

Untersuchungen über die Strömungsvorgänge bei rotierenden glatten Kugeln und Fußbällen

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
DOKTOR-INGENIEUR

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Thorsten Kray
aus Siegen

eingereicht dem
Fachbereich Maschinenbau
der Universität Siegen

Referent: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. W. Frank
Korreferent: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Th. Carolus

Tag der mündlichen Prüfung
1. Dezember 2008

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Fluid- und Thermodynamik des Fachbereichs Maschinenbau der Universität Siegen entstanden und wurde durch die in Herzogenaurach ansässige Firma Adidas gefördert.

Ich möchte mich ganz besonders bei meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Frank, dem ehemaligen Leiter des Instituts für Fluid- und Thermodynamik, bedanken. Er hat durch seine Anregungen, seine ständige Hilfsbereitschaft und durch seine fachliche Kompetenz wesentlichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit gehabt.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Th. Carolus danke ich für die Übernahme des Korreferats und für das meiner Arbeit entgegengebrachte Interesse.

Herrn Prof. Dr. F. Dinkelacker möchte ich für die Übernahme der Leitung des Promotionsverfahrens danken. Herrn Prof. Dr.-Ing. C.-P. Fritzen danke ich für die Mitwirkung im Prüfungsausschuss.

Allen meinen ehemaligen und gegenwärtigen Kollegen gilt mein Dank für die sehr angenehme und produktive Atmosphäre und Zusammenarbeit. Besonderer Dank gilt hier den Herren Dr.-Ing. Jörg Franke, Dipl.-Ing. Thomas Gora, M. Sc. Eng. Rafael Izarra und Dipl.-Ing. Jörg Scheuerlein, die mich durch ihre Hilfs- und Diskussionsbereitschaft bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben. Ohne die Unterstützung von Herrn Dipl.-Phys.-Ing. Hermann Geppert und Herrn Dipl.-Ing. Mehdi Agamy beim Aufbau, Umbau und der Inbetriebnahme der Versuchsanlagen wäre die Durchführung der Windkanal-Experimente nicht möglich gewesen. Ich bedanke mich bei Frau Reinhild Hoof für ihre Hilfe bei der Überwindung aller bürokratischen Hürden und ihre liebenswerte Art.

Stellvertretend für alle Mitarbeiter des adidas innovation teams möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Roland Seydel und Herrn Dipl.-Ing. Hans-Peter Nürnberg für viele wertvolle Diskussionen und die unvergesslichen Erlebnisse während der Weltmeisterschaft 2006 in Deutschland bedanken.

Mein Dank gilt außerdem den von mir betreuten Studenten, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten oder Hilfskraftstellen wertvolle Beiträge geleistet haben.

Der Fachbereichswerkstatt und der Fa. Felsner Formenbau danke ich für die hervorragende Erstellung der Versuchseinrichtungen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gebührt mein Dank für die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Ein Dankeschön an meinen Freund Martin Glimm für die Sprach- und Rechtschreibkorrektur dieser Arbeit.

Schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern, Helga und Werner Kray, meinem Bruder Stefan und dem Rest meiner Familie für ihre außerordentliche Unterstützung und ihr Verständnis bedanken. Ihnen sei diese Arbeit gewidmet. Meiner Freundin Brigitte danke ich, dass sie mir bei allen Entbehrungen immer zur Seite gestanden und mich vielfältig unterstützt hat.

I Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	14
1.1	Problemstellung und Motivation.....	14
1.2	Einordnung von Kugel- und Fußballumströmungen.....	16
1.2.1	Technische Beispiele zur Umströmung von glatten und rauen Kugeln.....	17
1.2.2	Koordinatensystem.....	19
1.2.3	Widerstandsverhalten und Grenzschichtablösung.....	20
1.2.4	Druckverteilung.....	29
1.2.5	Aktive und passive Strömungsbeeinflussung.....	31
1.2.6	Visualisierung der Ablösepunkte.....	32
1.2.7	Stromfeld und Kugelnachlauf.....	35
1.2.8	Magnuseffekt an rotierenden Zylindern.....	45
1.2.9	Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen.....	50
1.3	Ziel und Aufbau der Arbeit.....	65
2	Experimentelle Untersuchung.....	67
2.1	Übersicht.....	67
2.2	Windkanal.....	68
2.3	Windkanalwaage.....	71
2.3.1	Aufbau und Funktionsweise.....	71
2.3.2	Kalibrierung und Systemgenauigkeit.....	74
2.4	Versuchsanordnungen.....	77
2.4.1	Anordnung für Fußbälle, die glatte Kugel, die Viertelpyramide und die Kreisscheibe.....	77
2.4.2	Anordnung für die glatte Kugel und das 14-Panel-Modell bei äußerem Antrieb.....	82
2.4.3	Anordnung für die glatte Kugel und das texturierte 14-Panel-Modell bei innerem Antrieb.....	85
2.5	Druckmessenrichtungen.....	89
2.5.1	Differenzdruckaufnehmer.....	89
2.5.2	Plenummethode.....	89
2.6	Sichtbarmachung der Umströmung.....	90
2.6.1	Nebeldraht-Technik.....	91
2.6.2	Seeding.....	91
2.6.3	Titan(IV)-chlorid-Verfahren.....	92
2.6.4	Ölfilmtechnik.....	92
2.7	Experimentelle Bestimmung physikalischer Größen.....	92
2.7.1	Luftdichte.....	93
2.7.2	Reynolds-Zahl.....	94

2.7.3	Luftkräfte	94
2.7.4	Dimensionslose Kraftbeiwerte	95
2.7.5	Spinparameter	95
3	Experimentelle Ergebnisse	67
3.1	Nichtrotierende Körper	96
3.1.1	Glatte Kugel	96
3.1.2	Fußbälle	107
3.2	Rotierende Körper	122
3.2.1	Glatte Kugel (mit Welle)	122
3.2.2	14-Panel-Modell (mit Welle)	140
3.2.3	Glatte Kugel (mit Spalt)	153
3.2.4	Texturiertes 14-Panel-Modell (mit Spalt)	184
4	Ballflugkurvensimulation	207
4.1	Modellbildung	207
4.1.1	Differentialgleichung der Flugkurve nichtrotierender Fußbälle	209
4.1.2	Differentialgleichung der Flugkurve rotierender Fußbälle	213
4.1.3	Numerische Lösungen der Differentialgleichungssysteme aus den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.2	215
4.2	Flugkurven nichtrotierender Fußbälle	216
4.2.1	Ballflugkurven ohne Berücksichtigung von Seitenkräften	217
4.2.2	Ballflugkurven unter Berücksichtigung von Seitenkräften	220
4.3	Flugkurven rotierender Fußbälle	229
4.3.1	Ballflugkurven unter Berücksichtigung der Magnuskraft	233
5	Zusammenfassung und Ausblick	241
6	Literaturverzeichnis	246
7	Anhang	264
7.1	Ermittlung der Messunsicherheit	264
7.1.1	Grundlagen	265
7.1.2	Luftdichte	267
7.1.3	Reynolds-Zahl	268
7.1.4	Dimensionslose Kraftbeiwerte	270
7.1.5	Spinparameter	272
7.2	Experimentelle Voruntersuchungen	274
7.2.1	Viertelpyramide	274
7.2.2	Kreisscheibe	278
7.3	Anhang zu Abschnitt 1.2.7 „Stromfeld und Kugelnachlauf“	282
7.4	Anhang zu Abschnitt 3.1.2 „Fußbälle“	283

II Kurzfassung

Die Wechselwirkung zwischen kugelförmigen Körpern und der sie umgebenden Strömung ist bei Ballsportarten von großer Bedeutung. Im Fußballsport werden Torschüsse und Freistöße häufig ohne oder mit wenig Rotation ausgeführt, um eine flatternde Flugbahn zu erhalten. In vielen Spielsituationen wird zudem der so genannte Magnuseffekt zur Erzeugung einer gekrümmten Flugkurve ausgenutzt. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, mit Hilfe einer Literaturstudie zunächst ein grundlegendes Verständnis der auftretenden Strömungsphänomene zu erhalten und aufzuzeigen, wo Forschungsbedarf besteht. Gleichzeitig wird herausgestellt, dass die verwendete Modellhalterung bei ein und demselben Experiment zur Kugelumströmung großen Einfluss auf die Ergebnisse ausübt. Bei der Konzeption der Windkanalversuchsstände dieser Arbeit lag das Hauptaugenmerk deshalb darauf, eine größtmögliche Reduktion der Interferenz zwischen der Umströmung der Modellhalterung und der Kugel- bzw. Ballumströmung mittels geeigneter konstruktiver Maßnahmen zu erreichen.

Untersuchungen ohne Rotation zeigen, dass bei Fußbällen der kritische Reynolds-Zahl-Bereich verglichen mit glatten Kugeln zu deutlich niedrigeren Reynolds-Zahlen verschoben ist. Gleichzeitig treten in diesem kritischen Reynolds-Zahl-Bereich sehr hohe Auftriebs- und Seitenkräfte auf. Bei glatten Kugeln liegen im überkritischen Re-Bereich zeitlich gemittelte Auftriebs- und Seitenkräfte ungleich null vor, da der Nachlauf zu der strömungsparallelen Achse geneigt ist. Bei Fußbällen hängen im kritischen und überkritischen Re-Bereich Größe und Richtung der Kräfte quer zur Strömungsrichtung von der Ballausrichtung zur Anströmung ab.

Die Untersuchungen mit Rotation zeigen: Die Messergebnisse der an den Polen angetriebenen glatten Kugeln und Modellfußbälle sind sehr stark durch den Einfluss der Aufhängung beeinflusst. Ergebnisse mit einer Aufhängung, welche die rotierenden Versuchskörper rückwärtig hält, weisen eine deutlich geringere Beeinflussung auf. Aerosol-Visualisierungen und Windkanalwaage-Messungen an der rotierenden Kugel zeigen, dass für Reynolds-Zahlen $1,25 \cdot 10^5 < Re < 4,5 \cdot 10^5$ und Spinparameter basierend auf Drehfrequenzen $f < 10\text{Hz}$ überwiegend ein negativer Magnuseffekt vorliegt. Die gleichzeitig auftretenden hohen Seitenkräfte und Seitenkraft-Fluktuationen zeigen, dass der Magnuseffekt bei einer glatten Kugel im kritischen Re-Zahl-Bereich dreidimensional ausgeprägt ist. Bei einem Modellfußball zeigt sich eine generelle Verschiebung der Reynolds-Zahl-Bereiche zu geringeren Reynolds-Zahlen. Ein negativer Magnuseffekt tritt im Bereich $0,96 \cdot 10^5 < Re < 2,48 \cdot 10^5$ auf, wobei die Seitenkräfte gering sind.

Fußball-Flugkurvensimulationen ohne Rotation zeigen, dass Seiten- und Auftriebskräfte zwar zu kaum abweichenden Flugzeiten führen, jedoch eine große Streuung der Koordinatenpaare (y, z) in der Torebene verursachen. Der negative Magnuseffekt führt bei glatten Kugeln dazu, dass seitliche Abweichungen von einer geraden Flugbahn auftreten, die entgegengesetzt zu denjenigen bei Fußbällen sind.

III Nomenklatur

Das folgende Verzeichnis erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit. Es erklärt vielmehr nur die wichtigsten Symbole, die über größere Textpassagen hinweg Verwendung finden. Im Weiteren sei auf die Definition der Symbole im laufenden Text verwiesen.

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
a	m	Abstand zwischen Körperspitze und Düse
a	m	Abstand zwischen dem Krafteinleitungspunkt R_1 und dem Kalibrierpunkt
A	m^2	projizierte Anströmfläche
A	$-, m^{-1}$	Kalibriermatrix
A_C	m^2	Querschnittsfläche des Auffangtrichters (Kollektors)
a_{ji}	$-, m^{-1}$	lineare Kalibrierkoeffizienten
a'_{jik}	$N \cdot m^0, N \cdot m^{-1}, N \cdot m^{-2}$	quadratische und gemischte Kalibrierkoeffizienten
A_N	m^2	Düsen- oder Strahlquerschnitt bzw. Querschnittsfläche des Düsenaustritts
A_P	m^2	Querschnitt des Plenums
A_S	m^2	Querschnittsfläche des Düseneintritts
b	m	Abstand zwischen dem Krafteinleitungspunkt R_2 und dem Kalibrierpunkt
B	$-, m$	Messmatrix
B	m	Breite
b_{ij}	$-, m^1$	lineare Messkoeffizienten
b'_{ijj}	$N^{-1} \cdot m^2, N^{-1} \cdot m, N^{-1}, N^{-1} \cdot m^{-2}$	quadratische Messkoeffizienten

b'_{ijk}	$N^{-1} \cdot m^2, N^{-1} \cdot m,$ $N^{-1}, N^{-1} \cdot m^{-1},$ $N^{-1} \cdot m^{-2}$	gemischte Messkoeffizienten
B_p	m	Breite des Plenums
c	m	Abstand zwischen dem Krafteinleitungspunkt R_3 und dem Kalibrierpunkt
c_{Go}	m^{-1}	Konstante für die Spinabnahme eines Golfballs
C_A	–	Auftriebsbeiwert
C_M	–	Magnuskraftbeiwert
C_{Mom}	–	Momentbeiwert
C_p	–	dimensionsloser Druckkoeffizient
C_S	–	Seitenkraftbeiwert
C_W	–	Widerstandsbeiwert
d	m	Abstand zwischen dem Krafteinleitungspunkt R_4 und dem Kalibrierpunkt
D	m	Durchmesser eines Körpers
D_N	m	äquivalenter hydraulischer Durchmesser der Düse
$D_{rüHa}$	m	Durchmesser des rückwärtigen Halterohrs
\vec{e}_ω	–	Einheitsvektor der Winkelgeschwindigkeit
\vec{e}_{kn}	–	virtueller Einheitsvektor der Flatterachse ($kn =$ „knuckling“)
\vec{e}_v	–	Einheitsvektor der Geschwindigkeit
\vec{e}_x	–	Einheitsvektor in x-Richtung
\vec{e}_y	–	Einheitsvektor in y-Richtung
\vec{e}_z	–	Einheitsvektor in z-Richtung
f	s^{-1}	Drehfrequenz
$F_A (= K_1)$	N	Auftrieb
F_M	N	Magnuskraft
f_{Pl}	–	Plenumfaktor

$F_S (= K_4)$	N	Seitenkraft
$F_W (= K_2)$	N	Widerstand
g	$m \cdot s^{-2}$	Erdbeschleunigung
G	N	Gewichtskraft
h_1	m	Abstand zwischen der x-y-Ebene und dem Kalibrierpunkt
h_2	m	Abstand zwischen dem Krafteinleitungspunkt R_5 und dem Kalibrierpunkt
h_3	m	Abstand zwischen dem Krafteinleitungspunkt R_6 und der x-y-Ebene
h_i	m	Oberflächenhöhe
J	$kg \cdot m^2$	Massenträgheitsmoment
k	m	Rauhigkeitshöhe
k_{pl}	–	idealer Plenumfaktor
k_s	m	effektive Rauhigkeitshöhe, äquivalente Sandrauhigkeitshöhe
K	–	Verhältnis der Querschnitte vom Plenum zum Strahlquerschnitt
K_i	N, Nm	i-te aerodynamische Komponente
$K_{i,aero}$	N, Nm	mit Hilfe der „Methode der kleinsten Quadratsumme“ berechnete aerodynamische Komponente
$K_{i,load}$	N, Nm	theoretische aerodynamische Komponente berechnet aus der Lage der Kraftangriffspunkte und den Massen
L	m	Länge der Messstrecke
L	m	Zylinderlänge
$l_{rüHa}$	m	rückwärtige Haltelänge
l_{VPy}	m	Länge der Viertelpyramide
m	kg	Masse
$M_G (= K_5)$	Nm	Giermoment
$M_N (= K_3)$	Nm	Nickmoment
$M_R (= K_6)$	Nm	Rollmoment

$M(\omega)$	Nm	Reibungsmoment
N	–	Gesamtanzahl der Beladungsschritte bei der Kalibrierung der Windkanalwaage
n	U / min	Drehzahl
p	Pa	statischer Druck
p_∞	Pa	statischer Druck in der Anströmung
p_s	Pa	statischer Druck in der Vorkammer
P_{el}	W	Elektrische Leistung
p_{ges}	Pa	Gesamtdruck
P_{K_i}	N, Nm	erweiterte Unsicherheit der Regression einer aerodynamischen Komponente K_i , Gl. (2.10)
p_{Um}	Pa	Umgebungsdruck
q_∞	Pa	dynamischer Druck der Anströmung
r	m	radiale Koordinate
\vec{r}	m	Bahnvektor
$\dot{\vec{r}}$	m / s	Geschwindigkeitsvektor
$\ddot{\vec{r}}$	$m \cdot s^{-2}$	Beschleunigungsvektor
R	m	Radius eines Körpers
R_j	N	j-tes Wägezellensignal
Re	–	Reynolds-Zahl gebildet mit u_∞
Re_ω	–	Reynolds-Zahl gebildet mit $R \cdot \omega$
R_L	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	spezifische Gaskonstante für Luft
R_{sk}	–	Schiefe einer Verteilung ($sk = \text{„skewness“}$)
S_{h_i}	m	Standardabweichung der Stichprobe von h_i , Gl. (1.4)
S_{K_i}	N, Nm	Standardabweichung der Regression einer aerodynamischen Komponente K_i , Gl. (2.9)
SP	–	Spinparameter
Sr	–	Strouhal-Zahl
t	s	Zeit
t^*	–	dimensionslose Zeit

T	$^{\circ}K$	Temperatur der Luft im Windkanal
t_{int}	s	Integrationszeit
Tu	–	Turbulenzgrad
u	m/s	Geschwindigkeit in x-Richtung
u_{∞}	m/s	Anströmgeschwindigkeit
u_{θ}	m/s	polare Geschwindigkeitskomponente
u_r	m/s	radiale Geschwindigkeitskomponente
u_s	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in der Vorkammer
U_N	m	Umfang der Düse
v	m/s	Geschwindigkeit in y-Richtung
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
v_x	m/s	Geschwindigkeit in x-Richtung
\dot{v}_x	$m \cdot s^{-2}$	Beschleunigung in x-Richtung
v_y	m/s	Geschwindigkeit in y-Richtung
\dot{v}_y	$m \cdot s^{-2}$	Beschleunigung in y-Richtung
v_z	m/s	Geschwindigkeit in z-Richtung
\dot{v}_z	$m \cdot s^{-2}$	Beschleunigung in z-Richtung
w	m/s	Geschwindigkeit in z-Richtung
x	m	Laborkoordinate entlang der Windkanalachse
x	m	kartesische Koordinate entlang der Schussrichtung
\dot{x}	m/s	Geschwindigkeit in x-Richtung
\ddot{x}	$m \cdot s^{-2}$	Beschleunigung in x-Richtung
y	m	horizontale Laborkoordinate, senkrecht zur Windkanalachse
y	m	horizontale kartesische Koordinate, senkrecht zur Schussrichtung
\dot{y}	m/s	Geschwindigkeit in y-Richtung
\ddot{y}	$m \cdot s^{-2}$	Beschleunigung in y-Richtung
z	m	vertikale Laborkoordinate, senkrecht zur Windkanalachse

z	m	vertikale kartesische Koordinate, senkrecht zur Schussrichtung
\dot{z}	m/s	Geschwindigkeit in z-Richtung
\ddot{z}	$m \cdot s^{-2}$	Beschleunigung in z-Richtung

Griechische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
α	°	Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor \vec{v} und der x-y-Ebene
β	°	Winkel zwischen der Projektion von \vec{v} in die x-y-Ebene und der x-Achse
Δt	s	Zeitschrittweite
δ	m	Grenzschichtdicke am Düsenaustritt
θ	°	Polarwinkel
θ_ω	°	Winkel zwischen $\vec{\omega}$ und der x-y-Ebene
θ_{kn}	°	Winkel zwischen \vec{e}_{kn} und der x-y-Ebene
θ_{lam}	°	Polarwinkel der laminaren Grenzschichtablösung
θ_{turb}	°	Polarwinkel der turbulenten Grenzschichtablösung
θ_{wake}	°	Öffnungswinkel des Nachlaufs
κ	–	Verhältnis der Querschnittsflächen vom Düsen Eintritt zum Düsenaustritt
Λ	–	dimensionslose Länge der Messstrecke
λ	m	Wellenlänge des Kugelnachlaufs
λ'	m	Wellenlänge der Kelvin-Helmholtz-Instabilität
μ_L	$N \cdot s / m^2$	dynamische Viskosität der Luft
ν_L	m^2 / s	kinematische Viskosität der Luft
ρ	kg / m^3	Fluiddichte
ρ_L	kg / m^3	Luftdichte
Φ	°	Azimutwinkel
φ	–	Versperrung

φ_ω	◦	Winkel zwischen der Projektion von $\vec{\omega}$ in die x-y-Ebene und der x-Achse
φ_{kn}	◦	Winkel zwischen der Projektion von \vec{e}_{kn} in die x-y-Ebene und der x-Achse
Ω	–	Verhältnis der Querschnittsflächen vom Auffangtrichter zur Windkanaldüse
ω	s^{-1}	Winkelgeschwindigkeit

Sonderzeichen

Zeichen	Einheit	Bedeutung
\emptyset	m	Durchmesserzeichen

Indizes

Index	Bedeutung
0	zum Zeitpunkt $t = t_0$
∞	bezogen auf die Anströmung
br	Wiederanlegen der Strömung ($br =$ „bubble reattachment“)
Fev	<i>Fevernova</i> (Name des Ballmodells)
Fu	Fußball
ges	gesamt, Versuchsanordnung bestehend aus dem Körper und der Aufhängung
i	Index einer aerodynamischen Komponente K_i mit $i = 1 \dots 6$
j	Index des Wägezellensignals R_j mit $j = 1 \dots 6$
k	Index einer aerodynamischen Komponente K_k mit $k = i \dots 6$ oder Index des Wägezellensignals R_k mit $k = j \dots 6$
$krit$	kritisch
lam	laminar
gem	gemessen
Ku	Kugel
$KuSp$	Kugel mit Spalt
$KuWe$	Kugel mit Welle

<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>Null</i>	Nullmessung
<i>Ro</i>	<i>Roteiro</i> (Name des Ballmodells)
<i>s</i>	Ablösung (<i>s</i> = „separation“)
<i>Sch</i>	(Kreis-)Scheibe
<i>14Sp</i>	texturiertes 14-Panel-Modell mit Spalt
<i>Tara</i>	Tara, Versuchsanordnung bestehend aus der Aufhängung und dem entkoppelten Körper
<i>+Tg</i>	<i>+Teamgeist</i> (Name des Ballmodells)
<i>trans</i>	Transition (Übergang)
<i>turb</i>	turbulent
<i>VPy</i>	Viertelpyramide
<i>We</i>	Antriebswelle
<i>We4mm</i>	Antriebswelle mit 4mm Durchmesser
<i>We12mm</i>	Antriebswelle mit 12mm Durchmesser
<i>14We</i>	14-Panel-Modell mit Welle

Abkürzungen

<i>Abkürzung</i>	<i>Bedeutung</i>
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>DES</i>	Detached Eddy Simulation
<i>DFB</i>	Deutscher Fußball Bund
<i>DNS</i>	Direkte Numerische Simulation
<i>DVL</i>	Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt
<i>Fa.</i>	Firma
<i>Fifa</i>	Fédération Internationale de Football Association
<i>Gl.</i>	Gleichung
<i>ITF</i>	International Tennis Federation
<i>LDA</i>	Laser-Doppler-Anemometrie
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation (Grobstruktursimulation)

<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry
<i>RANS</i>	Reynolds Averaged Navier Stokes
<i>S.</i>	Seite

Mittelwerte und Schwankungsgrößen einer allgemeinen Variablen ϕ nach Reynolds

Zeichen	Bedeutung
ϕ	skalare Größe
$\bar{\phi}$	zeitlicher Mittelwert von ϕ
ϕ'	Schwankung von $\bar{\phi}$

Bezeichnungen aus Abschnitt 7.1 „Ermittlung der Messunsicherheit“

Zeichen	Bedeutung
X_i	i-te Variable
X_k	k-te Variable
\bar{X}_i	Mittelwert der Stichprobe einer Variablen X_i , Gl. (7.1)
N	Anzahl der Einzelmessungen (Beobachtungen) von X_i
S_{X_i}	Standardabweichung der Stichprobe einer Variablen X_i , Gl. (7.2)
$\nu_{S_{X_i}}$	Anzahl der Freiheitsgrade bei der Berechnung von S_{X_i}
$S_{\bar{X}_i}$	Standardunsicherheit des Stichprobenmittelwerts einer Variablen X_i , Gl. (7.3)
t	Erweiterungsfaktor, Student-t-Faktor (für ein Vertrauensniveau von 95%)
P_{X_i}	erweiterte Unsicherheit der Stichprobe einer Variablen X_i , Gl. (7.4)
$P_{\bar{X}_i}$	erweiterte Unsicherheit des Stichprobenmittelwerts einer Variablen X_i , Gl. (7.5)
B_i	systematische Unsicherheit einer Variablen X_i (für ein Vertrauensniveau von 95%), Gl. (7.6)
S_{B_i}	Standardabweichung der systematischen Unsicherheit einer Variablen X_i , Gl. (7.7)
M	Anzahl der systematischen Fehlerquellen einer Variablen X_i

α	systematische Fehlerquellen $\alpha = 1, 2, \dots, M$ einer Variablen X_i
$(v_{S_{B_i}})_\alpha$	Freiheitsgrad einer einzelnen systematischen Fehlerquelle α einer Variablen X_i , Gl. (7.8)
$(S_{B_i})_\alpha$	Standardabweichung der systematischen Unsicherheit einer einzelnen Fehlerquelle α einer Variablen X_i
$\Delta(S_{B_i})_\alpha$	Unsicherheit von $(S_{B_i})_\alpha$
B_{ik}	Kovarianzschätzung der Variablen X_i und X_k , Gl. (7.9)
L	Anzahl der gemeinsamen systematischen Fehlerquellen der Variablen X_i und X_k
β	gemeinsame systematische Fehlerquellen $\beta = 1, 2, \dots, L$ der Variablen X_i und X_k
θ_i	Empfindlichkeit, partielle Ableitung einer Ausgangsgröße (Messgröße) r nach der i -ten Eingangsgröße X_i , Gl. (7.11)
m	Anzahl der Eingangsgrößen X_i
r	Ausgangsgröße als Funktion von m Eingangsgrößen X_i
$U_{\bar{r}}$	erweiterte Unsicherheit einer Ausgangsgröße (Messgröße) r , gebildet mit $\theta_i S_{\bar{i}}$ oder $S_{\bar{r}}$
v_r	Freiheitsgrad einer Ausgangsgröße (Messgröße) r , berechnet aus der Welch-Satterthwaite-Formel nach Gl. (7.21) oder Gl. (7.23) für $U_{\bar{r}}$ bzw. nach Gl. (7.38) oder Gl. (7.40) für $U_{\overline{SP}}$

1 Einleitung

1.1 Problemstellung und Motivation

In den letzten Jahren waren Sportereignisse, insbesondere große, internationale Turniere, einem starken Interesse durch die Medien ausgesetzt. Parallel dazu stieg der Verkauf von Sportartikeln sprunghaft an. Die Entwicklung von Sportgeräten ist mittlerweile zu einem wichtigen Wirtschaftszweig erwachsen. Daher verwundert es nicht, dass sich zur Optimierung von Sportgeräten ein neuer Forschungszweig unter dem Namen „Sportwissenschaft“ (Englisch: „sports engineering“) entwickelt hat. Zahlreiche Publikationen widmen sich der Untersuchung der physikalischen Vorgänge bei Sportgeräten mit dem Ziel, dieses Wissen für eine Optimierung dieser Geräte einsetzen zu können. Bereits 1985 ist zu diesem Zweck eine erste Übersicht zur Aerodynamik von Ballsportarten veröffentlicht worden (*Mehta, 1985*).

Die moderne Sportwissenschaft umfasst neben der Aerodynamik noch weitere Teildisziplinen. Um hier nur einige zu nennen, seien Sportphysiologie, Sportpsychologie, Spieltaktik, Analyse von Standardsituationen oder die gezielte Entwicklung von Ausrüstung und Spielgeräten (Anzüge, Helme, Fallschirme, etc.) genannt. Daneben gewinnt der Bereich der so genannten Biomechanik an Bedeutung. Dieser macht sich beim Fußball die minutiöse Aufzeichnung und Vermessung von Bewegungsabläufen zur Aufgabe (*Bray, 2006, Kapitel 5, Seite 120*).

Im Spannungsfeld der Sportwissenschaft besteht die Aufgabe der Aerodynamik oftmals darin, eine Widerstandskraft zu minimieren oder einen Auftrieb zu erzeugen. Die Arbeit von *Goodwill et al. (2004)* thematisiert u. a. die Auswirkungen von Abnutzungserscheinungen an Tennisbällen auf den Tennis-Sport. Hierbei zeigen die Messungen an nichtrotierenden Bällen, dass ein häufig geschlagener Tennis-Ball (1500 Schläge) einen um $\Delta C_w = 0,04$ niedrigeren Widerstandsbeiwert gegenüber einem neuen Ball aufweist. Verantwortlich hierfür ist die verringerte Anzahl der weichen Filz-Haare auf einem stark abgenutzten Tennis-Ball, die für einen großen Teil des Widerstandes verantwortlich sind. *Goodwill et al. (2004)* zeigen mit dieser Untersuchung, dass Ballhersteller diesen Effekt nutzen könnten, um schnellere Bälle zu produzieren, die aber gleichzeitig voll und ganz dem Regelwerk der „International Tennis Federation“ (*ITF*) entsprechen. Angesichts der ohnehin schon sehr großen Bedeutung harter Aufschläge im Tennis-Sport, die auf schnellen Böden wie Gras noch mehr zur Geltung kommen, wäre eine solche Entwicklung, insbesondere für den Zuschauer, sicherlich unerwünscht.

Die Sportaerodynamik fasst eine Vielzahl unterschiedlicher Sportarten und Themenbereiche zusammen, die von *Nørstrud und Sætran (2007)* ohne Anspruch auf Vollständigkeit wie folgt gegliedert werden:

- Laufsport (menschliche Leistung, Wärmehaushalt)
- Eislauf (Anzüge, medizinische Themen)
- Radsport (Ausrüstungsdesign, Interferenzwiderstand)
- Ballaerodynamik (Magnuseffekt, Tennis, Golf, Kricket und Baseball)
- Skifahren (Langlauf, Abfahrt, Hochgeschwindigkeitsskifahren, Endgeschwindigkeit)
- Skisprung (Grundlagen, Reibungskraft, Flug, Ausrüstung)
- Sky Diving (Atmosphäre, Fallschirmaerodynamik)
- Gleitschirmfliegen (Tragflügeltheorie, topographische Effekte, Design von Ausrüstung)
- Rennwagen (Bodeneinfluss, Nachlaufströmung)

In den Bereich der „Ballaerodynamik“ fallen beim Fußball auch spektakulär getretene Freistöße, die enorm zur Attraktivität dieser Sportart beitragen. Solche Freistöße werden in der Literatur beschrieben. *Asai et al. (1998a)* widmen sich beispielsweise dem berühmten Freistoßtreffer des Brasilianers Roberto Carlos beim 1:1-Unentschieden seines National-Teams gegen die französische Nationalmannschaft 1997 in Frankreich. Carlos schoss aus einer Torentfernung von 32 Metern mit dem linken Außenrist. Der Ball segelte rechts an der Mauer vorbei, machte dann einen scharfen Bogen nach links und prallte schließlich vom Pfosten ins Tor. Frankreichs Schlussmann Fabien Barthez war völlig überrascht, konnte nicht reagieren und schaute dem Ball nur fassungslos hinterher.

Die Motivation zu den in dieser Arbeit zu untersuchenden Problemstellungen lässt sich wie folgt zusammenfassen:

Um Fußbälle weiterentwickeln und optimieren zu können, ist es notwendig, die Vorgänge bei ihrer Umströmung zu verstehen. Grundlage hierfür ist die Umströmung von glatten und rauen Kugeln. In der Literatur zur Kugelaerodynamik sind zwar zahlreiche Publikationen zu experimentellen Untersuchungen vorhanden, jedoch weisen diese Studien zum Teil deutlich unterschiedliche Ergebnisse auf. Aus diesem Grund wird zunächst eine ausführliche Literaturstudie durchgeführt. Diese zeigt die Ursachen auf, wie es bei ein und demselben Experiment zu unterschiedlichen Ergebnissen kommen kann. Dabei wird gleichzeitig deutlich, dass in den Bereichen Magnuseffekt und Aerodynamik von Fußbällen nach wie vor ein erheblicher Bedarf an Grundlagenuntersuchungen besteht. Daten zu aerodynamischen Beiwerten in Abhängigkeit von Reynolds-Zahl und Spinparameter sind zum Teil nur spärlich vorhanden, werden aber zur Simulation von Ballflugkurven dringend benötigt.

Das wissenschaftliche Ziel dieser Arbeit ist ein besseres Verständnis der Aerodynamik von nichtrotierenden und rotierenden Kugeln und Fußbällen mittels systematischer Windkanaluntersuchungen.

Da es sich bei der Fußballaerodynamik um einen vergleichsweise jungen Forschungszweig handelt, besteht ein großer Bedarf an Untersuchungen.

Die experimentelle Untersuchung rotierender Kugeln und Fußbälle im Windkanal verursacht folgende Problematik: Eine Versuchsanordnung muss entworfen werden, bei der die Interferenz zwischen Modellhalterung und Ballumströmung minimiert und somit die Messung realitätsnaher aerodynamischer Kräfte ermöglicht wird. Bei nichtrotierenden Kugeln sind rückwärtige Haltestangen als günstigste Form der Modellhalterung bekannt. Bei Kugeln, die um eine Achse rotieren, die senkrecht zur Strömungsrichtung steht, kommen in Literaturstudien fast ausschließlich Versuchsanordnungen zum Einsatz, die auf einem äußeren Antrieb mit Hilfe einer Welle basieren. Diese Welle durchstößt entweder einen oder beide Kugelpole. Bei dieser Antriebsform handelt es sich um eine wenig komplexe, relativ einfach zu realisierende Methode. Aufgrund dessen werden auch in der vorliegenden Arbeit Untersuchungen mit einer solchen Versuchsanordnung durchgeführt.

Durch die Neukonzeption einer komplexeren Versuchsanordnung, bei der in Analogie zu Halterungen für nichtrotierende Bälle eine Haltestange aus dem Nachlauf heraus zum Einsatz kommt, sind jedoch Ergebnisse zu erwarten, die deutlich weniger Interferenz zwischen Modellhalterung und Ballumströmung aufweisen. Mit Hilfe dieser Versuchsanordnung können erneute Experimente zum Magnuseffekt durchgeführt werden.

Von Bällen, die um eine zur Flugrichtung senkrechte Achse rotieren, ist bekannt, dass die Magnuskraft bei ihnen eine gekrümmte Flugbahn verursacht. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es, die erhaltene Datenbasis zur Simulation von realitätsnahen Ballflugkurven einzusetzen. Doch nicht nur bei rotierenden, sondern auch bei ohne oder mit wenig Rotation abgeschossenen Bällen, kann eine Seitenkraft entstehen, die ein unerwartetes Abweichen des Balles von seiner antizipierten Flugbahn verursacht. Dieses in den Medien oft als „Flattern“ (Englisch: „knuckling effect“) bezeichnete Flugverhalten des Balles soll ebenfalls in Flugkurvensimulationen untersucht werden.

1.2 Einordnung von Kugel- und Fußballumströmungen

In diesem Kapitel werden technische Beispiele vorgestellt, bei denen die Umströmung von glatten und rauen Kugeln von Bedeutung ist.

Basierend auf der Definition des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Koordinatensystems werden experimentelle Vorarbeiten anderer Autoren zur Kugel- und Fußballaerodynamik zusammengefasst. Die verfügbare Literatur zur Aerodynamik von nichtrotierenden Kugeln und Fußbällen lässt sich grob in die Bereiche

- Widerstandsverhalten und Grenzschichtablösung

- Druckverteilung
- Aktive und passive Strömungsbeeinflussung
- Visualisierung der Ablösepunkte

sowie

- Stromfeld und Kugelnachlauf

einteilen. Zwischen den einzelnen Bereichen können sich Überschneidungen ergeben. Weitere Literaturstudien befinden sich in den Einzelkapiteln dieser Arbeit, hier sei insbesondere auf die Abschnitte 3.1.1 „Glatte Kugel“ und 3.1.2 „Fußbälle“ hingewiesen.

Bei Rotation um eine senkrecht zur Strömungsrichtung angeordnete Achse tritt der so genannte

- Magnuseffekt

auf. In der Literatur sind bislang nur wenige Studien zum Magnuseffekt an rotierenden glatten Kugeln und Fußbällen zu finden. Der besser erforschte Magnuseffekt an rotierenden Zylindern wird in einem gesonderten Abschnitt behandelt.

1.2.1 Technische Beispiele zur Umströmung von glatten und rauen Kugeln

In der Klassifikation von Strömungen fällt die Kugelumströmung in den Bereich der Aerodynamik stumpfer Körper. Hierzu zählen auch andere geometrisch einfache Körper wie Kreiszyylinder, Keile, Kegel und Quader. Die Umströmung stumpfer Körper wird von sehr komplexen Ablösungserscheinungen am Körperheck geprägt, deren Vorhersage in allen Details bislang nicht möglich ist.

Für die Wechselwirkung zwischen kugelförmigen Körpern und der sie umgebenden Strömung gibt es viele technische Anwendungen. Zwei- oder Mehrphasenströmungen von Blasen und Tropfen in Newtonschen Fluiden gleichen der Umströmung von Kugeln. In Rohr- und Fernleitungen werden mitgeführte Schmutzpartikel als Kugeln modelliert. Diese Schmutzpartikel werden durch Scherströmungen, Kollisionen mit der Wand oder Kollisionen untereinander in Rotation versetzt. Bei Prozessen in Wasser-Suspensionen wie Koagulation, Sedimentation, Flotation und Filtration müssen Sinkgeschwindigkeit und Widerstand kugelförmiger Partikel bekannt sein, um die dazu erforderlichen Anlagen entsprechend auslegen zu können. In Katalysatoren, Verbrennungs- und Rauchgasentschwefelungsanlagen werden Rußpartikel und bei der Kraftstoffeinspritzung Tropfen als Kugeln modelliert.

Systematische Versuche an glatten Kugeln zur Bestimmung des Widerstandskoeffizienten C_w in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re wurden von einer Reihe von Autoren und für eine große Bandbreite von Reynolds-Zahlen durchgeführt. Besonders bei kleinen Re -Zahlen sind Versuchsergebnisse leicht aus Fallversuchen von Kugeln in Flüssigkeiten zu ermitteln. *Pettyjohn und Christiansen (1948)* führten an

Partikeln unterschiedlicher Sphärizität Messungen durch. Der Re-Zahl-Bereich für glatte Kugeln betrug $0,01 < Re < 11470$. *Achenbach (1974b)* führte in einem Hochdruck-Windkanal aufwändige experimentelle Untersuchungen zur Umströmung und zum Wärmeübergang an Kugeln durch. Ziel der Untersuchungen war es, herauszufinden, ob kugelförmige Brennelemente, die pneumatisch in das Core des in der Kernforschungsanlage Jülich entwickelten gasgekühlten Hochtemperaturreaktors gefördert werden, den kritischen Strömungszustand durchlaufen. Der experimentelle Aufwand vervielfacht sich jedoch, sobald als weiterer Parameter eine Partikel-Rotation miteingeschlossen wird. Den Einfluss des Magnuseffekts und der Wandstöße kugelförmiger Teilchen auf den Druckverlust feststoffbeladener Luftströmungen durch horizontale Rohrleitungen untersuchte *Sawatzki (1961)*.

Aus dem Bereich der Medizin kann die Modellierung von Blutkörperchen als Kugeln als strömungstechnische Anwendung genannt werden. Außerdem werden in der Medizintechnik auch kugelförmige Hydrophone für nichtinvasive Diagnosen eingesetzt. Diese Geräte stellen einen akusto-elektrischen Wandler dar: Sie basieren, wie auch in der geophysikalischen Messtechnik eingesetzte kugelförmige Hydrophone, auf der Wandlung von Schall in eine dem Schalldruck entsprechende elektrische Spannung. Im Meer wird die dazu notwendige Strömung durch Wellen oder die Gezeiten erzeugt. Durch die Schwankungen des Kugelnachlaufs können instationäre Stöße entstehen, die ein ernsthaftes Problem für Hydrophone zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit darstellen. Der Grund hierfür ist, dass Hydrophone auf der Messung des geschwindigkeits-proportionalen elektrischen Stroms basieren.

In optischen Ganzfeld-Messmethoden wie der Laser-Doppler-Anemometrie (*LDA*) oder der Particle Image Velocimetry (*PIV*) werden dem Strömungsmedium Luft kugelförmige Aerosolpartikel, so genannte Tracer, beigefügt. Deren Aufgabe besteht darin, der Strömung möglichst schlupffrei zu folgen, um auf diese Art und Weise eine berührungsfreie Messung des Strömungsfeldes zu ermöglichen.

Die Bauschuttzubereitungsindustrie bedient sich verschiedener Trocken- und Nassaufbereitungsverfahren. Um Verfahrensschritte wie die Windsichtung oder Setzmaschinen auszulegen, werden verschiedene empirische Gesetze zum Widerstand kugelförmiger Partikel benötigt.

Auch in der Luftfahrtindustrie, etwa bei beschleunigten Zwei-Phasen-Strömungen durch Raketendüsen, ist die Kugelaerodynamik von Bedeutung.

Kugelförmige Wetter-Ballons konstanten Drucks werden in der Meteorologie zur Messung des Geschwindigkeitsprofils von atmosphärischen Winden oder der Luftdichteverteilung in der Erdatmosphäre eingesetzt. Sie sind strömungsinduzierten Schwingungen ausgesetzt, welche die Unsicherheit der Messergebnisse erhöhen. Zudem werden bei aufsteigenden Ballons seitliche Abweichungen von der antizipierten Flugbahn beobachtet. Diese seitlichen Abweichungen werden plötzlich und ohne erkennbare Ursache von seitlichen Abweichungen in eine andere Richtung abgelöst.

Gegenstand meteorologischer Untersuchungen ist u. a. die Bestimmung von Widerstand und Endgeschwindigkeit von Wassertropfen. *Beard und Pruppacher (1969)* folgern aus Messungen der Widerstandskraft von Wassertropfen, dass diese für Reynolds-Zahlen $Re < 200$ annähernd kugelförmig sind. *Gunn und Kinzer (1949)* weisen dagegen auf eine andere Beobachtung hin: Beim freien Fall in der Luft führen aerodynamische Kräfte, Vibrationen und Spin laut ihrer Untersuchung zu einer erheblichen Abweichung des Wassertropfens von der idealen Kugelform.

Weitere Anwendungsfelder, in denen die Kugelumströmung von Bedeutung ist, sind nach *Torobin und Gauvin (1959a)* Gewerbehygiene, Toxikologie, Bergwesen, angewandte Mathematik oder Aerodynamik.

Unter letztgenannte aerodynamische Anwendungen fallen auch Ballsportarten, in denen runde Bälle zum Einsatz kommen. Dort spielt der Magnuseffekt eine wichtige Rolle. Beim Magnuseffekt werden bedingt durch asymmetrische Grenzschichtablösung Seiten- oder Auftriebskräfte hervorgerufen. Diese führen zu spektakulär gekrümmten Ballflugkurven, wie sie beispielsweise vom Cricket, Tennis, Golf, Fußball, Volleyball oder Baseball bekannt sind. Andererseits werden in diesen Sportarten aber auch nahezu unvorhersehbare Ballflugkurven beobachtet. Verantwortlich dafür ist der so genannte „Flattereffekt“. Er tritt bei nahezu ohne Spin abgeworfenen Bällen auf. Ursache ist ein asymmetrisches, instationäres Strömungsfeld, welches Seitenkräfte hervorruft. Eine weitere Besonderheit der Aerodynamik kugelförmiger Sportbälle sind die hohen, fast immer überkritischen Reynolds-Zahlen im Bereich $4 \cdot 10^4 < Re < 4 \cdot 10^5$ (*Mehta und Pallis, 2001*). C_w - Re -Kurven kugelförmiger Sportbälle werden fast immer mit Ergebnissen von *Achenbach (1974b)* für raue Kugeln verglichen. Dieser Vergleich wird von *Haake et al. (2007)* aufgrund des nicht vorhandenen Bezugs zur Ballaerodynamik kritisiert.

Im Jahre 2007 versuchte die *FIFA*, ein Verbot der Austragung internationaler Spiele an Spielorten oberhalb von 2500m durchzusetzen. Betroffen gewesen wären vor allem Anden-Länder wie Bolivien (La Paz, 3600m über Meereshöhe), Ekuador (Quito, 2800m über Meereshöhe) und Kolumbien (Bogotá, 2640m über Meereshöhe). Der Vorstoß des Weltverbands scheiterte zwar, der Einfluss der geodätischen Höhe auf physiologische Aspekte der menschlichen Leistungsfähigkeit, aber auch auf die Ballaerodynamik, rückte dagegen in den wissenschaftlichen Fokus. *Levine et al. (2008)* führen aus, dass eine Höhenzunahme von 305m eine ungefähr dreiprozentige Abnahme der Luftdichte zur Folge hat, die sich im selben Maße in einer Abnahme der Widerstands- und Auftriebskräfte niederschlägt. Dies bedeutet, dass ein Fußball an einem höher gelegenen Spielort generell weiter fliegt und weniger seitlich von der geraden Flugbahn abweicht.

1.2.2 Koordinatensystem

Die nachfolgenden Betrachtungen für nichtrotierende und rotierende Kugeln und Fußbälle in einem parallelen unendlich ausgedehnten Luftstrom beziehen sich auf das in Bild 1.1 dargestellte Koordinatensystem der Kugelumströmung nach *Johnson und Patel*

(1999). Der Ursprung eines dreiachsigen Koordinatensystems liegt im Kugelmittelpunkt, die negative x-Achse durchstößt die Kugel im vorderen Staupunkt, die positive x-Achse durchstößt sie im hinteren Staupunkt. Der Winkel θ wird in dieser Arbeit als Polarwinkel bezeichnet und nimmt im nichtrotierenden Fall Werte von $0 \leq \theta < \pi$ an. Bei Rotation der Kugel um die z-Achse ist die Erweiterung des Wertebereichs auf $0 \leq \theta < 2\pi$ erforderlich. Der Winkel Φ wird als Azimutwinkel bezeichnet und nimmt Werte von $0 \leq \Phi < 2\pi$ an. Die radiale Koordinate r beginnt im Ursprung des kartesischen Koordinatensystems (x, y, z) .

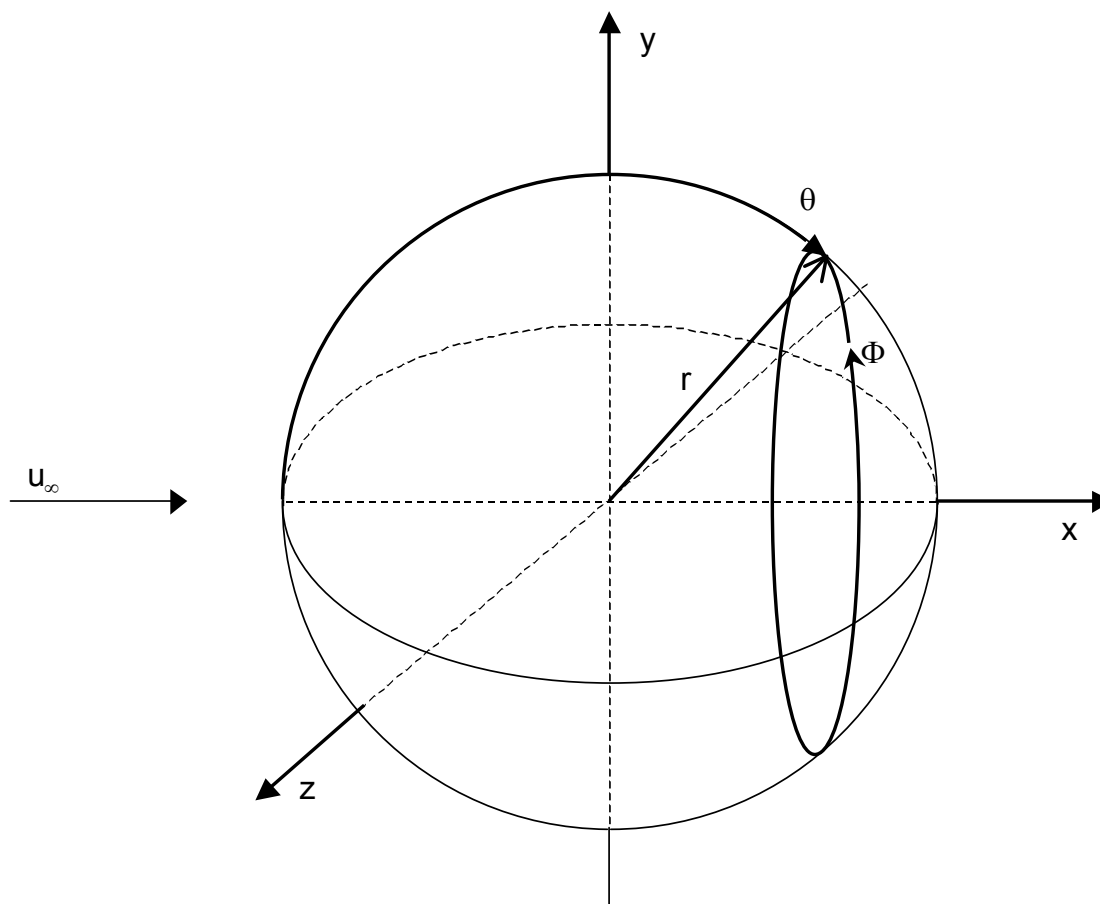


Bild 1.1: Koordinaten der Kugelumströmung nach *Johnson und Patel (1999)*

In Abschnitt 1.2.8 „Magnuseffekt an rotierenden Zylindern“ bezeichnet θ den Polarwinkel in Polarkoordinaten.

1.2.3 Widerstandsverhalten und Grenzschichtablösung

Für den dimensionslosen Widerstand C_w der glatten Kugel als Funktion der Reynoldszahl Re liegen in der Literatur zahlreiche experimentelle Untersuchungen vor. Diese sind in Form der Widerstandskurve von *Clift et al. (1978)* in Bild 1.3 zusammengefasst. Details zu den Versuchsanordnungen sind Abschnitt 3.1.1 „Glatte Kugel“ zu entnehmen.

Das Widerstandsverhalten der glatten Kugel lässt sich gemäß *Achenbach (1972)* in vier Reynolds-Zahl-Bereiche unterteilen:

- Im unterkritischen Bereich löst die laminare Grenzschicht vom vorderen Staupunkt aus gesehen bei einem Winkel von $\theta_{lam} \approx 82^\circ$ ab, da bereits vor dem Dickenmaximum ein Druckanstieg erfolgt. *Mehta (2007)* führt als Grund für den Druckanstieg vor dem Dickenmaximum den stromauf gerichteten Einfluss des Ablösegebiets an. Aufgrund von Krümmungseffekten der wandnahen Stromlinien, wie sie auch im Bereich des Düsenaustritts eines Niedriggeschwindigkeits-Windkanals beobachtet werden (*Bell und Mehta, 1988*), steigt bereits stromauf vom Dickenmaximum ab $\theta \approx 70^\circ$ der Druck wieder an (siehe dazu auch Bild 1.6). Diesen positiven Druckgradienten kann die laminare Grenzschicht nur bedingt bewältigen und löst schließlich bei $\theta_{lam} \approx 82^\circ$ ab. Der Widerstandsbeiwert ist im unterkritischen Bereich nahezu unabhängig von Re . Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich der Ablösepunkt der laminaren Grenzschicht in diesem Bereich nicht ändert. Der Reibungswiderstand beträgt ca. 2% des Gesamtwiderstands (*Achenbach, 1972*).
- Im kritischen Bereich sinkt der C_W -Wert rapide ab und erreicht einen Minimalwert. Der anfängliche Abfall des Widerstandsbeiwerts ist darauf zurückzuführen, dass der laminare Ablösepunkt für $Re > 2 \cdot 10^5$ stromab zu $\theta_{lam} \approx 90^\circ$ bis 97° wandert. Es kommt zur Transition in der abgelösten Scherschicht. Wegen des gestiegenen Impulsaustausches legt sich die turbulent gewordene Scherschicht weiter stromab wieder an die Kugel an. *Achenbach (1979)* erklärt dieses Phänomen, welches er als „laminare Zwischenablösung“ bzw. als „Ablöseblase“ bezeichnet, anhand von Wandschubspannungsmessungen, die ein ausgeprägtes Minimum der Wandschubspannung aufweisen. Aufgrund der gewählten Schrittweite von $\Delta\theta = 5^\circ$ konnte jedoch nicht die Position verschwindender Wandschubspannung detektiert werden. Auch *Fage (1936)* folgert aus der Messung von Bereichen konstanten statischen Drucks im Bereich des Kugeläquators, dass dort ein laminar-turbulenter Transitionsbereich existieren muss. Dies zeigen auch Messungen des Reibungswiderstands. Dieser steigt im kritischen Bereich auf einen Anteil von über 10% am Gesamtwiderstand an, da der Gesamtwiderstandsbeiwert abnimmt und gleichzeitig die Lauflänge der Grenzschicht auf der Kugeloberfläche zunimmt (*Achenbach, 1979*). Die turbulente Grenzschicht nimmt durch Queraustausch mit der Außenströmung Fluidteilchen höherer Geschwindigkeit auf und wird so stärker von der äußeren Strömung angetrieben. Auf diese Weise erhalten die Teilchen einen gegenüber dem laminaren Zustand bedeutend größeren Inhalt an Bewegungsenergie. Dadurch können sie dem Druckanstieg, der ab dem Kugeläquator erfolgt, besser standhalten (*Hoerner, 1935a*). Auch *Flachsbart (1927)* stellte fest, dass die Schleppwirkung der Außenströmung auf die Grenzschicht größer ist, wenn der Impulstransport durch turbulente Misch-

bewegung statt durch Wärmebewegung der Moleküle erfolgt. Beim Auftreten der Ablöseblase wurde die Ablösestelle von *Achenbach (1972)* zu $\theta_{turb} \approx 115^\circ$ bis 120° bestimmt. *Fage (1936)* bestimmte den Ablöswinkel sogar zu $\theta_{turb} \approx 145^\circ$. *Sawada et al. (2004b)* führten Messungen der Widerstandskraft als Funktion der Zeit bei $Re = 3,64 \cdot 10^5$ unter Verwendung eines magnetischen Aufhängungs- und Waage-Systems durch. Die Widerstandskraft erreichte sprunghaft sehr niedrige Werte, welche weit unterhalb des gemessenen Mittelwerts der Widerstandskraft lagen. Dies deutet auf zwischenzeitliche laminar-turbulente Grenzschichtübergänge und eine damit einhergehende Verschiebung des Ablösepunkts zu den im überkritischen Bereich erreichten Werten von θ_{turb} hin, siehe dazu auch Abschnitt 1.2.4 „Druckverteilung“.

- Bei Reynolds-Zahlen oberhalb des Widerstandsminimums bis $Re \approx 1,5 \cdot 10^6$ findet der laminar-turbulente Übergang in der anliegenden Grenzschicht, also ohne Zwischenablösung, bei $\theta_{trans} \approx 95^\circ$ statt. Dies folgerte *Achenbach (1972)* aus der gemessenen Schubspannungsverteilung bei $Re = 1,14 \cdot 10^6$. Der Strömungszustand wird in diesem Re-Bereich als überkritisch bezeichnet. Der Druck an der Ablösestelle bei $\theta_{turb} \approx 120^\circ$ prägt sich dem Totwasser auf, so dass sich am Kugelheck ein nahezu konstanter Druck einstellt. Dies zeigte *Achenbach (1972)* bei $Re = 1,14 \cdot 10^6$ anhand der gemessenen Druckverteilung. Der dimensionslose Reibungswiderstand ist im Vergleich zum unterkritischen Strömungszustand mit laminarer Grenzschichtablösung größer. Der dimensionslose Druckwiderstand hingegen ist geringer als im unterkritischen Bereich. Für $Re > 6 \cdot 10^5$ nimmt mit steigender Reynolds-Zahl der dimensionslose Druckwiderstand im Verhältnis zum dimensionslosen Reibungswiderstand überproportional zu. Der Gesamtwiderstandsbeiwert C_W steigt wieder an.
- Der transkritische Bereich ist dadurch charakterisiert, dass für Reynolds-Zahlen $Re > 1,5 \cdot 10^6$ der laminar-turbulente Transitionsunkt von $\theta_{trans} \approx 95^\circ$ wieder in Richtung vorderer Staupunkt zurückwandert. Bei $Re = 5 \cdot 10^6$ liegt dieser bereits bei $\theta_{trans} \approx 60^\circ$. Für $Re > 3 \cdot 10^6$ wandert auch der Ablösepunkt infolge der zunehmenden Aufdickung der Grenzschicht wieder in Richtung Dickenmaximum zurück – ein weiteres Anwachsen des Widerstandsbeiwerts ist die Folge (*Haake et al., 2007*).

Das Widerstandsverhalten der rauen Kugel kann in Bild 1.3 den C_W - Re -Kurven von *Achenbach (1974b)* für $k_s / D_{Ku} = 0,005$ und $k_s / D_{Ku} = 0,015$ entnommen werden. *Achenbach* erzeugte eine raue Kugeloberfläche durch Aufkleben von kleinen Kugeln gleichen Durchmessers. Der Quotient von

$$\frac{k_s}{D_{Ku}} \quad (1.1)$$

wird als „Rauhigkeitsparameter“ bezeichnet. Der Parameter k_s steht für die „effektive Rauhigkeitshöhe“, die *Achenbach (1979)* auch als „äquivalente Sandrauhigkeitshöhe“ bezeichnet. Letztere beträgt wie beim Zylinder nach *Achenbach (1974a)* das 0,55-fache der Rauhigkeitshöhe k . Diese Annahme beruht auf den kugelförmig ausgeführten Rauhigkeitselementen.

Wie Bild 1.3 zeigt, wird bei unterkritischer Strömung der C_W -Wert nicht durch die Rauhigkeit beeinflusst. Die laminare Grenzschicht, die eine Schichtenströmung darstellt, deckt in den wandnahen Schichten die Rauhigkeiten zu und schafft sich so selbst eine neue glatte Wand (*Zierep, 1982, Kapitel 3, Seite 129*). Da aber mit zunehmender Re -Zahl die Dicke der Grenzschicht abnimmt, ragen irgendwann die äquivalenten Sandkornrauhigkeiten aus der Grenzschicht heraus und wirken als Stolperdraht für die Grenzschicht. Infolgedessen verschiebt sich mit zunehmender Rauhigkeit der laminar-turbulente Grenzschichtübergang und damit die C_W -Wert-Abnahme im kritischen Bereich zu geringeren Re -Zahlen.

Die Lage des Ablösepunkts θ_{turb} erreicht im Widerstandsminimum nur bei geringen Rauhigkeitsparametern noch den Wert der glatten Kugel. Außerdem wird deutlich, dass der Re -Zahl-Bereich des überkritischen Strömungszustands mit steigendem Rauhigkeitsparameter abnimmt. Ursache: Der Ablöswinkel θ_{turb} wandert nach Erreichen des Maximalwerts beim Widerstandsminimum infolge der zunehmenden Grenzschichtaufdickung wieder in Richtung vorderer Staupunkt zurück. Dies wird anhand der Messkurve „raue Kugel, $k_s / D_{Ku} = 0,005$ “ besonders deutlich, da nach dem Erreichen des Widerstandsminimums unmittelbar der transkritische Bereich folgt.

Im Gegensatz dazu weist ein Golfball (*Bearman und Harvey, 1976*) nach dem Durchschreiten des kritischen Re -Bereichs keinen rasanten Anstieg des C_W -Wertes mit steigender Re -Zahl auf. Ab $Re \approx 6 \cdot 10^4$ liegt bereits der überkritische Re -Bereich vor. Dies deutet darauf hin, dass die golfballtypischen Vertiefungen der Oberfläche, auch „Dimples“ genannt, den laminar-turbulenten Grenzschichtübergang herbeiführen. Eine rasante Aufdickung der Grenzschicht und ein damit verbundenes Zurückwandern des Ablösepunktes mit steigender Re -Zahl erfolgt nicht. *Bearman und Harvey (1976)* betonen zudem die Problematik eines Vergleichs zwischen Dimples und Sandkornrauhigkeit, da eine äquivalente Ermittlung des Rauhigkeitsparameters k_s / D bei einem Golfball nicht möglich ist. Der Grund hierfür ist, dass Golfbälle mit unterschiedlicher Dimple-Anzahl, aber identischer Dimple-Geometrie, den gleichen Wert von k_s / D haben, ihr aerodynamisches Verhalten aber unterschiedlich ist. Andererseits können zwei Golfbälle mit unterschiedlicher Dimple-Geometrie und unterschiedlicher Dimple-Anzahl dennoch ein sehr ähnliches aerodynamisches Verhalten aufweisen. Bei Fußbällen wiederum gilt, dass k_s / D nur von der Nahtgeometrie, nicht aber von der Gesamtnahtlänge auf der Balloberfläche abhängt.

Eine geeignete Definition eines Rauhigkeitsparameters sehen *Haake et al. (2007)* in statistischen Methoden. Sie verwenden die aus der Tribologie bekannte „Schiefe“

(Engl.: „skewness“), welche anzeigt, ob und wie stark eine Verteilung rechtsschief ($R_{sk} > 0$, „Täler“) oder linksschief ($R_{sk} < 0$, „Berge“) ist. Die Schiefe R_{sk} einer Verteilung ist definiert als:

$$R_{sk} = \frac{N}{(N-1) \cdot (N-2) \cdot S_{h_i}^3} \sum_{i=1}^N h_i^3 \quad (1.2)$$

Darin ist N der Anzahl die Einzelmessungen und h_i die i -te äquidistante Messung der Oberflächenhöhe entlang der Oberfläche. Für h_i gilt:

$$\sum_{i=1}^N h_i = 0 \quad (1.3)$$

S_{h_i} ist die Standardabweichung der Stichprobe von h_i , die wie folgt definiert ist:

$$S_{h_i} = \left[\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N h_i^2 \right]^{1/2} \quad (1.4)$$

Anhand der Auftragung der kritischen Re-Zahl Re_{min} , bei der C_W einen minimalen Wert erreicht, über der Schiefe R_{sk} in Bild 1.2 (a) zeigen *Haake et al. (2007)*, dass eine starke lineare Korrelation zwischen Re_{min} und R_{sk} besteht. Die zu Grunde liegenden Messdaten stammen von Golfbällen (*Aoki et al., 1998*), rauen Kugeln (*Achenbach, 1974b*) und von einem Fußball (*Carré et al., 2005*). Durch Täler dominierte Rauigkeit verursacht niedrigere kritische Re-Zahlen als durch Berge dominierte Rauigkeit. Die Auftragung von $C_{W_{min}}$ über R_{sk} in Bild 1.2 (b) macht deutlich, dass der Fußball ($R_{sk} \approx -2,5$) nicht auf der Geraden liegt, auf der sich die Werte der Golfbälle ($-0,7 < R_{sk} < 0,6$) und der rauen Kugeln ($R_{sk} \approx -0,5$) befinden. Als möglichen Grund dafür vermuten *Haake et al. (2007)* die bei Fußbällen typischen langen Oberflächenstücke (Panels) zwischen den Nähten. Diese führen zu einer Grenzschichtaufdickung. Bei Golfbällen findet dagegen aufgrund der gleichmäßig verteilten Dimples eine kontinuierliche Durchmischung der turbulenten Grenzschicht statt. *Haake et al. (2007)* folgern, dass systematische Windkanalexperimente an rauen Kugeln und Sportbällen notwendig sind, um die Eignung von R_{sk} möglicherweise in Kombination mit k_s / D als Rauigkeitsparameter abschließend beurteilen zu können.

Die in Bild 1.3 eingetragene Widerstandskurve eines Fußballs basiert auf den Messungen der vorliegenden Arbeit. Man erkennt, dass bei einem Fußball der kritische Strömungszustand zu niedrigeren Re-Zahlen im Vergleich zur glatten Kugel verschoben ist. Das Widerstandsminimum des Fußballs ist mit $C_W \approx 0,12$ deutlich geringer als $C_W \approx 0,25$ für den Golfball. Der Anstieg des C_W -Werts des Fußballs mit steigender Re-Zahl ist dem eines Golfballs zunächst qualitativ ähnlich. Bis $Re \approx 4 \cdot 10^5$ liegt der überkritische Bereich vor, in dem der Ablösepunkt annähernd unverändert bleibt und der C_W -Wert nur langsam wieder ansteigt. Ab $Re \approx 4 \cdot 10^5$ lässt der Anstieg des Widerstandsbeiwerts C_W bereits das Vorliegen des transkritischen Bereichs vermuten:

Der Ablösepunkt wandert infolge der zunehmenden Grenzschichtaufdückung über den langen Panels wieder in Richtung Dickenmaximum zurück (Haake et al., 2007).

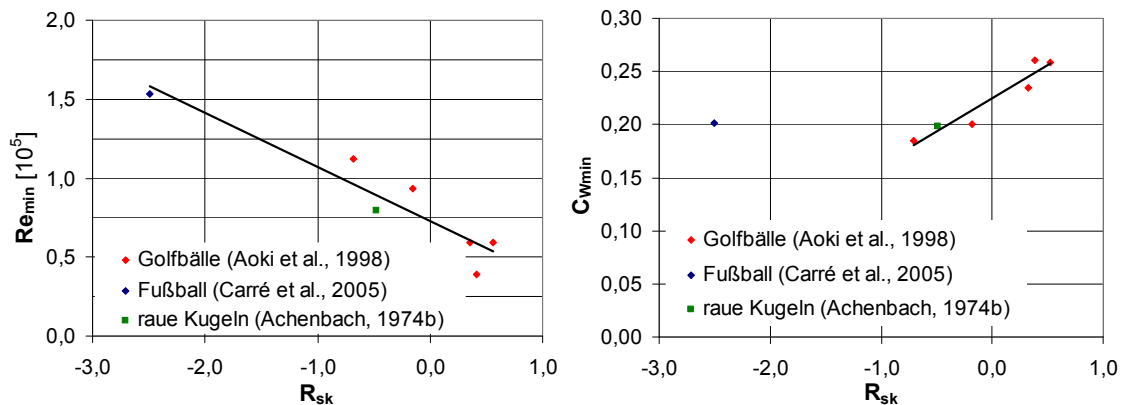


Bild 1.2: Vergleich der aerodynamischen Eigenschaften von Sportbällen anhand der Schiefe R_{sk} als Rauigkeitsparameter (Haake et al., 2007): a) kritische Re-Zahl Re_{min} bei der C_W minimal wird; b) minimaler C_W -Wert C_{Wmin}

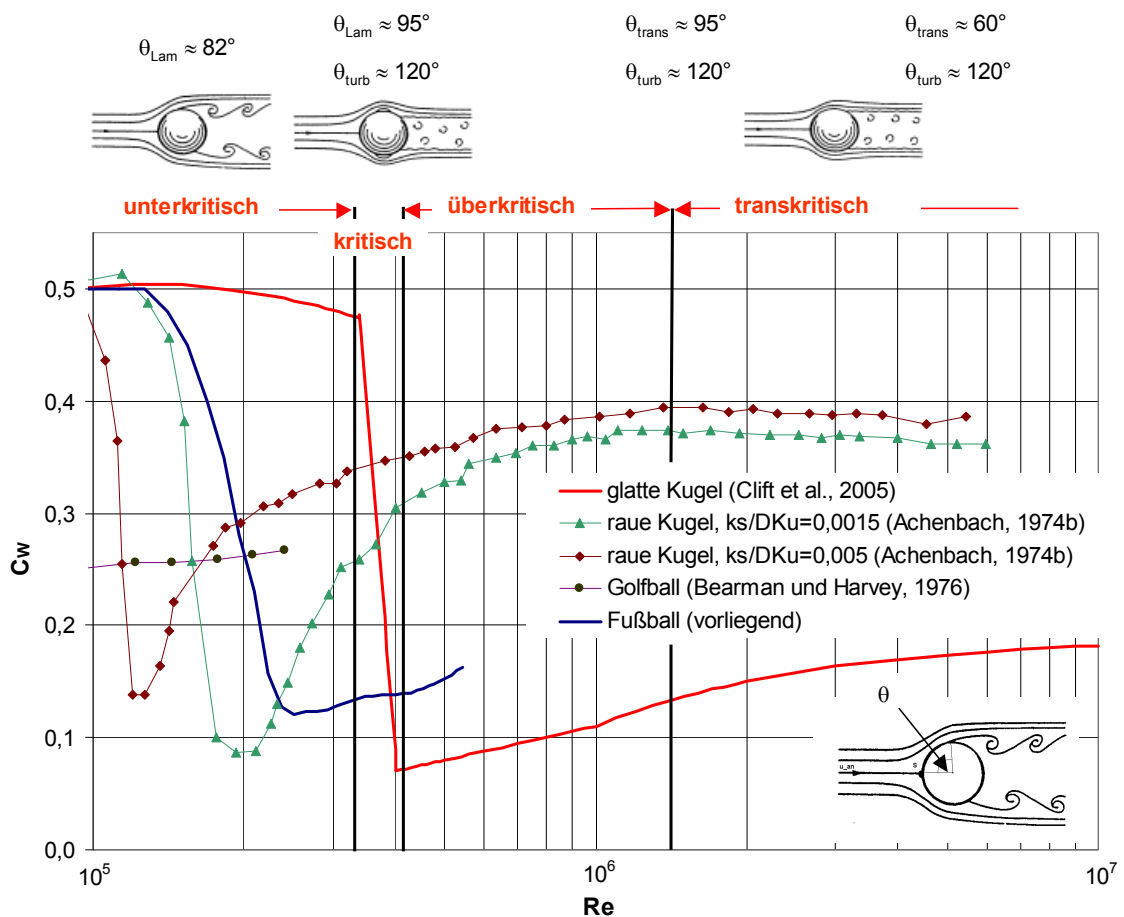


Bild 1.3: Das Widerstandsverhalten der glatten und rauhen Kugel, des Fußballs sowie des Golfballs bei inkompressibler Strömung

Zu der Fragestellung, ob die Ballausrichtung zur Anströmung einen Einfluss auf die aerodynamischen Kräfte hat, sind in der Fußball-Literatur bislang nur wenige Untersuchungen zu Fußbällen zu finden. *Carré und Asai (2004)* untersuchten ein im Maßstab 1:3 verkleinertes Ballmodell aus Kunststoff. Die in der traditionellen 32-Flicken-Form beschaffene Oberfläche wurde in 90°-Schritten um die rückwärtige Haltestange gedreht. In drei Nahtorientierungen wurden jeweils zwei Messreihen durchgeführt. Dabei wurde kein „wesentlicher Einfluss auf den Widerstand aufgrund der Ballausrichtung“ gefunden. Zum Einfluss der Ballausrichtung auf Kräfte quer zur Strömungsrichtung (Seitenkräfte) legten *Carré und Asai (2004)* keine Messergebnisse vor.

