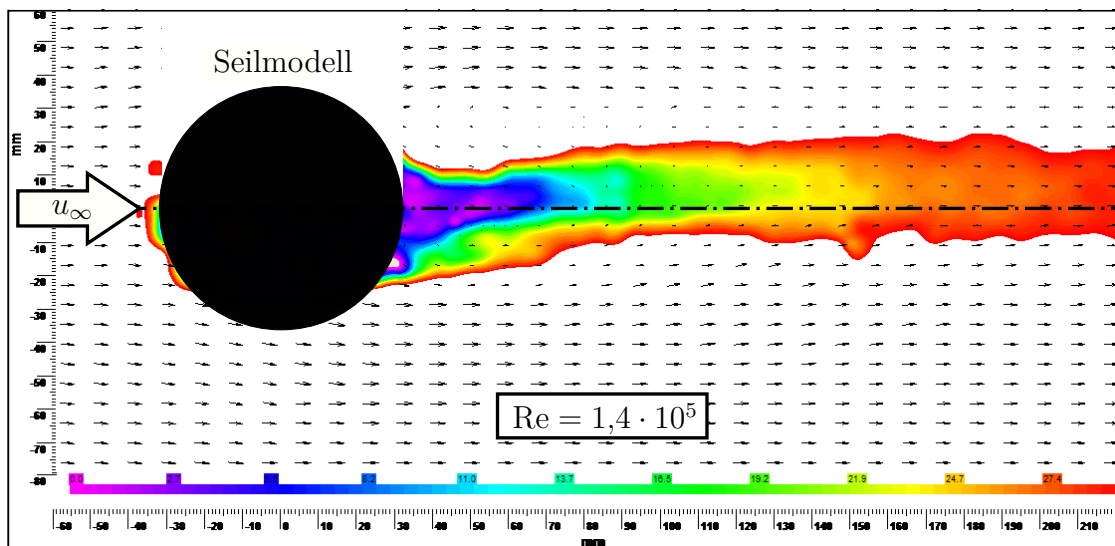


Abbildung 2.2: Mit Stereo-PIV vermessener Nachstrom eines dreikardeeligen Seils [38]

auf das Umfeld abschätzen. PIV liefert eine Momentaufnahme des Strömungsbildes um einen Körper mit der Einschränkung, dass auf der dem Laser abgewandten Seite des Objektes (Schatten) sowie im Nahbereich des Objektes (Reflexion) keine Informationen vorliegen, sodass der Ort der Strömungsablösung mittels PIV nicht beziehungsweise nur mit großer Unsicherheit bestimmt werden kann. Hierfür sind andere Messmethoden wie die Messung von Druck oder Wandschubspannungen auf der Objektoberfläche notwendig. Im Nachstrom des Seilmodells weist das Fluid eine deutlich geringere Geschwindigkeit auf. Hier wird die Strömung maßgeblich von Zähigkeitseffekten beherrscht.

2.2 Strömungsablösung an zylindrischen Strukturen

Bei der Umströmung von Objekten kommt es im Regelfall zu einer Ablösung der Strömung von der Kontur des entsprechenden Körpers. Dieser Ablösevorgang hängt entscheidend von Randbedingungen wie der geometrischen Anordnung beziehungsweise strömungsphysikalischen Parametern wie der Reynoldszahl, der Machzahl und dem Turbulenzgrad der Anströmung ab. LEDER hat in seiner Arbeit [31] die vielfältigen Formen abgelöster Strömungen umfangreich zusammengetragen und übersichtlich dargestellt. Auch HUCHO [22] fasst die Thematik anschaulich zusammen, bezieht sich dabei aber wesentlich auf die Arbeit von LEDER. In der hier vorliegenden Arbeit wird nur die Strömungsablösung an zylindrischen Strukturen betrachtet. Im Folgenden werden einige wesentliche Punkte aufgeführt.

Allgemein formuliert, reagiert die Grenzschicht an einem Objekt sehr empfindlich auf einen Druckanstieg. Das bedeutet, dass es zur Ablösung der Strömung kommt, sofern der Druckanstieg zu groß wird. KORNEV [29] vergleicht dieses Phänomen der Strömungsablösung bildhaft mit einer Kugel, die eine Ausbuchtung hinab- und anschließend wieder hinaufrollt. Dabei hat die Kugel im oben liegenden Ausgangspunkt nur eine potentielle Energie, die beim Herabrollen am tiefsten Punkt vollständig in kinetische Energie umgewandelt ist. Beim anschließenden Hinaufrollen wird die kinetische Energie wieder in potentielle Energie umgewandelt. Ohne Reibungseffekte würde die Kugel wieder ihre Ausgangshöhe erreichen. Ähnlich verhält es sich mit dem strömenden Fluid. Am Staupunkt (SP) des umströmten Objekts hat das Fluid die größte potentielle Energie, da der Druck hier maximal ist.

$$p_{\text{SP}} = p_{\infty} + \frac{\rho u_{\infty}^2}{2} \quad (2.1)$$

Auf dem Weg vom Staupunkt zur breitesten Stelle wird das Fluid beschleunigt, der statische Druck wird reduziert und die kinetische Energie des Fluids nimmt zu. Dieser Vorgang geht solange weiter, bis die Geschwindigkeit an der breitesten Stelle maximal ist. Anschließend steigt der Druck wieder an (Druckgradient $\partial p/\partial x > 0$) und die kinetische Energie nimmt wieder ab. Da es entlang der Wand zu Reibung kommt, wird jedoch die gesamte Strecke über schon kinetische Energie in Form von Wärme dissipiert. Folglich reicht die Energie nicht mehr aus, um das Fluid am Körper zu halten, und löst sich daher von der Kontur. Es wird von der Strömungsablösung gesprochen.

Nach LEDER [31] hat PRANDTL zwei Bedingungen ausgemacht, bei denen die Strö-

mungsablösung an einer Wand sowohl für kompressible als auch für inkompressible Fluide einsetzt.

1. In Strömungsrichtung liegt ein positiver Druckgradient vor ($\partial p/\partial x > 0$).
2. Es treten im Fluid viskose Erscheinungen auf.

Sollte eine der Bedingungen nicht erfüllt sein, kommt es zu keiner Ablösung. Im Falle einer zweidimensionalen Strömung erfolgt die Ablösung an der Stelle, wo die Wand Schubspannung $\tau_w = 0$ ist. Für dreidimensionale Strömungen verschwindet τ_w nicht, da eine zusätzliche Strömungskomponente senkrecht zur Zeichnungsebene hinzukommt. Es rollt sich eine "Wirbeltüte" (HUCHO [22]) auf.

Kommt es zu einer Ablösung der Strömung vom Körper, weil dieser eine Unstetigkeitsstelle aufweist, wird vom Strömungsabriss gesprochen. Zwei prägnante Beispiele dafür sind der Kegel und der Keilzylinder. In diesem Fall erfolgt die Ablösung, obwohl ein von PRANDTL definiertes Kriterium nicht erfüllt ist. Über die gesamte Streichlänge ist der Druckgradient $\partial p/\partial x < 0$, dennoch löst sich die Strömung an der Hinterkante der Körper, an der Unstetigkeitsstelle in der Körpergeometrie, ab.

Hinter der Ablösung entsteht das Ablösegebiet. Es umfasst das Rückströmgebiet, der Bereich, in dem die Geschwindigkeitskomponente u negativ wird, und zusätzlich freie Scherschichten. LEDER [31] gibt für die Bestimmung der Ausdehnung des Ablösegebietes das Integral über das Geschwindigkeitsprofil mit der Gleichung

$$\Psi = \int u(y) dy \tag{2.2}$$

an. Dabei bilden alle Linien, für die $\Psi = \text{const.}$ gilt, die Stromlinien der Strömung. Wird die zeitliche Mittelung betrachtet, so ist die Stromlinie geschlossen und kennzeichnet den zeitlich gemittelten Volumenstrom in dem Ablösegebiet. Zwei weitere übliche Bezeichnungen für dieses Gebiet sind *Ablösebereich* und *Totwasser*. Letztere ist vor allem im Schiffbau gängig.

Angeschlossen an das Rückströmgebiet ist der Nachlaufbereich. Wird dieser über die Zeit gemittelt, verläuft die Strömung in Richtung der Hauptströmung. Des Weiteren wird in [31] angegeben, dass für Reynoldszahlen $Re > 10^3$ im Nachlauf turbulente Strömungsfeldbewegungen auftreten.

Abschließend lassen sich nach LEDER ([31] S.45) Strömungsablösungen wie folgt klassifizieren:

- a) Einseitige Scherschichtentwicklung mit wiederanlegender Schwerschicht
(Bsp.: Stufe, Hindernis, Erweiterung, Tragflügel mit $\alpha < \alpha_{\text{krit}}$)
- b) Zweiseitige Scherschichtentwicklung mit Wechselwirkung
(Bsp.: Kreiszyylinder, ebene Platte, Tragflügel mit $\alpha > \alpha_{\text{krit}}$)
- c) Dreiseitige Scherschichtentwicklung mit Wechselwirkung
(Bsp.: Kugel, Scheibe)

2.3 Zirkulation

Die Druckverteilung und das Strömungsbild eines angeströmten gedrehten Seils erinnern in seinem Aussehen an den MAGNUS-Effekt eines rotierenden Kreiszyinders. Ein angeströmter, rotierender Kreiszyylinder induziert wie auch ein gedrehtes Seil (siehe STENDEL [54] und HAHLEBECK [18]) eine Querkraft mit dem signifikanten Unterschied, dass das Seil selbst nicht rotiert. Dennoch kommt es im Bereich des Seils zu einer Auslenkung der Strömung (vgl. Abschnitt 2.1), welche durch die Oberflächenstruktur und die Lage der Fadentangente zur Anströmung hervorgerufen wird. Dies legt die Vermutung einer der Strömung aufgeprägten Zirkulation nahe.

2.3.1 Kreiszyylinderumströmung mit Zirkulation

Wie unter anderem SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [46] schreiben, ist für die Auftriebserzeugung die Überlagerung einer Translationsströmung mit der Strömung eines Potentialwirbels um einen Kreiszyylinder von grundlegender Bedeutung. Diese Überlagerung liefert eine Kreiszyylinderströmung mit Zirkulation. Dabei wird auf der einen Seite des Modells die Geschwindigkeit im Vergleich zur Translationsströmung erhöht und auf der anderen Seite verkleinert. Nach der BERNOULLI-Gleichung für stationäre Strömungen

$$\frac{1}{2}\rho u_{\infty}^2 + \rho g z + p = \text{const.} \quad (2.3)$$

folgt daraus eine Änderung der Druckverteilung auf der Oberfläche. Wenn nun die Geschwindigkeit auf der einen Seite des umströmten Zylinders steigt, sinkt der Druck auf

dieser Seite entsprechend und umgekehrt. Die Integration des Druckverlaufs über die Zylinderoberfläche führt zu einer resultierenden Kraft, welche als Auftrieb oder Querkraft bezeichnet wird.

Die Geschwindigkeitsverteilung auf der Kontur u_β setzt sich aus dem Geschwindigkeitsbetrag der Translationsströmung u_0 und der Potentialströmung des Wirbels u_1 zusammen.

$$u_\beta = u_0 + u_1 \quad (2.4)$$

Für die Geschwindigkeit der Translationsströmung um einen Kreiszyylinder mit dem Umlaufwinkel β gilt

$$u_0 = -2u_\infty \sin \beta \quad (2.5)$$

und für den Potentialwirbel mit r als Körperradius,

$$u_1 = -\frac{\Gamma}{2\pi r} \quad . \quad (2.6)$$

Die für die Entstehung der hydrodynamischen Kraft relevante Druckverteilung auf der Oberflächenkontur ergibt sich aus

$$p - p_\infty = 1/2\rho (u_\infty^2 - u_\beta^2) \quad . \quad (2.7)$$

Für einen Kreiszyylinder ohne aufgeprägter Zirkulation ($\Gamma = 0$) und damit entfallenden Potentialwirbelanteil vereinfacht sich die Gleichung (2.7) zu

$$p - p_\infty = 1/2\rho (u_\infty^2 - u_0^2) \quad . \quad (2.8)$$

Dies liefert, wie KORNEV [29] bestätigt, für den Druckbeiwert c_p nach Einsetzen von Gleichung (2.5) in Gleichung (2.7)

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\rho \frac{u_\infty^2}{2}} = (1 - 4 \sin^2 \beta) \quad . \quad (2.9)$$

Ist dem Kreiszyylinder eine Zirkulation aufgeprägt, so wird der Potentialwirbelanteil u_1 berücksichtigt und Gleichung (2.7) führt zu

$$p - p_\infty = 1/2\rho [u_\infty^2 - (u_0^2 + 2u_0u_1 + u_1^2)] \quad , \quad (2.10)$$

welche wiederum nach Einsetzen von u_0 und u_1 in

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\rho \frac{u_\infty^2}{2}} = (1 - 4 \sin^2 \beta) - \left(\frac{\Gamma}{2\pi r_0 u_\infty}\right)^2 - 2\frac{\Gamma}{\pi r_0 u_\infty} \sin \beta \quad (2.11)$$

resultiert. Abbildung 2.3 stellt exemplarisch einige Druckbeiwertverläufe für einen Kreiszyylinder bei unterschiedlicher Zirkulation dar. Dabei ist die asymmetrische Verteilung mit steigendem Γ deutlich zu erkennen.

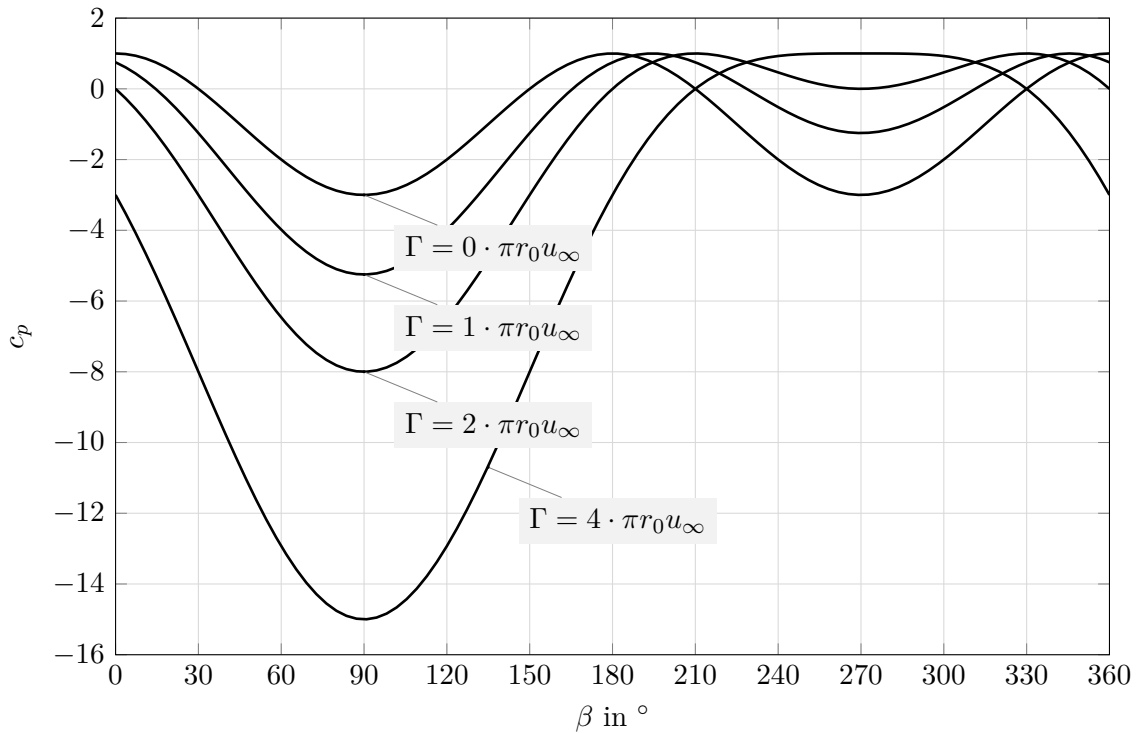


Abbildung 2.3: Druckverteilung auf der Oberfläche eines Kreiszyinders bei Strömungen mit unterschiedlicher Zirkulation Γ in einem idealen, reibungsfreien Fluid

2.3.2 Zirkulation am Querschnitt eines gedrehten Seils

Die Auslenkung der Strömung bei der Umströmung eines ruhenden gedrehten Seils lässt auf das Vorliegen einer Zirkulation schließen. Hierzu sind bislang keine Untersuchungen bekannt. Das Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, in Abhängigkeit von Anstellwinkel und Querkraft einen mathematischen Zusammenhang gegenüber der Zirkulation zu beschreiben. Die so auf Basis von Experimenten erstellte Funktion gestattet schließlich die Identifikation von Γ .

Gedrehte Seile, besonders mit hoher Kardeelanzahl, sind im Querschnitt einem Kreiszyylinder sehr ähnlich. Dies ist einer der Gründe, weswegen gerade in der numerischen Simulation Fäden, Seile und Kurrleinen mit Zylindern approximiert werden. Sowohl in

den numerischen als auch in den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wird die Druckbeiwertverteilung auf der Oberflächenkontur eines ruhenden Zylinders sowie zweier ruhender Seilmodelle ermittelt. Aus dieser Verteilung kann eine Zirkulation am Seil bestimmt werden, die anschließend auf einen Zylinder übertragen wird.

Um die unbekannte Zirkulation aus der Druckverteilung an einem Zylinder zu ermitteln, können die jeweiligen Druckbeiwerte eines ruhenden Zylinders und eines identischen, rotierenden Zylinders von einander subtrahiert werden.

$$\Delta c_p(\beta) = c_{p,Zyl,\Gamma=0}(\beta) - c_{p,Zyl,\Gamma \neq 0}(\beta) \quad (2.12)$$

Aus der Differenz kann anschließend die Zirkulation des rotierenden Zylinders ermittelt werden. Dieser Ansatz wird auf das gedrehte Seil übertragen, sodass Gleichung (2.12) zu

$$\Delta c_p(\beta) = c_{p,Zyl,\Gamma=0}(\beta) - c_{p,Seil}(\beta) \quad (2.13)$$

umgeschrieben wird. Die Verteilung des Druckbeiwertes $c_{p,Zyl,\Gamma=0}(\beta)$ erfolgt mit Gleichung (2.9) und $c_{p,Seil}(\beta)$ des Seil mit Gleichung (2.11). Aus Gleichung (2.13) resultiert somit:

$$\Gamma = 2\pi r_0 u_\infty \left(-2 \sin \beta \pm \sqrt{4 \sin^2 \beta - \Delta c_p} \right) \quad (2.14)$$

Die Gleichung (2.14) liefert ein Maß für die Zirkulation. Im Gegensatz zu einem Zylinder ändert sich bei einem Seil die Ausrichtung der Querschnittskontur über der Längsachse. Damit geht eine Änderung der Druckverteilung entlang der Querschnittskontur einher, sodass es erforderlich ist, alle Ebenen l/L_S zu betrachten. Es ist zu erwarten, dass Γ entlang der Fadenlängsrichtung einem zyklischen Intervall folgt.

2.3.3 Dynamischer Auftrieb nach Kutta-Joukowski

Nach BÖHLE et al. [5] ist durch die Überlagerung einer Potentialströmung mit einer Zirkulation auch die Berechnung des Auftriebs an einem Tragflügel möglich. Durch die Superposition kommt es auf der Flügeloberseite zur Beschleunigung der Potentialströmung, auf der Unterseite wirkt die Zirkulation der Strömung entgegen und entschleunigt diese. Dies führt nach BERNOULLI (Gleichung (2.3)) zu einer Druckdifferenz zwischen Ober- und Unterseite und damit zum Auftrieb. KUTTA und JOUKOWSKI erkannten unabhängig von einander eine Proportionalität zwischen dem Auftrieb F_A und

der Zirkulation Γ . Es ergibt sich der Zusammenhang

$$F_A = \rho \cdot b \cdot u_\infty \cdot \Gamma \quad (2.15)$$

mit der Dichte ρ , der Anströmgeschwindigkeit u_∞ quer zur Körperlängsachse und der Breite b .

SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [46] weisen darauf hin, dass die Zirkulation neben der Anströmgeschwindigkeit auch von der Geometrie des umströmten Körpers und dem Anstellwinkel abhängig ist. Die Änderung des Anstellwinkels führt im Allgemeinen auch zu einer Änderung der Geometrie des Körpers aus Sicht der Anströmung.

2.4 Grundlagen des numerischen Simulationsmodells

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Modelle eines dreikardeckig gedrehten Seils werden neben den experimentellen Untersuchungen auch numerisch mit der CFD-Software ANSYS CFX betrachtet. Diese Software greift auf die NAVIER-STOKES-Gleichung zurück, welche im Folgenden kurz beleuchtet wird.

2.4.1 Einblick in die Navier-Stokes-Gleichung

Die NAVIER-STOKES-Gleichung ist ein mathematisches Modell zur Beschreibung der Strömung von newtonschen Fluiden dar. Da bei zähen Fluiden sowohl Drücke als auch Schubspannungen auf die Oberfläche eines Volumenelements wirken, werden die für reibungslose Flüssigkeiten geltenden EULER-Gleichungen noch um einen viskosen Anteil erweitert. Die vollständige Herleitung der NAVIER-STOKES-Gleichung kann in zahlreichen Fachbüchern wie BÖHLE et al. [5] und SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [46] nachvollzogen werden, weswegen hier nur auf den Kern der Gleichungen eingegangen wird.

Die NAVIER-STOKES-Gleichung lässt sich aus der Impulserhaltung an einem Volumenelement ableiten. Der Impuls \vec{I} charakterisiert den Bewegungszustand eines Objekts und ist über das Produkt von Masse und Geschwindigkeit definiert.

$$\vec{I} = \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot \vec{u} \quad (2.16)$$

Wird ein Volumenelement (Abb. 2.4) der Kantenlänge $dx dy dz$ über die Zeit t betrachtet, tritt auf der einen Seite der Impuls ein und auf der anderen wieder aus. Dies

begründet sich mit dem Impulserhaltungssatz, wonach die Summe aller über die Oberfläche ein- und austretenden Impulse „Null“ sein muss. Das Volumenelement bleibt über die Zeit unverändert, sodass die Änderung des Impulses nur noch von der Zeit abhängig ist und wie folgt formuliert werden kann.

$$\frac{\partial \vec{I}}{\partial t} = \frac{\partial (\rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot \vec{u})}{\partial t} = \frac{\partial (\rho \cdot \vec{u})}{\partial t} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (2.17)$$

Solang keine Feld- und Oberflächenkräfte wirken und der Impuls keine Funktion der Zeit ist, gilt stets

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{0} = \frac{\partial \vec{I}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{I}}{\partial x} \cdot v_x + \frac{\partial \vec{I}}{\partial y} \cdot v_y + \frac{\partial \vec{I}}{\partial z} \cdot v_z \quad \text{mit} \quad \frac{\partial \vec{I}}{\partial t} = \vec{0} \quad . \quad (2.18)$$

Wirkende Feld- und Oberflächenkräfte führen zur Impulsänderung. Der sich somit erge-

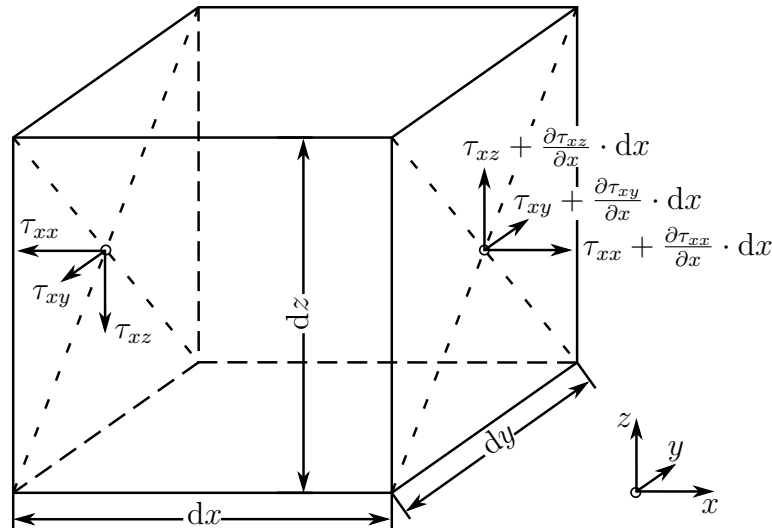


Abbildung 2.4: Spannungstensor am Volumenelement $dx dy dz$

bene Impulsstrom $\frac{d\vec{I}}{dt}$ erfährt beim Durchlaufen des Volumenelements eine Änderung, da ein Teil über die anderen Oberflächen ein- beziehungsweise ausströmt. Darüber hinaus wird der Impuls des Volumens zusätzlich durch die am Element angreifenden Kräfte beeinflusst. Diese lassen sich in volumen- und oberflächenbezogene Kräfte unterteilen.

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \sum \vec{F} \quad (2.19)$$

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \int_{V(t)} \underbrace{(\rho \cdot \vec{K})}_a \cdot dV + \int_{S(t)} \underbrace{f_i^\sigma}_b dS \quad (2.20)$$

Bei den volumenbezogenen Kräften (**a**) handelt es sich insbesondere um die auf die Masse wirkende Schwerkraft sowie elektrische und magnetische Kräfte. Die oberflächenbezogenen Kräfte (**b**) sind Normal- und Schubspannungen. Letztere haben ihre Ursache in der Viskosität des Fluids.

Wird nun wieder das Volumenelement betrachtet, so muss ein Gleichgewicht zwischen dem Ein- und Ausstrom vorliegen. Hier wird die X -Richtung exemplarisch für alle drei Raumrichtungen betrachtet. Aus dem Gleichgewicht folgt nach BÖHLE et al. [5]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} \cdot dx \cdot dy \cdot dz = & \left[\rho \cdot u \cdot u - \left(\rho \cdot u \cdot u + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot u)}{\partial x} \cdot dx \right) \right] \cdot dy \cdot dz + \\
 & \left[\rho \cdot u \cdot v - \left(\rho \cdot u \cdot v + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot v)}{\partial y} \cdot dy \right) \right] \cdot dx \cdot dz + \\
 & \left[\rho \cdot u \cdot w - \left(\rho \cdot u \cdot w + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot w)}{\partial z} \cdot dz \right) \right] \cdot dx \cdot dy + \\
 & f_x \cdot dx \cdot dy \cdot dz + \\
 & \left[-\tau_{xx} + \left(\tau_{xx} + \frac{\partial\tau_{xx}}{\partial x} \cdot dx \right) \right] \cdot dy \cdot dz + \\
 & \left[-\tau_{yx} + \left(\tau_{yx} + \frac{\partial\tau_{yx}}{\partial y} \cdot dy \right) \right] \cdot dx \cdot dz + \\
 & \left[-\tau_{zx} + \left(\tau_{zx} + \frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z} \cdot dz \right) \right] \cdot dx \cdot dy \quad .
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Entsprechend dem Newtonschen Reibungsgesetz

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \tag{2.22}$$

mit μ als Proportionalitätsfaktor für die Zähigkeit werden nach SCHMITZ [47] die Spannungen durch die Formänderungsgeschwindigkeiten dargestellt. Die senkrecht auf der Oberfläche stehenden Normalspannungen τ_{xx} , τ_{yy} und τ_{zz} können in die Reibungsanteile des Fluids σ_{xx} , σ_{yy} und σ_{zz} sowie in einen konstanten, zähigkeitsunabhängigen Mittelwert $\bar{\tau}$ zerlegt werden.

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xx} &= \bar{\tau} + \sigma_{xx} \\ \tau_{yy} &= \bar{\tau} + \sigma_{yy} \\ \tau_{zz} &= \bar{\tau} + \sigma_{zz} \end{aligned} \right\} \quad \bar{\tau} = \frac{1}{3} (\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz}) \tag{2.23}$$

Für den negativen Wert von $\bar{\tau}$ wird der Flüssigkeitsdruck eingesetzt.

$$p = -\frac{1}{3} (\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz}) \tag{2.24}$$

Damit ergibt sich für Gleichung (2.23)

$$\tau_{xx} = \sigma_{xx} - p \quad , \quad \tau_{yy} = \sigma_{yy} - p \quad , \quad \tau_{zz} = \sigma_{zz} - p \quad . \quad (2.25)$$

Die Normal- und Schubspannung eines Newtonschen Fluids können dementsprechend folgendermaßen geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \sigma_{yy} &= 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \sigma_{zz} &= 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \tau_{yx} = \tau_{xy} &= \mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} &= \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad . \end{aligned} \quad (2.26)$$

Für inkompressible Fluide liefert die Kontinuitätsgleichung $\nabla \cdot \vec{u} = 0$, wodurch sich die Gleichung (2.26) vereinfacht.

Werden nun die Normal- und Schubspannungen für ein inkompressibles Fluid in die Impulserhaltungsgleichung (2.21) eingesetzt, resultiert die NAVIER-STOKES-Gleichung exemplarisch in X-Richtung

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot w)}{\partial z} &= f_x - \frac{\partial p}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \quad . \end{aligned}$$

In vektorieller Form kann die NAVIER-STOKES-Gleichung wie folgt geschrieben werden.

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = \vec{f} - \nabla p + \mu \cdot \Delta \vec{u} \quad . \quad (2.27)$$

2.4.2 Reynolds-Gleichungen

Die im vorherigen Abschnitt behandelte NAVIER-STOKES-Gleichung beschreibt alle laminaren und turbulenten Strömungen. Um turbulente Strömungen nach diesen

Gleichungen zu approximieren, wird auf einen Ansatz nach Osborne Reynolds zurückgegriffen. Grundlage dieses Ansatzes ist die zeitliche Mittlung von schwankenden Zustandsgrößen wie Geschwindigkeit, Druck, Temperatur und weiteren. Es wird von der Reynolds-Mittlung gesprochen. Das Ergebnis wird als Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS)-Gleichungen oder nur Reynolds-Gleichungen bezeichnet. Diese Thematik wird in unzähligen Lehrbüchern wie SCHLICHTING et al. [44], LAURIEN et al. [30], FERZIGER et al. [11] oder KORNEV [29] umfangreich behandelt und soll daher hier nur kurz dargelegt werden.

Die Zustandsgröße Φ ergibt sich aus der Summe der gemittelten Größe $\bar{\Phi}$ und der nicht periodischen Schwankung Φ'

$$\Phi(x_i, t) = \bar{\Phi}(x_i) + \Phi'(x_i, t) \quad . \quad (2.28)$$

Dies wird in Abbildung 2.5 entsprechend verdeutlicht. Der Wert für $\bar{\Phi}$ ergibt sich aus

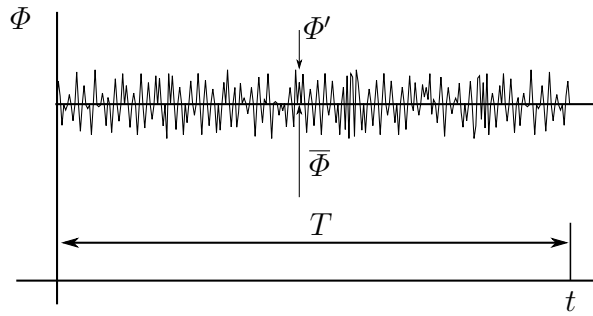


Abbildung 2.5: Zeitmittlung für eine statistisch stationäre Strömung

der Mittlung über die Zeitperiode T , wobei T groß genug sein muss, damit $\bar{\Phi}$ nicht von einem Zeitpunkt abhängt.

$$\bar{\Phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \Phi(x_i, t) dt \quad (2.29)$$

Des Weiteren führt KORNEV [29] die folgenden für die Reynolds-Mittlung gültigen Eigenschaften auf, wobei die Rechenvorschriften mit den hier Variablen f und g dargestellt sind:

$$\begin{aligned} \overline{f'} &= 0 & , & & \overline{\bar{f}} &= \bar{f} \\ \overline{f + g} &= \bar{f} + \bar{g} & , & & \overline{f'g'} &\neq 0 \\ \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} & , & & \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} &= \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \\ \overline{\bar{f}g} &= \bar{f}\bar{g} & , & & \overline{\bar{f}g'} &= \bar{f}\bar{g}' = 0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

Werden die beiden Größen, aus denen sich die Zustandsgröße ergibt, gegenübergestellt, sind die Mittelwerte im Gegensatz zu den Schwankungsgrößen von besonderem Interesse. Jedoch werden die Schwankungsgrößen benötigt, um die Auswirkung der Turbulenz auf die Mittelwerte abschätzen zu können. Wird nun in die NAVIER-STOKES-Gleichung (2.27) die Gleichung (2.28) eingesetzt und die Eigenschaften (2.30) berücksichtigt, folgen daraus die RANS-Gleichungen für turbulente Strömungen.

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} \right) = f_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)}_{\bar{\tau}_{ji}} - \underbrace{\rho \overline{u'_i u'_j}}_{\text{RST}} \right] \quad (2.31)$$

Hier zeigt sich, dass zusätzlich zu den Spannungen der laminaren Strömung $\bar{\tau}_{ji}$ in der turbulenten Strömung noch schwankungsabhängige Spannungen, gekennzeichnet durch den Reynolds-Spannungstensor (RST), hinzukommen. Folglich sind die Erhaltungsgleichungen nicht geschlossen. Es wird von einem Schließungsproblem gesprochen, welches durch Schließungsansätze, also Approximationen, gelöst werden muss. Diese sind im Regelfall halbempirisch und werden durch sogenannte Turbulenzmodelle geliefert.

2.4.3 Turbulenzmodelle

Durch die Überführung der NAVIER-STOKES-Gleichungen in die REYNOLDS- gemittelten Gleichungen werden zusätzliche Unbekannte eingeführt. Bei diesen Unbekannten handelt es sich um gemittelte Schwankungsgrößen, die mit Schließungsmodellen (Turbulenzmodellen) bestimmt werden können. Bei diesen Modellen unterscheidet unter anderen HUCHO [22] nach Wirbelviskositäts- und Reynoldsspannungsmodellen. Dabei werden die turbulenten Schwankungsbewegungen mit dem zeitlich gemittelten Verlauf der Strömung verknüpft. Nach KORNEV [29] liefert BOUSSINESQ einen der ältesten Schließungsansätze.

Im Allgemeinen werden die Turbulenzmodelle mit partiellen Differentialgleichungen beschrieben, sodass je nach Anzahl der Differentialgleichungen zwischen Ein-Gleichungs-Modell, Zwei-Gleichungs-Modell etc. unterschieden wird. Genauso gibt es unter anderen Eineinhalb-Gleichungs-Modelle, bei denen statt einer zweiten partiellen eine gewöhnliche Differentialgleichung zum Einsatz kommt. Darüber hinaus existieren auch algebraische Schließungsmodelle, die jedoch für dreidimensionale Strömungen und Ablösungsströmungen sehr ungenau sind. Eine sehr gute Übersicht über verschiedene Turbulenz-

modelle geben SCHLICHTING & TRUCKENBRODT [44], BÖHLE et al. [5] und HUCHO [22].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die numerische Simulation auf das Shear-Stress-Transport-Modell (SST-Modell bzw. k - ω -SST-Modell) zurückgegriffen, welches sich aus den beiden Zwei-Gleichungs-Modellen k - ϵ und k - ω zusammensetzt. Dabei werden die Stärken beider Modelle effektiv mit einander kombiniert. MENTER hat dieses Modell 1994 in seiner Veröffentlichung [32] vorgestellt, seitdem wird das SST-Modell stetig weiterentwickelt.

k - ϵ -Turbulenzmodell

Das k - ϵ -Modell eignet sich für Strömungen mit hohen Reynoldszahlen und großem Wandabstand. Es handelt sich um ein Wirbelviskositätsmodell und erfordert zwei Transportgleichungen für k und ϵ . Dabei steht k für die kinetische Energie der turbulenten Schwankungen und wird mit der Gleichung

$$\bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{Pr_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\tau_t}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \epsilon \quad (2.32)$$

beschrieben. Als zweite partielle Differentialgleichung wird die Bilanzgleichung für die Dissipation ϵ

$$\bar{u} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{Pr_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right) + c_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \frac{\tau_t}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - c_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.33)$$

mit den empirisch im Experiment bestimmten Modellkonstanten

$$c_{\epsilon 1} = 1,44 \quad , \quad c_{\epsilon 2} = 1,87 \quad , \quad Pr_\epsilon = 1,3 \quad (2.34)$$

verwendet. Pr steht für die Prandtlzahl und ν_t beschreibt in den Gleichungen die Wirbelviskosität. Dabei ist die Wirbelviskosität keine Stoffeigenschaft des Fluids, sondern beschreibt eine Eigenschaft der Turbulenz der jeweiligen Strömung.

k - ω -Turbulenzmodell

Anstelle von ϵ kann auch die Größe $\omega = \epsilon/k$ verwendet werden. Dies führt zum k - ω -Modell, welches besonders gut für Strömungsberechnungen in Wandnähe geeignet

ist. Die Bilanzgleichung ω , welches die Dissipation pro Einheit turbulenter kinetischer Energie darstellt und die Einheit $1/s$ hat, kann wie folgt geschrieben werden:

$$\bar{u} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{Pr_\omega} \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) + \alpha \frac{\omega \tau_t}{k \rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \beta \omega^2 \quad . \quad (2.35)$$

Die Modellkonstanten für diese Gleichung lauten

$$\alpha = \frac{5}{9} \quad , \quad \beta = \frac{3}{40} \quad , \quad Pr_\omega = 2 \quad . \quad (2.36)$$

Die k -Gleichung wird für dieses Modell so formuliert wie in Gleichung (2.32).

SST-Turbulenzmodelle

Das SST-Modell kombiniert die beiden obigen Modelle miteinander. Dafür wird das k - ϵ zu einer k - ω Formulierung transformiert und anschließend mit einer „blending“-Funktion $(1 - F_1)$ multipliziert. Dies ermöglicht einen gleichmäßigen Übergang zwischen dem k - ϵ -Modell ($F_1 = 0$) und dem k - ω -Modell ($F_1 = 1$). In Abb. 2.6 ist dies vereinfacht dargestellt. Eine ausführliche Darstellung zum SST-Modell findet sich bei

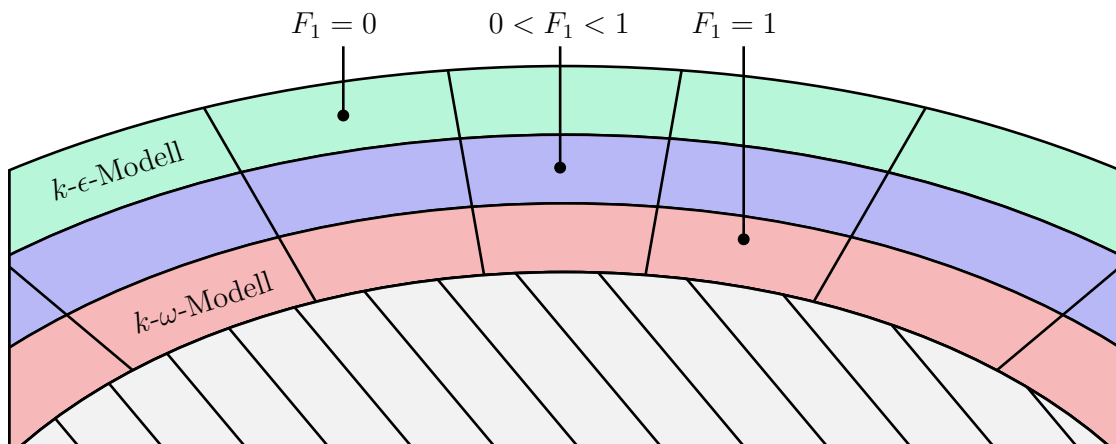


Abbildung 2.6: Einsatzbereich von k - ω und k - ϵ und die „blending“-Funktion

MENTER „*Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*“ [32].

In der vorliegenden Arbeit wird das SST-Modell verwendet, da die meisten praktischen Anwendungen in einem Re-Bereich von 10^5 liegen und sich demzufolge sämtliche Untersuchungen auf diesen Bereich konzentrieren.

2.5 Numerisches Modell

Die numerischen Untersuchungen dienen in erster Linie der Bestimmung geeigneter Sensoren für die experimentelle Bestimmung der Druckverteilung auf der Seiloberfläche. Da keine Erfahrungswerte für die maximal zu erwartenden Druckbeträge bei den gewählten Konstellationen vorliegen, stellt die numerische Simulation ein probates Mittel zum Erkenntnisgewinn dar. Somit ist es möglich, eine geeignete Wahl an Drucksensoren zu treffen. Zusätzlich ergibt sich die Option, zeitoptimiert interessante Versuchskonstellationen und Messpunkte zu identifizieren und eine Gegenüberstellung der Ergebnisse mit denen aus den Windkanalversuchen vorzunehmen.