Bereits seit langem ist bekannt, dass beim Volleyball Aufschläge ohne Effet zu unvorhersagbaren Flugkurven der Bälle führen. Volleybälle bestehen aus 18 Panels mit ca. 1mm tiefen Nähten und besitzen damit in etwa die gleiche Rauigkeit wie Fußbälle, was sich auch an der etwa gleichen kritischen Re-Zahl $Re_{krit} \approx 2 \cdot 10^5$ (*Mehta und Pallis, 2001*) ablesen lässt. Diese entspricht bei einem Balldurchmesser von 219mm einer Geschwindigkeit von ca. 14,5m/s. Bei einem Flatteraufschlag (Englisch: „floater“) wird ausgenutzt, dass der Ball im Laufe seiner Flugbahn den Bereich der kritischen Re-Zahl durchfliegt. Bedingt durch den plötzlichen Anstieg des Luftwiderstands auf den unterkritischen Wert landen so Aufschläge noch im Spielfeld, die vom Gegner bereits im „Aus“ gewährt werden (*Hummel, 1967*).

Diese Erklärung ist jedoch unvollständig und berücksichtigt nicht, wie die am Ende der Flugbahn häufig beobachteten seitlichen Abweichungen von der antizipierten Flugbahn in der Größenordnung von 1m zustande kommen (*Cairns, 2004*). Solche Seitenkräfte treten nicht nur im kritischen Bereich auf, sondern auch im unter- und überkritischen Bereich unabhängig von der Nahtausrichtung zur Anströmung. *Wei et al. (1988)* untersuchten einen Volleyball im Windkanal bei symmetrischer und bei asymmetrischer Nahtausrichtung zur Anströmung. Dabei zeigte sich, dass die Fluktuation des Widerstands in derselben Größenordnung wie der Widerstandsmittelwert liegt. Unabhängig von der Nahtausrichtung traten auch Fluktuationen der Seitenkraft auf, welche in der Größenordnung des Widerstandsmittelwerts lagen. Die Seitenkraftmittelwerte waren bei symmetrischer Nahtausrichtung jedoch niedriger als bei asymmetrischer Nahtausrichtung zur Anströmung. Bei asymmetrischen Nahtausrichtungen nahmen die Seitenkraftmittelwerte im kritischen und überkritischen Bereich ungefähr den halben Wert der Widerstandskraft an.

Watts und Sawyer (1975) untersuchten das Flatterverhalten von Baseball-Bällen, indem sie die Nahtausrichtung zur Anströmung variierten. Die Ergebnisse zeigen, dass mit der Nahtausrichtung die Seitenkraft bis hin zu einem Richtungswechsel variiert. Zudem treten instationäre Effekte auf. Liegt eine Naht bei einem Polarwinkel zwischen $\theta = 105^\circ$ und $\theta = 110^\circ$, treten „zufällige Sprünge der Seitenkraft“ auf. Diese werden mit einer Verschiebung der Grenzschichtablösung von der Nahtvorderkante zur Nahthinterkante und umgekehrt assoziiert. Somit hängen Seitenkräfte an Baseball-

Bällen zum einen von der Nahtausrichtung und zum anderen von instationären Effekten ab.

Um den Einfluss der Nahtgeometrie auf die Ballaerodynamik zu untersuchen, führten *Barber et al. (2006)* numerische Simulationen der Umströmung eines Original-Fußballs durch, der mit Hilfe eines 3D-Laser-Scanners digitalisiert worden war. Weitere Untersuchungen wurden an drei Modellfußbällen mit unterschiedlichen Nahtgeometrien durchgeführt. Die in FLUENT 6.2 durchgeführten RANS-Rechnungen verwendeten das Standard-k- ϵ -Turbulenz-Modell. Der 3D-zylindrische Kontrollraum wurde hybrid mit sieben Schichten prismatischer Zellen in Oberflächennähe und 4,4 Millionen strukturierten Zellen vernetzt. Die Grenzschicht wurde voll-turbulent gerechnet, um das Problem der Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs zu umgehen. Die Ablösepunkte wurden mit $\theta_s \approx 110^\circ$ realistisch vorhergesagt, doch wurde der Staudruck aufgrund der Verwendung des Standard-k- ϵ -Turbulenz-Modells zu hoch berechnet. Folglich ergaben sich zu hoch berechnete C_W -Werte. Die Ergebnisse von *Barber et al. (2006)* zeigen, dass bei Modellfußbällen eine Verdopplung der Nahtbreite direkten Einfluss auf den Ablösepunkt nimmt und somit widerstandserhöhend wirkt. Eine Verdopplung der Nahttiefe hat dagegen nur eine geringe Widerstandserhöhung zur Folge. Im Vergleich zu den Modellfußbällen sind die Nähte des Original-Balles weniger scharf ausgeprägt, so dass für letztere deutlich niedrigere C_W -Werte berechnet wurden.

Carré et al. (2004) führten in FLUENT 6.0 RANS-Rechnungen der Strömung um ein 32-Flicker-Modell durch und verwendeten das Realizable-k- ϵ -Turbulenz-Modell auf einem Prismen-Gitter mit $8,5 \cdot 10^5$ Zellen. Die Grenzschicht wurde entweder voll-laminar oder voll-turbulent modelliert, um das Problem der Vorhersage des laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs zu umgehen. Die Ergebnisse zeigen, dass sowohl die Nahttiefe als auch die Ballausrichtung zur Anströmung Einfluss auf die Strömungsablösung und die Wirbelstrukturen im Nachlauf haben. In den Nahtgräben wurde die Bildung lokaler Ablöseblasen beobachtet.

Eben jenes Phänomen beobachteten auch *Choi et al. (2006)* bei der Umströmung von Golfbällen. Das Widerstandsverhalten von Golfbällen ist qualitativ demjenigen von Fußballen sehr ähnlich: Der kritische Bereich beginnt bereits bei Re -Zahlen $Re < 1 \cdot 10^5$ und der überkritische Widerstandsbeiwert nimmt nur langsam mit Re zu. Der Widerstandsbeiwert C_W liegt jedoch oberhalb von $C_W = 0,2$ und variiert je nach Geometrie der verwendeten Dimples. *Choi et al. (2006)* untersuchten den detaillierten Erzeugungsmechanismus einer turbulenten Grenzschicht, indem sie Geschwindigkeitsmessungen entlang der Golfballoberfläche und oberhalb der Dimples mit Hilfe eines Hitzdrahts durchführten. Der schematische Mechanismus der Widerstandsreduzierung ist in Bild 1.4 dargestellt. Bei einer überkritischen Reynolds-Zahl von $Re = 1 \cdot 10^5$ zeigte sich, dass zunächst eine laminare Strömungsablösung bei Dimple III stattfindet. Die Geschwindigkeitsfluktuationen nehmen in der abgelösten Scherschicht aufgrund der Scherschicht-Instabilität rasch zu. Wegen des höheren turbulenten Impulsaustauschs legt sich die Strömung wieder an die Oberfläche an, bildet eine Ablöseblase und

widersteht zunächst dem Druckanstieg am Golfballheck. Bei Dimple IV findet eine turbulente Zwischenablösung statt. Bei Dimple V löst die Strömung wegen des hohen Impulses in Wandnähe nicht ab. Die endgültige Grenzschichtablösung erfolgt erst für $\theta_{turb} > 110^\circ$. Bei höheren Reynolds-Zahlen wandert der laminar-turbulente Transitionsbereich stromauf. Bei $Re = 1,5 \cdot 10^5$ liegt er bei Dimple II, bei $Re = 2 \cdot 10^5$ bereits bei Dimple I. Die endgültige Grenzschichtablösung findet stets nach Dimple V statt, so dass der C_W -Wert mit steigender Reynolds-Zahl annähernd konstant bleibt.

Für unterkritische Re-Zahlen vollzieht sich die endgültige Grenzschichtablösung schon vor dem Äquator bei Dimple III. Die Ursache liegt darin, dass die turbulente Mischbewegung in Wandnähe nicht energiereich genug ist. Aufgrund dessen führt der Druckanstieg am Golfballheck zur Strömungsablösung, es erfolgt keine Widerstandsreduzierung.

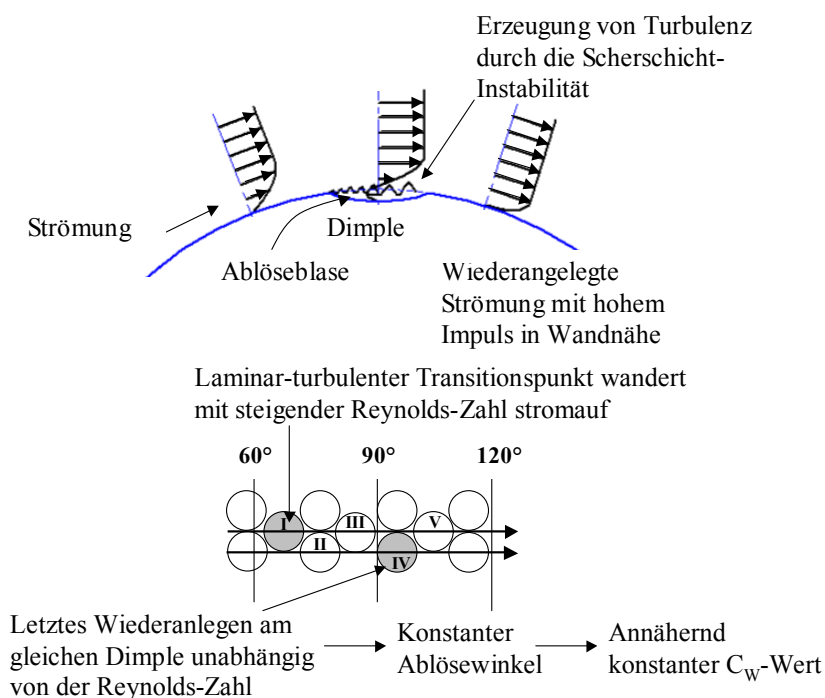


Bild 1.4: Schematische Darstellung der Widerstandsreduzierung mit Hilfe von Dimples gemäß *Choi et al. (2006)*

Aufschluss über die Wirkungsweise von wulstförmigen Nähten geben PIV-Messungen des Geschwindigkeitsvektorfelds unmittelbar oberhalb der Oberfläche eines Baseball-Balls von *Higuchi (2005)*. Bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 1 \cdot 10^5$ wurde eine hervorstehende Naht einmal weit stromauf vom Dickenmaximum und einmal kurz hinter dem Dickenmaximum platziert. Im ersten Fall wird die Grenzschicht turbulent und löst erst weit hinter dem Dickenmaximum ab. Im zweiten Fall bleibt die Naht wirkungslos, da sie sich bereits im Gebiet der abgelösten Strömung befindet. Die Nahtpositionen und schematischen Geschwindigkeitsverteilungen sind in Bild 1.5 dargestellt. Aufgrund der dreidimensionalen Anordnung der Nähte auf der Balloberfläche erfolgt eine asymmetrische Strömungsablösung, die eine Seitenkraft zur Folge hat. Die Größe und

die Richtung dieser Seitenkraft hängen von der Nahtorientierung ab. Bei mit wenig oder gänzlich ohne Spin abgeworfenen Bällen können so genannte „Flutterbälle“ erzeugt werden, die im kritischen Re-Bereich besonders effektiv sind.

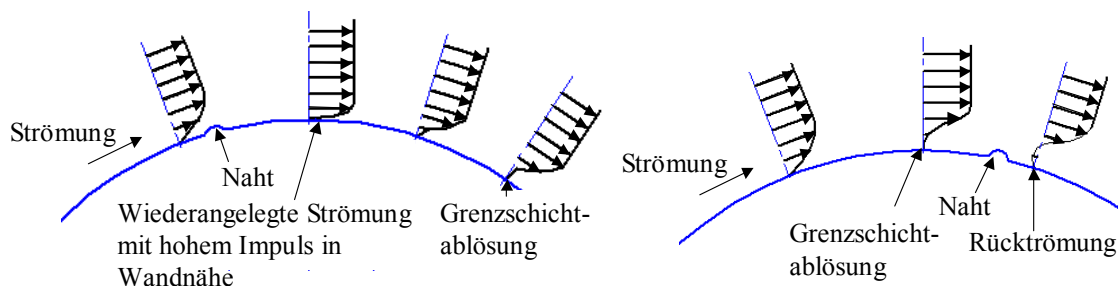


Bild 1.5: Schematische Geschwindigkeitsverteilungen oberhalb der Oberfläche eines Baseball-Balls bei $Re = 1 \cdot 10^5$ für verschiedene Nahtpositionen nach Higuchi (2005)

1.2.4 Druckverteilung

Zu Druckverteilungen entlang der Kugelkontur existiert eine Vielzahl von Messungen in der Literatur. Exemplarisch sind in Bild 1.6 die Ergebnisse von Bakic (2003) dargestellt, die dimensionslose Druckverteilungen für unterkritische, kritische und überkritische Reynolds-Zahlen beinhalten. Zum Vergleich ist die potentialtheoretische Druckverteilung dargestellt. Der dimensionslose Druckkoeffizient ist definiert als

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2} \cdot u_\infty^2} \quad (1.5)$$

wobei p den statischen Druck entlang der Kugelkontur, p_∞ den statischen Druck in der Anströmung, ρ die Fluideichte und u_∞ die Anströmgeschwindigkeit kennzeichnet.

Bei $Re = 5 \cdot 10^4$ liegt das Druckminimum bei $\theta = 70^\circ$. Die Strömung wird aufgrund des steigenden Drucks abgebremst und löst bei $\theta = 80^\circ$ ab. Der niedrige Druck im Ablösepunkt prägt sich dem Ablösegebiet auf, ein hoher Druckwiderstand ist die Folge. Die dimensionslosen Druckverteilungen bei $Re = 1 \cdot 10^5$ und bei $Re = 2 \cdot 10^5$ unterscheiden sich nur wenig von $Re = 5 \cdot 10^4$. Erst bei $Re = 3 \cdot 10^5$ verschiebt sich das Druckminimum zu geringeren C_p -Werten. Der laminare Ablösepunkt wandert zum Kugelheck und könnte der dimensionslosen Druckverteilung zufolge bei $\theta \approx 100^\circ$ bis 110° liegen. Dies deutet darauf hin, dass der kritische Strömungszustand erreicht ist, wie auch die in Bild 3.1 dargestellte Widerstandskurve von Bakic (2003) zeigt. Die Druckverteilung bei $Re = 4 \cdot 10^5$ markiert das Ende des kritischen Bereichs bzw. den Beginn des überkritischen Bereichs. Das Druckminimum tritt am Äquator auf und nähert sich dem theoretischen Wert. Zwischen $\theta = 100^\circ$ und $\theta = 110^\circ$ erfolgt nur ein leichter Druckanstieg. Achenbach (1972) deutete dieses Druckplateau auf der Basis von Wandschubspannungsmessungen als Bereich der laminaren Zwischenablösung. Auch bei der Zylinderumströmung wurde dieser Bereich zwischen laminarer Ablösung und

turbulentem Wiederanlegen der Grenzschicht auf der Basis von Wandschubspannungsmessungen nachgewiesen (Achenbach, 1968). Bei $\theta \approx 130^\circ$ erfolgt schließlich die endgültige Ablösung der turbulenten Grenzschicht. Der Druck an der Ablösestelle prägt sich dem Ablösegebiet auf, C_p liegt oberhalb von $C_p = 0$.

Arbeiten anderer Forscher weisen zum Teil erhebliche Abweichungen zu den Ergebnissen von Bakic (2003) im kritischen und überkritischen Bereich auf. Diese Abweichungen sind vor allem mit Beeinflussungen der Kugelumströmung durch die jeweiligen Versuchsanordnungen zu begründen. Auch der Turbulenzgrad und die Rauigkeit der Oberflächen der Modelle können als Begründungen herangezogen werden. Außerdem liegt allen Versuchsanordnungen die Annahme symmetrischer Ablösung zu Grunde, die besonders bei turbulenter Grenzschicht nicht mehr zutrifft, siehe dazu Abschnitt 1.2.5 „Aktive und passive Strömungsbeeinflussung“.

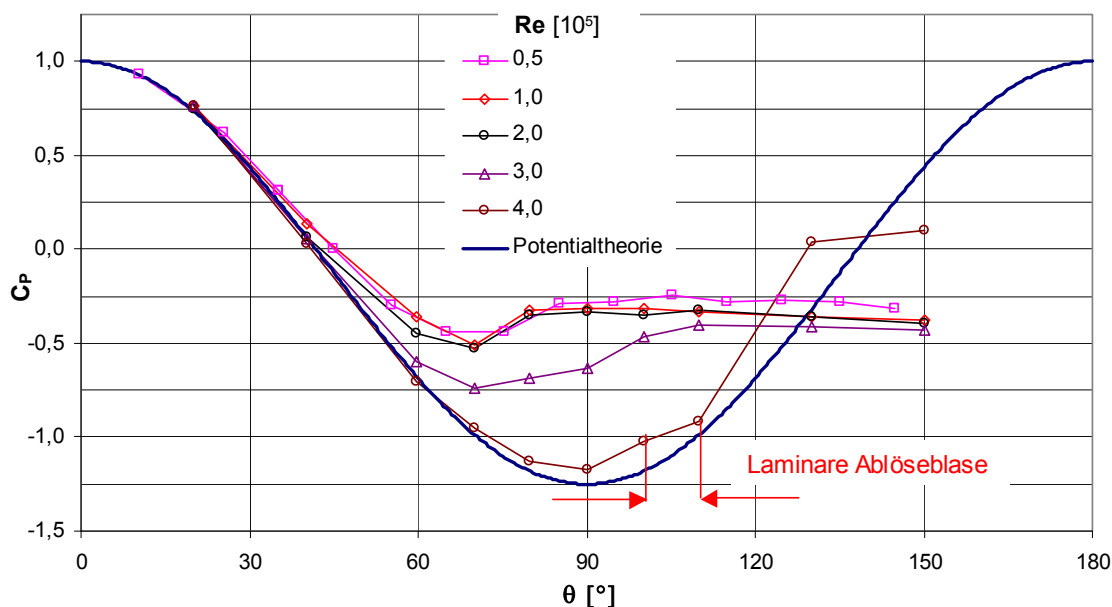


Bild 1.6: C_p als Funktion von θ [°] bei der Umströmung der glatten Kugel nach Ergebnissen von Bakic (2003)

Im kritischen und überkritischen Re-Bereich führten u. a. Fage (1936), Achenbach (1972) und Suryanarayana und Meier (1995) Druckverteilungsmessungen durch. Neben unterschiedlichen Reynolds-Zahlen weisen diese Druckverteilungsmessungen unterschiedliche Winkelbereiche auf, in denen die laminare Ablöseblase lokalisiert wird. Unterschiedlich sind auch die Ablöswinkel der turbulenten Grenzschicht, soweit diese aus den dimensionslosen Druckverteilungen abgelesen werden können. Die Angaben zum Bereich der laminaren Zwischenablösung schwanken zwischen $\theta = 95^\circ$ (Achenbach, 1972) und $\theta = 112^\circ$ (Suryanarayana und Meier, 1995). Der Ablöswinkel der turbulenten Grenzschicht wird zwischen $\theta = 120^\circ$ (Achenbach, 1972) und $\theta = 145^\circ$ (Fage, 1936) lokalisiert.

Im unterkritischen Reynolds-Zahl-Bereich zeigen sich nur geringe Abweichungen der Ergebnisse von *Fage (1936)*, *Maxworthy (1969)*, *Achenbach (1972)*, *Suryanarayana und Meier (1995)*, *Aoki et al. (2004)* und *Jeon et al. (2004)* zu den dimensionslosen Druckverteilungen von *Bakic (2003)*, da der Einfluss der Modellhalterung bei laminarer Grenzschicht nur schwach ausgeprägt ist.

Für Fußbälle, die eine sehr unregelmäßige von Nähten unterbrochene Oberfläche aufweisen, existieren in der Literatur bislang keine Druckverteilungsmessungen.

1.2.5 Aktive und passive Strömungsbeeinflussung

Mit Hilfe aktiver und passiver Methoden der Strömungsbeeinflussung ist es möglich, eine Widerstandsreduzierung zu erreichen.

In Abschnitt 1.2.3 „Widerstandsverhalten und Grenzschichtablösung“ wurden bereits einige in der Sportballaerodynamik übliche passive Methoden der Erzeugung einer turbulenten Grenzschicht und der damit verbundenen Verschiebung des Ablösepunkts an das Körperheck aufgezeigt – beispielsweise mittels Dimples (*Choi et al., 2006*) oder mittels hervorstehender Nähte (*Higuchi, 2005*).

Eine Methode der aktiven Strömungsbeeinflussung besteht darin, bei unterkritischer Strömung die Grenzschicht im Druckanstiegsgebiet am Kugelheck abzusaugen, um eine Ablösung an dieser Stelle zu verhindern (*Schrenk, 1926*).

Die wohl bekannteste Methode aktiver Strömungsbeeinflussung ist diejenige des erzwungenen Grenzschichtumschlags: *Runge (1914)* benutzte einen Stolperdraht, um eine vorzeitige laminar-turbulente Transition der Grenzschicht herbeizuführen. *Maxworthy (1969)* nutzte einen Stolperdraht bei $Re = 1 \cdot 10^5$ und platzierte diesen bei einem Polarwinkel von $\theta = 55^\circ$, um Aussagen über den transkritischen Strömungszustand zu erhalten. *Calvert (1972)* zeigte, dass bei vorzeitig erzwungenem Grenzschichtumschlag der Basisdruck am Kugelheck erhöht wird. *Quadflieg (1975)* variierte die Position eines Drahttrings zwischen $\theta = 120^\circ$ und $\theta = 150^\circ$, um einen dem überkritischen Strömungszustand ähnlichen Strömungszustand hervorzurufen. Bei $\theta = 150^\circ$ konnte keine widerstandsreduzierende Wirkung festgestellt werden. Wegen des sinkenden Heckdrucks trat bei $\theta = 120^\circ$ sogar eine Widerstandserhöhung auf. Bei $\theta = 140^\circ$ wurde eine maximale Verminderung des C_w -Werts festgestellt, die dadurch entsteht, „dass der Energieanteil infolge der instationären Strömung im Ablösebereich der Grenzschicht bei der stationären Ablösung (Drahttring) gewonnen wird“.

Ein weiteres Verfahren der aktiven Strömungsbeeinflussung beruht auf der periodischen Absaugung und Ausblasung der Grenzschicht an der Kugel. *Jeon et al. (2004)* erzielten bei einer unterkritischen Reynolds-Zahl von $Re = 1 \cdot 10^5$ eine ca. fünfzigprozentige Widerstandsverminderung auf $C_w \approx 0,25$, wenn die Erregerfrequenz oberhalb einer kritischen Strouhal-Zahl Sr von $Sr = 2,85$ lag.

Die Strouhal-Zahl Sr ist als

$$Sr = \frac{f \cdot D_{Ku}}{u_{\infty}} \quad (1.6)$$

definiert. Druckverteilungsmessungen, Visualisierungen und Geschwindigkeitsmessungen in Wandnähe zeigen, dass sich eine dem kritischen Strömungszustand der nicht frequenzerregten glatten Kugel ähnliche Umströmung einstellt, da die laminare Strömungsablösung von $\theta = 82^\circ$ zu $\theta \approx 105^\circ$ verlagert wird. Weiterhin entsteht eine Ablöseblase und die turbulente Grenzschichtablösung wird zu $\theta \approx 130^\circ$ verlagert. Die aus der Hochfrequenzerregung stammenden turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen wachsen innerhalb der Grenzschicht. Dadurch wird eine Verlagerung der laminaren Ablösung hinter den Kugeläquator verursacht. Ein weiteres Anwachsen der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb der abgelösten Scherschicht führt zu einem Impulsübertrag aus der Außenströmung hin zur Kugeloberfläche und damit zum Wiederanlegen der Strömung.

Die Widerstandsverminderung durch Ventilation beruht auf passiver Strömungsbeeinflussung und wird u. a. in den Arbeiten von *Suryanarayana et al. (1993)*, *Suryanarayana und Meier (1995)*, *Suryanarayana und Prabhu (2000)* und in der Dissertation von *Suryanarayana (1995)* beschrieben. Das Verfahren basiert auf der Verbindung des Hochdruckbereichs um den Staupunkt auf der Kugelvorderseite mit dem Niederdruckbereich am Kugelheck über eine interne Ventilationsröhre. Bedingt durch den Druckgradienten stellt sich eine Strömung durch die Ventilationsröhre ein, die Masse und Impuls in den nahen Nachlauf überträgt. Die am Kugelheck austretende Strömung führt zu einem Einrollen der abgelösten Scherschicht zu zwei großen Wirbeln, die entgegengesetzte Drehsinne haben. Die Nachlaufverhältnisse werden stabiler und symmetrischer, so dass instationäre aerodynamische Kräfte reduziert werden. Der weniger instationäre Nachlauf verursacht eine Verschiebung des Ablösewinkels in Strömungsrichtung und einen widerstandsvermindernden Basisdruckanstieg. Bei nur 2% ventilerter projizierter Anströmfläche lässt sich bei überkritischen Re-Zahlen eine Widerstandsverminderung von bis zu 60% erreichen (*Suryanarayana et al., 1993*). Aufgrund eines zu gering berücksichtigten Eigenluftwiderstands der verwendeten Modellaufhängung korrigierten *Suryanarayana und Meier (1995)* diesen Wert auf nahezu 100%. Bei unterkritischen Re-Zahlen stellte sich dagegen keine signifikante Widerstandsverminderung ein. Ursache ist die schwache Interaktion zwischen den weit auseinander liegenden inneren und äußeren Scherschichten aufgrund der frühen laminaren Strömungsablösung (*Suryanarayana und Prabhu, 2000*).

1.2.6 Visualisierung der Ablösepunkte

Taneda (1978) gelang es mit Hilfe der Ölfilmvisualisierungstechnik in einem Reynolds-Zahl-Bereich $10^4 < Re < 10^6$ die Grenzschichtablösung an der Kugel sichtbar zu machen. Bei einer unterkritischen Re-Zahl von $Re = 2,3 \cdot 10^5$ bestimmte er den laminaren Ablösewinkel zu $\theta_{lam} \approx 80^\circ$. Dieser bleibt in einem großen Re-Zahl-Bereich

unverändert. Bei einer kritischen Re-Zahl von $Re = 3,5 \cdot 10^5$ lag der laminare Ablöswinkel bei $\theta_{lam} \approx 92^\circ$ bis 110° , die Wiederanlegelinie der Strömung bei $\theta_{br} \approx 92^\circ$ bis 110° und die Ablöselinie der turbulenten Grenzschicht bei $\theta_{turb} \approx 123^\circ$ bis 147° . *Arakeri und Ram (1984)* wandten in einem Wasserkanal die Schlierentechnik an. Die Visualisierungen zeigen, dass bei einer unterkritischen Reynolds-Zahl von $Re = 1,7 \cdot 10^5$ die laminare Grenzschicht bei $\theta_{lam} \approx 80^\circ$ ablöst. Bei $Re = 2,5 \cdot 10^5$ ist der laminare Ablösepunkt bereits hinter den Kugeläquator zu $\theta_{lam} \approx 93^\circ$ gewandert. Bei einer kritischen Reynolds-Zahl von $Re = 3,5 \cdot 10^5$ löst die laminare Grenzschicht schließlich bei $\theta_{lam} \approx 101^\circ$ ab und legt sich im turbulenten Zustand bei $\theta_{br} \approx 112^\circ$ wieder an, bevor die turbulente Grenzschichtablösung bei $\theta_{turb} \approx 135^\circ$ erfolgt. Auch *Raithby und Eckert (1968)* gaben anhand von Ölanstrichbildern ein Streuband ($\theta_{lam} \approx 81^\circ$ bis 84°) für die laminare Ablöselinie im unterkritischen Bereich an. Ab $Re \approx 2,4 \cdot 10^5$ beginnt diese, sich mit steigender Re-Zahl schnell stromab zu verschieben und markiert somit den Beginn des kritischen Bereichs.

Suryanarayana und Prabhu (2000) verwendeten eine asymmetrisch bei $\theta \approx 155^\circ$ gehaltene Kugel und führten Ölanstrichvisualisierungen durch. Im unterkritischen Bereich lag die laminare Ablöselinie bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 6,5 \cdot 10^4$ achsensymmetrisch bei $\theta_{lam} \approx 80^\circ$, siehe Bild 1.7 (a).

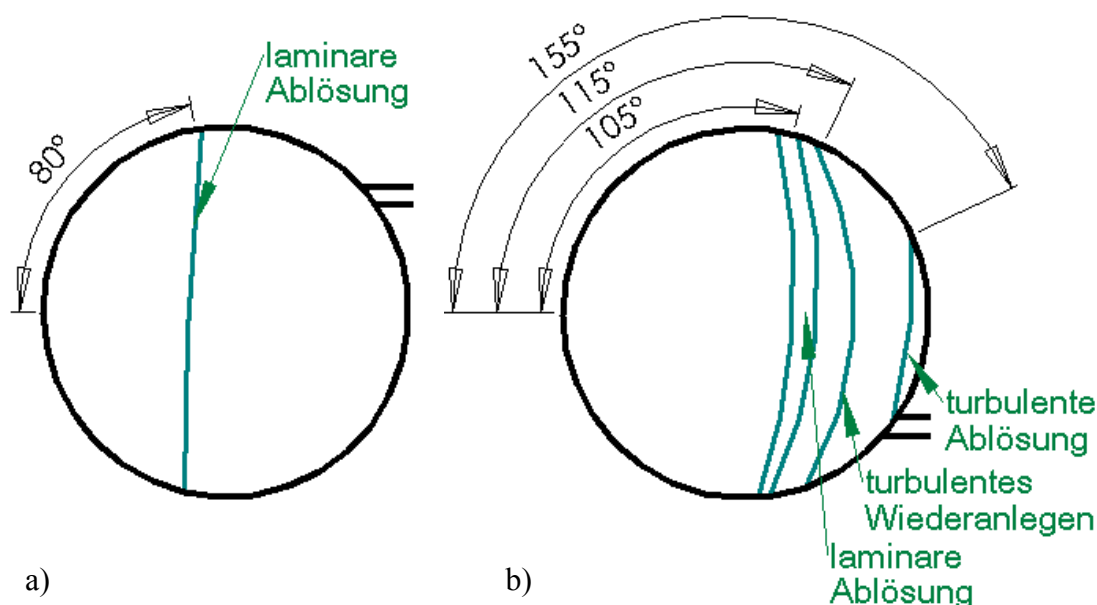


Bild 1.7: Schematische Ölanstrichvisualisierungen auf der Kugeloberfläche nach *Suryanarayana und Prabhu (2000)* bei: a) $Re = 6,5 \cdot 10^4$ und b) $Re = 6,5 \cdot 10^5$

Im überkritischen Bereich bei $Re = 6,5 \cdot 10^5$ lag die laminare Ablöselinie dagegen bei $\theta_{lam} \approx 105^\circ$, das turbulente Wiederanlegen der Ablöseblase bei $\theta_{br} \approx 115^\circ$ und die turbulente Grenzschichtablösung bei $\theta_{turb} \approx 155^\circ$. Allerdings beträgt die Unsicherheit

dieser Angaben ca. $\pm 10^\circ$. Aus Bild 1.7 (b) wird zudem das Auftreten einer stark asymmetrischen Ablösung im überkritischen Bereich deutlich. Laminare Ablöselinie, Wiederanlegelinie und turbulente Ablöselinie variieren über den Kugelumfang, so dass zusätzlich zur Widerstandskraft eine permanente Seitenkraft die Folge ist. Deren Existenz wurde im kritischen und überkritischen Bereich auch von *Taneda (1978)* nachgewiesen.

In Bild 1.8 sind in einem Reynolds-Zahl-Bereich von $Re = 6,5 \cdot 10^4$ bis $Re = 7,5 \cdot 10^5$ die Ergebnisse aus Ölanstrichvisualisierungen von *Suryanarayana (1995)* als Funktion des Polarwinkels θ dargestellt – mit Angabe der Unsicherheit bei der jeweils größten und kleinsten Re-Zahl. Die laminare Grenzschichtablösung erfolgt zunächst bei $\theta_{lam} \approx 80^\circ$, verschiebt sich ab $Re \approx 3 \cdot 10^5$ in Richtung Kugelheck und liegt dann bei den höchsten Re-Zahlen zwischen $\theta_{lam} \approx 100^\circ$ und $\theta_{lam} \approx 110^\circ$. Ab $Re \approx 2 \cdot 10^5$ existiert eine laminare Ablöseblase. Bei $\theta_{br} \approx 95^\circ$ legt sich die Strömung wieder an die Kugel an. Auffällig ist, dass im kritischen Bereich ab $Re \approx 4 \cdot 10^5$ das Wiederanlegen der Ablöseblase zunächst zu kleineren Polarwinkeln θ wandert, bevor sich für $Re > 5 \cdot 10^5$ ein konstanter Wert von $\theta_{br} \approx 115^\circ$ einstellt. Auch die turbulente Grenzschichtablösung wandert von $\theta_{turb} \approx 120^\circ$ bei $Re \approx 2 \cdot 10^5$ zu $\theta_{turb} \approx 145^\circ$ bei $Re = 5 \cdot 10^5$ stromab. Im Widerspruch dazu sagen die in Abschnitt 1.2.3 diskutierten Druck und Wandschubspannungsmessungen von *Achenbach (1972)* das Verschwinden der laminaren Ablöseblase bei überkritischen Re-Zahlen voraus. Ursache dafür könnte die größere Strömungsbeeinflussung der Modellaufhängung von *Achenbach (1972)* gewesen sein.

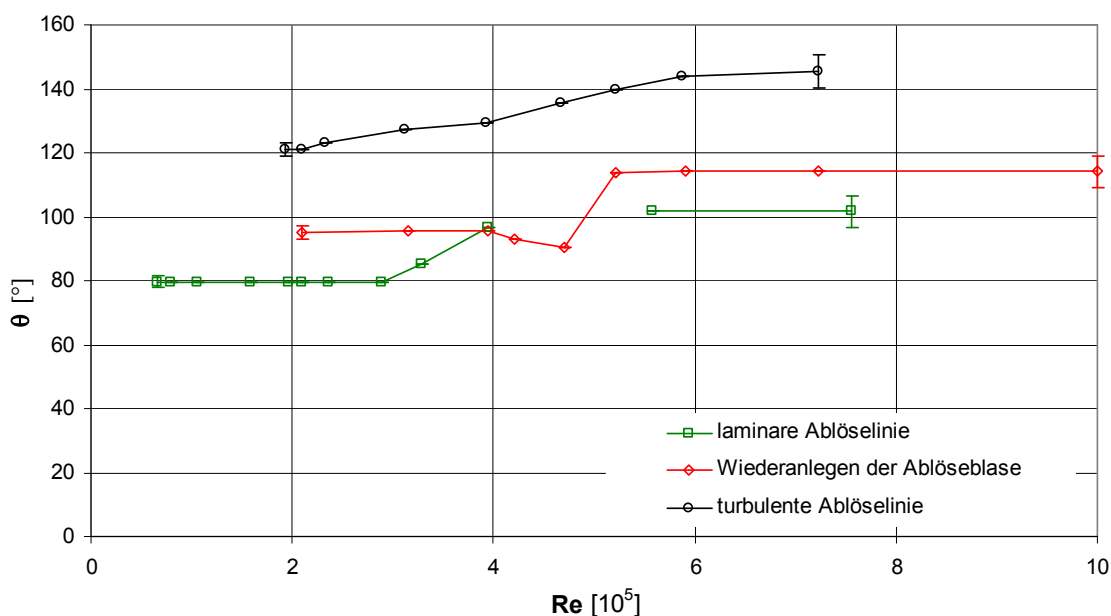


Bild 1.8: Grenzschichtablösung und Wiederanlegepunkt der Scherschicht als Funktion der Reynolds-Zahl Re und des Polarwinkels θ nach *Suryanarayana (1995)*

Wei et al. (1988) visualisierten mit Hilfe der Titan(IV)-chlorid-Methode den Nachlauf eines im Windkanal rückwärtig aufgehängten Volleyballs bei symmetrischer Nahtausrichtung zur Anströmung bei einer kritischen Re-Zahl von $Re_{krit} = 2 \cdot 10^5$. Die Nachlaufstruktur wies eine deutliche Zeitabhängigkeit auf, welche sich in einer phasenweise nach oben bzw. nach unten gerichteten Nachlaufablenkung zeigte. Der Winkelbereich der Strömungsablösung wurde anhand von Wandschubspannungsmessungen mit Hilfe der Oberflächenheißfilmtechnik bei einer laminaren Grenzschicht zu $\theta_{lam} \approx 95^\circ$ und bei einer turbulenten Grenzschicht zu $\theta_{turb} \approx 115^\circ$ bestimmt.

Zur Visualisierung der Umströmung von Fußbällen liegen bislang nur wenige Untersuchungen vor. *Asai et al. (2006)* nutzten das Titan-(IV)-chlorid-Verfahren (siehe Abschnitt 2.6.3 „Titan(IV)-chlorid-Verfahren“) und hielten die Rauchentwicklung an einem Fußball im Flug mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera fest. Ergebnis: Bei einem nichtrotierenden Fußball lag der Ablösepunkt bei $\theta_{lam} \approx 90^\circ$ im unterkritischen Re-Bereich (Fluggeschwindigkeit $5m/s$). Im überkritischen Re-Bereich (Fluggeschwindigkeit $29m/s$) konnte der Ablösepunkt der turbulenten Grenzschicht zu $\theta_{turb} \approx 120^\circ$ abgeschätzt werden. Weitwinkelaufnahmen der Ballflugbahn bei einer Fluggeschwindigkeit von $25m/s$ zeigten zudem eine großräumige Wellenbewegung der Wirbelschlepe im Ballnachlauf, die möglicherweise mit dem „Flattereffekt“, d. h. dem Auftreten von instationären Seitenkräften assoziiert werden kann.

An einem im Flug rotierenden Fußball (Fluggeschwindigkeit $26m/s$, $n = 8U/s$, $SP = 0,21$) bestimmten *Asai et al. (2007c)* den Ablösepunkt auf beiden Ballseiten zu $\theta_{turb} \approx 120^\circ$ in der Ebene, die durch die Flugrichtung und die Rotationsachse (senkrecht zur Flugrichtung) aufgespannt wird. Dagegen war in der Ebene, die durch die Flugrichtung und die Magnuskraft aufgespannt wird, das Ablösegebiet asymmetrisch. In diesem Zusammenhang wurde der Begriff des Nachlauf-Öffnungswinkels θ_{wake} (360° minus die Summe der Ablösewinkel auf beiden Ballseiten) eingeführt. Bei einer Fluggeschwindigkeit von $26m/s$, $n = 7U/s$ und $SP = 0,18$ betrug $\theta_{wake} \approx 128^\circ$.

1.2.7 Stromfeld und Kugelnachlauf

Basierend auf experimentellen und numerischen Untersuchungen der Wirbelstrukturen im Nachlauf kann die Kugelumströmung in verschiedene Re-Bereiche eingeteilt werden:

- Im Bereich $20 < Re < 210$ ist die Strömung stationär und achsensymmetrisch (*Taneda (1956), Nakamura (1976), Johnson und Patel (1999)*). Nur ein dünner Faden bzw. „Schlauch“ (*Möller, 1938*) tritt aus der Ablöseblase aus. Die Länge der Ablöseblase wächst, bis $Re \approx 210$ erreicht wird.
- *Johnson und Patel (1999), Tomboulides und Orszag (2000)* und *Thompson et al. (2001)* ermittelten $Re \approx 210$ als Übergangs-Re-Zahl zur dreidimensionalen Umströmung. Diese besteht aus einer verkürzten Ablöseblase und zwei Wirbeln

entgegengesetzten Drehsinns, deren azimutale Positionen unveränderlich sind. Der als „planar-symmetrisch“ bezeichnete Ablösebereich ist für $210 < Re < 270$ stabil.

- Zwischen $Re \approx 270$ und $Re \approx 280$ setzt die Transition zu der instationären planar-symmetrischen Umströmung ein (*Johnson und Patel (1999)*, *Tomboulides und Orszag (2000)* und *Thompson et al. (2001)*). Laminare Wirbelschleifen formen sich nach wie vor stets an der gleichen azimutalen Position und trennen sich periodisch von dem Ablösegebiet ab. Der Nachlauf behält seine Symmetrie zu einer festen Ebene durch die Nachlauf-Mittellinie zu jedem Zeitpunkt bei, die Folge ist eine permanente Seitenkraft. Die planare Symmetrie im Kugelnachlauf geht für $350 < Re < 375$ (*Mittal, 1999*) bzw. für $Re > 420$ (*Sakamoto und Haniu, 1990*) wieder verloren. *Tomboulides und Orszag (2000)* bestimmten die Re-Zahl, bis zu welcher sich Wirbelschleifen an exakt der gleichen azimutalen Position periodisch formen und diese Orientierung auch stromab beibehalten, zu $Re \approx 350$ bis $Re \approx 450$. *Schouveiler et al. (2004)* verglichen die sich ablösenden haarnadelförmigen Wirbelstrukturen aus DNS-Simulationen mit Farbeinspritzungsvisualisierungen bei $Re = 300$ und fanden zum Teil erhebliche Unterschiede. Diese begründeten sie damit, dass in Experimenten wohlmöglich ein großer Teil der Vorticity bedingt durch Position und Art der Farbstoffeinspritzung nicht erfasst wird.
- Im Bereich $420 < Re < 800$ ist der Nachlauf instationär und asymmetrisch. Laminare haarnadelförmige Wirbelstrukturen (Wirbelschleifen) trennen sich periodisch von dem Totwasser ab, stellen sich schief zur Symmetrieachse und deformieren sich. Auch bei $Re = 500$ und bei $Re = 650$ liegen noch bevorzugte Azimutorientierungen der Wirbelschleifen vor, so dass die zeitlich gemittelte Seitenkraft ungleich null ist (*Mittal et al., 2002*). Auch *Möller (1938)* bestätigte, dass allgemein gültige Azimutorientierungen von Wirbel zu Wirbel nicht existieren: „Bei manchen Versuchen liegt die Stelle des Ablösebeginns des Wirbels stets auf derselben Seite der Kugel, bei anderen Versuchen verschiebt sich diese Stelle von Wirbelablösung zu Wirbelablösung um 180° oder auch um einen anderen Winkel, aber anscheinend bei demselben Versuch immer um denselben Winkel“. Das Produkt des Vorgangs der Wirbelablösung vom Totwasser und des anschließenden Einrollens des Wirbelendes in den nachfolgenden Wirbel bezeichnete *Möller (1938)* als „Wirbelkette“.
- Wie Frequenzmessungen zeigen, existieren für $800 < Re < 3 \cdot 10^5$ zwei Moden der Wirbelablösung parallel: die so genannte Wirbelablösefrequenz („tiefer Mode“) und die Frequenz der Kelvin-Helmholtz-Instabilität („hoher Mode“), bei der ein laminar-turbulenter Übergang der freien Scherschicht auftritt. Die Wirbelablösefrequenz nimmt ab $Re = 2 \cdot 10^4$ eine Strouhal-Zahl von $Sr \approx 0,19$ an und ist mit der großräumigen (sinusförmigen) Instabilität des Kugelnachlaufs verknüpft. Nach *Leder (1992)*, *Abschnitt 10.2, Seite 191* „führen die Wechsel-

wirkungen der freien Scherschichten am stromabwärts liegenden Ende des Rezirkulationsgebietes zu einem Ablösevorgang (zweiter Art), bei dem großräumige kohärente Strukturen mit Geschwindigkeitsdefekt und Drehung in quasi-periodischer Weise aus dem Ablösegebiet hervortreten und über konvektiven Transport in den Nachlauf gelangen“. Die Frequenz der Scherschicht-Instabilität beschreibt dagegen kleinräumige Fluktuationen in Form des periodisch sich wiederholenden Einrollens der freien Scherschicht zu Wirbeln. Oftmals kann in Experimenten auch noch eine subharmonische Frequenz der Kelvin-Helmholtz-Scherschicht-Instabilität festgestellt werden, die aus der Verschmelzung diskreter Wirbel zu Wirbelballen resultiert (*Bakic und Peric, 2005*). Nach *Möller (1938)* nimmt ab $Re \approx 1000$ die Achsabweichung der Strömung wieder ab und „die Kettenbildung wird mehr und mehr durch das Auftreten von diskreten Wirbelringen unterbrochen“. Der Nachlauf wird zunehmend zeitlich gemittelt achsensymmetrisch, so dass keine bevorzugte azimutale Orientierung der ablösenden Wirbelringe mehr vorliegt. Die Wirbelringe rotieren zufällig um eine durch den Kugelmittelpunkt führende strömungsparallele Achse. Ab $Re \approx 1500$ treten Wirbelringe aufgrund des periodischen Einrollens der freien Scherschicht auf, die eine zusammenhängende „Wirbelstraße“ (*Möller, 1938*) bilden, welche allerdings nach einer gewissen Lebensdauer zerfällt und einen turbulenten Nachlauf speist. Ab $Re \approx 6000$ wird der Nachlauf vollständig turbulent (*Sakamoto und Haniu, 1990*).

Bild 1.9 zeigt eine schematische Darstellung des Kugelnachlaufs nach *Chomaz et al. (1993)*.

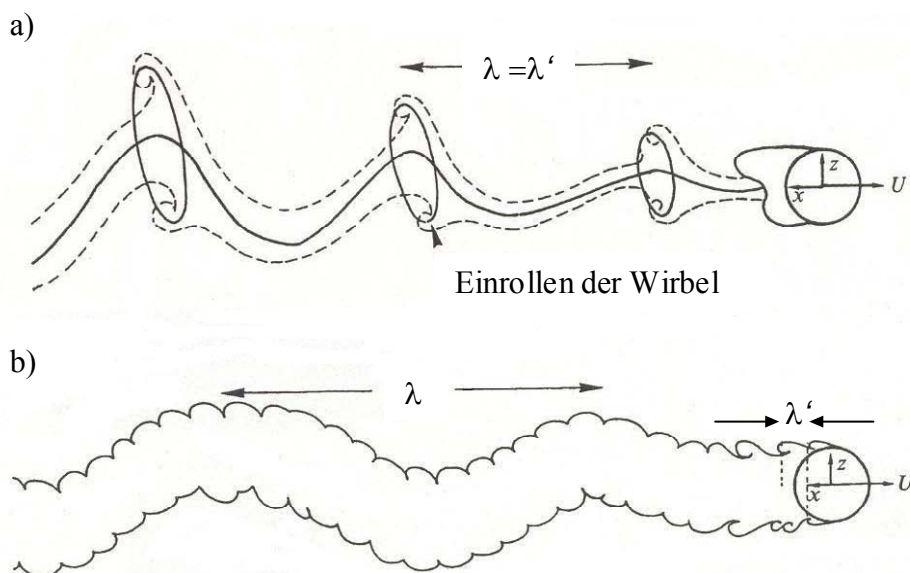


Bild 1.9: Schematischer Nachlauf der Kugel nach *Chomaz et al. (1993)*. λ' , Wellenlänge der Kelvin-Helmholtz-Wirbel; λ , Wellenlänge des Kugelnachlaufs. a) $300 < Re < 800$; b) $Re > 800$ (mit freundlicher Genehmigung von Cambridge University Press)

Für $300 < Re < 800$ existiert nur eine Wellenlänge $\lambda = \lambda'$ und damit nur ein Mode der Wirbelablösung. Für $Re > 800$ entspricht dagegen λ der Wellenlänge des Kugelnachlaufs, welcher zusammen mit der Ablöselinie um die in Hauptströmungsrichtung liegende Achse unregelmäßig rotiert und deshalb von *Chomaz et al. (1993)* auch als spiralförmige Instabilität aufgefasst wird. λ' entspricht der Wellenlänge der Kelvin-Helmholtz-Instabilität.

Eine detaillierte Klassifizierung der Nachlaufstruktur wird anhand der Strouhal-Zahl Sr in der Arbeit von *Sakamoto und Haniu (1990)* für $300 < Re < 4 \cdot 10^4$ erstellt. Aufgrund der Vielzahl der bisher durchgeführten experimentellen und numerischen Untersuchungen der Wirbelstrukturen im Nachlauf der Kugel werden diese auszugsweise in Tabelle 7.1 für Reynolds-Zahlen $Re < 6 \cdot 10^4$ zusammengestellt.

Einige aufschlussreiche Untersuchungen des Stromfelds und des Kugelnachlaufs für unterkritische und überkritische Reynolds-Zahlen werden nachfolgend in diesem Abschnitt zusammengefasst.

Willmarth und Enlow (1969) ermittelten für überkritische Reynolds-Zahlen die spektrale Leistungsdichte der Auftriebskraft als Funktion der Strouhal-Zahl und konnten keine Anzeichen einer dominierenden Ablösefrequenz für $Re < 4,5 \cdot 10^5$ entdecken.

Anhand von Titan(IV)-chlorid-Nebelvisualisierungen zeigte *Taneda (1978)*, dass der Kugelnachlauf in einem Re-Bereich $10^4 < Re < 3,8 \cdot 10^5$ eine Wellenbewegung in einer sich zufällig ergebenden Ebene parallel zu der in Strömungsrichtung liegenden Achse durch den Staupunkt ausführt. Die Strouhal-Zahl konnte zu $Sr \approx 0,2$ für $10^4 < Re < 3 \cdot 10^5$ bestimmt werden. Für $3,8 \cdot 10^5 < Re < 10^6$ ergab sich ein völlig verändertes Bild der Strömungsablösung: Die periodischen Nachlaufschwankungen treten nicht mehr auf und zwei Wirbelfäden gegenseitigen Drehsinns lösen, wie in Bild 1.10 dargestellt, vom Kugelheck ab. Das Wirbelpaar rotiert langsam um die in Hauptströmungsrichtung liegende Achse durch den Staupunkt, wobei der Drehsinn sowohl im als auch gegen den Uhrzeigersinn sein kann. Der Wechsel tritt stochastisch und gewöhnlich bereits nach weniger als einer halben Umdrehung auf. Folglich stellt sich eine permanente Seitenkraft ein, deren Richtung willkürlich ist.

Leder und Geropp (1993) führten Nebeldraht-Visualisierungen bei $Re = 10^4$ durch. Dabei fanden sie eine helikal gewundene Wirbelstruktur im Kugelnachlauf. LDA-Messungen wurden mit Hilfe einer Kopplung eines Zwei-Kanal-Laser-Doppler-Anemometers mit einem Phasendetektor bestehend aus einem Hitzdraht-Anemometer und einer das Analogsignal aufbereitenden Filter- und Verstärkungseinheit bei $Re = 5 \cdot 10^4$ im Nachlaufbereich der Kugel durchgeführt. Mittels einer dem Messvorgang nachgeordneten Software-Analyse waren Aussagen über mittlere periodische Abläufe auch bei stochastisch variierenden Periodenlängen möglich. Da die Ablösung kohärenter Wirbelstrukturen nicht streng harmonisch verläuft, sondern die Wirbelablösefrequenz eine gewisse Bandbreite aufweist, wird dieser Vorgang als „quasiperiodisch“ definiert.

Die Ergebnisse zeigen, dass sich Maximalwerte der Longitudinal-Komponente der Normalspannung in der freien Scherschicht entwickeln. Kurz nach der Ablösung wächst die axiale Schwankung stark an, um nach dem Durchlaufen des Extremwerts im Bereich der halben Länge des Rückströmgebiets in Richtung Symmetrieachse wieder abzunehmen. Das Maximum der Transversalkomponente der Normalspannung tritt dagegen im Bereich des Totwasserendes auf, wo ein Sattelpunkt im Stromfeld vorliegt, der auf die Wechselwirkungen innerhalb der Scherschichtströmungen zurückzuführen ist. Sowohl das Maximum der Transversalkomponente der Normalspannung als auch der Sattelpunkt rotieren einmal pro Periodendauer um die Symmetrieachse. *Leder (1992)* kommt deshalb und aufgrund des quasiperiodischen Messwert-Verlaufs der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente zu der Schlussfolgerung, dass die im Kugelnachlauf auftretenden quasiperiodischen Strömungsbewegungen auf der Ablösung schraubenförmig gewundener Wirbelstrukturen beruhen, deren Wellenlänge zu etwa fünf Kugeldurchmessern abgeschätzt wird. Als Erklärung führt *Leder (1992)* an, dass „vermutlich schon kleinste Asymmetrien im Strömungsfeld, beispielsweise durch die Drehrichtung des Gebläses verursacht, zu einer bevorzugten Umlaufrichtung bei dem Ablösevorgang führen“. Dies stimmt mit Hitzdrahtmessungen von *Achenbach (1974a)* überein, die ebenfalls einen dominanten Drehsinn bei der Strömungablösung an Kugeln ergaben. Detaillierte Ergebnisse zu zeitlich gemittelten und zeitlich bei konstanter Phase gemittelten Geschwindigkeitsfeldern, Turbulenzintensitäten und Reynolds-Spannungen im Ablösegebiet und Nachlauf der glatten Kugel sind *Leder (1992)* zu entnehmen. Die Länge des Rückströmgebietes wurde als Funktion der Reynolds-Zahl ermittelt.

Suryanarayana (1995) interpretierte Laser-Lichtschnitt-Nebelvisualisierungen für überkritische Reynolds-Zahlen ($Re = 7 \cdot 10^5$) wie folgt: Die Nachlaufströmung rotiert instationär und zufällig um die Achse in Strömungsrichtung durch den Staupunkt und weitet sich mit zunehmendem Abstand vom Kugelheck auf. Als Grund dafür fand *Suryanarayana (1995)* ein Wirbelpaar mit entgegengesetzten Drehsinnen, das Fluid aus der Außenströmung in sich hineinzieht.

Seidl (1997) führte DNS-Simulationen der Kugelumströmung bei $Re = 5000$ auf einem unstrukturierten Gitter durch. Dieses wurde lokal im Bereich starker räumlicher Variation der Druck- und Geschwindigkeitsgradienten, also in Wandnähe und in der separierten Scherschicht, verfeinert. Die Kugel wurde an ihrer Rückseite von einem Stab (Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Haltestange $D_{Ku} / D_{r\ddot{u}H\ddot{a}} = 0,1$) gehalten. Neben gemittelten Strömungsfeldern, die er hinsichtlich Geschwindigkeitsprofilen, Druckverläufen und Wandschubspannungen auswertete, diskutierte *Seidl (1997)* auch augenblickliche Strömungszustände. Die instantanen Strömungszustände zeigen eine laminare Grenzschichtablösung, die Kelvin-Helmholtz-Instabilität der Scherschicht und die daraus resultierende Bildung großer Wirbelringe, welche im weiteren Verlauf aufbrechen und einen turbulenten Nachlauf speisen. Integrale Strömungsparameter wie Widerstandsbeiwert, Ablösepunkt und Wiederanlegelänge liegen in guter Übereinstimmung mit experimentellen Werten. Für die Reynolds-

gemittelte axiale Impulskomponente wurde eine quantitative Analyse der einzelnen Transportterme (konvektiver Transport, Druckgradient, molekularer Impulstransport und turbulenter Impulstransport) durchgeführt. Weiterhin wurden die Anisotropieverhältnisse des Reynolds-Tensors und des Dissipationstensors untersucht.

Schmid (2002) führte LES-Simulationen der Kugelumströmung bei $Re = 5 \cdot 10^4$ auf einem blockstrukturierten Gitter mit lokaler Verfeinerung in Wandnähe und im Bereich der freien Scherschicht durch. Auch der Rundstab der Kugelaufhängung (Durchmesserverhältnis zwischen Kugel und Haltestange $D_{Ku} / D_{rHh} = 0,1$) wurde in den Simulationen berücksichtigt. Die Qualität des numerischen Netzes zeigte sich darin, dass fast identische Ergebnisse bei der Grobstruktursimulation ohne Modell und mit dem Modell von Smagorinsky erzielt und somit alle wichtigen Eigenschaften der Kugelumströmung erfasst wurden. Physikalische Phänomene wie die Kelvin-Helmholtz-Scherschichtinstabilität, das Aufrollen der abgelösten Scherschicht und die Wirbelpaarung von mehreren kleinen zu einem großen Wirbel wurden vorhergesagt und visualisiert. Der Widerstand änderte sich aufgrund der Scherschichtinstabilität mit hoher Frequenz, während die Schwankung der Auftriebskräfte absolut größer und eine Folge der Ablösung großer Wirbel mit der Wirbelablösefrequenz war. Die Existenz eines Spiralwirbels, wie von *Leder (1992)* beobachtet, konnte nicht bestätigt werden. Weiterhin ermittelte *Schmid (2002)* für eine dimensionslose Zeit von $t^* = 750t \cdot D / u_\infty$ gemittelte Strömungsgrößen (Geschwindigkeiten, Reynolds-Spannungen), Druckbeiwerte, den Widerstandsbeiwert und die Wirbelablösefrequenz. Der Vergleich der Longitudinalkomponente der Normalspannung zu den Ergebnissen von *Leder (1992)* zeigt, dass die Intensität der Scherschicht im Experiment langsamer steigt als in der Simulation. Betrag, Form der Konturen und Lage des Maximums stimmen jedoch gut überein.

Auch Nebelvisualisierungen in einem Windkanal von *Bakic (2003)* verdeutlichten, dass bei Re-Zahlen von $Re = 2,2 \cdot 10^4$ und $Re = 5 \cdot 10^4$ keine systematische Rotation des Nachlaufs um eine durch den Staupunkt führende Achse in Strömungsrichtung auftritt. Visualisierungen der Grenzschicht mittels Farbstoff-Einspritzung und Hochgeschwindigkeitskamera in einem Wasserkanal bei $Re = 5 \cdot 10^4$ zeigten, dass die abgelöste laminare Scherschicht Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten ausgesetzt ist, die das Einrollen von Wirbelringen in nahezu konstanten Zeitintervallen bewirken. Die ersten beiden Wirbelringe sind noch laminar; der dritte Wirbelring ist bereits turbulent. Weiter stromab kann keine regelmäßige Wirbelstruktur mehr beobachtet werden. Außer dem Einrollen von Wirbeln ist auch die sequenzielle Vereinigung von Wirbeln zu größeren Wirbelballen erkennbar. (*Möller (1938)* beobachtete für $Re > 2000$ das Auftreten von bis zu sechs Wirbelringen, bevor eine Vermengung der bis dahin gut sichtbaren Wirbel eintrat.) Vorticity wird kontinuierlich in größer werdende Wirbel verteilt, deren Wellenlänge und Größe sich bei jeder Interaktion verdoppeln. Mit steigender Reynolds-Zahl wandert der laminar-turbulente Übergang in der freien Scherschicht näher zum Ablösepunkt. Ab $Re = 2 \cdot 10^5$ treten die eingerollten Wirbel nach der Transition in eine

Wechselwirkung mit der Wand. Bei $Re = 2,5 \cdot 10^5$ führt dies dazu, dass sich die abgelöste Scherschicht wieder an die Wand anlegt. Es gibt aber auch Zeitintervalle, in denen die Grenzschicht bereits turbulent ist und später ablöst. Bei einer kritischen Reynolds-Zahl von $Re \approx 3 \cdot 10^5$ findet der laminar-turbulente Übergang in der anliegenden Grenzschicht statt, so dass sich die Ablösung erst bei $\theta_{turb} \approx 135^\circ$ vollzieht.

Zeitlich gemittelte Zwei-Komponenten-LDA-Messungen des Geschwindigkeitsfeldes, der Turbulenzintensitäten und der Reynolds-Spannungen (Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Haltestange $D_{Ku} / D_{rühra} = 0,13$) bei $Re = 5,15 \cdot 10^4$ von *Bakic (2003)* und *Bakic et al. (2006)* zeigten, dass die Rezirkulationslänge ca. 0,93 Kugeldurchmesser beträgt. Der Maximalwert der Turbulenzintensität in axialer Richtung tritt zu Beginn der Scherschichtentwicklung auf. Das Maximum der Turbulenzintensität in transversaler Richtung liegt dagegen am Totwasserende. Die maximalen Fluktuationen in transversaler Richtung sind um ca. 50% niedriger als in axialer Richtung, so dass eine ausgesprochene Anisotropie vorliegt.

Ein Vergleich zu LES-Simulationen mit aufgelöster Grenzschicht von *Schmid (2002)* bei $Re = 5 \cdot 10^4$ ergab eine gute Übereinstimmung bei der Wiederanlegelänge, die in der Grobstruktursimulation 1,0 Kugeldurchmesser betrug. Auch die Übereinstimmung bei der axialen Geschwindigkeitskomponente war sehr gut. Der in der LES vorhergesagte Ablösepunkt von $\theta_{lam} \approx 84^\circ$ war gegenüber $\theta_{lam} \approx 82^\circ$ im Experiment realistisch. Qualitative Übereinstimmungen wurden bei der transversalen Geschwindigkeitskomponente, den Turbulenzintensitäten und den Reynolds-Spannungen erzielt.

Hadzic et al. (2002) führten einen Vergleich zwischen LDA-Messungen, Hitzdrahtmessungen, LES-Simulationen und RANS-Simulationen der Kugelumströmung bei $Re = 5 \cdot 10^4$ durch. Dabei zeigte sich, dass Hitzdrahtmessungen sehr ähnliche Resultate wie LDA-Messungen liefern, während RANS-Simulationen zu einer zu niedrigen Vorhersage des C_W -Wertes aufgrund von Ablösewinkeln $\theta_{lam} > 90^\circ$ führen. Den Einfluss eines Stolperdrahtes bzw. hoher Turbulenz der Anströmung ($Tu = 7,8\%$) auf die Ablösepunkte und die Rezirkulationslänge bei $Re = 5 \cdot 10^4$ demonstrierte *Bakic (2003)* in weiteren zeitlich gemittelten Zwei-Komponenten-LDA-Messungen des Geschwindigkeitsfeldes, der Turbulenzintensitäten und der Reynolds-Spannungen.

DES-Simulationen von *Constantinescu und Squires (2004)*, die nach dem Erreichen eines statistisch quasi-stationären Zustands über weitere 30 bis $60D/u_\infty$ integriert wurden, ergaben für unterkritische und überkritische Re-Zahlen in einem Bereich $10^4 < Re < 1,14 \cdot 10^6$ sehr unterschiedliche Formen der Wirbelablösung: Im unterkritischen Re-Bereich wurden spiralförmige Wirbelstrukturen bei Ablösung haarnadelförmiger Wirbel beobachtet, deren azimuthale Positionen variierten. Im überkritischen Re-Bereich wurde anstelle von zwei quasi stationär ablösenden Wirbelfäden eine Abfolge stets an der gleichen azimuthalen Position ablösender haarnadelförmiger Wirbelpaare mit entgegengesetzten Drehsinnen festgestellt. Der

Nachlauf ist aufgrund der resultierenden Seitenkraft in der Symmetrieebene der haarnadelförmigen Wirbelpaare zur Strömungsrichtung geneigt, während sich in der Ebene senkrecht dazu ein symmetrisches Strömungsbild ergibt. Im Vergleich zu unterkritischen Re -Zahlen ist zudem die Nachlaufausdehnung im überkritischen Fall deutlich geringer. Außerdem wurde im überkritischen Re -Bereich eine Wirbelablösefrequenz von $Sr \approx 1,3$ aus den Leistungsspektren des Widerstandsbeiwerts ermittelt, die unabhängig von Re und der Position des laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs ist. *Constantinescu und Squires (2004)* folgern daraus, dass der Nachlauf möglicherweise sehr langsam und unregelmäßig um die in Strömungsrichtung gelegene Achse rotiert, so dass ein sehr langes Zeitintervall zur Mittelung einer Seitenkraft gleich null nötig wäre.

Jindal et al. (2004) führten LES-Simulationen der Kugelumströmung auf einem unstrukturierten Tetraeder-Gitter durch. Die Grenzschicht wurde mit dem instantanen logarithmischen Wandgesetz modelliert. Die voll-turbulenten Simulationen wurden bei einer überkritischen Re -Zahl von $Re = 1,14 \cdot 10^6$ über eine dimensionslose Zeit von $t^* = 35t \cdot D / u_\infty$ durchgeführt. Es ergaben sich wie auch in den DES-Simulationen von *Constantinescu und Squires (2004)* eine zeitlich gemittelte Seitenkraft ungleich null und haarnadelförmige Wirbelstrukturen im Kugelnachlauf. Die Analyse des Leistungsspektrums des Widerstands ergab eine Wirbelablösefrequenz von $Sr \approx 0,05$ (im Vergleich zu $Sr \approx 1,3$ von *Constantinescu und Squires (2004)*). Ein Vergleich zu den Widerstandsbeiwerten, dimensionslosen Druckverteilungen und Schubspannungsverteilungen von *Achenbach (1972)* und von *Constantinescu und Squires (2004)* zeigte insgesamt gute Übereinstimmungen.

Yun et al. (2003) und *Yun et al. (2006)* führten LES-Simulationen bei unterkritischen Re -Zahlen von $Re = 3700$ und $Re = 1 \cdot 10^4$ durch, um den Zusammenhang zwischen der großräumigen Wellenbewegung des Nachlaufs und der zeitlichen Entwicklung von Wirbeln resultierend aus den Kelvin-Helmholtz-Scherschichtinstabilitäten aufzuzeigen. Bei $Re = 3700$ formt die abgelöste Scherschicht eine das Rückströmgebiet einhüllende zylindrische Wirbelröhre, bevor diese ca. 1,5 Kugeldurchmesser hinter dem Kugelheck instabil wird. Bei $Re = 1 \cdot 10^4$ formt sich bereits kurz hinter dem Kugelheck ein Wirbelring, der schnell turbulent wird. Dadurch ist die Länge des Rückströmgebiets im Vergleich zu $Re = 3700$ kürzer. Der bei $Re = 1 \cdot 10^4$ beobachtete Wirbelring stimmt sehr gut mit Farbeinspritzungsvisualisierungen in Wasser bei $Re = 1,5 \cdot 10^4$ von *Werlé (1982)* überein. Wegen der längeren freien Scherschicht und der geringeren Wirbelbewegungen hinter der Kugel bei $Re = 3700$ sind Schwankungen des Widerstands und des Auftriebs im Vergleich zu $Re = 1 \cdot 10^4$ sehr gering. Im zeitlichen Mittel ist die Auftriebskraft bei beiden Re -Zahlen null. Die durch die Scherschichtinstabilitäten generierten Wirbel neigen sich aufgrund unterschiedlicher Konvektionsgeschwindigkeiten in azimuthaler Richtung, so dass großräumige Wirbelstrukturen entstehen. Die unterschiedlichen Konvektionsgeschwindigkeiten in azimuthaler Richtung sind eine Folge der azimuthalen Wanddruckverteilung. Bei beiden Re -Zahlen wurden großräumige Wellenbewegungen

der spiralförmigen Strukturen beobachtet, deren azimutale Orientierungen sich quasi stochastisch zeitlich ändern.

Jang und Lee (2008) führten PIV-Messungen in einem Wasserkanal im nahen Nachlauf einer Kugel bei $Re = 1,1 \cdot 10^4$ durch, um die numerischen Simulationen von *Yun et al. (2006)* zu validieren. Das instantane Stromfeld zeigte, dass rezirkulierende Wirbel alternierend ablösen. Zeitlich gemittelt ergaben sich in einer Ebene durch den Staupunkt in Anströmungsrichtung zwei großräumige rezirkulierende Wirbel. Die gefundenen Vorticity-Strukturen in der Ebene quer zur Anströmung bestätigen, dass Wirbel entgegengesetzter Drehrichtungen und unterschiedlicher Stärken unregelmäßig mit der Zeit variieren. Auch die Wirbelstärke ist zeitabhängig. Die Länge des Rückströmgebietes und die Turbulenzintensitäten stimmen gut mit dem in Nebeldraht-Visualisierungen beobachteten Auftreten der Scherschichtinstabilität in Form eines Wirbelrings überein.