Damit die experimentellen und numerischen Ergebnisse vergleichbar sind, müssen einige Voraussetzungen erfüllt werden. Hierfür werden im Regelfall dimensionslose Kennzahlen wie die Reynoldszahl, welche das Verhältnis zwischen Trägheits- und Reibungskräften widerspiegelt

$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot u_\infty \cdot D_S}{\mu} \quad (2.37)$$

und die Strouhalzahl

$$\text{Sr} = \frac{f_0 \cdot D_S}{u_\infty} \quad (2.38)$$

zur Abschätzung der Wirbelablösefrequenz f_0 in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit u_∞ verwendet. Im vorliegenden Fall wird die Vergleichbarkeit zwischen Experiment und Simulation durch identische Größendimensionen und Geschwindigkeit realisiert. Dies ist möglich, da den Untersuchungen idealisierte Seilmodelle real existierender Seile zugrunde liegen. Zudem kann der Fokus auf die phänomenologische Ursachenforschung der Querkraft am theoretischen Modell gelegt werden. Dennoch werden nachfolgend dimensionslose Kennzahlen und Beiwerte zur besseren Gegenüberstellung mit künftigen Untersuchungen verwendet.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Strömungssimulationen sind mit der RANS-Methode, gekoppelt mit dem k - ω -SST Turbulenzmodell, in der Software ANSYS CFX durchgeführt worden. Abbildung 2.7 zeigt das Rechengebiet mit seinen Berandungen. Die geometrischen Abmessungen werden durch den Außendurchmesser D_S und die Schlaglänge L_S der untersuchten Geometrie festgelegt. Die Dimensionen entsprechen denen des Modells für die experimentellen Untersuchungen im Windkanal. Als anströmendes Medium wurde ebenfalls Luft mit einer dynamischen Viskosität von

$\mu = 1,831 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m s})$ und einer Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 20 \text{ m/s}$ gewählt. Somit ergibt sich bei einem Außendurchmesser von $D_S = 0,11 \text{ m}$ eine Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$. Die Domaingrenzen „Bottom“ und „Top“ sind mit einer periodischen

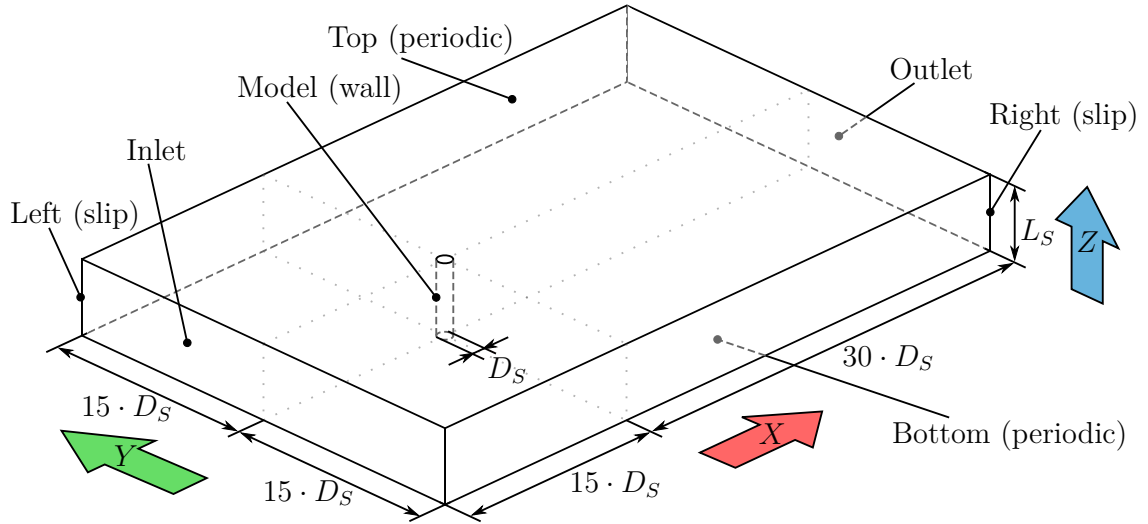


Abbildung 2.7: Rechendomain der numerischen Simulation

Randbedingung belegt, wodurch an beiden Grenzen das gleiche Strömungsverhalten auftritt. Durch die Kopplung der beiden Ebenen kann das vernetzte Modell deutlich kürzer ausfallen. Für ein gedrehtes Seil genügt theoretisch eine simulierte Modelllänge von L_S/n_K , um einen unendlich ausgedehnten Körper zu erhalten. Dennoch wurde in dieser Arbeit mit einer kompletten Schlaglänge gearbeitet. Dieser Ansatz ist jedoch nur möglich, wenn das Modell orthogonal auf den Domaingrenzen steht. Das wiederum bedeutet, dass bei Simulationen von verschiedenen Anströmwinkeln α der Winkel, unter dem das Fluid in die Domain strömt, angepasst werden muss. Dies erfolgt durch eine Zerlegung der Anströmgeschwindigkeit in die entsprechenden Komponenten $\vec{u}_\infty = [u, v, w]^T$.

$$u_\infty = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \quad . \quad (2.39)$$

Das Modell ist als Wand mit glatter Oberfläche definiert und entsprechend fein vernetzt, sodass der dimensionslose Wandabstand y^+ , welcher ein Maß für die Auflösung der Wandgrenzschicht ist, kleiner als eins ist.

$$y^+ = \frac{u_\tau}{\nu} y \leq 1 \quad (2.40)$$

Um dies zu erreichen, wurde auf die Oberfläche des Modells eine Prismenschicht gelegt (Abb. 2.8), die im Anschluss von der Oberfläche weg in die Rechendomain mit stetig

wachsenden Zellen belegt wurde. Für das Seilmodell war es überdies notwendig, die spitz zulaufenden Kontaktstellen zwischen benachbarten Kardeelen zu glätten, da andernfalls keine fehlerfreie Vernetzung umsetzbar gewesen wäre. Die linke und rechte Be-

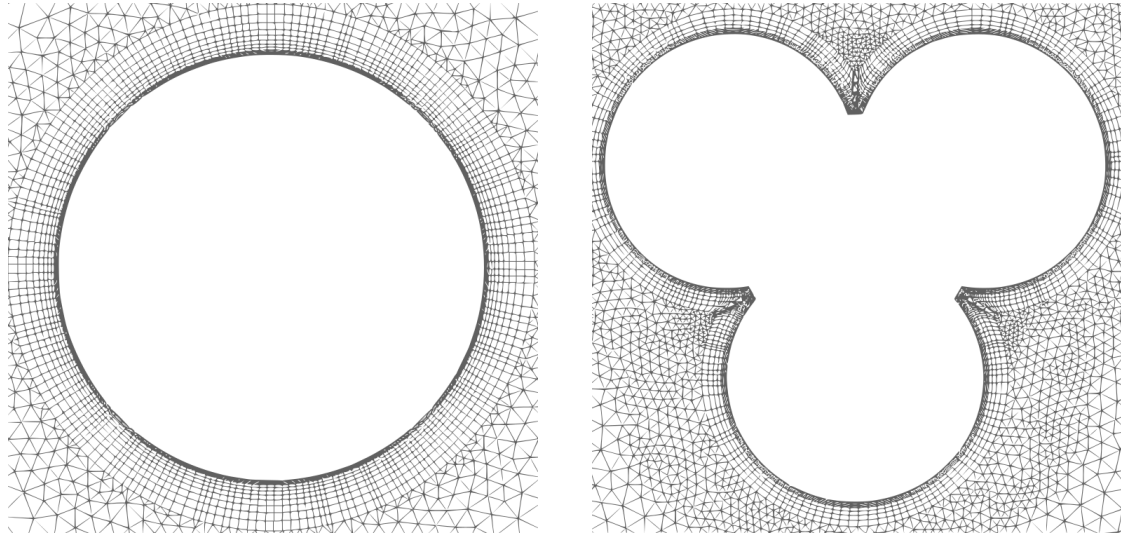


Abbildung 2.8: Prismenschicht auf Modelloberfläche, Zylinder (l.) & Seilmodell (r.)

randung der Domain sind mit einer „free-slip“ Bedingung versehen. Das bedeutet, dass die Normalgeschwindigkeit auf dem Rand zu Null wird, die Tangentialgeschwindigkeit aber von Null verschieden ist. In diesem Fall entspricht daher die Tangentialgeschwindigkeit der Anströmgeschwindigkeit, sofern das Fluid in diesem Bereich ungestört ist.

Um das notwendige Maß an Vernetzung zu bestimmen, wurde eine Konvergenzstudie betrieben. Dabei wurde das Modell und der direkte Bereich um das Modell herum mit jedem Schritt feiner vernetzt. Hierbei ist zu beachten, dass eine zu grobe Vernetzung ungenaue Ergebnisse liefert, während ein zu feines Netz wiederum zu numerischen Instabilitäten führen kann, was ebenso zu einer Verschlechterung der Ergebnisse führt.

Die Ergebnisse zur Druckverteilung am numerischen Modell werden in Kapitel 4 vorgestellt. Auf die Geschwindigkeitsverteilung im Totwasser des Modells wird im folgenden kurz eingegangen.

Die Abbildung 2.2 im Abschnitt 2.1 zeigt das mittels PIV ermittelte Geschwindigkeitsfeld eines realen dreikardeeligen Seils im Windkanal bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,4 \cdot 10^5$ und einem Anströmwinkel von $\alpha = -90^\circ$. Die Ablenkung der Strömung in der Schnittebene weg von der Strömungsachse ist deutlich zu erkennen. In Abbildung 2.9 sind die Ergebnisse der Geschwindigkeitsverteilung der numerischen Simulation für den Kreiszyylinder und das Seil grafisch veranschaulicht. Die Simulation

liefert für den Kreiszyylinder eine zur Mittelachse (X -Achse) symmetrische Geschwindigkeitsverteilung ($l/L = 1/2$). Ähnlich verhält es sich mit den für $l/L = 1/3$ und $l/L = 1/2$ dargestellten Schnittebenen des dreikardeeligen Seils. Auch hier ist das Feld symmetrisch zur X -Achse. Der wesentliche Unterschied ist das Rezirkulationsgebiet bei $l/L = 1/2$. Im Schnitt der Ebene $l/L = 1/3$ strömt das Fluid ohne Rezirkulation ab. Wird die Ebene $l/L = 1/4$ der Abb. 2.2 gegenübergestellt, wird die Ähnlichkeit zwi-

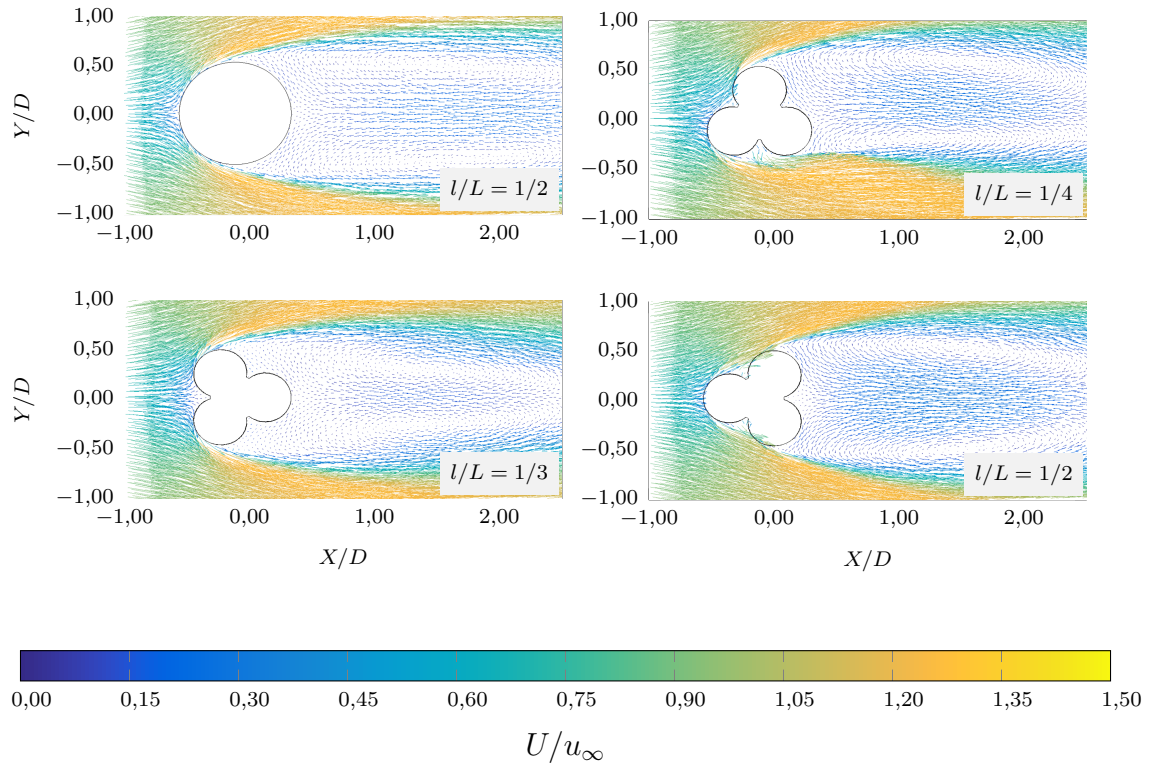


Abbildung 2.9: Geschwindigkeitsfeld auf verschiedenen Schnittebenen l/L bei einem Anströmwinkel $\alpha = -90^\circ$ und einer Reynoldszahl $Re = 1,3 \cdot 10^5$

schen beiden Ergebnissen deutlich. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von PÜTTMANN [38] können zur Validation der Simulationsergebnisse herangezogen werden.

Es hat sich gezeigt, dass die Simulation das Experiment sehr gut widerspiegelt, somit kann die Druckverteilung auf der Modelloberfläche herangezogen werden, um geeignete Drucksensoren für Windkanalversuche zu identifizieren. Darüber hinaus verdeutlichen die hier dargestellten Seilebenen den Unterschied zwischen der Umströmung eines Kreiszyinders und eines gedrehten Seils und zeigen die Komplexität des Systems auf.

3 Experimenteller Aufbau und Validierung

Im Rahmen dieser Arbeit soll versucht werden, eine Erklärung und mögliche Beschreibung der an mehrkardeelig gedrehten Seilen wirkenden Querkraft zu geben. Der hierfür gewählte Ansatz erfordert die Kenntnis der Druckverteilung über die Schlaglänge eines Seils. Die experimentellen Untersuchungen zur Gewinnung dieser Daten werden im Großen Niedergeschwindigkeitswindkanal des Lehrstuhls für Meerestechnik an der Universität Rostock durchgeführt. In diesem Kapitel werden der experimentelle Aufbau, die eingesetzte Messtechnik sowie die Versuchsobjekte und das eigens entwickelte Messsystem näher beleuchtet. Darüber hinaus werden die Voruntersuchungen am Versuchsstand vorgestellt.

3.1 Versuchsobjekte

Die Versuchsobjekte können in zwei Kategorien eingeteilt werden. Da keine verwertbaren Daten über Druckverteilung auf der Objekt Oberfläche von gedrehten Seilen vorliegen und somit keine Vergleichskörper vorhanden sind, wird als Referenzkörper ein Kreiszyylinder verwendet. Anhand des Kreiszyinders wird unter anderem das entwickelte Messsystem validiert und die Gültigkeit des Versuchsaufbaus überprüft. Darüber hinaus dient er auf Grund seiner identischen Dimensionen mit den Versuchsobjekten der zweiten Kategorie als Vergleichskörper.

Die zweite Kategorie wird von den Seilen gebildet. Hierbei handelt es sich um zwei Seilmodelle mit verschiedenem Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis. Hierbei sind die Kardeelanzahl und der Kardeeldurchmesser identisch, Schlagwinkel und Schlaglänge aber verschieden.

Die Dimensionen der Versuchsobjekte werden durch zwei wesentliche Faktoren be-

stimmt, dem Versperrungsgrad und die Sensordimensionen.

Die Versuche erfolgen in einem Windkanal Göttinger Bauart mit offener Messstrecke. Da die Randeefekte des Kanals auf die Messergebnisse vernachlässigbar klein sein sollen, muss ein Versperrungsgrad von $A_O/A_D \leq 0,1$ eingehalten werden, andernfalls wären aufwendige Kanalkorrekturen erforderlich. Die laterale Fläche A_O des Versuchsobjekts sollte nicht größer als 10 % der Düsenquerschnittsfläche A_D sein.

Der zweite Faktor sind die Abmaße der eingesetzten Differenzdrucksensoren, welche in die Kardeele integriert sind. Der Einbau der Sensoren in die Kardeele ermöglicht eine kurze Schlauchlänge zwischen Wandbohrung und Sensor. Somit wird die Einstellzeitkonstante τ des Drucks in der Leitung signifikant reduziert. Diese Konstante gibt an, welche Zeit vergeht, bis der am Sensor angezeigte Druck p_s nur noch minimal vom wahren Druckwert p abweicht. Nach ECKELMANN [9] (S. 52) liefert das HAGEN-POISEUILLESche Gesetz

$$p - p_s = \frac{128}{\pi} \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x}{d_B^4} \cdot \frac{dV}{dt} \quad (3.1)$$

einen Zusammenhang zwischen dem Druckabfall ($p - p_s$) und dem pro Zeiteinheit verschobenen Luftvolumen dV/dt . Das in der Leitung verschobene Luftvolumen dV ergibt sich wiederum aus dem Produkt der Luftbedarfskonstante C des Messgeräts und der Druckänderung.

$$dV = C \cdot dp_s \quad (3.2)$$

Bei Kenntnis der dynamischen Viskosität μ , des Bohrungsdurchmessers d_B und der Länge Δx kann durch Einsetzen der Gleichung (3.2) in Gleichung (3.1) die Zeitkonstante

$$\tau = \frac{128}{\pi} \cdot \frac{\mu \cdot \Delta x}{d_B^4} \cdot C \quad (3.3)$$

bestimmt werden.

3.1.1 Referenzmodell Kreiszyylinder

Der Kreiszyylinder ist aus einem Unter-, Ober- und Mittelsegment aufgebaut und wird an beiden Enden von jeweils einer Verschlusskappe begrenzt (Abb. 3.1). Das Unter- und Obersegment besteht aus KG DN 110 und hat einen um wenige Zehntelmillimeter vom Seilmodell abweichenden Außendurchmesser von 110 mm. Darüber hinaus

macht die Materialbeschaffenheit eine zusätzliche interne Stützstruktur zur Versteifung und Gewährleistung der Formstabilität überflüssig. Eine innen liegende Gewindestange dient als Verbindungselement zwischen den einzelnen Bauteilen und dem Modellhalter. Das Mittelsegment wurde mit einem additiven Fertigungsverfahren (3D-Drucker) hergestellt und enthält neben einer Druckbohrung eine Auflagefläche für das Messsystem. Das Messsystem wird im Abschnitt 3.4 näher vorgestellt. Da die Untersuchungen

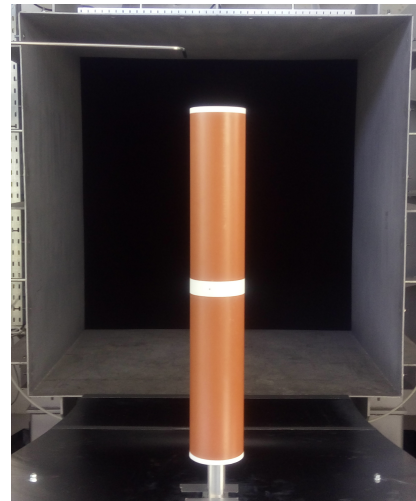
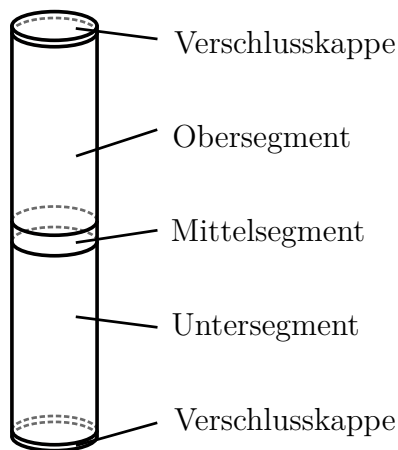


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau Zylinder (l.), Referenzmodell im Windkanal (r.)

am Kreiszyylinder auch der Überprüfung der Gültigkeit des Versuchsstandes dient, liegt dieser in zwei unterschiedlichen Längen vor. Die erste Variante hat eine Länge von $L = 700$ mm, was etwa einer vollen Schlaglänge der Seilmodelle entspricht. Variante zwei hat eine Länge von $L = 1000$ mm. Die Druckbohrung im Mittelsegment befindet sich jeweils auf halber Modellhöhe. Die Oberfläche des Kreiszyinders kann als weitestgehend glatt beschrieben werden.

3.1.2 Seilmodell

Das Seilmodell für die experimentellen Untersuchungen im Windkanal basiert auf einem parametrisierten Computer-Aided-Design (CAD)-Modell. Dies ermöglicht es, den Entwurfsprozess signifikant zu beschleunigen, indem ausschließlich Schlüsselparameter variiert und die Modelle anschließend automatisch angepasst werden. Die Schlüsselparameter für das Seilmodell sind der Kardeeldurchmesser, welcher hier nicht verändert wurde, und das Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis L_S/D_S . Die CAD-Daten wurden an einen 3D-Drucker weitergegeben und in einem Realmodell für die Versuchsreihen

umgesetzt. Als Druckmaterial wurde Polylactid (PLA) verwendet, da es schon bei vorhergehenden Probedrucken sehr gute Druckergebnisse erzielt hat, sodass die Nachbearbeitung der Modelloberfläche auf ein Minimum reduziert wird.

Der Aufbau der untersuchten Seilmodelle ist identisch und unterscheidet sich nur minimal vom Aufbau des Kreiszyinders. Abbildung 3.2 kann entnommen werden, dass der Hauptteil des Seilmodells von dem Ober- und Untersegment gebildet wird und diese jeweils von einer Verschlusskappe geschlossen werden. Auf dem Untersegment sitzt der Sensorhalter, in dem die Differenzdrucksensoren, welche im Abschnitt 3.3.1 näher beschrieben werden, integriert sind. Anschließend folgt das Mittelsegment sowie ein Verbindungselement zum Obersegment. Innen liegend befindet sich ebenfalls eine Gewindestange, die zum einen das Modell zusammenhält und zum anderen selbiges mit dem Modellhalter verbindet. Da die Druckverteilung über dem Seilquerschnitt gemes-



Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau Seilmodell (l.), Seilmodell im Windkanal (r.)

sen werden soll, ist das Mittelsegment an jedem Kardeel mit einer Bohrung (Messpunkt) für die Druckmessung versehen. Die Punktsymmetrie des Seilquerschnittes dient der Erhöhung der Verteilungsauflösung. Abhängig von der Kardeelanzahl n_K ergibt sich ein Winkel ϵ , bei dem sich nach einer Rotation um die Längsachse wieder dieselbe Konfiguration einstellt.

$$\epsilon = 360^\circ / n_K \quad (3.4)$$

Für ein dreikardeeliges Seil beträgt dieser Winkel $\epsilon = 120^\circ$. Die Auflösung über dem Querschnitt lässt sich erhöhen, indem die Verteilung der Messpunkte pro Kardeel zwar

gleichmäßig ist, zwischen den einzelnen Kardeelen aber um einige Grad versetzt wird. Im Fall der hier untersuchten Seilmodelle bedeutet dies, dass sich auf einem Kardeel alle 12° ein Messpunkt befindet und dass zwischen den Kardellen ein Versatz von 4° vorliegt. Verdeutlicht wird dies in Abbildung 3.3. Die Punktsymmetrie führt nun dazu,

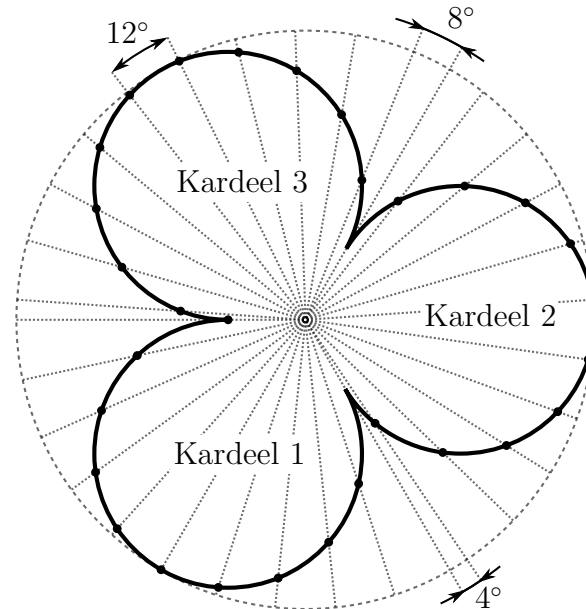


Abbildung 3.3: Messpunkte Mittelsegment

dass bei einer Rotation um $2 \times 120^\circ$ die 30 realen Messpunkte 90 Punkte simulieren und sich damit eine Druckverteilungsauflösung von 4° über dem Umfang ergibt. Da in den Seilmodellen nur für maximal drei Differenzdrucksensoren Platz ist und zu viele Messpunkte die Oberflächenstruktur sehr stark beeinflussen würden, wurden für jedes Modell zehn Mittelsegmente mit jeweils einem Messpunkt pro Kardeel entworfen. Diese Segmente wurden im Laufe der Versuchsreihen ausgetauscht.

3.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau wurde für eine Betriebsgeschwindigkeit des Windkanals von $u_\infty = 20 \text{ m/s}$ ausgelegt. Durch zusätzliche Versteifungen am Unterbau können aber auch höhere Betriebsgeschwindigkeiten gefahren werden.

3.2.1 Windkanal

Niedergeschwindigkeitswindkanäle werden in zwei Bauarten unterteilt. Beide Bauarten sind in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt.

Der Eiffelkanal saugt die Luft aus der ruhenden Umgebung an und bläst sie anschließend wieder ins Freie. Da in der Messstrecke ein Unterdruck herrscht, muss diese geschlossen sein. Dies kann durch einen direkten Verschluss oder durch eine Messkammer um die Messstrecke herum erfolgen. Bei der zweiten Kategorie, dem Windkanal Göttinger Bauart, zirkuliert die Luft in einem Kreislauf, der in den Ausführungsformen Kreislauf mit geschlossener oder offener Messstrecke vorliegen kann.

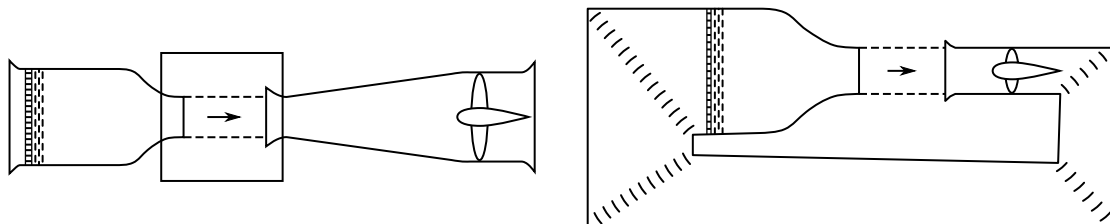


Abbildung 3.4: Eiffelkanal (l.), Windkanal Göttinger Bauart (r.) nach [9]

Generell gilt nach ECKELMANN [9] für Windkanäle mit niedriger Geschwindigkeit, dass ein Machzahl-Bereich bis $Ma = 0,2$ abgedeckt wird. Dies entspricht bei normalem Umgebungsdruck einer Strömungsgeschwindigkeit von etwa 68 m/s . Für $Ma \leq 0,2$ ist die Kompressibilität von Luft vernachlässigbar gering. Der Windkanal Göttinger Bauart mit offener Messstrecke des Lehrstuhls für Meerestechnik in Rostock erreicht mit dem 200 kW starken Axialgebläse eine Strömungsgeschwindigkeit bis zu 60 m/s . Damit fällt er in den von ECKELMANN klassifizierten Bereich.

Dass die Luftströmung wie eine Flüssigkeitsströmung behandelt werden kann, ergibt sich nach ECKELMANN [9] aus der Gleichung (3.5) mit obiger Machzahl und $\kappa = 1,4$.

Es folgt

$$p_1 - p_\infty = \frac{\rho}{2} \cdot u_\infty^2 \cdot \frac{2}{\kappa \cdot \text{Ma}^2} \left[\left(\frac{\text{Ma}^2 (\kappa - 1)}{2} + 1 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} - 1 \right] \quad \text{für } \text{Ma} < 1 \quad (3.5)$$

beziehungsweise nach einer Reihenentwicklung

$$p_1 - p_\infty = \frac{\rho}{2} \cdot u_\infty^2 \left[1 + \frac{1}{4} \text{Ma}^2 + \frac{2 - \kappa}{24} \text{Ma}^4 + \dots \right] \quad (3.6)$$

eine Abweichung von 1% zwischen dem dynamischen ($\frac{\rho}{2} u_\infty^2$) und dem kinetischen ($p_1 - p_\infty$) Druck. Die Abweichung ist klein genug, als dass die Luftströmung noch als inkompressibel angenommen werden kann.

In Abbildung 3.5 ist der Windkanal einschließlich seiner Größendimension schematisch dargestellt. Die Göttinger Bauart hat den Vorteil, dass der Antrieb nur die Verluste durch Wandreibung, Umlenkschaufeln, Gleichrichtern sowie die Vermischung mit dem ruhenden Fluid in der offenen Messstrecke ausgleichen muss, um die Geschwindigkeit in der Messstrecke zu halten. Die Messstrecke hat eine Länge von 2,8m und

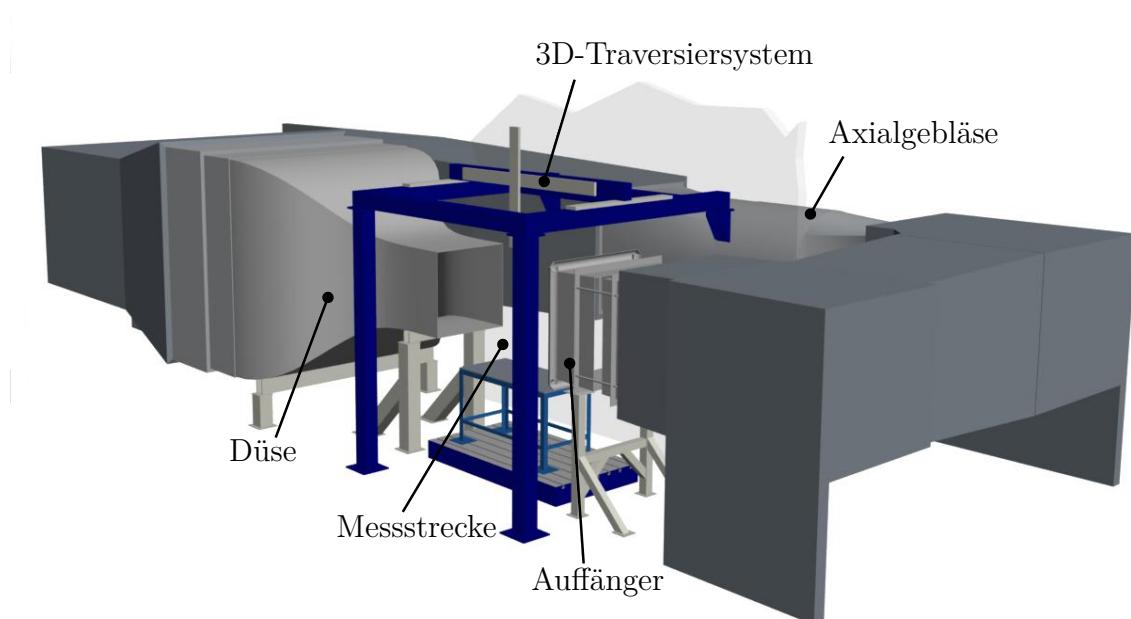


Abbildung 3.5: Großer Windkanal des Lehrstuhls für Meerestechnik in Rostock

an der Düsenaustrittskante einen Querschnitt von $1,4\text{ m} \times 1,4\text{ m}$. Mit zunehmender Lauflänge und in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit wird der nutzbare Querschnitt stetig kleiner. Ursache hierfür ist die Vermischung der ruhenden Luft mit der bewegten und damit verbunden die Entschleunigung und Verwirbelung am Rand

des Strahlquerschnitts. Durch frühere Untersuchungen zu den aerodynamischen Eigenschaften des Windkanals durch WINKEL [61] sind für die ungestörte Messstrecke die Bereiche der homogenen laminaren Geschwindigkeitsverteilung bekannt. So beträgt der effektive Querschnitt 1,4 m hinter der Düse (etwa Position der Versuchsobjekte) bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $u_\infty \approx 20$ m/s nur noch ca. $1,2 \text{ m} \times 1,2 \text{ m}$. Die Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich aus der BERNOULLI-Gleichung

$$p_1 + \frac{\rho}{2} \cdot u_1^2 = p_2 + \frac{\rho}{2} \cdot u_2^2 \quad , \quad (3.7)$$

wobei die Gravitationsbedingungen sich gegenseitig aufgehoben haben, und der Kontinuitätsgleichung (3.8), welche das Flächenverhältnis $a = A_1/A_2$ der Düse einbringt.

$$u_1 \cdot A_1 = u_2 \cdot A_2 \quad (3.8)$$

Nach dem Einsetzen von Gleichung (3.8) in (3.7) und dem Umstellen nach u_2 , welches der Strömungsgeschwindigkeit u_∞ entspricht, liefert

$$u_2 = u_\infty = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho \cdot \left(1 - \frac{1}{a^2}\right)}} \quad (3.9)$$

mit $\Delta p = p_1 - p_2$. Die Drücke p_1 und p_2 werden mittels einer Ringleitung am maximalen und minimalen Querschnitt der Düse ermittelt. Die Dichte ρ ergibt sich aus den gemessenen Umweltdaten, die in der Beruhigungskammer erhoben werden.

3.2.2 Versuchsstand

Der im Windkanal aufgebaute Versuchsstand setzt sich aus fünf Hauptelementen zusammen und ist in Abbildung 3.6 skizziert. Die Modelle (Nr. 8) wurden bereits in Abschnitt 3.1 ausführlich beschrieben. Daneben gibt es eine gewölbte Bodenplatte (Nr. 3), eine traversierbare Endscheibe (Nr. 10) sowie eine verstellbare, geneigte Ebene und einen Drehtisch (Nr. 6). Der Drehtisch ist fest auf der geneigten Ebene montiert und ermöglicht eine $n \times 360^\circ$ Rotation der Modelle um deren Längsachse. Die Modelle wiederum sind mittels eines Modellhalters (Nr. 7) mit dem Drehtisch verbunden. Der Modellhalter ist mit einer Nut versehen, in welcher Druckschläuche und Datenkabel geschützt zu den Sensoren verlaufen. Der Winkel der geneigten Ebene lässt sich im Bereich von $\alpha = -90^\circ \dots -65^\circ$ in 5° Schritten verstellen. Hierzu wurde ein Metallriegel mit Bohrungen versehen, durch die zwei mit Splinten gesicherte Bolzen geschoben sind. Diese können zwei über Scharniere gelenkig verbundene Stahlplatten entsprechend

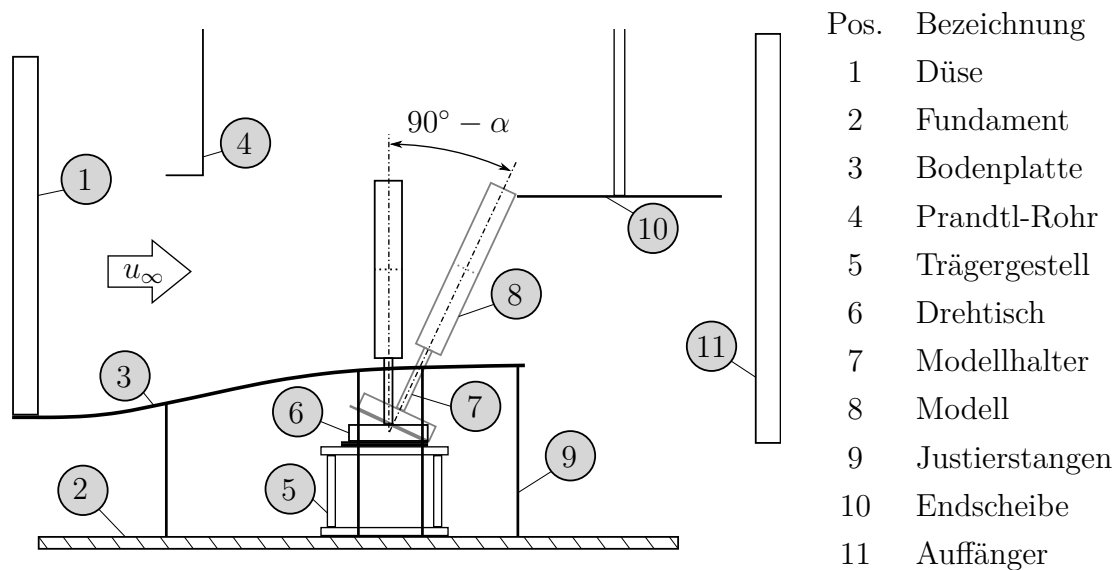


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Versuchsstands in der Messstrecke des Windkanals

verstellen. Die Konstruktion ist auf einem fixierten Trägergestell (Nr. 5) montiert und wird von der Bodenplatte zum Luftstrom abgegrenzt. In der aufrechten Lage befindet sich der Drehtisch unterhalb der Düse. Mit zunehmendem Winkel ändert sich dies jedoch. Um zu vermeiden, dass die Unterkonstruktion bei variiertem Winkel zusätzliche Turbulenzen in die Strömung einbringt, ist eine Bodenplatte integriert. Diese hat eine mäßig S-förmige Wölbung, um die Grenzschichtdicke möglichst klein zu halten. Das kann zu einer geringfügigen Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit führen, was wiederum in den im Abschnitt 3.5 vorgestellten Vorversuchen genauer betrachtet wird. Über geeignet positionierte Justierstangen (Nr. 9) kann eine sehr genaue Einstellung der Wölbung vorgenommen werden.

In der Praxis eingesetzte Schleppleinen sind sehr lang, sodass eine Umströmung der Enden nicht stattfindet beziehungsweise keinen signifikanten Einfluss aufweist. Da bekanntermaßen die Umströmung endlich langer Zylinder an den Enden eine deutliche Änderung erfährt, wird dieser Effekt durch den Einsatz einer Endscheibe im Versuchsaufbau minimiert, was anhand der Ergebnisse im Abschnitt 3.5 bestätigt wird. Zusätzlich ist ein Prandtl-Rohr (Nr. 4) in die Messstrecke eingebracht. Dieses ist in der ungestörten Strömung so positioniert, dass keine Interaktion mit dem Modell erfolgen kann. Der am Prandtl-Rohr gemessene dynamische Druck dient als Gegendruck für die im Modell eingesetzten Drucksensoren, welche im Abschnitt 3.3.1 näher vorgestellt werden.

3.3 Messtechnik

Die Messaufgabe ist bestimmend für die einzusetzende Messtechnik. In dieser Arbeit steht die Bestimmung der strömungsbedingten Druckverteilung auf der Oberfläche von Seilmodellen im Vordergrund. Des Weiteren ist es hinreichend bekannt, dass durch das zu untersuchende Objekt sowohl die Strömungsgeschwindigkeit als auch die Strömungsverteilung beeinflusst wird. Um dies mit zu berücksichtigen, wurden mit einer Zweidraht-CTA-Sonde Messungen des Strömungsfeldes im Nahbereich der Objekte durchgeführt.

3.3.1 Druckmessverfahren

Es gibt diverse Verfahren zur Bestimmung der Druckverteilung auf der Oberfläche von Modellen, die in einem Windkanal zum Einsatz kommen können. Hierbei gilt es, besonders den zu messenden Druckbereich sowie die notwendige Druckauflösung zu beachten. Des Weiteren spielt die Frequenz der Wirbelablösung und die daraus folgenden zeitlichen Schwankungen des Druckes eine wichtige Rolle. So unterschiedlich die Messverfahren sind, so unterschiedlich sind auch ihre Reaktionszeiten.

Ein weiterer wesentlicher Parameter bei der Wahl eines geeigneten Verfahrens sind die Materialeigenschaften und die Oberflächenbeschaffenheit des Modells.

Drucksensitive Farbe

Eine Möglichkeit der Druckmessung auf der Oberfläche von Versuchsobjekten ist der Einsatz von Pressure-Sensitive-Paint (PSP). Dabei handelt es sich um eine Druckmessmethode, die optisch erfolgt und nach YORITA et al. [64] eine hohe Ortsauflösung der Druckverteilung auf der Modelloberfläche ermöglicht. Die wesentlichen Vorteile der PSP-Technik liegen unter anderem in der berührungslosen Messung, aber besonders in der zeitgleichen Druckmessung auf der gesamten Oberfläche. Dies unterscheidet den Einsatz drucksensitiver Farbe signifikant von den konventionellen Messmethoden, welche alle ausschließlich an diskreten Punkten messen. Zusätzlich fallen Beschränkungen in der Geometrie weg, die andernfalls durch das Einbringen von Druckbohrungen und das Platzieren von Druckmesssensoren bestehen können.

Im deutschsprachigen Raum wird die PSP-Technik vor allem durch das Deutsches

Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) weiterentwickelt. Das Prinzip basiert auf der Deaktivierung von photochemisch angeregten Molekülen durch die Änderung der lokalen Sauerstoffkonzentration. Dies führt zu einer Änderung des Helligkeitsgrades auf der Modelloberfläche, welche mit Hilfe von Charge-Coupled-Device (CCD)-Kameras aufgezeichnet und anschließend rechnergestützt ausgewertet wird. Nach ENGLER et al. [10] ist die drucksensitive Farbe aus drei Polymerschichten aufgebaut, welche auf die Oberfläche des Modells aufgebracht werden. Dabei befindet sich direkt auf der Modelloberfläche die Bildebene, um eine optische Gleichmäßigkeit und Erhöhung der Reflexion zu bewirken. Anschließend folgt die Kontaktschicht als Verbindungsschicht zwischen Bildebene und der obenauf liegenden Aktivschicht. Letztere setzt sich wiederum aus drei Ebenen zusammen. Die unterste ist eine Polymerschicht mit hoher Sauerstoffdurchlässigkeit, anschließend kommt die drucksensitive lumineszierende Schicht. Den Abschluss bildet eine Druck und Temperatur insensitive Schicht, die ausschließlich sensitiv auf Licht reagiert. Dies bewirkt eine Intensitätskorrektur bei inhomogener Beleuchtung.

Obwohl sich der Einsatz von PSP aufgrund der relativ anspruchsvollen Seilgeometrie und des geringen Platzbedarfs innerhalb des Modells anbietet, gibt es Kriterien, die zum Ausschluss führen. Diese sind der Druckbereich, die zu grobe Druckauflösung und die zu hohe Reaktionszeit. Weiterführende Literatur wie GREGORY et al. [14] als auch das DLR geben für PSP Druckbereiche zwischen 0,1 . . . 1,5 bar an. Hinzukommen eine Auflösung unter statischen Bedingungen von $\pm 1,5$ mbar und eine Antwortzeit von 0,5 s. Damit ist diese Methode nach aktuellem Stand der Entwicklung nicht für instationäre Prozesse geeignet.

Piezofolie

Die Messung von strömungsinduzierten Druckverläufen auf Körperoberflächen mittels Piezofolien basiert auf dem Einsatz von piezoelektrischen Polymeren wie zum Beispiel einer dünnen elastischen Polyvinylidendifluorid (PVDF)-Folie [33], die in einem elektrischen Feld polarisiert wurde. Die Folien mit einer Materialstärke von ca. 27 μm [49] lassen sich auf vielfältig geformten Oberflächen aufbringen, ohne dabei die Objektform zu verändern und dadurch einen störenden Einfluss auf die Strömung zu haben. Für die Funktionsweise wird der piezoelektrische Effekt ausgenutzt. Dabei tritt eine Ladungsverschiebung in Molekülen beziehungsweise Kristalliten unter Einwirkung einer Deformation auf (PARTHIER [35] und SCHRÜFER et al. [48]). Die Stoffe sind polarisiert

und ändern ihr Dipolmoment bei Deformierung, wodurch Ladungen an der Oberfläche frei werden. Diese werden gemessen. Der Betrag der Änderung der elektrischen Ladung ist proportional zur Verformung der Folie. Kleinste Druckschwankungen sind auf Grund der hohen Empfindlichkeit messbar. Wie in Abb. 3.7 zu erkennen ist, wird die

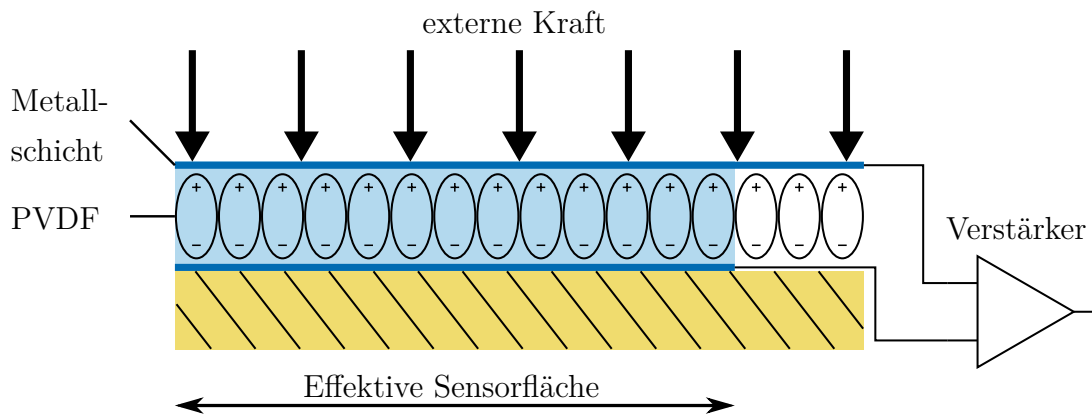


Abbildung 3.7: Vereinfachter schematischer Aufbau einer Piezofolie nach [49]

PVDF-Folie von einer Metallschicht umgeben, welche die elektrische Ladung an einen Verstärker weiterleitet und somit messbar macht.

Neben der sehr guten Anpassbarkeit an die Oberflächenstruktur des Versuchsobjektes und der hohen Druckauflösung ist als weiterer positiver Punkt die gute zeitliche Auflösung zu erwähnen, da die Ladungsverschiebung praktisch ohne zeitliche Verzögerung erfolgt. Dennoch ist diese Form der Messtechnik für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ungeeignet. Die Ursache hierfür liegt in der Fixierungsmethode auf der Oberfläche. Hierbei handelt es sich um ein Klebeverfahren, bei dem der Kleber thermisch aushärtet. Da die Modelle mittels 3D-Druck aus PLA hergestellt werden, kam es auch nach mehrmaligen Versuchen seitens des Herstellers der Piezofolien stets zu einer Zerstörung des Versuchsobjektes.

Bidirektionaler Differenzdrucksensor

Neben der PSP- und Piezofolien-Methode zur Druckmessung auf der Oberfläche eines Modells wird im Regelfall auf Druckmessdosen zurückgegriffen. Die Laborhalle ist mit Druckmessdosen unterschiedlichster Leistungsparameter ausgerüstet. Bedingt durch die örtlichen Gegebenheiten sind diese mehrere Meter von der Messstrecke des Windkanals entfernt untergebracht. Dies hat zur Folge, dass die Druck-

schläuche sehr lang werden, was besonders bei kleinen Innendurchmessern zu hohen Einstellzeiten führt. Dieser Nachteil wird vermieden, wenn der Drucksensor in das Modell integriert wird. Das setzt jedoch voraus, dass die geometrischen Dimensionen ($L \times B \times H \hat{=} 15,24 \text{ mm} \times 14,73 \text{ mm} \times 16,7 \text{ mm}$) dem Modell angepasst sind. Durch die Nähe zum Messpunkt reduziert sich die Einstellzeit des Drucks im Schlauch und es können auch hochfrequente Druckschwankungen detektiert werden.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Druckmesssensoren handelt es sich um bidirektionale Differenzdrucksensoren. Abbildung 3.8 zeigt schematisch den inneren Aufbau eines solchen Sensors. Die Drücke p_1 und p_2 werden jeweils über einen Anschlussstutzen auf eine Membran geführt. Laut [2] ist die bidirektionelle Messung nur möglich, sofern die Membranstruktur ein symmetrisches Verhalten zu beiden Seiten bezüglich der Auslenkung aufweist und „die Nachweiselektronik [...] in ihrem Übertragungsverhalten bezüglich des Nullpunktes an den Messzellensignalbereich angepasst“ (S. 7) ist. Bidirektional bedeutet im Sinne des Herstellers (nach [2]), dass in dem Drucksystem

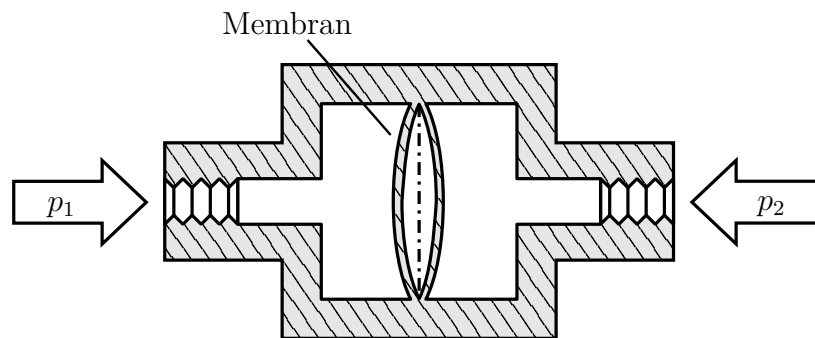


Abbildung 3.8: Bidirektionale Differenzdruckmessung [2]

sowohl der Fall $p_1 \leq p_2$ als auch $p_1 \geq p_2$ eintreten kann, wie es beispielsweise im medizinischen Bereich bei der Beatmung vorliegt.