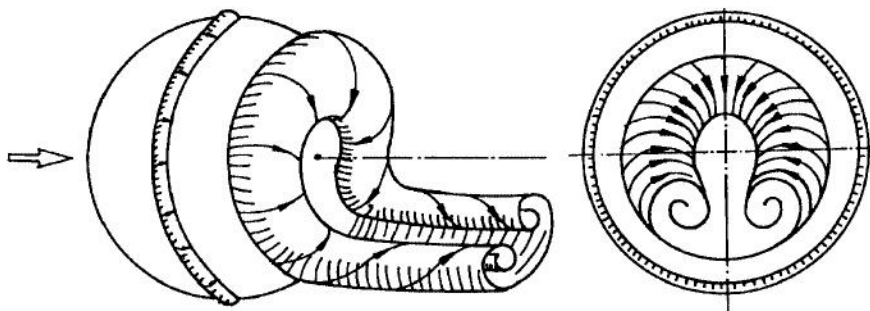


Bild 1.10: Hufeisenförmige Strömungsablösung (gepfeilte Linien markieren Stromlinien) für $3,8 \cdot 10^5 < Re < 10^6$ nach *Taneda (1978)* (mit freundlicher Genehmigung von Cambridge University Press)

Bild 1.11 zeigt die Auftragung der Moden der Strouhal-Zahl Sr über der Reynolds-Zahl Re . Die Literaturdaten aus Experimenten zeigen, dass unterhalb von $Re = 300$ (*Sakamoto und Haniu, 1990*) und oberhalb von $Re = 3 \cdot 10^5$ (*Achenbach, 1974a*) keine periodischen Nachlaufschwankungen auftreten. Die Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten der freien Scherschicht treten in einem Bereich von $Re = 800$ (*Kim und Durbin, 1988*) bis $Re = 1,8 \cdot 10^5$ auf (*Bakic, 2003*). *Torobin und Gauvin (1959b)* heben zudem hervor, dass anders als bei der Zylinderumströmung, die Kármansche-Wirbelstraße im dreidimensionalen Fall der Kugel instabil ist.

Suryanarayana und Prabhu (2000) führten Hitzdraht-Frequenzbestimmungen in einem Wasserkanal („tiefer Mode I“) und in einem Windkanal („tiefer Mode II“) durch. Dafür werteten sie Frequenzspektren der Schwankungsgeschwindigkeit in Strömungsrichtung u' aus. Auch *Kim und Durbin (1988)* entdeckten sowohl einen tiefen als auch einen hohen Mode der Frequenz, wobei der hohe Mode nur im unmittelbaren Kugelnachlauf gemessen wurde. *Sakamoto und Haniu (1990)* führten Hitzdrahtmessungen in einem Wasser- und in einem Windkanal durch. Auch sie werteten die Frequenzspektren der

Schwankungsgeschwindigkeiten aus. Wie auch in Farbstoff-Einspritzungen von *Achenbach (1974a)* und *Bakic (2003)* wurde der hohe Mode ermittelt, indem die Anzahl der abgelösten Wirbel pro Zeit gemessen wurde.

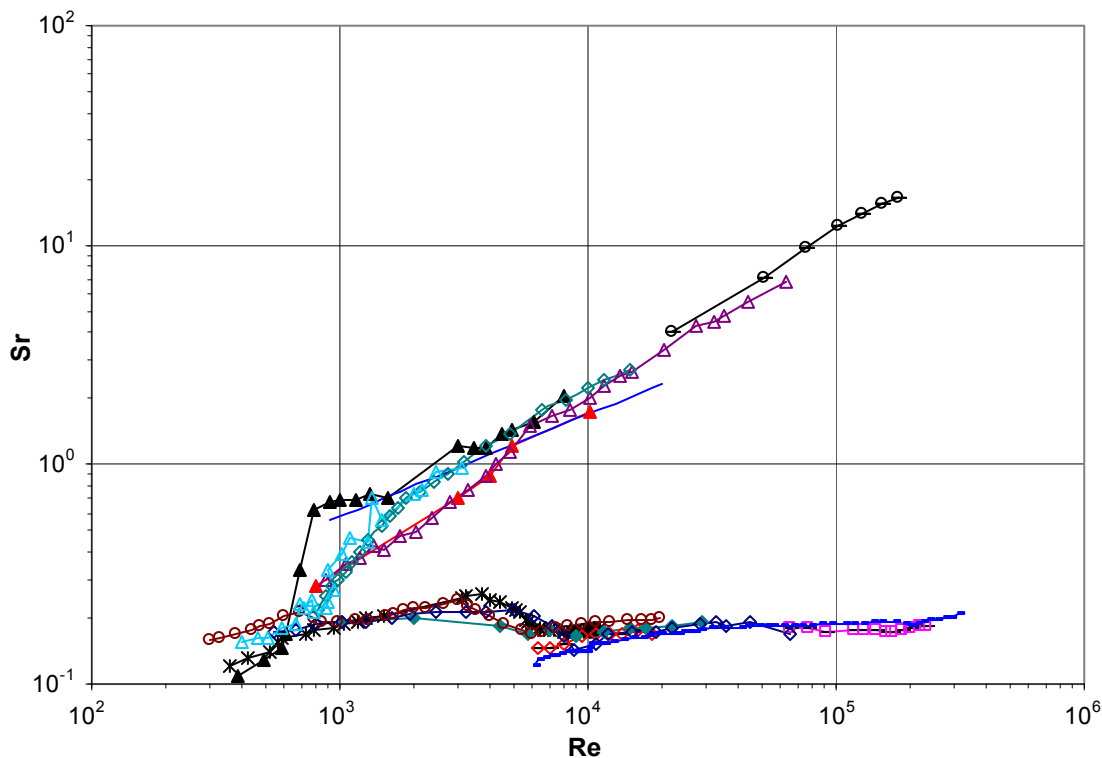


Bild 1.11: Auftragung der Moden der Strouhal-Zahl Sr über der Reynolds-Zahl Re [*Provansal et al. (2004)* tiefer Mode \ast , *Bakic (2003)* hoher Mode \circ , *Suryanarayana und Prabhu (2000)* tiefer Mode I \diamond , *Suryanarayana und Prabhu (2000)* tiefer Mode II \square , *Chomaz et al. (1993)* tiefer Mode \blacklozenge , *Chomaz et al. (1993)* hoher Mode I \blacktriangle , *Chomaz et al. (1993)* hoher Mode II \blacktriangleleft , *Chomaz et al. (1993)* hoher Mode III --- , *Kim und Durbin (1988)* tiefer Mode \diamond , *Kim und Durbin (1988)* hoher Mode \triangleleft , *Sakamoto und Haniu (1990)* tiefer Mode \circ , *Sakamoto und Haniu (1990)* hoher Mode \blacklozenge , *Achenbach (1974a)* tiefer Mode --- , *Achenbach (1974a)* hoher Mode \triangleleft]

Den tiefen Mode ermittelten *Achenbach (1974a)* und *Provansal et al. (2004)* aus Hitzdrahtmessungen. *Chomaz et al. (1993)* führten Untersuchungen in zwei Wasserkanälen durch und ermittelten den tiefen Mode aus Hitzdrahtmessungen und Messungen der Wellenlänge aus Strömungsvisualisierungen. Der hohe Mode II stimmt sehr genau mit den Ergebnissen von *Kim und Durbin (1988)* überein und wurde aus visuellen Frequenzmessungen ermittelt. Der hohe Mode I zeigt jedoch bis $Re \approx 3000$ deutliche Abweichungen von den anderen Re - Sr -Verläufen. Möglicherweise waren die verwendeten Visualisierungstechniken zu ungenau oder die Drei-Draht-Aufhängung der Kugel übte einen signifikanten Einfluss auf die Wirbelablösung aus. Der hohe Mode III

wurde mit Hilfe von Farbstoffeinspritzungsvisualisierungen bestimmt und wächst mit $Sr \sim Re^{0,5}$ an.

Erste Ergebnisse aus Strömungsvisualisierungen an Fußbällen mit Hilfe des Titan-(IV)-chlorid-Verfahrens (siehe Abschnitt 2.6.3 „Titan(IV)-chlorid-Verfahren“) von *Asai et al. (2007a)* lassen vermuten, dass wie auch bei glatten Kugeln zwei Strouhal-Zahlen Sr parallel existieren. Eine Strouhal-Zahl $Sr \approx 1$ wird mit dem Auftreten von Wirbelringen assoziiert, während $Sr \approx 0,1$ aus der großräumigen Wellenbewegung der Wirbelschleppe im Nachlauf resultiert.

1.2.8 Magnuseffekt an rotierenden Zylindern

Der „Magnuseffekt“ ist nach dem Berliner Physiker *Gustav Magnus* benannt. Beim Artilleriefeld war aufgefallen, dass kugelförmige Geschosse, welche bedingt durch einen exzentrischen Schwerpunkt um diesen Schwerpunkt im Flug rotieren, seitlich von der geraden Flugbahn abweichen. In seiner Arbeit „Über die Abweichung der Geschosse“ zeigte *Magnus (1853)* experimentell, dass ein Zylinder, der um eine Achse senkrecht zum Luftstrom rotiert, immer senkrecht zum Luftstrom und senkrecht zu derjenigen Seite hin ausweicht, auf der die Umfangsgeschwindigkeit mit dem Luftstrom gleichgerichtet ist. Als Erklärung hierfür führte er an, dass auf der Seite, „die sich in gleicher Richtung mit der Luft bewegt, die Geschwindigkeit und folglich auch die Verminderung des Drucks größer ist als auf der anderen, wo eine der Luft entgegengesetzte Bewegung stattfindet“. Diese Erklärung betrachtete *Lord Rayleigh (1877)* als die erste „wahre Erklärung“ und schrieb damit die Entdeckung des Magnuseffekts *Gustav Magnus* zu. Da bereits *Robins (1742)* den versuchsmäßigen Nachweis über die Rotation als Ursache der Abweichungen kugelförmiger Geschosse von der gewöhnlichen Flugbahn erbracht hatte, wird auch häufig vom „Magnus-Robins-Effekt“ oder „Robins-Effekt“ (*Barkla und Auchterlonie, 1971*) gesprochen.

Die Ablenkung rotierender Kugeln war vor den Artilleristen bereits den Tennisspielern aufgefallen (*Newton, 1672*). Die Größe der Magnuskraft an einem unendlich ausgedehnten Zylinder berechnete *Lord Rayleigh (1877)*, indem er eine gewöhnliche Potentialströmung mit einer umlaufenden Zirkulationsströmung überlagerte. Diese Rechnung berücksichtigte aber weder den Einfluss der Reibung noch vermochte sie die Entstehung der Zirkulation zu erklären. Erst mit der Einführung der Grenzschichttheorie von *Ludwig Prandtl* im Jahre 1904 konnte der Magnuseffekt unter Berücksichtigung der Reibung erklärt werden.

Lafay (1910) wies in Experimenten an glatten und rauen rotierenden Zylindern im Luftstrom nach, dass sich die Wirkrichtung der Magnuskraft in einem bestimmten Geschwindigkeits- und Drehzahlbereich zu der entgegen der Strömungsrichtung drehenden Seite umkehren kann („negativer Magnuseffekt“). *Prandtl (1925)* berechnete mit Hilfe des Kutta-Jukowski-Theorems, dass ein unendlich ausgedehnter rotierender Zylinder in reibungsfreier Strömung bei einer Umfangsgeschwindigkeit vom zweifachen Wert der Anströmgeschwindigkeit ($SP = 2$) einen maximalen Auftrieb von

$C_A = 2 \cdot \pi \cdot SP \approx 12,57$ erfahren kann. Seine Begründung: Das reale Strömungsbild bei $SP = 4$, bei dem der vordere und der rückwärtige Staupunkt zusammenfallen und keine Wirbelablösung stattfindet, gleicht dem idealen Strömungsbild bei $SP = 2$. *Prandtl (1925)* sah sich durch experimentelle Untersuchungen, welche den maximalen Auftriebsbeiwert $C_A \approx 10$ lieferten, in seiner Vermutung bestätigt. Doch *Swanson (1961)* zeigte anhand von Messungen an einem unendlich ausgedehnten rotierenden Zylinder in einem Re -Bereich $3,58 \cdot 10^4 < Re < 5,01 \cdot 10^5$, dass bei größeren Spinparametern ein weiterer Anstieg des Auftriebsbeiwerts erfolgt. Bei $SP = 17$ wird bereits $C_A > 14$ überschritten. Als Ursache für *Prandtl's* Fehleinschätzung führte er dessen Versuchsanordnung und die niedrige Reynolds-Zahl von $Re \approx 4000$ an. *Sengupta und Talla (2004)* sehen den Schwachpunkt des Prandtl'schen-Theorems darin, dass das stationäre Modell einer idealen Strömung von einem Gleichgewicht zwischen Wirbelablösung und viskoser Diffusion ausgeht. Bei einem überkritischen Strömungsbild, das für $SP > 2$ vorliegt, lässt es keinen weiteren Anstieg der Zirkulation zu. Doch Messungen und auch numerische Simulationen bei $Re = 3800$ zeigen, dass bei $SP = 10$ der Wert $C_A \approx 12,57$ bereits um 20% überschritten wird. In der realen Strömung für $SP > 2$ wird für einige Zeit mehr Vorticity erzeugt, als durch Fluidreibung dissipiert wird. Bleibt diese Vorticity innerhalb der Trennstromlinie zwischen Außenströmung und Rückströmgebiet, nehmen nach dem Wirbelsatz von *Thomson* die Zirkulation und damit der C_A -Wert weiter zu.

Krahn (1956) fand als erster eine korrekte Erklärung für das Auftreten der umgekehrten Magnuskraft. Er deutete diese als Grenzschichteffekt aufgrund eines laminar-turbulenten Übergangs auf der entgegen der Anströmung rotierenden Seite. War die Grenzschicht laminar auf beiden Seiten oder turbulent auf beiden Seiten, trat eine positive (gewöhnliche) Magnuskraft auf. *Krahns* qualitative Bestimmung der negativen Magnuskraft als Funktion von SP und Re wurde durch quantitative Messungen von *Kelly und Van Aken (1956)* erweitert. *Krahn (1956)* und später *Swanson (1961)* führten auch den Begriff der „relativen Reynolds-Zahl“ Re_{rel} ein, die als

$$Re_{rel} = Re \cdot (1 \pm SP) \quad (1.7)$$

definiert ist. Die relative Reynolds-Zahl Re_{rel} erhöht sich auf der Seite (+), die entgegen der Anströmung rotiert und wird auf der Seite geringer, die mit der Anströmung gleichgerichtet ist (-). Mit Hilfe dieses Konzepts ist es möglich, aus der C_W - Re -Kurve im nichtrotierenden Fall eine Abschätzung für den Grenzschichtzustand auf den rotierenden Seiten zu treffen. Die sehr umfangreichen Kraftmessungen an einem unendlich ausgedehnten rotierenden Zylinder von *Swanson (1961)* zeigen, dass eine negative Magnuskraft für $9,99 \cdot 10^4 < Re < 5,01 \cdot 10^5$ auftritt, wobei $C_{M_{min}} = -0,6$ im laminar-turbulenten Übergangsbereich der Ablöseblase bei $Re = 3,25 \cdot 10^5$ vorliegt.

Thom (1926) führte Druckverteilungsmessungen an einem rotierenden und gleichzeitig angeströmten Zylinder ($D = 80\text{mm}$) ohne Endscheiben durch. Das Verhältnis von der

Zylinderlänge zum Durchmesser betrug $L/D = 7,7$. Mit Hilfe einer Wandanbohrung, welche einmal pro Umdrehung bei einem festen Winkel θ geöffnet werden konnte, ließ sich die Druckverteilung in Abhängigkeit von θ bestimmen. Die von Messungenauigkeiten geprägten Ergebnisse bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten zwischen $1,5\text{m/s}$ und $7,3\text{m/s}$ ($Re \approx 8000$ bis $Re \approx 3,9 \cdot 10^4$) zeigten, dass der Staupunkt bei Erhöhung des Spinparameters auf der entgegengesetzt zur Anströmung rotierenden Seite stromab wandert ($\theta = 5^\circ$ bei $SP = 1$, $\theta = 50^\circ$ bei $SP = 3$ und $\theta = 70^\circ$ bei $SP = 4$). Siehe dazu auch die Definition von θ in Bild 1.14. Das $C_{p\text{-Minimum}}$ wird betragsmäßig mit steigendem Spinparameter auf der Seite größer, wo Umfangsgeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit gleichgerichtet sind ($C_{p_{\text{min}}} = -1,1$ bei $SP = 0$, $C_{p_{\text{min}}} = -2,9$ bei $SP = 1$, $C_{p_{\text{min}}} = -9$ bei $SP = 3$ und $C_{p_{\text{min}}} = -10,5$ bei $SP = 4$). Auf der entgegengesetzten Seite existiert für $SP > 1$ kein $C_{p\text{-Minimum}}$ mehr. Dort nimmt der Druck mit steigendem Spinparameter SP zu. Die wachsende Druckdifferenz beider Seiten führt zu einem Anstieg des Magnuskraftbeiwerts C_M . Erst ein halbes Jahrhundert später führte *Miller (1976)* erneute Druckverteilungsmessungen an einem Zylinder ($L/D = 1,64$) mit Endscheiben durch. Bei $Re = 3,4 \cdot 10^5$ und $SP = 0,17$ zeigte sich eine Druckverteilung, die einer Umkehrung des Magnuseffekts ($C_{M_{\text{min}}} = -0,17$) entsprach.

Die Ergebnisse von *Swanson (1961)* verdeutlichen, dass sich der Staupunkt auf die entgegengesetzt zur Anströmung rotierende Seite verschiebt und zudem nicht mehr auf der Zylinderoberfläche liegt, da die Strömung an keiner Stelle ruht. Der Ursprung der Grenzschicht liegt an der Stelle auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite, an der die lokale Fluidgeschwindigkeit mit der Umfangsgeschwindigkeit übereinstimmt. Somit fällt der Grenzschicht-Ursprung keinesfalls mit dem Staupunkt zusammen.

Peller (1986) bestätigte dieses Ergebnis und führte LDA-Messungen im Mittelteil eines rotierenden Zylinders mit $L/D = 1,25$ durch. Da keine Endscheiben verwendet wurden, konnte die Strömung dort als zweidimensional angesehen werden. Die Messungen in der Grenzschicht und in der Außenströmung wurden in Intervallen von $\Delta\theta = 15^\circ$ durchgeführt und beschränkten sich auf die Geschwindigkeitskomponente u_θ bei $Re = 4,8 \cdot 10^4$. Bei Spinparametern von $SP = 0,5$, $SP = 1$ und $SP = 2$ fand *Peller (1986)* eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Ablösepunkt θ_s und SP auf der stromab rotierenden Seite. Die Ablösepunktbestimmung erfolgte anhand des „MRS-Kriteriums“, das auf *Moore, Rott* und *Sears* zurückgeht. Im Fall mitbewegter Wände sind Ablösungen nicht an Wandungen fixiert, sondern können auch im Stromfeld liegen. Mathematisch ausgedrückt müssen nach *Moore, Rott* und *Sears*

$$u_\theta = 0 \quad (1.8)$$

und die Ableitung von u_θ nach r

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial r} = 0 \quad (1.9)$$

sein. An der stromauf rotierenden Seite schätzte *Peller (1986)* die Ablösepunkte θ_s anhand der gleichzeitigen Betrachtung von Grenzschichtgeschwindigkeitsprofilen, Geschwindigkeitsfluktuationen und der Grenzschichtdicke ab, da er keine Anhaltspunkte für die Gültigkeit des „MRS-Kriteriums“ fand.

Erst *Labraga et al. (2007)* konnten mit Hilfe von LDA- und PIV-Stromfeld-Messungen die Gültigkeit des „MRS-Kriteriums“ sowohl an der stromab als auch an der stromauf rotierenden Seite beweisen, indem sie eine Vielzahl von Versuchen nahe der Ablösestelle durchführten. Dazu variierten sie die Zylinderumfangsgeschwindigkeit und damit den Spinparameter SP sowie die radiale Komponente r in sehr kleinen Inkrementen. Bei $Re = 8500$ und $Re = 3,4 \cdot 10^4$ zeigte sich eine nahezu lineare Verschiebung des Ablösewinkels θ_s auf der stromab rotierenden Seite mit steigendem Spinparameter von $\theta_s = 280^\circ$ bei $SP = 0$ zu $\theta_s = 200^\circ$ bei $SP = 1,74$. Das MRS-Kriterium war bei $Re = 3,4 \cdot 10^4$ für $0,55 < SP < 1,74$ und $110^\circ < \theta_s < 160^\circ$ für dimensionslose Wandabstände $0,03 < (r - R)/R < 0,07$ erfüllt. An der stromauf rotierenden Seite war das MRS-Kriterium bei ca. 30% der Grenzschichtdicke ($(r - R)/R = 0,035$) für die Wertepaare $\theta_s = 100^\circ$ und $SP = 0,3$ ($Re = 1,7 \cdot 10^4$) sowie $\theta_s = 95^\circ$ und $SP = 0,6$ ($Re = 8500$) erfüllt.

Labraga et al. (2007) nutzten zudem PIV-Stromfeld-Daten, um das Maximum der radialen Geschwindigkeitskomponente $u_{r_{\max}}$ als weiteres Kriterium für die Grenzschichtablösung auszuwerten. Es zeigte sich, dass $u_{r_{\max}}$ insgesamt in guter Übereinstimmung mit den anhand des MRS-Kriteriums bestimmten Ablösewinkeln θ_s lag. An der stromauf rotierenden Seite fiel auf, dass der Ablösepunkt nur leicht mit SP variierte. Bei $Re = 8500$ und $Re = 1,7 \cdot 10^4$ betrug $\Delta\theta = 7^\circ$ und bei $Re = 3,4 \cdot 10^4$ betrug $\Delta\theta = 4^\circ$ über einen Spinparameter-Bereich $0,28 < SP < 2,82$. Aus den PIV-Messungen bestimmte Vorticity-Verteilungen in einem festen Abstand von 4mm von der Zylinderoberfläche ($D = 30\text{mm}$) wiesen ebenfalls Maximalwerte im Bereich der Strömungsablösung auf. Der Winkelbereich hoher Vorticity wuchs mit zunehmendem SP-Wert, so dass für $SP > 2,5$ kein diskretes Maximum mehr erkennbar war.

Tanaka und Nagano (1973) führten Hitzdrahtmessungen als Funktion der Zeit bei $Re = 9,3 \cdot 10^4$ an einem rotierenden und gleichzeitig angeströmten Zylinder mit $L/D = 2,4$ durch. Bei $SP = 0$ zeigten sich im Bereich der freien Scherschicht Wellenmuster mit großen Amplituden. Interpretiert wurden diese durch die Zuordnung der lokal gemessenen minimalen Strömungsgeschwindigkeit zur maximal stromaufgerichteten Position des Ablösepunktes $\theta_{s_{\min}}$. Umgekehrt wurde die lokal gemessene maximale Strömungsgeschwindigkeit der maximal stromabgerichteten Position des Ablösepunktes $\theta_{s_{\max}}$ zugeordnet. Bei Spinparametern bis $SP = 0,43$ zeigte sich zudem eine identische Frequenz der Geschwindigkeitsfluktuationen in Scherschicht und Nachlauf. Indem die beschriebenen Messungen in einem dimensionslosen

Wandabstand von $(r - R)/R = 0,07$ entlang des gesamten Zylinderumfangs und für $0 < SP < 1,08$ durchgeführt wurden, konnten Informationen über die Lage des Ablösepunktes und der freien Scherschicht, sowie über ihre Lageverschiebungen und die Scherschicht-Dicke erhalten werden. Auf der stromab rotierenden Seite zeigte sich eine stetige Verschiebung des Ablösepunktes θ_s in Strömungsrichtung mit steigendem Spinparameter SP , während auf der stromauf rotierenden Seite der Ablösepunkt θ_s zunächst stromauf wanderte, für $0,43 < SP < 0,65$ bis hinter das Dickenmaximum stromab wanderte, um für $SP > 0,65$ wieder stromauf zu wandern. Diesen „Knick“ in θ_s als Funktion von SP interpretierten *Tanaka und Nagano (1973)* als Ursache für die geringeren Nachlaufdimensionen und die Abnahme von C_M bis hin zu negativen C_M -Werten bei höheren Re-Zahlen.

Tanaka und Nagano (1973) stellten außerdem mit steigendem Spinparameter einen Anstieg der Strouhal-Zahl von $Sr = 0,19$ auf $Sr = 0,26$ in einem Re-Bereich $4,8 \cdot 10^4 < Re < 3,71 \cdot 10^5$ fest, bis bei einem Re-Zahl-abhängigen Spinparameter keine periodische Komponente der Geschwindigkeit mehr auftrat. *Díaz et al. (1983)* ermittelten bei einem Zylinder mit $L/D = 30$ anhand einer Spektralanalyse der Nachlauf-Geschwindigkeitsdaten einen Anstieg der Strouhal-Zahl mit steigendem Spinparameter SP ausgehend von $Sr = 0,21$ bei $Re = 9000$. Für $SP > 1,0$ wurde das Frequenzspektrum aber zunehmend breitbandig, so dass von einer zunehmenden Auflösung der Kármánschen Wirbelstraße ausgegangen werden konnte. Ab $SP = 2,0$ konnte keine Kármánsche Aktivität mehr festgestellt werden. Auch *Labraga et al. (2007)* stellten einen leichten Anstieg der Strouhal-Zahl Sr mit steigendem Spinparameter von $Sr = 0,21$ auf $Sr = 0,24$ für Re-Zahlen $8500 < Re < 1,7 \cdot 10^4$ anhand des Leistungsspektrums der Geschwindigkeitsfluktuationen fest. Für $SP > 1,5$ konnte keine eindeutige Strouhal-Zahl Sr mehr identifiziert werden. Dies führten *Labraga et al. (2007)* auf die zunehmend ungeordnete und zufällige Nachlaufstruktur zurück.

Der erste technische Einsatz des Magnuseffekts erfolgte in der Seefahrt und wurde von *Prandtl (1925)* und *Betz (1925)* beschrieben: Anstelle von Segeln kamen auf dem Flettnerschen Windkraftschiff rotierende Zylinder („Flettner-Rotoren“ oder „Flettner-Walzen“) als Schiffsantrieb zum Einsatz. Insgesamt wurden zwei Flettner-Schiffe, *Buckau* (später umbenannt in *Baden Baden*) und *Barbara*, gebaut, welche sogar den Atlantik überquerten. Doch der als die „Zukunft des Schiffbaus“ geltende Magnuseffekt konnte sich in den zwanziger Jahren des 20. Jahrhunderts aufgrund des billigen Öls und des aufkommenden Dieselmotors zunächst nicht durchsetzen (*Grotelüschen, 2004*). Derzeit ist aber ein Schiff mit vier Flettner-Rotoren für den ostfriesischen Windanlagen-Hersteller *Enercon* mit dem Namen „E-Ship“ im Bau, das 2009 fertig gestellt werden soll. Der Schwergutfrachter soll dazu dienen, imageträchtig und kostengünstig Windräder nach Übersee auszuliefern (*Haas, 2008*). Weitere, letztendlich erfolglose, Anwendungen des Flettner-Rotors, wie die Windenergie-Nutzung oder der militärische

Einsatz von Rotationsbomben zur Staudammzerstörung, werden von *Zdravkovich (2003)* in *Kapitel 24.4* beschrieben.

1.2.9 Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen

Der (gewöhnliche) Magnuseffekt an einer angeströmten und gleichzeitig senkrecht zur Anströmrichtung rotierenden Kugel ist in Bild 1.12 (a) dargestellt.

Auf der Seite der Kugel, deren Umfangsgeschwindigkeit die gleiche Richtung wie die Anströmgeschwindigkeit aufweist, wird zusätzlicher Impuls auf die laminare Grenzschicht übertragen. Infolgedessen hält die Grenzschicht dem Druckanstieg am Kugelheck länger stand, so dass die Ablöselinie stromab wandert. Auf der gegenüberliegenden Seite löst die ebenfalls laminare Grenzschicht ab, noch bevor das Dickenmaximum erreicht wird. Aufgrund der Haftbedingung bewegen sich die Teilchen, welche in unmittelbarer Wandnähe strömen, entgegen der Strömungsrichtung. Es ergibt sich also innerhalb der Grenzschicht eine Rückströmung, die aufgrund der von außen aufgeprägten Druckverteilung schon früh zur Grenzschichtablösung führt. Dadurch wird auch die Druckverteilung gegenüber der reibungsfreien Strömung durchgreifend geändert. Die resultierende Kraft F_M steht senkrecht auf der Ebene, die durch die Winkelgeschwindigkeit ω der rotierenden Kugel und durch die Anströmgeschwindigkeit u_∞ aufgespannt wird und wirkt zu der in Strömungsrichtung rotierenden Seite (+), da auf dieser mehr Druck in kinetische Energie umgesetzt wird.

Bei Reynolds-Zahlen nahe dem laminar-turbulenten Grenzschichtübergang im nichtrotierenden Zustand ($Re \approx 2,5 \cdot 10^5$) und für Spinparameter $SP < 0,6$ stellte *Taneda (1957)* eine Umkehrung der Magnuskraft ($F_M < 0$) fest. Auf der entgegengesetzt zur Strömungsrichtung rotierenden Seite ist die relative Re-Zahl Re_{rel} höher, so dass dort ein laminar-turbulenter Grenzschichtübergang stattfindet, während die Grenzschicht auf der stromab rotierenden Seite laminar bleibt. Infolgedessen widersteht die turbulente Grenzschicht länger dem am Kugelheck auftretenden Druckanstieg und löst später ab als die laminare Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite. Nun wird auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite (-) mehr Druck in kinetische Energie umgesetzt, so dass sich die Wirkrichtung der Querkraft F_M umkehrt.

Das als negativer Magnuseffekt bekannte Phänomen ist in Bild 1.12 (b) mittels Aerosol-Einblasung in das Ablösegebiet bei $Re = 2,1 \cdot 10^5$ und $SP = 0,41$ visualisiert. Man erkennt das zu der stromab rotierenden Seite (nach unten) verschobene Ablösegebiet, das nach *Newtons* drittem Axiom gleichbedeutend mit einer zu der stromauf rotierenden Seite (nach oben) gerichteten Kraft ist.

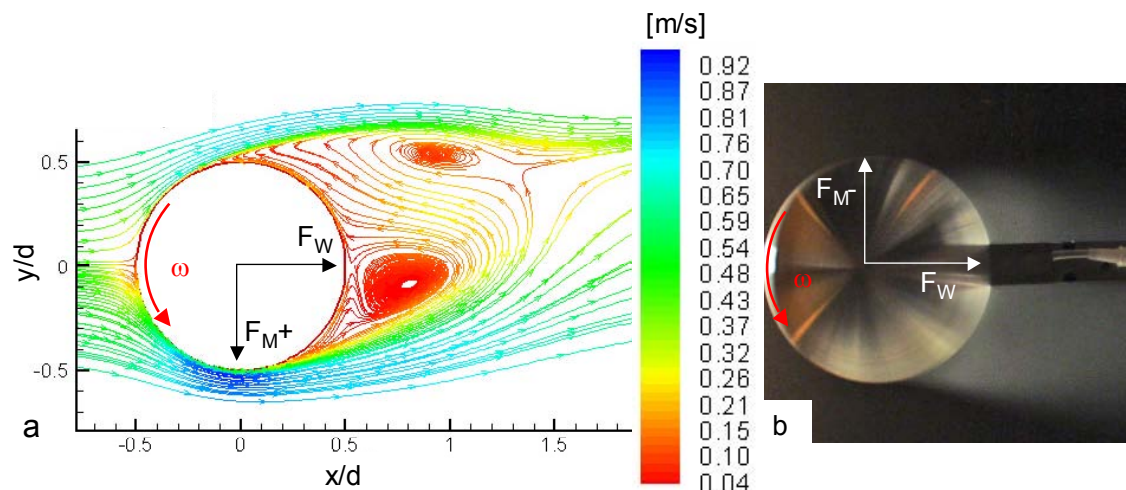


Bild 1.12: Stromlinienverlauf um eine rotierende glatte Kugel in der Symmetriemittlebene ($z = 0$): a) gewöhnlicher Magnuseffekt bei $Re = 1 \cdot 10^4$, $SP = 0,36$ und $u_\infty = 0,67 \text{ m/s}$ nach Gora (2006); b) negativer Magnuseffekt bei $Re = 2,1 \cdot 10^5$ und $SP = 0,41$

Sawatzki (1961) führte wenige Jahre später Untersuchungen zum negativen Magnuseffekt durch und verwendete in seiner Dissertation eine Versuchskugel ($D_{ku} = 185 \text{ mm}$), welche mit Hilfe einer Pressluftturbine angetrieben wurde. Die Pressluftzufuhr erfolgte über zwei symmetrisch angeordnete Stahlrohre an den Kugelpolen. Zusätzliche Aufhängedrähte waren in 6 mm starke Schraubzapfen rund um die Kugelpole eingelötet. Die Kugel postierte er in einem Normalwindkanal mit offener Messstrecke in etwa $1,25 \text{ m}$ Entfernung von der Düse in einem Bereich sehr gleichmäßiger Geschwindigkeitsverteilung über den Strahlquerschnitt. Nach dem Abstellen der Pressluftzufuhr ergab sich aufgrund des großen Trägheitsmoments der Kugel eine lange Auslaufzeit, die dazu genutzt werden konnte, das Waagengewicht zu ermitteln, während eine zuvor mit Hilfe eines Lichtstroboskops eingestellte Drehzahl durchfahren wurde.

Die von den Luftzuführungsrohren verursachten Störungen an den Polen waren vor allem im überkritischen Bereich beträchtlich, was anhand des Verlaufs der Ablöselinie und der Veränderung des Totwassers bei einer nichtrotierenden Kugel nachgewiesen werden konnte. Daraus resultierte ein größerer C_W -Wert. Im unterkritischen Bereich zeigte sich dagegen nach Herausheben des Aufhängewiderstands ein nahezu unveränderter C_W -Wert. Die Re -Bereiche bei der Kugelumströmung mit Rotation wurden analog zu den Re -Bereichen für die nichtrotierende Kugel in überkritisch, unterkritisch und kritisch eingeteilt. Sawatzki (1961) erzielte Messergebnisse im überkritischen Re -Bereich, indem er den Turbulenzgrad des Luftstromes mit einem Turbulenzgitter erhöhte und die kritische Re -Zahl der nichtrotierenden Kugel – nach der Definition von Hoerner (1965) wird $C_{W_{krit}} = 0,3$ als Maß für die kritische Re -Zahl Re_{krit} gesetzt – auf

diese Art von $Re_{krit} = 3,6 \cdot 10^5$ auf $Re_{krit} = 1,2 \cdot 10^5$ erniedrigte. Die Messpunkte bei Reynolds-Zahlen zwischen $Re = 1,2 \cdot 10^5$ und $Re = 3 \cdot 10^5$ streuten nur aufgrund turbulenter Schwankungen der Ablösestelle, wegen der schwachen Dämpfung der Waage und aufgrund des Auftretens kritischer Drehzahlen.

Der Magnuskraftbeiwert C_M stieg zunächst bis $SP = 1,5$ linear an. Bis $SP = 2$ erfolgte ein weiterer Anstieg auf $C_M \approx 0,45$, siehe Bild 1.13. Der Widerstandsbeiwert C_W betrug im unteren SP-Bereich, hervorgerufen durch die beträchtlichen Störungen der Luftzuführungsrohre, ursprünglich $C_W \approx 0,28$ bei $SP = 0$, wurde aber auf $C_W \approx 0,1$ korrigiert. Auch im unterkritischen Re-Bereich für $1,8 \cdot 10^4 < Re < 4,8 \cdot 10^4$ war keine Re-Abhängigkeit festzustellen. Der Kurvenverlauf des C_M -Wertes stimmte nahezu mit demjenigen des überkritischen Bereiches überein, siehe Bild 1.13. Im kritischen Re-Bereich zeigte sich eine Zeitabhängigkeit des Umschlags von einer positiven zu einer negativen Magnuskraft: Je nachdem, ob man sich dem Umschlagbereich mit größeren oder geringeren Winkelbeschleunigungen näherte, trat der Umschlag bei größeren oder geringeren Spinparametern ein. Eine einfache Abhängigkeit von einer relativen Re-Zahl Re_{rel} laut Gl. (1.7) konnte nicht nachgewiesen werden. Unterhalb von $Re = 8 \cdot 10^4$ fand kein Umschlag statt und oberhalb von $Re = 3,6 \cdot 10^5$ war die Grenzschicht auf beiden Seiten turbulent. Die in Bild 1.13 für die rotierende Kugel eingetragenen Magnuskraftbeiwerte C_M im kritischen Re-Bereich zeigen eine deutliche Abhängigkeit von SP und Re .

Wie schon *Taneda (1957)* gelang auch *Sawatzki (1961)* mit Hilfe von Rauchversuchen eine Sichtbarmachung des negativen Magnuseffekts. Die Ablösestelle wurde fotografisch bei einem Staudruck von $q_\infty = 176,5 Pa$ ($Re = 2,1 \cdot 10^5$) zu $\theta > 110^\circ$ auf der entgegen der Anströmung rotierenden Seite bestimmt. Sie verschob sich bei einem bestimmten Spinparameter von $\theta \approx 110^\circ$ ruckartig nach hinten, während der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite bei $\theta \approx 80^\circ$ fixiert blieb. *Sawatzki (1961)* fasst in seiner Arbeit (*Kapitel 4.3, Seite 68-69*) den Kurvenverlauf des negativen Magnuseffekts in Bild 1.13 sinngemäß wie folgt zusammen: Wird die zunächst nicht rotierende Kugel mit einer Geschwindigkeit angeströmt, die einer Re-Zahl des unterkritischen Bereichs entspricht, liegen die Ablösestellen der laminaren Grenzschicht bei $\theta = 80^\circ$. Lässt man jetzt die Kugel rotieren, steigt bis zu einem bestimmten Wert der Umfangsgeschwindigkeit die Magnuskraft an. Wird der kritische Wert der Umfangsgeschwindigkeit erreicht, tritt eine sprunghafte Verminderung der Magnuskraft bis hin zu negativen Werten auf. Dies erklärt sich dadurch, dass auf der Seite, auf der die Umfangsgeschwindigkeit entgegen der Anströmgeschwindigkeit gerichtet ist, die Grenzschicht turbulent wird und ihre Ablöselinie nach hinten verschiebt. An der entgegengesetzten Seite, wo Umfangs- und Anströmgeschwindigkeit gleichgerichtet sind, bleibt die Grenzschicht laminar. Wird die Umfangsgeschwindigkeit weiter gesteigert, steigt auch die Magnuskraft wieder an, da die Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite ebenfalls turbulent wird.

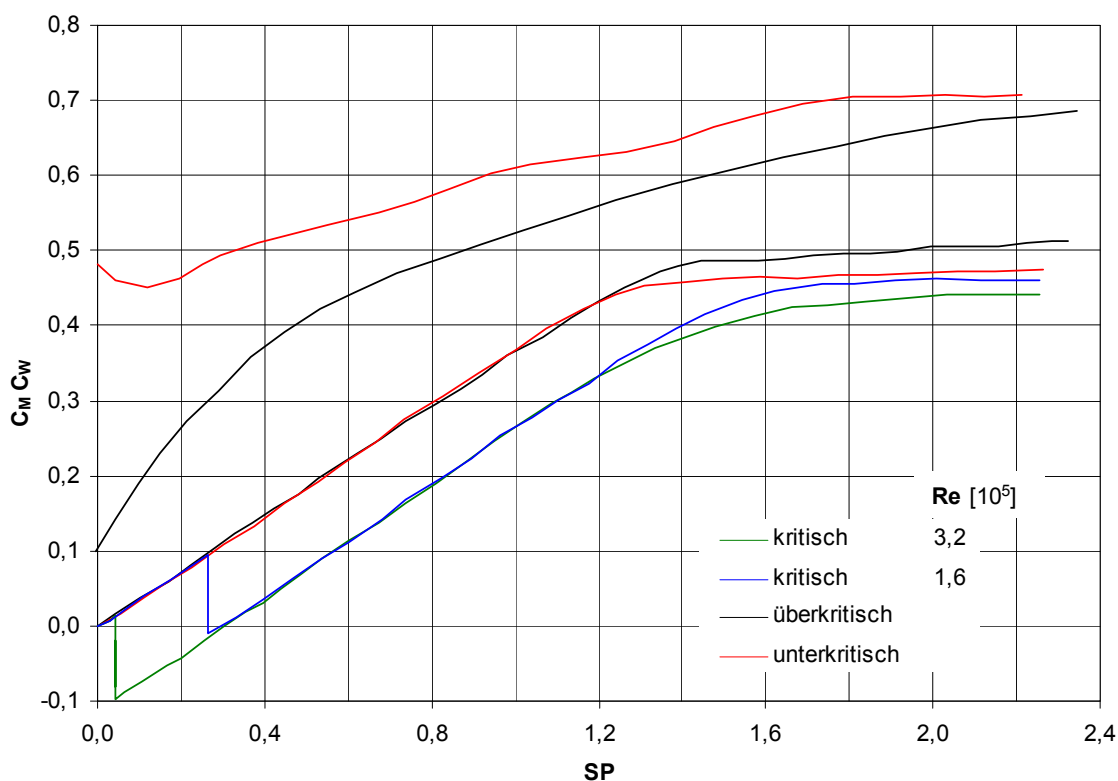


Bild 1.13: Magnuskraftbeiwerte C_M und Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für die rotierende Kugel im überkritischen, unterkritischen und kritischen Re-Bereich nach *Sawatzki, 1961, Kapitel 4.3, Seite 75*

Gora et al. (2006) führten LES-Simulationen der Strömung über eine rotierende Kugel bei $Re = 1 \cdot 10^4$ und bei jeweils $SP = 0$, $SP = 0,18$, $SP = 0,36$, $SP = 0,52$ sowie bei $SP = 0,72$ durch. Der Kontrollraum bestand aus zwei Halbkugeln mit dem Durchmesser $15D$. Die erste Halbkugel war definiert als Eintritt, die zweite Halbkugel stellte den Austritt dar. Daraus resultierte ein O-Gitter.

In Bild 1.12 (a) ist der über eine dimensionslose Zeit von $t^* = t \cdot D / u_\infty = 270$ zeitlich gemittelte Stromlinienverlauf (*Gora, 2006*) bei $SP = 0,36$ in der Symmetriemittellebene ($z = 0$) dargestellt. Anhand der eingetragenen Pfeile und Farbabstufungen (siehe Legende) sind Strömungsrichtung und lokale Geschwindigkeit zu erkennen. Man erkennt aufgrund des Drehsinns entgegen dem Uhrzeigersinn eine Beschleunigung der Strömung an der Unterseite (unterhalb der x-z-Ebene für negatives y) und eine gebremste Strömung an der Oberseite (oberhalb der x-z-Ebene für positives y). Der Nachlauf verschiebt sich zur Oberseite, da die laminare Grenzschicht auf der Oberseite früher ablöst als die zum Kugelheck verschobene Grenzschichtablösung an der Kugelunterseite. Mit steigendem Spinparameter SP tritt eine zunehmende Verschiebung des Kugelnachlaufs zur Oberseite auf (*Gora et al., 2006*). Die Turbulenz des Nachlaufs erhöht sich, während sich der laminar-turbulente Übergang der freien Scherschicht verändert. Die Änderungen des Stromfelds führen dazu, dass die Saugspitze kurz vor

dem Dickenmaximum, die für eine nichtrotierende Kugel bei unterkritischer Strömung bei $\theta \approx 70^\circ$ lokalisiert wird (siehe Bild 1.6), auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite mit zunehmendem SP-Wert verschwindet.

Bild 1.14 zeigt die von *Gora et al. (2006)* zeitlich gemittelten Verläufe des dimensionslosen Druckbeiwerts C_p als Funktion des Polarwinkels θ . Die Auftragung erfolgt in Abhängigkeit des Spinparameters SP . Im nichtrotierenden Fall lässt sich eine symmetrische Druckverteilung erkennen. Die Druckminima bei $\theta = 73^\circ$ und $\theta = 287^\circ$ ($C_p \approx -0,55$) sowie der annähernd konstante Druck am Kugelheck ($C_p \approx -0,3$) stimmen recht genau mit experimentellen Untersuchungen überein, wie in Bild 1.6 dargestellt. Bei Steigerung des Spinparameters SP nimmt der Druck am Kugelheck ab, während auf der Kugelvorderseite nur geringfügige Änderungen der Druckverteilung zu erkennen sind. Der Staupunkt befindet sich aufgrund der Haftbedingung zwar nicht mehr auf der Kugeloberfläche, $C_p = 1$ bleibt aber mit steigendem Spinparameter unverändert bei $\theta = 0^\circ/360^\circ$. Dass keine Verschiebung des Staupunkts zu beobachten ist, führt *Gora (2006)* auf den Gittereinfluss zurück. Hingegen verschwindet für $SP \geq 0,54$ das Druckminimum auf der oberen Seite wegen der zunehmend abgebremsten Strömung völlig. Auf der unteren Seite prägt sich das Druckminimum weiter aus und verlagert sich mit steigendem SP-Wert in Richtung Dickenmaximum. Dort werden auch die höchsten Geschwindigkeiten erreicht. Folglich nimmt mit zunehmendem SP-Wert die Magnuskraft zu. Auch der Widerstand steigt aufgrund des Druckanstiegs auf der Kugelvorderseite und der Reduktion des Heckdrucks an. Bild 1.15 und Bild 1.16 zeigen C_w bzw. C_M als Funktion von SP bei Reynolds-Zahlen oberhalb von $Re = 1 \cdot 10^4$ basierend auf den LES von *Gora et al. (2006)*. Zum Vergleich sind Messkurven weiterer Experimentatoren aufgetragen.

Briggs (1959) führte Messungen der Druckverteilung mit Hilfe einer Wandanbohrung in der Äquatorialebene einer glatten Kugel bei $Re = 2 \cdot 10^5$ durch, welche mit $n = 1800 U / \text{min}$ um eine senkrecht zur Strömungsrichtung stehende Achse entgegen dem Uhrzeigersinn rotierte (siehe Bild 1.12). Der Antrieb erfolgte über eine Welle am Kugelpol. Das Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Welle betrug $D_{Ku} / D_{We} = 0,0762m / 0,0095m = 8$. Der Staupunkt lag bei $\theta = 0^\circ$. Auf der Kugelvorderseite ($0^\circ < \theta < 50^\circ$ und $310^\circ < \theta < 360^\circ$) zeigten sich Überdrücke gegenüber dem Umgebungsdruck, deren alleinige Differenz eine negative Magnuskraft ergeben hätte. Doch für $180^\circ < \theta < 300^\circ$ ergaben sich auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite durchweg höhere Unterdrücke als für $60^\circ < \theta < 180^\circ$, so dass in diesem Winkelbereich und auch in der Summation über den gesamten Umfang ($0^\circ < \theta < 360^\circ$) eine positive Magnuskraft die Folge war. Dieses Messergebnis stand im Widerspruch zu vorhergehenden Freifallversuchsmessungen an der rotierenden Kugel im Luftstrom, die bei $Re = 2 \cdot 10^5$ eine negative Magnuskraft ergeben hatten. Bei $Re = 1,2 \cdot 10^5$ erhielt *Briggs (1959)* aus der Druckverteilung in der Äquatorialebene einen negativen Magnuseffekt, aus den Freifallversuchen ergab sich dagegen eine positive Magnuskraft.

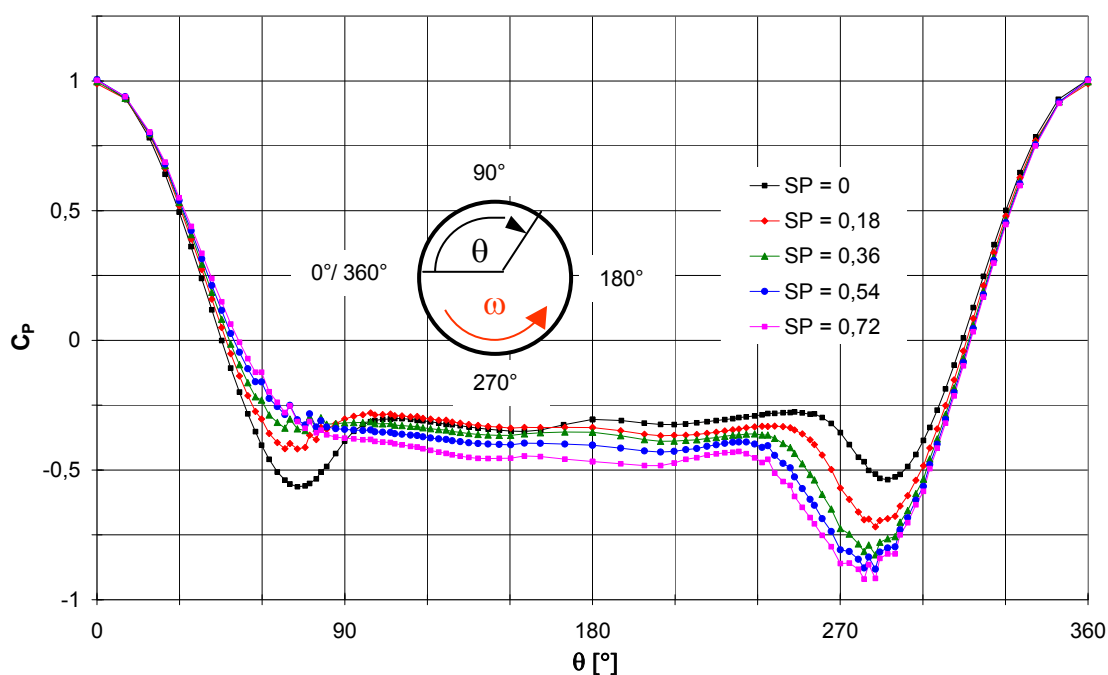


Bild 1.14: Zeitlich gemittelter dimensionsloser Druckbeiwert C_p als Funktion von θ nach Gora *et al.* (2006): azimutale Mittelung über die obere Kugelhälfte für $0^\circ < \theta < 180^\circ$ sowie azimutale Mittelung über die untere Kugelhälfte für $180^\circ < \theta < 360^\circ$

Das Verhalten rotierender Kugeln im Luftstrom ist im Vergleich zu demjenigen rotierender Zylinder bislang experimentell wenig erforscht. Messdaten von C_W und C_M als Funktion von SP liegen bei überkritischen Re -Zahlen für glatte Kugeln nur spärlich vor. Die verwendeten Versuchsanordnungen sind vielfältig und beeinflussen den Strömungsvorgang z. T. erheblich, so dass auch die Streuung der Messergebnisse groß ist. Die Rückwirkung der Versuchsanordnung auf die Umströmung ist unvermeidbar und resultiert aus der für die Kugelrotation notwendigen konstruktiven Berücksichtigung des Antriebs. Nachfolgend seien einige experimentelle Untersuchungen zusammengefasst.

Die ersten experimentellen Versuche zum Magnuseffekt an glatten Kugeln stammen von Macoll (1928), der in einem Bereich $4,6 \cdot 10^4 < Re < 1,1 \cdot 10^5$ die Kraftbeiwerte C_W und C_M als Funktion von SP bestimmte. Der Kugeltrieb erfolgte mittels Welle am Kugelpol. Das Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Welle betrug $D_{Ku} / D_{We} = 0,1524m / 0,0114m = 17,8$. In einem Abstand von $0,1D_{Ku}$ wurde die Welle von einem Rohr mit dem Durchmesser $0,0159m (= 0,1D_{Ku})$ abgeschirmt, welches an der Kanalwand befestigt war und dessen aerodynamische Kräfte von der Waage nicht erfasst wurden.

Davies (1949) führte Versuche an rotierenden Golfbällen im Luftstrom für $Re < 9,4 \cdot 10^4$ durch. Mit Hilfe einer speziell konstruierten Vorrichtung konnten die

Bälle in Rotation versetzt und mit bekannter Drehzahl durch einen horizontalen Luftstrom im Windkanal fallen gelassen werden. Durch die Messung des Aufprallpunkts auf der Bodenplatte des Windkanals waren die horizontale und vertikale Falldistanz bekannt. Aus den Gleichungen für die Flugkurve des Balles unter dem Einfluss der Erdschwere und der aerodynamischen Kräfte, bei gleichzeitiger Vernachlässigung von Änderungen in Auftrieb und Widerstand in Abhängigkeit von Fallgeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit, konnten die aerodynamischen Kräfte F_W und F_M ermittelt werden.

Barkla und Auchterlonie (1971) berechneten Auftriebsbeiwerte einer rotierenden Kugel für Reynolds-Zahlen $1500 < Re < 3000$ aus Änderungen der Periodendauer eines konischen Pendels. Die mit Hilfe eines Nylonfadens als Pendel aufgehängte raue Kugel konnte durch Verdrillung des Fadens in Eigenrotation versetzt werden. Dadurch wurden besonders hohe Spinparameter in einem Bereich $1 < SP < 12$ erzielt. In einem weiten Spinparameter-Bereich zeigte sich ein linearer Anstieg von C_M – allerdings bei einer großen Streuung der Messwerte.

Tsuji et al. (1985) führten Versuche an einer geneigten Platte durch, auf die sie eine Kugellagerkugel fallen ließen. Diese sprang von der Platte ab und rotierte im Flug. Die Flugkurve wurde mittels Stroboskopfotografie aufgezeichnet, so dass die Flugweite und die Drehzahl bekannt waren. Bei diesem Verfahren ergab sich eine große Streuung der Messwerte, entsprechend waren viele Versuche zur Mittelwertbildung nötig. Die Magnuskraft wurde durch eine Minimierung der Differenz zwischen gemessener und berechneter Flugbahn ermittelt. Der untersuchte Re-Zahl-Bereich betrug $550 < Re < 1600$ für $SP < 0,7$. Die letztendlich gefundene Beziehung $C_M = (0,4 \pm 0,1) \cdot SP$ sagte einen linearen Anstieg der Magnuskraft mit dem Spinparameter voraus.

Messungen von C_W und C_M in einem Windkanal mit offener Rückführung bei einem Turbulenzgrad zwischen $Tu = 0,5\%$ und $Tu = 1\%$ führten *Tanaka et al. (1990)* an einer rotierenden glatten Kugel durch, deren Antrieb von außen mittels einer Welle am Kugelpol erfolgte. Das Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Welle betrug $D_{Ku} / D_{We} = 0,0953m / 0,003m = 31,8$. In einem Abstand von $0,5D_{Ku}$ vom Kugelpol wurde die Welle zum Schutz vor Vibrationen von einem Rohr mit dem Durchmesser $0,006m (= 0,063D_{Ku})$ abgeschirmt und in diesem gelagert. Das Rohr ragte durch die Windkanalwand hindurch, wo es zusammen mit dem Antrieb an der Kanalwaage befestigt war. Die aerodynamischen Kräfte auf die Aufhängung wurden in einem getrennten Versuch erfasst und zur Korrektur der Gesamtluftkräfte verwendet. Der Re-Bereich betrug $6,1 \cdot 10^4 < Re < 1,4 \cdot 10^5$ und der Spinparameter-Bereich erstreckte sich über $0 < SP < 1,4$.

Oesterlé und Dinh (1998) fotografierten mit Hilfe von Stroboskopblitzen die Trajektorie einer Kugel in einem mit Öl gefüllten Tank. Die Kugel wurde mit Hilfe eines Flaschenzugs durch das ruhende Öl gezogen und rotierte dabei gleichzeitig um ihre

zylindrische Wellenaufhängung am Kugelpol. Aus der Bewegungsgleichung für den stationären Teil der Trajektorie ergab sich ein Gleichgewicht zwischen Magnuskraft und Gewichtskraft, woraus ein um den Anteil der zylindrischen Welle korrigierter Magnuskraftbeiwert C_M berechnet werden konnte. In einem Re-Bereich $10 < Re < 140$ konnte für Spinparameter $0 < SP < 6$ eine empirische Korrelation zwischen C_M und Re als Funktion von SP angegeben werden.

Nakayama et al. (1988) und *Aoki et al. (1998)* trieben eine glatte Kugel ($D_{Ku} = 42,7\text{mm}$) mit Hilfe einer Stange quadratischen Querschnitts ($5\text{mm} \times 5\text{mm}$) an. Diese Versuchsanordnung wurde in einem Windkanal mit geschlossener Messstrecke ($3800\text{mm} \times 300\text{mm}$, $\varphi = 0,016$) untersucht. Der Re-Zahl-Bereich betrug $2 \cdot 10^4 < Re < 1,2 \cdot 10^5$ für $SP < 1$. Nahezu im gesamten SP-Bereich trat eine negative Magnuskraft auf. Möglicherweise lag ein beträchtlicher Einfluss der Haltestange vor. *Aoki et al. (2002a)* platzierten einen rechteckigen Rahmen mit dem Querschnitt $800\text{mm} \times 800\text{mm}$ $0,1\text{m}$ hinter der Austrittsdüse (Querschnitt $800\text{mm} \times 800\text{mm}$) eines Windkanals mit geschlossener Rückführung und freier Messstrecke (Querschnitt $700\text{mm} \times 700\text{mm}$) und befestigten diesen an der Windkanalwaage. Die Kugel war mit Hilfe eines durchgehenden Klavierdrahtes in den Rahmen eingespannt und wurde von einem Motor angetrieben. Das Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Welle betrug $D_{Ku} / D_{We} = 0,07\text{m} / 0,001\text{m} = 70$. Die Reynolds-Zahlen betragen $Re = 7 \cdot 10^4$, $Re = 1,2 \cdot 10^5$ und $Re = 1,6 \cdot 10^5$ für Spinparameter $SP < 1$. Weitere Messergebnisse mit dieser Versuchsanordnung bei gleichem Re-SP-Bereich, aber unterschiedlichen Durchmesser Verhältnissen sind in *Aoki et al. (2002b)*, *Aoki et al. (2003a)* und *Aoki et al. (2003b)* zu finden.

Carré et al. (2005) wählten ebenfalls die Variante eines äußeren Antriebs mit Hilfe von Wellen an den Kugelpolen. Das Versperrungsverhältnis betrug $\varphi = 0,06$ in einer Messstrecke mit geschlitzten Wänden (Querschnitt $305\text{mm} \times 355\text{mm}$). Das Verhältnis der offenen Fläche der Schlitzte zu dem der festen Wand betrug 30%, so dass keine Versperrungskorrekturen angewandt wurden. Der Turbulenzgrad in dem Windkanal mit offener Rückführung lag bei $Tu = 0,3\%$. Das Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Welle betrug an den Polen $D_{Ku} / D_{We} = 0,066\text{m} / 0,0035\text{m} = 18,9$. Im Abstand von $0,035\text{m}$ wurde der restliche Teil der Antriebswellen beidseitig mit einem aerodynamisch geformten Schutzblech abgedeckt. Zur Ermittlung des Anteils der Antriebswellen an der Widerstands- und Magnuskraft der rotierenden Kugel machten *Carré et al. (2005)* keine Angaben.

Numerische Simulationen der Umströmung einer rotierenden Kugel von *Kurose und Komori (1999)* sowie von *Pregalato et al. (2001)* beschränkten sich auf $Re < 500$ und $SP < 0,25$. *You et al. (2003)* führten Untersuchungen für $Re < 68,4$ und $SP < 0,5$ durch. Ergebnisse zu deutlich höheren Re-Zahlen liegen bislang nur anhand der in diesem Abschnitt diskutierten LES von *Gora et al. (2006)* bei $Re = 1 \cdot 10^4$ vor.

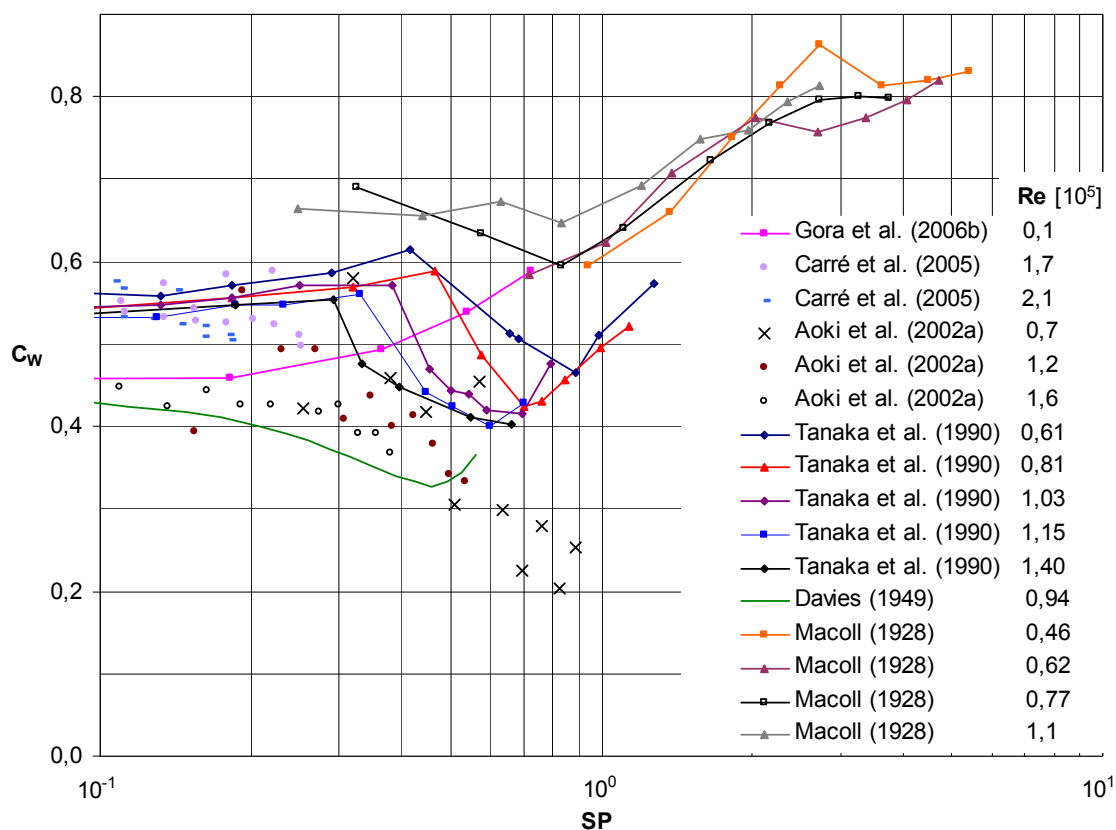


Bild 1.15: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für die rotierende Kugel bei Reynolds-Zahlen Re oberhalb von $Re = 1 \cdot 10^4$

Bild 1.15 und Bild 1.16 zeigen eine Auswahl der Messergebnisse zum Magnuseffekt. *Macoll (1928)* entdeckte, dass für Spinparameter $SP < 0,5$ bei $Re = 7,7 \cdot 10^4$ und $Re = 1,1 \cdot 10^5$ $C_M < 0$ wird. Die im Vergleich zu den anderen Experimentatoren hohen C_W -Werte sind möglicherweise darauf zurückzuführen, dass der Widerstand des nicht abgeschirmten Teils der Antriebswelle im Kugelwiderstand mitenthalten ist. Die bei verschiedenen Re -Zahlen durchgeführten Experimente lassen keinen eindeutigen Schluss zu, ob sich für Spinparameter $SP > 1,5$ Endwerte von C_W und C_M einstellen. Der starke Anstieg von C_M ab $SP = 0,5$ liegt qualitativ und quantitativ in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von *Tanaka et al. (1990)*, die eine ähnliche Aufhängung verwendeten. Die Ergebnisse von *Davies (1949)* bei $Re = 9,4 \cdot 10^4$ zeigen ebenfalls, dass für $SP < 0,35$ $C_M < 0$ wird, bevor bei höheren Re -Zahlen ein rasanter Anstieg von C_M erfolgt. Die C_W -Werte sind im Vergleich zu den Ergebnissen von *Macoll (1928)* deutlich niedriger, da keine Einflüsse einer Modellhalterung vorlagen. Auffällig ist weiterhin, dass C_W dann minimal wird, wenn C_M ungefähr null ist, was zum einen bei $SP = 0$ und zum anderen bei $SP \approx 0,4$ zutrifft. *Davies (1949)* schätzt den Gesamtfehler seiner Ergebnisse auf $< 10\%$. Fehlerquellen identifiziert er vor allem in der Turbulenz des Luftstroms, in einem nicht konstanten Geschwindigkeitsprofil des

Luftstroms, in der Störung der Strömung durch die Ballprojektionsvorrichtung und in den entgegen der Annahme nicht konstanten Werten von Widerstand und Auftrieb.

Die Ergebnisse von *Tanaka et al. (1990)* für $6,1 \cdot 10^4 < Re < 1,4 \cdot 10^5$ verdeutlichen einen zunächst linearen Anstieg des Magnuskraftbeiwerts C_M mit dem Spinparameter SP . Der Gradient ist dabei unabhängig von Re . Bei einem von der Re -Zahl abhängigen Spinparameter SP erfolgt eine plötzliche Abnahme von C_M bis hin zu einer negativen Magnuskraft für $0,34 < SP < 0,56$ bei hohen Re -Zahlen. Bei höheren Spinparametern SP kommt es dann zu einer nicht minder abrupten C_M -Zunahme. Insgesamt liegt der Widerstandsbeiwert mit $0,52 < C_W < 0,55$ leicht oberhalb der Messergebnisse der nichtrotierenden Kugel von *Achenbach (1974b)* aus Bild 1.3. Mit dem anfänglichen C_M -Anstieg für $SP < 0,3$ erfolgt auch eine leichte Zunahme des Widerstandsbeiwerts C_W . Die anschließende Abnahme des Widerstandsbeiwerts C_W vollzieht sich in dem gleichen SP -Bereich, in dem auch C_M abnimmt. Das C_W -Minimum $C_{W_{\min}}$ wird mit weiter steigendem SP -Wert erst nach dem Durchschreiten von $C_{M_{\min}}$ und $C_M = 0$ erreicht, liegt aber nur bei geringfügig höheren Spinparametern als $C_M = 0$. Bei noch höheren Re -Zahlen steigt auch C_W wieder an.

Damit ergibt sich bei $Re = 9,4 \cdot 10^4$ wieder der von *Davies (1949)* festgestellte Zusammenhang: Die Arbeit zur Entstehung der Magnuskraft geht zu Lasten eines höheren Widerstands.

Die Messergebnisse von *Aoki et al. (2002a)* weisen eine große Streuung auf. Der Widerstandsbeiwert C_W lässt mit steigendem SP -Wert eine fallende Tendenz erkennen. Für C_M zeigt sich das Auftreten eines Sprungs hin zu einer negativen Magnuskraft bereits bei der kleinsten Re -Zahl von $Re = 7 \cdot 10^4$ bei $SP \approx 0,5$. Diesem Sprung folgt ein Wiederanstieg von C_M und eine Abnahme von C_W . Bei $SP = 1$ sind C_M und C_W fast gleich groß. Bei $Re = 1,2 \cdot 10^5$ und bei $Re = 1,6 \cdot 10^5$ wird in dem gesamten SP -Bereich $C_M < 0$ gemessen. Interessant ist auch, dass bei diesen Re -Zahlen C_M nicht gegen null bei $SP = 0$ geht. Möglicherweise ist dies trotz der sehr hohen Durchmesser-Verhältnisse auf die verwendete Aufhängung zurückzuführen.

Auch die C_W -Werte von *Carré et al. (2005)* weisen eine große Streuung auf und liegen mit $C_W \approx 0,54 \pm 0,04$ leicht oberhalb der Größenordnung für eine nichtrotierende glatte Kugel im unterkritischen Re -Bereich. C_M liegt bei $Re = 1,7 \cdot 10^5$ und $Re = 2,1 \cdot 10^5$ mit $C_M \approx -0,31 \pm 0,02$ konstant im Bereich negativer Magnuskraft und ist zudem annähernd unabhängig von SP . Die Extrapolation zu $SP = 0$ lässt jedoch vermuten, dass der Magnuskraftbeiwert konstant bei $C_M \approx -0,31 \pm 0,02$ bleibt. Dies weist, wie auch von *Goodwill et al. (2004)* beobachtet, auf einen beträchtlichen Einfluss der verwendeten Antriebswelle auf die Umströmung hin. Bei niedrigeren Re -Zahlen und für $SP < 0,3$ konnten *Carré et al. (2005)* aufgrund einer Hysterese-Erscheinung der Magnuskraft keine wiederholbaren Messungen durchführen. Es zeigte sich, dass bei ein

und demselben Spinparameter SP entweder eine positive oder eine negative Magnuskraft vorlag. Bei einer Drehzahlerhöhung konnte beispielsweise bei einem bestimmten Spinparameter ein plötzliches Umschlagen der Magnuskraft in die umgekehrte Richtung beobachtet werden. Bei anschließender Drehzahlverminderung erfolgte ein Rückumschlagen der Magnuskraft-Richtung jedoch häufig bei einem anderen Spinparameter. Die LES-Simulationen von *Gora et al. (2006)* ergeben in einem Bereich $0 < SP < 0,72$ bei $Re = 1 \cdot 10^4$ einen näherungsweise linearen Anstieg von C_W und C_M mit SP und stehen im Einklang zu den Ergebnissen dieser Arbeit, die bei geringen Re -Zahlen keine negative Magnuskraft liefern. Siehe dazu auch Kapitel 3.2 „Rotierende Körper“.