Im Datenblatt [3] wird die Funktionsweise des Sensors ausführlich beschrieben. An einer piezoresistiven Druckmesszelle erfolgt die physikalische Druckmessung. Dabei wird ein druckproportionales Spannungssignal aus dem gemessenen Druck erzeugt und anschließend in ein digitales Signal umgewandelt. Die digitalen Druckwerte werden als 14-Bit- und die Temperaturwerte als 11-Bit-Werte übertragen. Die Übertragung der Daten erfolgt über eine I2C-Schnittstelle. Aus den maximalen und minimalen digitalen Output-Signalen, $Digoutp_{max}$ und $Digoutp_{min}$, sowie den gemessenen aktuellen Output-Signalen für Druck $Digoutp$ und Temperatur $DigoutT$ können bei Kenntnis

des messbaren Druckbereichs des Sensors der anliegende Druck und die Temperatur mit den Gleichungen (3.10) bis (3.12) bestimmt werden.

$$Sensp = \frac{Digoutp_{max} - Digoutp_{min}}{p_{max} - p_{min}} \quad (3.10)$$

$$p = \frac{Digoutp - Digoutp_{min}}{Sensp} + p_{min} \quad (3.11)$$

$$T = \frac{DigoutT \cdot 200}{2048} - 50 \quad \text{in } ^\circ\text{C} \quad (3.12)$$

Der Messbereich des gewählten Drucksensors liegt bei ± 2 kPa (siehe Tabelle 3.1). Aus-

Tabelle 3.1: Werte und Eigenschaften der verwendeten Drucksensoren AMS 5915 (siehe [3]).

Parameter	Wert	Einheit	Bemerkung
Messbereich	± 2	kPa	
Genauigkeit (Druckmessung)	$\pm 1,0$	%FSO	$T = 25\text{ }^\circ\text{C}$
Gesamtfehler (Druckmessung)	$\pm 1,5$	%FSO	$T = -25 \dots 85\text{ }^\circ\text{C}$
Gesamtfehler (Temperaturmessung)	$\pm 3,0$	%FSO	$T = -25 \dots 85\text{ }^\circ\text{C}$
Reaktionszeit	0,5	ms	

schlaggebend für die Wahl der Druckmessmethode ist neben der Möglichkeit der Niederdruckmessung und der geringen Bauteildimensionen auch die Reaktionszeit. Aufgrund der geringen Reaktionszeit der Sensoren können hochfrequente Druckschwankungen gemessen werden.

3.3.2 Strömungsmessung mittels Hitzdrahtanemometrie

Um zu überprüfen, ob bei den Versuchen an dem Seilmodell sowie am Kreiszyylinder auf den Einsatz einer Endscheibe oder Endkappe verzichtet werden kann, erfolgt vor Beginn der Versuchsreihen eine umfassende Untersuchung mit Hitzdrahtanemometern am Versuchsobjekt, besonders im Speziellen am Kreiszyylinder. Ein Zylinder, der einer homogenen senkrechten Anströmung ausgesetzt und an beiden Enden mit Endscheiben versehen ist, kann wie ein unendlich ausgedehnter Zylinder betrachtet werden. Das bedeutet, dass das Geschwindigkeitsfeld hinter dem Objekt über die Höhe identisch ist und daher als quasi zweidimensional betrachtet werden kann. Dies gilt nicht mehr für die gesamte Höhe, sofern eine oder beide Endscheiben entfernt werden. In diesem Fall kommt es an den Enden zur Bildung von Randwirbeln, welche sich auf das Geschwindigkeitsfeld hinter dem Objekt auswirken. Folglich wird der Bereich, in dem das Geschwindigkeitsfeld als zweidimensional angenommen werden kann, signifikant reduziert. Mit Hitzdrahtanemometern können die Randwirbelauswirkungen identifiziert und damit der ungestörte Bereich lokalisiert werden. Zu diesem Zweck wird zu Beginn das Geschwindigkeitsfeld hinter dem Kreiszyylinder untersucht, um die Mindestlänge des Objekts zu bestimmen, damit im Messbereich kein Einfluss der Randwirbel vorliegt. Auf Grund der Ähnlichkeit zwischen Kreiszyylinder und Seilmodell wird davon ausgegangen, dass die so ermittelte Länge auch auf das Seilmodell übertragen werden kann.

Die Hitzdrahtanemometrie ist ein Verfahren zur elektrischen Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in gasförmigen und liquiden Medien. Dabei ist es nicht relevant, ob es sich um eine laminare oder turbulente Strömung handelt. Gerade in turbulenten, hochgradig instationären Strömungsfeldern besitzt die Hitzdrahtanemometrie, insbesondere die CTA, eine besondere Bedeutung, auf welche im späteren Verlauf noch genauer eingegangen wird.

Wie unter anderem STRICKERT [55] schon schrieb, wird bei der Hitzdrahtanemometrie der Wärmetransport von einem erhitzten Körper zu dem umgebenden Fluid genutzt. Meist handelt es sich hierbei um einen platinbeschichteten Wolframdraht (siehe [7]). Der Wärmetransport wird dabei durch die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Körper/Sensor und dem Fluid hervorgerufen. Der zwischen zwei Nadeln gelötete Hitzdraht kann nach ECKELMANN [9] einen Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ und eine Länge zwischen $0,5\ \text{mm}$ und $2\ \text{mm}$ haben. Die Drahtlänge der in dieser Arbeit verwendeten

Hitzdrahte beträgt 1,25 mm und der Durchmesser 5 μm (siehe Tabelle 3.2). Diese Größendimensionen verdeutlichen sehr gut, dass die Hitzdrahtanemometrie eine sehr hohe räumliche Auflösung des Strömungsfeldes ermöglicht. Der geschwindigkeitsabhängige

Tabelle 3.2: Technische Daten zum Hitzdraht (siehe [7])

Medium	Luft
Sensordimension	Durchmesser: 5 μm Länge: 1,25 mm
Max. Sensortemperatur	300 $^\circ\text{C}$
Max. Umgebungstemperatur	150 $^\circ\text{C}$
Min. Anströmgeschwindigkeit	0,05 m/s
Max. Anströmgeschwindigkeit	500 m/s
Frequenzlimit (CCA mode, 0 m/s)	90 Hz
Frequenzlimit (CTA mode)	400 kHz

Wärmeverlust lässt sich mit zwei Verfahren (Constant-Current-Anemometry (CCA) und CTA) ermitteln. In beiden Methoden wird der Hitzdraht R_H in einer Brücken-schaltung (Wheatstone-Brücke) angeordnet. Die Brücke ist für ein ruhendes Medium auf Abgleich eingestellt.

Variante eins ist die CCA, bei der der Sensorstrom I konstant gehalten wird. Damit ist der Sensorwiderstand R_S das Maß für die Geschwindigkeit U . Eine Temperaturkompensation erfolgt nicht. Da I konstant gehalten wird, wandert die Brücke mit steigender Temperaturabsenkung des Drahts aus dem Abgleich. Die Empfindlichkeit von CCA-Sensoren nimmt mit zunehmendem Geschwindigkeitsbereich ab. Daher liegen die Anwendungsfälle eher auf kleinen Schwankungsmessungen, wobei darauf zu achten ist, dass die Geschwindigkeit nicht zu gering ist, da andernfalls der Hitzdraht durchbrennt.

Variante zwei ist die Messung mit CTA-Sonden, bei denen der Sensorstrom I nachgeregelt wird und somit die Brücke nicht aus dem Abgleich wandert. Hierzu sei gesagt, dass der Abgleich automatisiert durch einen Regelkreis erfolgt. In Abb. 3.9 ist die Schaltung einer CTA-Sonde dargestellt. Vor allem für turbulente instationäre Geschwindigkeitsfelder ist der Einsatz dieser Sonden besonders geeignet. Zum einen ist die zeitliche

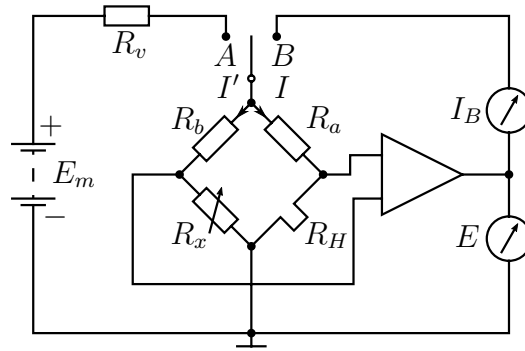


Abbildung 3.9: Wheatstone-Brücke für CTA nach [9] S.93

Auflösung von CTA signifikant höher als von CCA (siehe Tabelle 3.2), sodass auch hochfrequent ablösende Wirbel detektiert werden können. Zum anderen ermöglicht der Regelkreis Messungen über einen größeren Geschwindigkeitsbereich.

Nach KING [28] wird mit Gleichung (3.13) der Wärmefluss \dot{Q} an einem Hitzdraht aus dem Massenfluss $\rho \cdot U$ und der Temperaturdifferenz $(T_S - T_0)$ zwischen Sensor und Fluid ermittelt.

$$\dot{Q} = [A + B(\rho \cdot U)^{1/n}] \cdot (T_S - T_0) \quad (3.13)$$

Die vom Hitzdraht abgeführte Wärmemenge wird in Form von elektrischer Leistung wieder hinzugefügt, sodass dieser Zusammenhang in Form von Gleichung (3.14) ausgedrückt werden kann.

$$\dot{Q} = I^2 \cdot R_S \quad (3.14)$$

Aus der Temperaturdifferenz, dem Kaltwiderstand R_0 und dem Temperaturkoeffizienten α_T des Hitzdrahts ergibt sich wiederum der Warmwiderstand

$$R_S = R_0 [1 + \alpha_T (T_S - T_0)] \quad (3.15)$$

für selbigen. Damit lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem Sensorstrom I und R_S herstellen. Da für CTA-Sonden die Temperatur T_S und damit auch R_S konstant gehalten werden, ist I das Maß für die Geschwindigkeit U .

Die mittlere Geschwindigkeit U_{Mean} wird nach JØRGENSEN [24] aus dem Mittelwert der gemessenen Geschwindigkeit U an einem Messpunkt bestimmt.

$$U_{\text{Mean}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i \quad (3.16)$$

Abhängig von der Anzahl eingesetzter Drähte (1D, 2D, 3D) an der Sonde können entsprechend die Geschwindigkeiten in den drei Raumrichtungen aufgelöst werden. Somit lässt sich bei einer Rasterabtastung des Untersuchungsgebiets ein Geschwindigkeitsvektorfeld erstellen. Wird überdies eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) durchgeführt, lassen sich auch Wirbelfrequenzen detektieren. Ein weiterer typischer Ausgabeparameter bei der Hitzdrahtanemometrie ist der Turbulenzgrad T_u der Strömung.

$$T_u = \frac{U_{\text{rms}}}{U_{\text{Mean}}} \quad (3.17)$$

Die Standardabweichung der Geschwindigkeit U_{rms} lässt sich aus

$$U_{\text{rms}} = \left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (U_i - U_{\text{Mean}})^2 \right]^{0.5} \quad (3.18)$$

ermitteln.

3.4 Messsystem

Die Druckmessungen am Kreiszyylinder und den Seilmodellen erfolgen mit einem temperaturkompensierten bidirektionalen Differenzdrucksensor des Typs AMS 5915. Die Kommunikation läuft über eine Inter-Integrated-Circuit (I2C)-Bus-Schnittstelle mit einem Microcontroller Elegoo MEGA 2560 R3, identisch zum Arduino MEGA 2560 R3, welcher mit einem Auswerterechner verbunden ist. Zusätzlich zu den Druckdaten werden auch Umweltdaten (Luftfeuchtigkeit, Atmosphärendruck und Umgebungstemperatur) für die Auswertung und bessere Vergleichbarkeit mit späteren Messkampagnen aufgezeichnet. Hierfür wurden der BMP 280 und der SHT 21, welche ebenfalls eine I2C-Kommunikationsschnittstelle haben, eingesetzt. Aus den Umweltdaten wird nach PICARD et al. [37] mit Gleichung (3.19) die Dichte der Luft berechnet.

$$\rho = \frac{p \cdot M_a}{Z \cdot R \cdot T} \left[1 - x_v \left(1 - \frac{M_v}{M_a} \right) \right] \quad (3.19)$$

Die Berechnung der Dichte wird im Anhang A.2 beschrieben. Wie im Abschnitt 3.1 erwähnt, wird in jedem Kardeel an jeweils einem Messpunkt der Druck gemessen. Dies erfordert den Einsatz von drei Differenzdrucksensoren. Dabei ist jeweils der Druckanschluss 1 mit dem Messpunkt und der Druckanschluss 2 mit dem statischen Druckabnehmer des Prandtlrohrs, das sich in der ungestörten Messstrecke befindet, verbunden. Der Drucksensor sitzt auf einer speziell entworfenen Sensorplatine (siehe Abbildung 3.10), die zusätzlich mit einer Kontroll-LED ausgestattet und im Modellhalter

untergebracht ist. Auf Grund des geringen Platzangebots im Modell wird durch eine Reihenschaltung der Drucksensoren die Länge der Datenkabel gering gehalten. Das

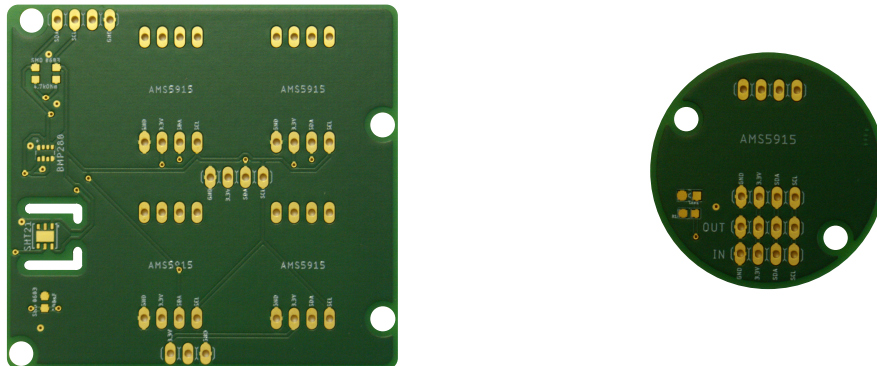


Abbildung 3.10: Arduino Platine (l.), AMS 5915 Sensorplatine (r.)

ist möglich, da alle verbauten Sensoren (Slaves) mit einer individuellen hexadezimalen Adresse versehen sind. Über den I2C-Bus spricht der Master jeden Slave einzeln nacheinander an. Bei dem Bus handelt es sich um einen bidirektionalen Zweidraht-Bus bestehend aus einer seriellen Taktleitung Serial Clock Line (SCL) und einer seriellen Datenleitung Serial Data Line (SDA). Das bedeutet, dass ein Microcontroller über nur zwei I/O Pins mehrere (bis zu 127) Chips/Sensoren steuern kann. Von den Sensorpla-



a) Arduino Mega mit Platine für Umweltdaten und Differenzdrucksensoren



b) Differenzdrucksensor im Modellhalter und Mittelsegment

Abbildung 3.11: Messsystem für die Windkanalversuche

ten führen eine Datenleitung sowie die drei notwendigen Verbindungsschläuche zum Prandtlrohr und anschließend durch das Modell bis unterhalb der Messstrecke, wo sie mit der großen Platine (siehe Abbildung 3.10) verbunden werden. Auf dieser Platine

befinden sich die beiden Umweltsensoren, vier Steckplätze für Differenzdrucksensoren des Typs AMS 5915 sowie ein Kondensator und zwei Pull-Up-Widerstände, welche das Signal verbessern. Die Platine ist so entworfen, dass sie als Shield direkt auf das Board gesteckt werden kann. Generell sind beide Platinen so konzipiert, dass die Drucksensoren je nach Anwendungsfall oder bei einem Defekt ausgetauscht werden können. Dies ermöglicht einen universellen Einsatz. In Abbildung 3.11a ist die kompakteste Bauweise mit vier Drucksensoren dargestellt. Diese Variante ist besonders geeignet, wenn in dem Versuchsobjekt Platz für einen Arduino Mega ist.

Zu Beginn jeder Messung werden erst die Umweltdaten aufgezeichnet. Anschließend werden die Druckdaten für jeden Messpunkt abgefragt. Die Abfrage erfolgt mit einer Frequenz von $f_A = 250$ Hz und liegt damit höher als die auf Basis des Zylinders theoretisch berechneten Wirbelablösefrequenz. Damit wäre es möglich, die Ablösefrequenz zu analysieren. Dies setzt aber voraus, dass der Bereich der Wirbelablösung genau detektiert wird.

3.5 Voruntersuchungen mit Hitzdrahtanemometrie

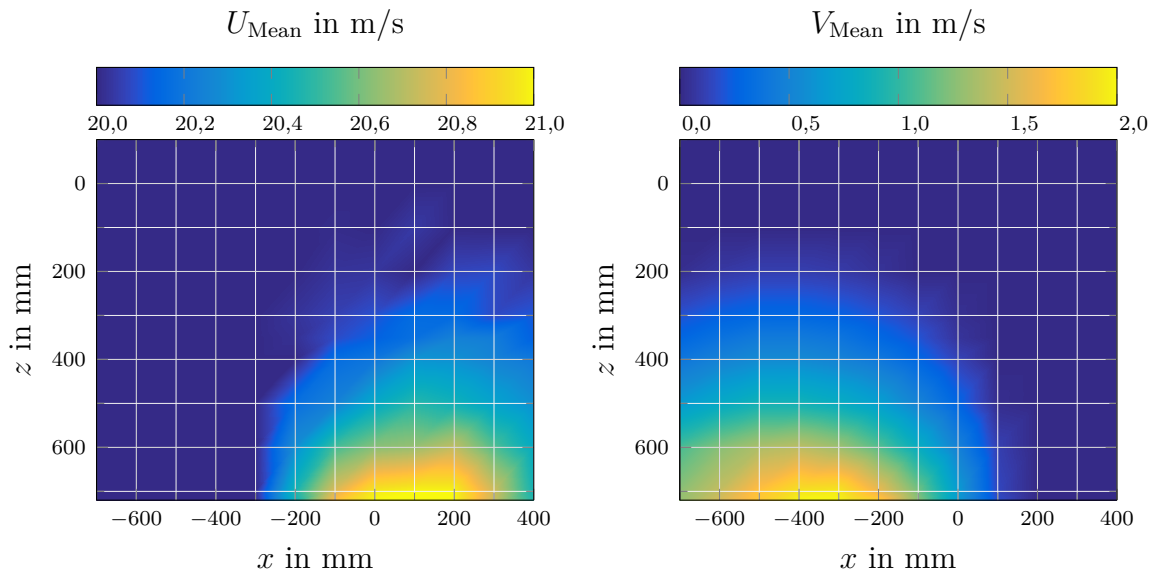
Da durch den Versuchsstand die originale Konfiguration der Messstrecke des Windkanals verändert wurde (siehe Abb. 3.6), wird zu Beginn der Messkampagne diese mittels CTA untersucht. Dabei ist der Einfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung und den Turbulenzgrad der Strömung in Strömungsrichtung (X -Richtung) sowie vertikal (Z -Richtung) von Interesse. Es wird sowohl auf der Mittelachse ($y = 0$ mm) der Messstrecke über die volle Höhe als auch in den Ebenen parallel zur Düsenquerschnittsfläche gemessen. Der Messbereich wird durch den maximal möglichen Verfahrbereich der Traverse begrenzt, an welcher das CTA-System befestigt ist. Des Weiteren werden die YZ -Ebenen vor und hinter der Position des Messobjektes vermessen. Der Tabelle 3.3 kann der Verfahrbereich für die CTA-Untersuchungen ohne Messobjekt entnommen werden. Dabei ist zu beachten, dass der Koordinatenursprung (siehe Abb. 3.6) für diese Grids auf der Mittelachse des Messobjektes und dessen Oberkante liegt und x in Strömungsrichtung positiv und z nach unten positiv gerichtet ist. Da die CTA-Sonde

Tabelle 3.3: Messgitter für CTA-Messungen ohne Messobjekt

	x in mm	y in mm	z in mm	Messraster in mm \times mm
1. Grid:	-700 ... 400	0	-100 ... 720	100 \times 50
2. Grid:	-100	-100 ... 300	-100 ... 720	25 \times 50
3. Grid:	0	-100 ... 300	-100 ... 720	25 \times 50
4. Grid:	100	-100 ... 300	-100 ... 720	25 \times 50
5. Grid:	200	-100 ... 300	-100 ... 720	25 \times 50
6. Grid:	300	-100 ... 300	-100 ... 720	25 \times 50
7. Grid:	400	-100 ... 300	-100 ... 720	25 \times 50
8. Grid:	450	-100 ... 300	-100 ... 720	25 \times 50

trotz Abspannungen durch die Anströmung zum Schwingen angeregt wird, konnte nur bis zu einen Abstand von 20 mm zur Bodenplatte gemessen werden. Andernfalls wäre die Gefahr der Beschädigung der Sonde zu groß gewesen.

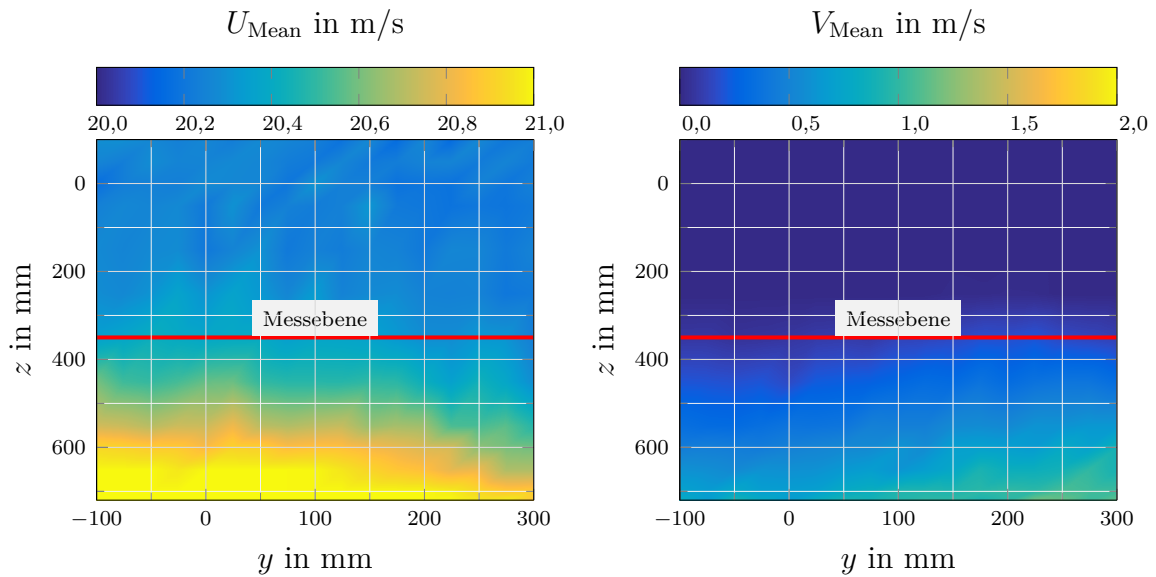
Wie in Abb. 3.12a zu sehen ist, kommt es ab $x \approx -300$ mm zu einem moderaten Anstieg der Geschwindigkeit in X -Richtung um 1 m/s. Dies ist auf den in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Versuchsstand mit der S-förmigen Bodenplatte zurückzuführen. Die Aus-



a) Mittlere Geschwindigkeit in X -Richtung bei $y = 0$ mm b) Mittlere Geschwindigkeit in Z -Richtung bei $y = 0$ mm

Abbildung 3.12: Geschwindigkeitsverteilung für Grid 1, ohne Messobjekt

wirkungen sind aber von geringem Ausmaß, besonders unter Berücksichtigung, dass die Ebene, in der die Messungen erfolgen, auf der Höhe $z \approx 350$ mm liegt. Die weiteren CTA-Untersuchungen ohne Messobjekt erfolgen mit Gitternetzen, die parallel zur Bodenplatte sind und sich damit in der YZ -Ebene befinden. Dabei liegt der Schwerpunkt darauf, sicherzustellen, dass die Modifizierung der Messstrecke auch im Strömungsquerschnitt keine negativen Auswirkungen hat. Da der Versuchsstand symmetrisch zur Mittelachse ($y = 0$ mm) ist, wird der Messraum auf der einen Seite nur bis zum einfachen Objektdurchmesser ($y = -100$ mm) und auf der anderen Seite zum dreifachen Objektdurchmesser ($y = 300$ mm) untersucht. Die Überprüfung erfolgt für mehrere Querschnittebenen (siehe Tabelle 3.3). Abbildung 3.13 zeigt die Ergebnisse für das ungestörte Messfeld in der Modellebene. Zusätzlich ist die Ebene, in der später die Druckmessungen (Messebene) erfolgen, gekennzeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Strömungsgeschwindigkeit in Bodennähe mit ca. 1 m/s leicht erhöht ist. Die Schichtstärke nimmt über die Lauflänge nicht weiter zu. Dies wird auch von den im Anhang A.3 beigefügten Diagrammen (Abb. A.3) bestätigt. Eine vertikale Geschwindigkeitskomponente ist in der ungestörten Messstrecke kaum vorhanden. Auch für den Turbulenzgrad (Abb. 3.14) in der Modellebene sind keine gravierenden Abweichungen zu erkennen, sodass die Strömung in der Messebene als weitestgehende laminar ange-



a) Mittleregeschwindigkeit in X -Richtung bei $x = 0$ mm b) Mittleregeschwindigkeit in Z -Richtung bei $x = 0$ mm

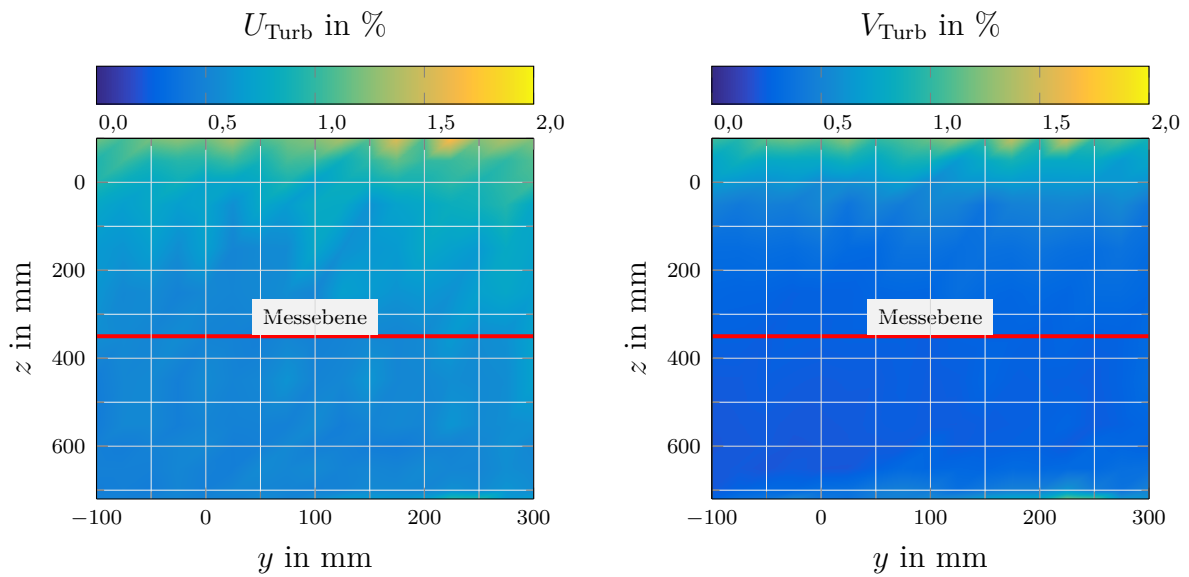
Abbildung 3.13: Geschwindigkeitsverteilung für Grid 3, ohne Messobjekt

nommen werden kann. Die Voruntersuchungen der ungestörten modifizierten Messstrecke haben ergeben, dass der Versuchsstand so eingesetzt werden kann.

Im nächsten Schritt erfolgt die Überprüfung der theoretischen Annahmen zur Vergleichbarkeit von Experiment und numerischer Simulation. In der numerischen Simulation werden sowohl der Kreiszyylinder als auch das Seilmodell als unendlich ausgedehnter Körper angenommen. Das bedeutet, dass keine Randwirbel bei der Umströmung der Ober- und Unterkante der Versuchsobjekte auftreten. Im realen Modell kann dies auf unterschiedliche Weise umgesetzt werden. Variante eins ist ein Modell mit ausreichender Länge. Ziel hierbei ist es, das Rezirkulationsgebiet des Randwirbels möglichst weit oberhalb und unterhalb der Messebene zu halten.

Die zweite Variante ist der Einsatz von Endkappen. VOSS hat im Rahmen seiner Bachelorarbeit [57], ähnlich wie STENGEL [54] und HAHLBECK [18], Endkappen (An- und Ablaufstücke) an dreikardeelig geschlagenen Seilen verwendet. Es hat sich herausgestellt, dass diese den gewünschten Effekt erzielen, jedoch ist die Handhabbarkeit für die im Rahmen der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit nicht gegeben.

Eine weitere Möglichkeit bietet der Einsatz von Endscheiben. Diese „schneiden“ den sich bildenden Randwirbel ab und verhindern so die Entstehung eines Rezirkulationsgebietes. Nachfolgend werden nun die Varianten des verlängerten Modells und der



a) Turbulenzgrad in X -Richtung bei
 $x = 0$ mm

b) Turbulenzgrad in Z -Richtung bei
 $x = 0$ mm

Abbildung 3.14: Turbulenzgradverteilung für Grid 3, ohne Messobjekt

Endscheibe in Hinblick auf den Einsatz für die experimentellen Untersuchungen betrachtet.

Zuerst wird die Auswirkung der Variation der Modelllänge auf die Druckverteilung über den Querschnitt untersucht und gleichzeitig das in Abschnitt 3.4 beschriebene Messsystem erprobt. Betrachtet wird hierbei der Kreiszyylinder in zwei verschiedenen Längen, $L_1 = 700$ mm und $L_2 = 1000$ mm. Bei der Analyse von Abb. 3.15 fällt sofort auf, dass die Länge des Kreiszyinders eine entscheidende Rolle spielt, sofern auf den Einsatz einer Endscheibe an der Oberkante verzichtet wird. Hier sei angemerkt, dass der Boden des Versuchsstands an der Unterkante eine Endscheibe bildet. Der Ablösepunkt der Strömung vom Objekt liegt in beiden Fällen im ähnlichen Bereich, jedoch ist der Unterdruck für den längeren Zylinder deutlich höher. Im Totwasser brechen die Werte auf dasselbe Niveau ein. Es ist nicht möglich gewesen, die Modelllänge noch weiter zu erhöhen, da die baulichen Beschränkungen des Windkanals dies nicht zuließen. Somit wurde im nächsten Schritt die Druckverteilung unter Einsatz einer Endscheibe an der Modelloberkante gemessen (Abb. 3.16). Auch bei Einsatz des kürzeren Zylinders mit Endscheibe wird mit dem langen Zylinder ohne Endscheibe verglichen. Es werden identische Druckbeiwertmaxima an identischen Positionen erreicht. Ein deutlicher Unterschied liegt jedoch im Bereich hinter dem Modell nach der Ablösung vor. Hier wird

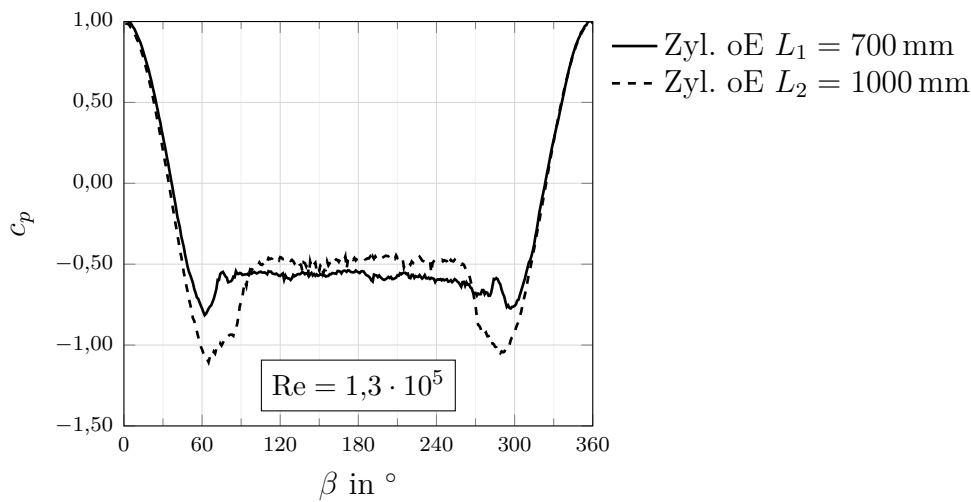


Abbildung 3.15: Voruntersuchungen zur Druckverteilung am Kreiszyylinder ohne Endscheibe

erkennbar, dass der Unterdruck im Totwasser für den kurzen Zylinder deutlich höher ist als für den langen. Wie sich nachfolgend zeigt, kann dies auf das Rezirkulationsgebiet durch den Randwirbel zurückgeführt werden.

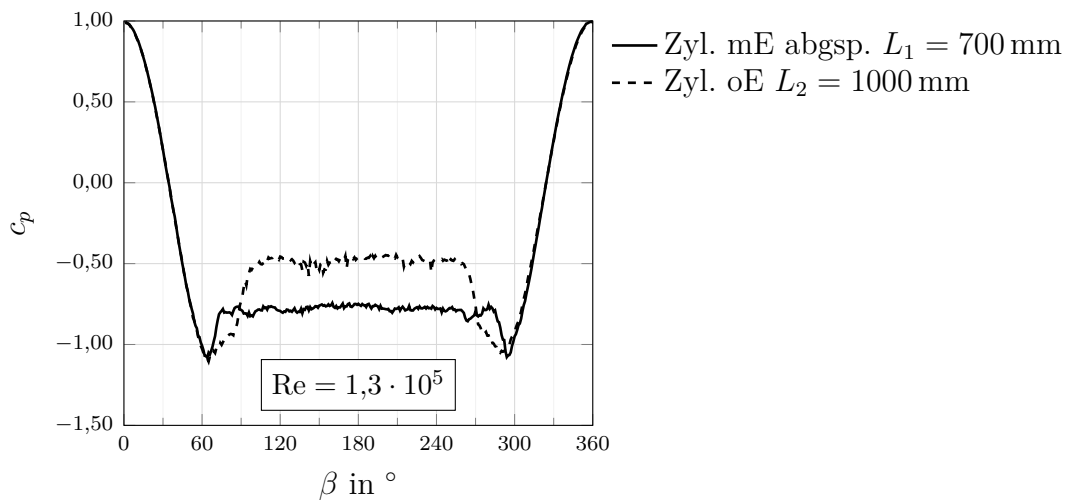


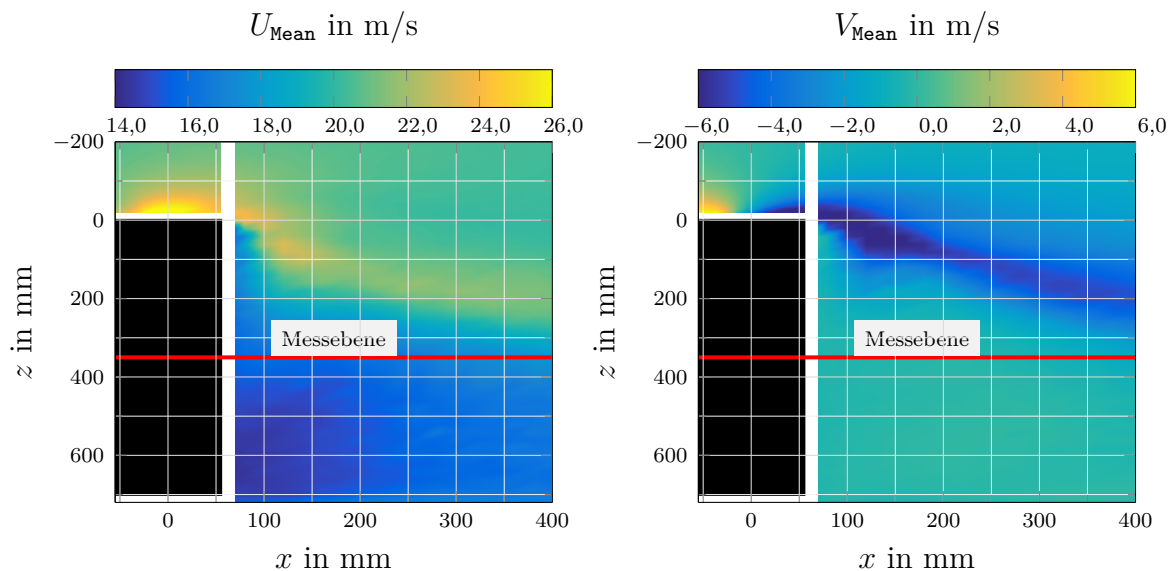
Abbildung 3.16: Voruntersuchungen zur Druckverteilung am Kreiszyylinder

Zusätzlich zu den Voruntersuchungen am Kreiszyylinder in Form von Druckmessungen wurden diese auch mit CTA durchgeführt. Tabelle 3.4 beinhaltet das Messgitter, das der Untersuchung des Zylinders der Länge L_1 zugrunde gelegt wurde. Gemessen wird in diesem Fall in der XZ -Ebene bei $y = 0$ mm. Abbildung 3.17 zeigt die Ergebnisse der dazugehörigen CTA-Messung für die Geschwindigkeitsverteilung im Bereich über

Tabelle 3.4: Messgitter für CTA-Messungen mit Kreiszyylinder und ohne Endscheibe

	x in mm	y in mm	z in mm	Messraster in mm × mm
9. Grid:	-55 ... 55	0	-200 ... -20	10 × 10
10. Grid:	70 ... 400	0	-200 ... 60	20 × 20
11. Grid:	70 ... 400	0	80 ... 340	20 × 20
12. Grid:	70 ... 400	0	360 ... 400	20 × 20
13. Grid:	70 ... 400	0	420 ... 720	20 × 20

und hinter dem Kreiszyylinder. Zudem ist hier die spätere Messebene gekennzeichnet. Im Anhang A.3 sind in Abbildung A.4 auch die dazugehörigen Turbulenzgrade verzeichnet. An der Modelloberkante ist eine signifikante Geschwindigkeitserhöhung in Strömungsrichtung (Abb. 3.17a) und eine Rückwirkung in den Bereich hinter dem Modell zu erkennen. Abbildung 3.17b verdeutlicht dies, da hier hinter dem Modell eine Geschwindigkeit des Fluids normal zur Strömungsrichtung vorliegt. Daran und an den Turbulenzgraden lässt sich der Randwirbel eindeutig identifizieren.



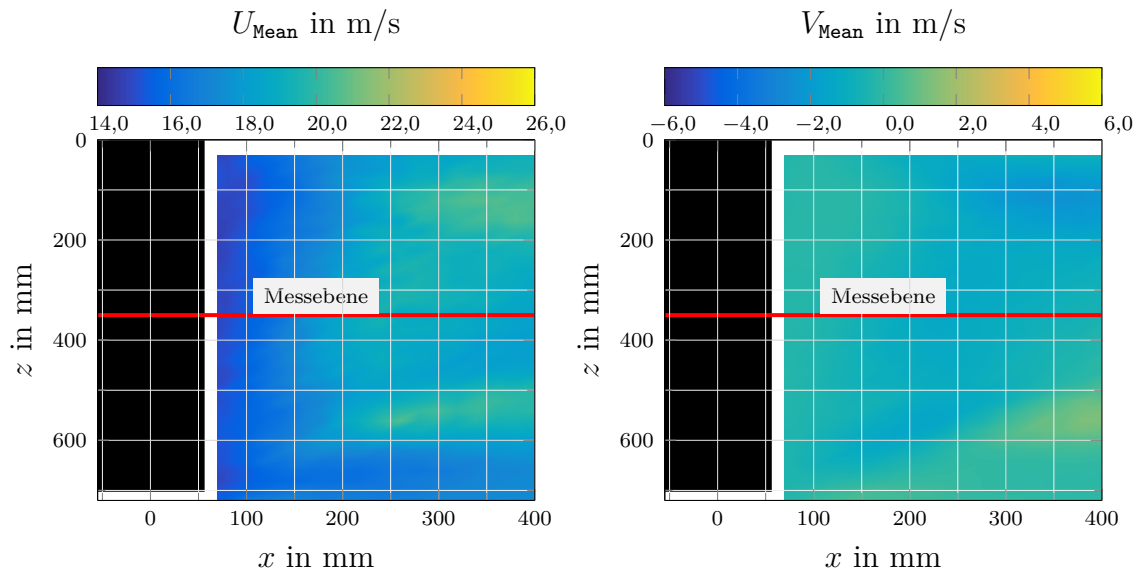
a) Mittlere Geschwindigkeit in X-Richtung, Kreiszyylinder ohne Endscheibe bei $y = 0$ mm
 b) Mittlere Geschwindigkeit in Z-Richtung, Kreiszyylinder ohne Endscheibe bei $y = 0$ mm

Abbildung 3.17: Geschwindigkeitsverteilung hinter Referenzzyylinder, ohne Endscheibe

Tabelle 3.5: Messgitter für CTA-Messungen mit Kreiszyylinder und Endscheibe

	x in mm	y in mm	z in mm	Messraster in mm × mm
14. Grid:	70 ... 400	0	30 ... 200	20 × 20
15. Grid:	70 ... 400	0	200 ... 400	20 × 20
16. Grid:	70 ... 400	0	420 ... 720	20 × 20

Im Gegensatz dazu stehen die Untersuchungen am selbigen Zylinder mit Endscheibe. Da auf Grund der Endscheibe die CTA-Sonde nicht oberhalb des Messobjekts eingesetzt werden kann, ist das Messgitter (Tabelle 3.5) leicht abgewandelt. Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsverteilung sind in Abbildung 3.18 und die vollständigen Ergebnisse im Anhang A.3 Abbildung A.5 dargestellt. Die Auswirkung der Endscheibe ist deutlich zu erkennen. Hinter dem Messobjekt kommt es im Totwasser zu einer über die ganze Höhe gleichmäßigen Reduzierung der Geschwindigkeit in Strömungsrichtung (Abb. 3.18a).



a) Mittleregeschwindigkeit in X-Richtung, b) Mittleregeschwindigkeit in Z-Richtung,
 Kreiszyylinder mit Endscheibe Kreiszyylinder mit Endscheibe
 bei $y = 0$ mm bei $y = 0$ mm

Abbildung 3.18: Geschwindigkeitsverteilung hinter dem Kreiszyylinder mit Endscheibe

Eine Verlängerung des Modells verhindert nicht die Umströmung der Modellenden, sodass die Entstehung des Randwirbels das Totwasser auch weiterhin nachhaltig beeinflusst (Abb. A.4). Dennoch ergibt sich für das Kreiszyylindermodell eine Annäherung der Druckverteilung im Querschnitt an den unendlich ausgedehnten Kreiszyylinder.

Es hat sich gezeigt, dass durch den Einsatz der Endscheibe die Umströmung der Modelle und der unendlich ausgedehnten Objekte übereinstimmt (siehe Abb. 3.18b). Die Ebene, in der die Druckmessungen erfolgen, ist somit von Randeffekten unbeeinflusst. Der Einsatz einer Endscheibe hat zur Folge, dass es zu keinen unerwünschten Rückwirkungen durch die Umströmung der Modelloberkante in die Messebene kommt.

Als Ergebnis der Voruntersuchungen werden folgende Punkte festgehalten:

1. Die modifizierte Messstrecke hat keine negative Auswirkung auf die Messungen.
2. Der Versuchsstand ist für die Untersuchungen geeignet.
3. Das entwickelte Messkonzept ist geeignet, um den Druckverlauf am Zylinder und am Seilmodell zu bestimmen.
4. Die Endscheibe erzeugt solche Strömungsbedingungen am Zylinder und am Seilmodell, wie sie an einem unendlich ausgedehnten Objekt zu erwarten sind.

4 Ergebnisdarstellung und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der numerischen und experimentellen Untersuchungen am Kreiszyylinder und an dreikardeelig geschlagenen Seilen bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$ dargestellt und miteinander verglichen. Auf Grund der Komplexität der Druckverteilung an Seilen war die Einführung einer geeigneten Darstellungsweise in Polardiagrammen notwendig, die zu Beginn erläutert wird. Darüber hinaus werden auf Basis der Druckverläufe die integralen Kräfte an den Seilmodellen für eine Schlaglänge bestimmt und den Ergebnissen anderer Autoren gegenübergestellt. Im letzten Schritt wird anhand von Kurrleindaten, die von HAHLEBECK aufgenommen wurden, eine Zirkulationsverteilung über den Anstellwinkel berechnet.

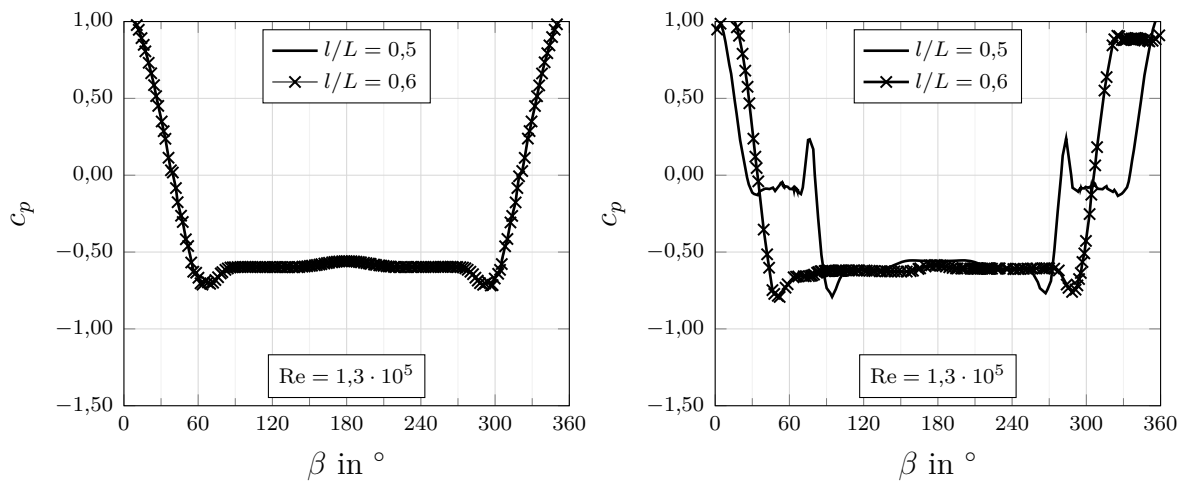
4.1 Darstellung der Druckbeiwertverteilung im Polardiagramm

Die Druckverteilung an einem umströmten Körper lässt sich bekanntermaßen über den dimensionslosen Druckbeiwert

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{1/2 \cdot \rho \cdot u_\infty^2} \quad (4.1)$$

formulieren.

Üblicherweise wird bei der Druckverteilung für Körper mit unendlichem Seitenverhältnis der Druckbeiwert für Tragflügel über die Profiltiefe x/L und für zylindrische Strukturen über den Querschnitt und den Umlaufwinkel β dargestellt. Im Fall von zylindrischen Strukturen steht $\beta = 0^\circ$ für den der Anströmung zugewandten Messpunkt. In Abb. 4.1a ist die Druckverteilung in zwei verschiedenen Ebenen l/L für den untersuchten Kreiszyylinder bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$ abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen, dass beide Kurven identisch sind. Dies lässt sich auf die unveränderte Querschnittsgeometrie entlang der gesamten Längsachse zurückführen. Für



a) Druckverteilung entlang des Kreiszylinderquerschnitts b) Druckverteilung entlang des Querschnitts von Seilmodell 1

Abbildung 4.1: Klassische Darstellungsweise der Druckverteilung von zwei verschiedenen Querschnittebenen a) des Kreiszylinders und b) des Seilmodells

Kreiszylinder kann die Umströmung als eben betrachtet werden.

Anders verhält sich dies bei der in Abb. 4.1b dargestellten Druckverteilung an einem geschlagenen Seil. Die Umströmung in unmittelbar benachbarten Querschnittebenen l/L weisen verschiedene Verhalten auf. Zurückzuführen ist dies auf die Oberflächenstruktur und der damit einhergehenden räumlich angeordneten Strömung. Insofern macht die Abb. 4.1b deutlich, dass die bekannte Darstellungsweise der Druckverteilung hier ungeeignet ist. Zwar ist es möglich, eine quantitative Aussage zur Druckverteilung zu treffen, jedoch geht bei der Darstellung von mehreren Ebenen die Übersicht verloren und ein Gesamtbild der Verteilung über die Oberfläche ist nicht möglich.

Daher wird das in Abb. 4.2a abgebildete Polardiagramm eingeführt. Es ermöglicht, das gesamte Modell auf einen Blick zu betrachten und eine qualitative Aussage zur Druckverteilung zu treffen. Es ist die Druckverteilung auf der gesamten Oberfläche des Kreiszylinders dargestellt. Die einzelnen Schnittebenen l/L im Modell (siehe Abb. 4.2b) sind radial nach außen steigend angelegt. Auf diesen Bahnen wird die Druckverteilung entsprechend dem Umlaufwinkel β in Form des Druckbeiwerts abgewickelt. Zusätzlich ist das Diagramm mit einer Farbskala für c_p , der Information über den Anströmwinkel α und der entsprechenden Reynoldszahl versehen. Auch hier steht $\beta = 0^\circ$ für den Messpunkt, der der Anströmung zugewandt ist. Genauso wie in Abb. 4.1a ist für die stationäre Betrachtung die Symmetrie der Druckverteilung zu erkennen. Darüber hin-

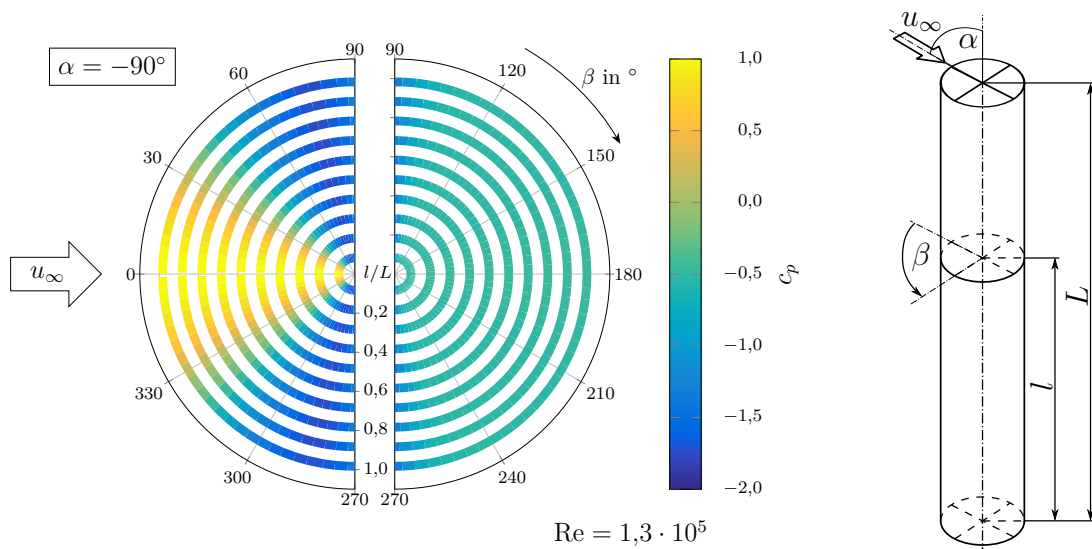


Abbildung 4.2: Alternative Darstellungsweise für die Druckbeiwertverteilung über alle Querschnittebenen des Kreiszyinders

aus wird deutlich, dass die Verteilung für benachbarte Abschnitte erwartungsgemäß beim Kreiszyylinder identisch ist.

Im Gegensatz zur symmetrischen Druckverteilung am Kreiszyylinder steht die eines gedrehten Seils (siehe Abb. 4.3). Jedem Messpunkt am Seil kann ein Winkel β zugeordnet werden. Der Druckbeiwert c_p (Gleichung (4.1)) wird nach β und l/L sortiert. Im Polardiagramm wird genau eine Schlaglänge als dimensionslose Ziffer in der Form l/L radial dargestellt. Es liegt in der Natur dieser Darstellungsweise, dass Bereiche am Außenrand des Diagramms größer sind als nah am Zentrum. Dies kann anfänglich dazu führen, dass diesen irrtümlicherweise mehr Bedeutung beigemessen wird als denen auf den anderen Ebenen. Dennoch sind die Vorteile des Polardiagramms offensichtlich. Der Gesamtzusammenhang der auszuwertenden Daten wird übersichtlich in einem Diagramm dargestellt. Prägnante Druckpunkte können sofort identifiziert werden und strukturbedingte, periodisch wiederkehrende Druckverläufe über die Schlaglänge werden ersichtlich. So zeigt sich in Abb. 4.3, dass sich der c_p -Verlauf nach n_K/L_S Schlaglängen in Abhängigkeit von der Kardeanzahl n_K wiederholt. Auch ist eine erste Abschätzung der wirkenden Normal- und Binormalkraft möglich.

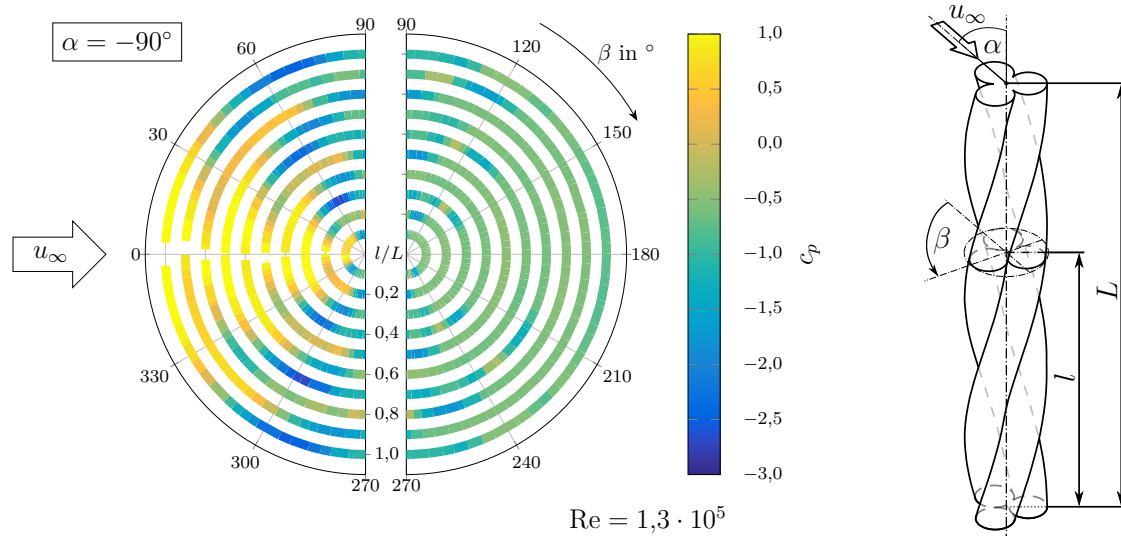


Abbildung 4.3: Alternative Darstellungsweise für die Druckbeiwertverteilung über alle Querschnittebenen des Seilmodells

Die im Polardiagramm aufgetragenen Querschnittebenen l/L sind teilweise im Anhang A.1 dargestellt. Diese Ebenen und ihre Ausrichtung zur Strömung sind für die beiden betrachteten Seilmodelle identisch. Die Anströmung verläuft in Richtung der X -Achse des Modells.

4.2 Kreiszyylinder

In Kapitel 2 wurde bereits eingehend die Charakteristik der Umströmung von Kreiszy lindern betrachtet. In diesem Abschnitt werden nun die numerischen und experimen tellen Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Dafür wird im Folgenden auf den zeitlich gemittelten Nachstrom und die Druckverteilung auf der Objektoberfläche eingegangen, welche aus den Daten der RANS-Simulation gewonnen wurden. Im Anschluss wird die experimentell bestimmte Druckverteilung betrachtet.

4.2.1 Strömungsanalyse nach numerischer Simulation

Die zeitlich gemittelten Daten des Geschwindigkeitsfelds im Nachstrom eines Kreiszy linders (Abbildung 4.4) zeigen die typischen Eigenschaften eines stumpfen Körpers. Bei der Betrachtung der resultierenden Geschwindigkeit

$$U = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} \quad (4.2)$$

zeichnet sich deutlich ein klassisches Rezirkulationsgebiet ab, wie es auch LEDER [31] beschrieben hat. Hinter dem klar erkennbaren Totwasser schließt sich ein großer Nachlauf an, welcher in dieser Abbildung nicht vollständig dargestellt wurde. Dennoch sollte

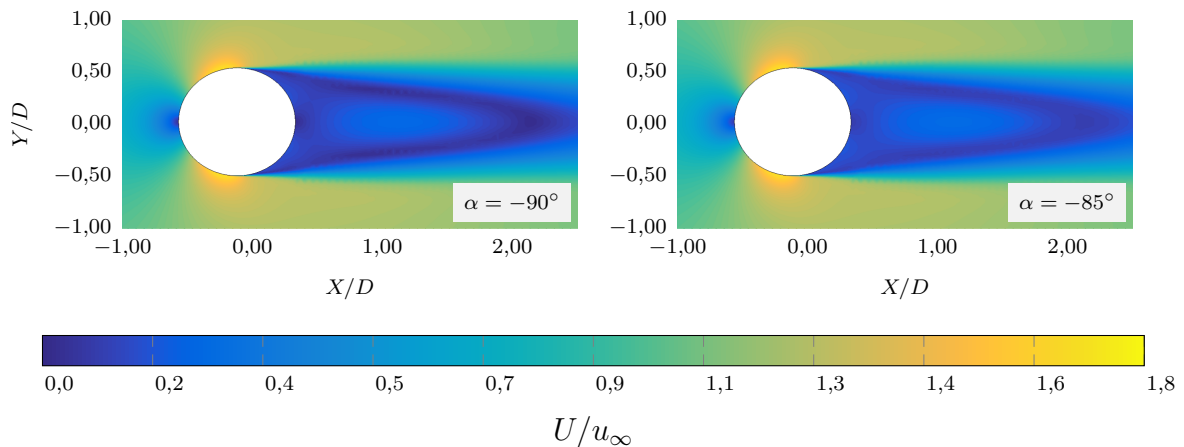


Abbildung 4.4: Numerisch ermitteltes Geschwindigkeitsfeld am Kreiszyylinder für unterschiedliche Anströmwinkel α bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$

der Nachlauf prinzipiell nicht vernachlässigt werden. Bei technischen Umsetzungen werden häufig in diesem Bereich schon die nächsten Objekte positioniert und somit dem

Nachlauf des davor befindlichen Körpers ausgesetzt. Zusätzlich ist es möglich, aus den Informationen des Nachlaufs den Widerstand des Körpers zu ermitteln.

Aus der Abb. 4.4 wird ersichtlich, dass eine Änderung des Anströmwinkels α bei konstanter Reynoldszahl im kleinen Winkelbereich auch nur zu kleinen Änderungen im Rezirkulationsgebiet führt. Das Totwasser reicht bei $\alpha = -90^\circ$ bis $X/D = 2,5$ und bildet am Rand eine scharfe Grenze zwischen der umgebenden Strömung und der Rezirkulationsströmung im Inneren. Auch bei einem Anströmwinkel α von -85° erstreckt sich das Totwasser bis zu $X/D = 2,5$, wobei die Abgrenzung etwas weicher ausfällt.

4.2.2 Druckverteilung nach numerischer Simulation

Anhand der bekannten Darstellungsweise (Abb. 4.5) der Druckbeiwertverteilung über den Objektquerschnitt, angegeben mit dem Umlaufwinkel β , wird die symmetrische Verteilung nochmals deutlich. Es zeigt sich, dass bei beiden α -Variationen die Kurven an der Achse $\beta = 180^\circ$ gespiegelt werden können. Dieser Punkt entspricht genau dem rückwärtigen Punkt zum Staupunkt am Kreiszyylinderquerschnitt. Bei einem reibungs- und drehungsfreien Fluid liegt sowohl bei $\beta = 0^\circ$ als auch bei $\beta = 180^\circ$ ein Staupunkt vor und führt nach Integration der Druckverteilung über die Objektoberfläche zu keiner Normalkraft. Im Falle der RANS-Simulation liegt der Druckbeiwert am hinteren Ende des Kreiszyinders bei $c_p \approx -0,56$, was einem Unterdruck entspricht.

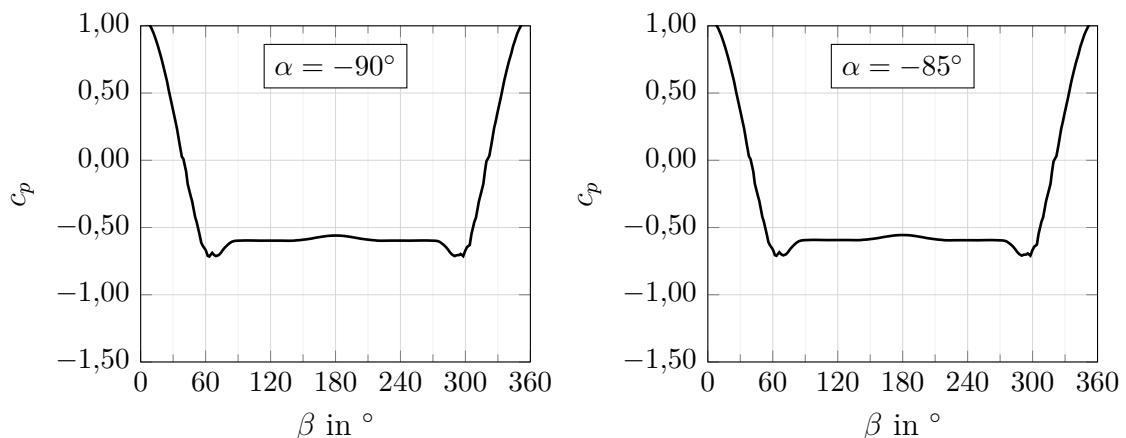


Abbildung 4.5: Numerische Druckverteilung auf der Kreiszylioberfläche für unterschiedliche Anströmwinkel α bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$

Gerade im kleinen Anstellwinkelbereich zeigen sich keine auffälligen Unterschiede im

Druckverlauf. Die Ablösung der Strömung erfolgt symmetrisch bei $\beta \approx \pm 65^\circ$ sowie $c_p \approx 0,71$ und geht im abgelösten Bereich auf $c_p \approx -0,60$ zurück.

4.2.3 Druckverteilung nach experimenteller Analyse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere experimentelle Untersuchungen an einem Kreiszyylinder mit variierten Anströmwinkel durchgeführt. Die Ergebnisse wurden bereits im Abschnitt 3.5 hinsichtlich der Gültigkeit des Versuchsstands betrachtet. Nun sollen sie in Bezug auf Strömungsablösung und entsprechende Druckbeiwertbereiche beleuchtet werden.

Die Druckdaten wurden an jedem Messpunkt über einen Zeitraum von $t = 5$ s mit einer Messfrequenz von $f_A = 220$ Hz aufgezeichnet und jeweilig der Mittelwert gebildet. Dabei wurde für den Kreiszyylinderquerschnitt eine Winkelauflösung von $\Delta\beta = 1^\circ$ gewählt.

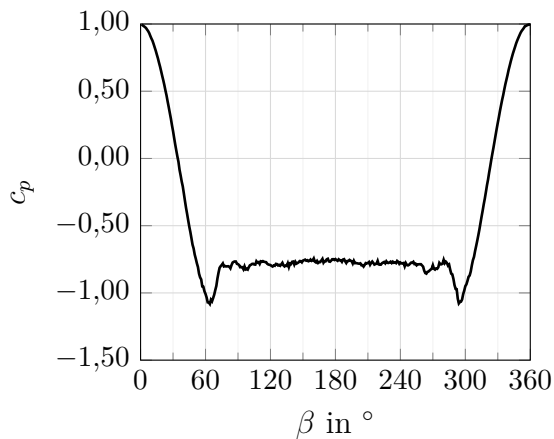
Es wurden vier Konfigurationen im Windkanal untersucht. Diese Konfigurationen sind im Speziellen:

1. Ein Kreiszyylinder der Länge $L = 700$ mm mit Endscheibe, der am oberen Ende abgespannt ist (Abb. 4.6a).
2. Ein Kreiszyylinder der Länge $L = 700$ mm mit Endscheibe, der am oberen Ende nicht abgespannt ist (Abb. 4.6b).
3. Ein Kreiszyylinder der Länge $L = 700$ mm ohne Endscheibe, der am oberen Ende nicht abgespannt ist (Abb. 4.6c).
4. Ein Kreiszyylinder der Länge $L = 1000$ mm ohne Endscheibe, der am oberen Ende nicht abgespannt ist (Abb. 4.6d).

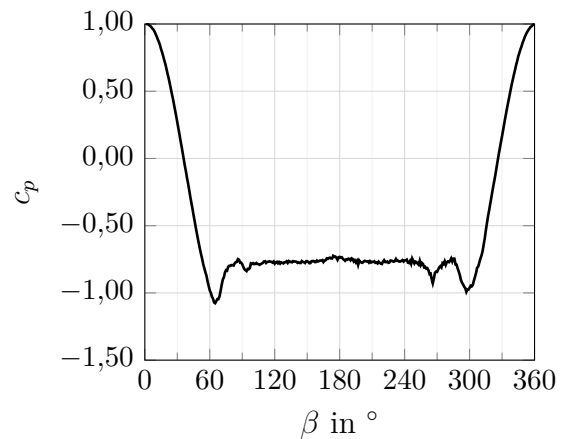
Für jede Konfiguration ist ein Druckbeiwertverlauf zu erkennen, wie er für einen kreisförmigen Querschnitt typisch ist. Gemeinsam ist allen, dass bei etwa $\beta = \pm 65^\circ$ ein Vorzeichenänderung des Druckgradienten $\partial p/\partial x$ und damit ein Abfall des Druckbeiwertbetrags erfolgt. Dies deutet darauf hin, dass sich an dieser Stelle die Strömung von der Oberfläche ablöst.

Ein wesentlicher Unterschied sind die Maximalwerte am Ablösepunkt. Für den Kreiszyylinder ohne Endscheibe mit einer Länge von $L = 700$ mm (Abb. 4.6c) beträgt dieser

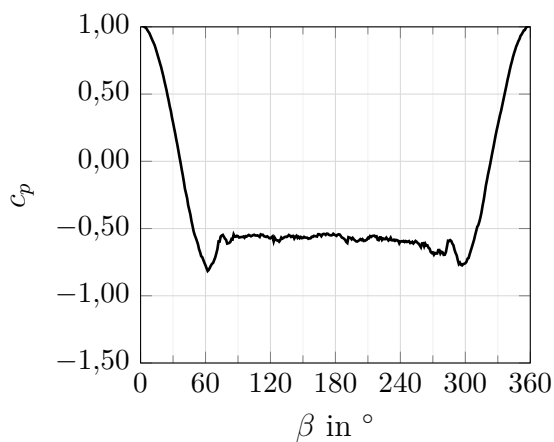
$c_p(\beta_{ab}) \approx -0,8$, während er für die anderen Konfigurationen bei $c_p(\beta_{ab}) \approx -1,1$ liegt. Auch in der Lage des Plateaus ist ein deutlicher Unterschied festzumachen, was auf den Einsatz der Endscheibe zurückzuführen ist. Für beide Kreiszyylinder mit Endscheibe und einer Länge von $L = 700$ mm, unabhängig von der Abspannung, liegt das Plateau bei $c_p \approx -0,8$.



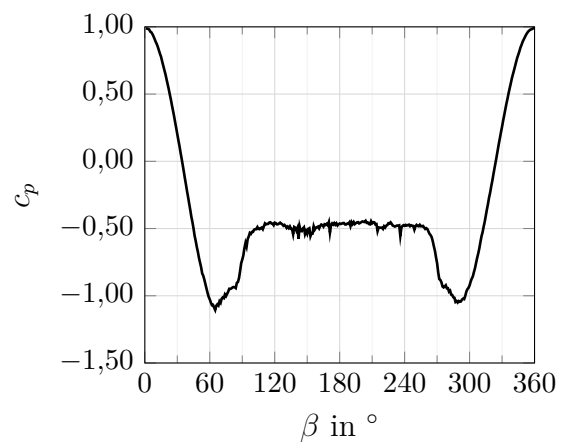
a) Abgespannter Kreiszyylinder mit
Endscheibe $L = 700$ mm



b) Kreiszyylinder mit Endscheibe
 $L = 700$ mm



c) Kreiszyylinder ohne Endscheibe
 $L = 700$ mm



d) Kreiszyylinder ohne Endscheibe
 $L = 1000$ mm

Abbildung 4.6: Experimentelle Druckverteilung am Kreiszyylinder für $\alpha = -90^\circ$ bei $Re = 1,3 \cdot 10^5$

Wird auf den Einsatz einer Endscheibe verzichtet und dafür die Modelllänge erhöht, führt dies zu einer nur geringen Änderung des Druckbeiwerts im Nachlauf. Für Ab-

bildung 4.6c ($L = 700$ mm) liegt dieser bei $c_p \approx -0,55$ und in Abbildung 4.6d ($L = 1000$ mm) bei $c_p \approx -0,5$. In der Auswertung der Ergebnisse hat sich noch ein weiterer signifikanter Unterschied herauskristallisiert. Wird der Kreiszyylinder unabhängig von Länge und Endscheibe nicht abgespannt, ist die Schwankung der Ergebnisse an den Messpunkten deutlich größer. Dies lässt sich auf die Umströmung der Oberkante des Modells zurückführen. Durch die Umströmung und Ablösung von Randwirbeln kommt es zur Anregung des gesamten Modells, sodass an den Messpunkten zusätzliche Beschleunigungen auftreten, die sich auf den gemessenen Druck auswirken. Bedingt durch die technischen Möglichkeiten im Windkanal konnte der Versuchskörper am oberen Ende nicht fest eingespannt werden. Alternativ wurde das Modell an der Oberkante mit einer Abspannung fixiert, um strömungsinduzierte Schwingungen weitestgehend zu unterbinden und nur eine Drehtisch gesteuerte Rotation um die Längsachse zuzulassen. Auf diese Weise ließen sich die Schwingungen signifikant reduzieren.

4.3 Seilmodell

Neben dem Kreiszyylinder wurden auch zwei Modelle von dreikardeelig geschlagenen Seilen untersucht. Beide Modelle haben einen identischen Aufbau und unterscheiden sich nur in ihrem Schlagwinkel. Der Schlagwinkel wirkt sich, wie in Abschnitt 1.3.2 erläutert, auf die Schlaglänge und damit auf das Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis (L_S/D_S) aus. *Seilmodell 1* hat ein $L_S/D_S = 6,31$ und *Seilmodell 2* ein $L_S/D_S = 4,66$. In dieser Arbeit wurde nur *Seilmodell 1* numerisch untersucht, da dies genügend Informationen zur Einschätzung der Abweichung der Druckverteilung basierend auf einer RANS und realen Versuchen liefert. Dementsprechend erfolgt im ersten Schritt nur für *Seilmodell 1* eine Auswertung der numerischen Ergebnisse. Im Anschluss werden die experimentell gewonnenen Daten für beide Modelle betrachtet.

4.3.1 Strömungsanalyse nach numerischer Simulation

Die zeitlich gemittelte Strömungsanalyse eines dreikardeeligen Seils zeigt deutlich die Abhängigkeit der Ausprägung des Nachstroms vom Anströmwinkel (siehe Abb. 4.7). Während sich bei senkrechter Anströmung $\alpha = -90^\circ$ ein klar identifizierbares Totwasser ausbildet, schwindet dieses mit zunehmendem Winkel. Für $\alpha \geq -75^\circ$ ist ein stark ausgeprägtes Rezirkulationsgebiet nicht mehr zu erkennen. Dafür zeigen sich Anzeichen für Wirbelschleppen. Im Fall der senkrechten Anströmung erstreckt sich das Rezirkulationsgebiet bis etwa drei Objektdurchmesser hinter dem Modell. Auch die seitliche Ausdehnung liegt bis $X/D \approx 1,5$ bei $Y/D \approx 1,0$. Zusätzlich zeigt sich in allen vier Darstellungen der Querschnittebene $l/L = 1/2$, dass die Strömung sich an dem vorderen Kardeel bei etwa 80° (bezogen auf das entsprechende Kardeel) ablöst, anschließend an den dahinter liegenden Kardeelen jedoch wieder anlegt, bis sie sich endgültig vom Modell ablöst. Des Weiteren bilden sich in den Einbuchtungen zwischen den Kardeelen kleinere „Zellen“ mit scheinbaren Rezirkulationen. Mit zunehmenden Anströmwinkel zeigt sich im Bereich von $X/D \approx 0,0$ und $Y/D \approx -0,45$ zudem, dass die an dem vorderen Kardeel ablösende Strömung sich früher an der nachfolgenden anlegt als für $\alpha = -90^\circ$. Auf der gegenüber liegenden Seite bei $Y/D \approx 0,45$ scheinen die „Zellen“ dagegen leicht ausgebeult. Dieser Effekt kann vermutlich auf die helixartige Oberflächenstruktur des Seils zurückgeführt werden und damit auf die Auslenkung der Strömung in die dritte Dimension. Die Querschnittebene $l/L = 1/2$ wurde für Abb. 4.7 bewusst gewählt, da in diesem Fall die Ebene symmetrisch zur Anströmachse

ist. Im Gegensatz zur Kreiszyylinderumströmung ist das Nachstromfeld trotz zeitlicher Mittlung nicht symmetrisch zur Anströmachse, sondern weicht abhängig vom Anströmwinkel erheblich ab. Dies verdeutlicht, dass bei numerischen Simulationen von Seilen eine zweidimensionale Modellbildung (vgl. WANG et al. [58]) von nur einem Querschnitt nicht zielführend ist. Es müssen benachbarte Ebenen mit betrachtet werden, damit die Fluid-Struktur-Interaktion in adäquater Weise berücksichtigt werden kann (vgl. CHENG et al. [6]). Auch ist der Einsatz einer RANS-Simulation ungeeignet, sofern

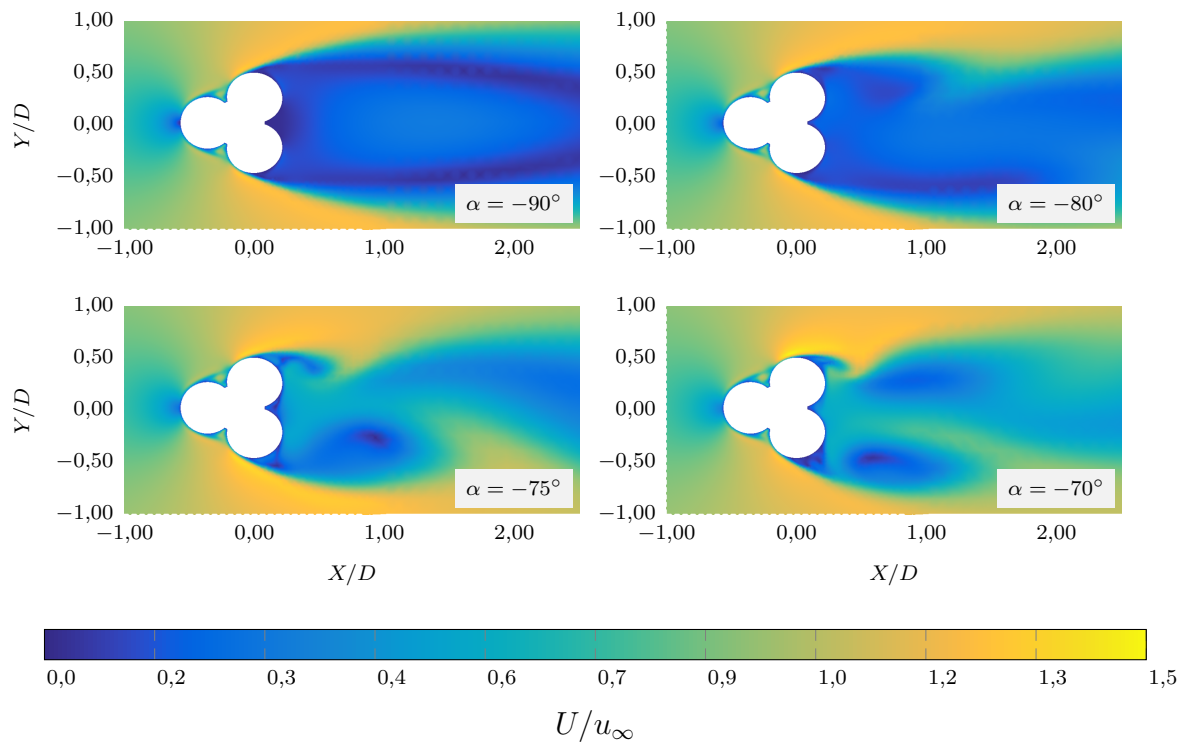


Abbildung 4.7: Numerisch ermitteltes Geschwindigkeitsfeld am dreikardeckigen Seil in der Querschnittebene $l/L = 1/2$ für unterschiedliche Anströmwinkel α bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$

umfangreiche Aussagen über das turbulente Nachstromfeld eines Seils gemacht werden sollen. In diesem Fall bietet sich eine Large-Eddy-Simulation an, wie sie CHENG et al. [6] durchgeführt haben. Für eine erste Abschätzung ist die RANS auf Grund der erheblichen Rechenzeiterparnis jedoch ein probates Mittel.

Werden nun die Extrema ($l/L = 1/12, 1/4, 1/3, 1/2$) von einer Konfiguration ($\alpha = -90^\circ$) betrachtet (siehe Abb. 4.8), so wird die Komplexität der Seilumströmung schnell deutlich. Der Nachstrom ist im starken Maße von dem untersuchten Querschnitt ab-

hängig, wird aber auch signifikant von den angrenzenden Bereichen beeinflusst. Die Ergebnisse der Simulation lassen sich mit den PIV-Untersuchungen von PÜTTMANN [38] validieren (vgl. Abb. 2.2). In ihrer Arbeit zeigte sich bei identischer Konfigurati-

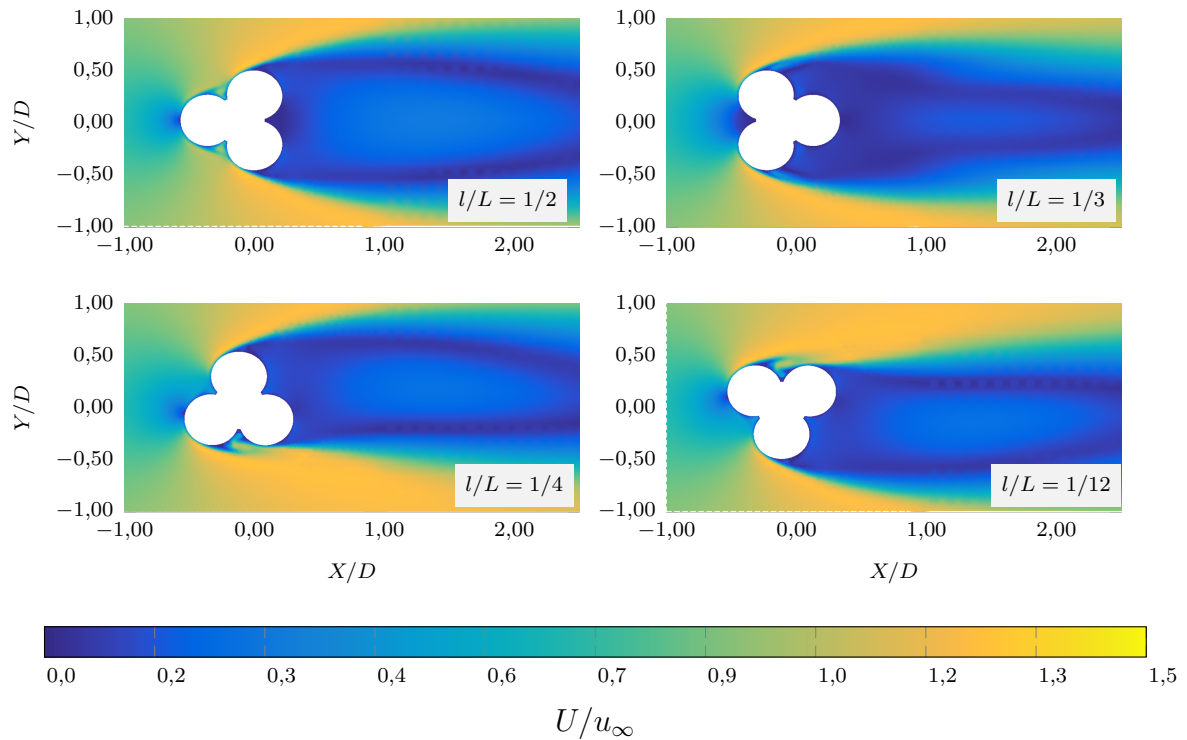


Abbildung 4.8: Numerisch ermitteltes Geschwindigkeitsfeld am dreikardeeligen Seil für Anströmwinkel $\alpha = -90^\circ$ bei einer Reynoldszahl von $Re = 1,3 \cdot 10^5$

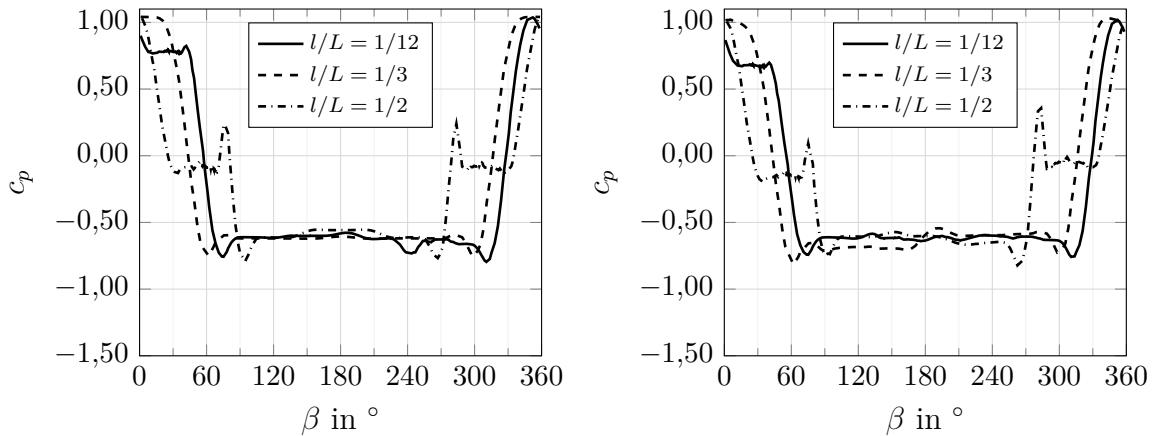
on ebenfalls eine leicht gebogene Auslenkung des Nachstroms. Diese ist nicht mit der gleichen Intensität ausgeprägt wie in der Simulation, kann aber unter anderem darauf zurückgeführt werden, dass bei den PIV-Untersuchungen ein Originalseil zum Einsatz kam. Dementsprechend treten die Kardeele nicht so deutlich hervor und die Rauigkeitstiefe ist weniger stark ausgeprägt. Je nach Ausrichtung des Querschnitts erfolgt eine Auslenkung des Nachstroms in die entsprechende Richtung.

4.3.2 Druckverteilung nach numerischer Simulation

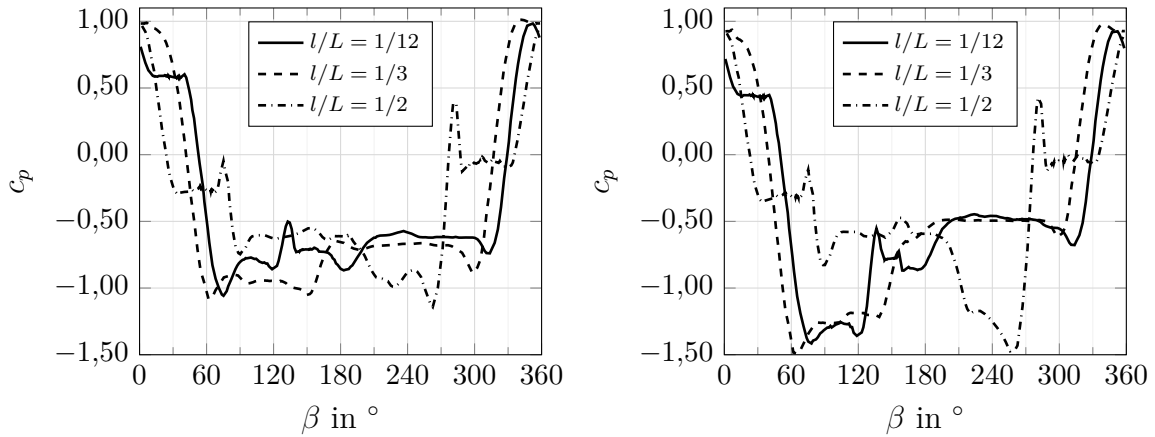
Die Druckverteilung, dargestellt durch den dimensionslosen Druckbeiwert, wird exemplarisch an den Querschnittebenen $l/L = 1/12$, $l/L = 1/3$ und $l/L = 1/2$ in den Abb. 4.9a bis 4.9d für verschiedene Anströmwinkel dargestellt. Da der Druckverlauf

unter anderem von der Oberflächenstruktur und damit der Seilgeometrie abhängig ist, weichen die Verläufe der einzelnen Ebenen l/L deutlich voneinander ab. Aus diesem Grund wird sich hier auf die Darstellungen von drei Ebenen beschränkt.

Bei senkrechter Anströmung (Abb. 4.9a) zeigt sich für die Ebenen $l/L = 1/3$ und $l/L = 1/2$ ein weitestgehend zu $\beta = 180^\circ$ symmetrischer Verlauf. Vor allem der Verlauf des Druckbeiwerts für $l/L = 1/3$ ähnelt dem eines Kreiszyllinders. Der Umschlag des Druckgradienten $\partial p/\partial x$ erfolgt bei $\beta \approx \pm 62^\circ$. Anschließend folgt ein großer Bereich, in



a) Numerische Druckverteilung bei $\alpha = -90^\circ$ b) Numerische Druckverteilung bei $\alpha = -80^\circ$



c) Numerische Druckverteilung bei $\alpha = -75^\circ$ d) Numerische Druckverteilung bei $\alpha = -70^\circ$

Abbildung 4.9: Numerische Druckverteilung bei $Re = 1,3 \cdot 10^5$ am dreikardeeligen Seilmodell

dem der Druckbeiwert vorwiegend konstant bei $c_p \approx -0,58$ liegt. Das Lee-seitige Kardeel ist hierbei vollständig im Totwasser. Auffällig ist, dass im Abschnitt von $\beta \approx \pm 20^\circ$ $c_p \approx 1,04$ beträgt. Der Staupunkt, welcher im Regelfall sich auf einen Punkt konzen-

triert, wird auf eine größere Fläche ausgedehnt, da er sich im Berührungspunkt der beiden im Luv liegenden Kardeele befindet (vgl. Abb. 4.8).

Im Verlauf von c_p für $l/L = 1/2$ zeichnet sich ein etwas anderes Bild ab. Der Staupunkt ist auf den Punkt $\beta = 0^\circ$ konzentriert, dafür erfolgt die erste Strömungsablösung schon bei $\beta \approx \pm 30^\circ$. Anschließend legt sich die Strömung wieder an den Körper an und löst sich an den beiden hinteren Kardeelen bei $\beta \approx \pm 95^\circ$ endgültig vom Körper ab.