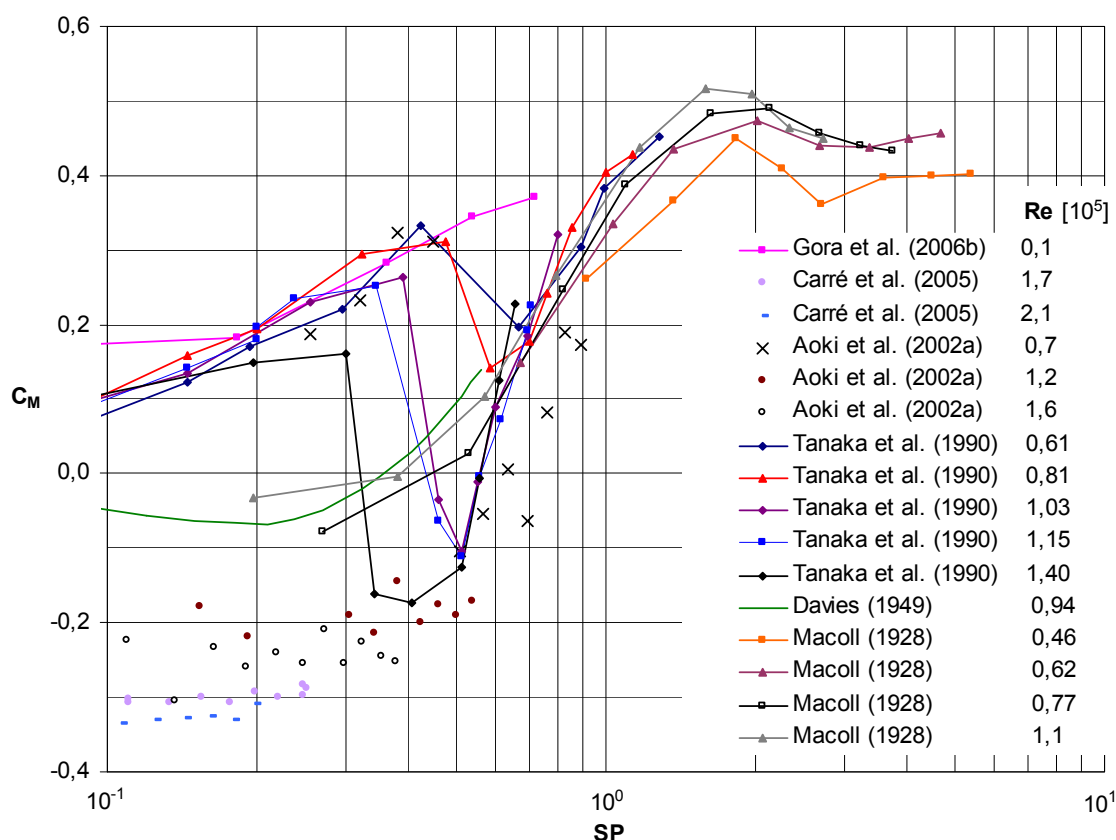


Bild 1.16: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für die rotierende Kugel bei Reynolds-Zahlen Re oberhalb von $Re = 1 \cdot 10^4$

Zur Bestimmung der aerodynamischen Kräfte an rotierenden Fußbällen existieren prinzipiell zwei Methoden:

- Die Durchführung von Kraftmessungen in einem Windkanal.
- Die Aufzeichnung der Flugbahn mit Hilfe von Hochgeschwindigkeits-Videokameras.

Bei der zweiten Methode werden aerodynamische Kräfte ermittelt, indem die modellierte Flugkurve, die auf der Differentialgleichung der Flugkurve basiert, mit der

an einen Parabel-Fit angepassten gemessenen Flugkurve abgeglichen wird, bis die Differenz zwischen beiden ein Minimum ergibt. Als Hilfsmittel wird dabei auf einen iterativen Lösungsalgorithmus zurückgegriffen. Bei diesem Verfahren werden allerdings häufig Vereinfachungen getroffen. In der Regel wird die Spinabnahme während des Fluges vernachlässigt und nicht in das Modell mit einbezogen. Die Änderungen der aerodynamischen Kräfte infolge der ständigen Veränderung der Fluggeschwindigkeit werden häufig vernachlässigt. Ermitteltbar ist auf diese Weise nur ein Widerstandsbeiwert C_W und ein Magnuskraftbeiwert C_M pro Flugkurve.

Die Literaturübersicht von *Torobin und Gauvin (1959c)* verdeutlicht zudem, dass während des Fluges auftretende Beschleunigungen eine Rückwirkung auf die aerodynamischen Beiwerte haben. Da die Drehachse in realen Flugkurven nicht senkrecht zur Flugrichtung steht, ist auch die Ermittlung der Magnuskraft fehlerbehaftet, siehe dazu auch Abschnitt 4.1. Einflüsse von Ball-Unwuchten, welche zu instabilen Drehachsen führen (*Griffiths et al., 2005*), bleiben ebenfalls außen vor. Lediglich Turbulenzeinflüsse, wie sie in der freien Atmosphäre auftreten, können durch die Flugkurvenaufzeichnung in Hallen vermieden werden. Ausrichtungsfehler der Kameras sind unvermeidbar, jedoch durch eine große Anzahl von Kameras reduzierbar.

Ergebnisse zu C_W und C_M als Funktion von SP und Re , die aus dem Abgleich von realen zu modellierten Flugkurven ermittelt wurden, lassen sich u. a. in *Bray und Kerwin (2003)*, *Bray und Kerwin (2004a)* und *Griffiths et al. (2005)* finden. Häufig ist das Ablesen von klaren Trends aus diesen Ergebnissen aufgrund der großen Streuung der Messwerte nicht ganz einfach. In den Arbeiten von *Bray und Kerwin (2003)*, *Bray und Kerwin (2004a)* und *Griffiths et al. (2005)* liegt die Spanne gemessener Balldrehzahlen in einem Bereich $0U/s < n < 11U/s$. Der Widerstandsbeiwert C_W und der Magnuskraftbeiwert C_M streuen bei Ballgeschwindigkeiten zwischen $14m/s$ und $29m/s$ ($2 \cdot 10^5 < Re < 4 \cdot 10^5$) erheblich. Es ergeben sich Wertebereiche von $0,14 < C_W < 0,3$ und $0 < C_M < 0,36$, wobei generell mit steigendem Spinparameter SP Anstiege des Magnuskraftbeiwerts C_M und des Widerstandsbeiwerts C_W erfolgen.

In einem Windkanal kann dagegen die Anströmgeschwindigkeit konstant gehalten werden, wobei die Messung der wirkenden aerodynamischen Kräfte mittels einer Windkanalwaage erfolgt. Auch die Drehzahl kann mit Hilfe eines drehzahlgesteuerten Motors konstant gehalten werden. Nachteilig ist dagegen der unvermeidbare Einfluss von Aufhängeorganen. In Bild 1.17 und Bild 1.18 sind Windkanal-Messergebnisse von *Seo et al. (2004)*, *Carré et al. (2005)* und *Asai et al. (2007c)* dargestellt. Zum Vergleich sind außerdem Messergebnisse einer glatten Kugel bei $Re = 9,4 \cdot 10^4$ von *Davies (1949)* angegeben.

Seo et al. (2004) klebten einen original *Fevernova*-Ball ($D_{Fev} \approx 220mm$) in einen Halteteller ein. Die Rotation wurde mittels Welle ($D_{We} = 20mm$) realisiert, so dass sich ein Durchmesser Verhältnis von $D_{Fev} / D_{We} = 11$ ergab. Der Windkanal Göttinger Bauart

hatte einen Querschnitt der offenen Messstrecke von $1,5m \times 1,0m$ bei einem Turbulenzgrad von $Tu=1\%$. Die untersuchten Re-Zahlen lagen in einem Bereich $2,1 \cdot 10^5 < Re < 4,2 \cdot 10^5$.

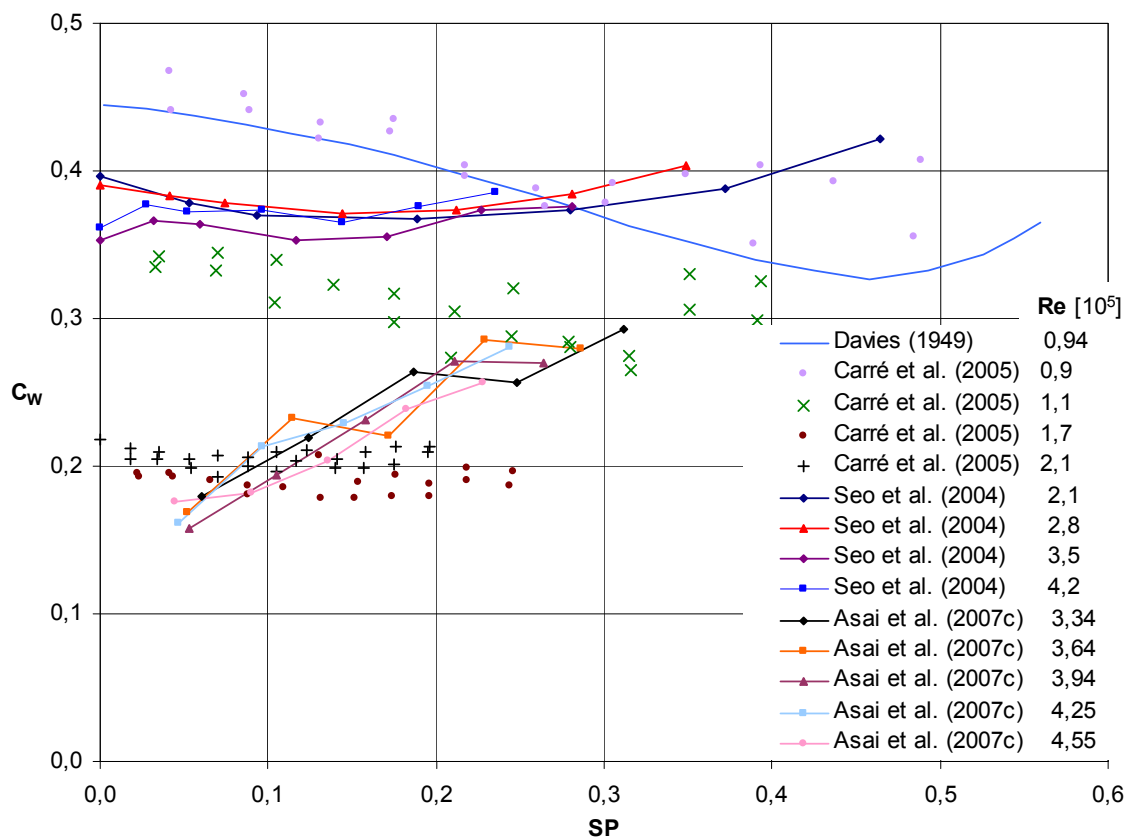


Bild 1.17: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von SP und Re für rotierende Fußbälle

Von Carré et al. (2005) stammen die Messdaten von C_M und C_w eines maßstabgetreu auf $D_{Fu} = 66mm$ verkleinerten rotierenden Modellfußballs als Funktion von SP . Untersucht wurde ein Re-Bereich $9 \cdot 10^4 < Re < 2,1 \cdot 10^5$. Die Modellfußballoberfläche entsprach der traditionellen 32-Flicker-Form. Da der gleiche Versuchsaufbau wie für die glatte Kugel verwendet wurde, ergaben sich identische Werte des Versperrungsverhältnisses ($\varphi = 0,06$) und des Durchmesserhältnisses von Fußball zu Welle ($D_{Fu} / D_{We} = 0,066m / 0,0035m = 18,9$). Der Anteil der Aufhängung am Gesamtwiderstand wurde aus dem Vergleich mit den Widerstandsdaten des aus dem Nachlauf heraus gehaltenen nichtrotierenden Modellfußballs ermittelt. Dabei wurde angenommen, dass sich der Widerstand der Aufhängung bei Rotation der Antriebswellen nicht ändert. Zu einer Korrektur des Anteils der Antriebswellen an der Magnuskraft machen Carré et al. (2005) keine Angaben.

Asai et al. (2007c) untersuchten ein rotierendes +Teamgeist-Modell im Maßstab 1:1 aus faserverstärktem Kunststoff. Die Aufhängung erfolgte über einen Klavierdraht vom

Durchmesser $D_{We} = 2\text{mm}$ an den Polen. Der Klavierdraht war in einem Abstand von weniger als einem Balldurchmesser beidseitig gelagert. Das Durchmesser Verhältnis betrug somit $D_{Fu} / D_{We} = 0,22\text{m} / 0,002\text{m} = 110$. Der Antrieb erfolgte mit Hilfe eines Luftgewehrs, das auf den Ball abgefeuert wurde. Zur Messung der Drehzahl war ein Laser-Tachometer vorhanden. Die Messungen erfolgten bei Drehzahlen von $n = 2U/s$ bis $n = 10U/s$. Bei geringeren Drehzahlen wurde die Drehzahl instabil. Der Windkanal Göttinger Bauart verfügte über einen Querschnitt der offenen Messstrecke von $1,5\text{m} \times 1,0\text{m}$ bei einem Turbulenzgrad von $Tu = 1\%$. Der untersuchte Re-Zahl-Bereich betrug $3,34 \cdot 10^5 < Re < 4,55 \cdot 10^5$. Zur Ermittlung der Luftkräfte an der Modell-aufhängung liegen keine Angaben vor.

Die C_W -Werte von *Seo et al. (2004)* in Bild 1.17 lassen auf einen erheblichen Einfluss der Aufhängung rückschließen, da für einen nichtrotierenden Fußball im überkritischen Re-Bereich $C_W < 0,2$ erwartet werden kann. Stattdessen nimmt C_W lediglich von einem unterkritischen $C_W \approx 0,4$ bei $Re = 2,1 \cdot 10^5$ auf ein überkritisches $C_W \approx 0,36$ bei $Re = 4,2 \cdot 10^5$ ab. Der Einfluss von SP auf C_W ist gering. Auch C_M ist ungleich null bei $SP = 0$, siehe Bild 1.18. Für $SP > 0$ nimmt C_M linear mit SP zu und ist für $Re > 2,8 \cdot 10^5$ annähernd unabhängig von Re . Zudem lässt die asymmetrische Versuchsanordnung von *Seo et al. (2004)* eine weitere Seitenkraft in Richtung der Rotationsachse erwarten.

Bedingt durch den Rechenweg von *Carré et al. (2005)*, der zur Ermittlung der Widerstandsbeiwerte C_W angewandt wurde, entsprechen die Widerstandskurven in Bild 1.17 nicht dem wahren Widerstandsverlauf, wie er sich aus der Differenz zwischen dem Gesamt- C_W -Wert und dem C_W -Anteil der Antriebswellen ergeben hätte. Die Magnuskraftbeiwerte C_M zeigen eine deutliche Abhängigkeit von Re und SP . Bei $Re = 9 \cdot 10^4$ und für $SP < 0,25$ tritt eine negative Magnuskraft auf. Bei $SP \approx 0,25$ kommt es zu einem Sprung von $C_M \approx -0,2$ auf $C_M \approx +0,1$. Bei höheren Re-Zahlen ab $Re \approx 1,1 \cdot 10^5$ tritt kein negativer Magnuseffekt mehr auf, dagegen erfolgt eine Zunahme der Magnuskraft mit steigendem Spinparameter. Das C_M -Minimum liegt wie auch für die glatte Kugel aus Bild 1.16 bei $C_M \approx -0,3$.

Die Messergebnisse von C_W in Abhängigkeit von SP von *Asai et al. (2007c)* in Bild 1.17 zeigen einen näherungsweise linearen C_W -Anstieg mit dem Spinparameter SP , der zudem annähernd Re-unabhängig in einem Bereich $3,34 \cdot 10^5 < Re < 4,55 \cdot 10^5$ erfolgt. Der Magnuskraftkoeffizient C_M wächst ebenfalls mit SP , wobei bei höherer Re-Zahl tendenziell geringere C_M -Werte vorliegen. Bei $SP = 0$ liegen keine Messwerte vor, so dass ein Vergleich mit einem aus dem Nachlauf heraus gehaltenen Fußball nicht möglich ist.

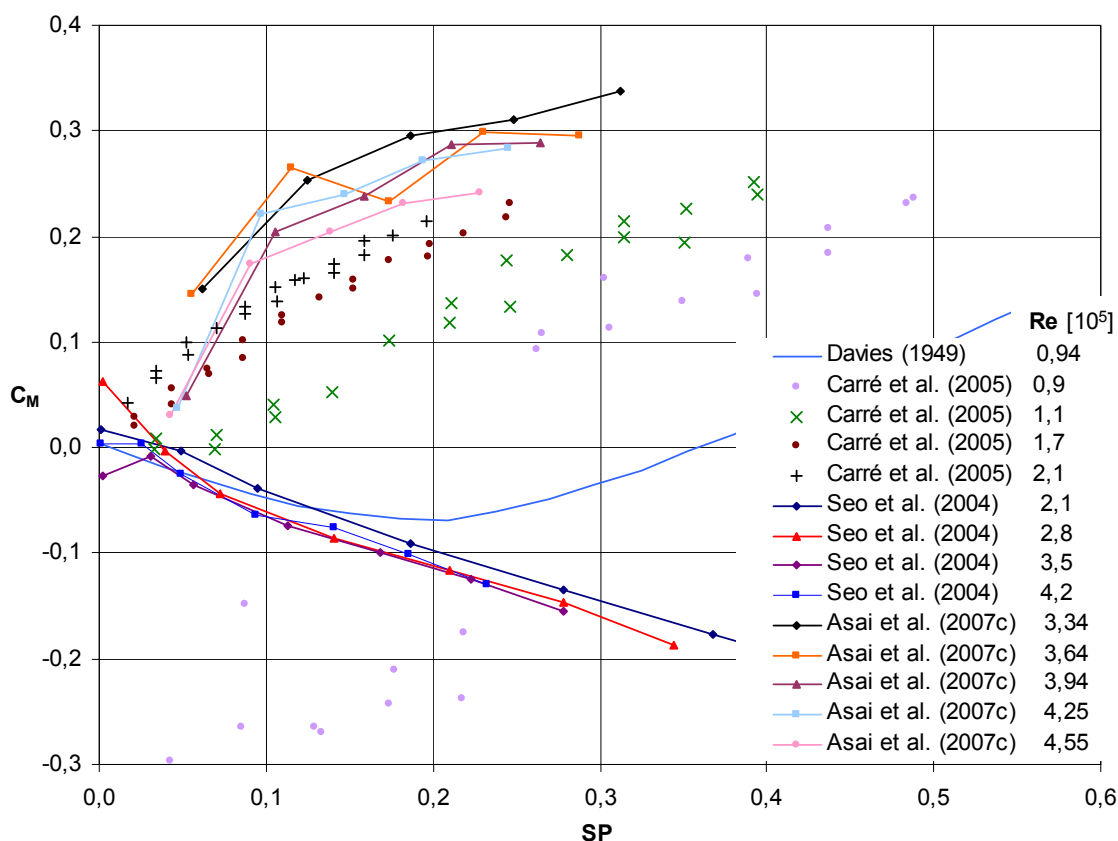


Bild 1.18: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP und Re für rotierende Fußbälle

Bislang liegen nur wenige Visualisierungen der Umströmung rotierender Fußbälle vor. *Asai et al. (2007c)* verwendeten das Titan-(IV)-chlorid-Verfahren (siehe Abschnitt 2.6.3) und visualisierten die Wirbelschlepe im Fußballnachlauf mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera. An einem im Flug rotierenden Fußball (Fluggeschwindigkeit 26 m/s , $n = 8U/s$, $SP = 0,21$) bestimmten *Asai et al. (2007c)* den Ablösepunkt auf beiden Ballseiten zu $\theta_{\text{urb}} \approx 120^\circ$ in der Ebene, die durch die Flugrichtung und die Rotationsachse (senkrecht zur Flugrichtung) aufgespannt wird. In der Ebene, die durch die Flugrichtung und die Magnuskraft aufgespannt wird, war der Nachlauf zu der in Flugrichtung rotierenden Seite hin abgelenkt. Der Nachlauf-Öffnungswinkel (360° minus der Summe der Ablösewinkel auf beiden Ballseiten) betrug $\theta_{\text{wake}} \approx 128^\circ$ bei einer Fluggeschwindigkeit von 26 m/s , $n = 7U/s$ und $SP = 0,18$.

Untersuchungen aus anderen Ballsportarten lassen sich partiell auf rotierende Fußbälle übertragen. So kommen *Aoki et al. (2002a)* anhand von Untersuchungen an rotierenden Golf- und Baseball-Bällen zu dem Schluss, dass Dimples eine größere Widerstandsreduktion als hervorstehende Nähte bei annähernd gleicher Magnuskraft leisten. Eine geringere Dimple-Tiefe führt zu niedrigerem Widerstand und höherer Magnuskraft (*Aoki et al., 2002b*). Laut *Watts und Ferrer (1987)* kann für $SP > 0,4$ der Einfluss der

Nahtausrichtung auf die Magnuskraft rotierender Baseball-Bälle vernachlässigt werden. Dagegen ermittelten *Alaways und Hubbard (2001)* bei einer „Vier-Naht-Rotation“ höhere Magnuskraftbeiwerte C_M als bei einer „Zwei-Naht-Rotation“. Der Einfluss der Nahtausrichtung nimmt jedoch mit steigendem Spinparameter SP ab. Dass im nichtrotierenden Fall ähnliche Mechanismen von Dimples und Fußball-Nähten beim Widerstandsverhalten und bei der Transition der Grenzschicht bestehen, wird in Abschnitt 1.2.3 „Druckverteilung“ aufgezeigt.

Der vorliegende Abschnitt zeigt, dass bei Rotation des Versuchskörpers sehr unterschiedliche Ergebnisse der rotierenden Kugeln und Fußbälle vorliegen. Verursacht werden diese in hohem Maße durch die Interferenz zwischen der verwendeten Modellhalterung und der Umströmung. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, weitere Experimente durchzuführen, bei denen ein neu entwickelter Versuchsstand mit verminderter Strömungsinterferenz eingesetzt wird. Da gleichzeitig kaum Ergebnisse zu hohen Re-Zahlen und Spinparametern vorhanden sind, umfassen die Untersuchungen dieser Arbeit in Kapitel 3.2 „Rotierende Körper“ auch einen großen Re-SP-Bereich.

1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit soll dazu beitragen, grundlegende Fragestellungen zur Physik der Umströmung von glatten Kugeln und Fußbällen, die trotz einer Vielzahl von Vorarbeiten (u. a. *Macoll (1928)*, *Hoerner (1935a)*, *Taneda (1957)*, *Achenbach (1972)*, *Vlajinac und Covert (1972)*, *Quadflieg (1975)*, *Taneda (1978)*, *Bakic (2003)*, *Asai et al. (2007c)*) bislang weitgehend unbeantwortet sind, zu beantworten. Dazu werden systematische Windkanalexperimente durchgeführt. Die Ziele dieser Arbeit sind:

- Neue Erkenntnisse über die wirkenden aerodynamischen Kräfte bei nichtrotierenden Kugeln und Fußbällen
- Die Beantwortung grundlegender Fragestellungen zum Magnuseffekt bei rotierenden Kugeln und Fußbällen
- Die qualitative Ermittlung von Strömungsbildern und Ablösepunkten sowohl bei nichtrotierenden als auch bei rotierenden Kugeln und Fußbällen

In diesem Kontext soll auch geklärt werden, in welcher Art und Weise sich der Einfluss der verwendeten Modellhalterungen in den Versuchsergebnissen niederschlägt und inwieweit die Messungen an Modellen auf die Originalausführung eines Fußballs übertragen werden können.

In Flugkurvensimulationen werden die gemessenen Kraftbeiwerte verwendet, um Aussagen über seitliche Abweichungen von der geraden Flugbahn zu erhalten. Die Abschussparameter orientieren sich dabei an den Arbeiten von *Carré et al. (2002a)* und von *Bray und Kerwin (2003)*.

In Kapitel 2 „Experimentelle Untersuchung“ werden zunächst die Versuchsanlagen und die eingesetzten Messtechniken vorgestellt.

In Kapitel 3.1 „Nichtrotierende Körper“ werden die vorliegenden experimentellen Untersuchungen in einem Reynolds-Zahl-Bereich $1 \cdot 10^5 < Re < 5,5 \cdot 10^5$ zu der nichtrotierenden glatten Kugel und zu den Fußbällen *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* diskutiert und mit Messdaten aus der Literatur verglichen. Das Hauptinteresse gilt hierbei den integralen dimensionslosen Kraftbeiwerten, d.h. den Widerstands-, Auftriebs- und Seitenkraftbeiwerten sowie dem Einfluss der verwendeten Modellaufhängung. Auch die Messunsicherheiten, die gemäß der in Abschnitt 7.1 vorgestellten Systematik ermittelt wurden, werden in die Betrachtungen miteingeschlossen. Die mit Hilfe von Visualisierungen erhaltenen Strömungsfelder werden diskutiert und in bezug auf die dimensionslosen Kraftbeiwerte interpretiert.

In Kapitel 3.2 „Rotierende Körper“ werden die Versuchsergebnisse der Kugeln und Modellfußbälle, welche um eine senkrecht zur Anströmung stehende Achse rotieren, diskutiert und im nichtrotierenden Fall mit den vorliegenden Messergebnissen der Kugel- und Fußballumströmung aus Kapitel 3.1 verglichen. Das Hauptinteresse liegt auf der Analyse der dimensionslosen Kraftbeiwerte, d.h. des Widerstands-, des Magnuskraft- und des Auftriebs- bzw. Seitenkraftbeiwerts. Dazu wird auch die konstruktiv bedingte Beeinflussung der Umströmung durch die verwendeten Modellaufhängungen einer eingehenden Analyse unterzogen. Die gemäß Abschnitt 7.1 ermittelten Messunsicherheiten werden in die Betrachtungen miteingeschlossen. Wiederum werden die mit Hilfe von Visualisierungen erhaltenen Strömungsfelder diskutiert und in bezug auf die dimensionslosen Kraftbeiwerte interpretiert.

In Kapitel 4 „Ballflugkurvensimulation“ werden basierend auf den Messdaten aus Kapitel 3.1 Flugkurvensimulationen eines Standard-Schusses ohne Spin aus 25m Torentfernung durchgeführt. Dabei wird aufgezeigt, wie sich die ball- bzw. ballorientierungsspezifischen Widerstands-, Seiten- und Auftriebskräfte auf die Flugzeit und die Flugbahn auswirken. Basierend auf den Messdaten aus Kapitel 3.2 werden Flugkurvensimulationen eines Standard-Schusses mit $n=0U/s$ und $n=8U/s$ aus 25m Torentfernung durchgeführt. Untersucht wird dabei, wie sich die Widerstands- und Magnuskraftverläufe einer glatten Kugel und eines Fußballs in bezug auf die Flugzeit und die Flugbahn auswirken.

In Kapitel 5 „Zusammenfassung und Ausblick“ werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und Vorschläge für weiterführende Arbeiten unterbreitet.

2 Experimentelle Untersuchung

2.1 Übersicht

Die experimentelle Untersuchung von nichtrotierenden und rotierenden Kugeln und Fußbällen in einem Windkanal erfordert aufwändige Versuchsanordnungen und umfangreiche Messungen.

Bild 2.1 gibt einen Überblick zu den in dieser Arbeit eingesetzten Versuchsanordnungen und Messtechniken. Aus den Eingangsgrößen werden die zur Simulation von Ballflugkurven benötigten Ergebnisgrößen (Messgrößen) berechnet.

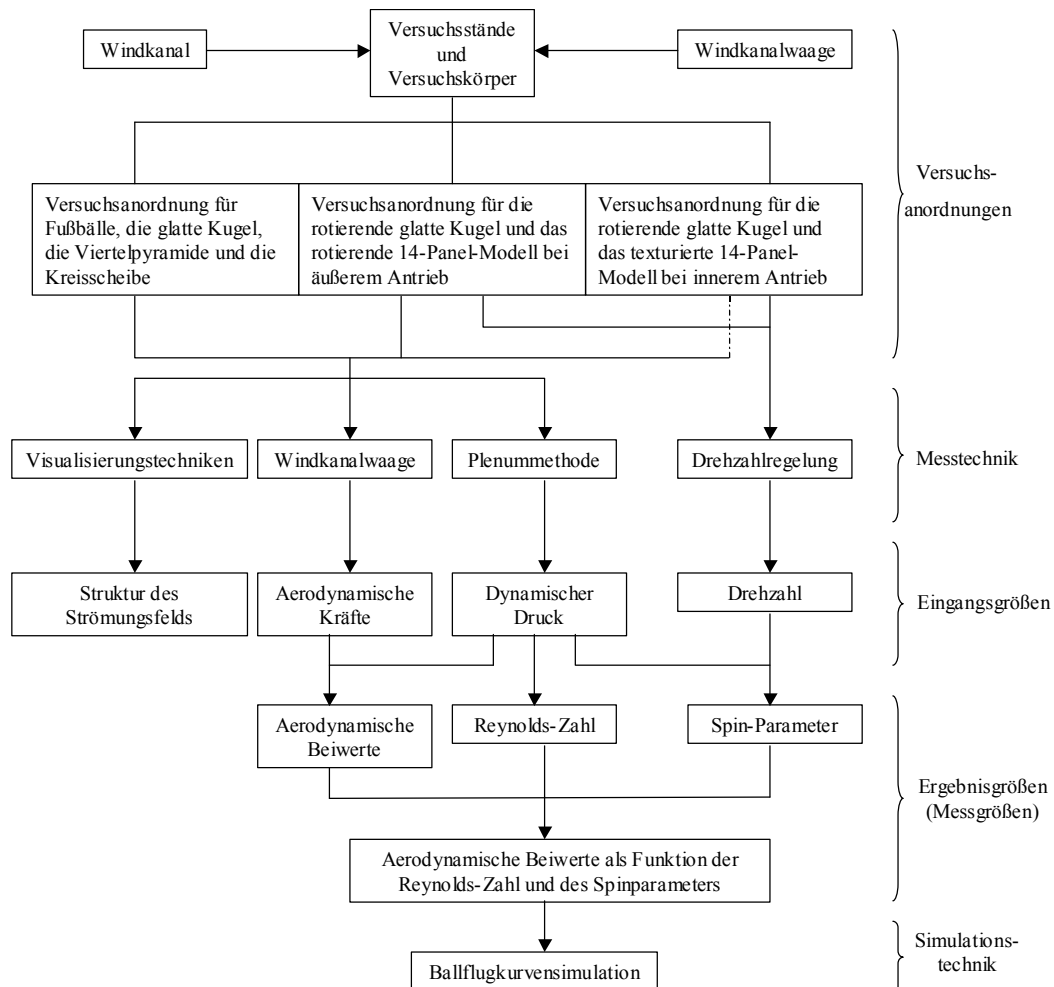


Bild 2.1: Übersicht zu Versuchsanordnungen, Messtechnik, Eingangsgrößen, Ergebnisgrößen (Messgrößen) und Simulationstechnik

2.2 Windkanal

Die experimentellen Untersuchungen an den rotierenden und nichtrotierenden Fußbällen und Kugeln wurden im Unterschallwindkanal nach Göttinger Bauart des Instituts für Fluid- und Thermodynamik der Universität Siegen durchgeführt. Bild 2.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Kanals mit offener Messstrecke und geschlossener Rückführung.

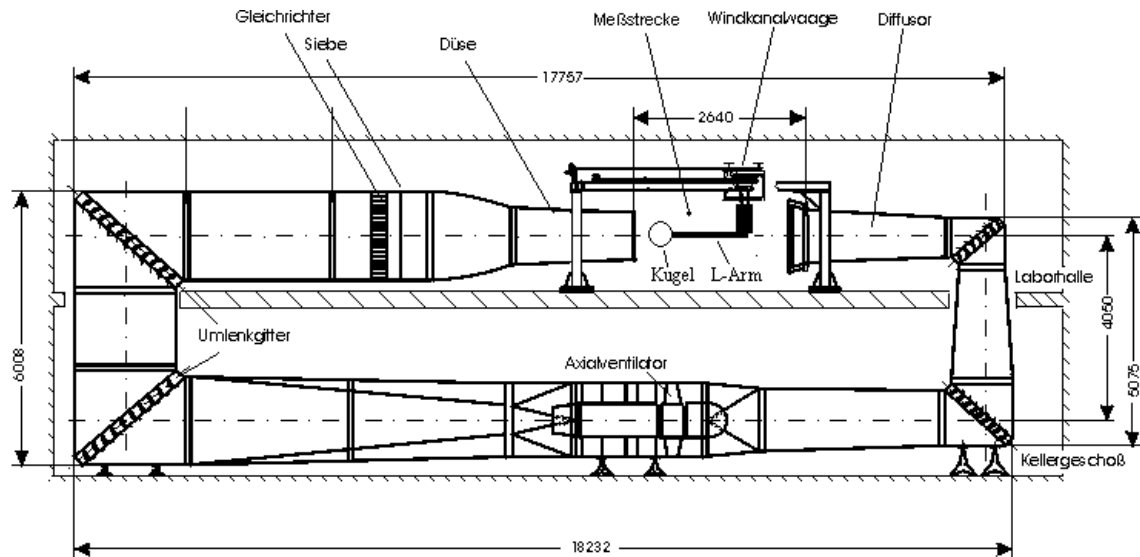


Bild 2.2: Unterschallwindkanal Göttinger Bauart der Universität Siegen

Ein Axialventilator mit verstellbaren Laufschaufeln, der sich im Kellergeschoß befindet, beschleunigt die Luft in der Messstrecke auf eine maximale Blasgeschwindigkeit von $u_\infty = 50 \text{ m/s}$. Der Antriebsmotor benötigt eine Leistung von $P_{el} = 87 \text{ kW}$ bei $n = 2100 \text{ U/min}$ und kann über eine Thyristorsteuerung stufenlos geregelt werden (Hültzbeck, 1983). Der Regelbereich beginnt bei $n = 20 \text{ U/min}$.

Bild 2.3 zeigt die wesentlichen Baugruppen eines Windkanals, welche sich in Düse, Messstrecke, Auffangtrichter und Plenum (bei offener Messstrecke) aufgliedern lassen.

Für den Windkanal Göttinger Bauart der Universität Siegen (mit rechteckigen Querschnitten) ergeben sich die folgendermaßen gebildeten dimensionslosen Größen:

- Die Versperrung $\varphi = A / A_N$ mit A als der projizierten Anströmfläche und $A_N = 1,02 \text{ m} \cdot 1,02 \text{ m} = 1,04 \text{ m}^2$ als dem Düsen- oder Strahlquerschnitt. Die Versperrung φ variiert in den vorliegenden Messungen zwischen $\varphi = 4\%$ und $\varphi = 7,6\%$ je nach verwendeter Modellhalterung und Durchmesser des Versuchskörpers, siehe dazu Kapitel 2.4.
- Die dimensionslose Länge der Messstrecke $\Lambda = L / D_N = 2,35$ mit der Länge $L = 2,4 \text{ m}$, mit D_N als dem äquivalenten (hydraulischen) Düsendurchmesser $D_N = 4 \cdot A_N / U_N = 1,02 \text{ m}$ und $U_N = 4,08 \text{ m}$ als Umfang der Düse.

- Das Verhältnis der Querschnittsflächen vom Auffangtrichter (Kollektor), $A_C = 1,13m \cdot 1,07m$, zur Windkanaldüse, A_N , $\Omega = A_C / A_N = 1,16$.
- Das Verhältnis der Querschnitte vom Plenum, $A_p \approx B_p \cdot 3,5m \approx 6,5m \cdot 3,5m \approx 23m^2$, zum Strahlquerschnitt, A_N , $K = A_p / A_N \approx 22$. Aufgrund verschiedener Einbauten im Plenum sind A_p und K als Näherungswerte anzusehen. B_p bezeichnet die Breite des Plenums.
- Das Verhältnis der Querschnittsflächen vom Düsen Eintritt, $A_S = 1,85m \cdot 3,8m = 7,03m^2$, zum Düsenaustritt, $A_N = 1,02m \cdot 1,02m = 1,04m^2$, $\kappa = A_S / A_N = 6,76$.

Um die Scherschicht, die sich ausgehend vom Düsenrand formiert, aufzubrechen und die Entstehung von Ringwirbeln zu vermeiden, kommen am Düsenrand gezahnte Bleche, so genannte Seiferth-Flügel, zum Einsatz. Durch den Einbau von Strömungsgleichrichtern und Turbulenzsieben in die Vorkammer (am Düsen Eintritt) wird bei einer Anströmgeschwindigkeit von $u_\infty = 15m/s$ ein Turbulenzgrad

$$Tu = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} / u_\infty \quad (2.1)$$

von $Tu < 1\%$ in $0,1m$ Entfernung vom Düsenaustritt in der leeren Messstrecke erreicht (Burhorst, 2000). Die Winkelabweichung des Freistrahls von der geometrischen Kanalachse (x-Achse) beträgt ca. $1,2^\circ$. Die Grenzschichtdicke δ am Düsenaustritt beträgt weniger als $30mm$. Die örtlichen Geschwindigkeitsunterschiede in der Kernströmung am Düsenaustritt betragen nach Eberz (2001) maximal $1,3\%$.

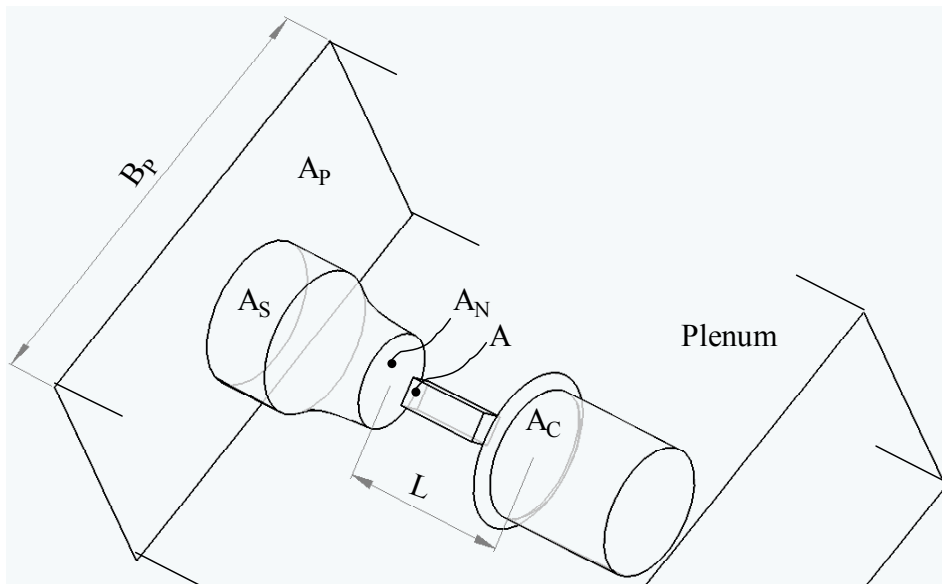


Bild 2.3: Die für den Versuchsingenieur wesentlichen Baugruppen eines Windkanals mit den zugehörigen Bezeichnungen nach Hucho, 2005, Kapitel 14.2.3, Seite 817

Kacar (2006) zeigte in RANS-Simulationen, dass ein Teil der Luft im hinteren Bereich der Messstrecke in Richtung Raummitte und unterhalb des Kollektors umgelenkt wird. Ursache ist die asymmetrische Positionierung des Windkanals im Plenum. Die geometrische Kanalachse liegt ca. 4m von der an das angrenzende Labor liegenden Wand entfernt, aber nur $2,5\text{m}$ von der Fensterwand, so dass ein erhöhter Druck auf der Seite der Fensterfront im Bereich des Kollektors zu einer seitlichen Strömungsablenkung führt. Die Windkanalwaage oberhalb der Messstrecke ist für die Strömungsumlenkung nach unterhalb des Auffangtrichters verantwortlich. Das Windkanalwaage-Gestell verursacht zudem einen Druckanstieg im Bereich des Kollektors.

Somit lässt sich aus den Arbeiten von *Burhorst (2000)* und *Kacar (2006)* folgern, dass die zu untersuchenden Körper möglichst mittig und im vorderen Bereich des Düsenaustritts platziert werden sollten.

Mercker und Wiedemann (1996) beschreiben für SAE-Körper verschiedener Heckformen (Fahrzeuggrundkörper, so genannte stumpfe Körper, die große Versperrungen aufweisen) erstmalig ein Windkanalkorrekturverfahren, das auf Windkanäle mit offener Messstrecke erweitert ist. Diesem liegt analog zu Korrekturverfahren für geschlossene Messstrecken die Annahme zugrunde, dass sich „kleine Störungen“ in Form von Strahlaufweitung, Strahldeformation, Düsen-Blockierung, Kollektor-Blockierung und Druckgradient linear superpositionieren lassen.

Bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Körpern handelt es sich jedoch um Kugeln oder kugelförmige Körper, die mit Hilfe von aerodynamisch geformten Modellhaltern in der Messstrecke aufgehängt werden. Für geschlossene Messstrecken stellten *Raithby und Eckert (1968)* heraus, dass „klassische Versperrungskorrekturen“ (*Pankhurst und Holder, 1952, Kapitel 8 – Tunnel Interference Effects*) wie Körper-Blockierung und Nachlauf-Blockierung lediglich eine zweiprozentige Änderung der Anströmgeschwindigkeit u_∞ zur Folge haben. *Vlajinac und Covert (1972)* verwendeten in ihren Messungen eine magnetische Halterung ohne störende Aufhängeorgane. Die C_W -Re-Verläufe der Kugeln unterschiedlicher Durchmesser wurden ebenfalls mit „klassischen Versperrungskorrekturen“ wie Körper-Blockierung und Nachlauf-Blockierung korrigiert. Die korrigierten C_W -Werte lagen jedoch in den sich überschneidenden Re-Bereichen nur innerhalb eines Streubands von $1,5\%$, so dass die angewandten Korrekturen als nicht ausreichend bezeichnet werden müssen.

Lange Zeit ging man davon aus, dass für offene Messstrecken Windkanalkorrekturen an den Messergebnissen nicht erforderlich sind. Aus diesem Grund existieren in der Literatur bislang weder Windkanalkorrekturverfahren für kugelförmige Körper noch „fremde Windkanalkorrekturen“ wie beispielsweise für SAE-Körper (*Mercker und Wiedemann, 1996*), die auf die Kugelumströmung angewandt werden könnten.

In den Messungen dieser Arbeit an kugelförmigen Körpern werden nicht nur Widerstandsbeiwerte C_W , sondern auch Auftriebs- und Seitenkraftbeiwerte, C_A und C_S , sowie im rotierenden Fall Magnuskraftbeiwerte C_M ausgewertet, für die ebenfalls keine Windkanalkorrekturverfahren existieren.

Um die Anwendung inkorrekt oder gar falscher Theorien auf die Kugelumströmung von vornherein auszuschließen, werden in dieser Arbeit keine Windkanalkorrekturen auf die Messergebnisse angewandt.

2.3 Windkanalwaage

2.3.1 Aufbau und Funktionsweise

Mit Hilfe der Sechs-Komponenten-Windkanalwaage, die oberhalb der Messstrecke angeordnet ist (Bild 2.4), können die Kräfte in allen drei Raumrichtungen sowie Nick-, Gier- und Rollmoment bestimmt werden. Hergestellt wurde die Waage von der Firma *Carl Schenck AG* aus Darmstadt. Die anliegenden Kräfte werden in sechs hochpräzise Kraftaufnehmer über Entkopplungsstäbe eingeleitet. Die Form dieser biegeweichen Stäbe ist so gewählt, dass Längskräfte optimal übertragen und Querkkräfte von den Wägezellen ferngehalten werden. Jeweils zwei Wägezellen sind Bestandteil einer so genannten „Zug-Druck-Einheit“, die auch schlicht als Kraftaufnehmer bezeichnet wird. Dabei sind die beiden Zellen über ein Joch auf Druck gegeneinander vorgespannt, so dass keine der beiden Zellen auf Zug belastet wird. Bei einer Zugbelastung reduziert sich lediglich die Druckvorspannung. Die elektrischen Ausgangssignale dieses Systems, die aus der Differenz der beiden einzelnen Wägezellensignale gebildet werden, werden mit sechs Digitalvoltmetern *DMM 5001* der Firma *Prema* gemessen, digitalisiert und über eine IEEE-488-Parallelschnittstelle in einen PC eingelesen. Ein Windkanalwaage-Programm verarbeitet die Messwerte.

Bild 2.4 zeigt den Aufbau der Windkanalwaage mit den Positionsnummern der einzelnen Bauteile sowie die L-förmige Haltevorrichtung der in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Körper. Diese befindet sich in der freien Messstrecke und ist an die Waagenbrücke (8) montiert. Die Entkopplungsstäbe (9) dienen als Verbindung zu den drei vertikalen Kraftaufnehmern (7) und zu den drei horizontalen Kraftaufnehmern (nicht im Bild dargestellt). Die Waagenplattform (6), an der die vertikalen Kraftaufnehmer (7) und über Böcke auch die horizontalen Kraftaufnehmer befestigt sind, lässt sich mittels eines Präzisionswälzlagers (5) in verschiedene Stellungen drehen und kann mit Hilfe eines Zahnkranzes arretiert werden. Das Präzisionswälzlager (5) stellt auch die Verbindung zum Waagenoberteil (1) dar. Mit Hilfe einer Handspindel (4) und an das Waagenoberteil (1) montierte Laufräder (2), die auf den Schienen des Gerüsts (3) abrollen, lässt sich die Windkanalwaage in jede beliebige Position oberhalb der freien Messstrecke bis kurz vor den Auffangtrichter verfahren.

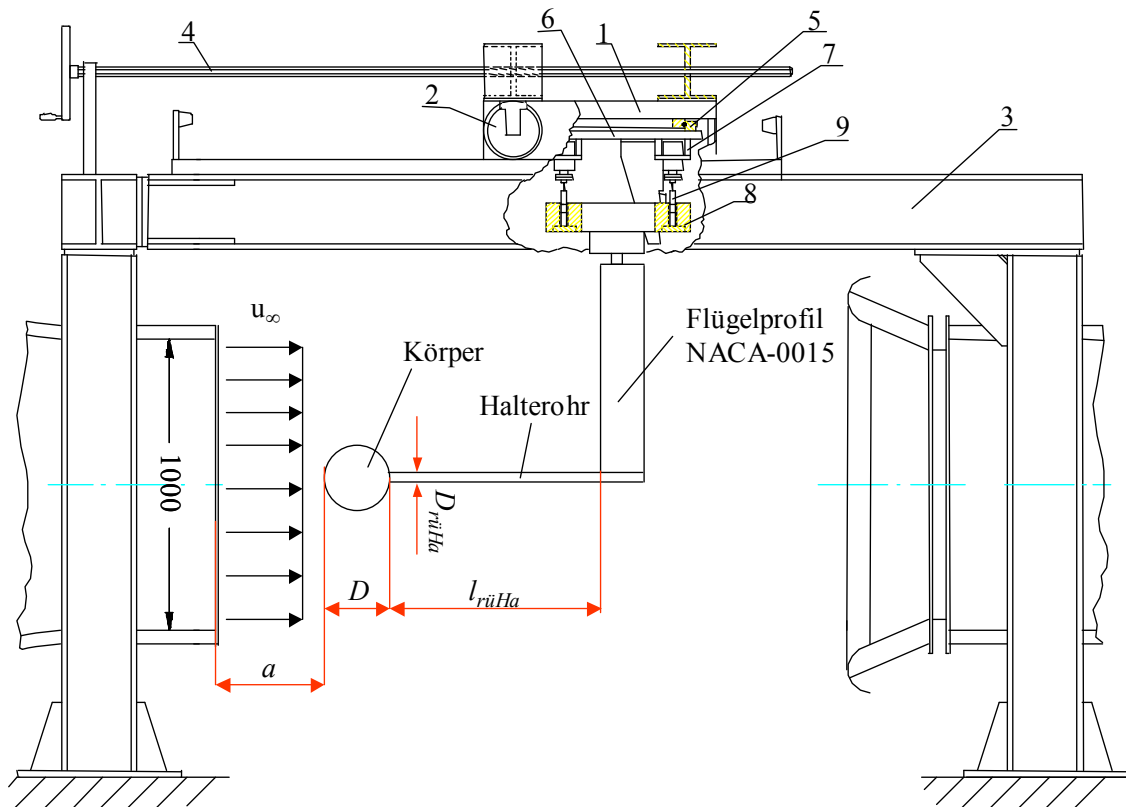


Bild 2.4: Seitenansicht der Messstrecke mit Windkanalwaage und Versuchsanordnung

Bild 2.5 zeigt die Anordnung der Kraftaufnehmer an der Waagenbrücke im Laborkoordinatensystem in der 0°-Zahnkranz-Arretierung der Waage. In allen anderen Stellungen der Waage, also auch in der 90°-Stellung, die zur Kalibrierung der Widerstandskraft benötigt wird, unterscheiden sich das Laborkoordinatensystem und das Waagekoordinatensystem. Sofern keine anderen Bemerkungen gemacht werden, wird in dieser Arbeit immer das laborfeste Koordinatensystem verwendet. Mit R_j ($j = 1 \dots 6$) werden die Messaufnehmerbelastungen bezeichnet, die unmittelbar an den einzelnen Kraftaufnehmern wirken. Der Kräfteinleitungspunkt von R_6 liegt um $z = h_3 = 30\text{mm}$ versetzt oberhalb der x-y-Ebene, in der sich die übrigen Kräfteinleitungen befinden. Folglich ergeben sich unterschiedliche Abstände zwischen der Kräfteinleitung von R_6 ($h_2 = h_1 + h_3 = 1260\text{mm}$) und den Kräfteinleitungen von $R_1 \dots R_5$ ($h_1 = 1230\text{mm}$) zu dem Kalibrierpunkt.

Bezeichnet man die sechs aerodynamischen Komponenten K_i ($i = 1 \dots 6$) mit

$K_1 (= F_A)$: Auftriebskraft

$K_2 (= F_W)$: Widerstand

$K_3 (= M_N)$: Nickmoment

$K_4 (= F_S)$: Seitenkraft

$K_5 (= M_G)$: Giermoment

$K_6 (= M_R)$: Rollmoment,

so kann eine Beziehung zwischen den Kraft- und Momentenreaktionen K_i und den Wägezellsignalen R_j angegeben werden, die in abgekürzter Schreibweise wie folgt lautet:

$$\bar{K} = B \cdot \bar{R} \quad (2.2)$$

B wird als Messmatrix bezeichnet und enthält alle geometrischen Größen a, b, c, d, h_1, h_2 und h_3 .

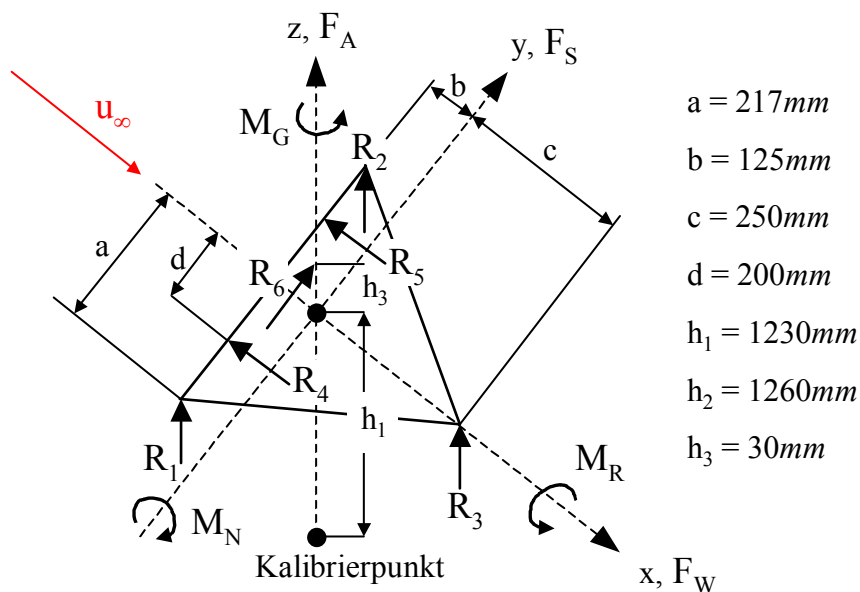


Bild 2.5: Kräfteplan an der Waagenbrücke in der 0°-Stellung (Waagekoordinatensystem entspricht Laborkoordinatensystem) nach *Carl Schenck AG (1991)*

Unter der theoretischen Annahme, dass die Waage unter Belastung keinerlei Verformung aufweist, alle Kraftaufnehmer ideal ausgerichtet sind und sich nicht untereinander beeinflussen, ergibt sich in ausführlicher Schreibweise ein lineares Gleichungssystem. Dieses lautet bezogen auf den um $h_1 = 1230\text{mm}$ unterhalb der Waagenbrücke liegenden Kalibrierpunkt:

$$\begin{bmatrix} K_1 \\ K_2 \\ K_3 \\ K_4 \\ K_5 \\ K_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ b & b & -c & h_1 & h_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & -d & d & 0 \\ a & -a & 0 & 0 & 0 & -h_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \\ R_4 \\ R_5 \\ R_6 \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

In der Praxis ermittelt sich die Messmatrix B aus einer Kalibrierung der Windkanalwaage. Zunächst muss also eine eindeutig bestimmte Umkehrung dieses Gleichungssystems gefunden werden, und zwar mit:

$$\bar{R} = A \cdot \bar{K} \quad (2.4)$$

A wird auch als Kalibriermatrix bezeichnet. Es gilt der Zusammenhang:

$$A = B^{-1} \quad (2.5)$$

In ausführlicher Schreibweise lautet das invertierte lineare Gleichungssystem aus Gleichung (2.3):

$$\begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \\ R_4 \\ R_5 \\ R_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{c}{2(b+c)} & \frac{-h_1}{2(b+c)} & \frac{1}{2(b+c)} & \frac{h_2}{2a} & 0 & \frac{1}{2a} \\ \frac{c}{2(b+c)} & \frac{-h_1}{2(b+c)} & \frac{1}{2(b+c)} & -\frac{h_2}{2a} & 0 & -\frac{1}{2a} \\ \frac{b}{(b+c)} & \frac{h_1}{(b+c)} & -\frac{1}{(b+c)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & -\frac{1}{2d} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{2d} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} K_1 \\ K_2 \\ K_3 \\ K_4 \\ K_5 \\ K_6 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Die Gleichungen (2.3) und (2.6) gelten unter den theoretischen Annahmen, dass die Waage unter Belastung keinerlei Verformung aufweist, alle Kraftaufnehmer ideal ausgerichtet sind und sich nicht untereinander beeinflussen (*Carl Schenck AG, 1991*).

2.3.2 Kalibrierung und Systemgenauigkeit

In der Realität sind aber Abweichungen von den theoretischen Koeffizienten der Kalibriermatrix A zu erwarten. Bedingt werden diese durch Quersteifigkeit und Schiefstellung der Krafteinleitungsstäbe sowie Ausrichtungsfehler bei der Kalibrierung. Außerdem treten quadratische und gemischte Glieder auf, die aus einer elastischen Verformung unter Last resultieren. Die Koeffizienten der Kalibriermatrix werden mit Hilfe eines als „Messposition 1“ bezeichneten Kalibrieraufbaus (*Carl Schenck AG, 1991*) bestimmt.

Bevor mit der Montage des sich durch hohe Steifigkeit auszeichnenden Kalibrieraufbaus begonnen werden kann, muss zunächst die Ausrichtung der Windkanalwaage überprüft und ggf. nachjustiert werden. Die dabei auftretenden Schwierigkeiten (Temperaturänderungen, Vibrationen) sind von *Kray (2004)* ausführlich beschrieben worden. Der Kalibrieraufbau besteht aus einem Zwischenstück, dessen Oberseite an der Waagenbrücke montiert und dessen Unterseite mit einem Kalibriermodell verbunden wird, welches über bekannte Krafteinleitungspunkte verfügt. Die Krafteinleitung erfolgt mit Hilfe hochgenau vermessener Massen, die auf Lastkörbe aufgelegt werden. Am Waagenoberteil montierte Stützen, Umlenkhebel und Federstahldrähte von den Krafteinleitungspunkten zu den Lastkörben sorgen für die

Kraftumleitung. Die K_i werden aus der Lage der Kraftangriffspunkte und den Massen bestimmt. Eine Komponente K_i wird jeweils schrittweise belastet und über den zu erwartenden Messbereich variiert. Mit Hilfe der „Methode der kleinsten Quadratsumme“ wird ein funktionaler Zusammenhang zwischen den K_i und den R_j approximiert. Die so gefundene Kalibriermatrix lautet dann

$$R_j = \sum_{i=1}^6 a_{ji} K_i + \sum_{i=1}^6 \sum_{k=i}^6 a'_{jik} K_i K_k \quad \text{mit } j=1, \dots, 6 \quad (2.7)$$

mit den linearen Kalibrierkoeffizienten a_{ji} und den quadratischen und gemischten Kalibrierkoeffizienten a'_{jik} . Die für Messungen benötigte Messmatrix berechnet sich zu

$$K_i = \sum_{j=1}^6 b_{ij} R_j + \sum_{j=1}^6 \sum_{k=j}^6 b'_{ijk} R_j R_k \quad \text{mit } i=1, \dots, 6 \quad (2.8)$$

und setzt sich aus 162 Gliedern zusammen, die sich wie folgt aufteilen:

- 6 lineare Elemente $b_{ij} \times 6$ Gleichungen = 36 Elemente
- 6 quadratische Elemente $b'_{ijj} \times 6$ Gleichungen = 36 Elemente
- 15 gemischte Elemente $b'_{ijk} \times 6$ Gleichungen = 90 Elemente

Der Hersteller (*Carl Schenck AG, 1991*) gibt die statische Systemgenauigkeit bezogen auf die Messbereiche ($F_A = \pm 50N$, $F_W = \pm 35N$) mit 0,19% für die Auftriebskraft F_A ($\Delta F_A = 0,095N$), mit 0,02% für den Widerstand F_W ($\Delta F_W = 0,007N$) und mit 0,04% für das Nickmoment M_N ($\Delta M_N = 0,02Nm$) an. Für die Seitenkraft F_S liegen keine Angaben vor.

In der Praxis hängt die Genauigkeit der Windkanalwaage jedoch von der Genauigkeit ab, mit der die Kalibrierung durchgeführt wird. *Kray (2004)* berechnete für jedes K_i – gewissermaßen über alle unterschiedlichen Belastungstypen hinweg – die Standardabweichung der Regression S_{K_i} und das 95%-Vertrauensintervall P_{K_i} . Letztere basieren auf den theoretischen Belastungen $K_{i,load}$ (aus der Lage der Kraftangriffspunkte und den Massen) und den mit Hilfe der „Methode der kleinsten Quadratsumme“ berechneten aerodynamischen Belastungen $K_{i,aero}$.

Die Standardabweichung der Regression S_{K_i} ist definiert als

$$S_{K_i} = \left(\frac{1}{(42-2)} \sum_{N=1}^{42} (K_{i,aero_N} - K_{i,load_N})^2 \right)^{1/2} \quad (2.9)$$

wobei $N = 42$ der Gesamtanzahl der im Rahmen der Kalibrierung durchgeführten Beladungsschritte entspricht. Das 95%-Vertrauensintervall P_{K_i} berechnet sich zu:

$$P_{K_i} = 2 \cdot S_{K_i} \quad (2.10)$$

Zwei Freiheitsgrade gehen aufgrund des linearen und des quadratischen Kalibrierkoeffizienten, die bei der „Methode der kleinsten Quadratsumme“ verwendet werden, verloren (Coleman und Steele, 1999, Kapitel 7.3, Seite 208).

Tabelle 2.1 zeigt die Ergebnisse für die Standardabweichung der Regression S_{K_i} und für das 95%-Vertrauensintervall P_{K_i} .

Tabelle 2.1: Standardabweichung der Regression S_{K_i} und 95%-Vertrauensintervall der aerodynamischen Komponenten P_{K_i}

Komponente K_i	$K_1[N]$ Auftrieb	$K_2[N]$ Widerstand	$K_3[Nm]$ Nick- moment	$K_4[N]$ Seitenkraft	$K_5[Nm]$ Gier- moment	$K_6[Nm]$ Roll- moment
Messbereich	± 50	± 35	± 50	± 35	± 45	± 45
Standardab- weichung der Regression S_{K_i}	0,013	0,008	0,012	0,009	0,000	0,011
95%-Vertrauens- intervall P_{K_i}	0,027	0,017	0,024	0,018	0,000	0,022

Da 35 der $N = 42$ Beladungsschritte bei Belastungen nahe $\pm 0N$ bzw. $\pm 0Nm$ vorliegen, ist im Messbetrieb von Fehlern in ähnlicher Größenordnung auszugehen, solange die Belastungen aller K_i gering sind. Dies ist in der Regel bei geringen Anströmgeschwindigkeiten ($u_\infty \leq 10m/s$) gegeben. Die aus der Kurvenanpassung stammenden P_{K_i} -Werte werden als systematische Fehler B_{K_i} fortgepflanzt (Coleman und Steele, 1999, Kapitel 4.2, Seite 97). Mit steigender Anströmgeschwindigkeit und steigender Widerstandskraft treten jedoch zunehmend strömungsinduzierte Vibrationen auf. Auch die elastischen Verformungen nehmen zu. Diese werden durch die Windkanalwaage möglicherweise nicht richtig erfasst, da das beschriebene Kalibrierverfahren auf der Belastung jeweils nur einer Komponente basiert, im Messbetrieb aber zumeist kombinierte Belastungen auftreten. Zudem erfolgt im Verlauf einer Messreihe ein Anstieg der Windkanaltemperatur T , der eine Rückwirkung auf die Windkanalwaage hat und zu einem Nullpunktdrift führt (Kray, 2004). Die beschriebenen äußeren Störeinflüsse (Vibrationen, elastische Verformungen, Temperaturanstieg) führen somit im Messbetrieb in der Regel zu höheren Messfehlern, deren Quantifizierung auf Erfahrung beruht.

Eine realistische Annahme lautet bei hohen Anströmgeschwindigkeiten ($u_\infty \approx 40m/s$) wie folgt: $B_{K_1} = B_{F_A} = 0,1N$, $B_{K_2} = B_{F_W} = 0,05N$ und $B_{K_4} = B_{F_S} = 0,05N$.

Bei Anströmgeschwindigkeiten in einem Bereich $10\text{ m/s} < u_\infty < 40\text{ m/s}$ wird zwischen diesen Werten und den Werten aus Tabelle 2.1 interpoliert. Zur Berechnung der Messunsicherheit siehe Abschnitt 7.1 „Ermittlung der Messunsicherheit“.

2.4 Versuchsanordnungen

2.4.1 Anordnung für Fußbälle, die glatte Kugel, die Viertelpyramide und die Kreisscheibe

Bild 2.6 (a) zeigt den zur Untersuchung nichtrotierender Körper verwendeten L-förmigen Haltearm, der gleichzeitig die Verbindung zur Sechs-Komponenten-Windkanalwaage herstellt. In Bild 2.4 sind die wichtigsten Geometrieparameter der Haltevorrichtung dargestellt. Der vertikale Teil der Aufhängung ist in Form eines stromlinienförmigen NACA-0015-Tragflügelprofils ausgeführt, dessen Profildicke 24 mm beträgt. Je nach untersuchtem Körper (glatte Kugel, Fußball, Viertelpyramide, Kreisscheibe) und eingesetzter rückwärtiger Haltelänge $l_{\text{rüHa}}$ variiert das Verhältnis des Tragflügelteils in der näherungsweise reibungsfreien Außenströmung zu dem Tragflügelteil im Körperrücklauf. Der vorderste Punkt des Körpers ist in einem Abstand von $a \approx 300\text{ mm}$ hinter der Düse postiert, um von dem in diesem Bereich des Freistrahls noch sehr gleichförmigen Geschwindigkeitsprofil der Anströmung profitieren zu können, siehe Abschnitt 2.2 „Windkanal“. Die Körperhalterung erfolgt auf der Abströmseite mit Hilfe unterschiedlicher Verbindungsstücke, welche auf ein dickwandiges Stahlrohr aufgeschraubt werden. Die Rohrachse ist parallel zur Kanalwand ausgerichtet. Sie weicht nur wenige Millimeter von der geometrischen Kanalachse ab. Die rückwärtige Haltelänge $l_{\text{rüHa}}$ beträgt je nach Versuchskörper zwischen $l_{\text{rüHa}} = 320\text{ mm}$ und $l_{\text{rüHa}} = 740\text{ mm}$, siehe dazu auch Tabelle 2.2. Voruntersuchungen an glatten Kugeln und Fußbällen zeigten, dass der Einfluss der Haltelänge auf die Messergebnisse vernachlässigbar ist. Mit Rücksicht auf eine sichere und möglichst schwankungsfreie Aufhängung beträgt der Stahlrohräußendurchmesser $D_{\text{rüHa}} = 40\text{ mm}$. Nimmt man die Steifigkeit der Modellaufhängung hinzu, ist damit eine möglichst geringe Störung der Nachlaufströmung gewährleistet. Der Innendurchmesser von 20 mm wird zur Führung der Kabelstränge und zur Durchleitung von Aerosol benötigt, siehe dazu auch Abschnitt 2.4.3 und Abschnitt 2.6.2.

Um den Effekt einer zusätzlichen Schwingungsdämpfung an der rückwärtigen Halterung der glatten Kugel zu untersuchen, wurden Messungen mit zusätzlichen Aufhängedrähten und Gewichten durchgeführt, ähnlich der von *Quadflieg (1975)* verwendeten Versuchsanordnung. Ergebnis: Die C_A -Re-Verläufe mit und ohne Schwingungsdämpfung wiesen nach Subtraktion des Auftriebs der Aufhängungen im Rahmen der Messgenauigkeit keine Unterschiede auf. Hohe Auftriebskräfte, die im kritischen Bereich beobachtet wurden, traten in beiden Aufhängungsvarianten auf. Abschnitt 3.1.1 „Glatte Kugel“ verdeutlicht, dass es sich dabei um ein physikalisches

Phänomen handelt. Jedoch wurde im unterkritischen Bereich ein um $\Delta C_W = 0,03$ höherer C_W -Wert gegenüber der nicht schwingungsgedämpften glatten Kugel gemessen. Die Messgenauigkeit verminderte sich, da der Widerstand der Aufhängung im Verhältnis zum Kugelwiderstand größer wurde. Da zudem jedes zusätzliche Aufhängeteil eine Beeinflussung des Strömungsbilds um den Versuchskörper darstellt, wird in der vorliegenden Arbeit auf Aufhängedrähte verzichtet.

Die an dem Aufhängesystem wirkenden Luftkräfte werden auch als Taraluftkräfte bezeichnet. Sie werden, wie in Bild 2.6 (b) dargestellt, ermittelt, indem der Körper von der Aufhängung entkoppelt wird und auf einem Stativ platziert wird. Dieses Vorgehen dient dazu, die Interferenz zwischen der Nachlaufströmung des Körpers und der Halterung möglichst genau zu reproduzieren. Zwischen Halterung und Körper verbleibt ein schmaler Spalt, damit die Körperluftkräfte nicht versehentlich auf die Halterung übertragen werden. Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_A , C_W und C_S an dem Körper werden dann bei jeder Reynolds-Zahl in einfacher Weise als Unterschied zwischen den Gesamtluftkraftbeiwerten der Versuchsanordnung in Bild 2.6 (a) und den Taraluftkraftbeiwerten der Versuchsanordnung in Bild 2.6 (b) bestimmt, siehe dazu auch Abschnitt 7.1.4. Die so erhaltenen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_A , C_W und C_S sind diejenigen, die in Abwesenheit der Aufhängung vorhanden wären, wenn das Strömungsbild das gleiche bliebe wie mit einer Aufhängung.

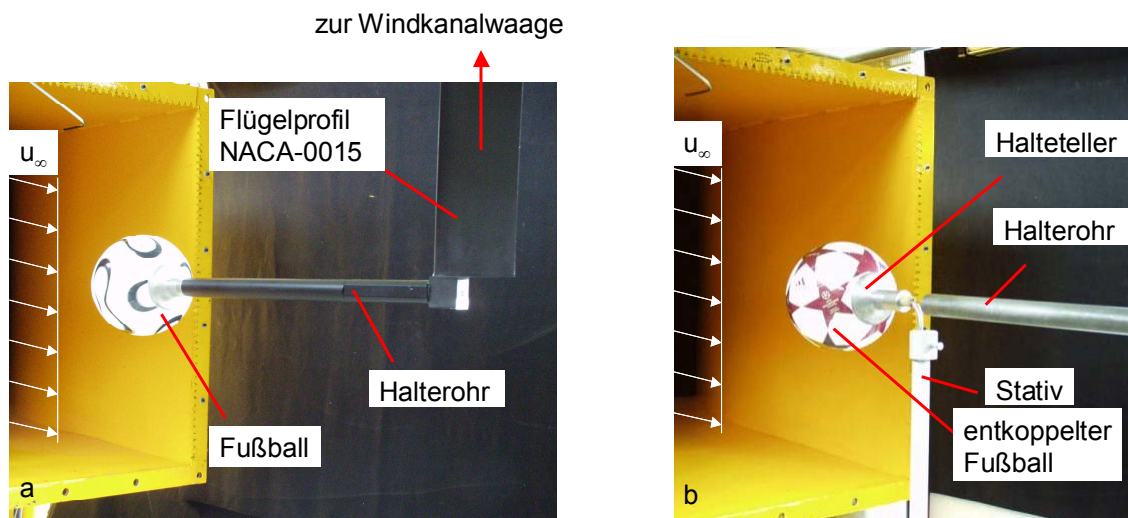


Bild 2.6: Versuchsanordnung (a) bestehend aus Versuchskörper und Halterung und (b) zur Bestimmung der Luftkräfte an der Halterung bei entkoppeltem Körper

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* der Firma *Adidas* sind in Bild 2.7 dargestellt. Diese Bälle wurden ausgewählt, da sie bei Welt- und Europameisterschaften zum Einsatz kamen und gleichzeitig die Entwicklungen der letzten Jahre im Bereich der Fußball-Fertigung widerspiegeln. Sie erfüllen strenge Kriterien bzgl. Umfang, Gewicht, Rundheit, Rücksprunghöhe, Druckverlust, Wasseraufnahme sowie Form- und Größenbeständig-

keit, die zur Erlangung des höchsten Gütesiegels „Fifa-Approved“ notwendig sind (Stiftung Warentest, 2006).