Im Fall von $l/L = 1/12$ kommt es bei $\beta \approx 10^\circ$ erstmals zur Strömungsablösung. Hier ist die Strömungsgeschwindigkeit so gering, dass der Druck noch im Überdruckbereich liegt. Anschließend ist $\partial p/\partial x$ im Bereich von $\beta \approx 45^\circ \dots 75^\circ$ wieder negativ. Dieser Verlauf ist nicht symmetrisch, was eine Betrachtung der Ausrichtung des Querschnitts zur Strömung schon vermuten lässt. Mit zunehmendem Anströmwinkel schwindet auch die Symmetrie bei den symmetrisch zur Strömung ausgerichteten Querschnitten. So zeigt ein Vergleich der Ebene $l/L = 1/2$ bei $\alpha = -80^\circ \dots -70^\circ$ (Abb. 4.9b bis 4.9d), dass die Druckplateaus im Bereich $\beta \approx 30^\circ \dots 70^\circ$ und $\beta \approx 290^\circ \dots 330^\circ$ auf verschiedenen Niveaus sind. Während bei dem einen der Unterdruck zunimmt, nimmt er bei dem anderen ab. Zusätzlich kann beobachtet werden, dass die Spitzenwerte für den Unterdruck mit steigendem Anströmwinkel deutlich wachsen und die relative Gleichmäßigkeit der Beiwertverläufe gänzlich verschwindet.

4.3.3 Druckverteilung nach experimenteller Analyse

Es wurden diverse experimentelle Untersuchungen im Windkanal an den beiden Seilmodellen durchgeführt. Dabei wurde die Anströmgeschwindigkeit konstant gehalten und der Anstellwinkel (vgl. Abschnitt 3.2.2) variiert. An jedem Messpunkt wurde wie beim Kreiszyylinder der Differenzdruck zwischen Prandtlrohr und Drucksensor für einen Zeitraum von $t = 5$ s mit einer Frequenz von $f_A = 220$ Hz aufgenommen. Für die Auswertung wurden anschließend die Mittelwerte der einzelnen Messpunkte berechnet. Die Ergebnisse werden im Folgenden jeweils dargestellt.

Seilmodell 1 $L_S/D_S = 6,31$

Für das Seilmodell mit dem Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis von $L_S/D_S = 6,31$ sind in Abbildung 4.10 exemplarisch jeweils drei Druckbeiwertverläufe bei vier verschiedenen Anstellwinkeln dargestellt. Für die Druckbeiwertverläufe wurden jeweils die

Querschnittebenen $l/L = 1/12$, $l/L = 1/4$ sowie $l/L = 1/2$ gewählt. Da die umströmten Querschnitte zwar identisch, jedoch unterschiedlich zur Strömung ausgerichtet sind, ist zu erwarten, dass die Beiwertverläufe voneinander verschieden sind. Diese Erwar-

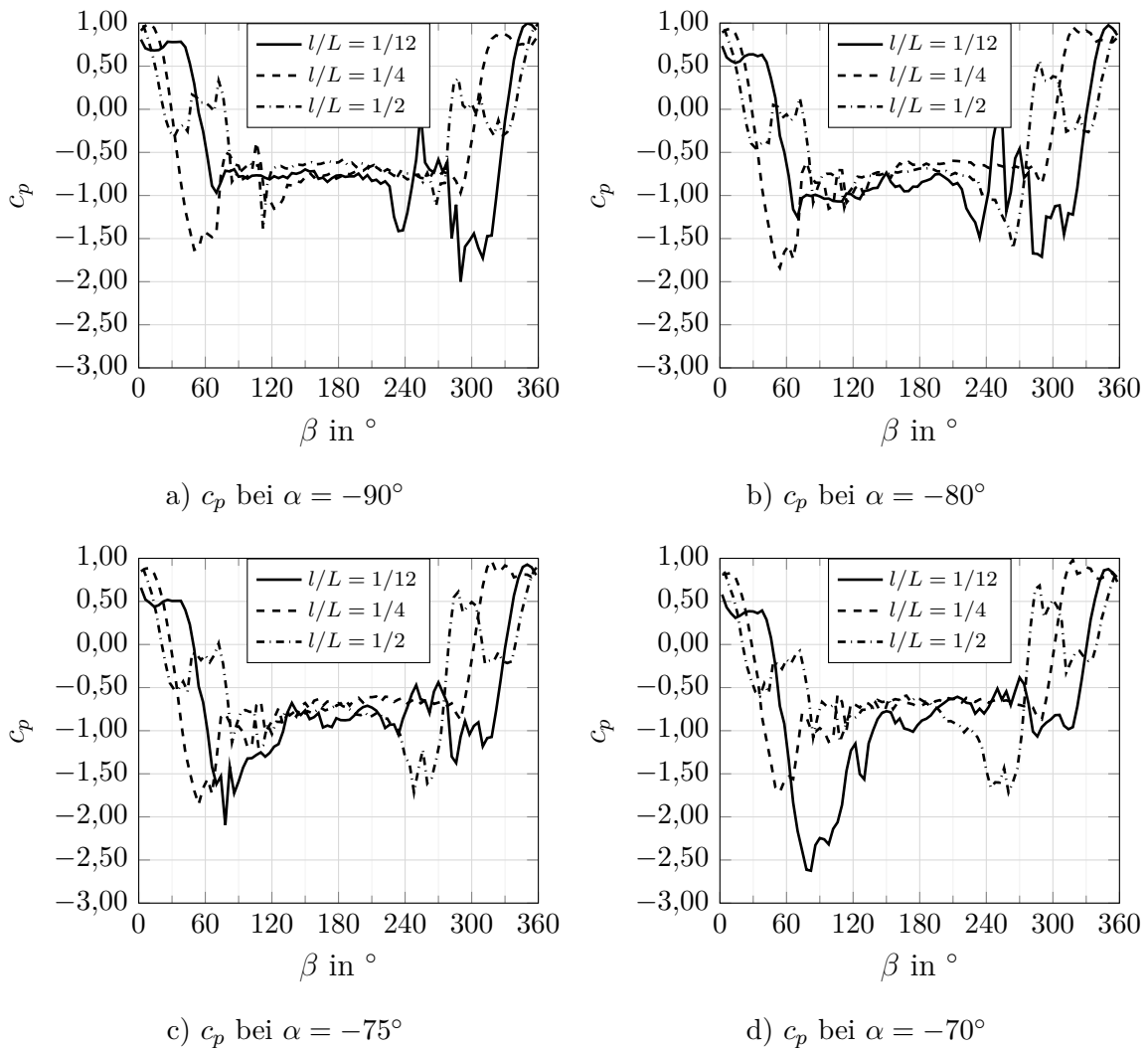


Abbildung 4.10: Experimentelle Druckverteilung bei $Re = 1,3 \cdot 10^5$ am Seilmodell mit $L_S/D_S = 6,31$

tungen werden in den Ergebnisverläufen bestätigt. Darüber hinaus zeigt sich deutlich die asymmetrische Verteilung der Werte über den jeweiligen Querschnitt. Besonders sticht in der Auswahl dieser Kurven der Verlauf für $l/L = 1/12$ heraus. Mit zunehmendem Anstellwinkel α verlagert sich der Ausschlag in Abb. 4.10a bei $\beta \approx 280^\circ \dots 315^\circ$ für $\alpha = -90^\circ$ nach $\beta \approx 65^\circ \dots 110^\circ$ für $\alpha = -70^\circ$ in Abb. 4.10d. Darüber hinaus ändern sich die hier dargestellten Maximalwerte von $c_p(\beta \approx 280^\circ, \alpha = -90^\circ) = -2,00$ auf $c_p(\beta \approx 80^\circ, \alpha = -70^\circ) = -2,60$. Bei näherer Betrachtung der Punkte $\beta = 0^\circ$

zeigt sich, dass der Druckbeiwert nicht für jeden Querschnitt den Wert Eins erreicht. Dieser Punkt ist in den meisten Fällen leicht um einige Grad verschoben. Im Vergleich der Abb. 4.10a bis 4.10d ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Anstellwinkel der Druckbeiwert deutlich stärker zur ersten Strömungsablösung abfällt.

Aus der Abbildung 4.10 wird schnell ersichtlich, dass die bekannte Darstellungsweise des Druckbeiwertverlaufs im Fall der Seile ihre Grenzen hat. Es ist nicht möglich, einen Gesamtüberblick über die komplette Schlaglänge zu erhalten. Hierfür bietet sich die Darstellungsweise in Abbildung 4.11 an. Die Lesart dieser Diagramme wurde bereits in Abschnitt 4.1 umfassend erläutert.

Die qualitative Darstellungsweise des Druckbeiwerts im Diagramm 4.11a macht deutlich, dass bei senkrechter Anströmung eines gedrehten Seils eine weitestgehend zur Hauptanströmachse symmetrische Verteilung vorliegt. Es ist klar zu erkennen, dass im Bereich zwischen $30^\circ \leq \beta \leq 330^\circ$ der positive c_p -Bereich und damit auch der Staupunkt liegen. Lee-seitig ($\beta \approx 75^\circ \dots 285^\circ$) fällt der Druckbeiwert über den gesamten Schlag auf einen Wert von $c_p \approx -0,75$ ab. Damit liegt im Unterschied zur Luv-Seite ein großer Unterdruckbereich vor, welcher trotz moderater Werte einen signifikanten Einfluss auf die resultierende Kraft für ein Seil mit einer Schlaglänge hat.

Für $\alpha = -80^\circ$ in Abbildung 4.11b wandelt sich das Bild. Im Bereich von $\beta \approx 60^\circ \dots 92^\circ$ kommen Bereiche mit hohen Unterdruckwerten ($c_p \approx -2,0$) vor. Die Bereiche ziehen sich nicht durchgängig über einen Schlag hin, sondern kehren regelmäßig wieder. Der dabei erkennbare Rhythmus korreliert mit der Anzahl der Kardeele. Bei einem Seil mit drei Kardeelen gibt es dementsprechend am Objekt drei Bereiche, an denen der geometrische Abstand der Oberfläche zur Mittelachse des Seils maximal ist. Dort erreicht das umströmende Fluid seine maximale Geschwindigkeit und nach der BERNOULLI-Gleichung (2.3) damit auch den niedrigsten Druckwert. Für die Anstellwinkel $\alpha = -75^\circ$ (Abbildung 4.11c) und $\alpha = -70^\circ$ (Abbildung 4.11d) lässt sich dies ebenfalls beobachten. Zusätzlich ist erkennbar, dass die Druckbeiwerte mit $c_p = -3,0$ das an diesem Seilmodell gemessene Maximum erreichen. Auch hier zeigt sich in beiden Fällen der wiederkehrende Rhythmus über den Verlauf der Schlaglänge. Besonders ein Vergleich der Abbildungen 4.11b bis 4.11d macht deutlich, dass die Spitzenwerte für c_p stets in derselben Querschnittebene liegen. Dies entspricht den Erwartungen basierend auf der Seilgeometrie. Die asymmetrische Druckverteilung in den Diagrammen legt die Vermutung nahe, dass eine Querkraft durch die Umströmung induziert wird.

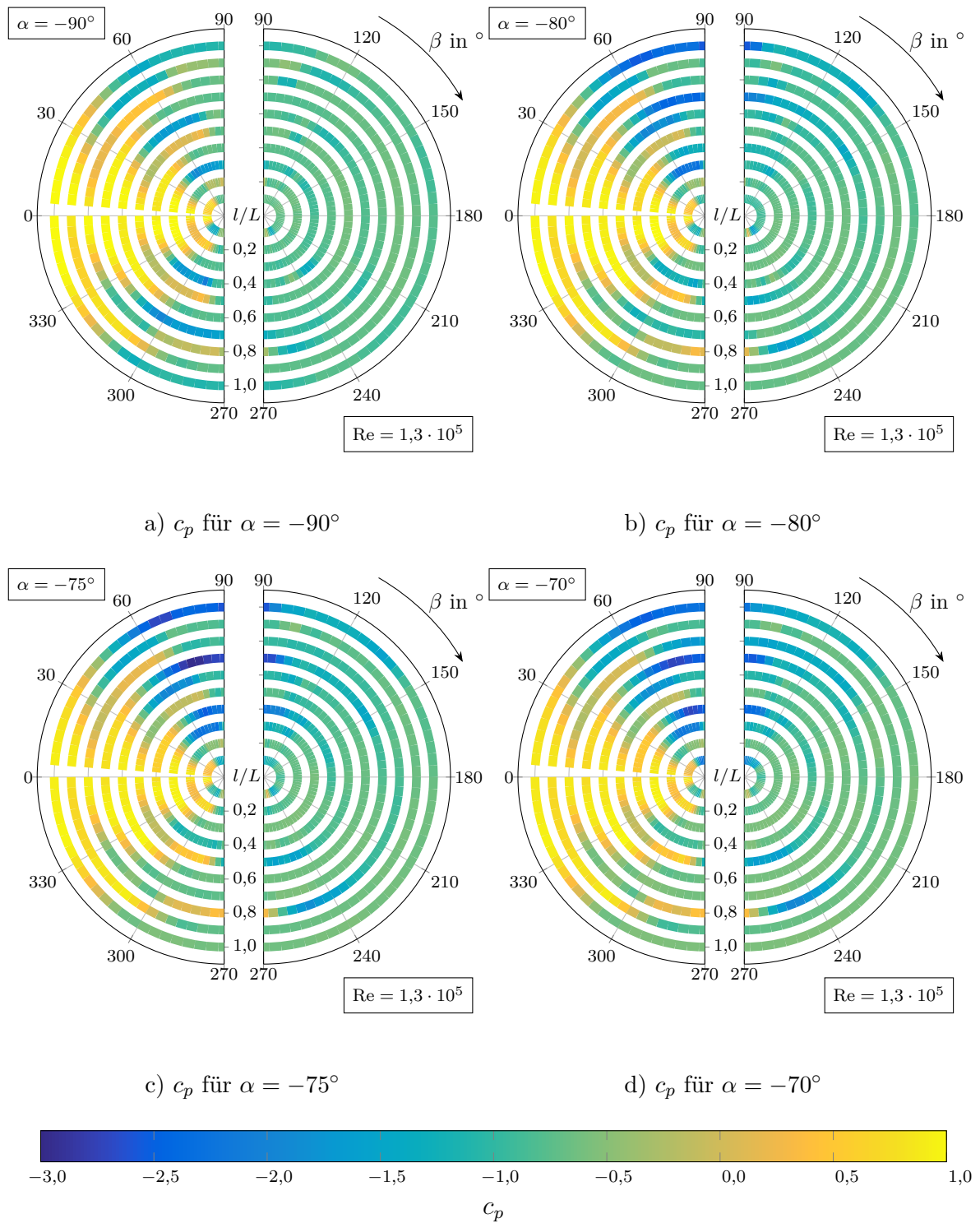


Abbildung 4.11: Experimentell ermittelte Druckverteilung am Seilmodell 1 bei verschiedenen Anströmwindeln α

Seilmodell 2 $L_S/D_S = 4,66$

Auch für das Seilmodell mit dem Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis $L_S/D_S = 4,66$ wurde der Druck auf der Oberfläche von den Anstellwinkeln $\alpha = -90^\circ \dots -65^\circ$ in 5° Schritten aufgezeichnet. Die in Abbildung 4.12 gewählten Querschnittebenen und Anstellwinkel sind identisch mit denen des Seilmodells 1.

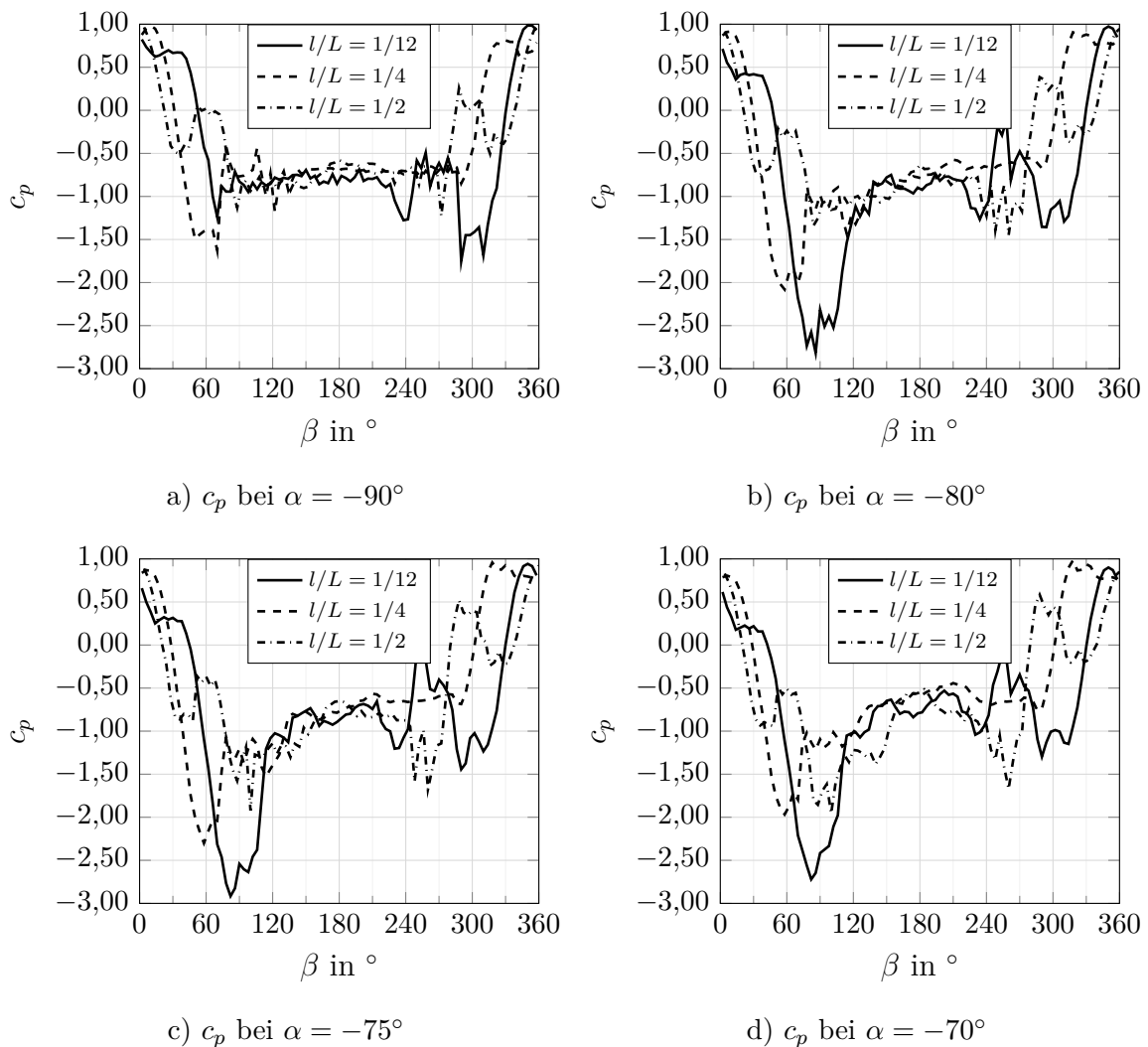


Abbildung 4.12: Experimentelle Druckverteilung bei $Re = 1,3 \cdot 10^5$ am Seilmodell mit $L_S/D_S = 4,66$

Auch bei diesem Modell sind die Beiwertverläufe der einzelnen Ebenen zueinander verschieden. Für $\alpha = -90^\circ$ (Abb. 4.12a) zeigt sich in der Ebene $l/L = 1/12$ ein minimaler Druckbeiwert von $c_p \approx -1,9$ im Bereich von $\beta \approx 290^\circ \dots 310^\circ$, unterbrochen von ei-

nem positiven Druckgradienten $\partial p/\partial x$. Auch bei $\beta \approx 15^\circ$ ist der Gradient über einen kleinen Winkelbereich größer Null, was nach PRANDTL ein Indiz für eine Ablösung der Strömung vom Modell ist. Anschließend wird der Gradient sofort wieder negativ. Dies deutet darauf hin, dass die Strömung sich an das Modell wieder angelegt hat. Die Querschnittebene $l/L = 1/12$ ist symmetrisch zur Hauptanströmrichtung, wobei der Tangentenvektor der Mittellinie einer Kardeele (nachfolgend Kardeelvektor \vec{k} genannt) der Strömung entgegen gerichtet ist. In dem Bereich von $\beta \approx 310^\circ \dots 350^\circ$ kommt es zu keiner Richtungsänderung von $\partial p/\partial x$. Die Strömung liegt deutlich länger am Modell an, obwohl die geometrischen Bedingungen identisch sind. Dies weist darauf hin, dass das umströmende Fluid von den benachbarten Ebenen beeinflusst wird. Dies kann als ein Hinweis auf die Dreidimensionalität der Umströmung von gedrehten Seilen betrachtet werden. Selbes ist auch in den Abbildungen 4.12b bis 4.12d mit unterschiedlicher Intensität zu beobachten. Für das senkrecht angeströmte Seil bildet sich, ähnlich wie bei einem Kreiszyylinder, Lee-seitig eine Art Druckplateau aus, bei dem für alle drei dargestellten Querschnittebenen der Druckbeiwert im Bereich von $\beta \approx 90^\circ \dots 270^\circ$ bei $c_p \approx -0,75$ liegt. Mit zunehmenden Anstellwinkel ändert sich dies, sodass ein Druckplateau in der Form nicht mehr vorliegt. Darüber hinaus nimmt der Maximaldruck mit steigenden Anstellwinkel stetig zu. Wie beim Seilmodell 1 ist auch bei diesem Versuchsobjekt auffällig, dass der Ausschlag von $c_p(l/L = 1/12)$ für $\alpha = -90^\circ$ von $\beta \approx 280^\circ \dots 315^\circ$ auf $\beta \approx 70^\circ \dots 110^\circ$ für $\alpha > -90^\circ$ wechselt.

Auch wenn die Darstellungsweise in Abbildung 4.12 eine quantitative Aussage über die Werteverteilung ermöglicht, wird dennoch das komplexe Bild der Verteilung über die gesamte Oberfläche in der qualitativen Darstellung der Diagramme (vgl. Abb. 4.13) erkennbar. Unabhängig vom Anstellwinkel bildet sich um $\beta = 0^\circ$ der Staupunkt aus. Abhängig von der jeweiligen Ebene l/L ist dieser Bereich um einige Grad von Null verschoben. Wie schon bei einem Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis von $L_S/D_S = 6,31$ ist die Druckverteilung für $\alpha = -90^\circ$ weitestgehend symmetrisch zur Hauptanströmachse. Dies legt die Vermutung nahe, dass auch hier keine Querkraft induziert wird. Genauer untersucht wird dies in Abschnitt 4.5.

Im Bereich von $\beta \approx 60^\circ \dots 92^\circ$ bilden sich, wie im vorherigen Modell auch, mit steigendem α stärkere Unterdruckregionen aus als auf der gegenüberliegenden Seite des Querschnitts. Erneut zeigt sich ein wiederkehrender Rhythmus. Besonders deutlich wird dies in den Abbildungen 4.13c und 4.13d. Des Weiteren ist erkennbar, dass für ein dreikardeeliges Seil mit $L_S/D_S = 4,66$ die größten Druckbeiwerte bei einer Anströmung um -75° vorliegen.

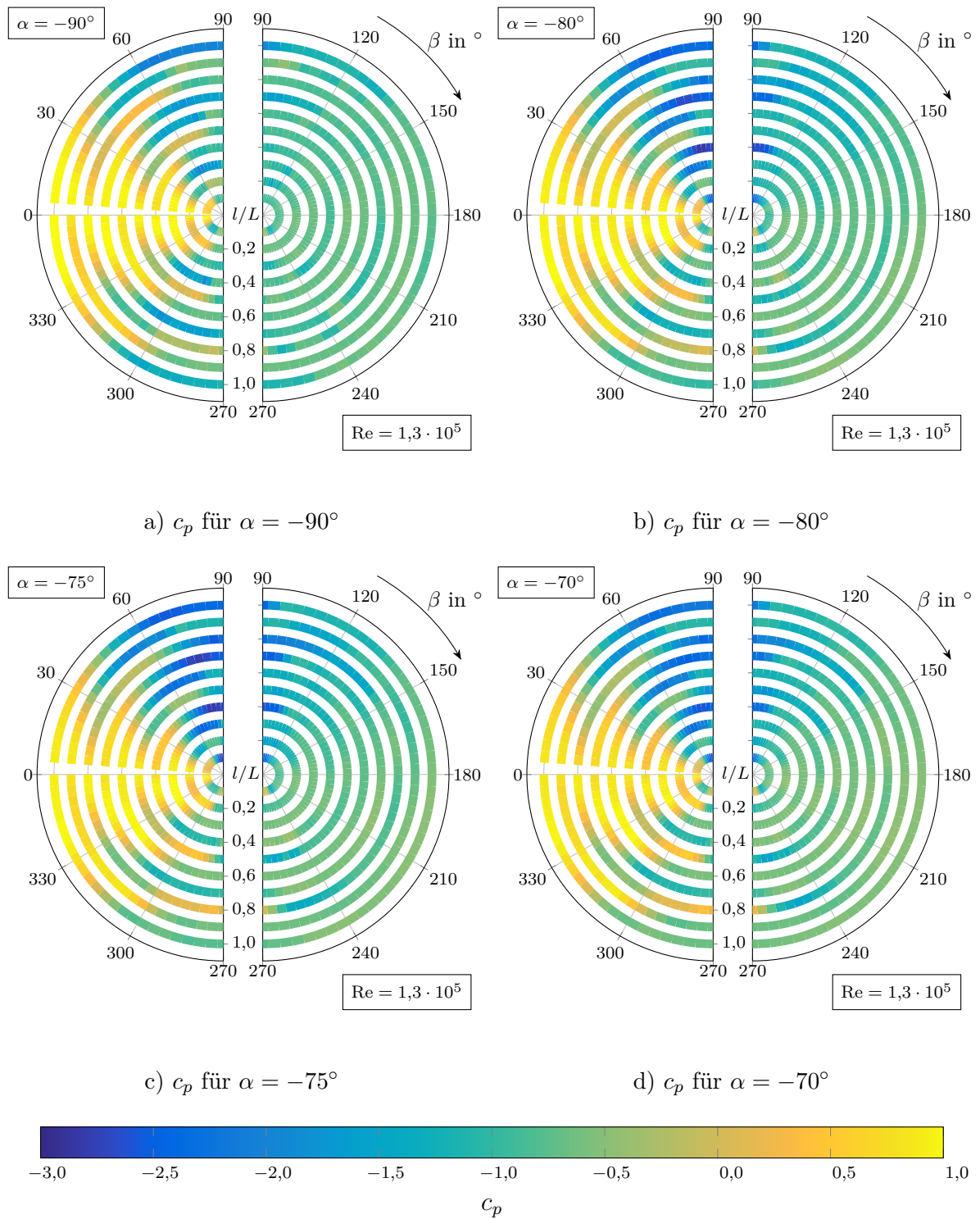


Abbildung 4.13: Experimentell ermittelte Druckverteilung am Seilmodell 2 bei verschiedenen Anströmwindeln α

4.4 Vergleich und Diskussion der Druckbeiwerte aus Numerik und Experiment

Im Folgenden werden die ausgewählten Ergebnisse der CFD-Simulation und der Windkanalversuche gegenübergestellt und diskutiert. Es wird zum einen der Kreiszyylinder als auch das Seilmodell $L_S/D_S = 6,31$ betrachtet und darüber hinaus die experimentellen Ergebnisse der beiden Seilmodelle miteinander. Weitere Gegenüberstellung sind im Anhang A.4 und A.5 zu finden.

Es wurde versucht, die Umweltparameter sowie die Anströmgeschwindigkeit für alle Versuchsreihen weitestgehend identisch zu halten. Für die Simulation stellt dies kein Problem dar, im Windkanal ist es um so schwieriger. Auch wenn sich die Messstrecke des Windkanals innerhalb einer geschlossenen Halle befindet, so können jedoch die Parameter wie Luftstrahltemperatur, Umgebungstemperatur, Umgebungsdruck etc. innerhalb der Messstrecke nicht geregelt werden. Dementsprechend sind alle Parameter von der Tages- und Jahreszeit sowie den Umweltbedingungen außerhalb des Gebäudes abhängig. Daher ist es zwingend erforderlich, alle relevanten Umweltdaten während der Versuchsreihen aufzuzeichnen und die Messungen in einem möglichst engen Zeitfenster zu realisieren. Empfehlenswert ist es, alle wesentlichen Daten in dimensionslose Kennziffern umzuwandeln, da so die Resultate mit anderen Ergebnissen besser verglichen und auf andere Anwendungsfälle übertragen werden können, da die Modelldimensionen ebenfalls einbezogen werden.

Der Kreiszyylinder, welcher in dieser Arbeit als Referenzkörper zur Überprüfung der Messmethodik und des Versuchsaufbaus diente, wurde sowohl numerisch als auch experimentell untersucht. Die experimentellen Variationen wurde bereits im Abschnitt 4.2.3 betrachtet und werden hier in Abbildung 4.14 in einem Diagramm präsentiert. Es sind deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Variationen im Windkanalversuch zu erkennen. Besonders der Einsatz einer Endscheibe wirkt sich signifikant auf die Druckverteilung aus. So ist der Unterdruck bei gleicher Modelllänge ($L = 0,7$ m) zwischen den Bereichen der Ablösung deutlich größer als in den Versuchen ohne Endscheibe. Die Verlängerung des Modells um etwa 43 % statt einer Endscheibe bewirkt zwar eine Angleichung von c_p im Bereich der Ablösung, jedoch fällt der Unterdruck im Raum dazwischen deutlich geringer aus. Zurückzuführen ist dies auf die Interaktion des entstehenden Randwirbels an der Modelloberkante, wie die Vorversuche mit CTA gezeigt haben (siehe Abschnitt 3.5 bzw. Anhang A.3). Eine Abspannung, nicht zu verwechseln

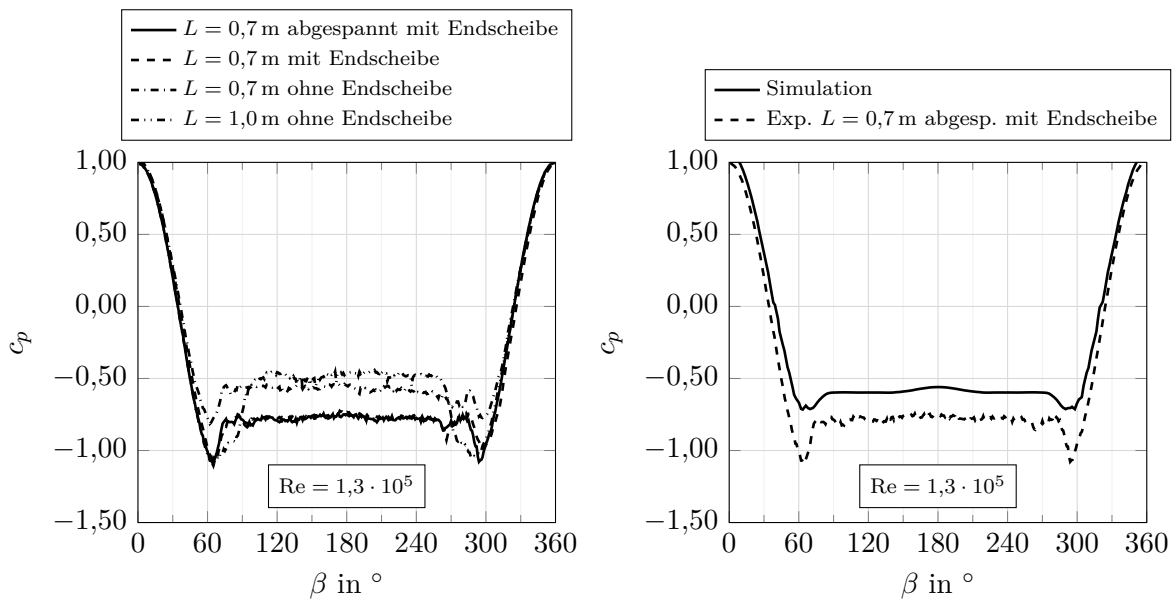


Abbildung 4.14: Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p über den Kreiszyylinderquerschnitt bei $\alpha = -90^\circ$ für Simulation und Windkanalversuch (l.) sowie verschiedener Konfigurationen im Windkanal (r.)

mit einer Lagerung zur Unterbindung translatorischer Bewegungen, wirkt sich nur im geringen Maße auf die Ergebnisse aus und ist eher bei einer Veränderung des Anströmwinkels durch Kippung des Modells relevant. Eine nennenswerte Auswirkung auf den Druckgradienten vor der Ablösung sowie auf die Position der Ablösung haben die Variationen nicht.

Aus den Versuchen mit dem Kreiszyylinder können zwei wesentliche Erweiterungen des Versuchsstands abgeleitet werden:

1. Alle Versuche werden mit Endscheibe durchgeführt, um Randwirbeleinflüsse zu minimieren.
2. Alle Modelle werden am oberen Modellende abgespannt, um große translatorische strömungsinduzierte Bewegungen zu reduzieren.

Ein Vergleich des Druckbeiwertverlaufs als Resultat der Simulation und des Windkanalversuchs (Abb. 4.14) zeigt, dass die Simulation die Versuche seitens des c_p -Werts nicht ganz trifft, der Winkel, bei dem die Ablösung der Strömung erfolgt, aber identisch ist. Hierbei handelt es sich um modellbedingte numerische Abweichungen von dem experimentell untersuchten Modell. Eine RANS liefert bei laminarer Strömung gute Ergebnisse, wird die Strömung jedoch turbulent, so werden die Ergebnisse ungenau. Dies

liegt daran, dass die RANS großskalige Wirbel auflösen kann, jedoch kleinskalige Wirbel, wie sie im Nachstrom vorkommen, nicht aufgelöst werden. Hier müssen andere numerische Modelle verwendet werden. Dies ist aber nicht Gegenstand dieser Arbeit. Ein weiterer Punkt für die Abweichung der Ergebnisse ist die Vernetzung im körpernahen Bereich. Wird diese feiner gewählt, so lassen sich die Kurvenverläufe im Bereich von $\beta \approx \pm 60^\circ$ besser aneinander angleichen.

Für die CFD-Simulation des Seilmodells wurde basierend auf den Erkenntnissen des Kreiszyinders eine feinere Vernetzung vorgenommen. Der positive Effekt der Anpassung zeigt sich bei näherer Betrachtung von Abbildung 4.15. Auch wenn sich die Simulation im abgelösten Bereich nicht gänzlich mit dem Experiment deckt, so passen die negativen Druckgradienten $\partial p/\partial x$ gut zusammen. Dargestellt ist der Druckbeiwert

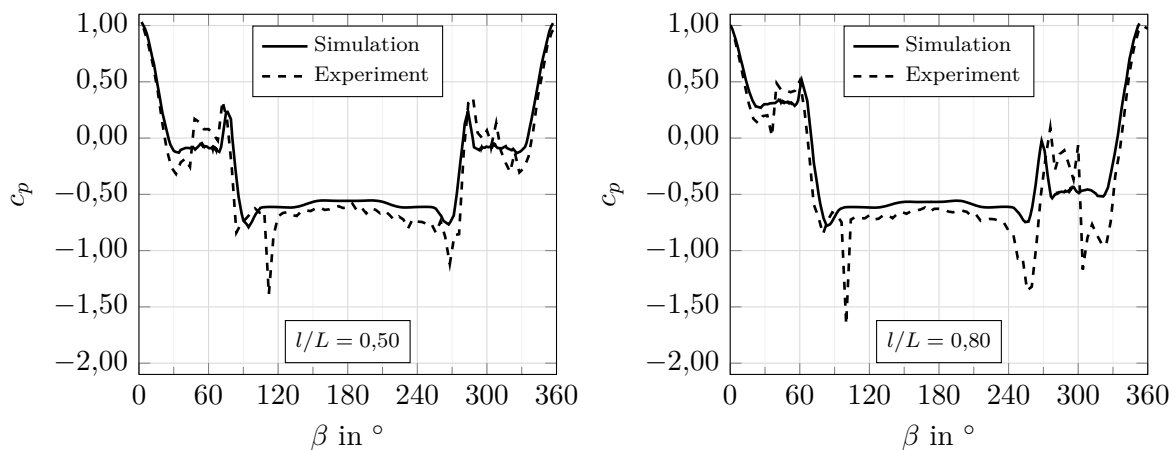


Abbildung 4.15: Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p vom Seilmodell $L_S/D_S = 6,31$ bei $\alpha = -90^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch

bei senkrechter Anströmung für zwei verschiedene Querschnittebenen ($l/L = 0,50$ und $l/L = 0,80$). Unabhängig von der betrachteten Ebene stimmen die Kurvenverläufe gut überein. Dies ist unabhängig von der betrachteten Ebene. Es zeigt sich aber auch, dass entlang des Fadenvektors \vec{f} die Beiwertverläufe der einzelnen Querschnitte zu den Verläufen benachbarter Bereiche divergieren. Wird dies in Bezug zum Kreiszyinder gesetzt, so ist ersichtlich, dass die Unterschiede der Verläufe kaum größer sein könnten, da der c_p -Verlauf des Kreiszyinders für jeden Querschnitt entlang \vec{f} identisch und darüber hinaus symmetrisch zur Anströmachse ist. Deutlicher wird der Unterschied, sofern c_p über den Querschnitt einer Ebene integriert wird. Es zeigt sich dabei, wie der Kurvenverlauf schon impliziert, dass im Fall des Kreiszyinders keine Querkraftkomponente

pro Ebene vorliegt, beim Seil indes schon. Hier entfällt die Querkraftkomponente nur bei zu $\beta = 180^\circ$ symmetrischen Verläufen. Dies resultiert in einer strömungsinduzierten Querkraft am Seil. Auch bei einem größeren Anströmwinkel (vgl. Abb. 4.16) passen die

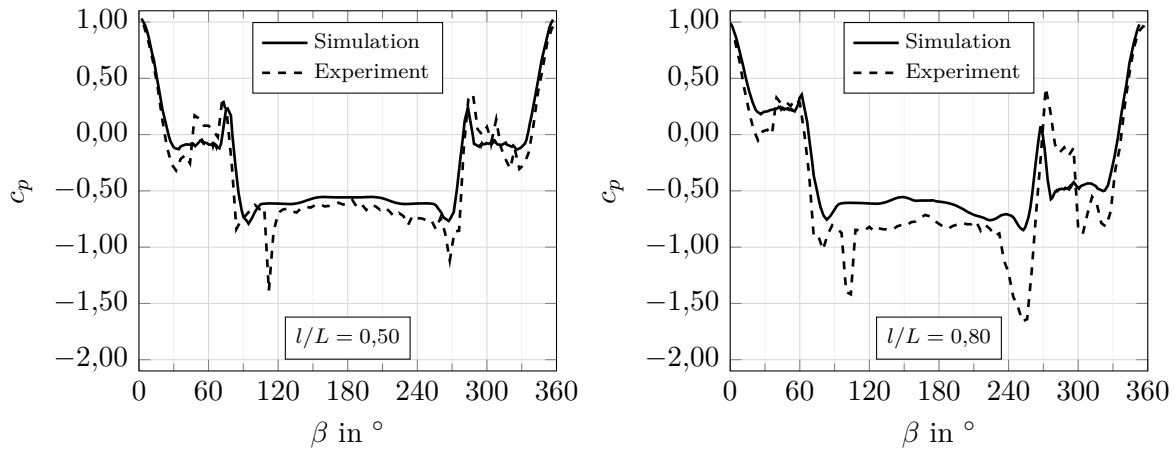


Abbildung 4.16: Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p vom Seilmodell

$L_S/D_S = 6,31$ bei $\alpha = -80^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch

Verläufe der Druckbeiwerte für Simulation und Experiment relativ gut zueinander. Die Extrema der Unterdruckbeiwerte werden von der Simulation schlechter getroffen und die negativen Druckgradienten weichen stärker voneinander ab. Dies kann durch eine feinere Vernetzung im wandnahen Bereich reguliert werden. Dennoch zeigt sich, dass die numerische Vorgehensweise mit einer RANS geeignet ist, um eine erste Abschätzung von den zu erwartenden Drücken zu erhalten. Für weiterführende Optimierungen der Simulation müssen die Erkenntnisse der experimentellen Untersuchungen herangezogen werden.

Im nächsten Schritt werden die beiden Seilmodelle gegenübergestellt. Hierbei werden ebenfalls exemplarisch die Querschnittebenen $l/L = 0,50$ und $l/L = 0,80$ betrachtet. In Abb. 4.17 ist für verschiedene Anströmwinkel die Ebene $l/L = 0,50$ dargestellt. Für $\alpha = -90^\circ$ ist der c_p -Verlauf weitestgehend identisch. Bei $\beta \approx 40^\circ$ erfolgt die Strömungsablösung an dem Luv-seitigen Kardeel des Seilmodells 2 ($L_S/D_S = 4,66$) bei einem höheren Unterdruck ($c_p = -0,5$) als bei Seilmodell 1 ($L_S/D_S = 6,31$). Selbiges gilt bei der zweiten und endgültigen Ablösung vom hinteren Kardeel ($\beta \approx 90^\circ$, $c_p \approx -1,2$). Unter Berücksichtigung der BERNOULLI-Gleichung (2.3) bedeutet dies eine geringere Strömungsgeschwindigkeit im modellnahen Bereich des Seilmodells 2.

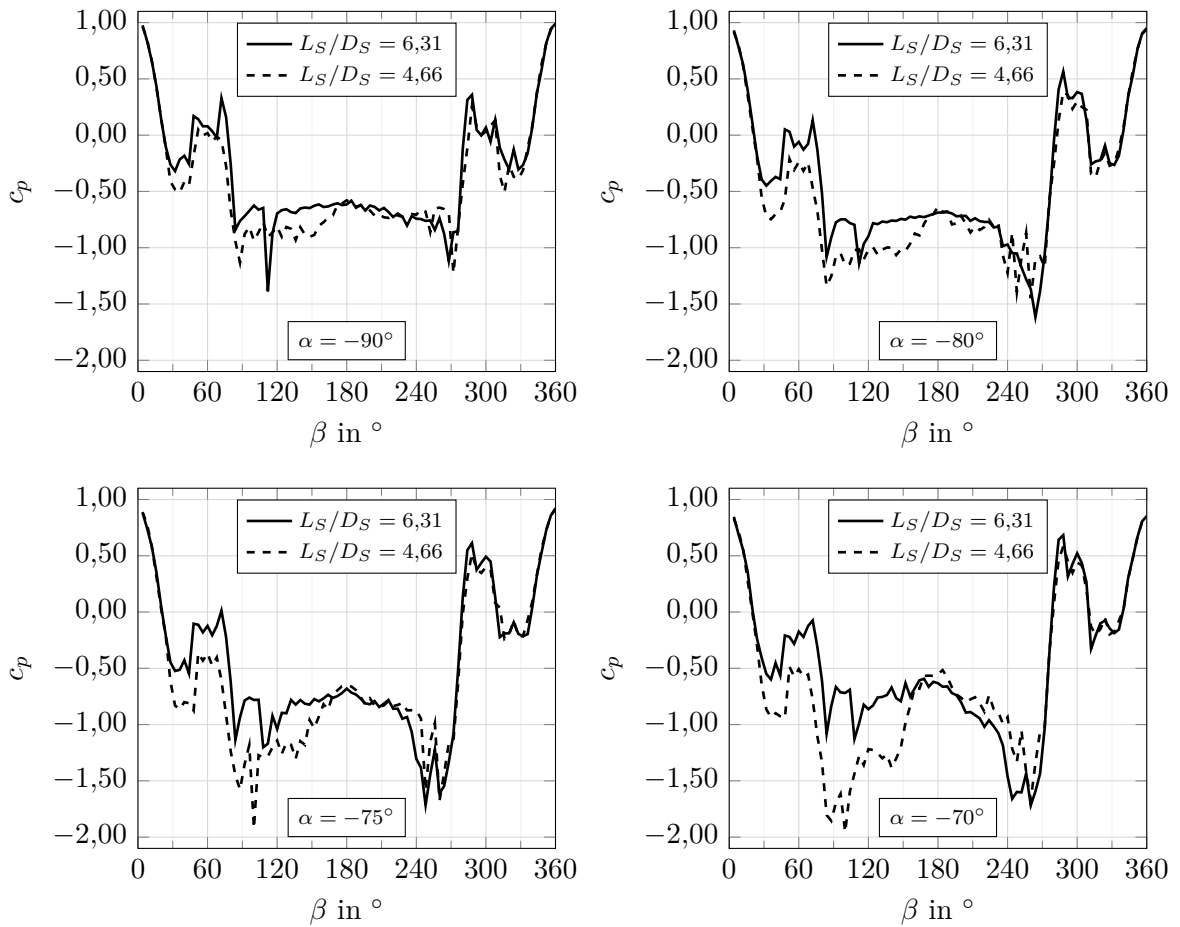


Abbildung 4.17: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $l/L = 0,50$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$

Auffällig ist, dass für alle Anströmwinkel die Diskrepanz zwischen den Modellen im Bereich $\beta = 0^\circ \dots 180^\circ$ deutlich stärker ausgeprägt ist als bei $\beta = 180^\circ \dots 360^\circ$. Das Gleiche kann auch in Abbildung 4.18 für die Ebene $l/L = 0,80$ beobachtet werden. Mit zunehmendem Anströmwinkel nimmt die Abweichung zu. Darüber hinaus zeigt sich gerade bei dem symmetrisch zur Anströmrichtung ausgerichteten Querschnitt $l/L = 0,5$, dass mit steigendem Anströmwinkel im Bereich $\beta = 180^\circ \dots 360^\circ$ der Unterdruck am Seilmodell 1 deutlich größer ist als auf der gegenüber liegenden Seite. Eine Erklärung für diese Beobachtung kann die helixförmige Struktur und der z-Schlag (siehe Abschnitt 1.3.2 Abb. 1.4) des Seils liefern. Wird der Kardeelvektor \vec{k} , welcher der Mittellinie eines Kardeels folgt, betrachtet, so ist dieser für $\beta = 180^\circ \dots 360^\circ$ der Anströmrichtung entgegengesetzt und von $\beta = 0^\circ \dots 180^\circ$ nicht. Da die kinetische Energie

des umströmenden Fluids noch nicht vollständig dissipiert ist, wird dieses dem \vec{k} Vektor folgend abgelenkt und versetzt so dem gesamten System einen Drall. Dies bewirkt

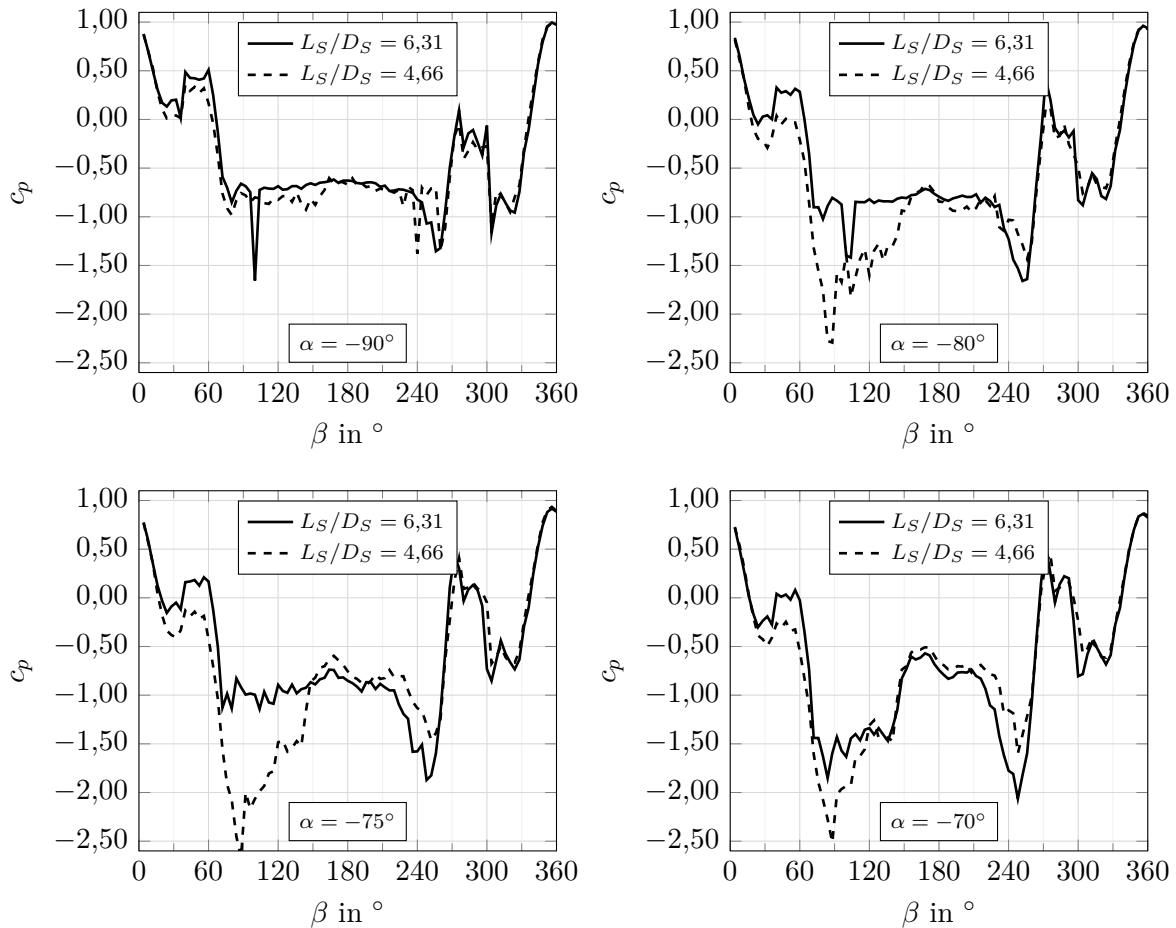


Abbildung 4.18: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $l/L = 0,80$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$

im Bereich von $\beta = 0^\circ \dots 180^\circ$ eine höhere Fluidgeschwindigkeit und folglich einen geringeren Unterdruck, wohingegen bei $\beta = 180^\circ \dots 360^\circ$ eine verminderte Fluidgeschwindigkeit resultiert und dementsprechend der Unterdruck höher ausfällt.

Auffällig ist zudem, dass ab einem Anströmwinkel von $\alpha = -75^\circ$ der Unterdruck für die Ebene $l/L = 0,50$ bei Seilmodell 2 für $\beta = 0^\circ \dots 180^\circ$ deutlich zunimmt. Es liegt die Vermutung nahe, dass dies mit dem kleineren Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis und damit der etwas gestauchteren Struktur zusammenhängt.

In Abb. 4.18 zeigt sich für $\alpha = -90^\circ$, mit Ausnahme von zwei „Ausreißern“, eine gute Übereinstimmung der Kurvenverläufe in beiden Bereichen. Mit zunehmendem α wird

hierbei wieder deutlich, dass sich der c_p -Verlauf bei $\beta = 180^\circ \dots 360^\circ$ zwischen den Modellen nur geringfügig unterscheidet, während zwischen $\beta = 0^\circ \dots 180^\circ$ diese deutlich hervortreten. Der größte Unterschied liegt bei $\alpha = -75^\circ$ zwischen $\beta \approx 70^\circ$ und $\beta \approx 150^\circ$ vor. Während bei $L_S/D_S = 4,66$ der Druckbeiwert auf bis zu $c_p \approx -2,6$ abfällt, bleibt bei $L_S/D_S = 6,31$ dieser im Mittel bei $c_p \approx -1,0$. Erst ab $\alpha = -70^\circ$ fällt auch bei Seilmodell 1 der Wert an dieser Stelle auf $c_p \approx -1,9$. Des Weiteren aus in den Darstellungen zu erkennen, dass die Ablösung der Strömung vom Modell mit zunehmendem Anströmwinkel immer weiter nach hinten wandert. Während beispielsweise am Seilmodell 1 bei senkrechter Anströmung die endgültige Ablösung bei $\beta \approx 260^\circ$ liegt, erfolgt sie bei $\alpha = -70^\circ$ bei $\beta \approx 250^\circ$.

Die Diagramme in Abb. 4.18 ermöglichen eine umfassende quantitative Analyse einzelner Querschnitte. Um die gesamte Struktur zu erfassen, wird auf die Darstellungsweise in Abb. 4.19 zurückgegriffen, in der direkt alle Ebenen aufgetragen sind. Für beide Modelle sind die Ergebnisse bei senkrechter Anströmung dargestellt.

Es zeigt sich für beide Modelle eine periodisch wiederkehrende Folge des Beiwertverlaufs über die Schlaglänge. Diese Periodizität korreliert direkt mit der Anzahl der Kardeele. Druckpunkte entlang der Fadenlänge erfahren eine örtliche Schwankung auf Grund der Abhängigkeit vom Anstellwinkel und unter Berücksichtigung des örtlichen Fadenquerschnitts zur Anströmung. Für eine integrale Betrachtung der Druckverteilung bietet es sich an, von einem Sektor der Druckpunktlage zu sprechen. So zeigt sich bei beiden Modellen deutlich, dass hier unter anderem von einem Staudrucksektor gesprochen werden kann. Dieser ist im starken Maße abhängig vom jeweiligen Querschnitt und hat eine maximale Sektorbreite von $\beta \approx \pm 30^\circ$ in der Ebene $l/L = 1,0$ und auf Grund der Periodizität auch bei $l/L = 1/3$ sowie $l/L = 2/3$. Wie schon die Einzelbetrachtungen von den Abbildungen 4.17 und 4.18 sowie die im Anhang befindliche Abbildung A.10 für senkrechte Anströmung zeigen, unterscheiden sich die Druckbeiwertverläufe im Lee-seitigen Bereich zwischen den Modellen nur minimal. Besonders im Sektor $\beta \approx 60^\circ \dots 90^\circ$ ist c_p für $L_S/D_S = 4,66$ tendenziell größer als für das Seil mit dem größeren L_S/D_S -Verhältnis. Zusätzlich zeigt sich in dem Sektor bei der Betrachtung der Ebenen $l/L = 0,6$ und $l/L = 0,7$, dass sich bei Seilmodell 2 das c_p -Gebiet mit einem Wert um $-1,5$ auf einen größeren Bereich der Schlaglänge erstreckt als bei Seilmodell 1. Dieses Erscheinungsbild lässt sich auf die kürzere Schlaglänge von Seilmodell 2 zurückführen. Auf der gegenüberliegenden Seite ist dies nicht so prägnant ausgebildet. Dies kann der gewählten Auflösung der Darstellung geschuldet sein, da stärker ausgeprägte Bereiche nicht dargestellt werden. Dennoch lässt sich für beide Modelle erkennen, dass

selbst bei senkrechter Anströmung eine strömungsinduzierte Querkraftkomponente zu erwarten ist. Dies würde sich mit den Ergebnissen von STENDEL [54] und HALBECK

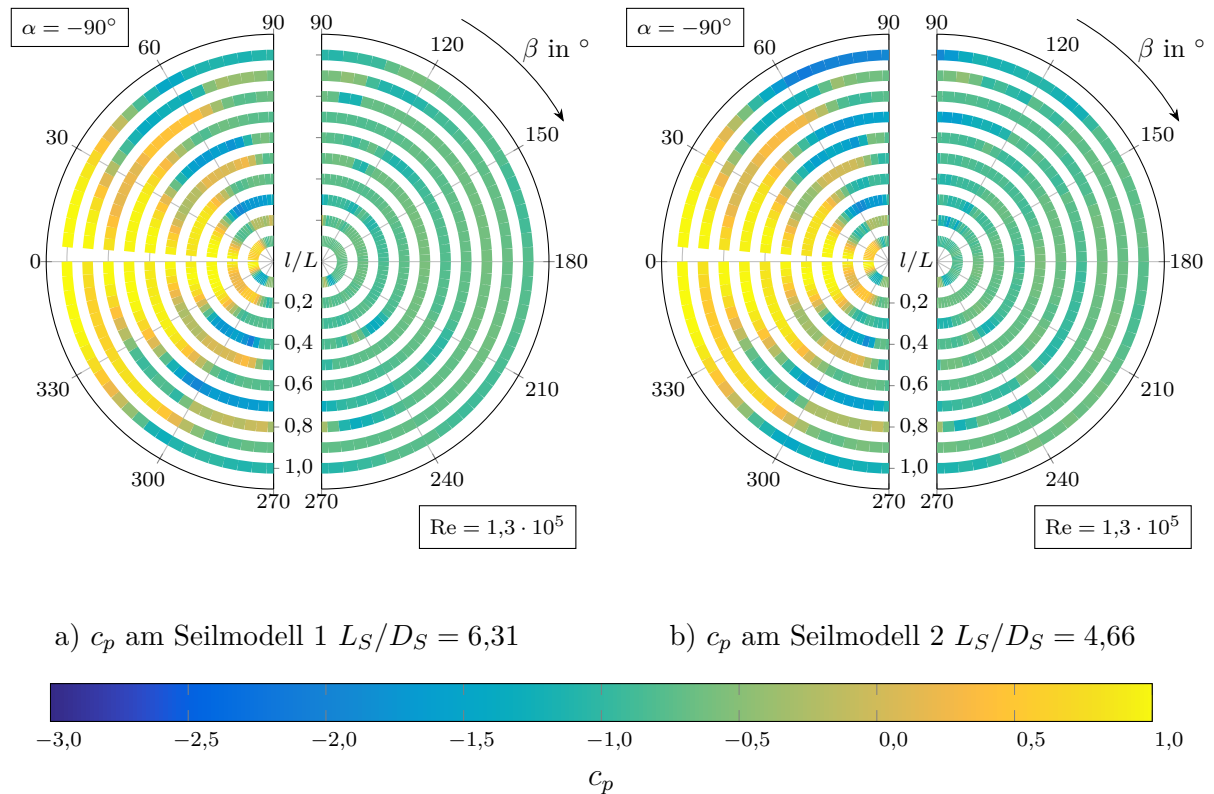


Abbildung 4.19: Experimentell ermittelte Druckbeiwertverteilung über eine komplette Schlaglänge

[18] decken, die ebenfalls eine Querkraftkomponente bei senkrechter Anströmung an sechskardeeligen Kurrleinenmodellen gemessen haben. Um die Beobachtung zu bestätigen, ist es jedoch notwendig, den Druckbeiwertverlauf über die gesamte Oberfläche zu integrieren und die resultierende Kraft in die Einzelkomponenten aufzuschlüsseln (siehe Abschnitt 4.5).

Wird der Anströmungswinkel auf $\alpha = -75^\circ$ gesetzt (vgl. Abb. 4.20), verändert sich die Druckverteilung an beiden Modellen signifikant. Es bildet sich ein dominantes Unterdruckgebiet im Bereich von $\beta \approx 60^\circ \dots 90^\circ$ aus, während bei beiden Modellen bei $\beta \approx 265^\circ \dots 295^\circ$ in einzelnen Ebenen der Druckbeiwert deutlich positiv wird. Schon daran wird ersichtlich, dass eine Querkraft und ihre Wirkungsrichtung an den Seilmodellen angreift. Zudem zeigt sich, wie schon für $\alpha = -90^\circ$, dass im Sektor $\beta \approx 60^\circ \dots 90^\circ$ für Seilmodell 2 der Druckbeiwert über mehrere Ebenen stärker ausge-

prägt ist als in dem des anderen Modells. Es ist zu erwarten, dass der Querkraftbeiwert für das Seilmodell 2 deutlich größer ausfällt als bei Seilmodell 1.

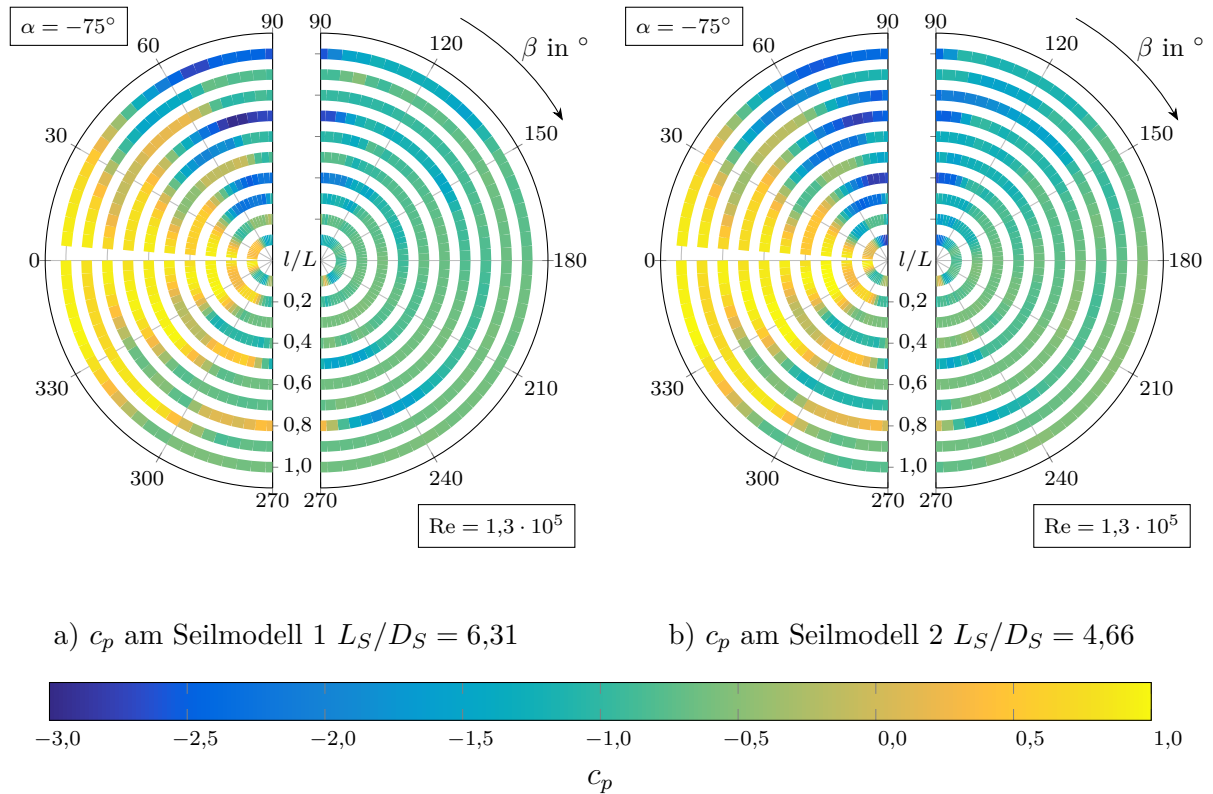


Abbildung 4.20: Experimentell ermittelte Druckbeiwertverteilung über eine komplette Schlaglänge

Die Polardiagramme haben gezeigt, dass gerade bei Schräganströmung das Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis von Seilen einen signifikante Einfluss auf die Druckverteilung entlang des Seilquerschnitts sowie über die Schlaglänge hat. Zusätzlich spielt auch die Anzahl der Kardeele eine wesentliche Rolle.

4.5 Druckinduzierte Kräfte

Aus den numerisch und experimentell gewonnenen Daten zur Druckverteilung entlang der Oberfläche kann durch Integration des Differenzdrucks $\Delta p = p - p_\infty$ über die Körperoberfläche S die Druckkraftverteilung beziehungsweise die Gesamtdruckkraft berechnet werden.

$$F_p = - \int_S (p - p_\infty) \cdot \vec{n}_S \cdot dS \quad (4.3)$$

Der Elementnormalenvektor $\vec{n}_S = [n_n \ n_b \ n_t]^T$, welcher normal auf der Fläche eines infinitesimalen Elements dS steht, ermöglicht zusätzlich die Zerlegung der Druckkraft $F_p = [F_n \ F_b \ F_t]^T$ eines Elementes in die körperfesten Kraftkomponenten. Im Fokus dieser Arbeit steht die Binormalkraft F_b , welche der strömungsinduzierten Querkraft F_q gleichzusetzen ist. Die Orientierung dieser Komponente ist auch bei einem Anströmwinkel $\alpha \neq -90^\circ$ unverändert, da sie senkrecht auf der von Fadenvektor \vec{f} und Anströmvektor \vec{u}_∞ aufgespannten Ebene steht. Die Normalkraft F_n wurde in diversen Arbeiten¹ sowohl experimentell als auch numerisch umfassend untersucht. Sie findet in dieser Arbeit insofern Beachtung, als das sie der Überprüfung der verwendeten Gleichung (4.3) für die integrale Druckkraft dient. Für einen Kreiszyylinder reduziert sich \vec{n}_S auf

$$\vec{n}_S = \begin{bmatrix} n_n \\ n_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta \\ \sin \delta \end{bmatrix} \quad . \quad (4.4)$$

Der Winkel δ bezeichnet den Winkel zwischen der Elementnormalen im Mittelpunkt eines Flächenelements und der Hauptströmungsrichtung. Im Fall des Kreiszyinders ist dieser identisch mit dem Umlaufwinkel β , welcher die Messpunkte auf einen Kreisquerschnitt projiziert. Werden die Gleichungen (4.3) und (4.4) zusammengeführt, ergibt sich daraus

$$F_p = \begin{bmatrix} F_n \\ F_q \end{bmatrix} = - \int_S \Delta p \cdot \begin{bmatrix} \cos \delta \\ \sin \delta \end{bmatrix} \cdot dS \quad . \quad (4.5)$$

Der Differenzdruck Δp ist abhängig vom jeweiligen Messpunkt und folgt aus der Druckbeiwertverteilung.

$$c_p = \frac{\Delta p}{1/2 \cdot \rho \cdot u_\infty^2} \quad \rightarrow \quad \Delta p = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_\infty^2 \cdot c_p \quad (4.6)$$

¹Exemplarisch seien Arbeiten von STENDEL [54], HAHLEBECK [18], SHE et al. ([50], [51]), HUANG et al. ([21], [20]) oder CHENG [6] genannt.

Die infinitesimale Elementgröße dS ergibt sich für einen Kreiszyylinder aus der Bogenlänge eines Kreises und einer Höhe l

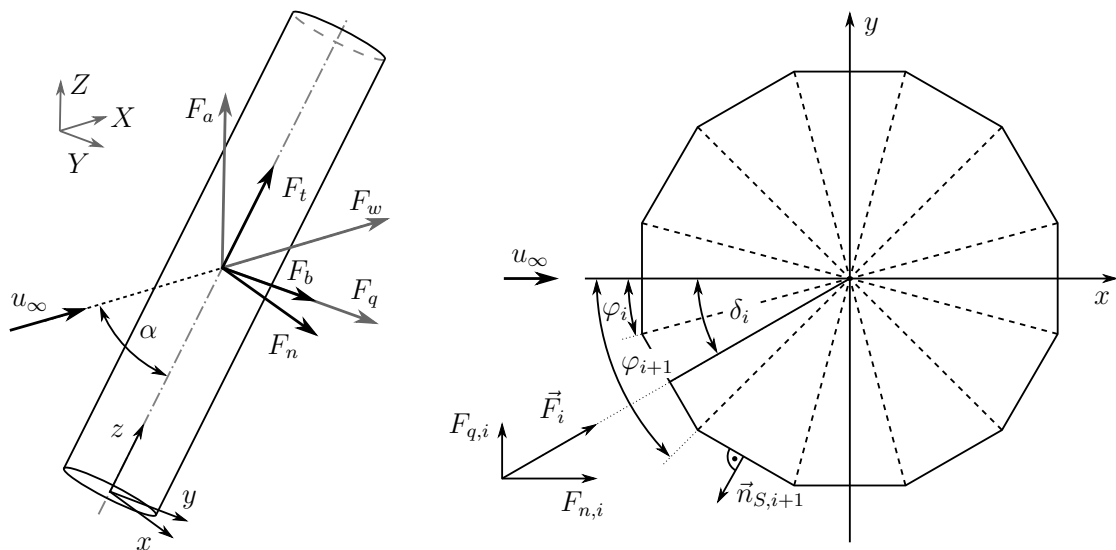
$$dS(\varphi) = l \cdot R \cdot \sin \varphi \, d\varphi \quad (4.7)$$

und für ein dreikardeciliges Seil unter der Annahme, dass die Kardecle mit Ellipsen approximiert werden können, aus der Bogenlänge einer Ellipse und der Höhe l

$$dS(\varphi) = l \cdot \sqrt{a_e^2 \cdot \cos^2 \varphi + b_e^2 \cdot \sin^2 \varphi} \, d\varphi \quad . \quad (4.8)$$

Dabei sind a_e und b_e gleichbedeutend mit der großen Halbachse (a_e) und der kleinen Halbachse (b_e) einer Ellipse. Auf Grund einer besseren Übersicht wird im Folgenden exemplarisch mit dem Kreiszyylinder gearbeitet. So folgt aus den Gleichungen (4.5) bis (4.7) für die Querkraftkomponente F_q

$$dF_q = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_\infty^2 \cdot c_p \cdot \sin \delta \cdot l \cdot R \cdot \sin \varphi \, d\varphi \quad . \quad (4.9)$$



a) Räumliche Kräftearstellung b) Druckkraft an einem Element eines Querschnitts bei senkrechter Anströmung

Abbildung 4.21: Exemplarische Darstellung fluidinduzierter Kräfte an einem Kreiszyylindersegment

Alternativ zur Integration einer bekannten Funktion $f(c_p)$ des Druckbeiwertverlaufs über die Körperoberfläche kann, sofern nur einzelne Punkte von $f(c_p)$ bekannt sind, eine numerische Integration durchgeführt werden. Dabei wird der Querschnitt in i Elemente zerlegt (vgl. Abb. 4.21). Für jedes Element werden anschließend die wirkenden Kräfte berechnet und summiert.

$$F_q = \sum_{i=1}^N dF_q = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_\infty^2 \cdot c_{p,i} \cdot \sin \delta_i \cdot dS(\underbrace{\varphi_{i+1} - \varphi_i}_{=\Delta\varphi}) \quad (4.10)$$

Die Güte des Ergebnisses ist dabei abhängig von der Auflösung der Oberfläche, hier von der Anzahl der Messpunkte. Um $\Delta\varphi$ zu ermitteln, wird auf die beiden benachbarten Elemente zurückgegriffen, im Speziellen auf die Mitte der Strecke. Somit ergibt sich für $\Delta\varphi$ die nachfolgende Gleichung:

$$\Delta\varphi = \underbrace{\frac{\delta_{i+1} - \delta_i}{2}}_{=\varphi_{i+1}} + \underbrace{\frac{\delta_i - \delta_{i-1}}{2}}_{=\varphi_i} \quad (4.11)$$

Basierend auf den Erkenntnissen von PÜTTMANN [38] wurde die These postuliert, dass die Auslenkung des Nachlaufs eines Seils ein Maß für das Verhältnis zwischen Querkraft und Normalkraft pro Schlaglänge darstellt.

4.5.1 Numerische und experimentelle Ergebnisse der integralen Druckkräfte am Seil

Wird der Druckbeiwertverlauf über die Oberfläche der untersuchten Modelle integriert, so ergeben sich die auf den Körper wirkenden Kräfte. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass der Widerstand F_w sich aus einer Druck- und Reibungskomponente zusammensetzt.

$$F_w = F_p + F_f \quad (4.12)$$

Nach HUCHO [22] macht bei einem stumpfen Körper der Druckanteil F_p etwa 90 % und der Reibungsanteil F_f etwa 10 % am Widerstand aus. Wird der Widerstand von Körpern verglichen, muss daher berücksichtigt werden, wie und was konkret gemessen wurde. Im Fall der vorliegenden Arbeit wurden keine Kraftmessdosen sondern ausschließlich Drucksensoren eingesetzt. Kraftmessdosen ermöglichen es, die Gesamtkraft zu messen, jedoch ist es nicht möglich, die Anteilsverteilung (Druck/Reibung) zu

ermitteln. Um diese zu erhalten, muss die druckinduzierte Kraft und die Wandschubspannung (Reibung) separat gemessen werden. Die Wandschubspannung kann unter anderem mit einem Grenzschichtprofilsensor ermittelt werden. Für die Querkraft ist dies nicht nötig, da diese ausschließlich ein Resultat der Druckverteilung sind.

Um die Ergebnisse der Versuchsobjekte besser gegenüberstellen zu können, werden die dimensionslosen Kraftbeiwerte (c_n und c_q) bestimmt.

$$c_n = \frac{F_n}{1/2 \cdot \rho \cdot u_\infty^2 \cdot D_S \cdot L_S} \quad (4.13)$$

$$c_q = \frac{F_q}{1/2 \cdot \rho \cdot u_\infty^2 \cdot D_S \cdot L_S} \quad (4.14)$$

Dabei ist F_q die Querkraft, welche senkrecht auf der vom Fadenvektor \vec{f} und Anströmvektor \vec{u}_∞ aufgespannten Ebene steht. Die Normalkraft F_n liegt in der von \vec{u}_∞ und \vec{f} aufgespannten Ebene und steht darüber hinaus normal auf dem Fadenvektor.

Die numerische Integration der experimentell ermittelten Druckverteilung am Kreiszylinder bei senkrechter Anströmung ergibt einen Normalkraftbeiwert von $c_n = 0,878$. Dem gegenüber steht der aus der CFD-Simulation erhaltene Wert von $c_n = 0,902$. Die Abweichung des Ergebnisses ist minimal, wenn berücksichtigt wird, dass im Experiment die Wandschubspannung nicht gemessen wurde und somit die errechnete Normalkraft geringer ausfällt. Außerdem stellt die RANS die Druckverteilung nach der Ablösung auf Grund der starken Turbulenz der Strömung ungenau dar. Die im vorherigen Abschnitt beschriebene Vorgehensweise zur Bestimmung der Kräfte am Modell kann somit angewendet und auf die Seilmodelle übertragen werden.

In Tabelle 4.1 sind die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Normalkraftbeiwerte für $\alpha = -90^\circ$ und die Beiwerte anderer Veröffentlichungen gegenübergestellt. Es sei angemerkt, dass bei senkrechter Anströmung die Normalkraft der Widerstandskraft entspricht. Zusätzlich wird die Anzahl der Kardeele n_K sowie der Reynoldszahlbereich der untersuchten Seile angegeben. Es zeigt sich, dass trotz eines fehlenden Reibungsanteils die Werte mit denen der anderen Autoren korrelieren. Darüber hinaus ergibt sich aus dem Vergleich, dass die Reynoldszahl eine untergeordnete Rolle spielt. Entscheidender ist die verwendete Methodik und die damit einhergehende Genauigkeit der Ergebnisse. So zeigt sich, dass WANG et al. [58] mit der zweidimensionalen numerischen Simulation, welche benachbarte Querschnittebenen unberücksichtigt lässt, die größte Diskrepanz aufweist. Auch von HUANG et al. [21] weichen die Ergebnisse deutlich ab. Die Autoren haben in ihren experimentellen Untersuchungen mit Originalseilen gear-

Tabelle 4.1: Widerstandsbeiwerte bei senkrechter Anströmung

Modell	n_K	$\lambda = L/D$	L_S/D_S	c_w	Re
Seil 1 (Sim.)	3	∞	6,31	0,88	$1,3 \cdot 10^5$
Seil 1 (Exp.)	3	6,31	6,31	0,90	$1,3 \cdot 10^5$
Seil 2 (Exp.)	3	6,31	4,66	0,92	$1,3 \cdot 10^5$
STENGEL [18]	6	∞	N/A	1,08	$2,6 \cdot 10^5 \leq \text{Re} \leq 7,1 \cdot 10^5$
HAHLBECK [18]	6	29	N/A	0,95	$0,52 \cdot 10^5 \leq \text{Re} \leq 1,22 \cdot 10^5$
HUANG et al. [21]	3	33,3	N/A	1,33	$2,5 \cdot 10^3 \leq \text{Re} \leq 3,0 \cdot 10^4$
CHENG et al. [6]	3	10	N/A	0,88	3900
WANG et al. [58]	3	–	N/A	1,38	3900

beitet, die an beiden Enden eingespannt waren. Die Abweichungen können ihre Ursache in einer möglichen strömungsbedingten Auslenkung haben.

Der Querkraftbeiwert c_q wurde ebenfalls mittels numerischer Integration berechnet und ist in Abbildung 4.22 über den Anströmwinkel aufgetragen. Die Beiwerte der Simulation decken sich nicht komplett mit den dazugehörigen experimentellen Ergebnissen. So wird bei senkrechter Anströmung erwartet, dass c_q gleich Null ist, wie es sich auch in der Simulation darstellt. Es zeigt sich hingegen, dass unter anderen HAHLBECK und STENGEL in ihren experimentellen Untersuchungen ebenfalls für $\alpha = -90^\circ$ ein $c_q \neq 0$ erhalten haben. Die Ursache hierfür liegt gegebenenfalls in der CFD-Simulation, da dort ein ideales, unendlich ausgedehntes Seil berechnet wurde, was sich in dieser Form in einem experimentellen Aufbau nicht umsetzen lässt. Im Laborversuch musste an dieser Stelle mit Endscheiben oder An- und Auslaufstücken gearbeitet werden. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass eine RANS-Simulation gerade bei turbulenten Strömungen Schwächen aufweist, sodass beispielsweise eine Large-Eddy-Simulation, wie sie CHENG et al. [6] durchgeführt haben, genauere Ergebnisse liefern kann.

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse beider Seilmodelle zeigt einen weitestgehend ähnlichen Verlauf mit dem Unterschied, dass beide Kurven versetzt sind. In beiden Fällen liegt der Wendepunkt bei $\alpha = -70^\circ$. Während das Seil mit $L_S/D_S = 6,31$ an diesem Punkt ein $c_q \approx -0,26$ aufweist, liegt das Seil mit $L_S/D_S = 4,66$ bei $c_q \approx -0,41$. Da sowohl der Versuchsaufbau als auch die Gesamtmodelllänge und somit der Abstand der Druckmessebene für beide Modelle identisch war, kann der Unterschied mit der geometrischen Form, explizit mit dem Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis, begrün-

det werden. Allgemein zeigt der Vergleich mit den Ergebnissen von Kurrleinenmodellen, dass sich die Ergebnisse für die Seilmodelle gut in das Gesamtbild einfügen. Eine Gegenüberstellung mit anderen dreikardeeligen Seilen ist leider nicht möglich, da keine weiteren Ergebnisse bekannt sind.

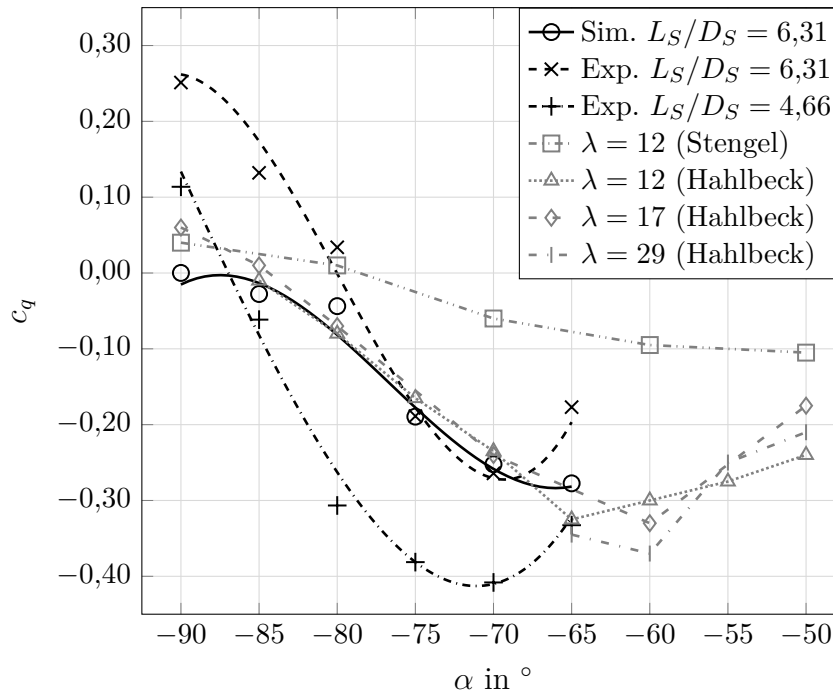


Abbildung 4.22: Gegenüberstellung der Querkraftbeiwerte von sechskardeeligen Kurrleinenmodellen (STENGEL & HAHLBECK) mit dreikardeelig Seilmodellen

In Abbildung 4.23 sind die Normalkraftbeiwerte der Seil- und Kurrleinenmodelle dargestellt. Die Beiwerte der Seile fallen größer aus als die der Kurrleinen. Dies deckt sich mit den Erkenntnissen von SHE et al. ([50] und [51]), wonach der Widerstand (identisch zur Normalkraft bei $\alpha = -90^\circ$) von dreikardeeligen Seilen größer ist als von sechskardeeligen. Dies lässt sich auf die höhere Rauigkeit bedingt durch die größere Profiltiefe des dreikardeeligen Seils zurückführen. Der Verlauf der Kurven ist denen der Kurrleinen ähnlich, dennoch passt der Einbruch von c_n an der Stelle $\alpha = -80^\circ$ für das Seil mit $L_S/D_S = 6,31$ sowie bei dem Seil mit $L_S/D_S = 4,66$ an der Stelle $\alpha = -75^\circ$ nicht ins Bild. Dies wird eventuell durch die Lagerung des Modells verursacht. Wie im Abschnitt 3.2.2 beschrieben, ist das Modell am Fußpunkt fest auf einen Drehtisch montiert, wobei das obere Ende mit drei Drähten abgespannt ist. Wie sich während der Versuche gezeigt hat, wurden die Modelle in bestimmten Konfiguratio-

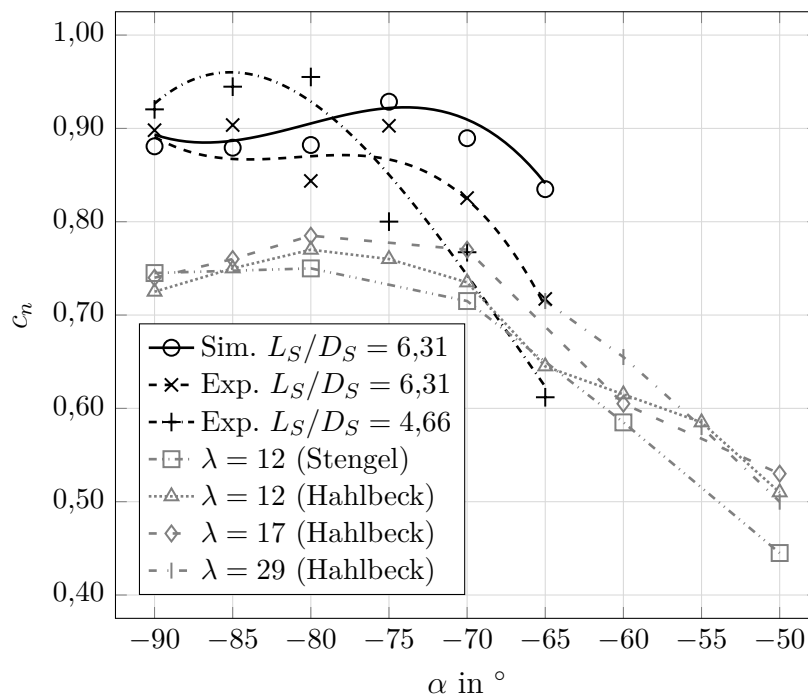


Abbildung 4.23: Gegenüberstellung der Normalkraftbeiwerte von sechskardeckigen Kurrleinenmodellen (STENDEL & HAHLEBECK) mit dreikardeckig Seilmodellen

nen stärker von der Strömung zu Schwingungen angeregt. Diese Schwingungen können einen Einfluss auf das Geschwindigkeitsprofil entlang der Körperoberfläche haben und somit die Druckmessungen beeinflussen. Eine beidseitig feste Lagerung, die eine Rotationsbewegung des Modells ermöglicht, kann die strömungsinduzierten Schwingungen reduzieren.

4.5.2 Auftrieb nach Kutta-Joukowski

Die strömungsinduzierte, hydrodynamische Querkraft F_q an einem gedrehten Seil führt zu einer schlagrichtungsabhängigen Formänderung des Seils. Diese wird durch die feste Einspannung an den Seilenden eingeschränkt, andernfalls wäre eine freie Bewegung in Formänderungsrichtung möglich. Zusätzlich zeigt das Strömungsbild eine Auslenkung von der Hauptströmungsachse weg, was die Existenz einer Zirkulation vermuten lässt. Dies weist Ähnlichkeiten mit der Ablenkung der Strömung beim Magnus-Effekt am

rotierenden Zylinder auf. Die KUTTA-JOUKOWSKI Formel

$$F_A = \rho \cdot u_\infty \cdot \Gamma \cdot L_S \quad (4.15)$$

für den Auftrieb F_A an zylindrischen Körpern mit beliebigen Querschnitt in einer reibungslosen Strömung mit Zirkulation, liefert hier einen Ansatz. Der hier erwähnte Auftrieb ist der Binormal- beziehungsweise Querkraft in dieser Arbeit gleichzusetzen. Bei einer bekannten Kraft liegt mit Gleichung (4.15) eine Formel zur Bestimmung der Zirkulation Γ vor.

Aus den experimentell ermittelten Querkraften kann mit der Gleichung

$$c_q(\alpha) = \frac{2 \cdot F_q(\alpha)}{\rho \cdot u_\infty^2 \cdot L_S \cdot D_S} \quad (4.16)$$

ein dimensionsloser Querkraftbeiwert $c_q(\alpha)$ in Abhängigkeit vom Anströmwinkel α bestimmt werden. In Abbildung 4.24 sind exemplarisch die von HAHLEBECK [18] ermittelten Querkraftbeiwerte für ein Kurrleinenmodell aufgetragen. Es zeigt sich, dass für den Querkraftbeiwert von Kurrleinen eine approximierte Funktion $c_q(\alpha)$ gefunden werden kann.

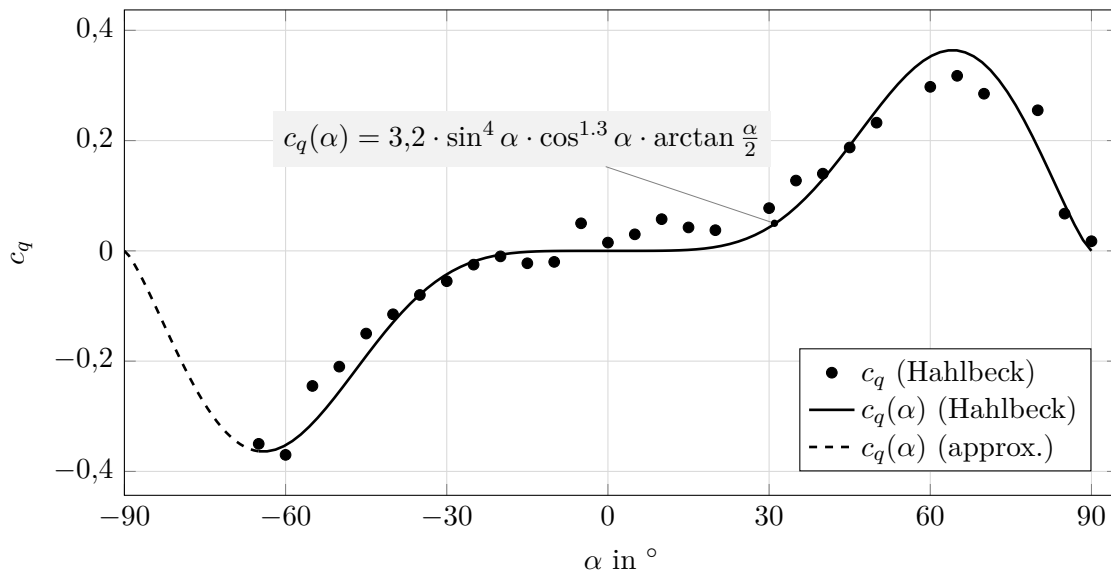


Abbildung 4.24: Querkraftbeiwerte einer Kurrleine nach HAHLEBECK [18]

Unter der Prämisse, dass der nach KUTTA-JOUKOWSKI definierte Auftrieb der Querkraft an gedrehten Seilen entspricht, gilt

$$F_A = F_q \quad (4.17)$$

und führt bei entsprechendem Einsetzen und Umstellen der Gleichung nach der Zirkulation Γ zu

$$\Gamma = \frac{1}{2} \cdot u_\infty \cdot D_S \cdot c_q(\alpha) \equiv \frac{1}{2} \cdot \nu \cdot \text{Re} \cdot c_q(\alpha) \quad . \quad (4.18)$$

Die vorherigen Arbeiten haben gezeigt, dass die Kräfte am Seil und somit auch der Querkraftbeiwert nur im geringen Maße von der Reynoldszahl, jedoch im hohen Maße vom Anströmwinkel abhängig sind. Somit lässt sich für die Zirkulation eine Abhängigkeit von der kinematischen Viskosität des Fluids ν und dem Anströmwinkel α festhalten. Für die von HAHLEBECK exemplarisch gewählte Kurrleine ergibt sich der in

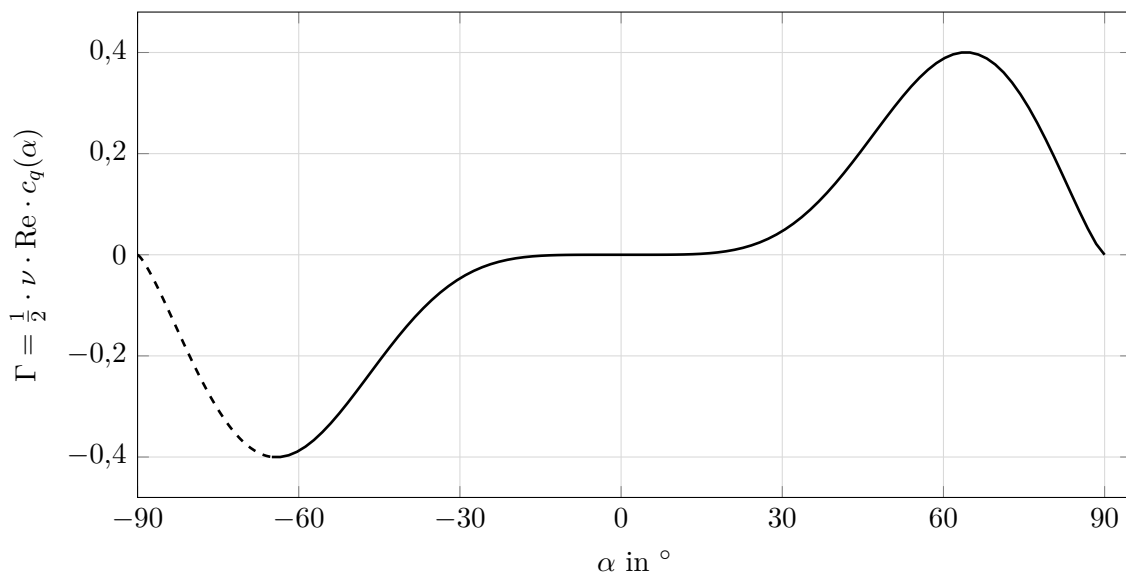


Abbildung 4.25: Zirkulation einer Kurrleine nach HAHLEBECK [18]

Abb. 4.25 dargestellte Zirkulationsverlauf. Auf Grund des geringen Datensatzes ist es nicht möglich, eine Zirkulationsverteilung für dreikardeelige Seile zu ermitteln. Auch über die Abhängigkeit der Verteilung von dem Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis lässt sich vorerst keine Aussage treffen. Eine Ausdehnung der Versuche auf einen größeren Anstellwinkelbereich kann hier Abhilfe schaffen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die strömungsinduzierten, hydrodynamischen Kräfte an mehrkardeelig geschlagenen Seilen im Großen Niedergeschwindigkeitswindkanal des Lehrstuhls für Meerestechnik an der Universität Rostock untersucht. Der Fokus lag dabei auf der am Seilelement wirkenden Binormalkraft, die in vorherigen Arbeiten gemessen, deren Ursprung jedoch nicht näher untersucht wurde. Ausgehend davon, dass eine Kraft das Resultat des Produktes aus Druck und Fläche ist, wurde die Bestimmung der Druckverteilung entlang der Modelloberfläche als Kernpunkt der Untersuchungen gesetzt. Für die Druckkraft muss beachtet werden, dass diese stets normal auf eine Elementfläche wirkt. Ist die Wirkungsrichtung des Normalenvektors auf der gekrümmten Elementfläche bekannt, so kann diese in ihre körperfesten Komponenten zerlegt werden. Daraus resultiert für die Druckkraft am Flächenelement ein körperfester Normal- und Binormalkraftanteil. Dabei bezeichnet die Normalkraft den in der vom Fadenvektor und Anströmvektor aufgespannten Ebene liegenden, senkrecht auf dem Fadenvektor stehenden Anteil und die Binormalkomponente die senkrecht auf der Ebene stehende Kraft. Transformiert auf ein strömungsfestes Koordinatensystem entsprechen diese in gleicher Reihenfolge Widerstand und Querkraft.