Der *Fevernova*-Ball repräsentiert die traditionelle Form eines abgestumpften Ikosaeders bestehend aus 32 Kunststoff-Segmenten (20 Sechsecken und 12 Fünfecken), die per Hand zusammengenäht werden. Er war offizieller Spielball der Weltmeisterschaft 2002 in Japan und Südkorea. Mit dem *Roteiro* wurde bei der Europameisterschaft 2004 in Portugal gespielt. Zwar verfügt auch dieser Ball über die traditionelle 32-Flicker-Form, unterscheidet sich aber von den Vorgängermodellen durch eine erstmals verwendete thermische Verklebung der Segmente. Der *+Teamgeist*-Ball, offizieller Spielball der Weltmeisterschaft 2006 in Deutschland, besteht nur noch aus 14 unterschiedlich geformten und abgerundeten Elementen. Seine Form ist einem weiteren der Archimedischen Körper, dem kleinen Rhombenikositodekaeder, entnommen. Dessen 64 Flächen wurden in geeigneter Form zu größeren Flächen zusammengefasst, bis die 14-Elemente-Grundform des *+Teamgeist*-Balls entstand. Im Vergleich zu den 32-Flicker-Vorgängermodellen wurde die Gesamtnahtlänge um 15 Prozent von 400,5cm auf 339,3cm verringert. Gleichzeitig wurden die Berührungspunkte von jeweils drei Beplankungen um 60 Prozent reduziert (Schiffhauer, 2006). Die bedruckten Panels aus abriebfestem Polyurethan wurden mit Hilfe von Neoprenschaum auf die Karkasse thermogeklebt (Gerl, 2006). Die *Stiftung Warentest* (2006) überprüfte die Rundheit des *+Teamgeist*-Balls, indem sie an 16 verschiedenen Punkten Messungen des Durchmessers durchführte. Bewertet wurde die höchste und die geringste Abweichung des Durchmessers vom Mittelwert. Dabei zeigte sich eine deutliche Verbesserung der Rundheit gegenüber von Hand genähten Fußbällen.



Bild 2.7: Untersuchte Adidas-Fußbälle von links nach rechts: *Fevernova*, *Roteiro*, *+Teamgeist*

Die rückwärtige Haltelänge der Fußbälle beträgt $l_{rüHa} = 740mm$. Die Verbindung zwischen Halterrohr und Fußball wird mit Hilfe eines doppelseitig beklebten Tellers hergestellt, der auf das rückwärtige Halterrohr vom Außendurchmesser $D_{rüHa} = 40mm$ aufgeschraubt wird. Der Innendurchmesser des Tellers beträgt 219,2mm und ist dem Fußball-Außendurchmesser angepasst. Der Abstand vom Ballstaupunkt zur Düse beträgt bei allen Bällen $a_{Fu} = 370mm$. Die Versperrung $\varphi_{Fu} = A_{Fu} / A_N$ mit

$A_{Fu} = 0,047m^2$ als der projizierten Anströmfläche (Fußball + Aufhängung) und $A_N = 1,04m^2$ als dem Düsen- oder Strahlquerschnitt beträgt für jeden der drei Bälle $\varphi_{Fu} = 4,6\%$.

Die Versuchsanordnungen zur Untersuchung der glatten Kugel, der Kreisscheibe und der Viertelpyramide sind in Bild 2.8 dargestellt.

Bei der Kugel handelt es sich um einen aus mehreren Holzstücken zusammengesetzten Körper. Die polierte Holzoberfläche ist feinkörnig lackiert, so dass die Kugel als hydraulisch glatt angesehen werden kann. Der Kugeldurchmesser beträgt $D_{Ku} = 239,4mm$. Die Verbindung zum Halterohr wird über ein zentrisch an die Kugel angeflanshtes dickwandiges Rohrstück (Querschnitt $30mm \times 5mm$, Länge $115mm$) hergestellt, das auf einen an das rückwärtige Halterohr aufgeschraubten Adapter aufgesteckt wird. Die rückwärtige Haltelänge beträgt $l_{rüHa} = 410mm$. Der Abstand vom Kugelstaupunkt zur Düse beträgt $a_{Ku} = 280mm$. Die Versperrung $\varphi_{Ku} = A_{Ku} / A_N$ mit $A_{Ku} = 0,054m^2$ als der projizierten Anströmfläche (Kugel + Aufhängung) beträgt $\varphi_{Ku} = 5,2\%$.

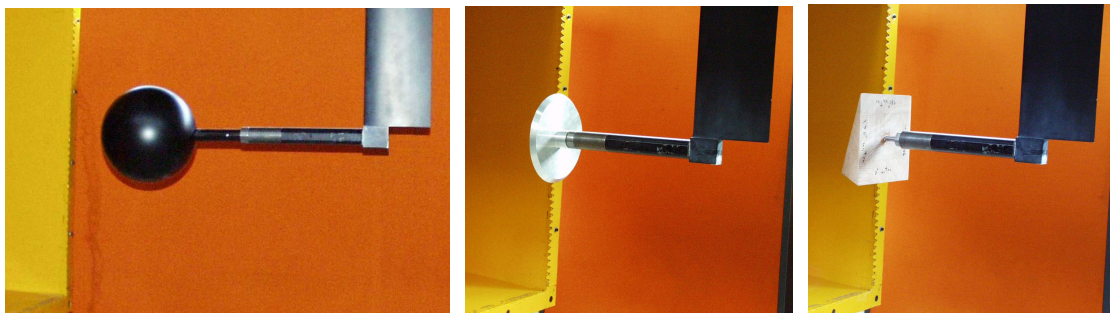


Bild 2.8: Versuchsanordnungen für die glatte Kugel (links), die Kreisscheibe (Mitte) und die Viertelpyramide (rechts)

Die Kreisscheibe hat einen Durchmesser von $D_{Sch} = 200mm$. Sie wurde spanend aus Aluminium gefertigt. Ein besonderes Augenmerk galt dabei der scharfkantigen Ausführung, siehe Bild 2.9. Das Verhältnis von Scheibendicke zu Scheibendurchmesser beträgt $1/20$. Die Verbindung zu dem rückwärtigen Halterohr, das eine Länge von $l_{rüHa} = 320mm$ hat, erfolgt über ein M30-Gewinde. Der Abstand der Kreisscheibe vom Düsenaustritt beträgt $a_{Sch} = 370mm$. Die Versperrung $\varphi_{Sch} = A_{Sch} / A_N$ mit $A_{Sch} = 0,041m^2$ als der projizierten Anströmfläche (Kreisscheibe + Aufhängung) beträgt $\varphi_{Sch} = 4,0\%$.

Die Viertelpyramide hat eine Länge von $l_{VPy} = 197mm$ sowie eine projizierte Anströmfläche von $A_{VPy} = 0,049m^2$. Eine Bohrung von $D = 12mm$ Durchmesser dient zur zentrischen Befestigung auf der Abströmseite, siehe Bild 2.8 und Bild 2.9. Der Abstand zwischen Spitze und Düsenaustritt beträgt $a_{VPy} = 370mm$. Die Versperrung

liegt bei $\varphi_{VPy} = 4,7\%$. Die in Bild 2.9 auf der strömungsabgewandten Seite der Viertelpyramide eingetragenen Schriftzüge stehen für die vier unterschiedlichen Stellungen, in denen Messungen durchgeführt wurden. „0° unten“ bedeutet, dass die mit diesem Schriftzug markierte Seite sich, wie in Bild 2.9 dargestellt, in der entsprechenden Messung an der Unterseite befand. Analog wurden Messungen durchgeführt, in denen die 90°-, 180°- und 270°-Seite an der Unterseite waren.

Die Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Luftkräfte an der Halterung bei entkoppelter glatter Kugel, entkoppelter Kreisscheibe und entkoppelter Viertelpyramide sind analog zu Bild 2.6 (b) ausgeführt.

Tabelle 2.2 fasst die geometrischen Parameter der Versuchsanordnungen zusammen.

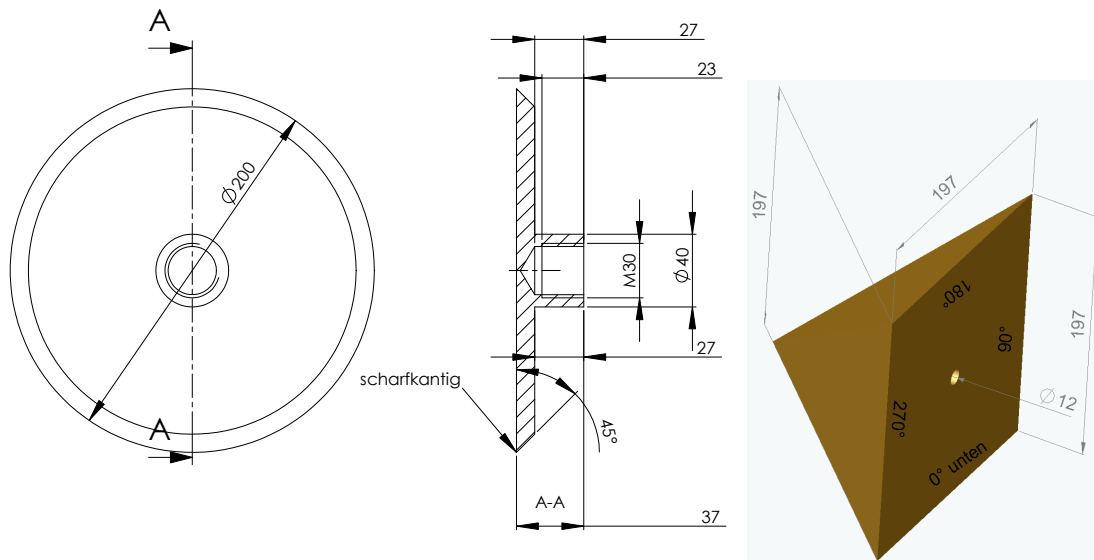


Bild 2.9: Kreisscheibe und Viertelpyramide

Tabelle 2.2: Geometrische Parameter der Versuchsanordnungen für Fußbälle, die glatte Kugel, die Kreisscheibe und die Viertelpyramide

Körper	charakteristisches Längenmaß des Körpers	projizierte Anströmfläche A	rückwärtige Haltelänge $l_{r\ddot{u}Ha}$	Durchmesser rückwärtiges Halterohr $D_{r\ddot{u}Ha}$	Verbindung zum Halterohr	Abstand Körperspitze-Düse a	Versperrung φ
	[mm]	[m ²]	[mm]	[mm]	ggf. [mm]	[mm]	[%]
Fußball bei 1,1 bar Innendruck (Fevernova, Roteiro, +Teamegeist)	$D_{Fu} =$ $D_{Fev} = D_{Ro} =$ $D_{+Tg} = 219,2$	$A_{Fu} =$ $A_{Fev} = A_{Ro} =$ $A_{+Tg} = 0,047$	740	40	Teller mit doppelseitigem Klebeband und M30-Gewinde	370	4,6
glatte Holzkugel	$D_{Ku} = 239,4$	$A_{Ku} = 0,054$	410	40	Rohr 30x5x115	280	5,2
Kreisscheibe	$D_{Sch} = 200$	$A_{Sch} = 0,041$	320	40	M30-Gewinde	370	4,0
Viertelpyramide	$l_{VPy} = 197$	$A_{VPy} = 0,049$	320	40	Ø12-Bohrung in Viertelpyramide	370	4,7

2.4.2 Anordnung für die glatte Kugel und das 14-Panel-Modell bei äußerem Antrieb

Bild 2.10 zeigt den Versuchsaufbau für die rotierende glatte Kugel und das rotierende 14-Panel-Modell bei äußerem Antrieb. Neben einer hydraulisch glatten Kugel ($D_{KuWe} = 218mm$) wird in dieser Arbeit ein aus Polystyrol gefrästes und lackiertes Modell des +*Teamgeist*-Balls untersucht, das die Bezeichnung „14-Panel-Modell (mit Welle)“ trägt. Die konvexen Nähte des 14-Panel-Modells ($D_{14We} = 220mm$) haben eine Tiefe von ca. $2,2mm$ und eine Breite von ca. $3,5mm$. Kugel und 14-Panel-Modell wurden vor dem Beginn der experimentellen Untersuchungen ausgewuchtet.

Mittels einer dünnen Welle werden die Versuchskörper in Rotation versetzt. Die Antriebswelle ist ober- und unterhalb des Versuchskörpers von einem NACA-0019-Tragflügel verkleidet, dessen Profildicke $65mm$ beträgt. Voruntersuchungen zeigten, dass zur Reduktion der Interferenz zwischen Welle und Kugel bzw. Ball der Durchmesser der Antriebswelle an den Polen weiter abgestuft werden muss. Der Übergang von $D_{We} = 12mm$ auf $D_{We} = 4mm$ liefert ein Durchmesser Verhältnis von Modellfußball bzw. Kugel zu Welle von $D_{KuWe} / D_{We4mm} = 55$. Mit Rücksicht auf eine sichere und möglichst schwankungsfreie Aufhängung und zur Vermeidung von Vibrationen wurde der Abstand zwischen dem Kugel- bzw. Ballpol und der Wellenlagerung beidseitig auf ca. einen halben Kugeldurchmesser begrenzt. Die exakten Abmaße sind Bild 2.10 zu entnehmen.

Der Antrieb der Welle wird mittels eines drehzahlregulierten Gleichstrommotors verwirklicht. Es handelt sich dabei um ein Komplett-Antriebspaket der Fa. *Matte* bestehend aus einer Stabankermotor-Tachogenerator-Kombination, Typ *RX 520K + TBN 306*, einem Regler mit getakteter Endstufe, Typ *MTR 105/7-14* und einem Ringkern-Transformator. Die Spannungsversorgung erfolgt über $230V AC / 50Hz / 60Hz$. Das Nenndrehmoment beträgt $262Ncm$ bei einer Nennleistung von $768W$ und einem Drehzahlbereich von $n = \pm 2800 U / min$. Die in Bild 2.10 erkennbaren Kabelstränge des Motors berühren kraftfrei den Boden, so dass die Windkanalwaage-Messung nicht durch Kraftnebenschlüsse verfälscht wird. Der Aluminiumrahmen ist so dimensioniert, dass er sich außerhalb der Anströmung befindet, nicht den Boden berührt und eine zentrische Position der Versuchskörper zur geometrischen Kanalachse sicherstellt. Der Abstand des Kugel- bzw. Ballstaupunktes zur Düse beträgt $a_{14We} = a_{KuWe} = 300mm$, um von dem in diesem Bereich des Freistrahls noch sehr gleichförmigen Geschwindigkeitsprofil der Anströmung profitieren zu können, siehe Abschnitt 2.2 „Windkanal“.

Aufgrund der vertikalen Spin-Achse erfolgt die Windkanalwaage-Messung der Magnuskraft F_M über die Kraftkomponente in y-Richtung. Zu beachten ist hierbei, dass im Experiment eine positive Seitenkraft wegen des Drehsinns gegen den Uhrzeiger (aus der Betrachter-Perspektive in Bild 2.10) einer negativen Magnuskraft entspricht.

Umgekehrt entspricht somit eine negative Seitenkraft einer positiven Magnuskraft. Es gilt also die Relation:

$$F_M = -F_S \quad (2.11)$$

Die Drehzahl n wird in Drehzahl-Bereichen, in denen sich eine starke Abhängigkeit des C_W -Wertes bzw. des C_M -Wertes von dem Spinparameter SP zeigt, in Schritten von $\Delta n \approx 60 U/min$ erhöht. Im übrigen Messbereich erhöht sich die Drehzahl in Schritten von $\Delta n \approx 120 U/min$. Das im Versuch realisierbare Drehzahlmaximum liegt bei $n_{\max} \approx 1380 U/min$, da bei dieser Drehzahl die Dämpfung des Systems zu schwach wird. Unvermeidliche Schwankungen ergeben sich zudem beim Durchfahren mehrerer Resonanzstellen der Aufhängung. Die Grenzschichtbewegung bei Rotation zeigt, dass die Kugel ohne zu große Störungen durch die Antriebswellen Luft an den Polen ansaugt und am Äquator wieder abschleudert.

Die Versperrung $\varphi_{14We} = A_{14We} / A_N$ mit $A_{14We} = 0,076 m^2$ als der projizierten Anströmfläche (Modellfußball + Aufhängung) und $A_N = 1,04 m^2$ als dem Düsen- oder Strahlquerschnitt beträgt $\varphi_{14We} = 7,6\%$. Für die glatte Kugel ergibt sich aufgrund des annähernd gleichen Durchmessers ebenfalls $\varphi_{KuWe} = 7,6\%$.

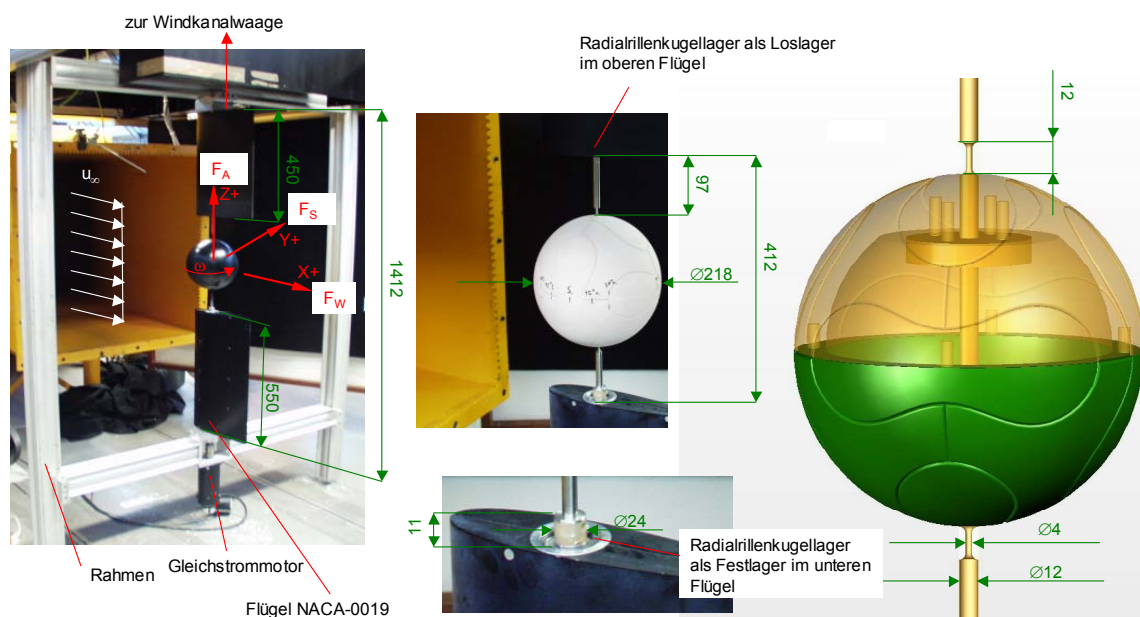


Bild 2.10: Links: Versuchsanordnung bestehend aus der rotierenden glatten Kugel und Aufhängeorganen, prinzipielle Abmessungen und Koordinatensystem. Der Drehsinn erfolgt entgegen dem Uhrzeiger um die z-Achse. Mitte: Detailansicht des 14-Panel-Modells und der Wellenlagerung mit Bemaßungen. Rechts: Detailansicht des Innenlebens des 14-Panel-Modells und der durchgängigen Antriebswelle mit Bemaßungen

Bild 2.11 zeigt die Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Taraluftkräfte bei (a) entkoppelter glatter Kugel und (b) entkoppeltem 14-Panel-Modell. Dazu werden die

Kugel bzw. der Modellfußball mitsamt dem unverkleideten Teil der Antriebswelle aus der Aufhängung entfernt. Die Taraluftkräfte werden, wie in Bild 2.11 dargestellt, ermittelt, indem der Körper von der Aufhängung entkoppelt wird und auf einem Stativ platziert wird. Anstelle der Antriebswelle kommen Attrappen zum Einsatz, die in die Lager gesteckt werden. Das Stativ wird in einem Abstand vom unteren Tragflügel postiert, um die Rückwirkung auf die Tragflügelumströmung möglichst gering zu halten. Die Distanz zwischen dem Stativ und dem Tragflügel ist aus Stabilitätsgründen allerdings begrenzt und so gewählt, dass die Kugel bzw. der Modellfußball bei strömungsinduzierten Schwankungen die Wellenattrappen nicht berühren. Dieses Vorgehen ist aber nur bei Messungen ohne Rotation, d. h. bei $SP = 0$, gültig.

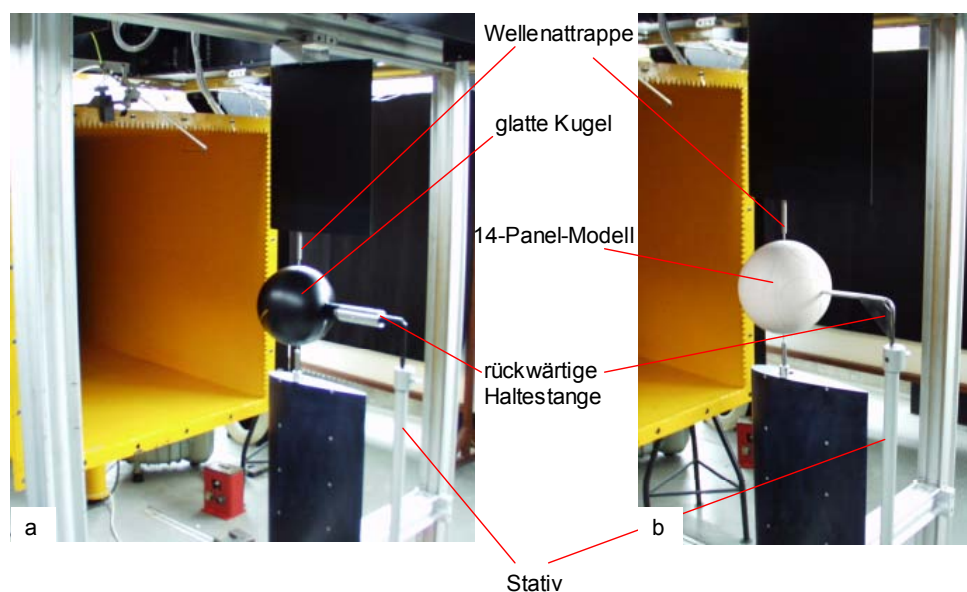


Bild 2.11: Versuchsanordnungen (a) zur Bestimmung der Taraluftkräfte bei entkoppelter glatter Kugel und (b) bei entkoppeltem 14-Panel-Modell

Für $SP > 0$ kann der Einfluss der Rotation von Kugel bzw. Modellfußball und Antriebswelle auf Aufhängungsteile vernachlässigt werden, da sich im Nachlauf der rotierenden Teile keine Aufhängungsteile befinden. Die Rotation der Antriebswelle ist aber in den gemessenen C_M - und C_W -Werten enthalten. Eine Korrekturrechnung unter Verwendung der C_M -SP- und C_W -SP-Messwerte von *Swanson (1961)* bei $Re = 3,58 \cdot 10^4$ ergibt anteilige aerodynamische Kräfte der Antriebswelle von $F_{M_{we}} \approx 0,004N$ und $F_{W_{we}} \approx 0,001N$ bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 7 \cdot 10^4$ ($u_\infty \approx 5m/s$) und bei einer Drehzahl von $n \approx 1200U/min$. Werden diese Kräfte auf D_{KuWe} bezogen, betragen die anteiligen C_M - und C_W -Werte $\Delta C_{M_{we}} = 0,008$ und $\Delta C_{W_{we}} = 0,003$. Prozentual ausgedrückt ergeben sich Werte in der Größenordnung von $\Delta C_{M_{we}} / C_M \approx 1,6\%$ und $\Delta C_{W_{we}} / C_W \approx 0,5\%$. Bei $Re \approx 4,14 \cdot 10^5$ ($u_\infty \approx 28,5m/s$) und bei einer maximalen Drehzahl von $n_{max} \approx 1380U/min$ betragen $F_{M_{we}} \approx 0,046N$ und $F_{W_{we}} \approx 0,018N$. Diese Werte entsprechen bezogen auf D_{KuWe} anteiligen C_M - und C_W -Werten von

$\Delta C_{M_{we}} = 0,003$ und $\Delta C_{W_{we}} = 0,001$. Prozentual ausgedrückt ergeben sich Werte in der Größenordnung von $\Delta C_{M_{we}} / C_M \approx 1,3\%$ und $\Delta C_{W_{we}} / C_W \approx 0,2\%$.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_A , C_W und $C_M(C_S)$ der Kugel und des 14-Panel-Modells werden bei jeder Reynolds-Zahl in einfacher Weise als Unterschied zwischen den Gesamtluftkraftbeiwerten der Versuchsanordnung in Bild 2.10 und den um den Anteil der Rotation korrigierten Taraluftkraftbeiwerten der Versuchsanordnung in Bild 2.11 berechnet, siehe dazu auch Abschnitt 7.1.4. Die so ermittelten aerodynamischen Kraftbeiwerte C_A , C_W und $C_M(C_S)$ sind diejenigen, die in Abwesenheit der (rotierenden) Aufhängung vorhanden wären, wenn das Strömungsbild das gleiche bliebe wie mit Aufhängung.

2.4.3 Anordnung für die glatte Kugel und das texturierte 14-Panel-Modell bei innerem Antrieb

Der bereits in Abschnitt 2.4.1 beschriebene L-förmige Haltearm kommt auch bei den Untersuchungen an der glatten Kugel und an dem texturierten 14-Panel-Modell zum Einsatz. Mittels eines innerhalb der Kugel gelagerten Motors wird die Kugel in Rotation um ihre Querachse versetzt. Dieses Prinzip stellt eine Weiterentwicklung der von *Kray (2003)* sowie *Kray und Frank (2005)* eingesetzten Antriebsvariante dar. Bild 2.12 (a) zeigt die Versuchsanordnung bestehend aus der rotierenden glatten Kugel und dem Haltearm mit Angabe des Koordinatensystems. Neben der glatten Kugel wird ein 14-Panel-Modell mit zusätzlicher Oberflächentextur untersucht. Das Modell ist in Bild 2.12 (b), das die Versuchsanordnung zur Bestimmung der Taraluftkräfte zeigt, und in Bild 2.12 (c), das eine detailliertere Ansicht der Oberfläche zeigt, dargestellt. Die Aluminiumoberfläche der Kugel ($D_{KuSP} = 226mm$) ist poliert, so dass die Kugel als hydraulisch glatt gelten kann. Das aus Aluminium gefräste Modell des „*Teamgeist-Balls*“ trägt die Bezeichnung „texturiertes 14-Panel-Modell (mit Spalt)“ ($D_{14tSp} = 226mm$), da die Oberfläche aus pfeilförmigen Rauigkeitselementen besteht. Die konvexen Nähte des texturierten 14-Panel-Modells haben eine Tiefe von ca. $1,6mm$. Die Nahtbreite ist nicht eindeutig bestimmbar.

Voruntersuchungen ergaben, dass der Einfluss der rückwärtigen Haltelänge $l_{rüHa}$ auf die Messergebnisse vernachlässigbar ist. Die Differenz der gemessenen C_W - und C_M -Werte in Abhängigkeit davon, ob $l_{rüHa} = 795mm$ oder $l_{rüHa} = 380mm$ verwendet wurde, lag mit $\Delta C_W = \Delta C_M = 0,02$ in der Größenordnung des Messfehlers. Die Haltelänge $l_{rüHa} = 380mm$ entspricht im Wesentlichen der Länge des Stahlrohrs, das zur Führung der Kabelstränge zur Stromversorgung und zur Drehzahlregelung dient. Der Übergang des Stahlrohrs zu dem Schaft der Mittelplatte erfolgt mit Hilfe eines in das Stahlrohr eingeschraubten Flanschs. Der Schaft der Mittelplatte (Querschnitt $5mm \times 40mm$) wird in einem Abstand von $60mm$ vom Körperheck in das Klemmbacken-Flanschstück (Querschnitt $25mm \times 40mm$) eingespannt. Die Ausrichtung der Versuchsanordnung erfolgt derart, dass einerseits die Mittelplatte vertikal steht und andererseits der

Haltearm parallel zur Kanalwand ist. Aufgrund des hohen Gewichts der in Bild 2.13 dargestellten Kugelkonstruktion ($m_{KuSp} \approx 20\text{kg}$) lässt sich ein Durchhang und daraus resultierend eine Differenz von 1-2° zwischen Haltearm und geometrischer Kanalachse nicht vermeiden.

Der Antrieb der Kugel- bzw. Ballschalen wird mittels eines drehzahleregelten Gleichstrommotors verwirklicht. Es handelt sich dabei um ein Komplett-Antriebspaket der Fa. *Mattke* bestehend aus einer Stabankermotor-Tachogenerator-Kombination, Typ *RS 420J + TBN 206*, einem Regler mit getakteter Endstufe, Typ *MTRF 25...61/5-15* sowie einem Ringkern-Transformator. Die Spannungsversorgung erfolgt über $230V\ AC/50Hz/60Hz$. Das Nennmoment beträgt 95Ncm bei einer Nennleistung von 298W und einem Drehzahlbereich von $n = \pm 3000\text{U}/\text{min}$. Die zur Stromversorgung und Drehzahlregelung erforderlichen Kabelstränge berühren kraftfrei den Boden, so dass die Windkanalwaage-Messung nicht durch Kraftnebenschlüsse verfälscht wird.

Wegen der Rotation um die y-Achse erfolgt die Windkanalwaage-Messung der Magnuskraft F_M über die Kraftkomponente in z-Richtung. Zu beachten ist hierbei, dass im Experiment ein Auftrieb wegen des Drehsinns gegen den Uhrzeiger (aus der Betrachter-Perspektive in Bild 2.12) einer negativen Magnuskraft entspricht. Umgekehrt entspricht somit ein Abtrieb einer positiven Magnuskraft. Es gilt also:

$$F_M = -F_A \quad (2.12)$$

Die Drehzahl n wird in Schritten von $\Delta n = 60\text{U}/\text{min}$ erhöht. Das im Versuch realisierbare Drehzahlmaximum liegt aufgrund der geringen Motor-Nennleistung bei $n_{\text{max}} \approx 540\text{U}/\text{min}$. Die Rauchvisualisierung der Strömung bei Rotation zeigt eine Luftansaugung an den Polen. Die Luft wird am Äquator trotz der Störung durch die ruhende Mittelplatte abgeschleudert. Bei hohen Drehzahlen wird in Äquatornähe das bekannte Phänomen der Bildung spiralförmiger Wirbel beobachtet. Diese vollziehen einen Übergang zur turbulenten Strömungsform, bevor das Abschleudern am Äquator erfolgt (*Kohama und Kobayashi, 1982*).

Die Versperrung $\varphi_{14tSp} = A_{14tSp} / A_N$ mit $A_{14tSp} = 0,050\text{m}^2$ als der projizierten Anströmfläche (Modellfußball + Aufhängung) und $A_N = 1,04\text{m}^2$ als dem Düsen- oder Strahlquerschnitt beträgt $\varphi_{14tSp} = 4,8\%$. Für die glatte Kugel ergibt sich aufgrund des identischen Durchmessers ebenfalls $\varphi_{KuSp} = 4,8\%$. Der Abstand vom Staupunkt zur Düse beträgt für Modellfußball und Kugel gleichermaßen $a_{14tSp} = a_{KuSp} = 300\text{mm}$.

Die Taraluftkräfte werden, wie in Bild 2.12 (b) dargestellt, ermittelt, indem der Körper von der Aufhängung entkoppelt wird und auf einem Stativ platziert wird. Um die Interferenz zwischen der Nachlaufströmung des Körpers und der Halterung möglichst genau zu reproduzieren, wird auch der entkoppelte Körper in Rotation versetzt. Zwischen der Haltestange und dem entkoppeltem Körper verbleibt ein schmaler Spalt, damit die Körperluftkräfte nicht versehentlich auf die Halterung übertragen werden. Die

dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte $C_M(C_A)$, C_W und C_S der Kugel und des texturierten 14-Panel-Modells werden dann bei jeder Reynolds-Zahl in einfacher Weise als Unterschied zwischen den Gesamtluftkraftbeiwerten der Versuchsanordnung aus Bild 2.12 (a) und den Taraluftkraftbeiwerten aus Bild 2.12 (b) berechnet, siehe dazu auch Abschnitt 7.1.4. Die so erhaltenen aerodynamischen Kraftbeiwerte $C_M(C_A)$, C_W und C_S sind diejenigen, die in Abwesenheit der Aufhängung vorhanden wären, wenn das Strömungsbild das gleiche bliebe wie mit Aufhängung.

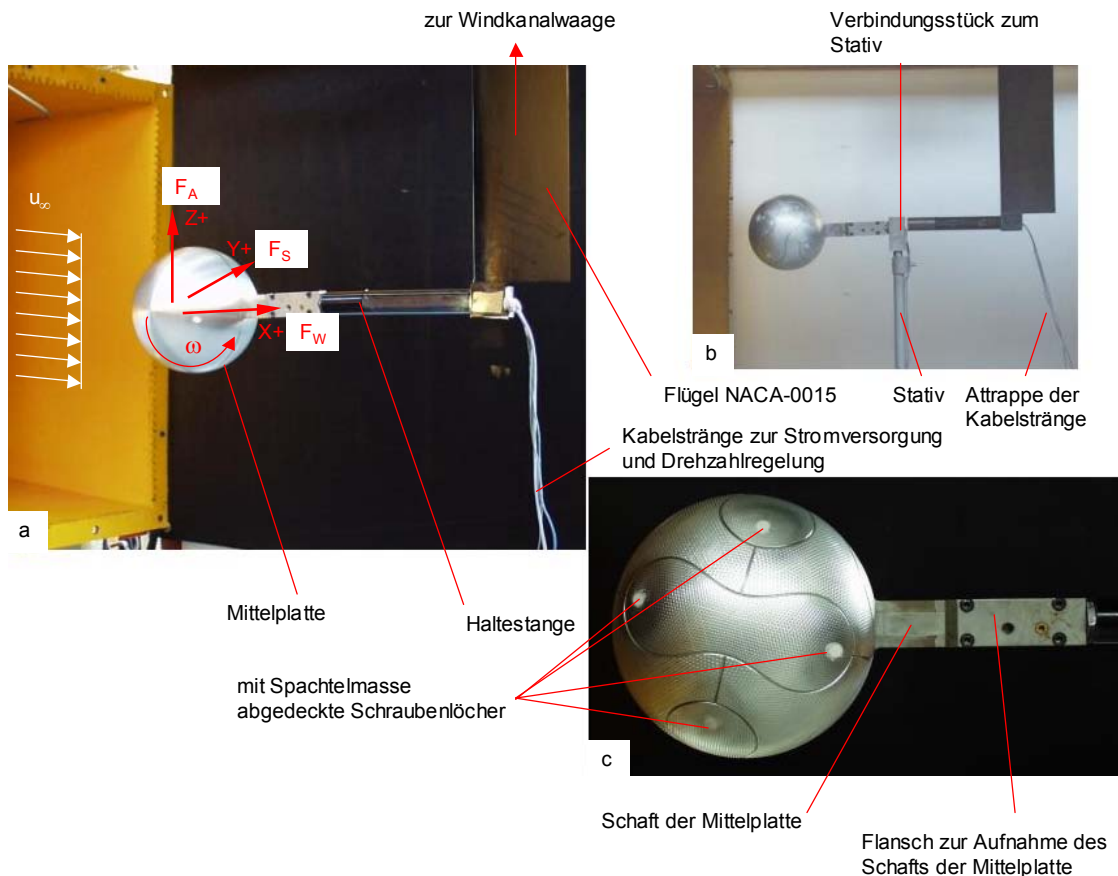


Bild 2.12: Links: Versuchsanordnung bestehend aus der rotierenden glatten Kugel und dem Haltearm mit Angabe des Koordinatensystems. Der Drehsinn erfolgt entgegen dem Uhrzeiger um die y-Achse. Rechts oben: Versuchsanordnung zur Bestimmung der Taraluftkräfte bei entkoppeltem texturiertem 14-Panel-Modell. Rechts unten: Oberfläche des texturierten 14-Panel-Modells und rückwärtige Haltevorrichtung.

Bild 2.13 zeigt die technischen Details der Kugelkonstruktion im Mittelschnitt. Die Basis der Aufhängung besteht aus einer nichtrotierenden Mittelplatte, deren Schaft in Klemmbanden eingespannt ist, um die Verbindung zu der rückwärtigen Haltevorrichtung herzustellen. Mit der Mittelplatte ist beidseitig jeweils ein zylindrisches Teil verschraubt, welches zur Aufnahme des Radial- und des Axial-Rillenkugellagers dient. Auf der linken Seite dient es zudem als Motorhalterung.

Die Rotation der Motorwelle wird mit Hilfe einer Kupplung (nicht im Bild) auf die Kugelschale übertragen. Selbige ist mit einer Innenschale verschraubt, die auf den Lagern aufliegt. Dadurch ist ein problemloser Austausch der Kugelschalen gegen die Schalen eines Modellfußballs möglich. Die Schraublöcher müssen jedoch, wie in Bild 2.12 dargestellt, zugespachtelt werden. Im Falle der Kugel muss dabei zusätzlich darauf geachtet werden, dass die mit Spachtelmasse abgedeckten Schraublöcher glatt geschliffen werden und bündig mit der Kugeloberfläche abschließen, siehe Bild 2.12 (a). Im Falle einer ohnehin rauen Modellfußballoberfläche, siehe Bild 2.12 (c), kann dagegen auf das Glattschleifen der verspachtelten Flächen weniger Mühe verwendet werden. Zwischen der rotierenden Kugel- bzw. Modellfußballschale und der Mittelplatte entsteht fertigungs- und konstruktionsbedingt ein Spalt, dessen Breite beidseitig $0,1\text{mm}$ bis $0,2\text{mm}$ beträgt. Die Spalttiefe beträgt ca. $14,2\text{mm}$. Die in Bild 2.13 an der Motorunterseite dargestellten Zapfen deuten Kabelstränge an, welche durch Kabelkanäle im Schaft der Mittelplatte geführt werden. Der Durchmesser des kreisrunden Teils der Mittelplatte beträgt $217,94 \pm 0,01\text{mm}$ und schließt bündig mit den benachbarten Kugelschalen ab. Die Breite der Mittelplatte an der Kugeloberfläche entspricht der Schaftbreite von 5mm .

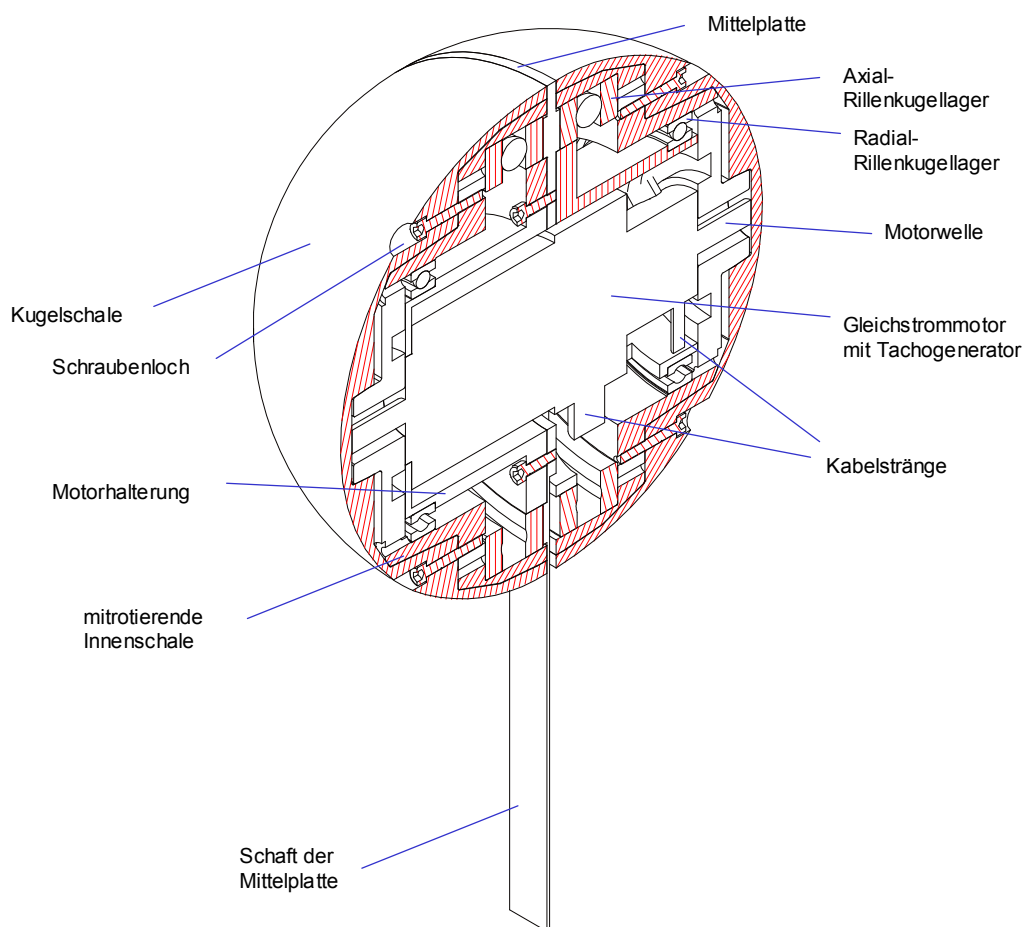


Bild 2.13: Mittelschnitt der rotierenden Kugel

2.5 Druckmesseinrichtungen

2.5.1 Differenzdruckaufnehmer

Zur Druckmessung kommt in allen Untersuchungen ein kapazitiver Differenzdruckaufnehmer vom Typ *Baratron 220C* zum Einsatz, dessen oberer Endwert des Druckbereichs 100mbar beträgt. Laut Kalibrierschein beträgt die systematische Unsicherheit des Druckbereichs zwischen 0 und 10mbar $(B_{q_\infty})_{Bar.} \approx 0,1\%$ vom Messwert. Der Hersteller (*MKS, 1996*) gibt die Messunsicherheit mit $0,15\%$ vom Messwert an. Dieser Wert beinhaltet Einflüsse auf die Messgenauigkeit wie Nichtlinearität, Hysterese, Nichtreproduzierbarkeit und Nullpunktstabilität durch Änderungen der Umgebungs- oder Gastemperatur. Indem der gesamte Sensor bei etwa 45°C thermostatisiert ist, wird die Nullpunktstabilität gesteigert.

Das Messprinzip beruht auf einer flexiblen Membran, die zusammen mit einer Elektrode einen Kondensator bildet. Druckbedingte Membranverformungen werden als Änderung der Kapazitätsverhältnisse registriert. Die Änderung ist über eine elektronische Brückenschaltung genau zu messen. Eine Verstärkerschaltung wandelt dieses Signal in ein Gleichspannungs-Ausgangssignal im Bereich von $\pm 10\text{V}(DC)$ um, das an einem Digitalmultimeter *HM 8112-2* der Fa. *Hameg* zur Anzeige gebracht wird.

2.5.2 Plenummethode

Die Messung der Anströmgeschwindigkeit u_∞ erfolgt mit Hilfe der Plenummethode (*Hucho, 2005, Kapitel 14.3, Seite 839-844*). Bei diesem Verfahren wird im Gegensatz zu einer Prandtl-Sonde die Schwierigkeit umgangen, einen Punkt im Strömungsfeld zu identifizieren, an dem der durch das Modell unbeeinflusste Staudruck herrscht.

Bei ungestörter Zuströmung, also bei leerem Windkanal, wird zunächst eine Kalibrierung des Windkanals durchgeführt. Dazu wird die Differenz der statischen Drücke zwischen dem Vorkammerdruck p_s (Querschnitt A_s in Bild 2.3, Ringleitung über A_s) und p_∞ in der den Freistrahle umgebenden Halle, dem Plenum, gemessen. Der statische Druck der Anströmung p_∞ entspricht dabei dem Umgebungsdruck p_{Um} , siehe Abschnitt 2.7. Gleichzeitig wird der dynamische Druck q_∞ der Anströmung über den Strahlquerschnitt punktweise mit einem Prandtl-Rohr gemessen und aus dieser Messung ein Mittelwert bestimmt. Die Scherschicht am Strahlrand der offenen Messstrecke bleibt dabei unberücksichtigt. Zur Messung von $p_s - p_\infty$ und q_∞ wird der in Abschnitt 2.5.1 beschriebene Differenzdruckaufnehmer eingesetzt. Sind $p_s - p_\infty$ und q_∞ bekannt, kann der Plenumfaktor f_{pl} ermittelt werden.

Die Bernoulli-Gleichung lautet für einen Stromfaden aus der Vorkammer bis zum Düsenaustritt:

$$\frac{\rho_L}{2} \cdot u_s^2 + p_s = \frac{\rho_L}{2} \cdot u_\infty^2 + p_\infty \quad (2.13)$$

Gleichzeitig lautet die Kontinuitätsgleichung:

$$u_S \cdot A_S = u_\infty \cdot A_N \quad (2.14)$$

Bereits in Abschnitt 2.2 wurde das Verhältnis der Querschnittsflächen vom Düsen Eintritt, $A_S = 7,03m^2$, zum Düsenaustritt, $A_N = 1,04m^2$, definiert als:

$$\kappa = \frac{A_S}{A_N} = 6,76 \quad (2.15)$$

Mit der Definition des dynamischen Drucks der Anströmung als

$$q_\infty = \frac{\rho_L}{2} \cdot u_\infty^2 \quad (2.16)$$

ergibt sich q_∞ durch Kombination der Gleichungen (2.13), (2.14) und (2.15) mit (2.16) zu:

$$q_\infty = \frac{I}{1 - \left(\frac{I}{\kappa}\right)^2} (p_S - p_\infty) = 1,022 \cdot (p_S - p_\infty) \quad (2.17)$$

Der Faktor

$$k_{pl} = \frac{I}{1 - \left(\frac{I}{\kappa}\right)^2} = 1,022 \quad (2.18)$$

wird auch als idealer Plenumfaktor bezeichnet. Infolge von Reibungsverlusten ist jedoch der reale Plenumfaktor f_{pl} von k_{pl} verschieden. Im Bereich der Geschwindigkeiten, die im Versuchsbetrieb gefahren werden, beträgt $f_{pl} \approx 1,046$ und ist nahezu unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit u_∞ .

Ein Modell in der Messstrecke hat keine Rückwirkung auf den Druck im Plenum, so dass weiterhin der Umgebungsdruck $p_{Um} = p_\infty$ gemessen wird. Der Querschnitt A_S ist weit genug von dem Modell entfernt, als dass p_S beeinflusst würde. Bei einer im Düsenaustrittsquerschnitt A_N postierten Prandtl-Sonde würde sich hingegen die Stromauf-Stauwirkung des Modells in Form des deformierten Geschwindigkeitsprofils bemerkbar machen. Der dynamische Druck q_∞ der Anströmung würde im Kern reduziert und im Randbereich überhöht gemessen werden.

Die systematische Unsicherheit $(B_{q_\infty})_{pl.}$ der Plenummethode resultiert aus Kalibrierfehlern und muss bei der Fortpflanzung in die Messgrößen berücksichtigt werden. Eine realistische Abschätzung beträgt $(B_{q_\infty})_{pl.} = 1\%$ vom Messwert.

2.6 Sichtbarmachung der Umströmung

Um ein besseres Verständnis der Strömungsvorgänge bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Körpern zu erhalten, kommen verschiedene Strömungsvisualisierungs-

techniken zum Einsatz. Im Einzelnen sind dies die Nebeldraht-Technik, das Seeding, das Titan(IV)-chlorid-Verfahren und die Ölfilmtechnik. Die Einsatzgebiete und Anwendungsgrenzen dieser Verfahren werden in den nachfolgenden Unterkapiteln erläutert.

2.6.1 Nebeldraht-Technik

Zur Strömungsvisualisierung von Windgeschwindigkeiten bis maximal $2-3\text{ m/s}$ wird eine am Institut für Fluid- und Thermodynamik entwickelte Nebeldraht-Anlage eingesetzt. Bei dieser Methode wird ein vorgespannter Wolframdraht mit einem typischen Durchmesser von $200\mu\text{m}$ mit Öl bestrichen. Bei der elektrischen Aufheizung verdampft das Öl, wird von der Strömung mitgeführt und kondensiert in ihr unmittelbar stromab des Drahtes zu feinen Tröpfchen. Der mit der Strömung mitgeführte Ölnebel zeichnet für den Betrachter Streichlinien nach, die ein anschauliches Bild der Außenströmung oder abgelöster Strömungsgebiete ermöglichen. Als Öl wird reines Glycerin verwendet. Der Wolframdraht kann in der Anströmung oder im Rückströmgebiet platziert werden, je nachdem welche Strömungsinformation gewünscht ist.

2.6.2 Seeding

Unter Seeding wird das Erzeugen von Aerosolen mit Hilfe eines Partikelgenerators verstanden. In der vorliegenden Arbeit kommt ein Partikelgenerator der Fa. *TSI*, Typ *oil droplet generator 9307*, zum Einsatz. Die Aerosolerzeugung erfolgt in einer Laskin-Düse, in der Olivenöl als Aerosolsubstanz durch externe Druckluftversorgung zerstäubt wird. Der Streuteilchendurchmesser beträgt laut *Troolin (2005)* bei Verwendung von Olivenöl ca. $1\mu\text{m}$. Die Zugabe der Partikel erfolgt in den jeweiligen Körperrücklauf. Bei Verwendung der in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Aufhängung kann das Halterohr zur Aerosoleinleitung genutzt werden. Durch gleichmäßig verteilte Bohrungen in der Haltestange der Kugel und dem Halteteller der Fußbälle tritt das Aerosol in das jeweilige Rückströmgebiet aus und verteilt sich dort homogen. Die Regelung der Partikelproduktionsrate über den Düsendruck stellt sicher, dass ausreichend Aerosol zur Visualisierung in das Totwasser eingeleitet wird. Gleichzeitig wird die Aerosol-Austrittsgeschwindigkeit so gering wie möglich gehalten, um eine zu große Beeinflussung des Rückströmgebiets zu vermeiden. Dadurch können auch das Ablösegebiet und der Nachlauf der glatten Kugel im überkritischen Bereich bei Anströmgeschwindigkeiten größer 30 m/s visualisiert werden. Der Partikelverbrauch ist mit durchschnittlich 10 ml/h vergleichsweise gering und erfolgt kontinuierlich. Bedingt durch den geringen Partikelverbrauch kommt es nur zu einer minimalen Ablagerung des Aerosols auf der Körperoberfläche, die zu keiner nennenswerten Störung der Grenzschichtablösung führt.

2.6.3 Titan(IV)-chlorid-Verfahren

Bei Titan(tetrachlorid) (Titan(IV)-chlorid) handelt es sich um ein bei Raumtemperatur in geschlossenen Behältnissen flüssiges Metallchlorid, das bei Kontakt mit Luftfeuchtigkeit in einer heftigen Reaktion zu dichtem Rauch bestehend aus Titandioxid und korrosivem Chlorwasserstoff hydrolisiert. Aufgrund der einerseits korrosiven und andererseits giftigen Eigenschaften des entstehenden Chlorwasserstoffs ist Titan(tetrachlorid) zum Einsatz in geschlossenen Gebäuden und Windkanälen mit geschlossener Rückführung nicht geeignet. Es wird deshalb nur im Freien in Verbindung mit einem Freistrahwindkanal eingesetzt. Bei der Handhabung sollten Schutzkleidung, Handschuhe und Gesichtsschutz getragen werden. Die Auftragung auf die Körperoberfläche sollte möglichst gleichmäßig ausgeführt werden, um eine homogene Rauchentwicklung sicherzustellen. Die Rauchentwicklung setzt ein, sobald das flüssige Titan(tetrachlorid) in Berührung mit Luft kommt. Aus diesem Grund sollte der Windkanal möglichst schnell zu der gewünschten Strömungsgeschwindigkeit hochgefahren werden. Das Titan(IV)-chlorid-Verfahren ist wegen des lang anhaltenden Rauchs sowohl zur Visualisierung niedriger als auch zur Visualisierung hoher Strömungsgeschwindigkeiten geeignet.

2.6.4 Ölfilmtechnik

Bei der so genannten Ölfilmtechnik wird die Körperoberfläche mit einem Gemisch aus Öl und Farbstoff bestrichen. In der vorliegenden Arbeit werden verschiedene Mischungsverhältnisse von Paraffin, Ölsäure und Titandioxid (Titan(IV)-oxid) eingesetzt. Die über die Körperoberfläche strömende Luft führt das Öl unter dem Einfluss der lokalen Wandschubspannung, so dass die Strömungsrichtung sichtbar gemacht wird. Verschwindet die Wandschubspannung, kommt auch das Öl zum Erliegen und zeichnet die Ablöselinie nach, indem es entlang dieser unter dem Einfluss der Schwerkraft den Körper hinab fließt. Im Gegensatz zu auf Nebelgenerierung basierenden Verfahren eignet sich die Ölfilmtechnik besonders bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten kugelförmigen Körper erfordern eine an den Schubspannungs- und Schwerkrafteinfluss angepasste Ölzähigkeit. Der einsetzbare Geschwindigkeitsbereich beginnt bei 20 m/s .

2.7 Experimentelle Bestimmung physikalischer Größen

Zur Berechnung der Kraftbeiwerte und der Reynolds-Zahl ist es notwendig, Luftdichte, Anströmgeschwindigkeit und Viskosität zu kennen.

Die Berechnung der Luftdichte ρ_L erfolgt über die Zustandsgleichung für ideale Gase, welche die Kenntnis der Lufttemperatur und des Luftdruckes voraussetzt. Deshalb wird vor jeder Messreihe der Umgebungsdruck p_{Um} mit Hilfe eines Quecksilberbarometers ermittelt. Die spezifische Gaskonstante von Luft R_L beträgt $R_L = 287,1\text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Der Temperaturanstieg des Luftstroms, der sich bei längerem Betrieb des Windkanals

im Verlauf einer Messreihe einstellt, wird durch die kontinuierliche Messung der Lufttemperatur T berücksichtigt. Der Temperaturanstieg hat eine Abnahme der Luftdichte ρ_L und einen Anstieg der kinematischen Viskosität der Luft ν_L zur Folge.

Die Re-Zahl kann nur indirekt über die Anströmgeschwindigkeit eingestellt werden. Letztere muss aus dem dynamischen Druck der Anströmung q_∞ mit Hilfe der Plenum-Methode bestimmt werden, siehe Abschnitt 2.5.2.

Vor Beginn einer Messreihe, d. h. bei ausgeschaltetem Windkanal, muss zunächst eine so genannte Nullmessung durchgeführt werden. Mit ihr wird nur die Vorlast, also der Lastanteil aufgrund des Eigengewichts der Modellaufhängung, bestimmt. Das Windkanalwaage-Programm korrigiert programmintern die während des Windkanalbetriebs gemessenen Lasten um den Anteil der Vorlast. In dieser Arbeit werden nur die Kraftkomponenten, also Widerstand, Auftrieb und Seitenkraft ausgewertet, die zur Berechnung der dimensionslosen Kennzahlen unabdingbar sind. Zur Kontrolle der ersten Nullmessung wird am Ende der Messreihe eine zweite Nullmessung durchgeführt.

Die Integrationszeit der Kraftmessungen wird so gewählt, dass sich keine weitere Veränderung der Mittelwerte bei noch größerer Integrationszeit ergibt. In der Regel erfordern Versuchsanordnungen bestehend aus Körper und Aufhängung längere Integrationszeiten ($t_{int} \sim 40-60s$) aufgrund instationärer Strömungsablösung am Körper als Versuchsanordnungen bestehend aus Aufhängung und entkoppeltem Körper ($t_{int} \sim 30-40s$).

Über die Integrationszeit einer Kraftmessung kann der Anstieg der Temperatur T der zirkulierenden Luft jedoch vernachlässigt werden, so dass die vorgegebene Reynolds-Zahl Re als konstant betrachtet wird. Die Ablesung der Lufttemperatur T erfolgt mittels eines Digitalthermometers, dessen Temperaturfühler im Kollektor platziert ist. Die kinematische Viskosität der Luft ν_L wird durch Interpolation gemäß Tabelle 2.3 bestimmt.

2.7.1 Luftdichte

Die Luftdichte ρ_L wird mit Hilfe der allgemeinen Gasgleichung berechnet:

$$\rho_L = \frac{p_{Um}}{R_L \cdot T} \quad (2.19)$$

Bei den vorliegenden Versuchsbedingungen kann Luft praktisch als inkompressibles Medium angesehen werden, da für Anströmgeschwindigkeiten $u_\infty < 40m/s$ Dichteänderungen von unter 1% im Vergleich zu ruhender Luft auftreten.

2.7.2 Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl Re ist definiert als das Produkt aus der Anströmgeschwindigkeit u_∞ mit dem Durchmesser D des zu untersuchenden kugelförmigen Körpers geteilt durch die kinematische Viskosität der Luft ν_L . Re berechnet sich nach Gleichung (2.20) zu:

$$Re = \frac{u_\infty \cdot D}{\nu_L} \quad (2.20)$$

Die kinematische Viskosität der Luft ν_L kann aus Tabelle 2.3 in Abhängigkeit von der Lufttemperatur T im Windkanal interpoliert werden.

Tabelle 2.3: Kinematische Viskosität von Luft bei 1,0132 bar

$T [^\circ\text{C}]$	0	10	20	30	40
$\nu_L \cdot 10^6 [m^2/s]$	13.28	14.18	15.10	16.03	16.98

Die Reynolds-Zahl Re kann nur indirekt mit Hilfe der Plenum-Methode über q_∞ konstant gehalten werden. Der dynamische Druck q_∞ der Anströmung ist definiert als:

$$q_\infty = \frac{1}{2} \rho_L \cdot u_\infty^2 \quad (2.21)$$

Mit $p_\infty = p_{Um}$ (siehe Abschnitt 2.5.2) und Einsetzen von Gl. (2.19) für die Luftdichte ρ_L in Gl. (2.21) ergibt sich:

$$q_\infty = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_{Um}}{R_L \cdot T} \cdot u_\infty^2 \quad (2.22)$$

Löst man Gleichung (2.20) nach der Anströmgeschwindigkeit u_∞ auf und setzt u_∞ in Gleichung (2.22) ein, folgt für den dynamischen Druck q_∞ :

$$q_\infty = \frac{1}{2} \frac{p_{Um}}{R_L \cdot T} \cdot \left(\frac{Re \cdot \nu_L}{D} \right)^2 \quad (2.23)$$

2.7.3 Luftkräfte

Die Auftriebskraft F_A errechnet sich aus der Differenz von dem gemessenen Auftrieb $F_{A_{gem}}$ und der Nullmessung der Auftriebskomponente $F_{A_{Null}}$:

$$F_A = F_{A_{gem}} - F_{A_{Null}} \quad (2.24)$$

Die Widerstandskraft F_W errechnet sich aus der Differenz von der gemessenen Widerstandskraft $F_{W_{gem}}$ und der Nullmessung der Widerstandskraft $F_{W_{Null}}$:

$$F_W = F_{W_{gem}} - F_{W_{Null}} \quad (2.25)$$

Analog zur Berechnung von Auftrieb und Widerstand erfolgt die Berechnung der Seitenkraft F_S :

$$F_S = F_{S_{gem}} - F_{S_{Null}} \quad (2.26)$$

2.7.4 Dimensionslose Kraftbeiwerte

Der Widerstandsbeiwert C_W berechnet sich aus der Widerstandskraft F_W , die mit Hilfe des dynamischen Druckes q_∞ und der projizierten Anströmfläche $A_D = \frac{\pi}{4} \cdot D^2$ entdimensionalisiert wird:

$$C_W = \frac{F_W}{q_\infty \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (2.27)$$

Analog zur Berechnung des Widerstandsbeiwerts C_W erfolgt die Berechnung des Auftriebsbeiwerts C_A und des Seitenkraftbeiwerts C_S :

$$C_A = \frac{F_A}{q_\infty \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (2.28)$$

$$C_S = \frac{F_S}{q_\infty \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (2.29)$$

Im rotierenden Fall tritt der Magnuskraftbeiwert C_M an die Stelle eines der Querkraftbeiwerte C_A oder C_S , siehe Abschnitt 2.4:

$$C_M = \frac{F_M}{q_\infty \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (2.30)$$

2.7.5 Spinparameter

Der Spinparameter SP ist definiert als das Verhältnis von Umfangs- zu Anströmgeschwindigkeit, wobei ω die Winkelgeschwindigkeit und f die Drehfrequenz des kugelförmigen Körpers sind:

$$SP = \frac{\omega \cdot D}{2 \cdot u_\infty} = \frac{\pi \cdot D \cdot f}{u_\infty} \quad (2.31)$$

3 Experimentelle Ergebnisse

3.1 Nichtrotierende Körper

In diesem Kapitel werden die vorliegenden experimentellen Untersuchungen zu der nichtrotierenden glatten Kugel und zu den Fußbällen *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* in einem Reynolds-Zahl-Bereich von $Re = 1 \cdot 10^5$ bis $Re = 5,5 \cdot 10^5$ diskutiert und mit Messdaten aus der Literatur verglichen. Das Hauptinteresse gilt hierbei den integralen dimensionslosen Kraftbeiwerten, d.h. den Widerstands-, Auftriebs- und Seitenkraftbeiwerten sowie dem Einfluss der verwendeten Modellaufhängung. Auch die gemäß Abschnitt 7.1 ermittelten Messunsicherheiten werden in die Betrachtungen miteingeschlossen. Die mit Hilfe von Visualisierungen erhaltenen Strömungsfelder werden diskutiert und in bezug auf die dimensionslosen Kraftbeiwerte interpretiert.

3.1.1 Glatte Kugel

Bild 3.1 zeigt die vorliegenden Ergebnisse des Widerstandsverhaltens der glatten Kugel aus dem Windkanal Göttinger Bauart im Vergleich zu Messdaten aus der Literatur. Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_S wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.1 „Anordnung für Fußbälle, die glatte Kugel, die Viertelpyramide und die Kreisscheibe“ beschriebenen Vorgehen ermittelt. Die Fehlerbalken der vorliegenden Ergebnisse von Re und C_W entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95%.

Die C_W - Re -Kurven der Literaturmessdaten in Bild 3.1 können als wenig beeinflusst durch

- Aufhängeorgane
- Turbulenz des Messstrahls
- Oberflächenrauigkeit
- und das Versperrungsverhältnis φ

angesehen werden.

Zur Minimierung von Störungen der anliegenden Grenzschicht sind rückwärtige Haltestangen oder magnetische Aufhängungssysteme besonders geeignet. Über den Einfluss der Außenturbulenz ist bekannt, dass anliegende Grenzschichten mit wachsendem Turbulenzgrad eine zusätzliche Energiezufuhr erfahren, so dass sie stärkere Druckanstiege überwinden können. Die Ablösestelle wandert infolgedessen entlang der Kugelkontur stromab. Der laminar-turbulente Grenzschichtübergang wird vorzeitig herbeigeführt und die kritische Reynolds-Zahl sinkt (*Hoerner, 1935a*). Mit

wachsenden Rauigkeitswerten sinkt die kritische Reynolds-Zahl ebenfalls (*Achenbach, 1974b*). Aus Messungen von *Achenbach (1974b)* ist weiterhin bekannt, dass in geschlossenen Messstrecken mit steigendem Versperrungsverhältnis φ die kritische Re-Zahl wegen der höheren effektiven Anströmgeschwindigkeit im engsten Querschnitt und der Widerstandsbeiwert aufgrund des sinkenden Heckdrucks ansteigen.

Die Widerstandskurven von *Achenbach (1972)*, *Quadflieg (1975)*, *Bakic (2003)* und die vorliegenden Ergebnisse stammen aus freien Messstrecken und stimmen recht genau mit Messergebnissen von *Hoerner (1935a)* überein. Letzterer ermittelte aus einer Vielzahl von Messungen an Kugeln unterschiedlicher Durchmesser bei unterschiedlichen Haltestangendurchmessern den unterkritischen Kugelwiderstand einheitlich zu $C_w \approx 0,47$. Im unterkritischen Reynolds-Zahl-Bereich liegen die vorliegenden C_w -Werte ($C_w \approx 0,46$) auch in guter Übereinstimmung mit denjenigen von *Quadflieg (1975)*, *Vlajinac und Covert (1972)* und von *Sawada et al. (2004a)*. Die C_w -Werte von *Bakic (2003)* liegen um ca. 10% höher, da in dieser Messung der Widerstand der horizontalen Haltespindel nicht von dem gemessenen Gesamtwiderstand abgezogen wurde. Die recht genaue Übereinstimmung zwischen Widerstandsverläufen aus Messungen ohne Aufhängung und Messungen, bei denen rückwärtig Haltestangen eingesetzt wurden, bestätigt die Einschätzung von *Hoerner (1935a)*, dass der Einfluss rückwärtiger Haltestangen im unterkritischen Reynolds-Zahl-Bereich äußerst gering ist.

Zusätzlich zu einer widerstandsarmen L-förmigen Modellhalterung setzte *Quadflieg (1975)* Spanndrähte auf der Abströmseite zur Vermeidung von Schwingungen der Aufhängung ein. Der Turbulenzgrad der Längsschwankung Tu war mit $Tu = 0,1\%$ sehr gering. In den Arbeiten von *Vlajinac und Covert (1972)* und *Sawada et al. (2004a)*, die bei Turbulenzgraden unterhalb von $Tu = 0,1\%$ durchgeführt wurden, kamen magnetische Aufhängungen zum Einsatz, die völlig ohne Haltestangen auskamen. Wie *Quadflieg (1975)* vermutete, könnten die höheren Widerstandsbeiwerte von *Achenbach (1972)* aus der relativ hohen Versperrung des Freistrahls durch die Kugel ($\varphi = 7,1\%$) in einem Hochdruckkanal resultieren. Die geringfügig unterschiedlichen C_w -Verläufe im unterkritischen Bereich können aber auch durch höhere Unsicherheiten bedingt durch die Messung geringerer Widerstandskräfte erklärt werden.

Der Widerstandsverlauf von *Clift et al. (2005)* trägt die Bezeichnung „Standard Drag Curve“ und basiert auf Re-Bereich-spezifischen Korrelationsgleichungen für den C_w -Wert. Diese sind mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Messdaten angepasst. Die zu Grunde liegenden Messdaten aus der Literatur gelten als nicht durch Wand-, Kompressibilitäts-, Nicht-Kontinuums-, Modellhalterungs- oder sonstige Effekte beeinflusst.

Im unterkritischen Reynolds-Zahl-Bereich liegen der Kurvenanpassung mehrere Messdatensätze zu Grunde. Für $3,38 \cdot 10^5 < Re < 4 \cdot 10^5$ werden Freiflug-Messdaten von *Millikan und Klein (1933)* verwendet. Ab $Re = 4 \cdot 10^5$ wird die Widerstandskurve von

Achenbach (1972), die als „bestverfügbare Approximation“ (*Clift et al., 1978, S. 113*) gilt, verwendet. An den Übergängen der Re-Bereiche ergeben sich geringfügige Gradienten-Diskontinuitäten und C_W -Sprünge kleiner 1%. Die in Bild 3.1 bis $Re = 2 \cdot 10^5$ aufgetragene „Empfohlene Widerstandskorrelation“ (*Brown und Lawler, 2003, Gl. 17*) resultiert ebenfalls aus einer Anpassung der C_W -Werte diverser Autoren an eine Kurve mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate.

Die C_W -Werte von *Vlajinac und Covert (1972)* und *Sawada et al. (2004a)* betragen im unterkritischen Bereich $C_W \approx 0,48$, wobei $Re \approx 2,65 \cdot 10^5$ bzw. $Re \approx 3,5 \cdot 10^5$ die maximal erreichten Re-Zahlen darstellen. Auch die Widerstandsmessung von *Bakic (2003)* bricht bei $Re \approx 3,5 \cdot 10^5$ ab, da die Kugel im kritischen Bereich strömungsinduziert zu schwingen begann. Jedoch verwendete *Bakic (2003)* eine Haltestangenlänge von fünf Kugeldurchmessern und verzichtete auf zusätzliche Spanndrähte. Sein Durchmesser Verhältnis zwischen Kugel und Haltestange betrug $D_{Ku} / D_{rüHa} = 0,165m / 0,0215m = 7,7$ unmittelbar hinter der Kugel und ging konisch auf $D_{Ku} / D_{rüHa} = 0,165m / 0,033m = 5$ zwei Kugeldurchmesser hinter der Kugel über. Die Versperrung des Querschnitts der freien Messstrecke war mit $\varphi = 1,2\%$ sehr gering. Der Turbulenzgrad betrug $Tu = 0,89\%$.

Definiert man nach *Hoerner (1935a)* $C_{W_{krit}} = 0,3$ als Maß für die kritische Re-Zahl Re_{krit} , so beträgt diese $Re_{krit} \approx 3,55 \cdot 10^5$ in der Messung von *Achenbach (1972)* und $Re_{krit} \approx 3,65 \cdot 10^5$ in der C_W -Kurve von *Quadflieg (1975)* sowie in der empirischen Kurvenanpassung von *Clift et al. (2005)*. In der vorliegenden Widerstandskurve beträgt $Re_{krit} \approx 4,1 \cdot 10^5$. Da *Quadflieg (1975)* eine nahezu identische Versuchsanordnung aber zusätzliche Spanndrähte auf der Abströmseite der Kugel verwendete, liegt die Vermutung nahe, dass der Verzicht auf diese Spanndrähte in den vorliegenden Messungen der Grund für eine weitere Verschiebung der kritischen Re-Zahl zu höheren Re-Zahlen ist.

Hoerner (1935a) extrapolierte zudem aus Versuchsergebnissen für „vollkommen glatte Kugeln“ in turbulenzarmer Luft die kritische Reynolds-Zahl auf $Re_{krit} = 4,1 \cdot 10^5$, wenn diese so definiert ist, dass der statische Druck auf der Kugelmückseite exakt dem Umgebungsdruck entspricht. Dies war bei $C_{W_{krit}} \approx 0,2$ der Fall. Im Fall dieser von $C_{W_{krit}} = 0,3$ als Maß für die kritische Re-Zahl Re_{krit} abweichenden Definition, ergäben die vorliegenden Messungen somit eine noch höhere kritische Reynolds-Zahl von $Re_{krit} = 4,3 \cdot 10^5$.

Eine denkbare Erklärung dafür liefert *Hucho (2005)* in Kapitel 14.2.3: Bei offener Messstrecke kommt es zu einer Aufweitung des Freistrahls. Diese lässt sich so interpretieren, als ob die Geschwindigkeit der Anströmung und damit die Reynolds-Zahl Re kleiner ist als eigentlich eingestellt. Da die Geschwindigkeit mit der zweiten

Potenz im Nenner des C_W -Werts steht, müssten folglich auch die vorliegenden Widerstandsbeiwerte nach oben korrigiert werden.

Die Messung von *Achenbach (1972)* weist eine Versperrung des Freistrahls von $\varphi = 7,1\%$ auf. Dieser Wert übersteigt das vorliegende Versperrungsverhältnis von $\varphi = 5,2\%$ nur geringfügig. *Achenbachs* Turbulenzgrad von $Tu = 0,45\%$ ist sogar niedriger als der vorliegende von $Tu \approx 1\%$. Dennoch ist Re_{krit} der vorliegenden Messung höher. Als mögliche Ursache dafür kommen nach *Burhorst (2000)* Fehler bei der LDA-Messung in Betracht, die zu einer zu hohen Bestimmung des vorliegenden Turbulenzgrads geführt haben.

Sowohl der C_W -Re-Verlauf von *Sawada et al. (2004a)* als auch der von *Bakic (2003)* lassen erkennen, dass $C_{W_{krit}} = 0,3$ bei höheren Re-Zahlen als in den Messungen von *Achenbach (1972)*, *Clift et al. (2005)* und *Quadflieg (1975)* erreicht würde. Im überkritischen Re-Zahl-Bereich zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den vorliegenden C_W -Werten von $C_W \approx 0,06$ und den Messungen von *Achenbach (1972)* bzw. der „Standard Drag Curve“ von *Clift et al. (1978)*, die allesamt in einem C_W -Bereich $0,06 < C_W < 0,08$ liegen.

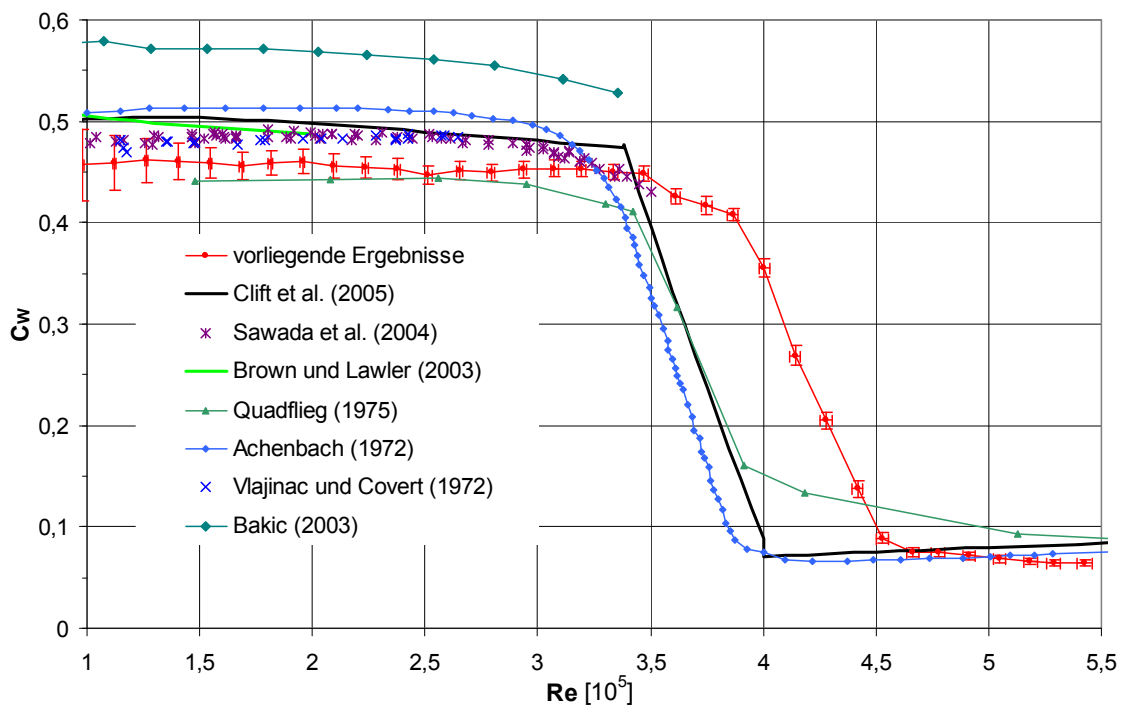


Bild 3.1: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von Re für die glatte Kugel im Vergleich zu Literaturmessdaten

Der Wert des überkritischen Widerstands hängt nach Untersuchungen von *Hoerner (1935a)* zudem entscheidend von dem Durchmesser der rückwärtigen Haltestange ab: Wird dieser vergrößert, neigt die Strömung zum Anliegen an der Haltestange. Dies führt zu einem Druckanstieg an der Kugelrückseite und damit zu einer Verringerung des

überkritischen Widerstands. Der vorliegende überkritische Widerstandsbeiwert von $C_W \approx 0,06$ wurde mit einem Durchmesser Verhältnis von Kugel zu Haltestange von $D_{Ku} / D_{rüHa} = 0,24m / 0,03m = 8$ erzielt, das $0,115m$ hinter der Kugel auf $D_{Ku} / D_{rüHa} = 0,24m / 0,04m = 6$ übergeht. Dieser C_W -Wert stimmt damit recht genau mit Messungen von *Hoerner (1935a)* überein, die dieser an Kugeln und Stangen gleicher Durchmesser Verhältnisse durchführte. Mit einer besonders dicken rückwärtigen Haltestange, deren Durchmesser Verhältnis $D_{Ku} / D_{rüHa} = 0,15m / 0,04m = 3,75$ betrug, erzielte *Hoerner (1935a)* sogar ein Minimum von $C_W = 0,04$.

Dass die „Standard Drag Curve“ von *Clift et al. (1978)* nicht mit den überkritischen Widerstandsbeiwerten von *Achenbach (1972)* übereinstimmt, liegt darin begründet, dass letzterer seine Messdaten nur graphisch darstellte und eine präzise Angabe in tabellarischer Form fehlt. Die Widerstandskurve von *Quadflieg (1975)* zeigt im überkritischen Bereich einen abweichenden Verlauf, der sich darin äußert, dass der abrupte Widerstandsabfall bei $Re \approx 4 \cdot 10^5$ und $C_W \approx 0,15$ endet und $C_W = 0,1$ erst bei $Re \approx 5 \cdot 10^5$ unterschritten wird. Zudem weist die Modellhalterung von *Quadflieg (1975)* ein sehr niedriges Durchmesser Verhältnis von Kugel zu Haltestange von $D_{Ku} / D_{rüHa} = 0,18m / 0,01m = 18$ auf, das für den höheren überkritischen Widerstand von $C_W = 0,08$ verantwortlich sein könnte. Auch das Durchmesser Verhältnis von *Achenbach (1972)* war mit $D_{Ku} / D_{rüHa} = 10$ höher als in den vorliegenden Messungen.

Bild 3.2 zeigt die vorliegenden Ergebnisse des Auftriebs- und Seitenkraftverhaltens der glatten Kugel aus dem Windkanal Göttinger Bauart im Vergleich zu den Messdaten von *Sawada et al. (2004a)*. Die eingetragenen Fehlerbalken der vorliegenden Ergebnisse von Re und C_S entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_S} für ein Vertrauensniveau von 95%. Die Fehlerbalken von C_A entsprechen der erweiterten Unsicherheit der Stichprobe P_{C_A} nach Gl. (7.4) und sind ein Maß für die Streuung der C_A -Werte um den Mittelwert.

Die Berechnung von B_{C_S} und P_{C_S} ergibt, dass bei unterkritischen Re-Zahlen bis $Re \approx 1,5 \cdot 10^5$ die systematische Unsicherheit B_{C_S} diejenige von P_{C_S} um ein Vielfaches überwiegt. Im kritischen Bereich ist jedoch P_{C_S} größer als B_{C_S} . Im überkritischen Bereich werden beide vernachlässigbar gering. Diese Aussagen lassen sich auch auf C_A und C_W übertragen.

Numerisch von *Mittal et al. (2002)* berechnete Auftriebs- und Seitenkraftbeiwerte, C_A und C_S , für $500 < Re < 1000$ zeigen, dass der Kugelnachlauf mit steigender Reynolds-Zahl im statistischen Mittel zunehmend achsensymmetrischer wird. Damit lässt die Tendenz zu einer bevorzugten azimuthalen Orientierung der ablösenden Wirbel nach. Auch in den vorliegenden Messergebnissen ergeben sich Auftriebs- und Seitenkraft-

beiwerte, C_A und C_S , die im unterkritischen Bereich nur aus den in Kapitel 2.2 „Windkanal“ beschriebenen Gründen geringfügig von null abweichen.

Die von *Sawada et al. (2004a)* für eine Integrationszeit von acht Sekunden angegebenen Auftriebs- und Seitenkraftbeiwerte, C_A und C_S , steigen ab $Re \approx 2,5 \cdot 10^5$ stark an, siehe Bild 3.2. Dies deutet auf eine im kritischen Bereich stark asymmetrisch werdende Kugelumströmung hin. Die Auftriebskomponente erreicht bei der höchsten Re-Zahl von $Re \approx 3,5 \cdot 10^5$ $C_A \approx 0,15$, während der Seitenkraftbeiwert $C_S \approx 0,05$ erreicht.

Messungen der Seitenkraft und der Auftriebskraft bei einer kritischen Re-Zahl von $Re_{krit} \approx 3,65 \cdot 10^5$ (*Sawada et al., 2004b*) über eine Integrationszeit von acht Sekunden zeigen das Vorliegen bevorzugter azimuthaler Orientierungen der Auftriebs- und Seitenkraft, wodurch beide Kraftbeiwerte auch im zeitlichen Mittel deutlich von null verschieden sind. Quantitativ ähnlich hohe C_A - und C_S -Werte werden auch in den vorliegenden Messungen erreicht, jedoch erst bei deutlich höheren Re-Zahlen. Der laminar-turbulente Grenzschichtübergang der vorliegenden Messungen kann den steigenden Werten von P_{C_A} zufolge ab $Re \approx 3,85 \cdot 10^5$ lokalisiert werden. Anhand der C_W -Werte in Bild 3.1 ist der kritische Bereich ab $Re \approx 3,5 \cdot 10^5$ anhand des fallenden Widerstandsbeiwerts C_W lokalisierbar.

Bei $Re \approx 4,28 \cdot 10^5$ werden die Maximalwerte von C_A und C_S erreicht, die quantitativ sehr genau mit denjenigen von *Sawada et al. (2004a)* übereinstimmen. Die erweiterte Unsicherheit wird bei $Re \approx 4,28 \cdot 10^5$ ebenfalls maximal. Für den Anstieg der Auftriebs- und Seitenkraftbeiwerte bei kleineren Re-Zahlen in den Messungen von *Sawada et al. (2004a)* könnte die magnetische Aufhängung im Windkanal verantwortlich sein. Sie erlaubt es der Kugel, sich frei in der Messstrecke zu bewegen. Möglicherweise entfällt damit der stabilisierende Einfluss der Haltestange auf die Grenzschichtablösung, wie von *Hoerner (1935a)* beschrieben.

Von Seitenkräften im kritischen Bereich berichtet eine Vielzahl von Autoren: Bereits *Runge (1914)* beobachtete ein sehr starkes Schwanken des Widerstandes und ein Auftreten von sehr starken seitlichen Kräften, welche die Kugel in seitliche Schwingungen versetzen. Nach *Achenbach (1979)* wird die Umströmung einer Kugel bei einem Versperrungsverhältnis von $\varphi = 0,84$ instabil und es treten aperiodisch starke Strömungsquerkräfte auf. *Bakic (2003)* stoppte die in Bild 3.1 dargestellte Widerstandsmessung bei $Re = 3,5 \cdot 10^5$, da die Kugel zu vibrieren begann. *Aoki et al. (2002b)* maßen für einen Golfball mit 184 Dimples für $6 \cdot 10^4 < Re < 9,5 \cdot 10^4$ im kritischen Bereich einen Maximalwert von $C_{A_{max}} \approx 0,4$ und zeigten damit, dass C_A im Extremfall so groß wie C_W werden kann.

Howe et al. (2001) legten für unterkritische Reynolds-Zahlen in einem Bereich $7000 < Re < 1,7 \cdot 10^4$ anhand von experimentellen Untersuchungen und theoretischen Überlegungen zum Auftriebs- und Widerstandsspektrum dar, dass Auftriebs- und

Widerstandskräfte an einer nichtrotierenden Kugel trotz nominell stationärer, inkompressibler Strömung instationär sind. Als Ursache für die Schwankungen der Auftriebskraft identifizierten *Willmarth und Enlow (1969)* in Hitzdrahtmessungen großräumige kohärente Geschwindigkeitsschwankungen in der Außenströmung. Sie können als Schwankungen der in der Grenzschicht und im Nachlauf gebundenen Vorticity interpretiert werden, siehe dazu auch Abschnitt 1.2.7. *Quadflieg (1975)* machte bei einer mittels schlanken elastischen Halters im rückwärtigen Staupunkt gehaltenen Kugel folgende Beobachtung: Die Kugel schwang nicht nur bei unterkritischen sondern auch bei überkritischen Reynolds-Zahlen um ihre Ruhelage in der Ebene senkrecht zur Anströmung. Für unterkritische Re-Zahlen ist dafür der periodische Charakter der Nachlaufströmung verantwortlich, bei überkritischer Strömung ist es die örtlich und zeitlich schwankende Ablösung der Grenzschicht.

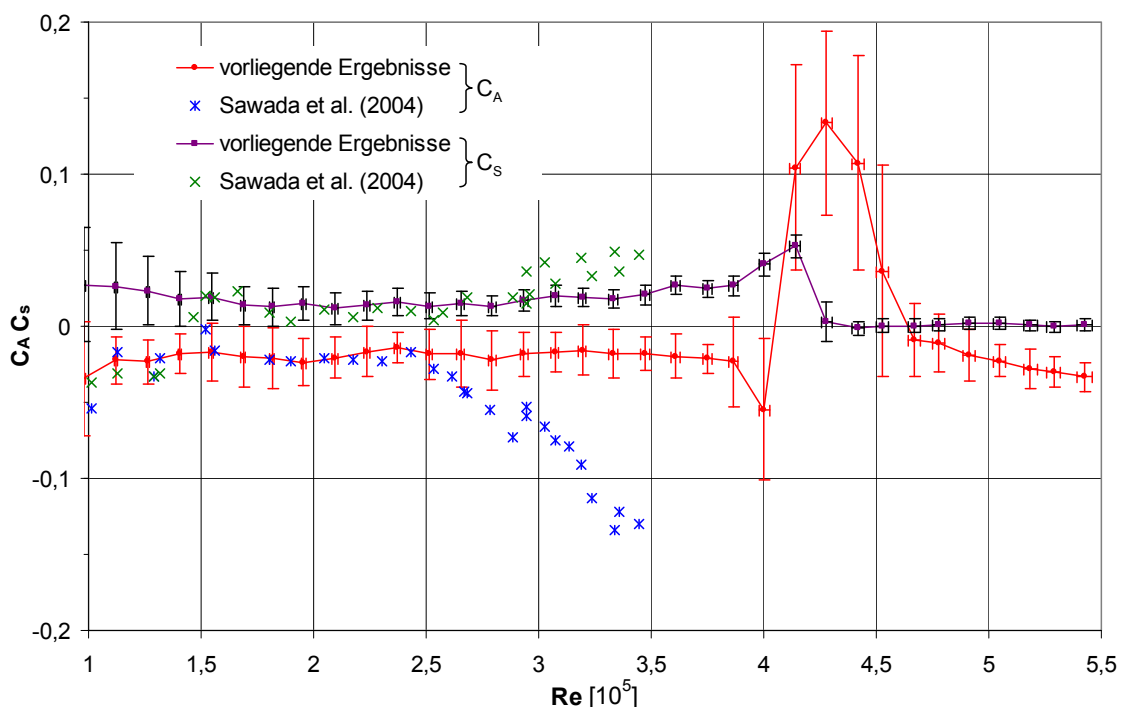


Bild 3.2: Auftriebsbeiwerte C_A und Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von Re für die glatte Kugel im Vergleich zu den Messdaten von *Sawada et al. (2004a)*

Willmarth und Enlow (1969) konnten für überkritische Re-Zahlen in einem Bereich $4,84 \cdot 10^5 < Re < 1,67 \cdot 10^6$ keine dominierende Ablösefrequenz feststellen. Es zeigte sich aber, dass die spektrale Leistungsdichte bei sehr niedrigen Frequenzen ($f = 2 \cdot 10^{-3} s^{-1}$) maximal wird. Dies deutet auf eine sich erst nach langer Zeit ändernde Richtung der Auftriebskraft hin und erklärt, warum in den vorliegenden Messungen trotz einer Integrationszeit von 40 Sekunden der C_A -Wert im überkritischen Bereich nicht bei null liegt. Das von *Taneda (1978)* in Bild 1.10 gezeichnete Strömungsbild sowie die Simulationsergebnisse von *Constantinescu und Squires (2004)* und *Jindal et al. (2004)*

bestätigen die Existenz einer permanenten Seitenkraft im überkritischen Bereich, siehe dazu auch Abschnitt 1.2.6.

Zur Interpretation der Verläufe der aerodynamischen Beiwerte werden Visualisierungen der Kugelumströmung mit Hilfe der Seeding-Methode herangezogen. Die Nebelneinleitung in das Stromfeld erfolgt durch gleichmäßig verteilte Wandanbohrungen in der Haltestange, die sich $0,1D_{Ku}$ und $0,5D_{Ku}$ hinter dem Kugelheck befinden. In Bild 3.3 ist erkennbar, dass bei $Re = 1,13 \cdot 10^5$, $Re = 2,1 \cdot 10^5$ und $Re = 3,07 \cdot 10^5$ der Nebel beider Wandanbohrungen zur Kugel hin gesaugt wird, also ein Rückströmgebiet vorliegt. Man erkennt weiterhin, dass mit zunehmender Re-Zahl und gleich bleibender Belichtungszeit von ca. 0,5 Sekunden die Partikeldichte zwar abnimmt, der laminare Ablösepunkt jedoch annähernd unverändert bei $\theta_{lam} \approx 80^\circ$ bleibt, wie es gemäß C_w als Funktion von Re in Bild 3.1 zu erwarten ist.

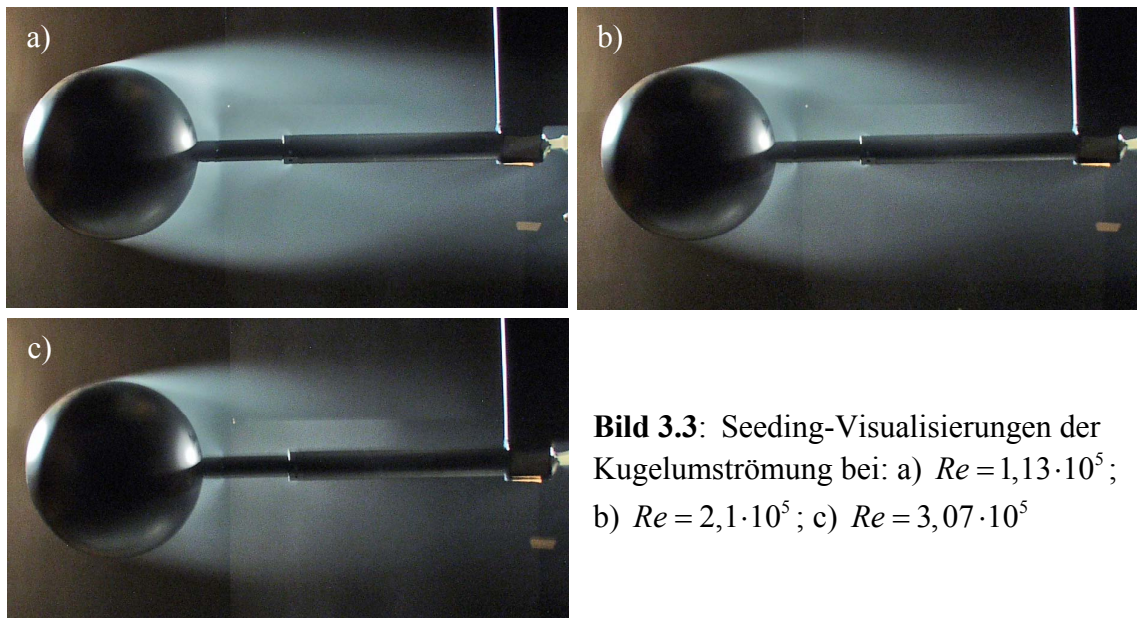


Bild 3.3: Seeding-Visualisierungen der Kugelumströmung bei: a) $Re = 1,13 \cdot 10^5$; b) $Re = 2,1 \cdot 10^5$; c) $Re = 3,07 \cdot 10^5$

Ab $Re \approx 3,5 \cdot 10^5$ wandert der laminare Ablösepunkt zum Kugelheck, so dass der Widerstandsbeiwert C_w gemäß Bild 3.1 mit steigender Re-Zahl sinkt. Die Strömungsvisualisierungen bei $Re = 3,86 \cdot 10^5$ in Bild 3.4 zeigen eine sehr wechselhafte Grenzschichtablösung im kritischen Re-Bereich.

Zum Zeitpunkt (a) liegt offensichtlich immer noch eine laminare Grenzschichtablösung vor. Der Ablösepunkt hat sich zu $\theta_{lam} \approx 85^\circ$ leicht in Richtung Dickenmaximum verschoben. Der Kugelnachlauf ist zudem etwas schmaler geworden.

Zum Zeitpunkt (b) dagegen scheint die Grenzschichtablösung an der Kugeloberseite laminar zu sein, während an der Kugelunterseite die Strömung bis zu der Haltestange anliegt. Dies deutet auf eine turbulente Grenzschicht an der Kugelunterseite hin. Der aus der hinteren Wandanbohrung austretende Nebel wird in Strömungsrichtung mitgenommen. Dies ist einsichtig, da beispielsweise Messungen von Leder (1992)

ergaben, dass der Rezirkulationsbereich bei überkritischen Re-Zahlen bereits ca. $0,2D_{Ku}$ hinter dem Kugelheck endet.

Zum Zeitpunkt (c) hat sich der Ablösevorgang umgekehrt: Die ursprünglich laminare Grenzschicht an der Kugeloberseite schlägt während der Belichtungsdauer in eine turbulente Grenzschicht um, so dass der Ablösepunkt zum Kugelheck wandert. Da die Grenzschicht an der Kugelunterseite noch laminar ist, resultiert ein asymmetrisches Strömungsbild.

Bild 3.4 (a), (b) und (c) stehen stellvertretend für den beobachteten Ablösevorgang. Eine Abnahme des Widerstandsbeiwerts C_W in Phasen turbulenter Grenzschichtablösung wird deutlich, wodurch sich im zeitlichen Mittel ein niedrigerer C_W -Wert gegenüber dem unterkritischen Re-Bereich einstellt (siehe Bild 3.1). Diese Beobachtung stimmt mit Messungen der instationären Widerstandskraft bei $Re = 3,64 \cdot 10^5$ von *Sawada et al. (2004b)* überein, welche zwischenzeitliche Sprünge der Widerstandskraft auf einen sehr niedrigen Wert weit unterhalb des gemessenen Mittelwerts aufweisen, siehe Abschnitt 1.2.3. Die C_A - und C_S -Werte liegen zeitlich gemittelt jedoch noch ungefähr bei null (siehe Bild 3.2). Dies deutet darauf hin, dass sich die Perioden des nach unten abgelenkten Nachlaufs mit den Perioden des nach oben abgelenkten Nachlaufs gegenseitig ausgleichen.

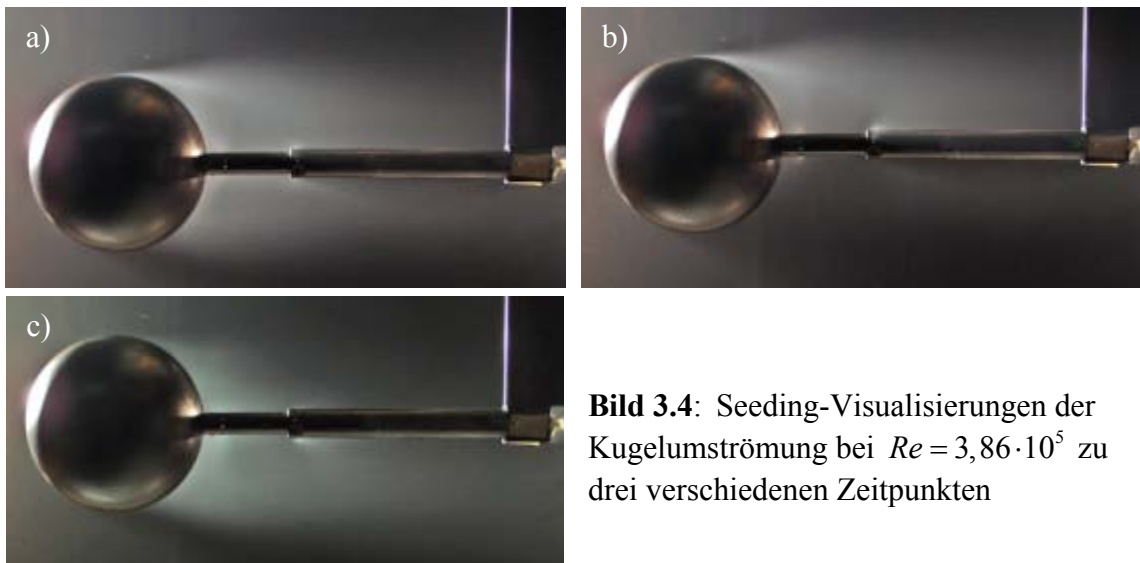


Bild 3.4: Seeding-Visualisierungen der Kugelumströmung bei $Re = 3,86 \cdot 10^5$ zu drei verschiedenen Zeitpunkten

Bild 3.5 zeigt die Kugelumströmung bei $Re = 4,03 \cdot 10^5$ zu drei verschiedenen Zeitpunkten. In Bild 3.5 (a) ist die Grenzschichtablösung turbulent und der Ablösepunkt liegt beidseitig bei $\theta_{turb} \approx 140^\circ$. In Bild 3.5 (b) und (c) ist der Nachlauf asymmetrisch zur Kugelunterseite hin ausgeprägt. Der Nachlaufbereich ist in (c) deutlich schmaler als in (b). Im Vergleich zu Bild 3.4 tritt eine weitere Abnahme der Größe des Nachlaufs auf, die mit der weiteren C_W -Abnahme im kritischen Re-Bereich in Bild 3.1 gut übereinstimmt. Insgesamt ist bei $Re = 4,03 \cdot 10^5$ bereits eine deutliche Tendenz zu einem abwärts gerichteten Kugelnachlauf festzustellen. Nach dem Newtonschen Gesetz

„actio = reactio“ wäre dies gleichbedeutend mit einer aufwärts gerichteten Kraft, der Auftriebskraft.

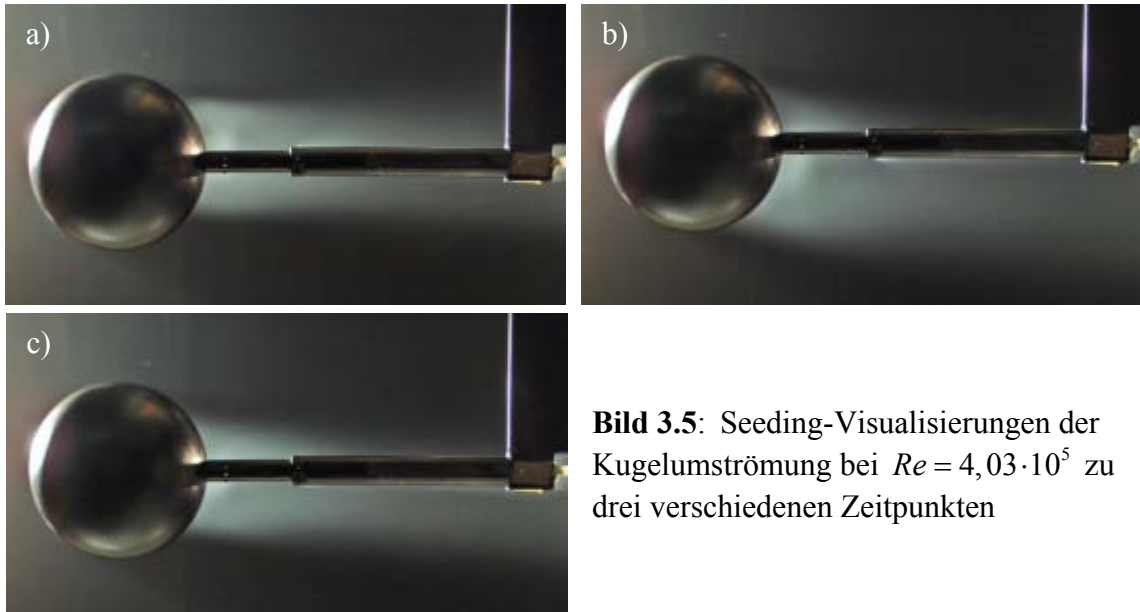


Bild 3.5: Seeding-Visualisierungen der Kugelumströmung bei $Re = 4,03 \cdot 10^5$ zu drei verschiedenen Zeitpunkten

Das Auftreten einer zeitlich gemittelten Auftriebskraft ist gemäß Bild 3.2 im Re-Bereich $4,1 \cdot 10^5 < Re < 4,6 \cdot 10^5$ zu erwarten. Bild 3.6 zeigt, dass der Nachlauf bei $Re = 4,14 \cdot 10^5$ noch schmaler und damit auch der Widerstandsbeiwert C_w noch geringer wird. In (a) erreicht der turbulente Ablösepunkt an der Kugelunterseite annähernd die Haltestange, während er an der Oberseite bei $\theta_{turb} \approx 140^\circ$ liegt. In (b) und (c) ist der Kugelnachlauf abwärts gerichtet.

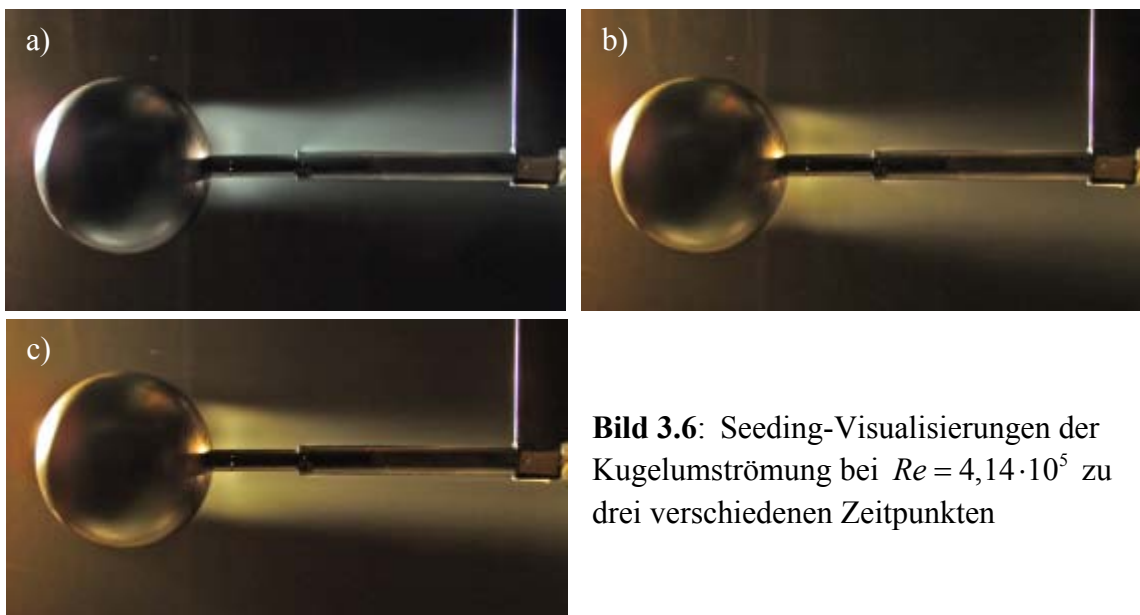


Bild 3.6: Seeding-Visualisierungen der Kugelumströmung bei $Re = 4,14 \cdot 10^5$ zu drei verschiedenen Zeitpunkten

Bild 3.7 zeigt den Kugelnachlauf bei $Re = 4,66 \cdot 10^5$. Bei dieser Re-Zahl zeigen sich unterschiedliche Strömungszustände, die jeweils einige Sekunden lang stabil sind:

- (a) Der Ablösepunkt liegt auf beiden Kugelseiten annähernd symmetrisch bei $\theta_{urb} \approx 140^\circ$.
- (b) Die Strömung legt sich an die Oberseite der Haltestange an, während der Ablösepunkt an der Kugelunterseite unverändert bei $\theta_{urb} \approx 140^\circ$ bleibt.
- (c) Das Strömungsbild kehrt sich um. Jetzt legt sich die Strömung an der Kugelunterseite an die Haltestange an, während der Ablösepunkt an der Kugeloberseite unverändert bei $\theta_{urb} \approx 140^\circ$ bleibt.

Da gemäß Bild 3.1 $Re = 4,66 \cdot 10^5$ bereits im überkritischen Bereich liegt, ist gegenüber $Re = 4,14 \cdot 10^5$ die weitere Reduktion des C_W -Werts möglicherweise durch Perioden längeren Anliegens der Strömung an der Haltestange zu begründen. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die Haltestange zu einer weiteren Reduktion des C_W -Werts führt. Zudem ist in Bild 3.7 (b) und (c) neben der asymmetrischen Strömungsablösung eine Neigung des Nachlaufs zu der strömungsparallelen Achse hin feststellbar, wie sie auch von *Constantinescu und Squires (2004)* in numerischen Simulationen nachgewiesen wurde. Die von *Suryanarayana (1995)* bei überkritischen Reynolds-Zahlen konstatierte Nachlaufaufweitung ist in den vorliegenden Strömungsvisualisierungen mit zunehmendem Abstand vom Kugelheck ebenfalls zu erkennen. Für alle Nachlauforientierungen gilt, dass sie sich nur nach langen Zeitintervallen und unregelmäßig ändern, wodurch die C_A -Werte ungleich null in Bild 3.2 bestätigt werden.

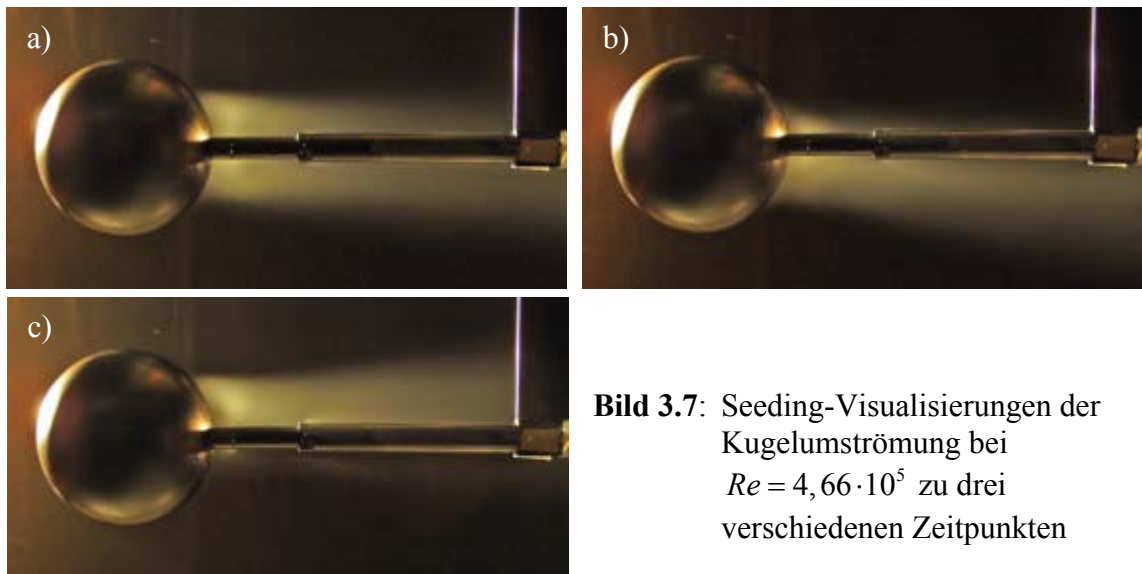


Bild 3.7: Seeding-Visualisierungen der Kugelumströmung bei $Re = 4,66 \cdot 10^5$ zu drei verschiedenen Zeitpunkten

Insgesamt stimmen die aus den Seeding-Visualisierungen erhaltenen Strömungsbilder gut mit den Auftragungen der aerodynamischen Beiwerte über der Re-Zahl in Bild 3.1 und Bild 3.2 überein. Möglicherweise wird der kritische Re-Bereich verglichen mit den Kraftmessungen als Folge der den Nachlauf beeinflussenden Aerosol-Einleitung zu etwas geringeren Re-Zahlen verschoben. Anhand des Vergleichs der vorliegenden Strömungsvisualisierungen mit Ergebnissen aus der Literatur (siehe Abschnitt 1.2.6) wird aber deutlich, dass die vorliegenden Ablösepunkte realistisch sind.

3.1.2 Fußbälle

Bild 3.8 zeigt die vorliegenden Ergebnisse des Widerstandsverhaltens der Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* als Funktion der Reynolds-Zahl Re .

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_S wurden für jeden Ball gemäß dem in Abschnitt 2.4.1 „Anordnung für Fußbälle, die glatte Kugel, die Viertelpyramide und die Kreisscheibe“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von 24 Messreihen, die sich in acht Ballorientierungen à drei Messreihen aufgliedern, bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden aus dem Mittelwert von acht Messreihen ermittelt. Dabei stellte sich der Einfluss der Ballorientierung des entkoppelten Balls auf die Taraluftkraftbeiwerte als vernachlässigbar heraus.

Zum Vergleich sind in Bild 3.8 die Messungen von *Asai et al. (2007c)* eingetragen, für die allerdings keine Angaben zur Anzahl der Messreihen und zur Ballorientierung vorliegen. Die Widerstandskurven von *Asai et al. (2007c)* stammen aus einem Windkanal Göttinger Bauart mit freier Messstrecke. Die Aufhängung erfolgte strömungsgünstig mittels Halteteller, L-förmigem Arm und Flügel an einer Sechskomponenten-Windkanalwaage. Das Versperrungsverhältnis betrug etwa $\varphi = 2,5\%$ (ohne Aufhängung) bei einer Turbulenz des Messstrahls von $Tu = 1\%$.

Die in Bild 3.8 exemplarisch in den Messreihen „*Teamgeist*, vorliegend“ und „glatte Kugel“ (aus Bild 3.1) eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_W entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95%.

Die vorliegenden Widerstandskurven der Bälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* weisen im unterkritischen Re -Bereich nur geringfügige Abweichungen voneinander auf, welche im Rahmen des Messfehlers liegen. Erst im kritischen Re -Bereich zeigen sich deutliche Unterschiede: Die Widerstandsabnahme des *Fevernova* beginnt bei $Re \approx 1,26 \cdot 10^5$ und $C_W \approx 0,43$ und endet bei $Re \approx 2,37 \cdot 10^5$ und $C_{W_{\min}} \approx 0,13$. Beim *Roteiro* beträgt der kritische Re -Bereich $1,41 \cdot 10^5 < Re < 2,51 \cdot 10^5$. Der Widerstandsbeiwert sinkt von $C_W \approx 0,45$ auf $C_{W_{\min}} \approx 0,12$ am Ende des kritischen Bereichs. Dagegen beginnt die Widerstandsabnahme des *+Teamgeist*-Balls erst bei $Re \approx 1,55 \cdot 10^5$ und $C_W \approx 0,44$ und endet bei $Re \approx 2,93 \cdot 10^5$ und $C_{W_{\min}} \approx 0,11$.

Im überkritischen Re -Bereich kommt es bei allen Bällen zu einem allmählichen Widerstandsanstieg. Bei $Re \approx 5,43 \cdot 10^5$ beträgt $C_W \approx 0,165$ für die Bälle *Fevernova* und *Roteiro* und $C_W \approx 0,15$ für den *+Teamgeist*-Ball. Aufgrund des bei dieser hohen Re -Zahl sehr geringen Werts von $U_{C_W} \approx 0,005$ ist von keinem Messfehler auszugehen.

Insgesamt lässt sich eine merkbliche Unterscheidung der Widerstandskurve des *+Teamgeist*-Balls von den Kurven der Bälle *Fevernova* und *Roteiro* feststellen. Dank seines geringeren C_W -Werts wird der *+Teamgeist* im Flug bei überkritischen Re -Zahlen

weniger schnell abgebremst. Dagegen kommt es bei ihm zu einem früheren Eintritt in den kritischen Re -Bereich, verbunden mit einem Widerstandsanstieg. Dieses aerodynamische Verhalten ist möglicherweise auf die glattere Oberfläche, welche aus nur 14 Panels besteht, zurückzuführen.

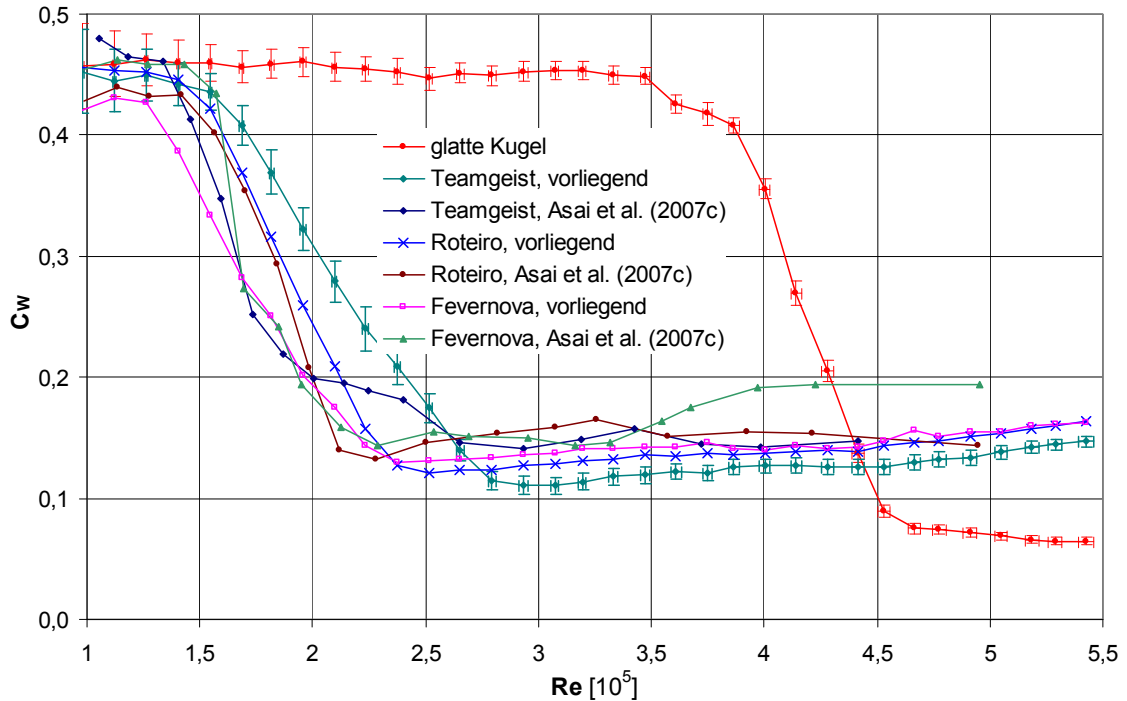


Bild 3.8: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* im Vergleich zu den Messdaten von *Asai et al. (2007c)*

Die Ergebnisse von *Asai et al. (2007c)* weisen im kritischen Re -Bereich weniger deutliche Unterschiede zwischen den Bällen auf. Die minimalen Widerstandsbeiwerte $C_{w_{\min}}$ der Modelle *Fevernova* und *Roteiro* werden bei $Re \approx 2,3 \cdot 10^5$ erreicht, während für den *+Teamgeist* dies erst bei $Re \approx 3 \cdot 10^5$ der Fall ist. Im überkritischen Re -Bereich fällt die Widerstandskurve des *Fevernova* wegen des rasanten Wiederanstiegs des C_w -Werts ab $Re \approx 3,3 \cdot 10^5$ auf $C_w \approx 0,19$ etwas aus dem Rahmen, während sich die C_w - Re -Verläufe der Bälle *+Teamgeist* und *Roteiro* kaum unterscheiden.

Sieht man von den Unterschieden im kritischen Re -Bereich ab, werden die vorliegenden Widerstandskurven insgesamt quantitativ durch die Ergebnisse von *Asai et al. (2007c)* bestätigt.

Weiteren Aufschluss über den kritischen Re -Bereich von Fußbällen und der glatten Kugel gibt die Auftragung der erweiterten Unsicherheit U_{C_w} für ein Vertrauensniveau von 95% als Funktion von Re in Bild 3.9. Eine Unterbrechung der ansonsten monoton fallenden Kurvenverläufe durch sprunghafte Anstiege im kritischen Re -Bereich ist deutlich erkennbar. Nimmt man diese Anstiege von U_{C_w} als Maß für den kritischen

Bereich, lässt sich für den *+Teamgeist* ein Bereich von $1,55 \cdot 10^5 < Re < 2,65 \cdot 10^5$ angeben. Bei dem Modell *Roteiro* verschiebt sich zum einen der Anstieg von U_{C_w} zu geringeren Re-Zahlen in einem Bereich $1,41 \cdot 10^5 < Re < 2,37 \cdot 10^5$, zum anderen fallen die Höchstwerte von U_{C_w} moderater aus. Bei dem Modell *Fevernova* ist dagegen kein Anstieg von U_{C_w} in dem erwarteten kritischen Bereich zwischen $Re \approx 1,26 \cdot 10^5$ und $Re \approx 2,37 \cdot 10^5$ festzustellen. Bei der glatten Kugel kann ein kritischer Re-Bereich $3,61 \cdot 10^5 < Re < 4,53 \cdot 10^5$ lokalisiert werden.

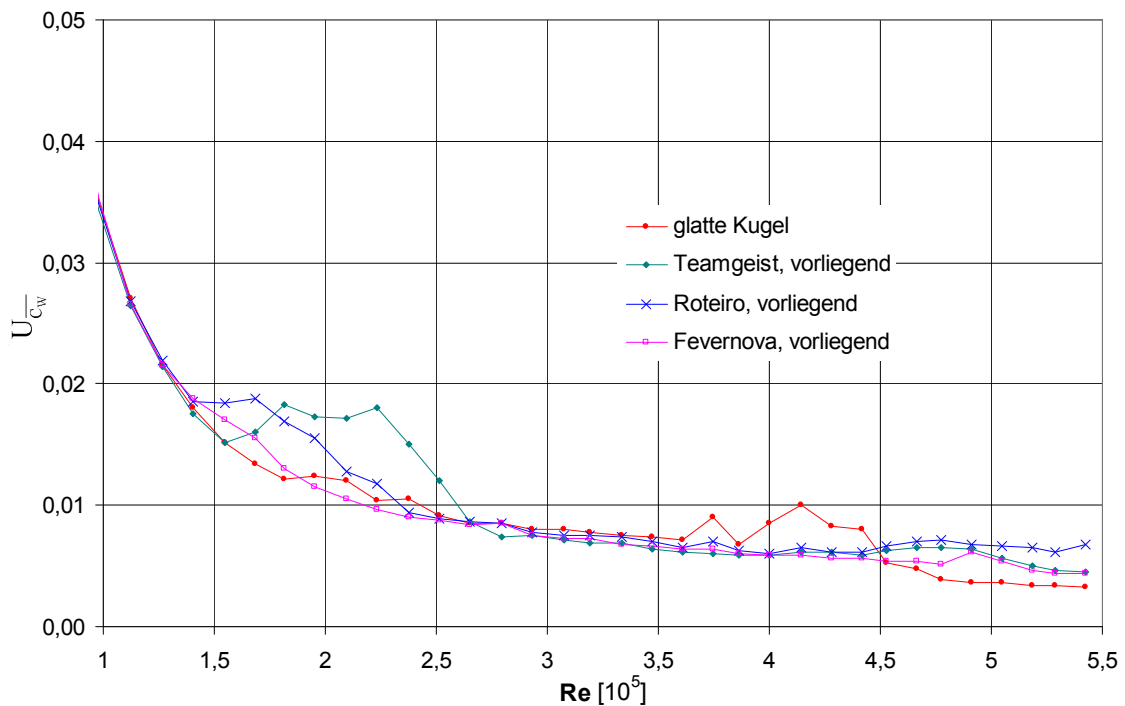


Bild 3.9: U_{C_w} für ein Vertrauensniveau von 95% als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* und für die glatte Kugel

Dass die beschriebenen sprunghaften Anstiege von U_{C_w} im kritischen Bereich auf einen Anstieg des Anteils von $P_{C_w}^2$ an $U_{C_w}^2$ gemäß Gl. (7.31) zurückzuführen sind, zeigt Bild 3.10. Bei der glatten Kugel ergibt sich fast über den gesamten Re -Bereich ein Anteil von $P_{C_w}^2 / U_{C_w}^2 = 10\%$. Lediglich der Re -Bereich $3,47 \cdot 10^5 < Re < 4,78 \cdot 10^5$ bildet mit Werten von $P_{C_w}^2 / U_{C_w}^2$ bis zu 73% eine Ausnahme. Bei den Fußbällen steigt $P_{C_w}^2 / U_{C_w}^2$ generell mit Re an, da der C_w -Wert auch im überkritischen Re -Bereich in Abhängigkeit der Ballorientierung und von Messreihe zu Messreihe schwankt. Doch anhand der sprunghaften Anstiege von $P_{C_w}^2 / U_{C_w}^2$ kann der kritische Re -Bereich bestimmt werden: In dem Re -Bereich $1,55 \cdot 10^5 < Re < 2,79 \cdot 10^5$ treten bei dem Modell *+Teamgeist* Spitzenwerte von $P_{C_w}^2 / U_{C_w}^2$ bis zu 74% auf. Bei dem Modell *Roteiro* sind die

Höchstwerte geringer ($P_{C_w}^2/U_{C_w}^2$ bis zu 52%) und der kritische Re-Bereich ist zu kleineren Re-Zahlen ($1,41 \cdot 10^5 < Re < 2,37 \cdot 10^5$) verschoben. Bei dem Ball *Fevernova* kann nur ein schwacher Peak ($P_{C_w}^2/U_{C_w}^2$ bis zu 33%) in einem Bereich $1,26 \cdot 10^5 < Re < 1,96 \cdot 10^5$ identifiziert werden.

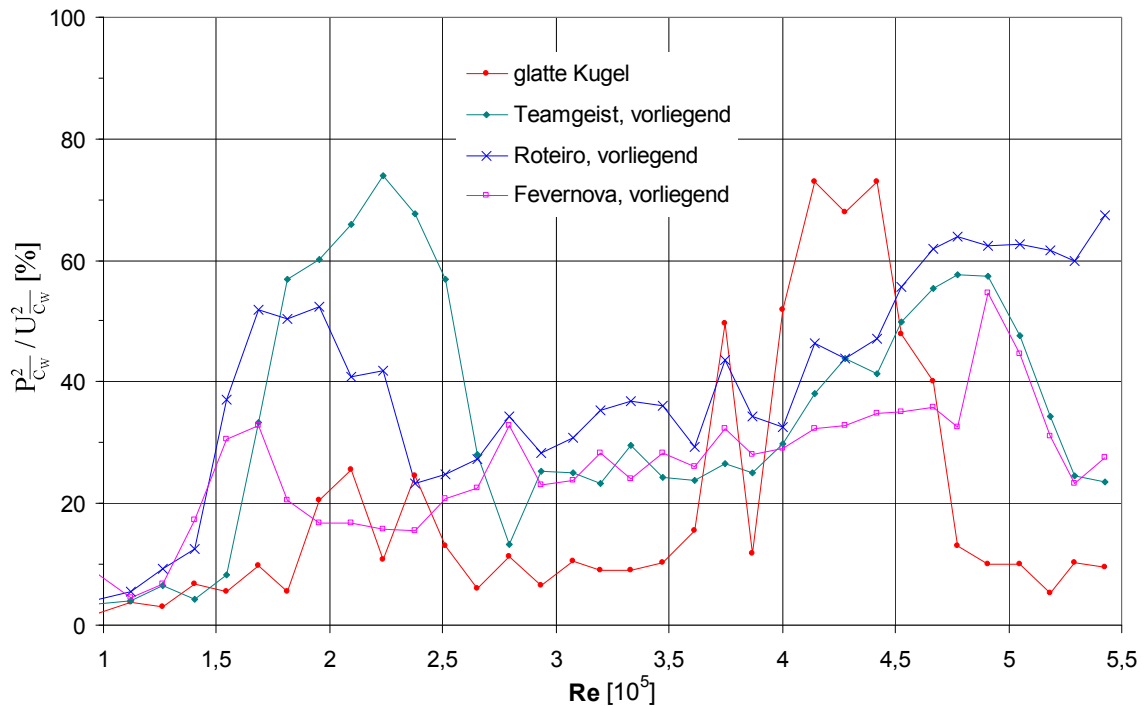


Bild 3.10: $P_{C_w}^2/U_{C_w}^2$ für ein Vertrauensniveau von 95% als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

Bild 3.11 und Bild 3.12 zeigen das Auftriebs- bzw. Seitenkraftverhalten der Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* als Funktion der Reynolds-Zahl Re . Zum Vergleich sind auch die Auftriebs- und Seitenkraftverläufe der glatten Kugel aus Bild 3.2 eingetragen. Die exemplarisch in den Messreihen „Fevernova C_A “ und „Fevernova C_S “ eingetragenen Fehlerbalken von Re , C_A und C_S entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} , U_{C_A} und U_{C_S} für ein Vertrauensniveau von 95%.

Die Auftriebs- und Seitenkraftverläufe der Bälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* weisen im überkritischen Re-Bereich nur geringfügige Abweichungen von null auf. Nähert man sich mit fallender Re-Zahl vom überkritischen dem kritischen Bereich, treten jeweils zu Beginn des kritischen Re-Bereichs bei allen drei Bällen ausgeprägte $C_{S_{max}}$ -Maxima auf. $C_{S_{max}}$ des *+Teamgeist*-Balls wird bei $Re \approx 1,82 \cdot 10^5$ erreicht und nimmt mit $C_{S_{max}} \approx 0,14$ einen im Vergleich zu den anderen Bällen sehr hohen Wert an. Bei dem *Roteiro* wird $C_{S_{max}} \approx 0,06$ bei $Re \approx 1,69 \cdot 10^5$ erreicht. Bei dem *Fevernova* beträgt $C_{S_{max}} \approx 0,1$ und wird erst bei $Re \approx 1,26 \cdot 10^5$ erreicht. Ähnliche Tendenzen lassen sich auch aus den Auftriebskraftverläufen erkennen. Diese sind jedoch weniger sprunghaft.

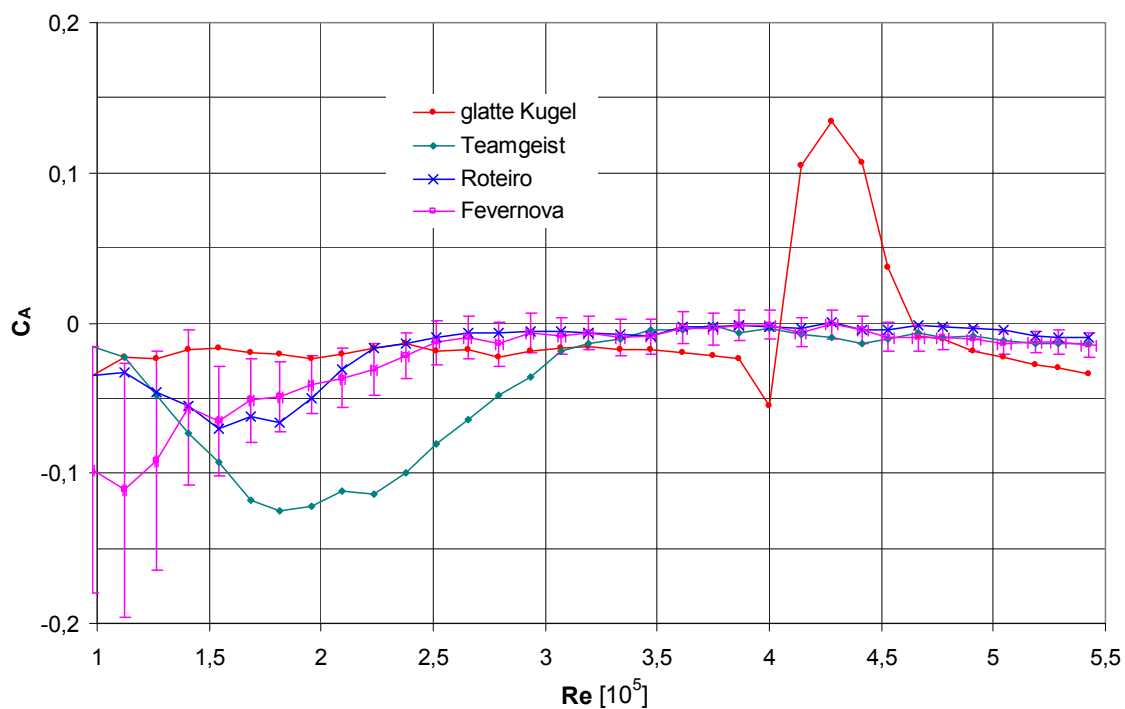


Bild 3.11: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *Teamgeist*

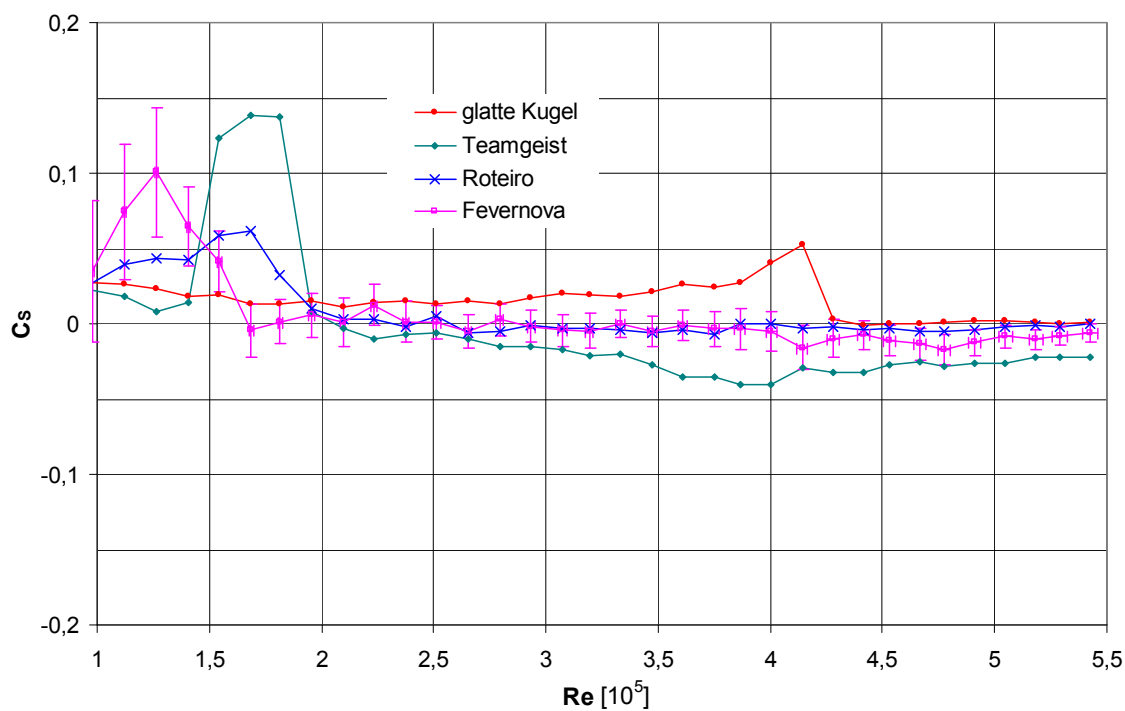


Bild 3.12: Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *Teamgeist*

Bereits ab $Re \approx 3 \cdot 10^5$ erfolgt beim Modell *+Teamgeist* mit fallender Re-Zahl ein kontinuierlicher C_A -Anstieg. Die Größe von C_A liegt dabei mit $C_{A_{\max}} \approx -0,13$ bei $Re \approx 1,82 \cdot 10^5$ in der gleichen Größenordnung wie C_S . Mit weiter abnehmender Re-Zahl geht C_A am Beginn des unterkritischen Bereichs wieder gegen null. Der C_A -Anstieg des Modells *Roteiro* ist im kritischen Bereich weniger stark ausgeprägt und tritt erst bei $Re \approx 2,5 \cdot 10^5$ ein. Auch das C_A -Maximum bei $Re \approx 1,55 \cdot 10^5$ fällt mit $C_{A_{\max}} \approx -0,07$ geringer aus. Der C_A -Anstieg des Modells *Fevernova* beginnt bei $Re \approx 2,5 \cdot 10^5$. Das C_A -Maximum liegt bei $Re \approx 1,12 \cdot 10^5$ und beträgt $C_{A_{\max}} \approx -0,11$.

Analog zu Bild 3.9 und Bild 3.10 kann auch eine Betrachtung der erweiterten Unsicherheiten $U_{\overline{C_A}}$ und $U_{\overline{C_S}}$ sowie von $P_{\overline{C_A}}^2 / U_{\overline{C_A}}^2$ und $P_{\overline{C_S}}^2 / U_{\overline{C_S}}^2$ (für ein Vertrauensniveau von 95%) als Funktion von Re durchgeführt werden.

Aus Bild 3.13 und Bild 3.14 lässt sich anhand des sprunghaften Anstiegs von $U_{\overline{C_A}}$ und $U_{\overline{C_S}}$ bei der glatten Kugel der kritische Re-Bereich zu $3,75 \cdot 10^5 < Re < 4,67 \cdot 10^5$ abschätzen. Die entsprechenden Kurvenverläufe der Fußbälle zeigen teilweise auch im überkritischen Re-Bereich zwischenzeitliche Anstiege, so dass eine strikte Unterscheidung zwischen kritischem und überkritischem Re-Bereich anhand von $U_{\overline{C_A}}$ und $U_{\overline{C_S}}$ schwierig ist.

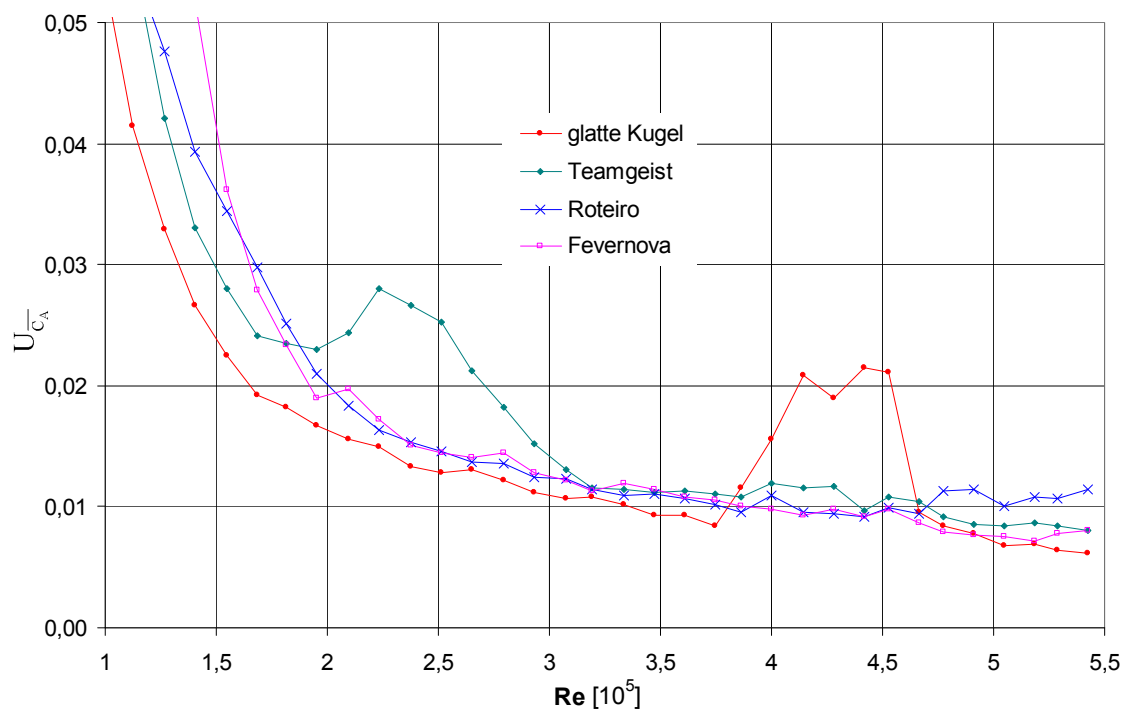


Bild 3.13: $U_{\overline{C_A}}$ für ein Vertrauensniveau von 95% als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro*, *+Teamgeist* und für die glatte Kugel

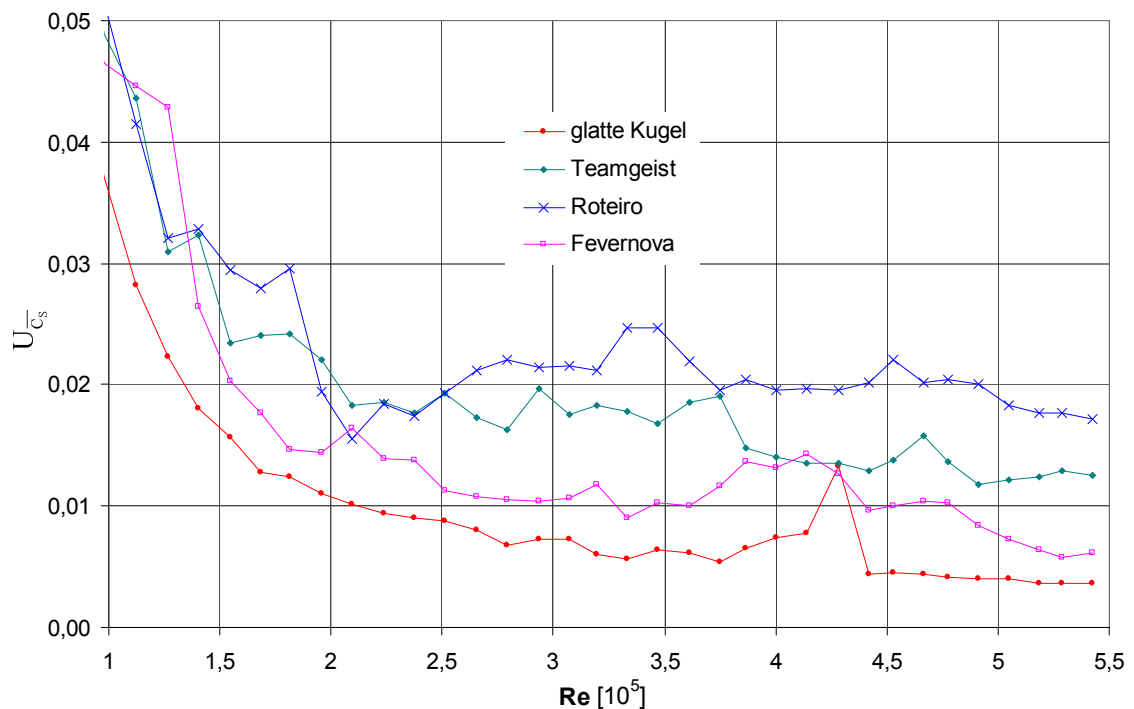


Bild 3.14: U_{C_s} für ein Vertrauensniveau von 95% als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro*, +*Teamgeist* und für die glatte Kugel

Nimmt man Bild 3.15 und Bild 3.16 hinzu, lässt sich der kritische Re -Bereich für die glatte Kugel zu $3,75 \cdot 10^5 < Re < 4,78 \cdot 10^5$ aufgrund der Anstiege von $P_{C_A}^2 / U_{C_A}^2$ und $P_{C_s}^2 / U_{C_s}^2$ auf Maximalwerte größer 90% abschätzen.

Bei den Fußbällen liegt bereits das Grundniveau von $P_{C_s}^2 / U_{C_s}^2$ im Vergleich zur glatten Kugel sehr viel höher und geht für hohe Re -Zahlen gegen 100%. Eine Identifikation des kritischen Re -Bereichs ist dadurch schwierig. Die Auftragungen von $P_{C_A}^2 / U_{C_A}^2$ als Re -Funktion lassen jedoch eine bessere Identifikation der kritischen Re -Bereiche zu. Der kritische Re -Bereich des +*Teamgeist*-Balls kann in etwa zu $1,96 \cdot 10^5 < Re < 3,07 \cdot 10^5$ abgeschätzt werden. Damit liegt er bei etwas höheren Re -Zahlen als denen aus den C_W - Re -Kurven in Bild 3.8. Der kritische Re -Bereich des *Roteiro* kann zu $1 \cdot 10^5 < Re < 2,1 \cdot 10^5$ bestimmt werden, der kritische Re -Bereich des *Fevernova* beginnt bereits für $Re < 1 \cdot 10^5$ und endet in etwa bei $Re \approx 2 \cdot 10^5$.