Bei den gewählten Modellen handelt es sich um zwei im Z-Schlag gedrehte, einlagige Rundlitzenseile, bestehend aus jeweils drei Litzen/Kardeelen, sowie einem Kreiszyylinder mit identischen Abmaßen. Mit einer CAD-Software wurden diese Modelle konstruiert, um anschließend mit einem additiven Fertigungsverfahren (3D-Drucker) reale Körper herzustellen. Des Weiteren wurde der CAD-Datensatz eines Seilmodells und des Kreiszyinders für Simulationen in einer geeigneten CFD-Software eingebunden. Da der Versperrungsgrad des Windkanals die Baugruppendimensionen limitiert und nur geringe Druckdifferenzen zu erwarten waren, die präzise gemessen werden sollten, war es erforderlich, ein geeignetes Messkonzept und -system zu entwickeln, da herkömmliche Verfahren sich als ungeeignet erwiesen haben. Basierend auf Microcontrollertechnologie, I2C-Schnittstellen, bidirektionalen Differenzdrucksensoren sowie Umweltsensoren

wurde ein Messsystem entwickelt, das auch in kleine Baugruppen integriert werden kann und alle relevanten Daten bei kleinstmöglichen Druckschlauchlängen aufzeichnet. Das Messkonzept für die Versuchsreihen ermöglichte bei minimalem technischen Aufwand eine hohe Datendichte für die Modelle. Der Seilquerschnitt konnte mit neunzig gleichmäßig verteilten Messpunkten auf 360° und die betrachtete Modellhöhe von einer Schlaglänge (L_S) im Abstand von $1/180 \cdot L_S$ aufgelöst werden. Eine weitaus feinere Auflösung ist denkbar und mit einigem zeitlichen Aufwand auch umsetzbar. Dies war im Rahmen der Untersuchungen aber nicht erforderlich, da das wissenschaftliche Ergebnis dadurch nicht beeinflusst worden wäre.

Die CFD-basierten Daten dienen verschiedenen Zwecken. Einerseits wurde es als sinnvoll erachtet, mittels Numerik eine erste Vorauswahl an geeigneten Drucksensoren zu treffen. Zum anderen wurde ein Vergleichsdatensatz zu einer im Vorfeld durchgeführten Arbeit erzeugt, in der mittels Stereo-PIV das Nachstromfeld dreikardeeliger Seile vermessen wurde. Darüber hinaus wurde untersucht, inwiefern eine Simulation auf Basis der RANS für gedrehte Seile geeignet ist.

Da der Kreiszyylinder in vielen numerischen Simulationen als Ersatzmodell für die komplexe Struktur von gedrehten Seilen Verwendung findet und auf Grund der mannigfaltigen Untersuchungen anderer Arbeiten an diesem Körper, diente er überdies als Benchmark-Modell für den Versuchsstand und das Messsystem. Auf Basis des Kreiszyinders konnte, nach umfassenden Voruntersuchungen des Strömungsfeldes mit CTA-Sonden, der Versuchsstand überarbeitet und anschließend erfolgreich validiert werden. Auch das Messsystem wurde erfolgreich validiert, sodass im Anschluss die Versuchsreihen an den Seilmodellen durchgeführt werden konnten.

Die in den Messkampagnen gewonnenen Daten haben die Komplexität der Druckverteilung am Seil im Vergleich zum Kreiszyylinder aufgezeigt. Dies machte es erforderlich, eine neue Darstellungsweise der Daten zu erarbeiten. Hierfür wurden die Messpunkte im Seilquerschnitt auf einen Kreis projiziert und anschließend in ein Polardiagramm übertragen. Dabei stellt der Sektorwinkel den Umlaufwinkel im Querschnitt und die radiale Achse die Schnittebene l/L innerhalb einer Schlaglänge dar. Der gemessene Wert wird mit einer separaten Farbskala an der entsprechenden Position angegeben. Diese Darstellungsweise liefert den Vorteil, beispielsweise die Druckverteilung der Struktur im Gesamten zu erfassen. Jedoch sind die Aussagen, die getroffen werden können, nur qualitativer Natur. Für quantitative Aussagen empfiehlt sich die Darstellungsweise einzelner Querschnittebenen im klassischen Liniendiagramm.

Die Druckverteilung entlang des Fadenvektors ist entsprechend der Anzahl der Kardeele periodisch wiederkehrend. Außerdem wurde deutlich, dass die Approximation eines Seils durch einen Kreiszyylinder aus mehreren Gründen als ungeeignet betrachtet werden muss. Wie schon vorherige Untersuchungen bestätigten, induziert die Strömung an Seilen besonders bei Anstellwinkeln verschieden von $\pm 90^\circ$ eine Binormalkraft, welche am Kreiszyylinder nicht entsteht. Dies führt zu deutlich kleineren Schwingungsamplituden am Seil, was besonders bei Simulationen von Fluid-Struktur-Interaktionen berücksichtigt werden muss. Ein weiterer Punkt ist der dreidimensional ausgelenkte Nachstrom am Seil, der beim Kreiszyylinder in dieser Form nicht auftritt. Gerade bei einem Cluster von Seilkonstruktionen kann die richtige Einschätzung des Nachstroms eine entscheidende Rolle für die Positionierung weiterer Seile spielen.

Der Vergleich des Druckbeiwertverlaufs der Seilquerschnittebenen aus Simulation und Experiment hat gezeigt, dass die Simulation im Bereich der am Modell anliegenden Strömung bis zur ersten Ablösung mit den realen Werten weitestgehend übereinstimmt. Nach der ersten Ablösung legt sich die Strömung auch wieder an das Modell an, erreicht jedoch die experimentell ermittelten Werte nicht mehr. Ab der zweiten Ablösung steigt die Diskrepanz deutlich an. Bei Integration des Beiwertverlaufs über die Körperoberfläche führt dies zu Abweichungen der numerischen Kraftkomponenten von den experimentellen. Dennoch kann eine RANS-Simulation als geeignet betrachtet werden, um eine erste Näherung der Ergebnisse auch bei variierten Anströmwinkeln zu erhalten. Darüber hinaus lassen sich die Ergebnisse durch eine höhere Auflösung der Grenzschicht und insbesondere der wandnahen Schichten verbessern, ohne dabei die Rechenzeit signifikant zu steigern. Um den Nachstrom besser darzustellen, empfiehlt es sich, eine Large-Eddy-Simulation durchzuführen.

Die beiden experimentell untersuchten Seilmodelle unterscheiden sich in ihrem Schlaglängen-Durchmesser-Verhältnis L_S/D_S , nicht jedoch in der Gesamtmodelllänge und dem Durchmesser der einzelnen Kardeele. Der Abstand der Messebene von der Modelloberkante und -unterkante ist für beide Modelle identisch. Es hat sich gezeigt, dass bei der Gegenüberstellung des Druckbeiwertverlaufs die betrachteten Querschnitte in zwei Bereiche aufgeteilt werden können. Der *Bereich 1* bezeichnet den Umlaufwinkelbereich von 0° bis 180° und der *Bereich 2* $180^\circ \dots 360^\circ$. Im zweiten Bereich liegen die Druckbeiwerte beider Modelle in den betrachteten Querschnittebenen bei den untersuchten Anströmwinkeln nah beieinander, sodass nur geringe Unterschiede ausgemacht werden konnten. Anders verhält es sich für den *Bereich 1*. Dort nehmen die Abweichungen mit

steigendem Anströmwinkel deutlich zu. Die Druckbeiwerte des Seilmodells mit dem kleineren L_S/D_S -Verhältnis erzielen dabei in dem im Liniendiagramm dargestellten Verlauf deutlich höhere Unterdrücke als das andere Modell.

Eine bessere Aussagekraft bietet das Polardiagramm, welches zeigt, dass die Maximalwerte nah beieinander liegen, aber das etwas gestauchte Modell ausgeprägtere Unterdruckgebiete aufweist. Eine Integration der Druckbeiwerte über die Modelloberfläche und anschließende Zerlegung in Widerstand- und Querkraftbeiwert ergab größere Beiwerte für beide Komponenten im Fall des kleineren L_S/D_S -Verhältnisses. Zusätzlich wurden die Kraftbeiwerte mit Ergebnissen anderer Untersuchungen an Kurrleinenmodellen verglichen, welche aus sechs Kardeelen bestanden. Dabei stellte sich heraus, dass die Kräfte an dreikardeeligen Modellen signifikant größer ausfallen als bei sechskardeeligen.

Im letzten Schritt wurde die Querkraft für eine Schlaglänge dem dynamischen Auftrieb nach KUTTA-JOUKOWSKI gegenübergestellt. Aus dem Querkraftverlauf über den Anströmwinkel kann eine Zirkulation ermittelt werden, welche ebenfalls von diesem Winkel sowie der Reynoldszahl und der kinematischen Viskosität des Fluids abhängig ist.

Zu Beginn der Arbeit wurden zwei Thesen formuliert.

1. Die Querkraft an gedrehten Seilen ist ein Resultat der Zirkulation, welche dem Fluid durch die Geometrie und die Ausrichtung zur Anströmung aufgeprägt wird.
2. Die Querkraft eines gedrehten Seils ist vergleichbar mit dem strömungsinduzierten, dynamischen Auftrieb am Tragflügel.

Die erste These kann anhand dieser und vorheriger Arbeiten belegt werden. Es hat sich in diversen Versuchen bestätigt, dass einem Fluid, welches ein Seilmodell umströmt, eine Zirkulation aufgeprägt wird. Diese Zirkulation kann auf die Seilgeometrie zurückgeführt und näher bestimmt werden.

Die zweite These kann ebenfalls belegt werden. Der dynamische Auftrieb am Tragflügel ist abhängig vom Anstellwinkel und der Tragflügelgeometrie. Eine Veränderung des Winkels resultiert durch die Änderung der Druckverteilung auf dem Flügelprofil in einer Erhöhung oder Reduzierung des Auftriebs bis hin zum kompletten Wegfall des selbigen.

Für gedrehte Seile ist dies ebenfalls zu beobachten. Auch hier spielt die Form und der Anstellwinkel, gleichzusetzen mit dem Anströmwinkel, eine signifikante Rolle. Wird

die Kardeelanzahl oder das L_S/D_S -Verhältnis verändert, führt dies ebenfalls wie die Änderung des Anströmwinkels zu einer Erhöhung oder Reduzierung der strömungsinduzierten Querkraft. Dabei ist es, im Gegensatz zum Kreiszyylinder, nicht erforderlich, dem Seil eine Zirkulation aufzuprägen. Das unbewegte Seil agiert wie ein Tragflügel und prägt der Strömung eine Zirkulation auf. Darüber hinaus resultiert der dynamische Auftrieb auch in einer Bewegungsrichtung. Dementsprechend ist es vermutlich physikalisch richtiger, die Binormalkraft des Seils nicht als Querkraft sondern als Auftrieb zu bezeichnen.

Weiterführend zu dieser Arbeit empfiehlt es sich, die Lagerung der Modelle im Versuchsstand zu überarbeiten und anschließend mit weiteren Modellen für einen größeren Anströmwinkelbereich Messdaten aufzunehmen. Umfangreichere Datensätze ermöglichen, mehr Zirkulationsverläufe zu erstellen und eine allgemeingültige Zirkulationsfunktion zu entwickeln, die im Wesentlichen vom Anströmwinkel und der Kardeelanzahl abhängig ist. Diese Zirkulationsfunktion kann in numerischen Modellen zylindrischen Strukturen aufgeprägt werden, um bei geringerem Vernetzungs- und Rechenaufwand bessere Approximationen der Seilstrukturen zu erhalten und damit qualitativ bessere Ergebnisse zu erzielen.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Albert. On the manufacture of whim ropes from iron wire. *Journal of the Franklin Institute*, pages 369–373, 1837.
- [2] AMSYS GmbH Co.KG. *Differenzdrucksensoren -Ein mehrdeutiger Begriff-*, Juli 2015. Datenblatt.
- [3] Analog Microelectronics GmbH. *AMS 5915, Amplified pressure sensor with digital output (I2C)*, April 2015. Datenblatt.
- [4] T. Birkner. *Reduktion strömungsmechanischer Kräfte durch bionisches Design der Oberflächenkontur quer angeströmter zylindrischer Körper*. Dissertation, Universität Rostock, 2013.
- [5] M. Böhle, P. Ehrhard, D. Etling, U. Müller, U. Riedel, and K. R. Sreenivasan. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene*. Springer-Verlag, 2013.
- [6] H. Cheng, L. Huang, Y. Ni, F. Zhao, X. Wang, Y. Tang, and Z. Liang. Study on the flow characteristics of rope and cylinder with large-eddy simulation. In *ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. American Society of Mechanical Engineers, 2018.
- [7] Dantec Dynamics. *Probes for Hot-wire Anemometry*. Publication No.: 238v12.
- [8] X. Du, M. Gu, and S. Chen. Aerodynamic characteristics of an inclined and yawed circular cylinder with artificial rivulet. *Journal of Fluids and Structures*, 43:64–82, 2013.
- [9] H. Eckelmann. *Einführung in die Strömungsmesstechnik*. Stuttgart, Teubner Studienbücher, 1997.

- [10] R. Engler, C. Klein, and O. Trinks. Pressure sensitive paint systems for pressure distribution measurements in wind tunnels and turbomachines. *Measurement Science and Technology*, 11(7):1077, 2000.
- [11] J. H. Ferziger and M. Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, 2008.
- [12] K. Feyrer. *Drahtseile: Bemessung, Betrieb, Sicherheit*. Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- [13] D. Finnern. *Wissenspeicher Fangtechnik: (mit Aufgabensammlung)*. Transpress, 1982.
- [14] J. Gregory, K. Asai, M. Kameda, T. Liu, and J. Sullivan. A review of pressure-sensitive paint for high-speed and unsteady aerodynamics. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, 222(2):249–290, 2008.
- [15] O. M. Griffin and S. E. Ramberg. On vortex strength and drag in bluff-body wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 69(4):721–728, 1975.
- [16] K.-H. Grote and J. Feldhusen. *DUBBEL: Taschenbuch für den Maschinenbau*. Springer-Verlag, 2014.
- [17] Z. Gu. On interference between two circular cylinders at supercritical reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 62(2):175–190, 1996.
- [18] W.-H. Hahlbeck. *Die Bewegungsgleichung eines ideal biegsamen, undehnbaren, strömungsbelasteten schweren Fadens bei räumlicher ungleichförmiger Bewegung und ihre Lösung für ein Modell eines pelagischen 1-Schiff-Schleppnetzes*. Dissertation, Universität Rostock, 1976.
- [19] S. F. Hoerner. Fluid dynamic drag: practical information on aerodynamic and hydrodynamic resistance. *SF Hoerner, Midland Park, New Jersey, USA*, 1965.
- [20] L. Huang, Q. Xu, X. Wang, F. Zhao, L. Zhang, Z. Liang, R. Wang, and J. Shi. Experimental study on resistance characteristics of three-stranded polyethylene twines in flow. In *International Conference on Logistics Engineering, Management and Computer Science (LEMCS 2014)*. Atlantis Press, 2014.

- [21] L. Huang, L. Zhang, T. Dong, R. Wan, F. Zhao, Z. Liang, F. Hu, and W. Bao. Experimental study on hydrodynamic characteristics of three-stranded polyethylene rope. In *Applied Mechanics and Materials*, volume 490, pages 421–429. Trans Tech Publ, 2014.
- [22] W.-H. Hucho. *Aerodynamik der stumpfen Körper*. Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 2002.
- [23] G. Hunziker. *Theorie gespannter Seile, Schnellhöhe und Modellmechanik*. Dissertation, ETH Zürich, 1942.
- [24] F. E. Jørgensen. *How to measure turbulence with hot-wire anemometers: a practical guide*. Dantec Dynamics, 2005.
- [25] K. Karmarsch. Wilhelm August Julius Albert. In *Allgemeine Deutsche Biographie*, pages 212–213. Historischen Kommission bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, 1875.
- [26] C. J. B. Karsten and H. Dechen. *Archiv für Mineralogie, Geognosie, Bergbau und Hüttenkunde*, volume 8. G. Reimer, 1835.
- [27] E. H. Kennard. Irrotational flow of frictionless fluids, mostly of invariable density. Technical report, DAVID TAYLOR MODEL BASIN WASHINGTON DC, 1967.
- [28] L. V. King. XII. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 214(509-522):373–432, 1914.
- [29] N. Kornev. *Schiffstheorie I*. Shaker Verlag, 2009.
- [30] E. Laurien and H. Oertel Jr. *Numerische Strömungsmechanik*. Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 2009.
- [31] A. Leder. *Abgelöste Strömungen: Physikalische Grundlagen*. Springer, 1992.
- [32] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
- [33] K. Nakamura and Y. Wada. Piezoelectricity, pyroelectricity, and the electrostriction constant of poly (vinylidene fluoride). *Journal of Polymer Science Part A-2: Polymer Physics*, 9(1):161–173, 1971.

- [34] Y. Ogami. A three-dimensional source-vorticity method for simulating incompressible potential flows around a deforming body without the kutta condition. *Computers & Fluids*, 154:184–199, 2017.
- [35] R. Parthier. *Messtechnik - Grundlagen und Anwendungen der elektrischen Messtechnik*. Springer, 2016.
- [36] R. Peltzer and D. Rooney. Near wake properties of a strumming marine cable: An experimental study. *Journal of Fluids Engineering*, 107(1):86–91, 1985.
- [37] A. Picard, R. Davis, M. Gläser, and K. Fujii. Revised formula for the density of moist air (CIPM-2007). *Metrologia*, 45(2):149, 2008.
- [38] A. Püttmann. *Experimentelle Untersuchungen zur Umströmung schlanker Zylinder mit strukturierter Oberfläche*. Masterthesis, Universität Rostock, 2016.
- [39] E. Relf. Tests on smooth and stranded wires inclined to the wind direction, and a comparison of results on stranded wires in air and water. advisory committee for aeronautics. *Reports and Memoranda (New Series)*, 307:8–14, 1917.
- [40] V. Rokhlin. Rapid solution of integral equations of classical potential theory. *Journal of computational physics*, 60(2):187–207, 1985.
- [41] A. Roshko. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 10(3):345–356, 1961.
- [42] S. Safwat and V. Perevoshchikov. Self-spreading trawls having a high aspect ratio mouth opening, July 28 2005. US Patent App. 10/508,685.
- [43] J. Schauder. Potentialtheoretische Untersuchungen. *Mathematische Zeitschrift*, 33(1):602–640, 1931.
- [44] H. Schlichting, K. Gersten, E. Krause, and H. J. Oertel. *Grenzschicht-Theorie*. Springer, Berlin, 1997.
- [45] H. Schlichting and E. Truckenbrodt. *Aerodynamik des Flugzeuges: Zweiter Band: Aerodynamik des Tragflügels (Teil II), des Rumpfes, der Flügel-Rumpf-Anordnung und der Leitwerke*. Springer-Verlag, 1969.
- [46] H. Schlichting and E. A. Truckenbrodt. *Aerodynamik des Flugzeuges: Erster Band: Grundlagen aus der Strömungstechnik Aerodynamik des Tragflügels (Teil I)*. Springer-Verlag, 1967.

- [47] G. Schmitz. *Hydrodynamik, Teil 2*. Wilhelm-Pieck-Universität, Sektion Schiffstechnik, 1980.
- [48] E. Schrüfer, L. Reindl, and B. Zagar. *Elektrische Messtechnik: Messung elektrischer und nichtelektrischer Größen*. Carl Hanser Verlag GmbH Co KG, 2012.
- [49] SectorCon GmbH. *Piezofolie Hochflexible Druckmessfolien für den Einsatz von Healthcare bis Automotive*, 2017. Datenblatt.
- [50] X. She and C. Yu. Hydrodynamic performance of the wire-warp. *Journal of Zhejiang College of Fisheries*, 2(1):51–58, 1983.
- [51] X. She, H. Zhao, and J. Han. Research on mechanical performance of polypropylene combi-wire warp in trawl. *Journal of Zhejiang College of Fisheries*, 4:57–66, 1985.
- [52] A. V. Shirinov and W. K. Schomburg. Pressure sensor from a pvd film. *Sensors and Actuators A: Physical*, 142(1):48–55, 2008.
- [53] D. G. Shitkow and I. T. Pospechow. *Drahtseile*. VEB Verlag Technik Berlin, 1957.
- [54] H. Stengel. *Beitrag zur Berechnung von Kurrleinenformen und -spannungen*. Dissertation, Universität Rostock, 1968.
- [55] H. Strickert. *Hitzdraht-und Hitzfilmanemometrie*. Verlag Technik, 1974.
- [56] VDI-Richtlinien. *VDI 2358:2012-12, Drahtseile für Fördermittel*. Beuth Verlag, Berlin, 2012.
- [57] J. Voß. *Experimentelle Ermittlung hydrodynamischer Beiwerte an textilen Seilen*. Bachelorthesis, Universität Rostock, 2016.
- [58] X. Wang, R. Wan, L. Huang, F. Zhao, and P. Sun. Two-dimensional numerical simulation of flow around three-stranded rope. *Journal of Ocean University of China*, 15(4):627–636, 2016.
- [59] H.-J. Winkel and M. Paschen. Hydrodynamic loads on twisted ropes and hawsers. In *ASME 2005 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, pages 775–785. American Society of Mechanical Engineers, 2005.

- [60] H.-J. Winkel and M. Paschen. Investigations on the fluid-structure interactions of fishing nets. In *25th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, pages 159–166. American Society of Mechanical Engineers, 2006.
- [61] H.-J. Winkel, K. Peters, and S. Schreier. Untersuchungen zu den aerodynamischen Eigenschaften des Großen Unterschall-Windkanals der Universität Rostock. Technical report, Universität Rostock, Lehrstuhl für Meerestechnik, Februar 2002.
- [62] M. Witte. *Strömungsmechanische Analysen zur instationären Umströmung von Seehundvibrissen und Kreiszyklindern*. Menzel, Peter, 2013.
- [63] R. Wolf. Zur Beschreibung der vollständigen Seilkinematik. *Forschung im Ingenieurwesen*, 50(3):81–86, 1984.
- [64] D. Yorita, C. Klein, U. Henne, V. Ondrus, U. Beifuss, A.-K. Hensch, P. Guntermann, and Q. Jürgen. Application of lifetime-based pressure-sensitive paint technique to cryogenic wind tunnel test. In *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 0649, 2016.
- [65] M. Zdravkovich. Modification of vortex shedding in the synchronization range. *Journal of Fluids Engineering*, 104(4):513–517, 1982.

A Anhang

A.1 Querschnittebenen der Seilmodelle

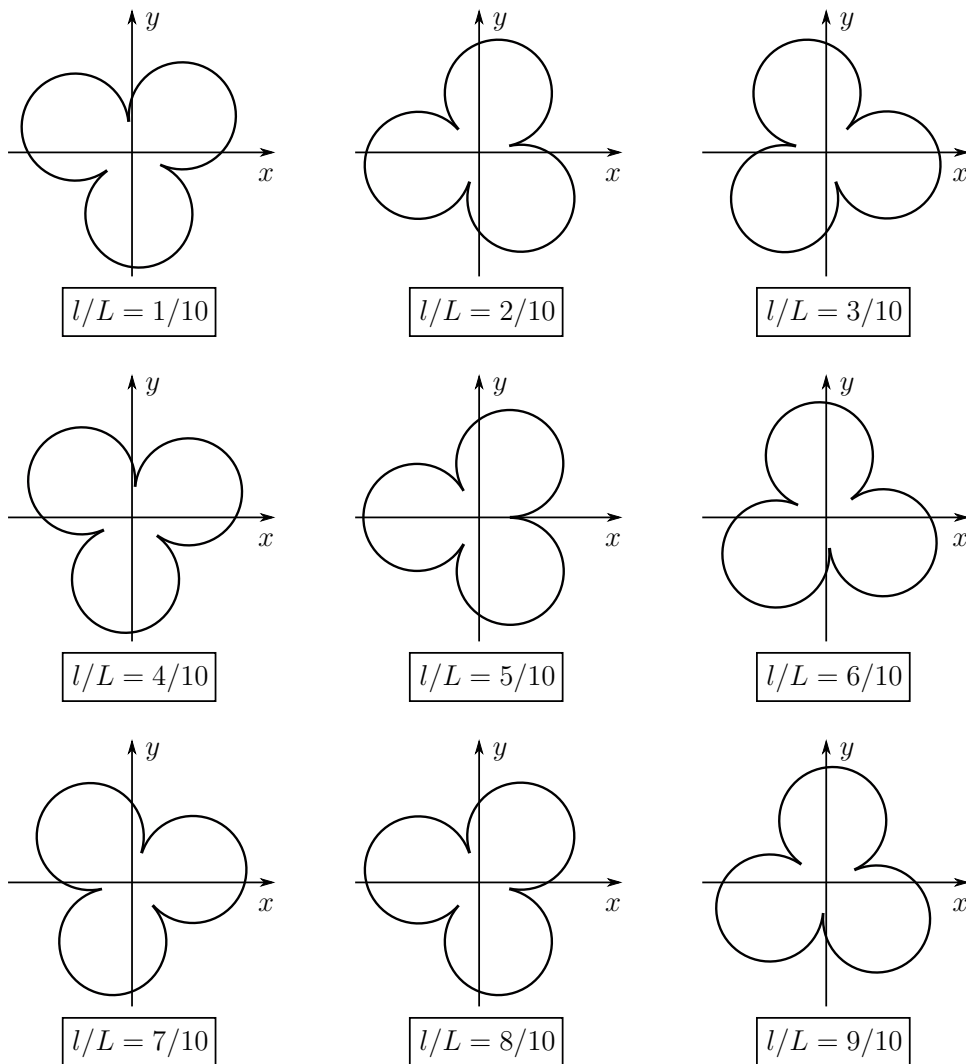


Abbildung A.1: Übersicht von Querschnittebenen der Seilmodelle

A.2 Dichteberechnung nach Picard

Die Dichteberechnung der Luft erfolgt in dieser Arbeit nach PICARD et al. [37]. Die Autoren beziehen sich auf die Angaben des *International Committee for Weights and Measures* (CIPM). Sie geben für die Dichte ρ die nachfolgende Gleichung basierend auf der CIPM-2007 an.

$$\rho = \frac{p \cdot M_a}{Z \cdot R \cdot T} \left[1 - x_v \left(1 - \frac{M_v}{M_a} \right) \right] \quad (\text{A.1})$$

Diese Gleichung beruht auf den während des Versuchs gemessenen Werten für Druck p , Temperatur t und Luftfeuchtigkeit h , wobei letztere in den Molbruch des Wasserdampf x_v eingeht. Des Weiteren sind die thermodynamische Temperatur T , die Molaremasse von trockener Luft M_a sowie Wasser M_v , die Molaregaskonstante R und ein Kompressibilitätsfaktor Z enthalten. x_v wird mit der Gleichung

$$x_v = h \cdot f(p, t_d) \cdot \frac{p_{sv}(t)}{p} \quad (\text{A.2})$$

bestimmt, wobei sich der Sättigungsdampfdruck p_{sv} aus

$$p_{sv} = 1 \text{ Pa} \cdot \exp \left(AT^2 + BT + C + D/T \right) \quad (\text{A.3})$$

mit den Konstanten

$$\begin{aligned} A &= 1,237\,884\,7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-2} & B &= -1,912\,131\,6 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1} \\ C &= 33,937\,110\,47 & D &= -6,343\,164\,5 \cdot 10^3 \text{ K} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

ergibt. Der Erweiterungsfaktor $f(p, t)$ wird mit der Gleichung

$$f = \alpha + \beta p + \gamma t^2 \quad (\text{A.5})$$

und den Beiwerten

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,000\,62 & \beta &= 3,14 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}^{-1} \\ \gamma &= 5,6 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

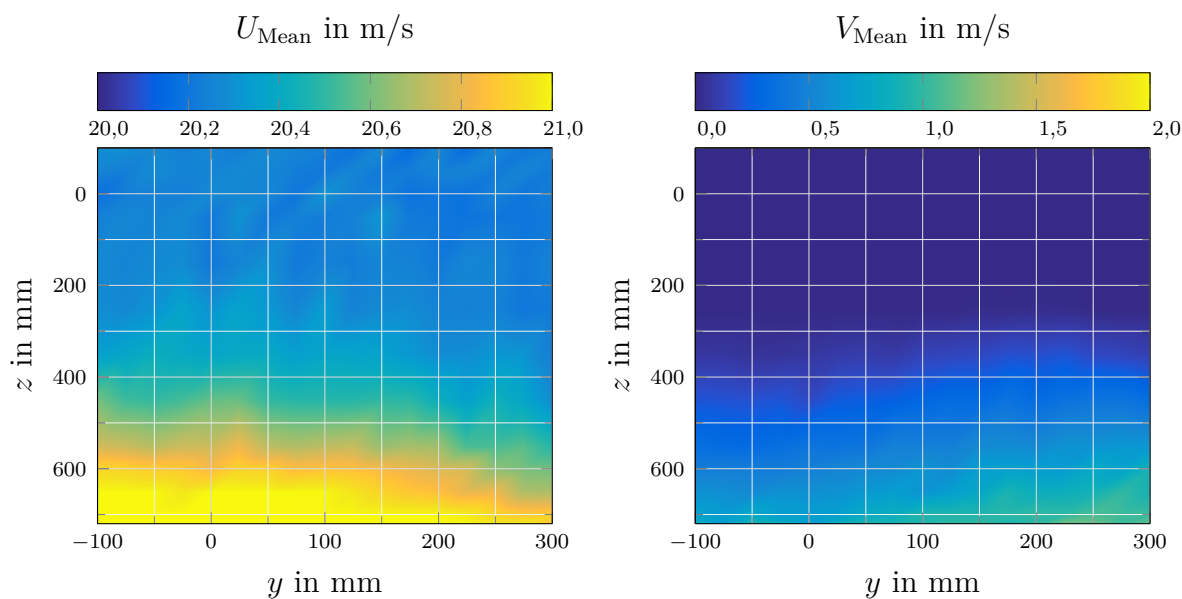
angegeben. Die Formel für den Kompressibilitätsfaktor Z wurde unverändert von der CIPM-81/91 Gleichung übernommen.

$$\begin{aligned} Z &= 1 - \frac{p}{T} \cdot \left[a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + (b_0 + b_1 t) x_v + (c_0 + c_1 t) x_v^2 \right] \\ &\quad + \frac{p^2}{T^2} \cdot (d + e x_v^2) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Sie wird durch die nachfolgenden Werte der einzelnen Faktoren ergänzt.

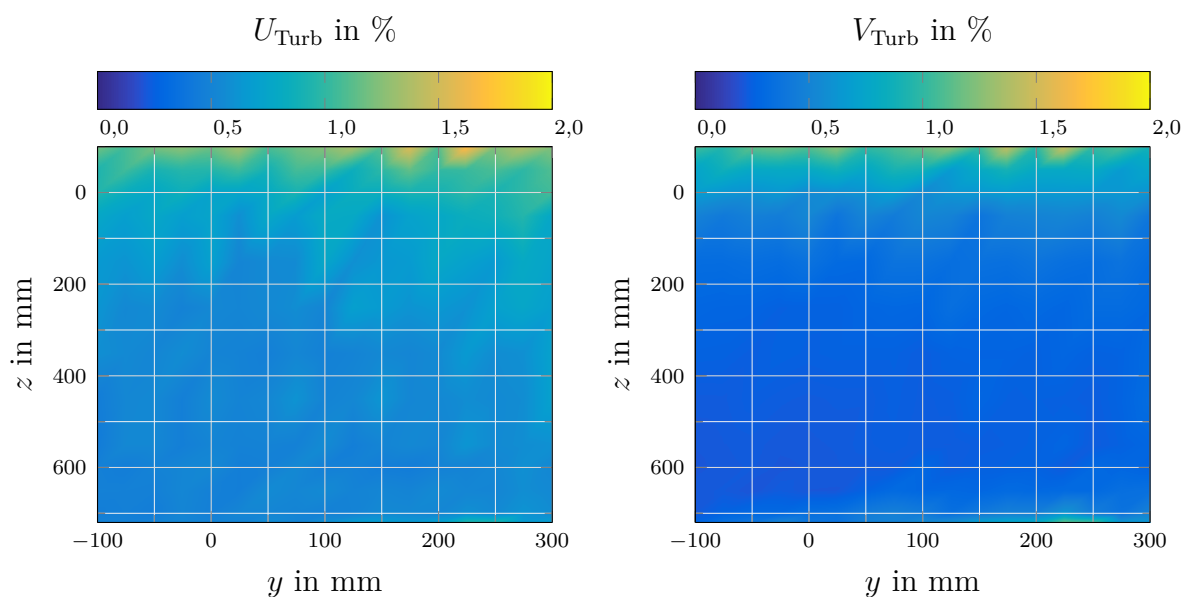
$$\begin{aligned} a_0 &= 1,581\,23 \cdot 10^{-6} \text{ KPa}^{-1} & c_0 &= 1,9898 \cdot 10^{-4} \text{ KPa}^{-1} \\ a_1 &= -2,9331 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}^{-1} & c_1 &= -2,376 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}^{-1} \\ a_2 &= 1,1043 \cdot 10^{-10} \text{ K}^{-1} \text{ Pa}^{-1} & d &= 1,83 \cdot 10^{-11} \text{ K}^2 \text{ Pa}^{-2} \\ b_0 &= 5,707 \cdot 10^{-6} \text{ KPa}^{-1} & e &= -0,765 \cdot 10^{-8} \text{ K}^2 \text{ Pa}^{-2} \\ b_1 &= -2,051 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}^{-1} & & \end{aligned} \tag{A.8}$$

A.3 Hitzdrahtmessergebnisse



a) Mittlere Geschwindigkeit in X -Richtung
bei $x = 0$ mm

b) Mittlere Geschwindigkeit in Z -Richtung
bei $x = 0$ mm



c) Turbulenzgrad in X -Richtung
bei $x = 0$ mm

d) Turbulenzgrad in Z -Richtung
bei $x = 0$ mm

Abbildung A.2: Geschwindigkeits- und Turbulenzgradverteilung der Messstrecke in Strömungsrichtung

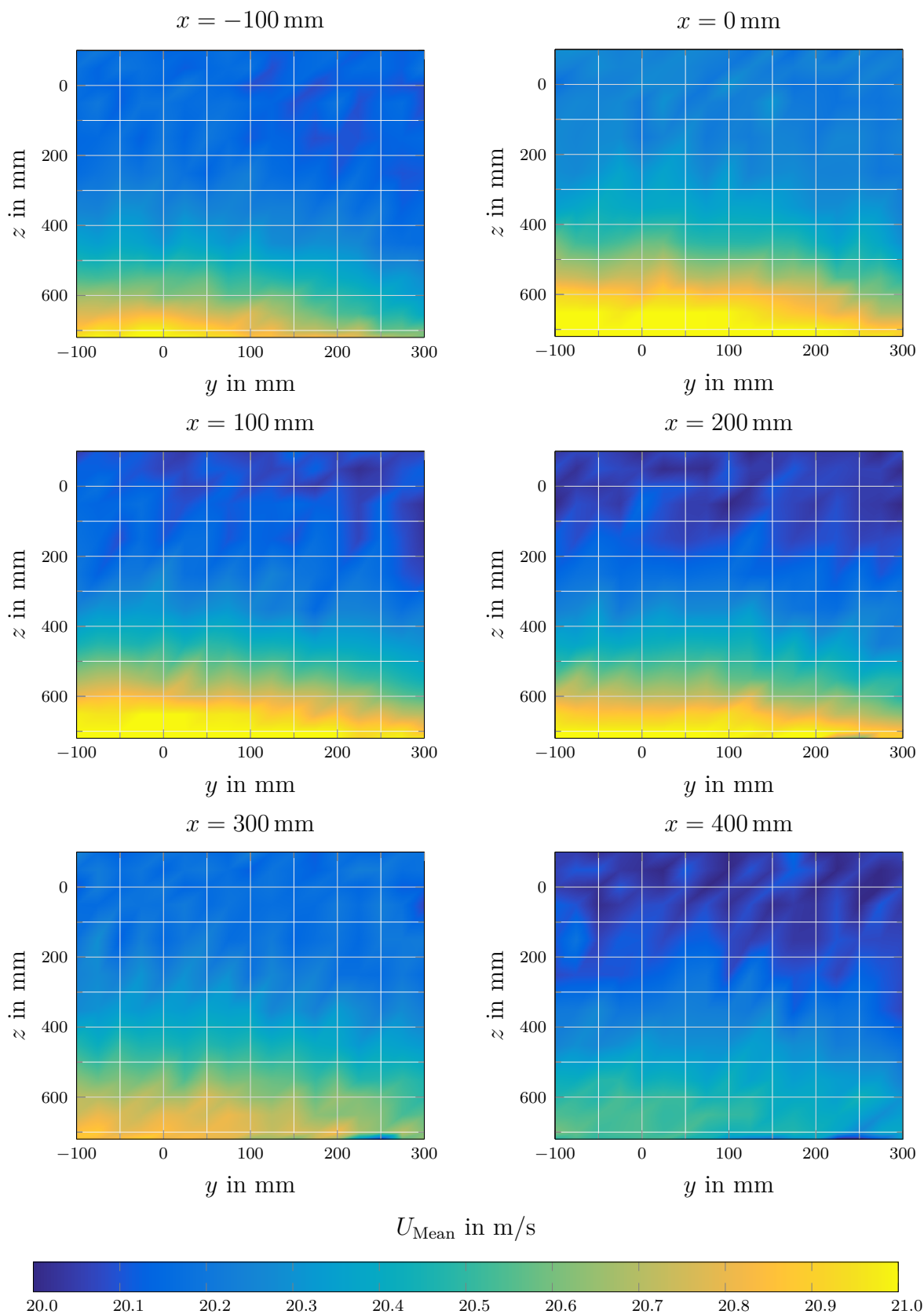
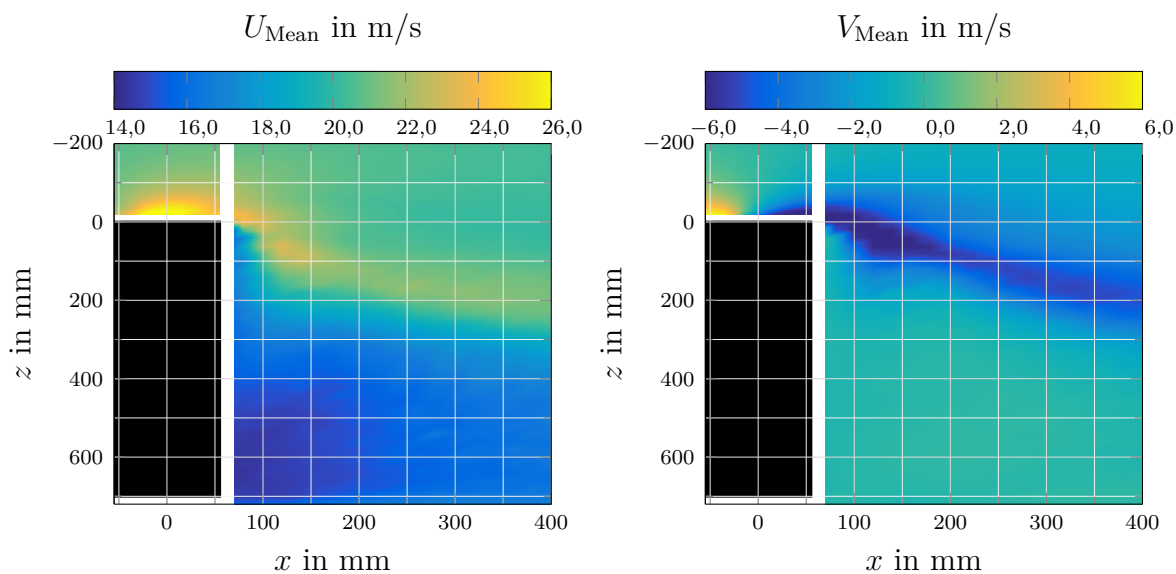
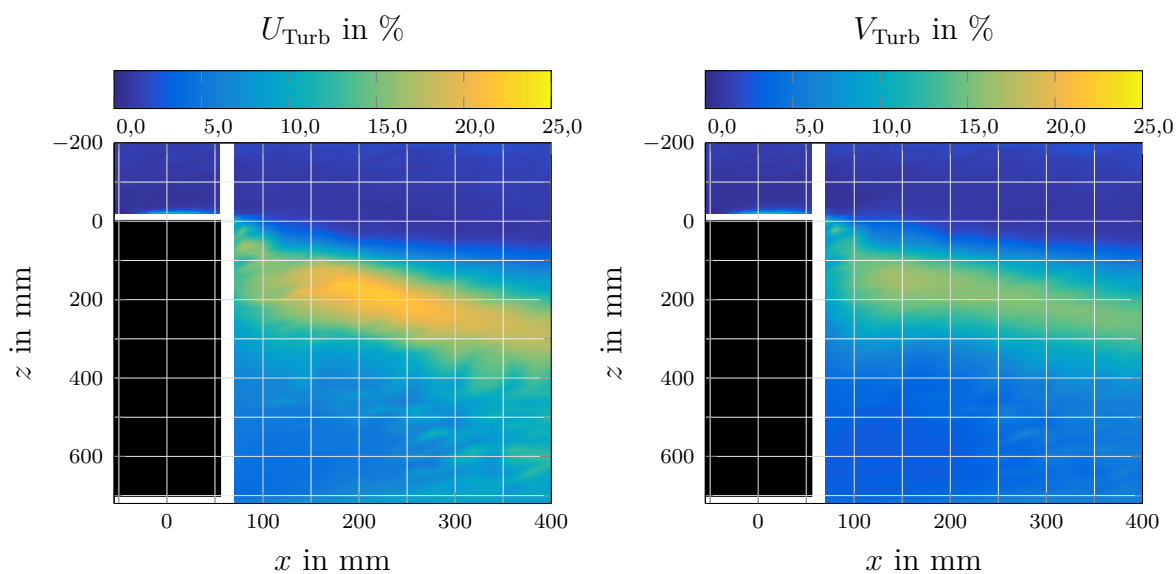