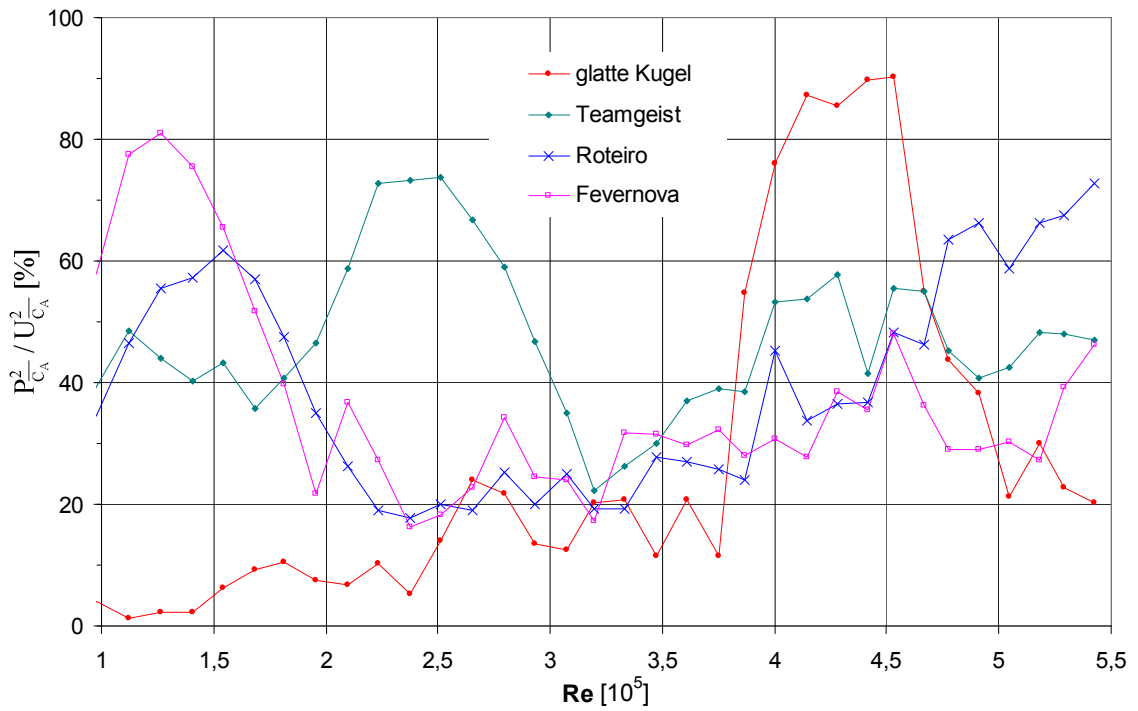


Bild 3.15: $P_{C_A}^2 / U_{C_A}^2$ für ein Vertrauensniveau von 95% als Funktion von Re für die Fußballer *Fevernova*, *Roteiro*, +*Teamgeist* und für die glatte Kugel

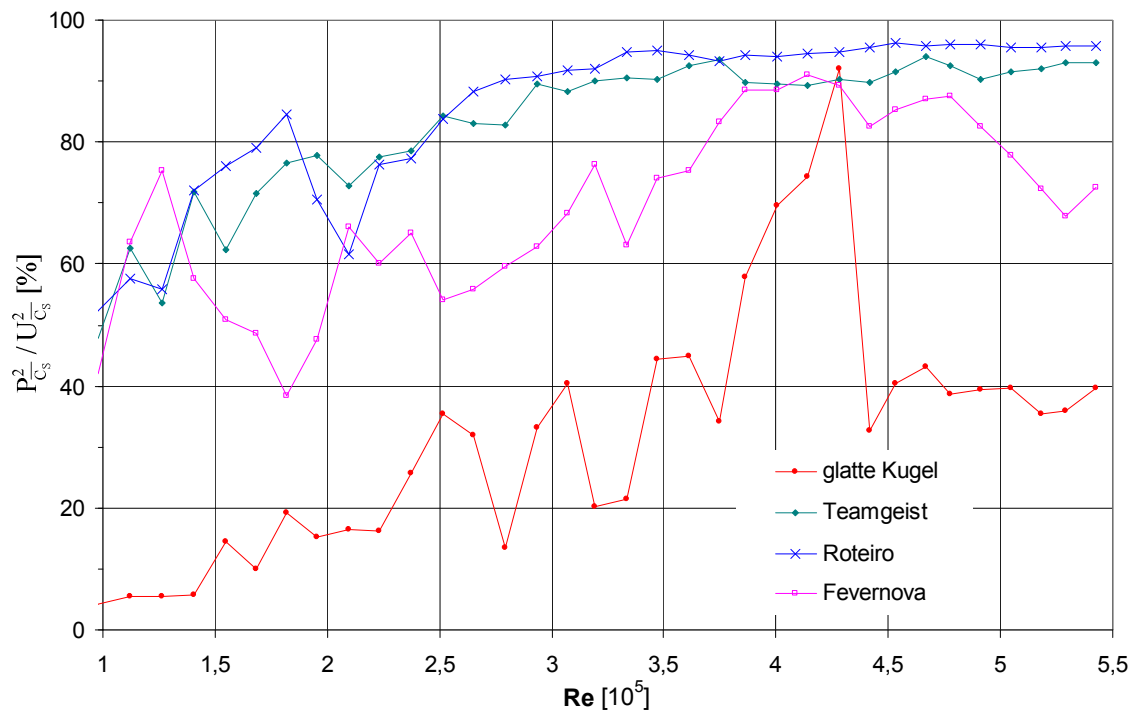


Bild 3.16: $P_{C_S}^2 / U_{C_S}^2$ für ein Vertrauensniveau von 95% als Funktion von Re für die Fußballer *Fevernova*, *Roteiro*, +*Teamgeist* und für die glatte Kugel

In Bild 3.17 bis Bild 3.19 sind C_W , C_A und C_S als Funktion von Re für den +*Teamgeist*-Ball für vier verschiedene Ballorientierungen zur Anströmung aufgetragen. Exemplarisch wurden die Ballorientierungen „0°“, „45°“, „90°“ und „315°“ ausgewählt. Die Ballorientierung zur Anströmung wurde variiert, indem eine beliebige Ausgangsballorientierung in 45°-Schritten um eine senkrecht zur horizontalen Ebene stehende Achse gedreht wurde. Die eingetragenen Fehlerbalken $U_{\overline{C_W}}$, $U_{\overline{C_A}}$ und $U_{\overline{C_S}}$ sind jeweils die der 315°-Ballorientierung. Aufgrund der geringeren Anzahl von $N = 3$ Messreihen ergeben sich in Bild 3.17, Bild 3.18 und Bild 3.19 höhere Werte von $U_{\overline{C_W}}$, $U_{\overline{C_A}}$ und $U_{\overline{C_S}}$ als für die $N = 24$ Messreihen der Mittelwerte von C_W , C_A und C_S in Bild 3.8, Bild 3.11 und Bild 3.12. Unter der Bezeichnung „Mittelwert“ können die Mittelwerte von C_W , C_A und C_S in Bild 3.17 bis Bild 3.19 wiedergefunden werden. Entsprechende Messergebnisse der Bälle *Fevernova* und *Roteiro* sind in Kapitel 7.4 einsehbar.

Die C_W -Werte in Bild 3.17 verdeutlichen vor allem im kritischen Re -Bereich das Vorliegen erheblicher Unterschiede zwischen den einzelnen Ballorientierungen. Beispielsweise beträgt bei $Re \approx 2,23 \cdot 10^5$ in der 0°-Ballorientierung $C_W \approx 0,28$, während in der 90°-Ballorientierung ein Wert von $C_W \approx 0,19$ vorliegt. Im unterkritischen Bereich für $Re < 1,5 \cdot 10^5$ liegen alle Kurven nahezu übereinander, so dass ein Wert von $\Delta C_W = 0,02$ nicht überschritten wird. Auch im überkritischen Bereich wird $\Delta C_W \approx 0,03$ als Differenz von zwei Ballorientierungen nicht überschritten.

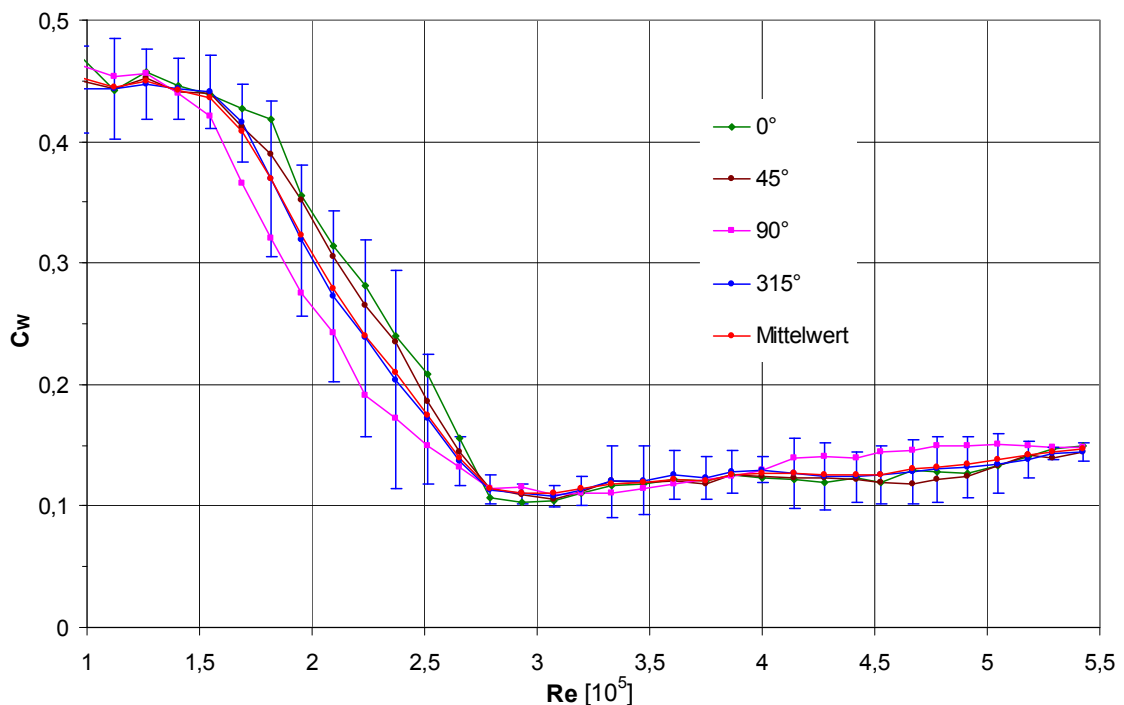


Bild 3.17: Ballorientierungsabhängige Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von Re für den +*Teamgeist*-Ball mit Angabe von $U_{\overline{C_W}}$ der 315°-Ballorientierung

Die C_A -Werte in Bild 3.18 zeigen ebenfalls enorme Unterschiede zwischen den einzelnen Ballorientierungen im unterkritischen und kritischen Re -Bereich. Beispielsweise beträgt bei $Re \approx 2,23 \cdot 10^5$ in der 0° -Ballorientierung $C_A \approx -0,18$, während in der 90° -Ballorientierung $C_A \approx -0,05$ beträgt. Im überkritischen Re -Bereich liegen dagegen alle Kurven dicht beisammen und C_A ist annähernd null. Die Größe der Fehlerbalken ergibt sich fast zu hundert Prozent aus $P_{C_A}^2 / U_{C_A}^2$. Ausnahme ist der Re -Bereich $3 \cdot 10^5 < Re < 4,5 \cdot 10^5$.

Die C_S - Re -Verläufe in Bild 3.19 unterscheiden sich im gesamten Re -Bereich kaum voneinander. Die eingetragenen Fehlerbalken repräsentieren nahezu P_{C_S} , da $P_{C_S}^2 / U_{C_S}^2$ fast 100% beträgt. Deutlich wird, dass mit Ausnahme von $Re \approx 1,41 \cdot 10^5$ auch im kritischen Re -Bereich die zufälligen Abweichungen von Messreihe zu Messreihe nicht signifikant größer werden.

Eine weitere Auffälligkeit: Im kritischen Re -Bereich in Bild 3.18 tritt stets ein negativer C_A -Wert und in Bild 3.19 stets ein positiver C_S -Wert auf. Dies war in Voruntersuchungen bei Variation der Orientierungen des *+Teamgeist*-Balls nicht der Fall. Möglicherweise ist die Ursache eine geringfügige Schiefstellung des NACA-0015-Tragflügels zur Anströmung, welche anhand von Messungen der Taraluftkräfte eindeutig nachgewiesen werden konnte. Diese Schiefstellung könnte zu ballorientierungsunabhängigen Wirkrichtungen des Auftriebs und der Seitenkraft geführt haben.

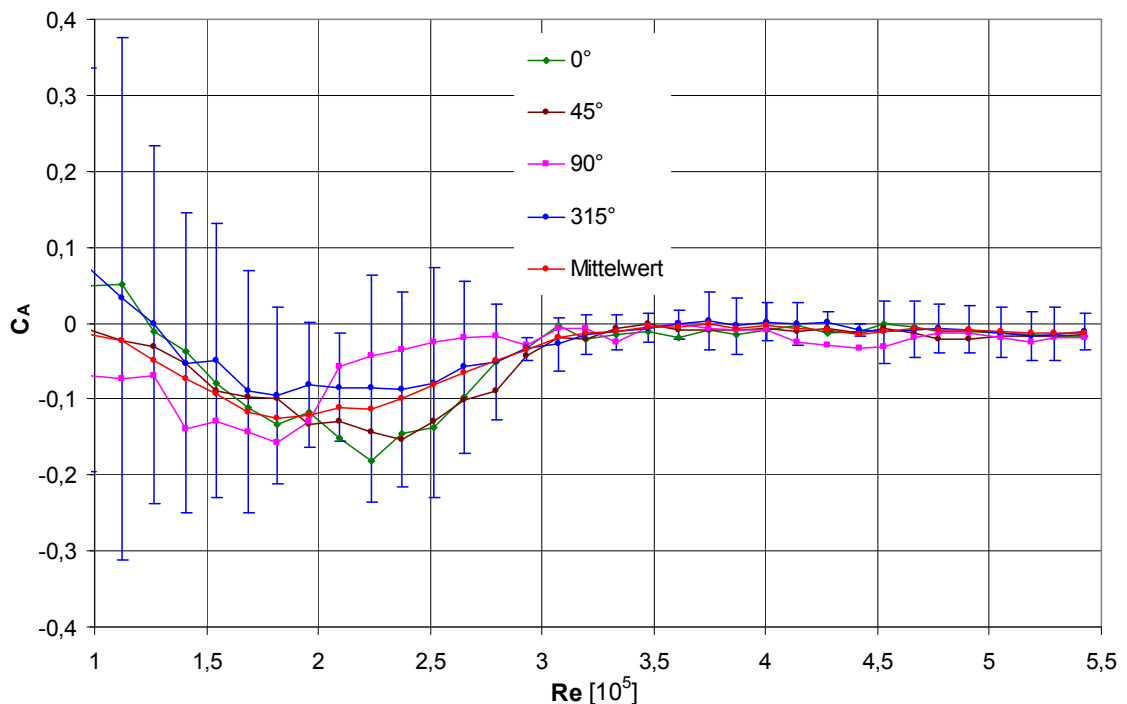


Bild 3.18: Ballorientierungsabhängige Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für den *+Teamgeist*-Ball mit Angabe von U_{C_A} der 315° -Ballorientierung

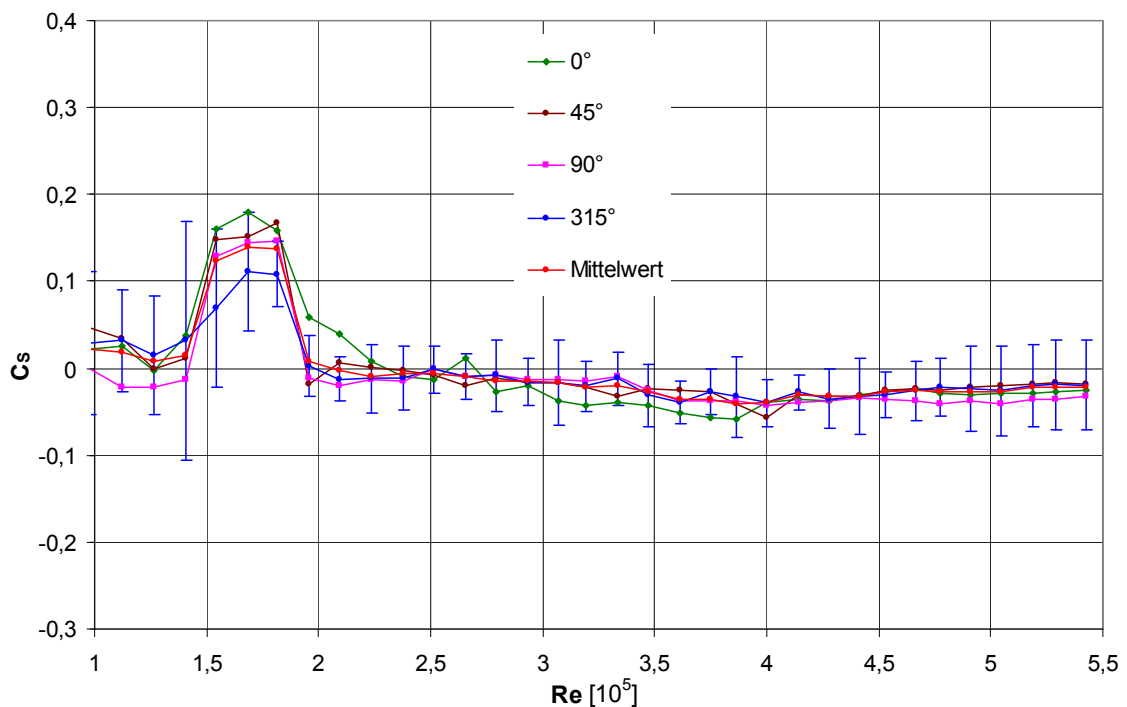


Bild 3.19: Ballorientierungsabhängige Seitenkraftbeiwerte C_s als Funktion von Re für den +*Teamgeist*-Ball mit Angabe von U_{C_s} der 315°-Ballorientierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zudem eine Vorstudie zum Einfluss von zusätzlichen Oberflächen-Texturen wie Dimples oder Noppen auf den Panels von +*Teamgeist*-Fußbällen auf die aerodynamischen Beiwerte durchgeführt. Die beobachteten Abweichungen zwischen den Widerstandsverläufen dieser Testbälle ließen sich nicht eindeutig auf den Einfluss der Oberflächen-Textur zurückführen. Grund dafür ist, dass die Abmessungen der Nähte diejenigen der Oberflächentextur bei weitem übersteigen. Somit haben unterschiedliche Ballorientierungen oder fertigungsbedingt unterschiedliche Nähte einen sehr viel größeren Einfluss auf das Messergebnis als Oberflächen-Texturen.

Bild 3.20, Bild 3.21 und Bild 3.22 zeigen Sichtbarmachungen der Umströmung des +*Teamgeist*-Fußballs mit Hilfe der in Abschnitt 2.6 beschriebenen Verfahren (Titan(IV)-chlorid-Verfahren und Seeding).

Die Anwendung des Titan(IV)-chlorid-Verfahrens war aufgrund der korrosiven und giftigen Eigenschaften des entstehenden Chlorwasserstoffs nur im Freien möglich. Die Anblasung erfolgte mit Hilfe eines hochturbulenten Freistrahwindkanals, dessen Geschwindigkeitsprofil zudem stark über den Querschnitt variierte. Das Versperrungsverhältnis φ lag bei $\varphi \approx 50\%$. Die Auftragung des Titan(IV)-chlorids auf die Balloberfläche wurde so homogen wie möglich vorgenommen. Die Ballaufhängung erfolgte aus dem Nachlauf heraus mit Hilfe des Haltetellers, welcher auf einem Stativ befestigt war.

Die Blitzlicht-Aufnahmen in Bild 3.20 zeigen das momentane Strömungsfeld bei verschiedenen Re -Zahlen von (a) $Re \approx 5 \cdot 10^4$, (b) $Re \approx 6,3 \cdot 10^4$ und (c) $Re \approx 1,2 \cdot 10^5$. Man erkennt in (a) und (b) eine unterkritische Strömungsablösung anhand der Ablösewinkel von $85^\circ < \theta_{lam} < 90^\circ$. In (c) ist bedingt durch den hohen Turbulenzgrad und durch das hohe Versperrungsverhältnis von $\varphi \approx 50\%$ bereits bei $Re \approx 1,2 \cdot 10^5$ eine überkritische Strömungsablösung anhand der Ablösewinkel von $105^\circ < \theta_{turb} < 110^\circ$ festzustellen. An den linken Bildrändern kann zudem jeweils eine deutliche Aufweitung des Nachlaufs beobachtet werden, die sich aufgrund des Geschwindigkeitsausgleichs am Freistrahlsrand einstellt. Die geringe Freistrahlsbreite wird in (c1) aufgrund des schmalen rauchfreien Bereichs zwischen dem Nachlaufgebiet und der Umgebung besonders deutlich.



Bild 3.20: Titan(IV)-chlorid-Visualisierungen der Umströmung des +*Teamgeist*-Fußballs bei: a) $Re \approx 5 \cdot 10^4 (\pm 1 \cdot 10^4)$; b) $Re \approx 6,3 \cdot 10^4 (\pm 1 \cdot 10^4)$; c) $Re \approx 1,2 \cdot 10^5 (\pm 1,5 \cdot 10^4)$

Visualisierungen der Fußballumströmung mit Hilfe der Seeding-Methode sind in Bild 3.21 und Bild 3.22 dargestellt. Die Nebel einleitung in das Stromfeld erfolgte durch radial gleichmäßig verteilte Wandenbohrungen in dem Halteteller $0,25D_{Fu}$ hinter dem Fußballheck in der Haltestange. Erkennbar ist, dass bei unterkritischen Re -Zahlen von (a) $Re = 7,5 \cdot 10^4$, (b) $Re = 1,2 \cdot 10^5$ und (c) $Re = 1,43 \cdot 10^5$ der aus den Wandenbohrungen austretende Nebel zum Ballheck gesaugt wird, so dass ein Rückströmgebiet

vorliegt. Der laminare Ablösepunkt liegt bei $\theta_{lam} \approx 85 \pm 3^\circ$ und damit etwas weiter stromab als bei der glatten Kugel, siehe Abschnitt 3.1.1. Bei Re -Zahlen von (d) $Re = 1,64 \cdot 10^5$ und (e) $Re = 1,78 \cdot 10^5$, welche am Beginn des kritischen Bereichs liegen, beträgt $\theta_{lam} \approx 85^\circ - 90^\circ$. In (f1) und (f2) deuten die unscharfen Konturen und die unscharfe Abgrenzung des Nachlaufs gegenüber der Außenströmung eine sehr große Instationarität des Ablösevorgangs bei $Re = 1,98 \cdot 10^5$ an. Tatsächlich „springen“ die Ablösepunkte auf Ballober- und Ballunterseite zwischen unterkritischem und überkritischem Zustand mit hoher Frequenz hin und her. Durch die mehrere Zyklen dieses Vorgangs überdauernde Belichtung ergeben sich unscharfe Bilder.

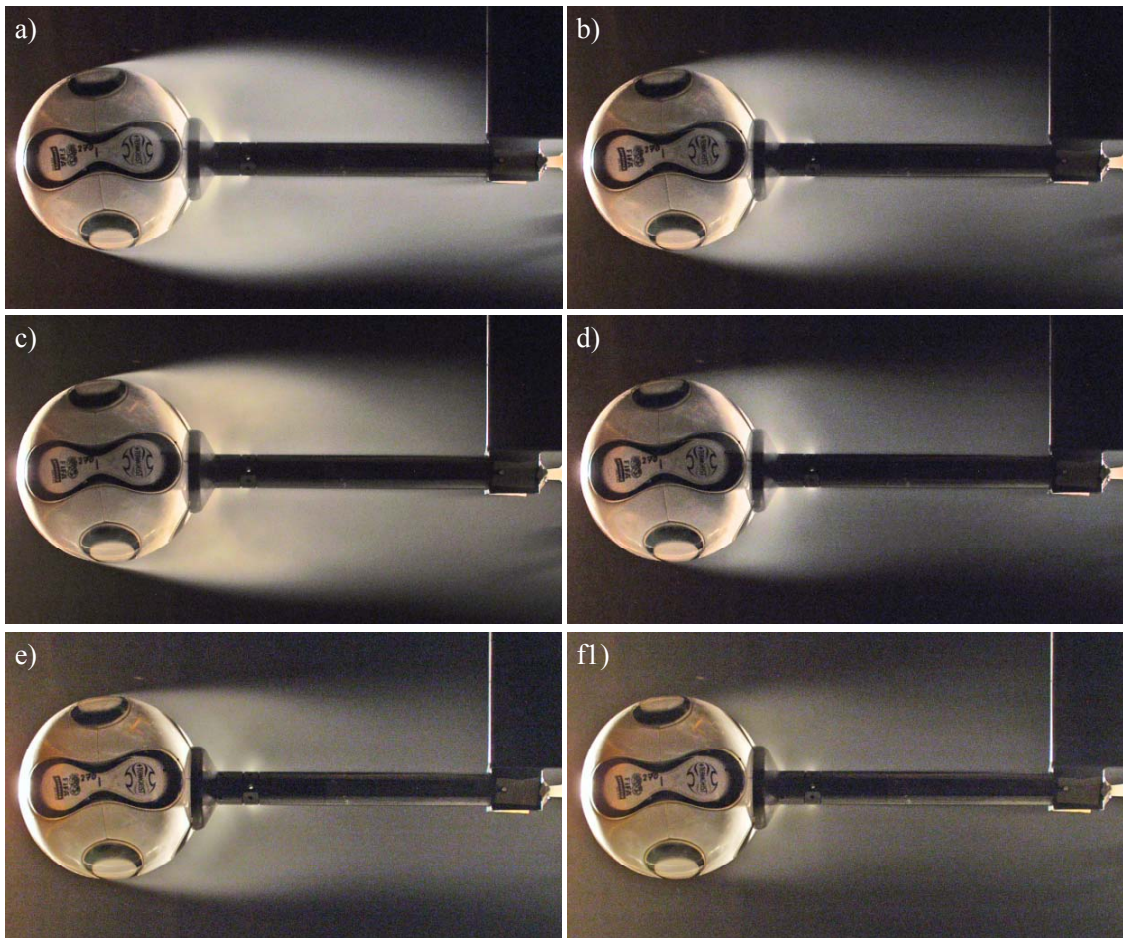


Bild 3.21: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des +*Teamgeist*-Fußballs bei:
 a) $Re = 7,5 \cdot 10^4$; b) $Re = 1,2 \cdot 10^5$; c) $Re = 1,43 \cdot 10^5$; d) $Re = 1,64 \cdot 10^5$;
 e) $Re = 1,78 \cdot 10^5$; f) $Re = 1,98 \cdot 10^5$

In (g2) erkennt man bei $Re = 2,59 \cdot 10^5$ eine asymmetrische Struktur des Nachlaufgebietes. Bei dieser Re -Zahl, die das Ende des kritischen Re -Bereichs markiert, verteilt sich der Nebel möglicherweise aufgrund von stark ausgeprägten Wirbelstrukturen nur sehr ungleichmäßig. Die Frequenz mit der sich die Wirbelorientierung ändert, ist sehr niedrig. Aus diesem Grund kann eine symmetrische Ausdehnung des Nachlaufs nur

erfasst werden kann, wenn wie in (g1) während einer solchen Änderung der Wirbelorientierung fotografiert wird.

In (h1) bis (h3) ist das überkritische Strömungsbild bei $Re = 3,77 \cdot 10^5$ dargestellt. Wiederum fällt die sehr ungleichmäßige Nebelverteilung in allen Bildern auf, die durch stark asymmetrische Wirbelstrukturen im Ballnachlauf erklärt werden kann. Das bevorzugt beobachtete Strömungsbild ist das in (h2). Es ist ein Indiz für zeitlich gemittelte Auftriebs- und Seitenkräfte ungleich null. Möglicherweise ist die stromab zu beobachtende Nachlaufaufweitung gemäß *Suryanarayana und Meier (1995)* wieder durch eine Vermischung der Wirbel im Ballnachlauf mit der Außenströmung zu erklären. In (h3) deutet die zwar schwache aber gleichmäßigere Nebelkonzentration darauf hin, dass der Nebel in seitliche Richtung hinter die Stange strömt und sich dort im Ablösegebiet verteilt. Auch dies ist ein Hinweis auf sehr asymmetrische Wirbelstrukturen im Ballnachlauf. Bestimmt man anhand von (h1) und (h2) die Ablösepunkte auf Ballober- und Ballunterseite, ergibt sich $\theta_{turb} \approx 110^\circ - 115^\circ$.

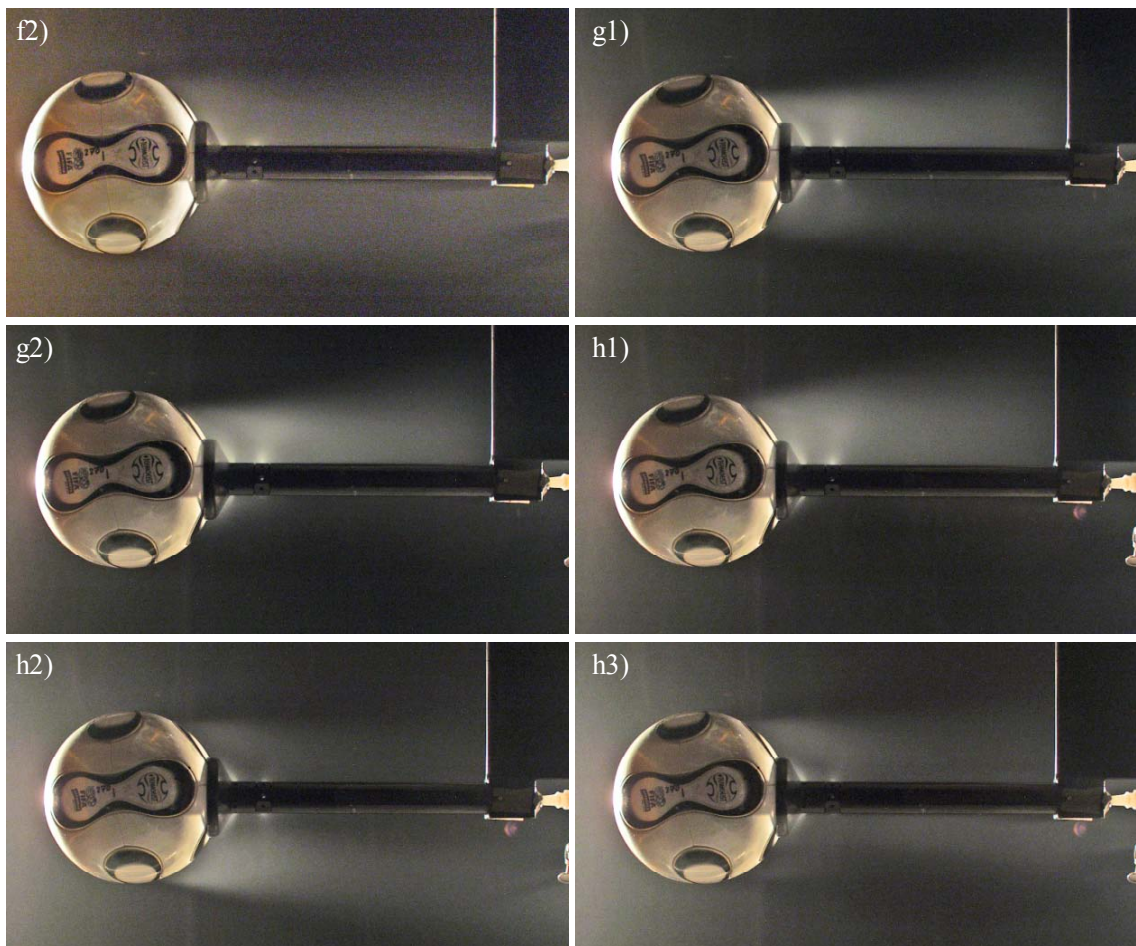


Bild 3.22: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des +*Teamgeist*-Fußballs bei:
f) $Re = 1,98 \cdot 10^5$; g) $Re = 2,59 \cdot 10^5$; h) $Re = 3,77 \cdot 10^5$

Insgesamt stimmen die aus den Seeding-Nebelaufnahmen bestimmten Ablösepunkte in Bild 3.21 und Bild 3.22 weitgehend mit denjenigen aus Bild 3.20 überein. Bei überkritischen Re -Zahlen ergeben sich jedoch auch Widersprüche. Diese können durch die unterschiedlichen Visualisierungs-Methoden und die sehr unterschiedliche Strömungsqualität der Windkanäle erklärt werden. Möglicherweise führt die sehr hohe Turbulenz in der Anströmung des Freistrahwindkanals dazu, dass die Grenzschicht in Bild 3.20 (c) bei $Re \approx 1,2 \cdot 10^5$ bereits sehr weit auf der Ballvorderseite umschlägt, wodurch sich ein sehr viel symmetrischeres Bild der Strömungsablösung ergibt. Ähnliches war auch bei der glatten Kugel zu beobachten, wenn die Transition der Grenzschicht mittels Stolperdraht (*Werlé, 1982*) erzwungen wurde.

Entsprechende Seeding-Nebelaufnahmen für die Bälle *Fevernova* und *Roteiro* sind in Kapitel 7 „Anhang“ in Bild 7.15 und Bild 7.16 dargestellt.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass Fußbälle über den gesamten kritischen Re -Bereich hinweg hohe Auftriebs- und Seitenkräfte erfahren, aber auch im überkritischen Re -Bereich permanente Auftriebs- und Seitenkräfte vorliegen. Die glattere Außenhaut des *+Teamgeist*-Balls bewirkt sowohl eine Verschiebung des kritischen Re -Bereichs zu höheren Re -Zahlen als auch C_A - und C_S -Maxima, die betragsmäßig dem Widerstandsbeiwert C_W gleich sind. Auch die Auftragungen von U_{C_W} , U_{C_A} , U_{C_S} , $P_{C_W}^2 / U_{C_W}^2$, $P_{C_A}^2 / U_{C_A}^2$ und $P_{C_S}^2 / U_{C_S}^2$ als Funktion von Re verdeutlichen die unterschiedlichen kritischen Re -Bereiche des *+Teamgeist*-Balls und der Bälle *Roteiro* und *Fevernova*.

Alles in allem ergeben sich damit einige Anhaltspunkte für die Schlussfolgerung von *Mehta (2007)*, dass mit dem *+Teamgeist* mehr Schüsse im kritischen Bereich stattfinden und dabei aufgrund der Proportionalität von C_A und C_S zu $|\vec{v}|^2$ höhere seitliche Kräfte auftreten. Möglicherweise führen diese bei dem *+Teamgeist*-Ball in Kombination mit überlagerten zeitlichen Schwankungen dieser seitlichen Kräfte zu einem verstärkten Auftreten unvorhersehbarer Flugkurven.

3.2 Rotierende Körper

In diesem Kapitel werden die Versuchsergebnisse der rotierenden Kugeln und Modellfußbälle diskutiert und im nichtrotierenden Fall mit den Messergebnissen aus Kapitel 3.1 verglichen. Das Hauptinteresse liegt auf der Analyse der dimensionslosen Kraftbeiwerte, d.h. des Widerstands-, des Magnuskraft- und des Auftriebs- bzw. Seitenkraftbeiwerts. Dazu wird auch die konstruktiv bedingte Beeinflussung der Umströmung durch die verwendeten Modellaufhängungen einer eingehenden Analyse unterzogen. Die gemäß Abschnitt 7.1 ermittelten Messunsicherheiten werden in die Betrachtungen miteingeschlossen. Wiederum werden die mit Hilfe von Visualisierungen erhaltenen Strömungsfelder diskutiert und in bezug auf die dimensionslosen Kraftbeiwerte interpretiert.

Kapitel 3.2 lässt sich weiterhin wie folgt unterteilen: In Abschnitt 3.2.1 werden Kraftmessungen und Visualisierungen an einer glatten Kugel bei Verwendung der Modellaufhängung aus Abschnitt 2.4.2 diskutiert. Entsprechende Ergebnisse des 14-Panel-Modells werden in Abschnitt 3.2.2 ausgewertet. Beide Abschnitte tragen den Zusatz „mit Welle“.

Im Gegensatz dazu steht der Zusatz „mit Spalt“ für Messergebnisse bei Verwendung der Modellaufhängung aus Abschnitt 2.4.3. In Abschnitt 3.2.3 wird die glatte Kugel „mit Spalt“ behandelt. In Abschnitt 3.2.4 werden die Ergebnisse des texturierten 14-Panel-Modells „mit Spalt“ diskutiert.

3.2.1 Glatte Kugel (mit Welle)

Bild 3.23 zeigt die vorliegenden Ergebnisse des Widerstandsverhaltens der glatten Kugel mit Welle als Funktion der Reynolds-Zahl Re im Vergleich zu den Ergebnissen der glatten Kugel aus Abschnitt 3.1.1. Die Bezeichnungen „KuWe a“ und „KuWe b“ werden aufgrund des unterschiedlichen Seitenkraftverhaltens, das in Bild 3.24 dargestellt ist, eingeführt.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_w , C_A und C_S wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.2 „Anordnung für die glatte Kugel und das 14-Panel-Modell bei äußerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von drei Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden aus dem Mittelwert von vier Messreihen ermittelt.

Die in Bild 3.23 exemplarisch in „KuWe a“ eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_w entsprechen den erweiterten Unsicherheiten $U_{\overline{Re}}$ und $U_{\overline{C_w}}$ für ein Vertrauensniveau von 95%.

Im unterkritischen Re-Bereich liegen die C_W -Beiwerte der glatten Kugel mit Welle ($C_{W_{KuWe}} \approx 0,60-0,63$) deutlich oberhalb von denjenigen der rückwärtig gehaltenen glatten Kugel ($C_{W_{Ku}} \approx 0,46$). Im kritischen Re-Zahl-Bereich $3,4 \cdot 10^5 < Re < 4,2 \cdot 10^5$ erfolgt ein Abfall des Widerstandsbeiwerts auf $C_{W_{KuWe}} \approx 0,4$ bei gleichzeitig steigenden Werten von $U_{\frac{C_W}{C_W}}$. Verglichen mit der rückwärtig gehaltenen Kugel ist der kritische Re-Zahl-Bereich der glatten Kugel mit Welle um $\Delta Re \approx 5 \cdot 10^4$ zu geringeren Re-Zahlen verschoben. Der überkritische C_W -Wert der glatten Kugel mit Welle von $C_{W_{KuWe}} \approx 0,4$ beträgt das sechs- bis siebenfache des C_W -Werts der rückwärtig gehaltenen Kugel.

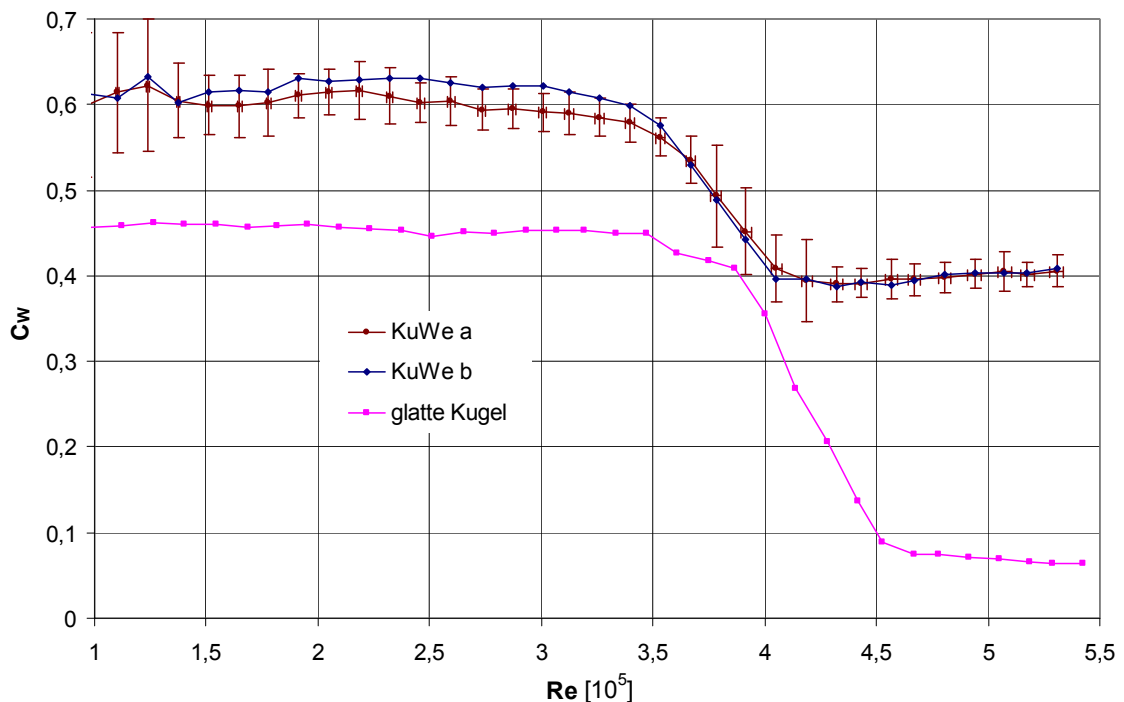


Bild 3.23: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von Re für die glatte Kugel mit Welle und für die glatte Kugel aus Abschnitt 3.1

Bild 3.24 zeigt die Auftragung von C_S als Funktion von Re . Man erkennt einen rasanten Anstieg des Seitenkraftbeiwerts C_S mit steigender Re-Zahl ab $Re \approx 1,1 \cdot 10^5$. Die Seitenkraft kann entweder positive oder negative Werte annehmen, wobei sich die Wirkrichtung rein zufällig einstellt. Die quantitativ unterschiedlichen Verläufe mit Maximalwerten in „KuWe a“ von $C_{S_{KuWe}} \approx 0,5$ und in „KuWe b“ von $C_{S_{KuWe}} \approx -0,36$ wie auch die unterschiedlichen Re-Zahlen, bei denen die C_S -Abnahme auf Werte nahe null erfolgt, zeigen keine Symmetrie. In „KuWe a“ beträgt die Re-Zahl, bei der die C_S -Abnahme eintritt, $Re_{KuWe} \approx 3,55 \cdot 10^5$, während in „KuWe b“ $Re_{KuWe} \approx 3,25 \cdot 10^5$ ist. Diese Re-Zahlen entsprechen dem ungefähren Beginn des kritischen Bereichs, siehe Bild 3.23. Die in Bild 3.24 in „KuWe a“ eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_S entsprechen den erweiterten Unsicherheiten $U_{\frac{Re}{Re}}$ und $U_{\frac{C_S}{C_S}}$ für ein Vertrauensniveau von

95%. Sie verdeutlichen, dass auch bei der Kugel mit Welle im kritischen Re-Bereich hohe Fluktuationen der Seitenkraft auftreten. Im überkritischen Re-Bereich beträgt ab $Re \approx 4,2 \cdot 10^5$ $C_{S_{KuWe}} \approx 0$.

Bild 3.25 zeigt die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re . Der Auftriebsbeiwert C_A beträgt im gesamten Re-Bereich annähernd null. Die in Bild 3.25 exemplarisch in der Messreihe „KuWe a“ eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_A entsprechen den erweiterten Unsicherheiten $U_{\overline{Re}}$ und $U_{\overline{C_A}}$ für ein Vertrauensniveau von 95%. Die hohen Werte von $U_{\overline{C_A}}$ bei niedrigen Re-Zahlen gehen auf die in diesem Bereich geringen Auftriebskräfte zurück, welche bereits bei kleinen ΔF_A zu hohen Werten von $P_{\overline{C_A}}$ führen. Im kritischen Re-Bereich ist im Gegensatz zu $U_{\overline{C_w}}$ und $U_{\overline{C_s}}$ kein nennenswerter Anstieg von $U_{\overline{C_A}}$ festzustellen.

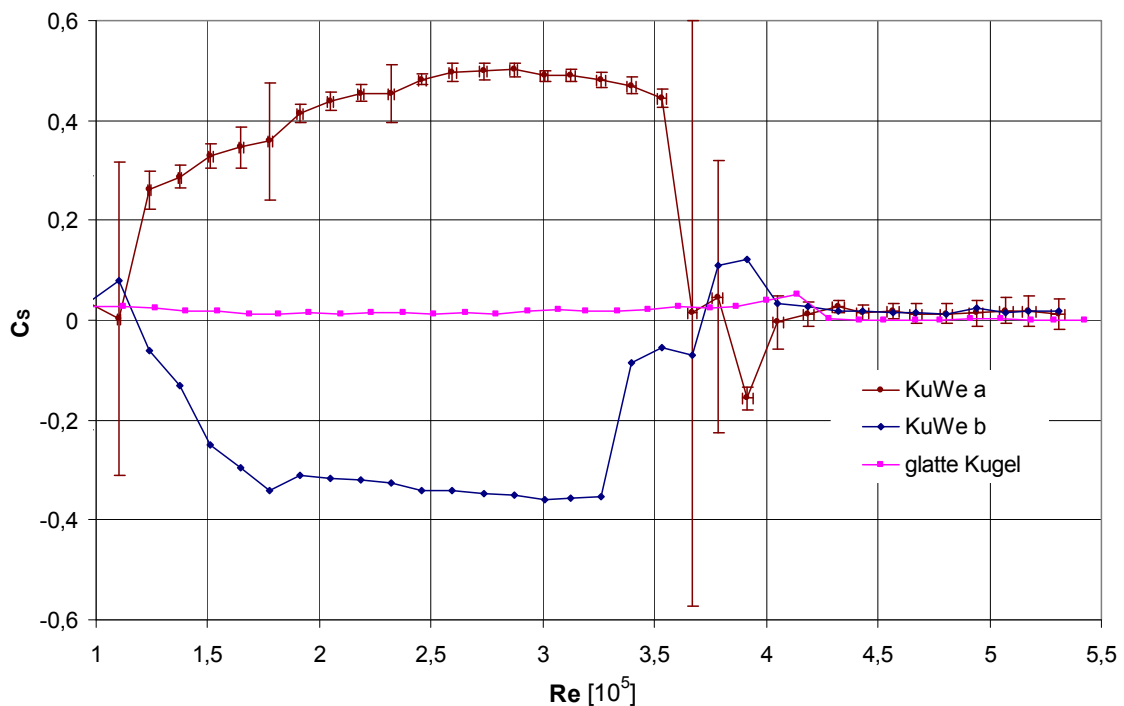


Bild 3.24: Seitenkraftbeiwerte C_s als Funktion von Re für die glatte Kugel mit Welle und für die glatte Kugel aus Abschnitt 3.1

Strömungsvisualisierungen mit Hilfe der Ölfilmtechnik (siehe Abschnitt 2.6.4) bei einer Re-Zahl von $Re = 3,4 \cdot 10^5$, die in etwa das Ende des unterkritischen Bereichs markiert, sind in Bild 3.26 dargestellt. In (a) ist zu erkennen, dass die von dem Tragflügel verdeckte Welle eine vorzeitige Strömungsablösung rund um die Kugelpole verursacht und damit einen Beitrag zu den gegenüber einer rückwärtig gehaltenen Kugel höheren unterkritischen C_w -Werten in Bild 3.23 liefert.

In Bild 3.26 (b) zeigt sich die Ablöselinie bereits kurz hinter dem Dickenmaximum. Aufgrund der Schwerkraft und nicht vorhandener Schubspannungen fließt das Öl entlang der Ablöselinie zum unteren Kugelpol.

Betrachtet man das Kugelheck in Bild 3.26 (c1) und (d), entsteht der Eindruck, dass das Öl links- und rechtsseitig in einer Öllache mündet, aus der hin und wieder Öltropfen herausgerissen werden. Bei diesen Öllachen scheint es sich um ablösende Wirbel zu handeln. Tatsächlich ist es aber so, dass, wenn wie in (c1) eine positive Seitenkraft (F_s+) gemessen wird, nur auf der rechten Kugelheckseite das Öl aufwärts fließt und nur dort ein gegen den Uhrzeigersinn drehender Wirbel ablöst. Die Ablöselinie nimmt ihre maximal stromab gelegene Position ein, während sie auf der linken Seite um wenige Grad ($\Delta\theta_s \approx 5^\circ$) von der maximal stromab gelegenen Position zurückweicht. Zusätzlich deutet auf der linken Kugelheckseite hinab strömendes Öl an, dass mit dem Verschwinden eines dort zuvor vorhandenen Wirbels auch die Schubspannung entfällt.

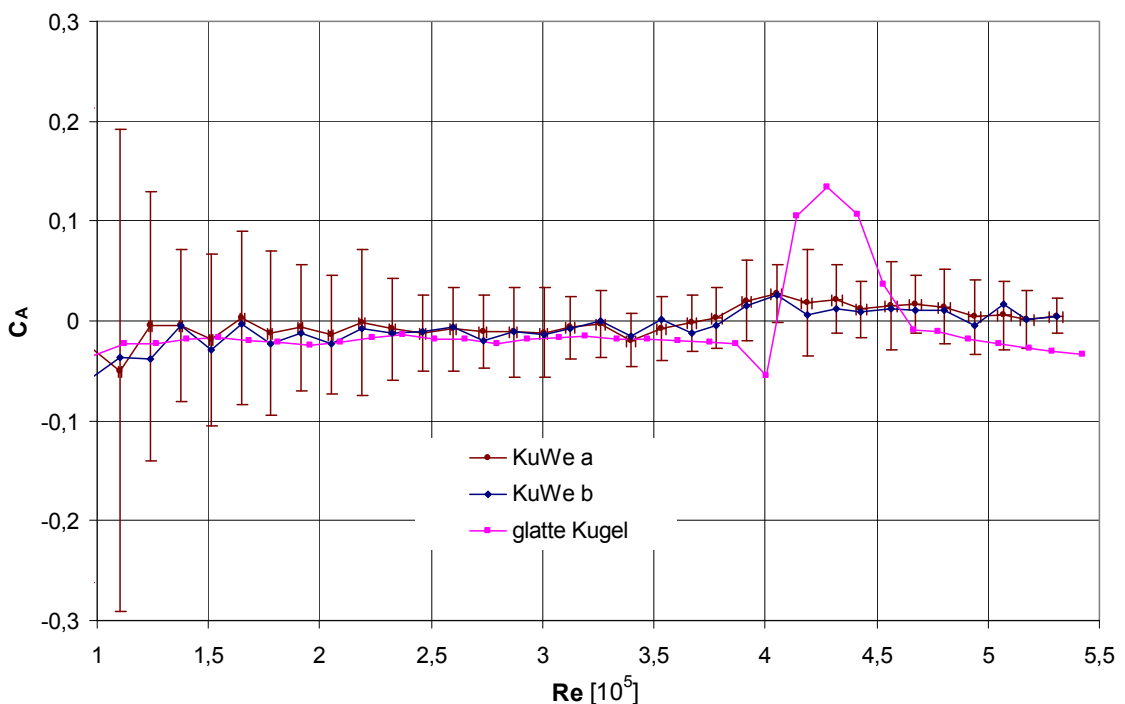


Bild 3.25: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für die glatte Kugel mit Welle und für die glatte Kugel aus Abschnitt 3.1

Bild 3.26 (d) stellt quasi die Umkehrung von Bild 3.26 (c1) dar: Ein im Uhrzeigersinn drehender Wirbel befindet sich auf der linken Kugelheckseite, wo das Öl aufwärts strömt, während es rechts abwärts fließt. Die Ablöselinie ist links um wenige Grad ($\Delta\theta_s \approx 5^\circ$) weiter stromab verschoben als rechts. Das Hinabfließen des Öls auf jeweils einer Kugelheckseite in (c1) und (d) kann durch häufige Wechsel der Seitenkraftwirkrichtung erklärt werden, welche offensichtlich auf den Ölanstrich der Kugelvorderseite zurückzuführen sind. Wird dagegen wie in Bild 3.26 (c2) auch das Kugelheck mit Öl bestrichen, lässt sich deutlich erkennen, dass nur auf einer Seite ein

Wirbel vorhanden ist. Dieser ruft eine konstant in eine Richtung wirkende Seitenkraft hervor, wie sie anhand von C_S als Funktion von Re in Bild 3.24 zu erwarten ist.

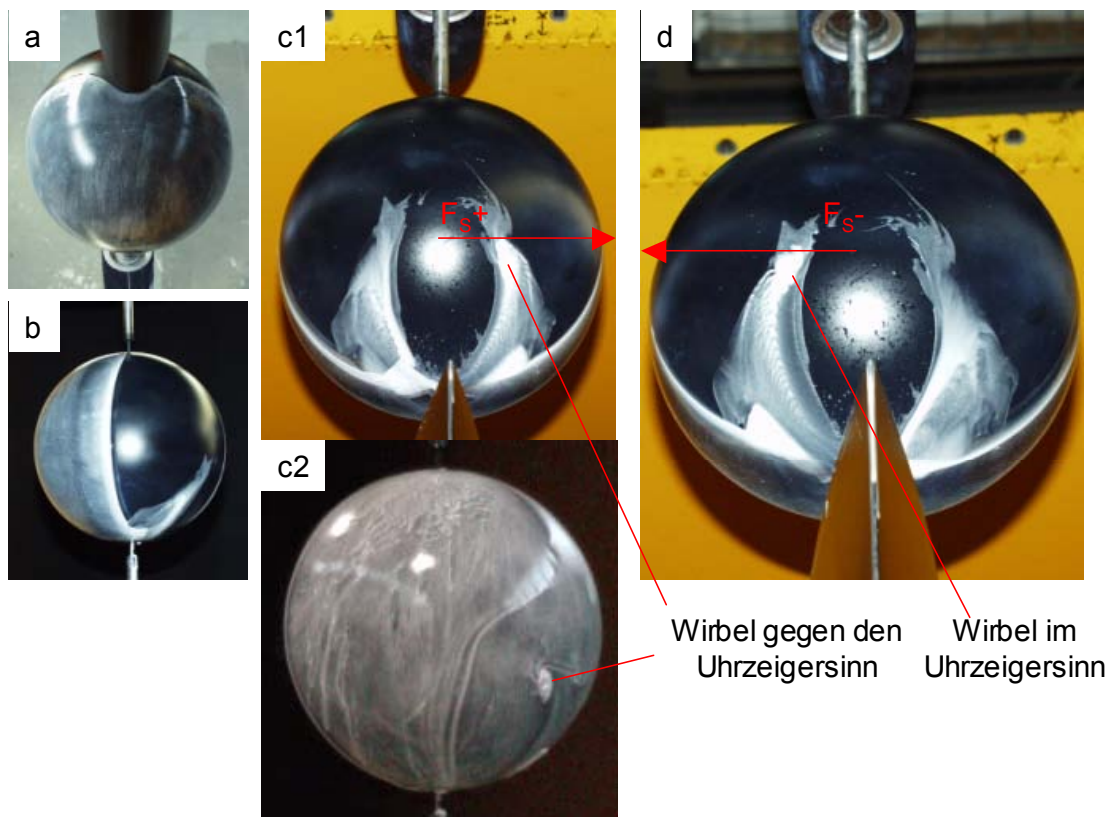


Bild 3.26: Strömungsvisualisierungen mit Hilfe der Ölfilmtechnik bei $Re = 3,4 \cdot 10^5$:
 a) Ablöselinie am Kugelpol; b) Ablöselinie in der Seitenansicht; c1) Ablöselinie, Heckwirbel und positive Seitenkraft $F_S +$; c2) Heckwirbel; d) Ablöselinie, Heckwirbel und negative Seitenkraft $F_S -$

Bild 3.27 zeigt Ölfilmvisualisierungen bei $Re = 4,94 \cdot 10^5$. In (a) ist die Ablöselinie in der Seitenansicht dargestellt. Diese liegt auch im überkritischen Bereich kurz hinter dem Dickenmaximum. Entlang der Ablöselinie fließt das Öl hinab und sammelt sich am unteren Kugelpol.

In Bild 3.27 (b) sind zwei Wirbel mit entgegengesetzten Drehsinnen zu erkennen, die aus der Öllache am unteren Kugelpol gespeist werden. Die Ablöselinien auf der linken und rechten Seite befinden sich an der gleichen polaren Position θ .

Aus Bild 3.27 (c) geht hervor, dass insgesamt vier symmetrisch am Kugelheck angeordnete Wirbel von der Kugel ablösen. Benachbarte Wirbel haben jeweils entgegengesetzte Drehsinne. Die Symmetrie der Ablöselinien und der Wirbel erklärt, warum im überkritischen Re -Bereich keine Seitenkräfte mehr vorliegen. Der überkritische C_W -Wert von $C_{W_{Kulve}} \approx 0,4$ resultiert aus der gleichen polaren Position beider Ablöselinien kurz hinter dem Dickenmaximum. Damit erfolgt gegenüber dem unterkritischen Re -Bereich ein größerer Druckrückgewinn am Kugelheck.

Insgesamt machen die Verläufe der Kraftbeiwerte als Funktion der Re-Zahl in Bild 3.23 bis Bild 3.25 sowie die Ölfilmvisualisierungen in Bild 3.26 und Bild 3.27 deutlich, dass ein beträchtlicher Einfluss der Antriebswelle auf die Kugelumströmung besteht.

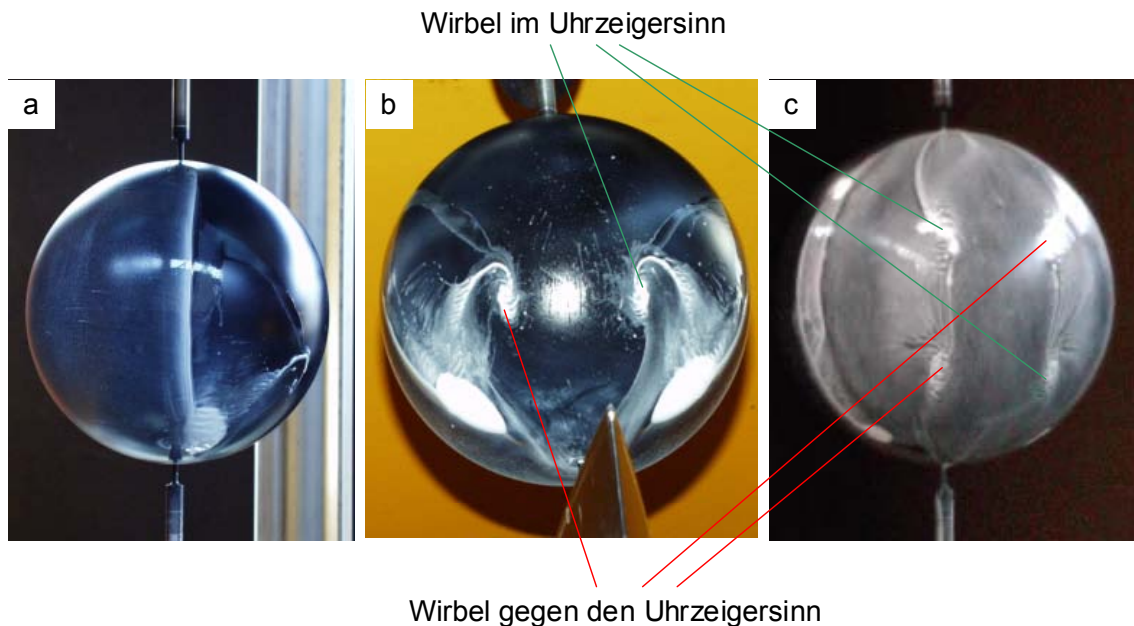


Bild 3.27: Strömungsvisualisierungen mit Hilfe der Ölfilmtechnik bei $Re = 4,94 \cdot 10^5$:
a) Ablöselinie in der Seitenansicht; b) Ablöselinie und Heckwirbel; c) Heckwirbel

Aufgrund der aufhängerbedingt sehr hohen C_W -Werte und dem Auftreten von C_S -Werten in der Größenordnung der C_W -Werte im unterkritischen Re-Bereich sind Auswirkungen auf den rotierenden Fall zu erwarten. Diese äußern sich darin, dass in Abhängigkeit der Wirkrichtung der Seitenkraft bei $SP = 0$ bei ein und derselben Re-Zahl bis zu drei verschiedene C_W -SP- und C_M -SP-Kurvenverläufe auftreten. Voruntersuchungen zeigten zudem das Auftreten von Hysterese-Erscheinungen: Je nachdem, ob man sich von niedrigeren oder höheren Drehzahlen einem bestimmten Spinparameter nähert, kann die Magnuskraft entweder positive oder negative Werte annehmen. Die nachfolgenden Untersuchungen beschränken sich deshalb auf den Fall ansteigender Drehzahlen.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_M wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.2 „Anordnung für die glatte Kugel und das 14-Panel-Modell bei äußerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von drei bis sechs Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden aus dem Mittelwert von vier Messreihen ermittelt.

Bild 3.28 zeigt die Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP in einem Reynolds-Zahl-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,24 \cdot 10^5$.

Bei $Re = 0,68 \cdot 10^5$ nimmt C_M von $C_M = 0$ auf $C_M = 0,4$ zu, da die laminare Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite mit steigendem Spinparameter weiter am Kugelheck ablöst. In dem Bereich $0,6 < SP < 0,9$ verschiebt sich auch die Ablösestelle auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite zwischenzeitlich zum Kugelheck. Dadurch wird die Druckdifferenz zwischen beiden Seiten und damit C_M geringer. Ab $SP \approx 0,9$ erfolgt eine erneute Zunahme des Magnuskraftbeiwerts. Ab $SP \approx 1,6$ stellt sich dann ein in etwa konstanter Wert von $C_M \approx 0,5$ ein. Dieser Kurvenverlauf deutet auf eine kontinuierliche Verschiebung der Ablösestelle auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Kugelheck hin, sobald der Spinparameter steigt. Dies gilt so lang, bis für $SP > 1,6$ keine weitere Änderung der Ablösestellen mehr eintritt.

Bei höheren Re-Zahlen ergeben sich in Abhängigkeit der Seitenkraft-Wirkrichtung bei $SP = 0$ unterschiedliche Kurvenverläufe.

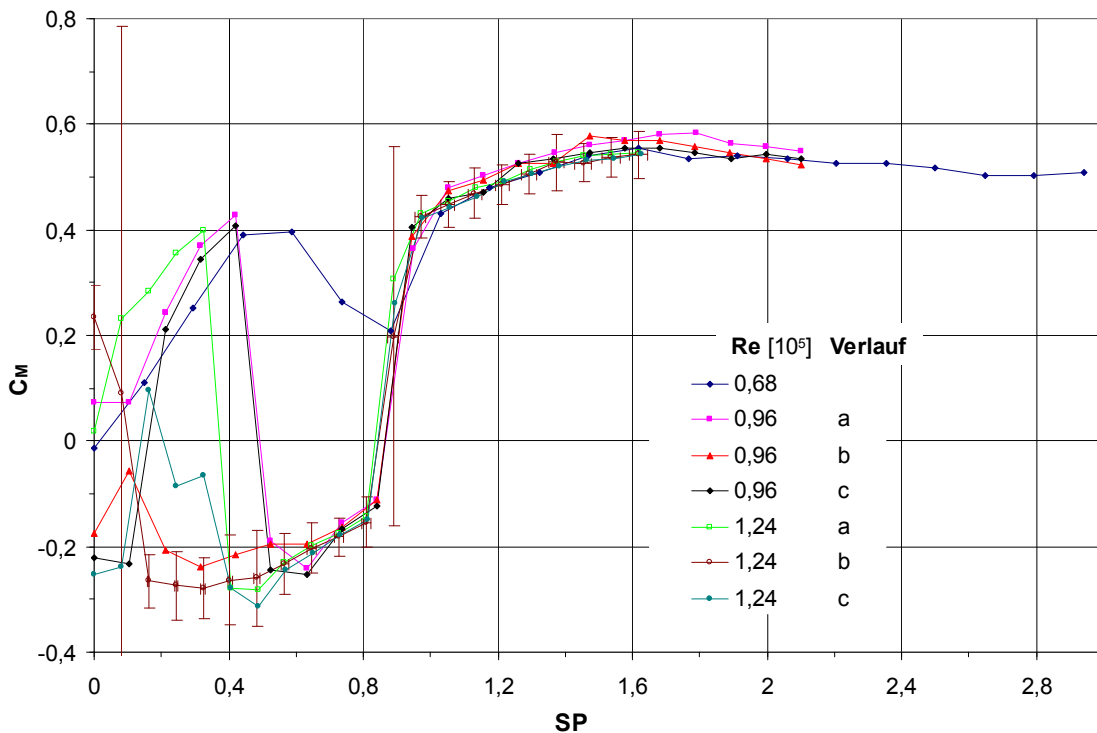


Bild 3.28: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,24 \cdot 10^5$

Bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$ und bei $Re = 1,24 \cdot 10^5$ ergeben sich gleich drei mögliche Kurvenverläufe „a“, „b“ und „c“, die für $SP < 0,5$ große Unterschiede aufweisen: Ausgehend von $SP = 0$ und $C_M > 0$ kann C_M zunächst linear mit SP ansteigen, bevor bei $SP \approx 0,4$ ein Sprung zu einer negativen Magnuskraft auftritt. Dieser Sprung lässt sich durch eine ruckartige Verschiebung der Ablösestelle auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite infolge eines laminar-turbulenten Grenzschicht-

umschlags erklären, siehe dazu auch Abschnitt 1.2.9 „Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen“.

Der Umschlag zu einer negativen Magnuskraft kann auch unmittelbar mit dem Einsetzen der Rotation auftreten („ $Re = 1,24 \cdot 10^5$ b“). Genauso kann ausgehend von $C_M < 0$ und $SP = 0$ ein Anstieg zu einer positiven Magnuskraft erfolgen („ $Re = 0,96 \cdot 10^5$ c“). Möglich ist aber auch ein C_M -SP-Verlauf, der nahezu unabhängig von SP zunächst eine negative Magnuskraft aufweist („ $Re = 0,96 \cdot 10^5$ b“). „ $Re = 1,24 \cdot 10^5$ c“ ist aus drei Messreihen gemittelt, in denen entweder kein Umschlag zu einer positiven Magnuskraft oder ein Umschlag bei $SP = 0,16$ stattfindet. Im letzteren Fall findet der Sprung zurück zu einer negativen Magnuskraft variabel zwischen $SP = 0,24$ und $SP = 0,41$ statt.

Ab $SP \approx 0,5$ überdecken sich bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$ und $Re = 1,24 \cdot 10^5$ quasi alle Kurvenverläufe. Dies gilt auch für den Bereich $0,8 < SP < 0,95$, in dem ein erneuter ruckartiger Wechsel zu einem positiven Magnuseffekt erfolgt, da die Grenzschicht auch auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent wird. Mit weiter steigendem Spinparameter fallen die C_M -SP-Kurven dann mit der Kurve bei $Re = 0,68 \cdot 10^5$ zusammen und C_M wird unabhängig von SP .

In „ $Re = 1,24 \cdot 10^5$ b“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_M} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. U_{Re} nimmt im Vergleich zu den Messungen ohne Rotation fast unveränderte Werte an. U_{C_M} verfügt typischerweise über große Werte in den Umschlagbereichen von einer positiven zu einer negativen Magnuskraft oder umgekehrt. Die Ursache dafür liegt in $P_{C_M}^2 / U_{C_M}^2$ begründet, das fast 100% beträgt. Physikalisch bedeutet dies, dass bei den entsprechenden Spinparametern entweder eine positive oder eine negative Magnuskraft vorliegen kann.

Bild 3.29 zeigt die Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,24 \cdot 10^5$.

Ausgehend von $C_W \approx 0,6$ bei $SP = 0$ erfolgt ein Anstieg des Widerstandsbeiwerts immer dann, wenn gleichzeitig auch ein Magnuskraftbeiwert $C_M > 0$ vorliegt, der mit SP weiter ansteigt (siehe Bild 3.28). Die Arbeit zur Entstehung der positiven Magnuskraft geht somit zu Lasten des Widerstands. Die Ursache dafür liegt vor allem in den Veränderungen der Druckverteilung in Polnähe, siehe Abschnitt 1.2.9: Der mit wachsendem Spinparameter sinkende Basisdruck führt zu einem Anwachsen von C_W , während die größer werdende Saugspitze auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite und der zunehmende Druck am Dickenmaximum auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite einen Anstieg von C_M bedingen. Erfolgt ein Sprung von positivem C_M zu negativem C_M reduziert sich C_W dagegen schlagartig.

Dies ist einleuchtend, da die Grenzschicht auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent wird und weiter am Kugelheck ablöst. Dadurch entsteht eine Widerstandsreduktion. Der Unterdruck auf der entgegen der Strömungsrichtung

rotierenden Seite wird größer, so dass sich die Richtung der Magnuskraft umkehrt. In SP-Bereichen, in denen $C_M < 0$ vorliegt, das mit steigendem SP-Wert zunimmt (gegen null strebt), verringert sich C_W weiter. Ursache dafür ist möglicherweise die Zunahme des Unterdrucks im Bereich des Dickenmaximums auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite. Gleichzeitig kommt es zu einem Ansteigen des Basisdrucks, da die Grenzschichtablösung weiter am Kugelheck erfolgt. Dies führt zu einer weiteren Widerstandsreduktion aufgrund des geringeren Druckwiderstands. Aber auch die Druckdifferenz zwischen den beiden Kugelseiten vermindert sich, wodurch die negative Magnuskraft geringer wird. Folglich wird das Widerstandsminimum jeweils bei dem SP-Wert erreicht, bei dem der erneute Umschlag zu einer positiven Magnuskraft stattfindet. Dies ist für $0,8 < SP < 0,95$ der Fall, in einem Bereich also, in dem auch C_M minimal wird. Nach dem Umschlag zu einer positiven Magnuskraft ist die Grenzschicht auf beiden Seiten turbulent und löst auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder weiter stromab von der Kugel ab. Auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite wandert der Ablösepunkt jedoch mit steigendem Spinparameter wieder in Richtung Dickenmaximum zurück, so dass der Basisdruck geringer wird und damit C_W steigt, während gleichzeitig die Druckdifferenz der beiden Kugelseiten und damit C_M zunimmt. Für $SP > 1,6$ pendelt sich C_W auf einen Wert von $C_W \approx 0,7$ ein, da auch C_M konstant bleibt. Hier überdecken sich quasi alle C_W -SP-Kurven.