Abbildung A.3: Geschwindigkeits- und Turbulenzgradverteilung der Messstrecke

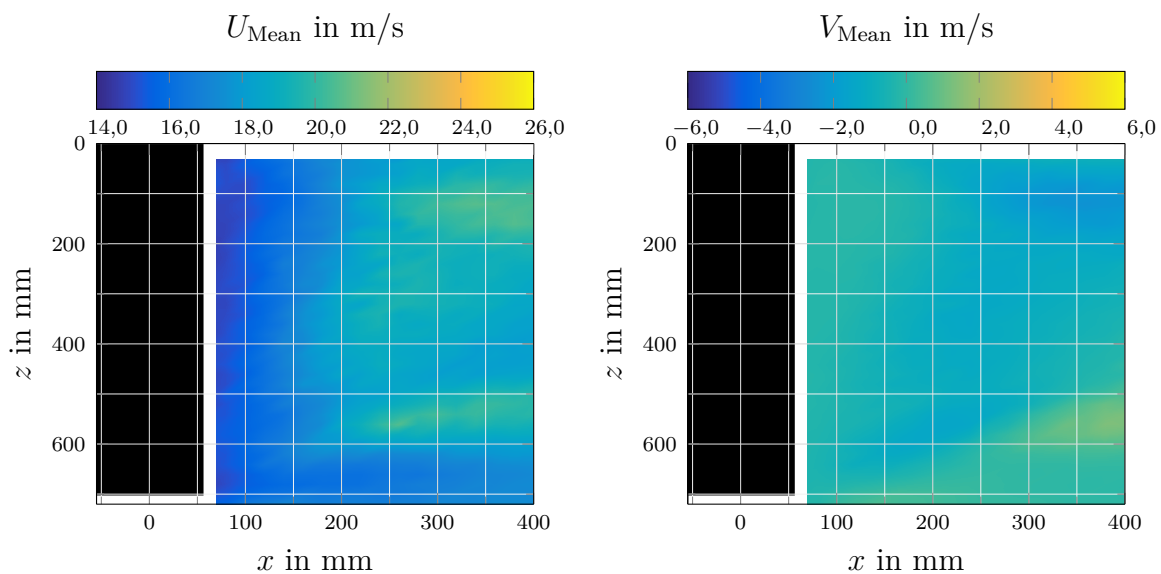


- a) Mittlere Geschwindigkeit in X -Richtung, Kreiszyylinder ohne Endscheibe bei $y = 0$ mm
- b) Mittlere Geschwindigkeit in Z -Richtung, Kreiszyylinder ohne Endscheibe bei $y = 0$ mm

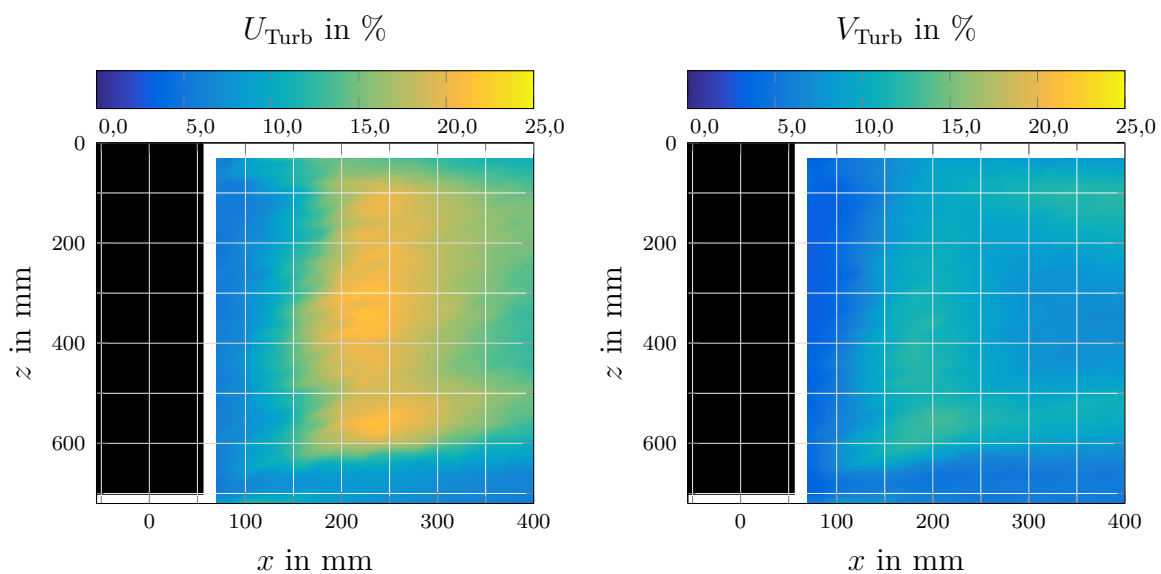


- c) Turbulenzgrad in X -Richtung, Kreiszyylinder ohne Endscheibe bei $y = 0$ mm
- d) Turbulenzgrad in Z -Richtung, Kreiszyylinder ohne Endscheibe bei $y = 0$ mm

Abbildung A.4: Ergebnisse der CTA Untersuchungen im Bereich des Kreiszyinders ohne Einsatz einer Endscheibe



- a) Mittlere Geschwindigkeit in X -Richtung, Kreiszyylinder mit Endscheibe bei $y = 0$ mm
- b) Mittlere Geschwindigkeit in Z -Richtung, Kreiszyylinder mit Endscheibe bei $y = 0$ mm



- c) Turbulenzgrad in X -Richtung, Kreiszyylinder mit Endscheibe bei $y = 0$ mm
- d) Turbulenzgrad in Z -Richtung, Kreiszyylinder mit Endscheibe bei $y = 0$ mm

Abbildung A.5: Ergebnisse der CTA Untersuchungen im Bereich des Kreiszyinders mit Einsatz einer Endscheibe

A.4 Vergleich der Druckbeiwerte des Seils von Simulation und Experiment

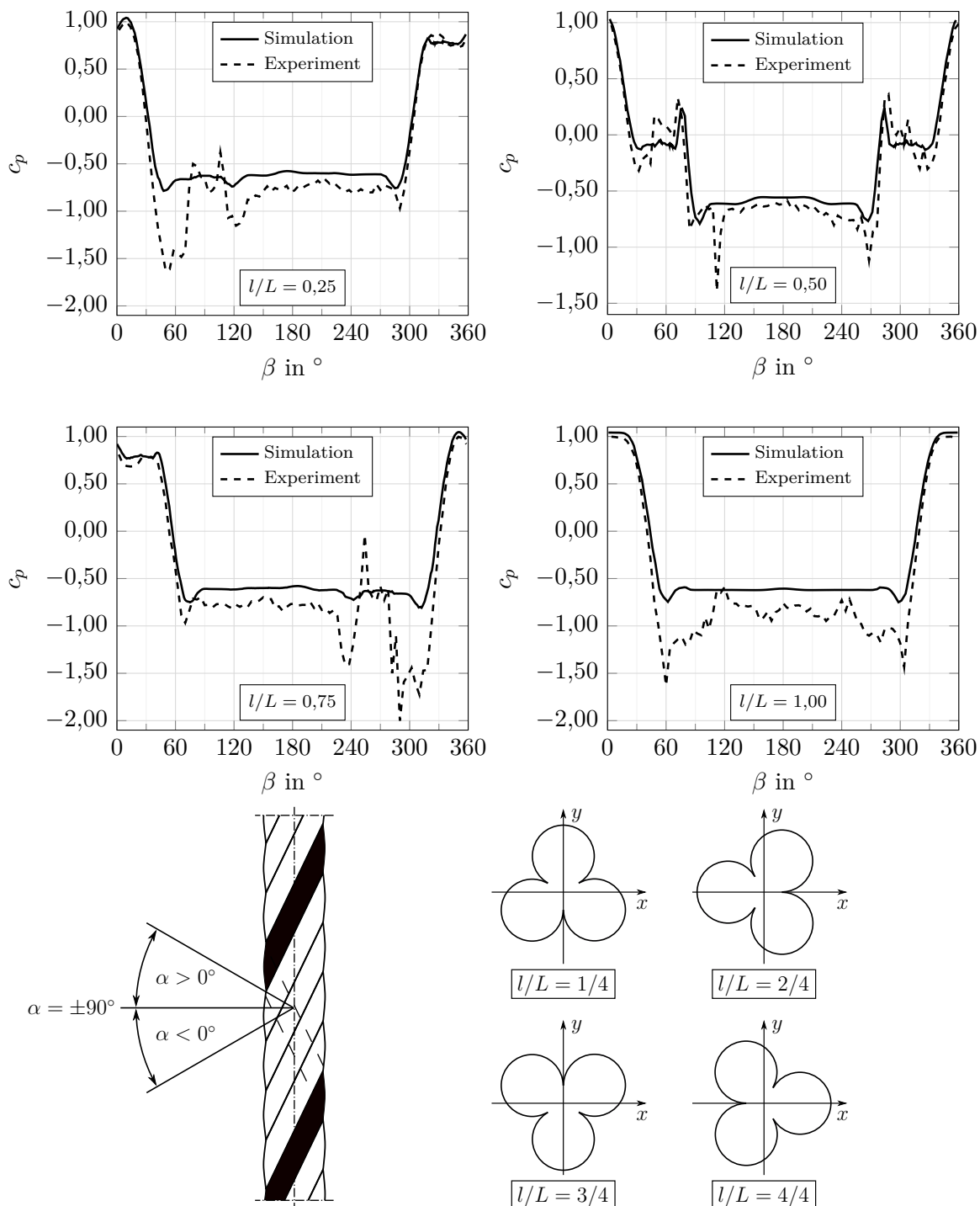


Abbildung A.6: Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedener Seilquerschnitte bei $\alpha = -90^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch

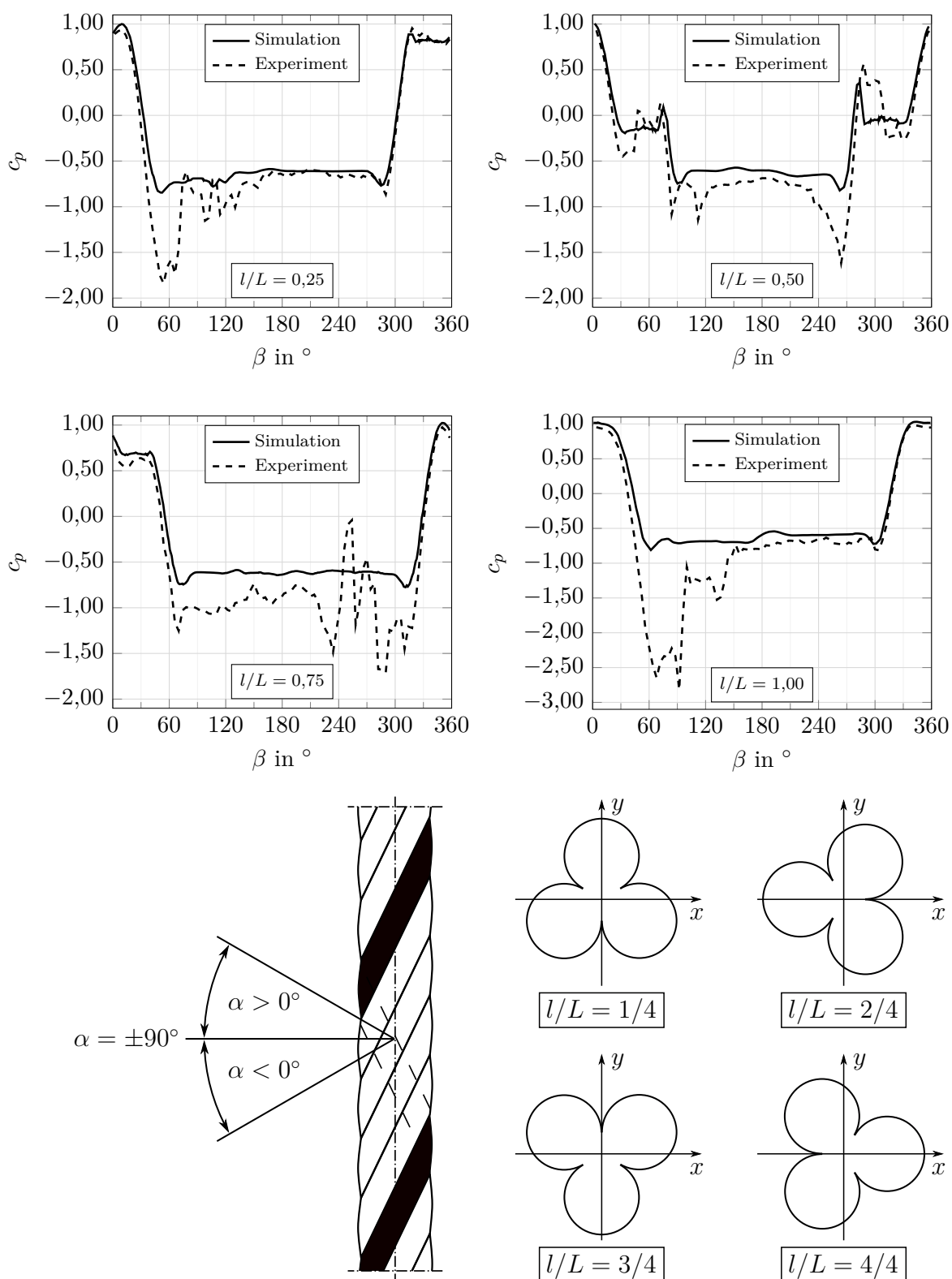


Abbildung A.7: Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedene Seilquerschnitte bei $\alpha = -80^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch

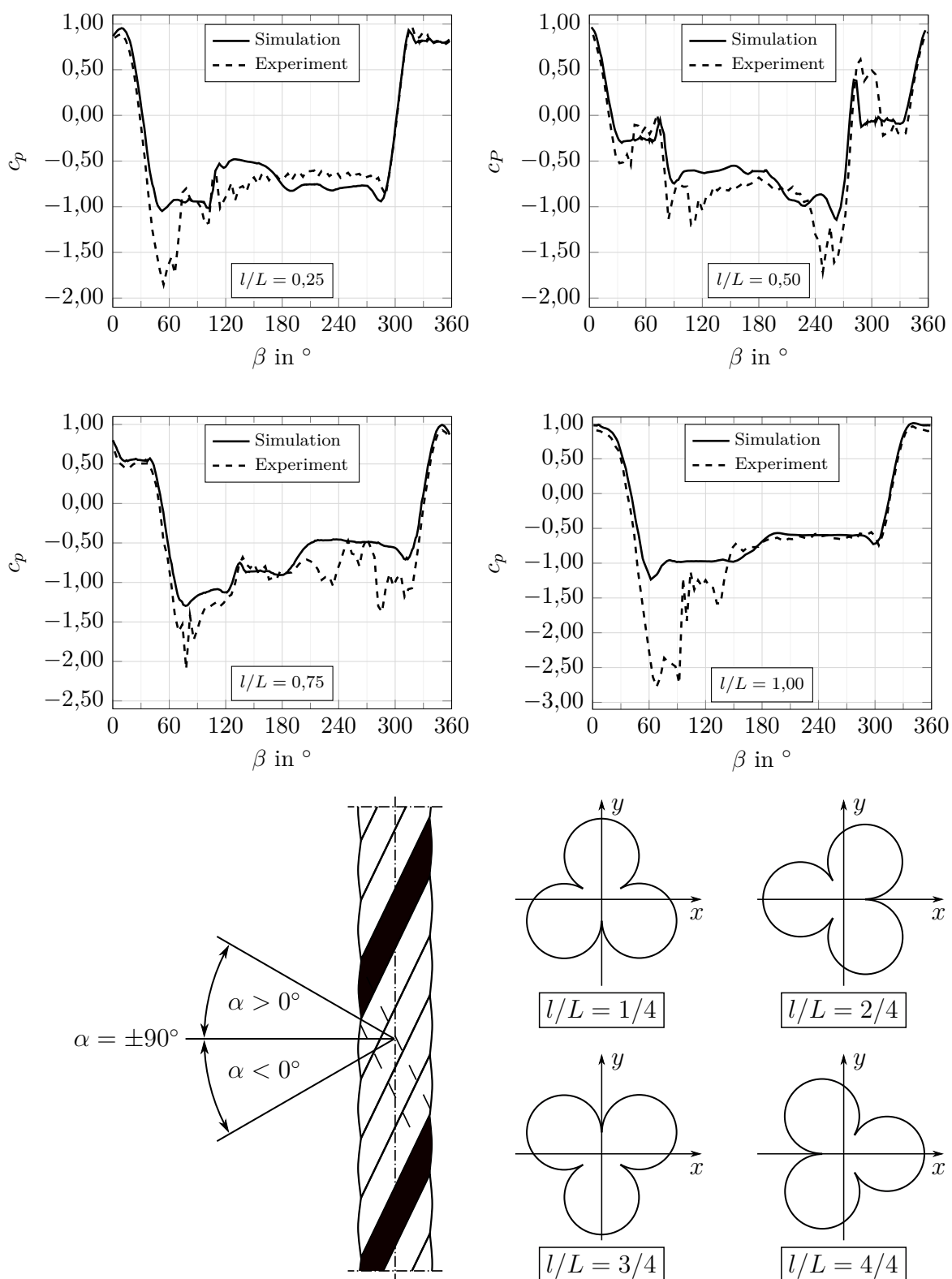


Abbildung A.8: Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedene Seilquerschnitte bei $\alpha = -75^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch

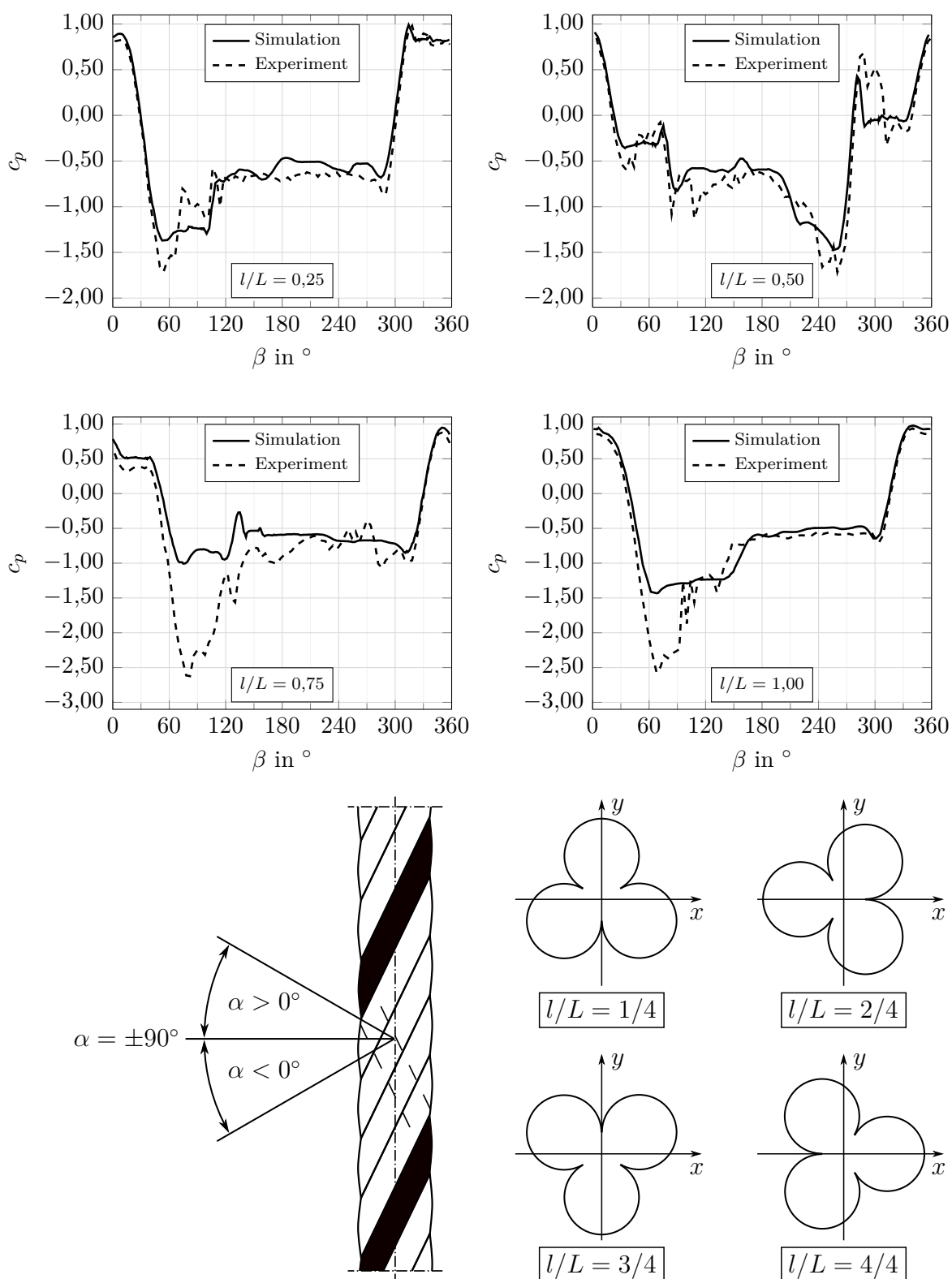


Abbildung A.9: Vergleich der Druckbeiwertverteilung c_p verschiedene Seilquerschnitte bei $\alpha = -70^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ für Simulation und Windkanalversuch

A.5 Vergleich der experimentellen Druckbeiwerte der Seilmodelle

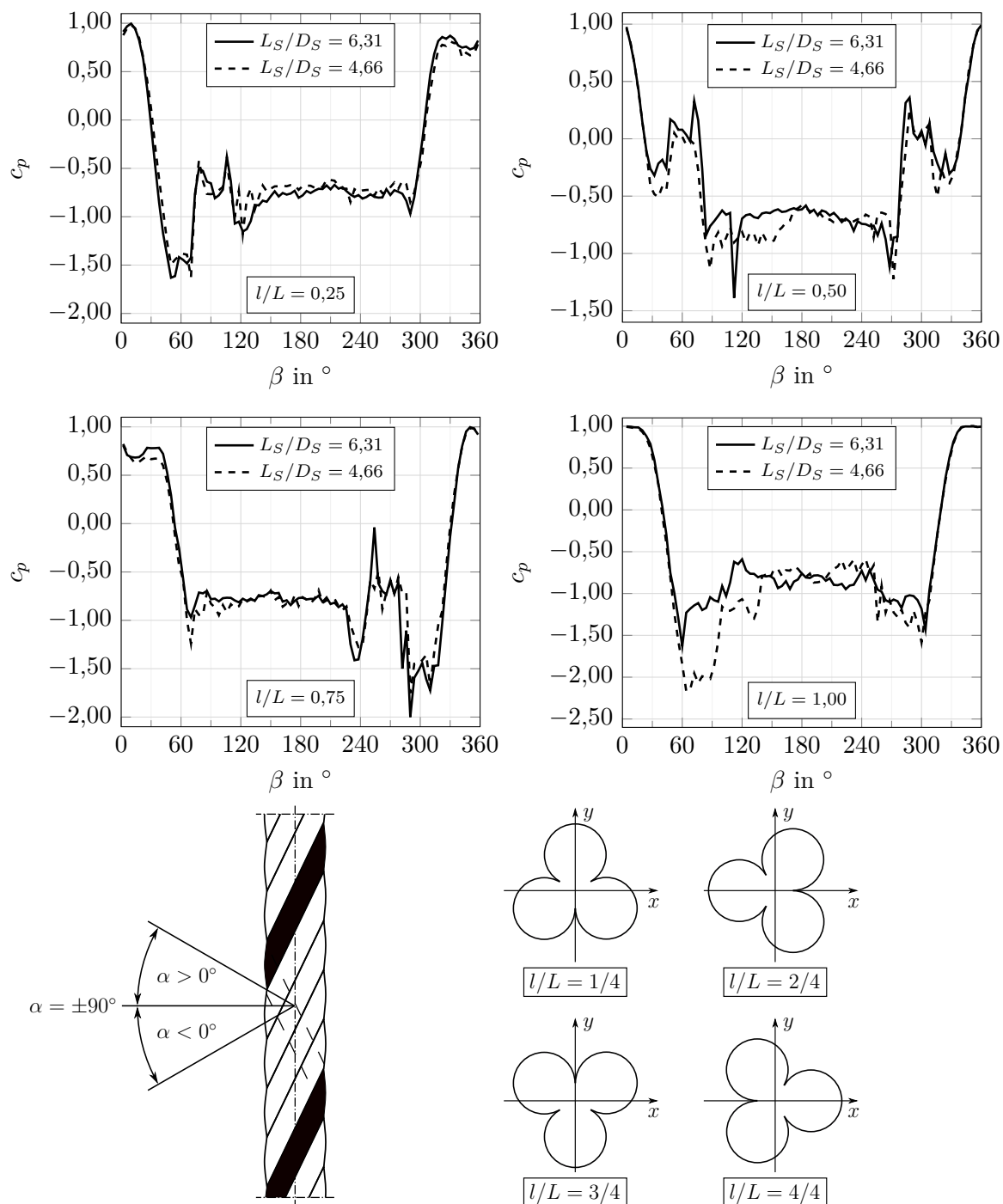


Abbildung A.10: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -90^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$

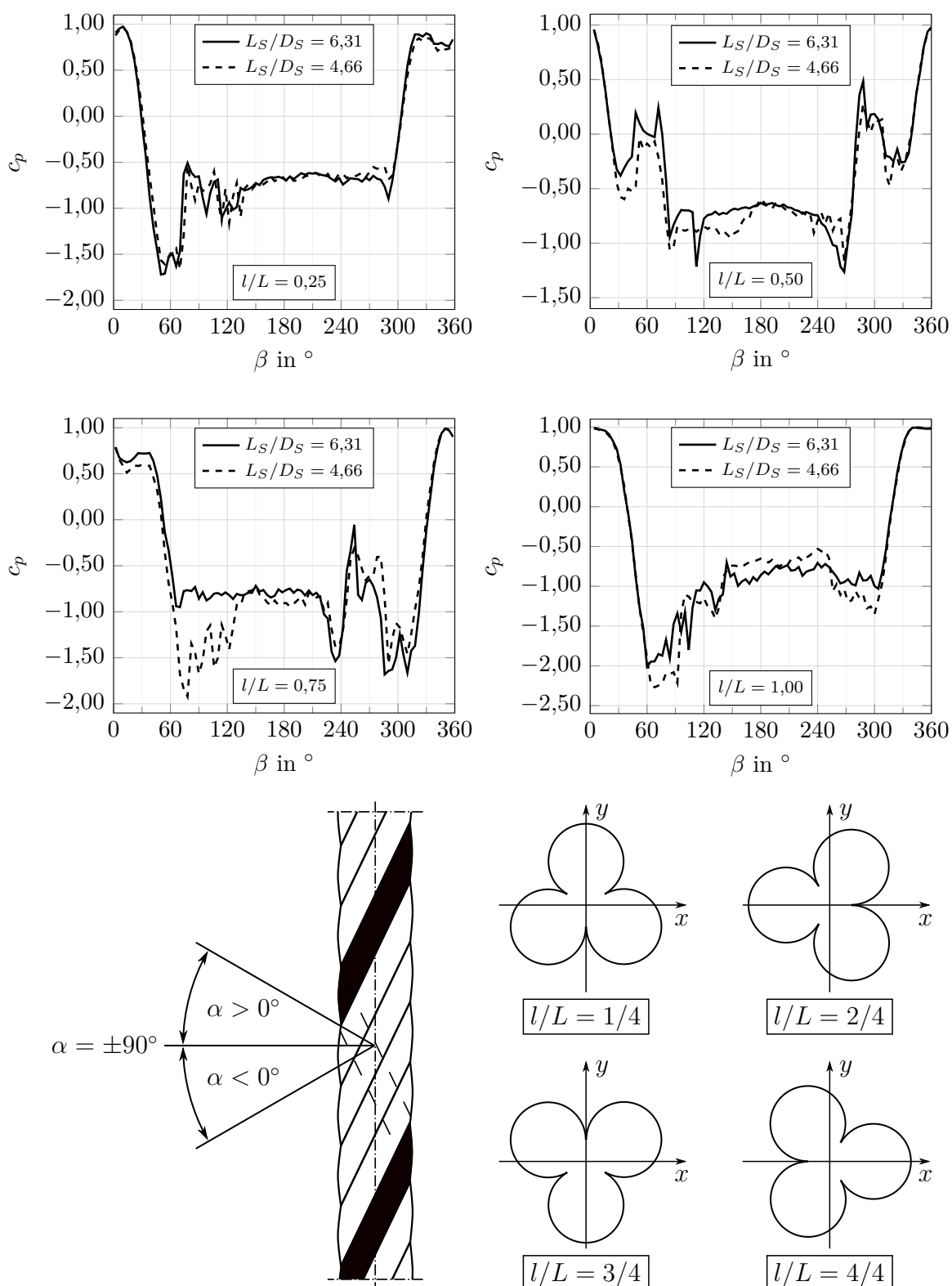


Abbildung A.11: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -85^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$

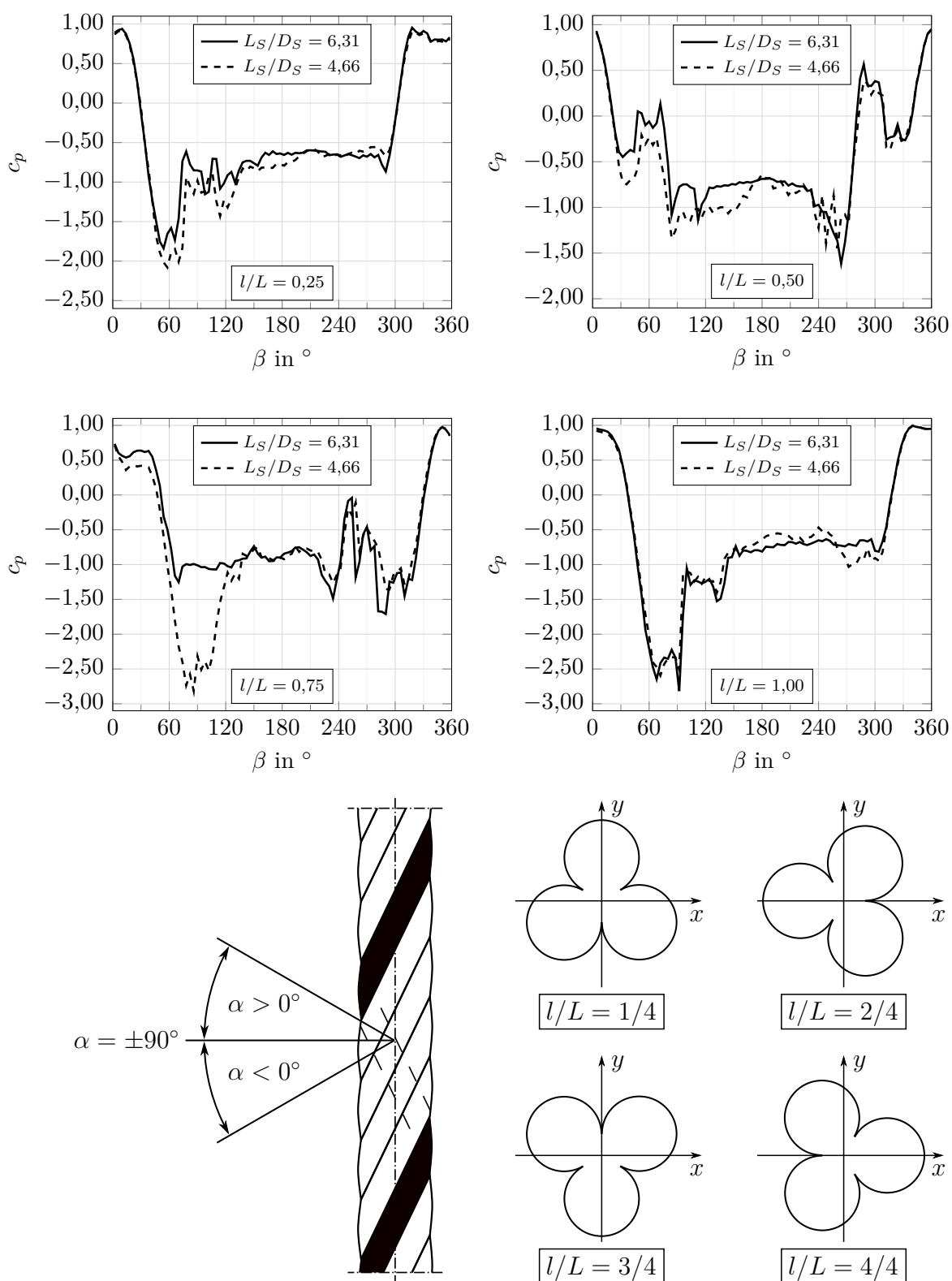


Abbildung A.12: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -80^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$

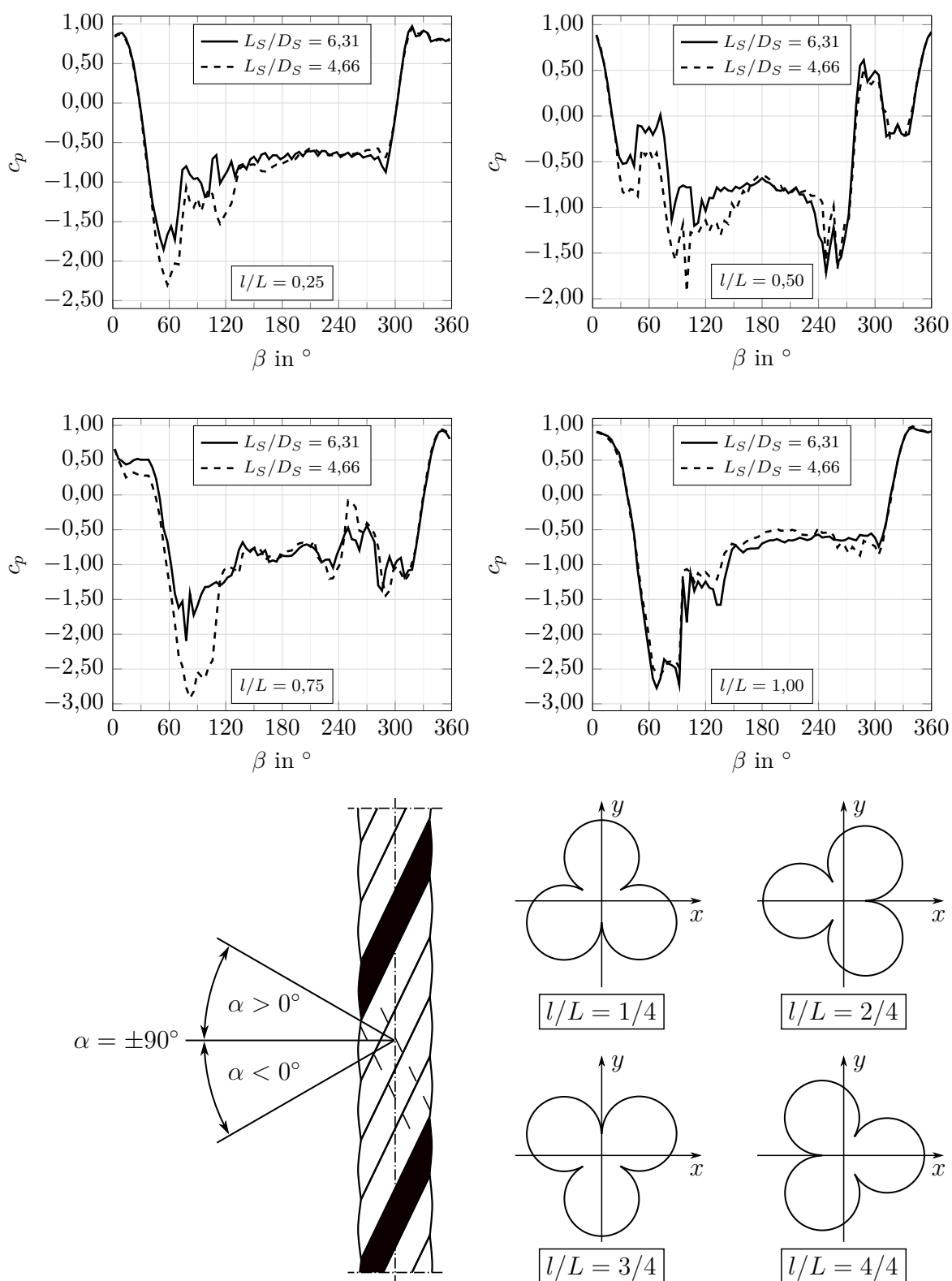


Abbildung A.13: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -75^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$

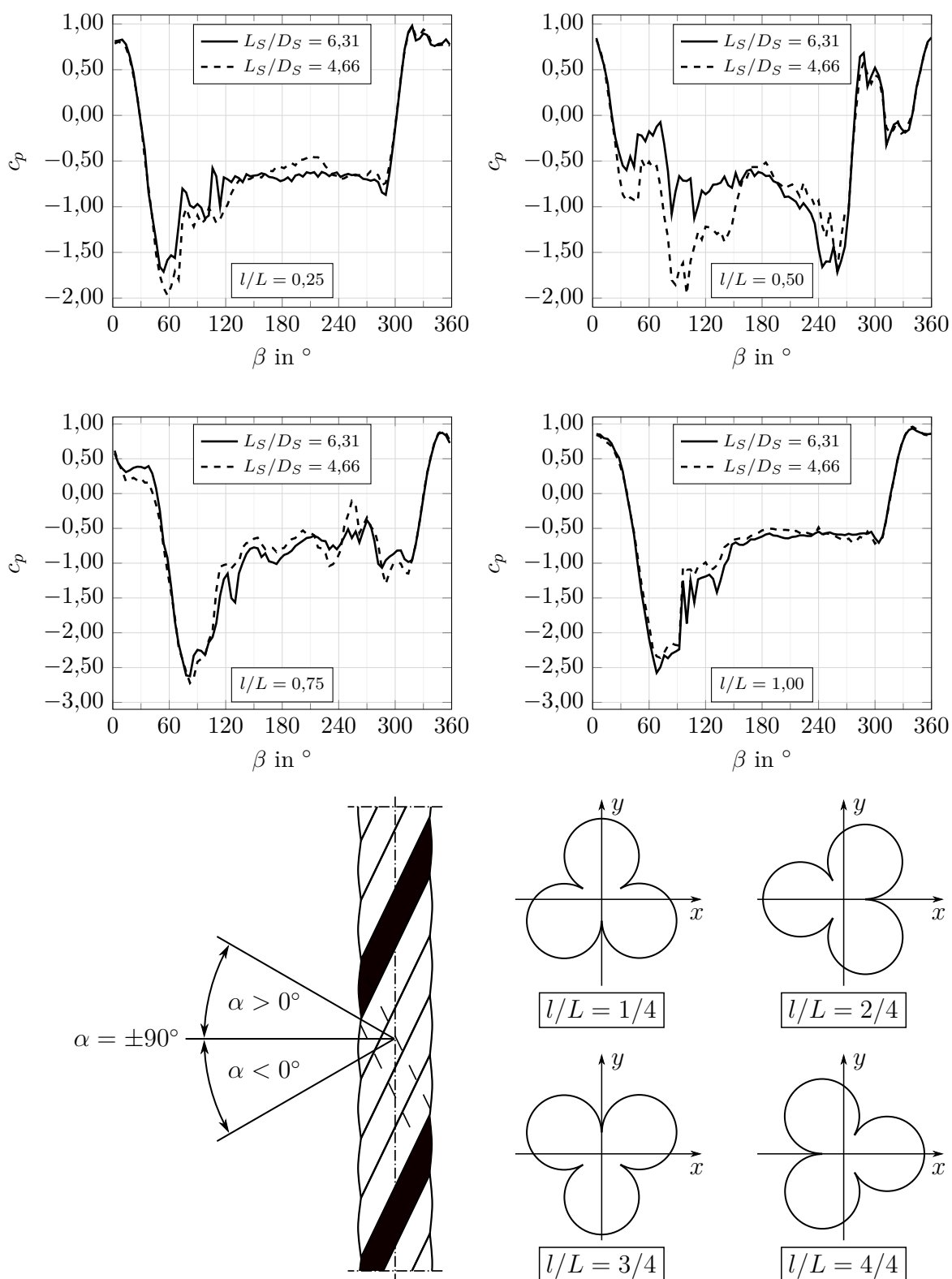


Abbildung A.14: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -70^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$

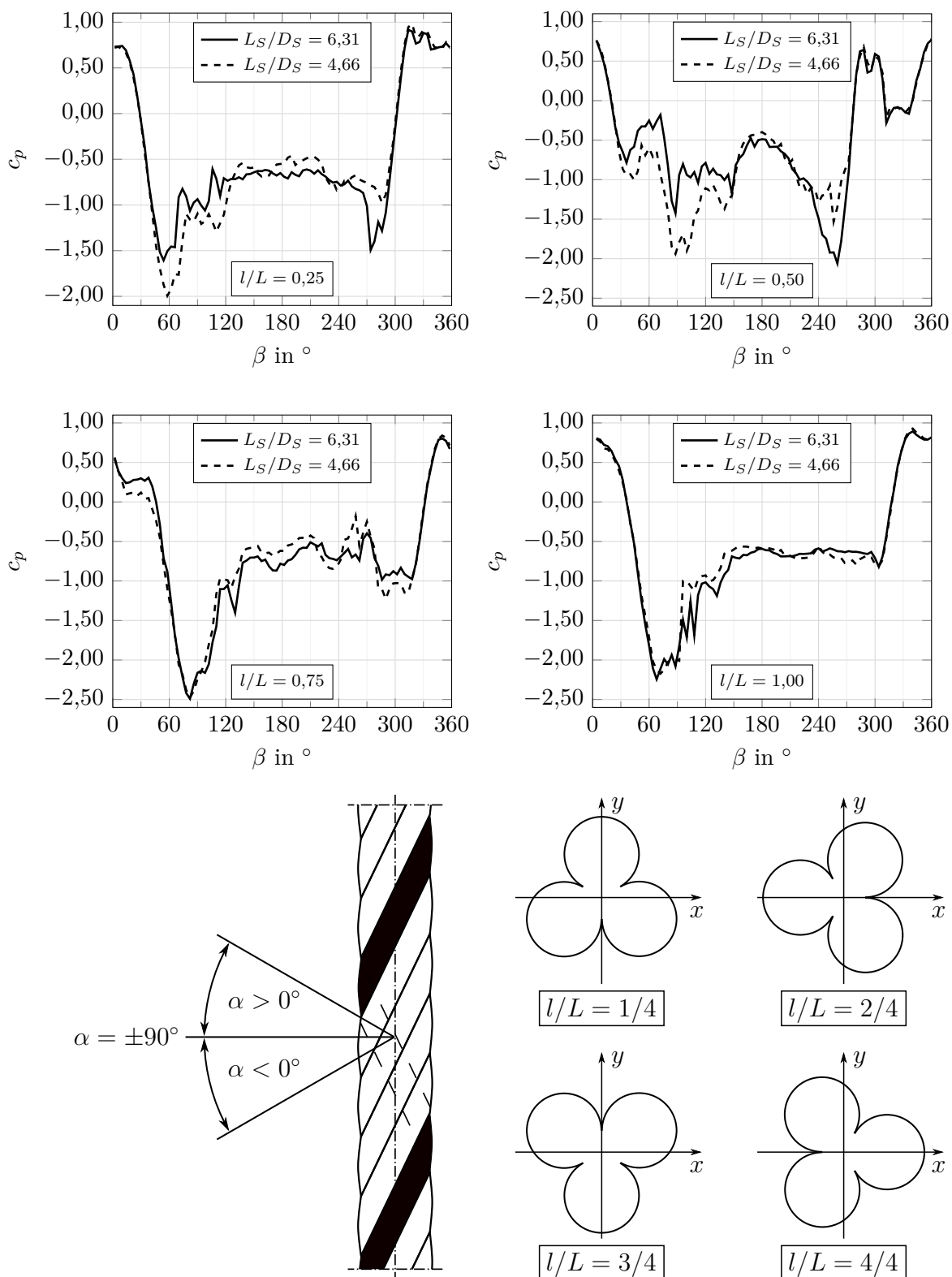


Abbildung A.15: Vergleich der experimentell ermittelten Druckbeiwertverteilung c_p bei $\alpha = -65^\circ$ und $Re = 1,3 \cdot 10^5$ zwischen den Seilmodellen $L_S/D_S = 6,31$ und $L_S/D_S = 4,66$