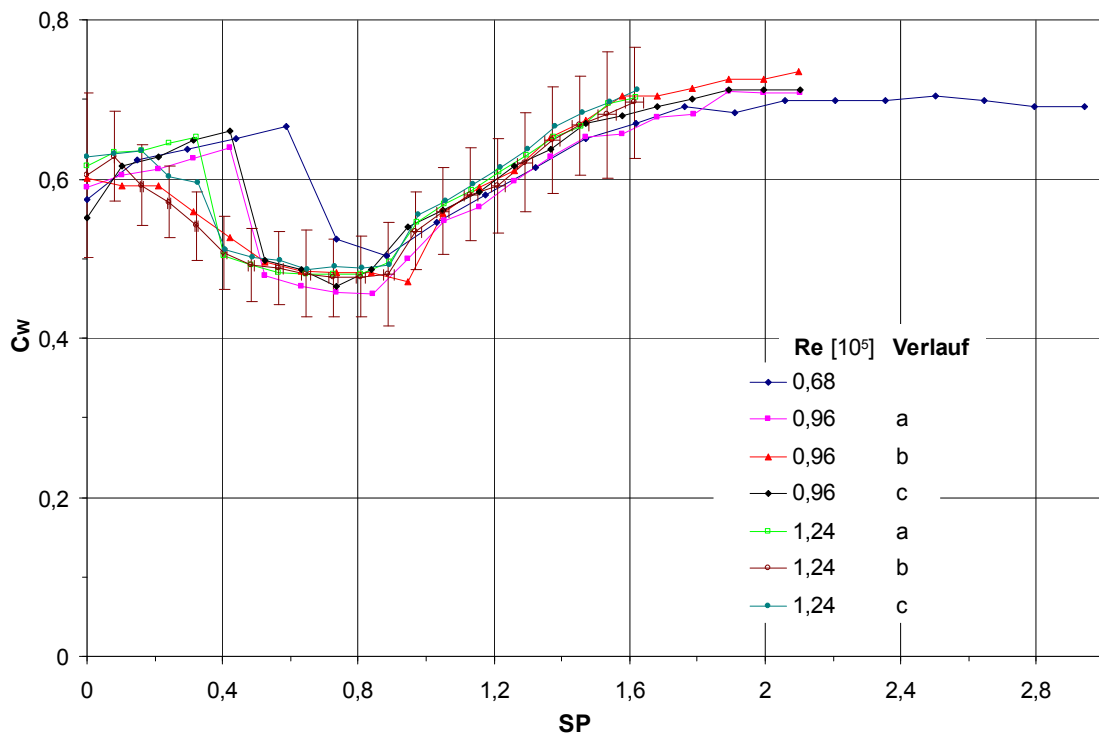


Bild 3.29: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,24 \cdot 10^5$

In der Messkurve „ $Re = 1,24 \cdot 10^5$ b“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_w} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. U_{C_w} beträgt mit Ausnahme von dem SP-Bereich $0,16 < SP < 0,31$ in „ $Re = 1,24 \cdot 10^5$ c“ annähernd konstant $U_{C_w} \approx 0,05$.

Bild 3.30 zeigt die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,24 \cdot 10^5$. Man erkennt, dass bei allen Re-Zahlen $C_A \approx 0$ ist. Der hohe Wert von U_{C_A} in der Messkurve „ $Re = 1,24 \cdot 10^5$ b“ resultiert hauptsächlich aus $P_{C_A}^2 / U_{C_A}^2$.

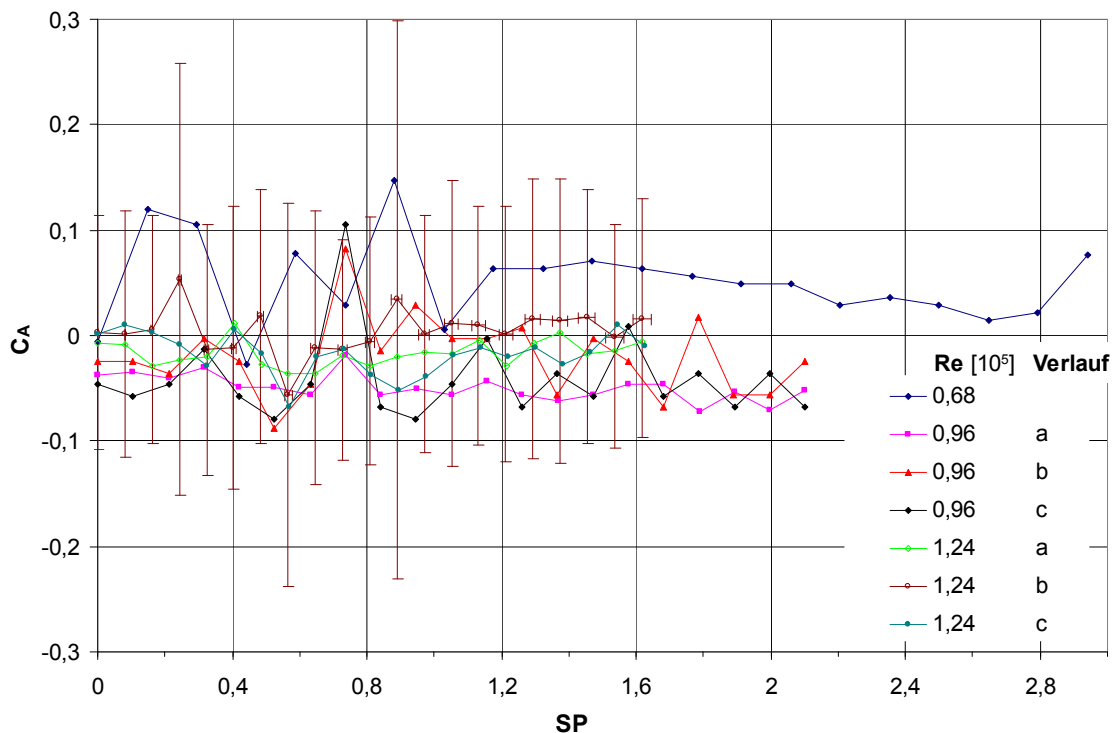


Bild 3.30: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,24 \cdot 10^5$

Ein detaillierter Vergleich zwischen dem Re-Bereich $0,7 \cdot 10^5 < Re < 1,55 \cdot 10^5$ und den Ergebnissen von *Tanaka et al. (1990)* wurde von *Kray und Frank (2006)* durchgeführt.

Die Aussagen zu den Magnuskraftbeiwerten C_M , den Widerstandsbeiwerten C_w und den Auftriebsbeiwerten C_A in dem Re-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,24 \cdot 10^5$ lassen sich fast vollständig auf den Re-Bereich $1,51 \cdot 10^5 < Re < 2,05 \cdot 10^5$ übertragen.

Bild 3.31 zeigt die Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP in diesem Bereich. Bei $SP = 0$ und für $C_M > 0$ bleibt die Magnuskraft mit steigendem Spinparameter zunächst positiv, bis für $0,2 < SP < 0,3$ der Umschlag zu einer negativen Magnuskraft erfolgt. Je höher die Re-Zahl, desto geringer der Spinparameter bei dem der Umschlag

eintritt. Eine Ausnahme von diesem Trend bildet nur „ $Re = 1,51 \cdot 10^5$ c“. Für $C_M < 0$ bei $SP = 0$ bleibt die Magnuskraft mit steigendem Spinparameter hingegen negativ. Ab $SP = 0,4$ liegen quasi alle Kurvenverläufe übereinander. Zwischen $SP = 0,8$ und $SP = 0,95$ erfolgt das Rückspringen zu einer positiven Magnuskraft. Mit weiter steigendem Spinparameter wächst C_M und geht gegen einen konstanten Wert von $C_M \approx 0,5$. In „ $Re = 1,78 \cdot 10^5$ a“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten $U_{\overline{SP}}$ und $U_{\overline{C_M}}$ für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. Typisch sind die großen Werte von $U_{\overline{C_M}}$ im Umschlagbereich von einer negativen zu einer positiven Magnuskraft.

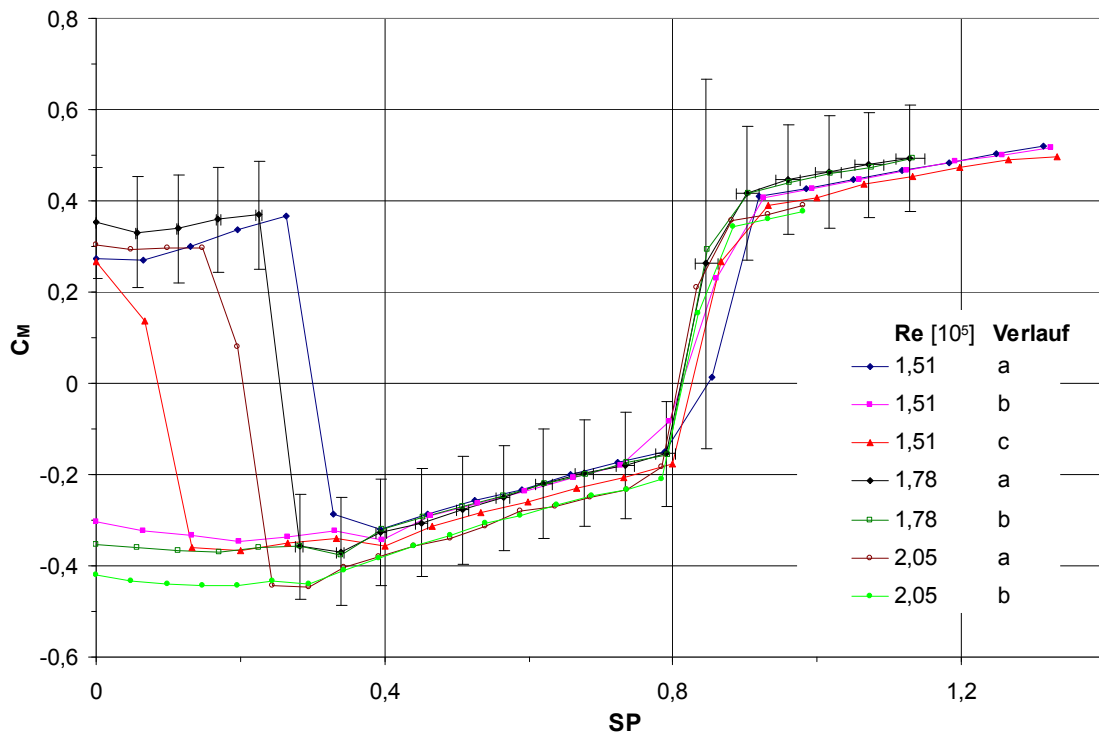


Bild 3.31: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $1,51 \cdot 10^5 < Re < 2,05 \cdot 10^5$

Bild 3.32 zeigt die Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $1,51 \cdot 10^5 < Re < 2,05 \cdot 10^5$. Ausgehend von $SP = 0$ und $C_W \approx 0,6$ erfolgt ein Anstieg des Widerstandsbeiwerts, wenn gleichzeitig auch ein Magnuskraftbeiwert $C_M > 0$ vorliegt, der mit SP weiter ansteigt. Erfolgt ein Sprung von positivem C_M zu negativem C_M , reduziert sich auch C_W schlagartig. In SP -Bereichen, in denen $C_M < 0$ vorliegt, das mit steigendem SP -Wert zunimmt und gegen null strebt, verringert sich C_W weiter. Das Widerstandsminimum $C_{W_{\min}}$ wird jeweils bei dem Spinparameter erreicht, bei dem C_M minimal wird. Dies ist bei $SP \approx 0,8$ der Fall. Nach dem Umschlag zu einer positiven Magnuskraft steigt C_W kontinuierlich mit SP an. Alle C_W - SP -Kurven liegen für $SP > 0,4$ innerhalb eines Streubereichs von $\Delta C_W \approx 0,03 - 0,04$.

In „ $Re = 1,78 \cdot 10^5$ a“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_w} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. U_{C_w} beträgt bei allen Re-Zahlen $U_{C_w} \approx 0,02 - 0,05$.

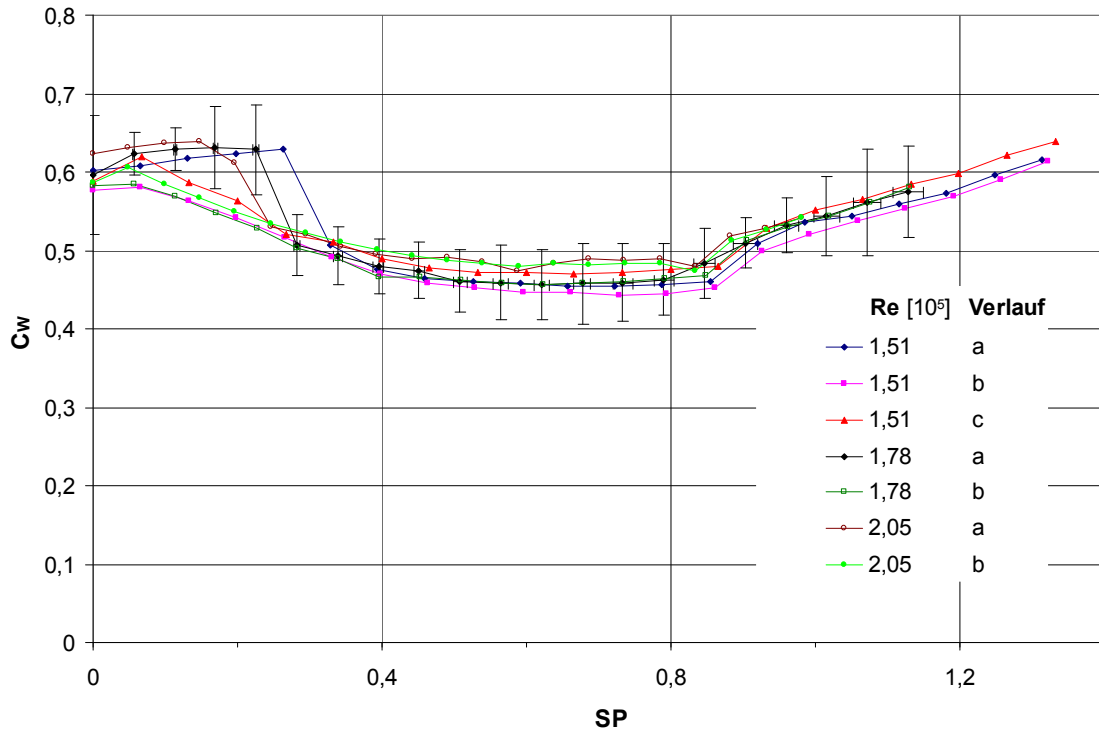


Bild 3.32: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $1,51 \cdot 10^5 < Re < 2,05 \cdot 10^5$

Bild 3.33 zeigt die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $1,51 \cdot 10^5 < Re < 2,05 \cdot 10^5$. Man erkennt, dass beinahe bei allen Re-Zahlen $C_A \approx 0$ gilt. Die einzige Ausnahme bildet der SP -Bereich $0,8 < SP < 0,9$. Dort treten vereinzelt C_A -Werte von $C_A \approx 0,1$ auf. Gleichzeitig überschreitet U_{C_A} geringfügig $U_{C_A} = 0,1$. Beides, die C_A -Werte von $C_A \approx 0,1$ und die Werte $U_{C_A} > 0,1$ in dem SP -Bereich $0,8 < SP < 0,9$, deutet auf eine Dreidimensionalität der Strömung im Übergangsbereich von negativem zu positivem Magnuseffekt hin.

Der Re-Zahl-Bereich $2,46 \cdot 10^5 < Re < 3,4 \cdot 10^5$ markiert das Ende des unterkritischen Re-Bereichs und ist in Bild 3.34 bis Bild 3.36 dargestellt. Bild 3.34 zeigt die Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP . Mit steigender Re-Zahl ist eine Verschiebung des Umschlags von einer positiven zu einer negativen Magnuskraft zu kleineren Spinparametern erkennbar. In „ $Re = 3,4 \cdot 10^5$ a“ erfolgt der Umschlag bereits unmittelbar mit dem Einsetzen der Rotation. Bei $SP = 0$ und für $C_M < 0$ bleibt die Magnuskraft mit steigendem Spinparameter negativ. Ab $SP = 0,2$ liegen alle Kurven übereinander und sind nur als eine Kurve zu erkennen. C_M geht langsam gegen null.

Der erneute Übergang zu einer positiven Magnuskraft erfolgt weniger sprunghaft und verschiebt sich mit steigender Re-Zahl zu geringeren SP-Werten $0,7 < SP < 0,8$. In „Re = $2,87 \cdot 10^5$ a“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_M} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. Anhand von U_{C_M} wird deutlich, dass im Umschlagbereich von einer negativen zu einer positiven Magnuskraft instabile Strömungsverhältnisse vorliegen, während im übrigen SP-Bereich $U_{C_M} < 0,05$ ist.

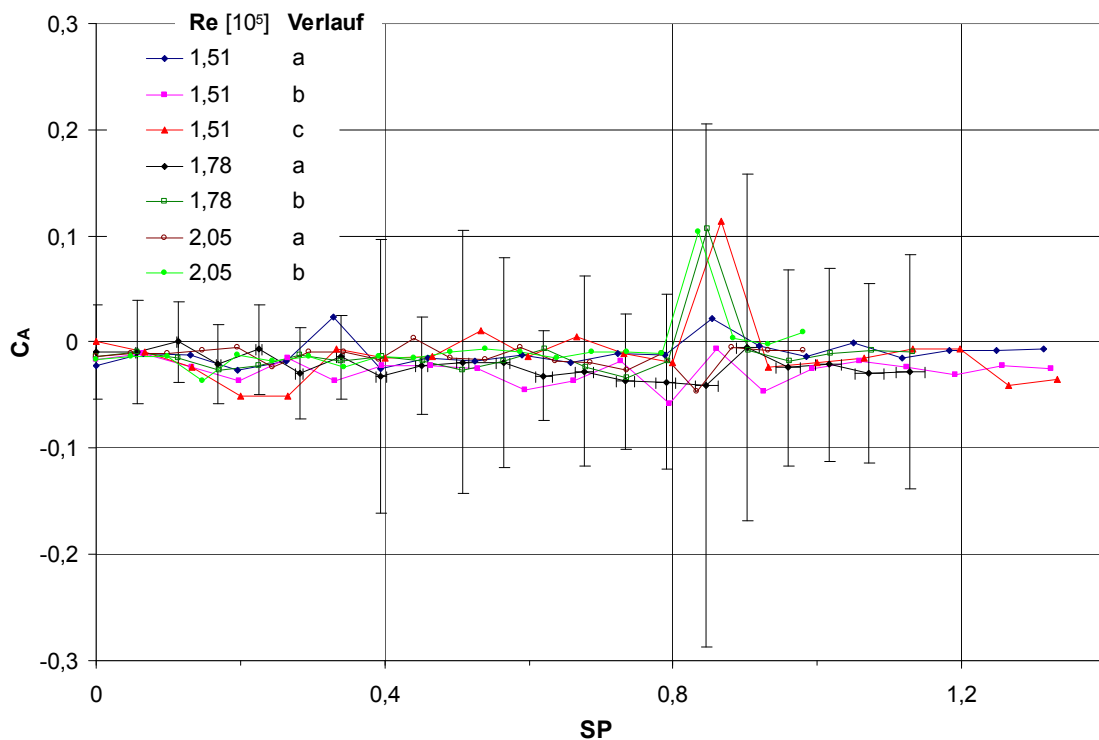


Bild 3.33: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $1,51 \cdot 10^5 < Re < 2,05 \cdot 10^5$

Bild 3.35 zeigt die Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP . Ausgehend von $C_W \approx 0,6$ bei $SP = 0$ erfolgt ein Anstieg des Widerstandsbeiwerts, wenn gleichzeitig auch ein Magnuskraftbeiwert $C_M > 0$ vorliegt, der mit SP weiter ansteigt. Erfolgt ein Sprung von positivem C_M zu negativem C_M , reduziert sich auch C_W schlagartig. Für $SP > 0,2$ nimmt C_W kontinuierlich ab, da C_M gegen null geht. Das Widerstandsminimum $C_{W_{min}}$ wird im Übergangsbereich von einer negativen zu einer positiven Magnuskraft erreicht. Nach dem Umschlag zu einer positiven Magnuskraft steigt C_W wieder mit SP an. Alle C_W - SP -Kurven liegen für $0,2 < SP < 0,6$ innerhalb eines Streubereichs von $\Delta C_W \approx 0,1$. In „Re = $2,87 \cdot 10^5$ a“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. U_{C_W} beträgt abgesehen von $SP = 0$ und dem Umschlagbereich von einer negativen zu einer positiven Magnuskraft bei allen Re-Zahlen $U_{C_W} < 0,03$.

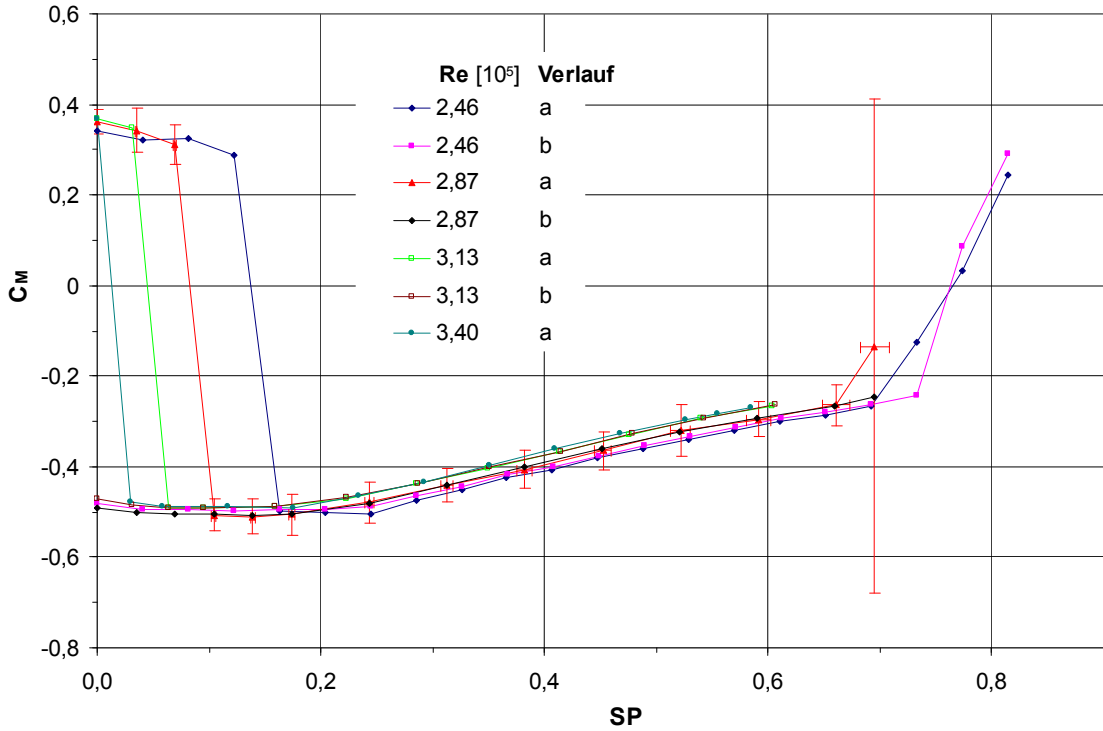


Bild 3.34: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $2,46 \cdot 10^5 < Re < 3,4 \cdot 10^5$

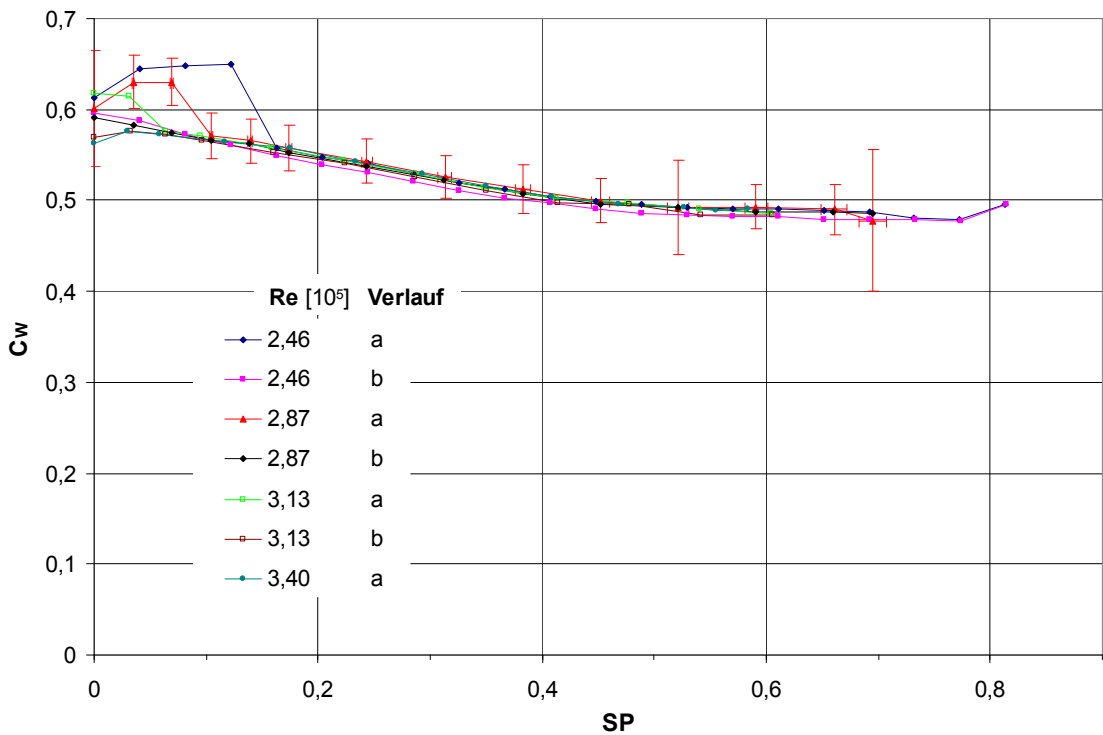


Bild 3.35: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $2,46 \cdot 10^5 < Re < 3,4 \cdot 10^5$

Bild 3.36 zeigt die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $2,46 \cdot 10^5 < Re < 3,4 \cdot 10^5$. Beinahe bei allen Re-Zahlen ist $C_A \approx 0$. Die einzige Ausnahme bildet der SP-Bereich im Übergang von einer negativen zu einer positiven Magnuskraft. In diesem Bereich treten vereinzelt Werte $C_A > 0,1$ auf. Auch $U_{\overline{C_A}}$ nimmt dort beträchtliche Werte an, wie die Fehlerbalken verdeutlichen. Beides, die C_A -Werte $C_A > 0,1$ und die hohen Werte von $U_{\overline{C_A}}$, deutet darauf hin, dass die Strömung im Übergangsbereich von negativem zu positivem Magnuseffekt ein dreidimensionales Phänomen ist und zeigt die Notwendigkeit, alle drei Kraftkomponenten zu betrachten.

Die Re-Zahlen in dem Bereich $3,4 \cdot 10^5 < Re < 4,32 \cdot 10^5$, welche nachfolgend in Bild 3.37 bis Bild 3.39 dargestellt sind, liegen bei $SP = 0$ bereits im kritischen und überkritischen Re-Bereich.

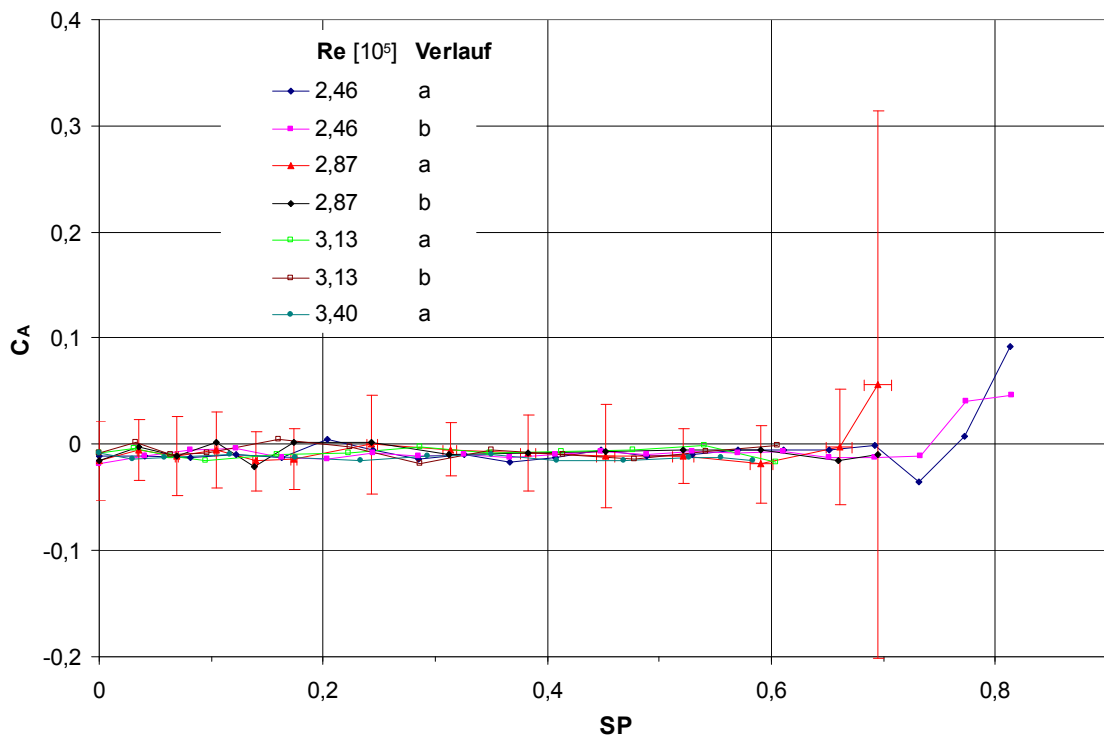


Bild 3.36: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $2,46 \cdot 10^5 < Re < 3,4 \cdot 10^5$

In Bild 3.37 zeigt sich, dass mit steigendem Spinparameter sofort ein Übergang zu einer negativen Magnuskraft erfolgt, unabhängig davon, ob C_M von negativen oder positiven Werten bei $SP = 0$ kommt. Je größer Re , desto weniger abrupt erfolgt der Übergang. Physikalisch bedeutet dies folgendes: Für kritische und überkritische Re-Zahlen wird auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite die turbulente oder sich in Transition befindende Grenzschicht wieder laminar und wandert in Richtung Dickenmaximum zurück.

Darauf deuten auch die C_W -Werte in Bild 3.38 hin. Mit steigendem Spinparameter steigt auch der C_W -Wert zunächst an. Ab $SP = 0,1$ verringert sich C_W wieder, während C_M gegen null geht. Ursache dafür ist möglicherweise das Abnehmen des Unterdrucks im Bereich des Dickenmaximums auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite, wo die Grenzschicht laminar ist. Gleichzeitig steigt der Basisdruck an. Dies führt zu einer weiteren Widerstandsreduktion aufgrund des geringeren Druckwiderstands. Aber auch die Druckdifferenz zwischen den beiden Kugelseiten vermindert sich, wodurch die negative Magnuskraft geringer wird. Während alle C_W -SP-Kurven für $0,1 < SP < 0,6$ nur eine geringe Streuung von $\Delta C_W \approx 0,02$ aufweisen, ist ΔC_M aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Taraluftkräfte größer. In „ $Re = 3,4 \cdot 10^5$ b“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} , U_{C_M} , U_{C_W} und U_{C_A} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. Abgesehen von $SP = 0$ sind die eingetragenen Fehlerbalken repräsentativ für den betrachteten Re-Bereich.

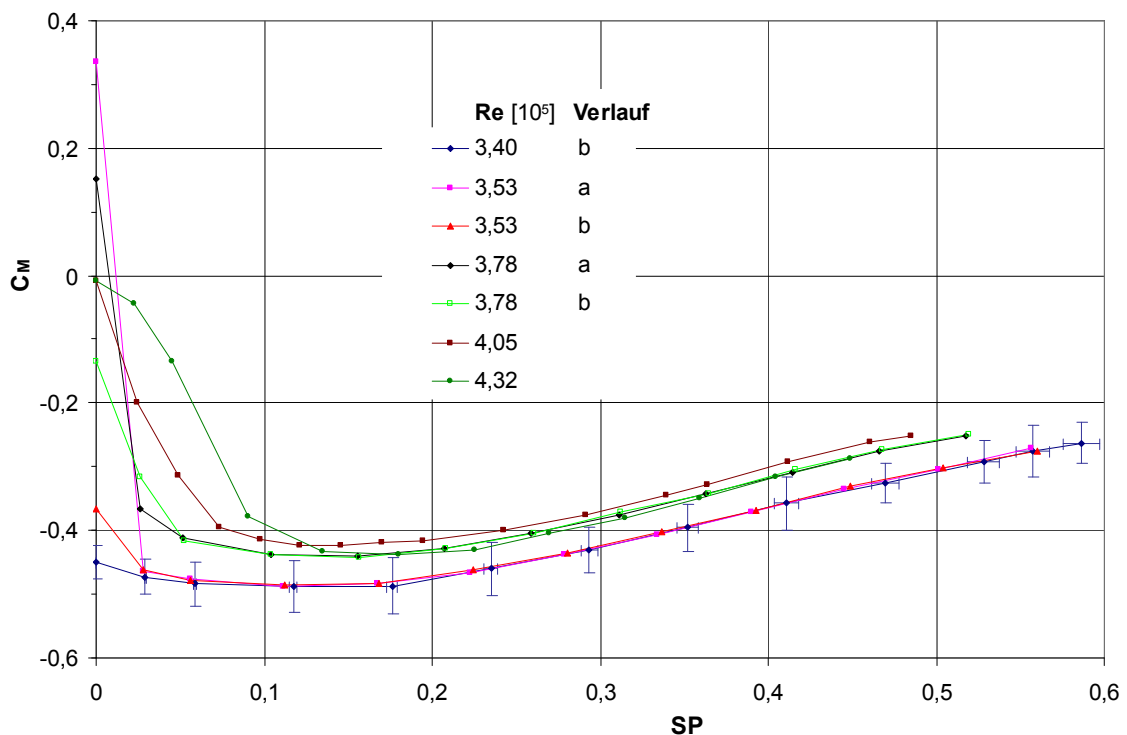


Bild 3.37: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $3,4 \cdot 10^5 < Re < 4,32 \cdot 10^5$

Bild 3.40 zeigt Nebeldrahtvisualisierungen der Umströmung der rotierenden glatten Kugel mit Welle bei $Re = 1,2 \cdot 10^4$ in der Symmetriemittelebene. Wegen des Drehsinns entgegen dem Uhrzeiger wird der Nachlauf nach links abgelenkt. Man erkennt eine mit steigendem Spinparameter zunehmende Verschiebung der Grenzschichtablösung auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Kugelheck, bis bei $SP = 1,13$ die maximal stromab gelegene Position von θ_{lam} erreicht wird.

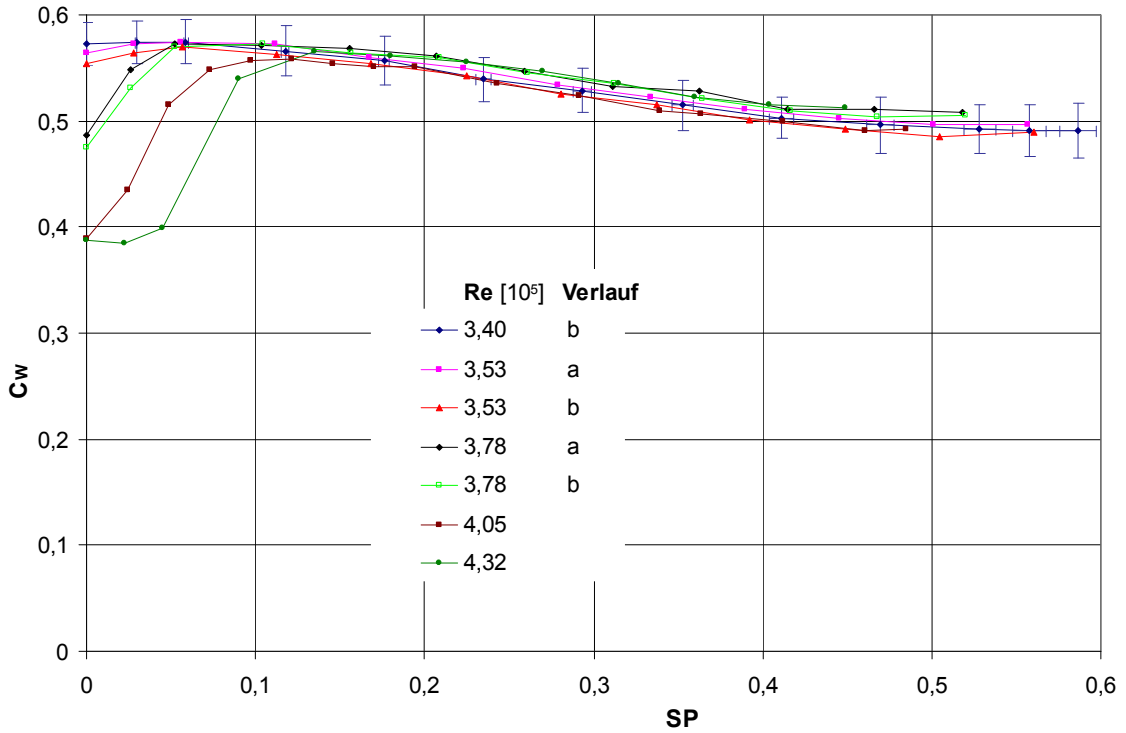


Bild 3.38: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $3,4 \cdot 10^5 < Re < 4,32 \cdot 10^5$

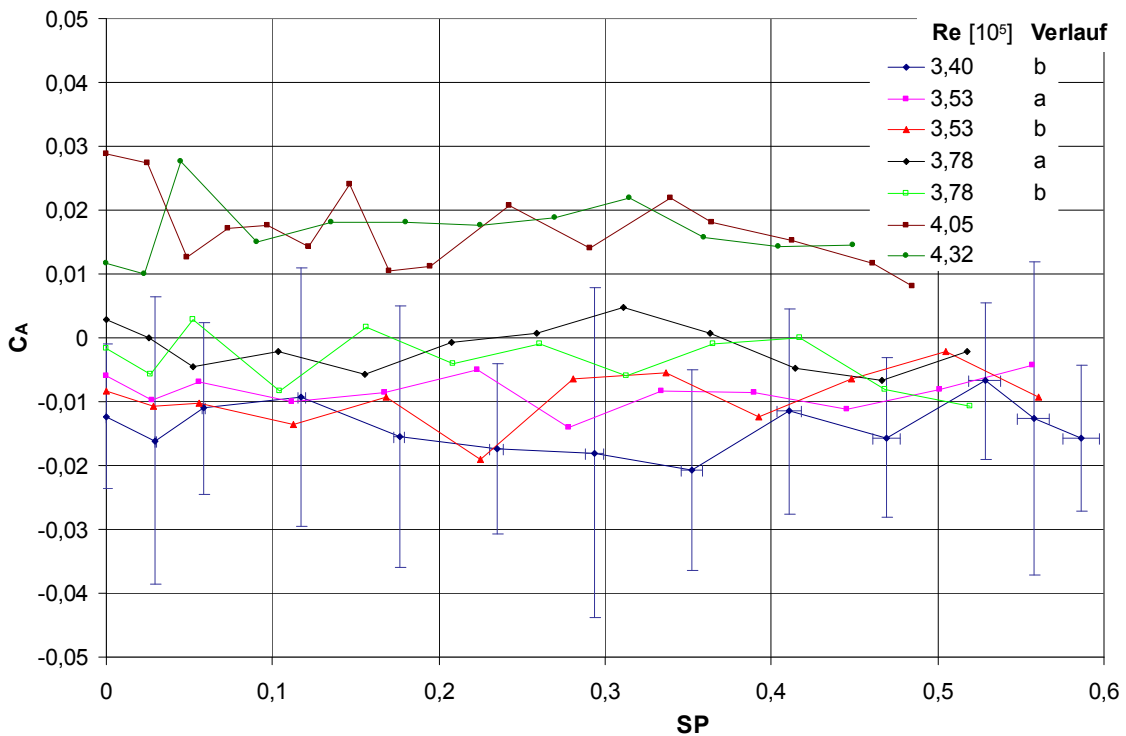


Bild 3.39: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Welle für $3,4 \cdot 10^5 < Re < 4,32 \cdot 10^5$

Auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite bleibt der Ablösepunkt dagegen fast unverändert kurz vor dem Dickenmaximum fixiert. Jedoch nähern sich die Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten der Scherschicht mit steigendem Spinparameter mehr und mehr der Kugel. Bei $SP = 1,8$ hat der laminar-turbulente Scherschichtübergang nahezu die Kugeloberfläche erreicht. Für $SP > 1,13$ wandert auch der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite in Richtung Dickenmaximum zurück, wie bei $SP = 1,8$ zu erkennen ist. Für $SP > 1,8$ verschiebt sich darüber hinaus auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite die Kelvin-Helmholtz-Instabilität näher zum Ablösepunkt. Bei $SP = 2,49$ ist die Grenzschicht auf beiden Kugelseiten im Ablösepunkt bereits turbulent. Man erkennt weiterhin eine zunehmende Turbulenz des Nachlaufs. Bei $SP = 3,38$ ist die Grenzschicht schließlich vollständig turbulent. Außerdem prägt sich auch vor der Kugel ein Bereich hoher Turbulenz aus. Diese zusätzliche Energie wird durch die Rotation eingebracht, welche bedingt durch die Haftbedingung einen starken Geschwindigkeitsgradienten erzeugt. Bild 3.40 bestätigt die Ergebnisse aus Abschnitt 1.2.9 „Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen“, denen zufolge bei einer Re-Zahl von $Re = 1,2 \cdot 10^4$ noch kein negativer Magnuseffekt auftritt.

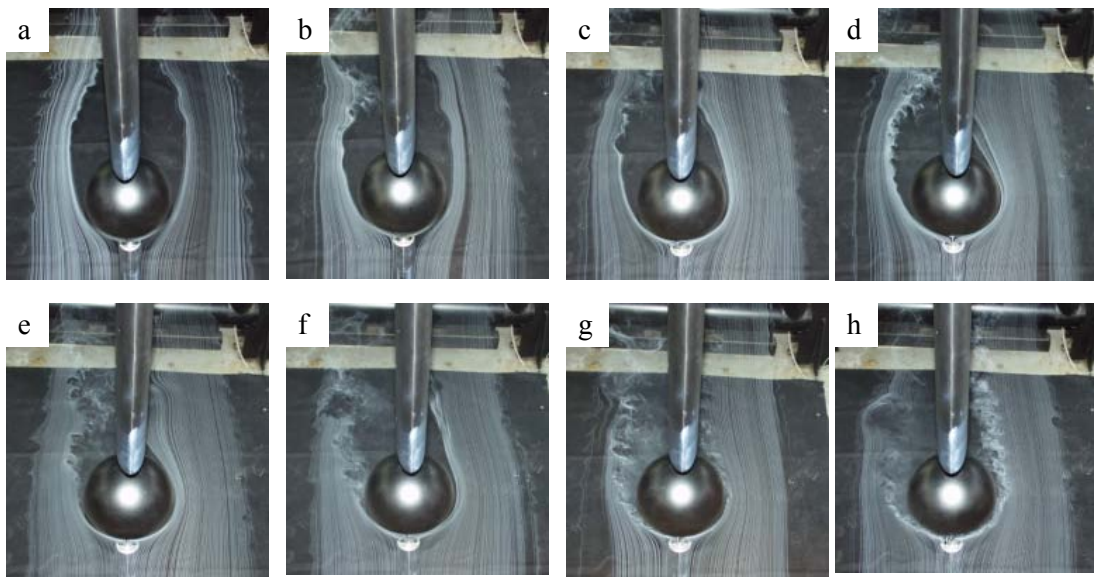


Bild 3.40: Nebeldrahtvisualisierungen der Umströmung der rotierenden glatten Kugel mit Welle in der Symmetriemittellebene bei $Re = 1,2 \cdot 10^4$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,23$; c) $SP = 0,45$; d) $SP = 0,68$; e) $SP = 1,13$; f) $SP = 1,80$; g) $SP = 2,49$; h) $SP = 3,38$

3.2.2 14-Panel-Modell (mit Welle)

Bild 3.41 zeigt das Widerstandsverhalten des 14-Panel-Modells mit Welle („14We“) als Funktion der Reynolds-Zahl Re im Vergleich zu dem Widerstandsverhalten des +*Teamgeist*-Balls aus Abschnitt 3.1.2.

Analog zu Abschnitt 3.1.2 „Fußbälle“ ergeben sich in Abhängigkeit von der Ballorientierung unterschiedliche Kurvenverläufe. Eine beliebige Ballorientierung zur Anströmung wurde in 15°-Schritten mittels Rechtsdrehung („r“) oder Linksdrehung („l“) variiert. Die Suffixe „a“ und „b“ kennzeichnen bei ein und derselben Ballorientierung unterschiedliche Verläufe der Seitenkraft. Exemplarisch sind in Bild 3.41 bis Bild 3.43 die Messkurven „14We 0° a“, „14We 0° b“, „14We 15°r b“, „14We 30°r“, „14We 15°l“ und „14We 30°l“ aufgetragen.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_S wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.2 „Anordnung für die glatte Kugel und das 14-Panel-Modell bei äußerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von drei Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden ebenfalls aus dem Mittelwert von drei Messreihen ermittelt.

Die in Bild 3.41 exemplarisch in „14We 15°l“ eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_W entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95%.

Im unterkritischen Re -Bereich liegen die C_W -Beiwerte des 14-Panel-Modells mit Welle deutlich oberhalb von denjenigen des rückwärtig gehaltenen +*Teamgeist*-Balls ($C_{W_{+Tg}} \approx 0,45$). Auffallend sind zudem Abweichungen zwischen den Ballorientierungen von bis zu $\Delta C_W \approx 0,04$ und ein genereller C_W -Anstieg bis $Re \approx 1,9 \cdot 10^5$. Die maximalen Werte von U_{C_W} treten im unterkritischen Re -Bereich und zu Beginn des kritischen Re -Bereichs auf. In dem kritischen Re -Zahl-Bereich $1,9 \cdot 10^5 < Re < 2,85 \cdot 10^5$ erfolgt eine Abnahme des Widerstandsbeiwerts auf $C_{W_{14We}} < 0,4$. Auch hier bestehen erhebliche Unterschiede zwischen den Ballorientierungen.

Im Vergleich zum +*Teamgeist* ergibt sich eine gute Übereinstimmung der kritischen Re -Zahl-Bereiche. Allerdings beträgt der überkritische C_W -Wert des 14-Panel-Modells mit Welle das drei- bis vierfache des +*Teamgeist*-Balls. Während $C_{W_{+Tg}}$ für überkritische Re -Zahlen mit Re langsam ansteigt, nimmt $C_{W_{14We}}$ sogar mit Re langsam ab. Dies ist ein Indiz für eine weitere Verschiebung der Grenzschichtablösung zum Ballheck. In einem Re -Bereich $3 \cdot 10^5 < Re < 4 \cdot 10^5$ überdecken sich annähernd alle C_W - Re -Kurven unabhängig von der Ballorientierung.

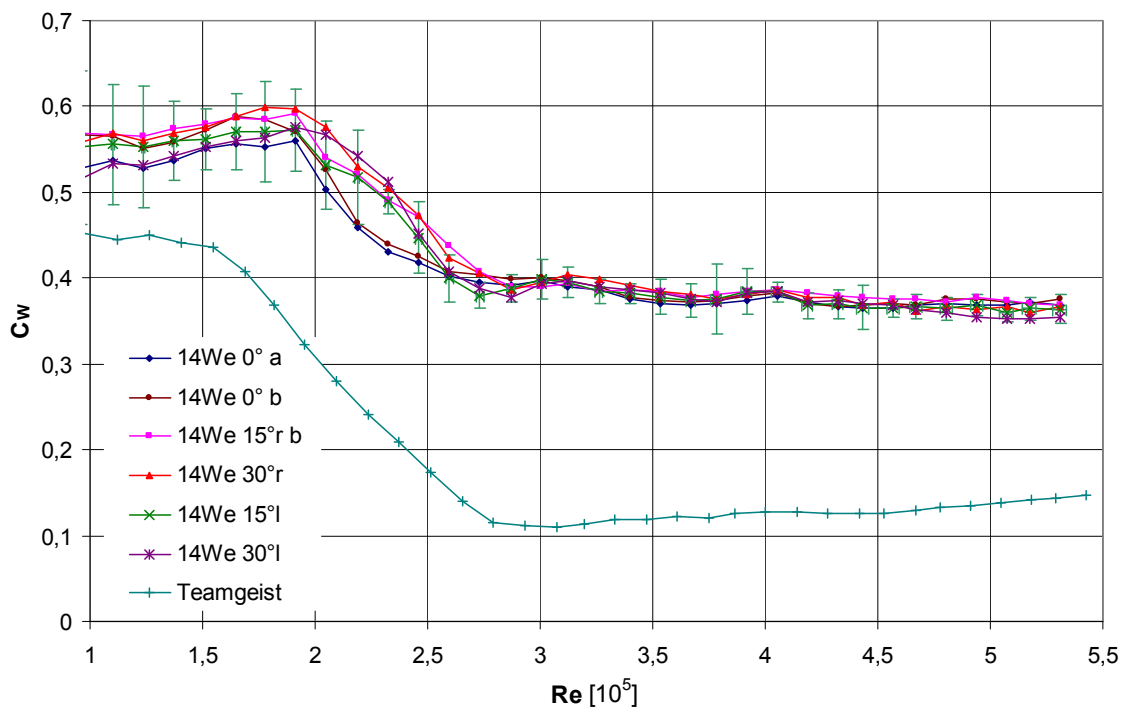


Bild 3.41: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von Re für das 14-Panel-Modell mit Welle und für den +Teamgeist-Ball aus Abschnitt 3.1.2

Bild 3.42 zeigt die Auftragung von C_S als Funktion von Re . Im Gegensatz zu der glatten Kugel mit Welle liegen bei $Re \approx 1 \cdot 10^5$ bereits hohe Seitenkräfte vor, die mit Re weiter ansteigen und den im unterkritischen Bereich beobachteten C_W -Anstieg induzieren. Die Wirkrichtung der Seitenkraft ist je nach Ballorientierung positiv oder negativ („14We 0°“), nur negativ („14We 30°r“^c) oder nur positiv („14We 15°l“^c). Dabei werden im positiven Wertebereich Maximalwerte von $C_{S_{14We}} \approx 0,52$ und im negativen Wertebereich Maximalwerte von $C_{S_{KuWe}} \approx -0,4$ erreicht.

Ballorientierungsabhängig geht zwischen $Re = 1,5 \cdot 10^5$ und $Re = 2 \cdot 10^5$ der C_S -Wert gegen null. Dies kann als Beginn des kritischen Re -Bereichs interpretiert werden. In einem Bereich $2 \cdot 10^5 < Re < 3 \cdot 10^5$ schließt sich eine Art zweiter kritischer Re -Bereich an. Hier kommt es zu mehrmaligen Wechseln der Seitenkrafttrichtung – jedoch bei geringeren C_S -Werten. Dieser Bereich stimmt recht genau mit dem kritischen Re -Bereich des C_W -Werts überein. Allerdings deuten die unterschiedlichen Re -Zahlen, bei denen die C_S -Abnahme auf Werte nahe null stattfindet, darauf hin, dass keine Symmetrie der Verläufe besteht.

Die in Bild 3.42 in „14We 15°l“^c eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_S entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_S} für ein Vertrauensniveau von 95%. Für $1,5 \cdot 10^5 < Re < 3 \cdot 10^5$ treten hohe Fluktuationen der Seitenkraft auf. Im überkritischen Re -Bereich zwischen $Re \approx 3 \cdot 10^5$ und $Re \approx 3,5 \cdot 10^5$ beträgt $C_{S_{14We}} \approx 0$. Mit

weiter steigender Re-Zahl kommt es ballorientierungs- und Re-abhängig zu einem erneuten Anstieg der Seitenkraft. Die gleichzeitige Abnahme von C_W mit Re deutet auf eine asymmetrisch wandernde Ablöselinie zum Ballheck hin.

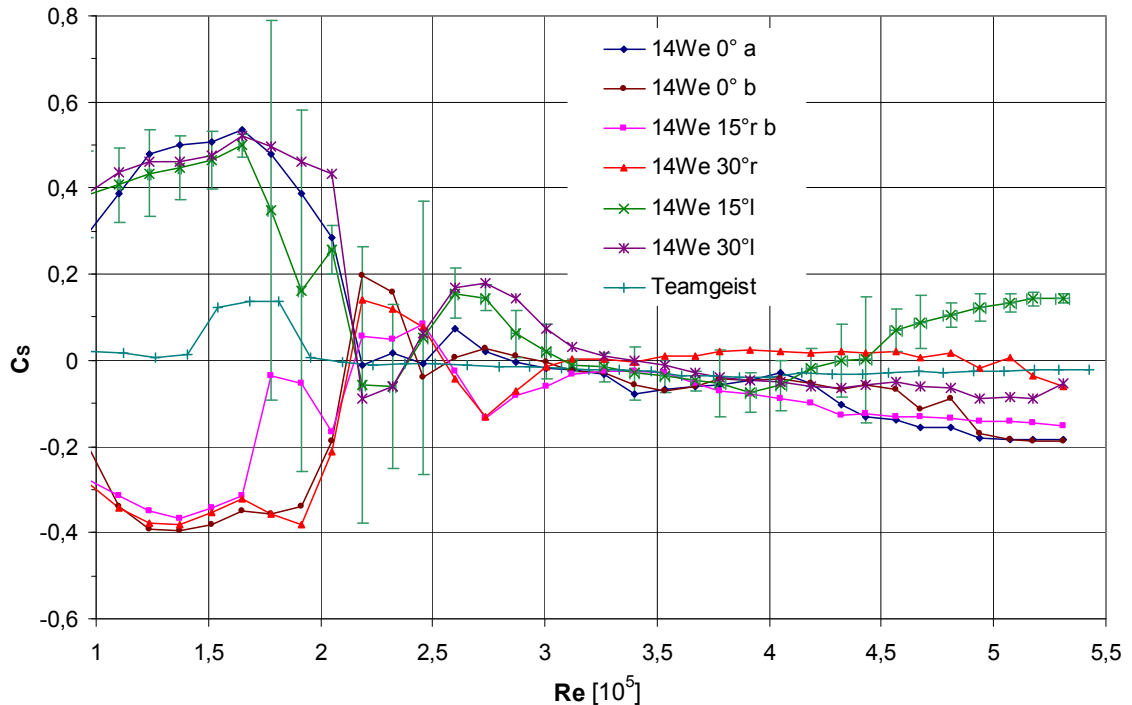


Bild 3.42: Seitenkraftbeiwerte C_s als Funktion von Re für das 14-Panel-Modell mit Welle und für den +*Teamgeist*-Ball aus Abschnitt 3.1.2

Bild 3.43 zeigt die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re . Der Auftriebsbeiwert C_A beträgt nahezu im gesamten Re -Bereich annähernd null. Lediglich bei $Re \approx 2 \cdot 10^5$ ist in der Messkurve „14We 15°l“ mit $C_{A_{14We}} \approx 0,1$ ein Anzeichen für den kritischen Re -Bereich erkennbar. Die in Bild 3.43 exemplarisch in „14We 15°l“ eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_A entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_A} für ein Vertrauensniveau von 95%. Die hohen Werte von U_{C_A} für $Re < 2,5 \cdot 10^5$ gehen auf die in diesem Bereich niedrigen Auftriebskräfte zurück, die bereits bei kleinen Schwankungen zu hohen Werten von P_{C_A} führen.

Insgesamt bestätigen die Kraftbeiwerte-Verläufe des 14-Panel-Modells mit Welle, dass im kritischen Re -Bereich große Fluktuationen der Kräfte auftreten können. Diese sind jedoch anders als bei rückwärtig gehaltenen Fußbällen vornehmlich bei der Seitenkraft zu beobachten. Die bei der glatten Kugel mit Welle in Abschnitt 3.2.1 praktizierte Ölfilmvisualisierung konnte bei dem 14-Panel-Modell nicht angewandt werden, da die Nahtgräben ein Weiterfließen des zähflüssigen Gemisches verhinderten und somit keine eindeutigen Aussagen zur Ablöselinie oder zu dem Wirbelsystem möglich waren.

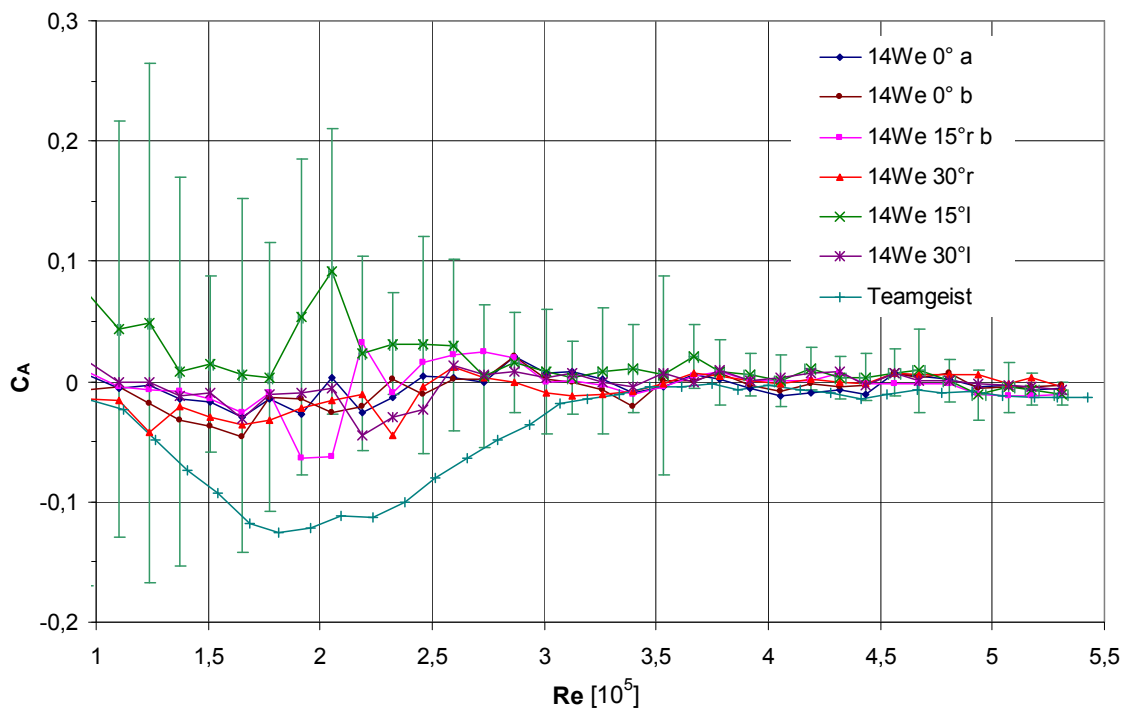


Bild 3.43: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für das 14-Panel-Modell mit Welle und für den +*Teamgeist*-Ball aus Abschnitt 3.1.2

Im Vergleich zur glatten Kugel mit Welle ergeben sich sehr ähnliche Verläufe der aerodynamischen Beiwerte als Funktion der Re -Zahl, die sich weitestgehend nur durch die Verschiebung des kritischen Re -Bereichs zu geringeren Re -Zahlen beim 14-Panel-Modell unterscheiden. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass sich die Ölfilmvisualisierungen aus Abschnitt 3.2.1 qualitativ auch auf das 14-Panel-Modell übertragen lassen.

In den vorliegenden Messungen bleibt eine sehr starke Prägung der Kraftbeiwerte durch den Einfluss der Aufhängung festzuhalten. Bei Kugel und 14-Panel-Modell wird unterkritisch jeweils $C_W \approx 0,6$ gemessen, während überkritisch der C_W -Wert $0,35 < C_W < 0,4$ beträgt. Der Einfluss der Nähte äußert sich somit nicht in einem höheren überkritischen C_W -Wert, sondern nur in der Verschiebung des kritischen Bereichs zu niedrigeren Re -Zahlen. Im Gegensatz zu den mit Hilfe einer rückwärtigen Halterung erzielten Ergebnissen aus Abschnitt 3.1 ist der überkritische Widerstand der glatten Kugel sogar größer als der Widerstand des 14-Panel-Modells.

Im rotierenden Fall lassen sich die Ausführungen zu der glatten Kugel mit Welle größtenteils auf das 14-Panel-Modell übertragen, da in Abhängigkeit der Wirkrichtung der Seitenkraft bei $SP = 0$ bei ein und derselben Re -Zahl mehrere C_W - SP - und C_M - SP -Kurvenverläufe auftreten. Aufgrund der auftretenden Hysterese-Erscheinungen wird nur der Fall ansteigender Drehzahlen untersucht.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_M wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.2 „Anordnung für die glatte Kugel und das 14-Panel-Modell bei äußerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von drei bis sechs Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden aus dem Mittelwert von vier Messreihen ermittelt.

Bild 3.44 zeigt die Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,51 \cdot 10^5$. Bei $Re = 0,68 \cdot 10^5$ nimmt C_M von $C_M \approx 0$ mit SP zunächst auf $C_M = 0,38$ zu. Ursache dafür ist eine Verschiebung der laminaren Grenzschichtablösung auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Ballheck. Wird $SP > 0,45$, tritt ein Sprung zu einer negativen Magnuskraft ($C_M = -0,14$ bei $SP \approx 0,6$) auf, der sich durch eine ruckartige Verschiebung der Ablösestelle auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite infolge eines laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags erklären lässt, siehe Abschnitt 1.2.9 „Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen“. Wird $SP > 0,6$, zeigt sich ein erneuter ruckartiger Wechsel zu einem positiven Magnuseffekt, da die Grenzschicht auch auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent wird. Da die Grenzschichtablösung zunehmend zum Ballheck wandert, erfolgt auch eine weitere Zunahme des Magnuskraftbeiwerts mit SP . Nach dem Erreichen eines Zwischenmaximums von $C_M \approx 0,5$ nimmt der Magnuskraftbeiwert mit weiter steigendem Spinparameter wieder leicht auf $C_M \approx 0,4$ ab.

Bei höheren Re-Zahlen tritt der aus Bild 3.42 bekannte Effekt ein: Unterschiedliche Kurvenverläufe entstehen in Abhängigkeit der Seitenkraft-Wirkrichtung bei $SP = 0$.

Bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$ ergeben sich zwei Kurvenverläufe, die sich in dem Bereich $0 < SP < 0,2$ aufgrund unterschiedlicher Vorzeichen von C_M bei $SP = 0$ unterscheiden. Ab $SP \approx 0,2$ liegen „Re = $0,96 \cdot 10^5$ a“ und „Re = $0,96 \cdot 10^5$ b“ im Bereich positiver Magnuskraftbeiwerte, bevor ein Sprung zu $C_M < 0$ gefolgt von einem erneuten Anstieg auf $C_M > 0$ auftritt.

Bei $Re = 1,24 \cdot 10^5$ und bei $Re = 1,51 \cdot 10^5$ treten ebenfalls jeweils zwei Kurvenverläufe auf. Ausgehend von $C_M > 0$ bei $SP = 0$ kann C_M zunächst mit steigendem SP-Wert positiv bleiben, bevor ein Sprung zu einer negativen Magnuskraft auftritt. Ausgehend von $C_M < 0$ bei $SP = 0$ kommt es zu C_M -SP-Verläufen, in denen C_M mit SP zunächst langsam ansteigt. Ab $SP = 0,32$ sind „Re = $1,24 \cdot 10^5$ a“ und „Re = $1,24 \cdot 10^5$ b“ fast identisch, während „Re = $1,51 \cdot 10^5$ a“ und „Re = $1,51 \cdot 10^5$ b“ ab $SP = 0,13$ quasi übereinstimmen.

Allen Kurven bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$, $Re = 1,24 \cdot 10^5$ und $Re = 1,51 \cdot 10^5$ ist ein Anstieg von C_M ab einem jeweiligen Spinparameter gemeinsam, bis schließlich ein Übergang zu einer positiven Magnuskraft erfolgt, da die Grenzschicht auch auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent wird. Dieser Übergang erfolgt bei

weiterem Ansteigen der Re-Zahl kontinuierlicher und weniger sprunghaft als noch bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$. Im Unterschied zur glatten Kugel mit Welle überdecken sich aber nicht alle Kurven in dem Bereich des Anstiegs zu positivem Magnuseffekt. Mit steigender Re-Zahl verschiebt sich der SP-Bereich, in dem der Nulldurchgang von C_M erfolgt, in Bild 3.44 nach links. Bei gleichen SP-Werten werden bei höherer Re-Zahl größere C_M -Werte erreicht.

In „ $Re = 0,96 \cdot 10^5$ a“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_M} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. U_{Re} nimmt im Vergleich zu den Messungen ohne Rotation fast unveränderte Werte an. U_{C_M} verfügt dagegen typischerweise über große Werte in den Umschlagbereichen von einer positiven zu einer negativen Magnuskraft oder umgekehrt. Ursache ist $P_{C_M}^2 / U_{C_M}^2$, das annähernd 100% beträgt. Physikalisch bedeutet dies, dass bei den entsprechenden Spinparametern unterschiedliche Strömungszustände vorliegen können.

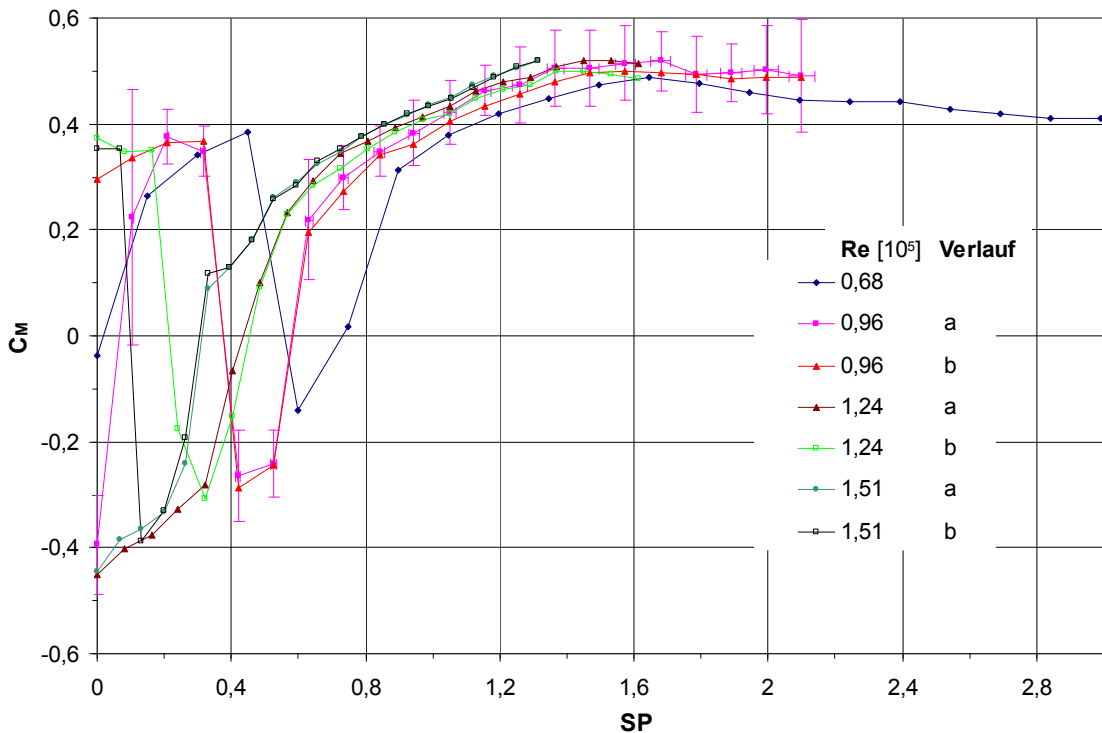


Bild 3.44: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,51 \cdot 10^5$

In Bild 3.45 sind die Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,51 \cdot 10^5$ zu sehen. Qualitativ und quantitativ lassen sich viele Aussagen zum Widerstandsverhalten der glatten Kugel aus Bild 3.29 auf das 14-Panel-Modell übertragen.

Ein Unterschied zur glatten Kugel mit Welle besteht in einer Verschiebung des C_W -Minimums zu deutlich niedrigeren Spinparametern mit steigender Re-Zahl. Dies ist anhand der Nulldurchgänge von C_M aus Bild 3.44 auch zu erwarten. Außerdem überdecken sich die C_W -SP-Kurven nicht, so dass bei gleichem SP-Wert und höherer Re-Zahl größere C_M -Werte mit größeren C_W -Werten einhergehen.

In „ $Re = 0,96 \cdot 10^5$ a“ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. U_{C_W} sinkt tendenziell mit steigender Re-Zahl von $U_{C_W} \approx 0,1$ bei $Re = 0,68 \cdot 10^5$ auf $U_{C_W} \approx 0,04$ bei $Re = 1,51 \cdot 10^5$. Ausnahmen davon sind „ $Re = 0,96 \cdot 10^5$ b“ und „ $Re = 1,51 \cdot 10^5$ b“.

Bild 3.46 zeigt die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,51 \cdot 10^5$. Bei allen Re-Zahlen ist $C_A \approx 0$. U_{C_A} resultiert hauptsächlich aus $P_{C_A}^2 / U_{C_A}^2$.

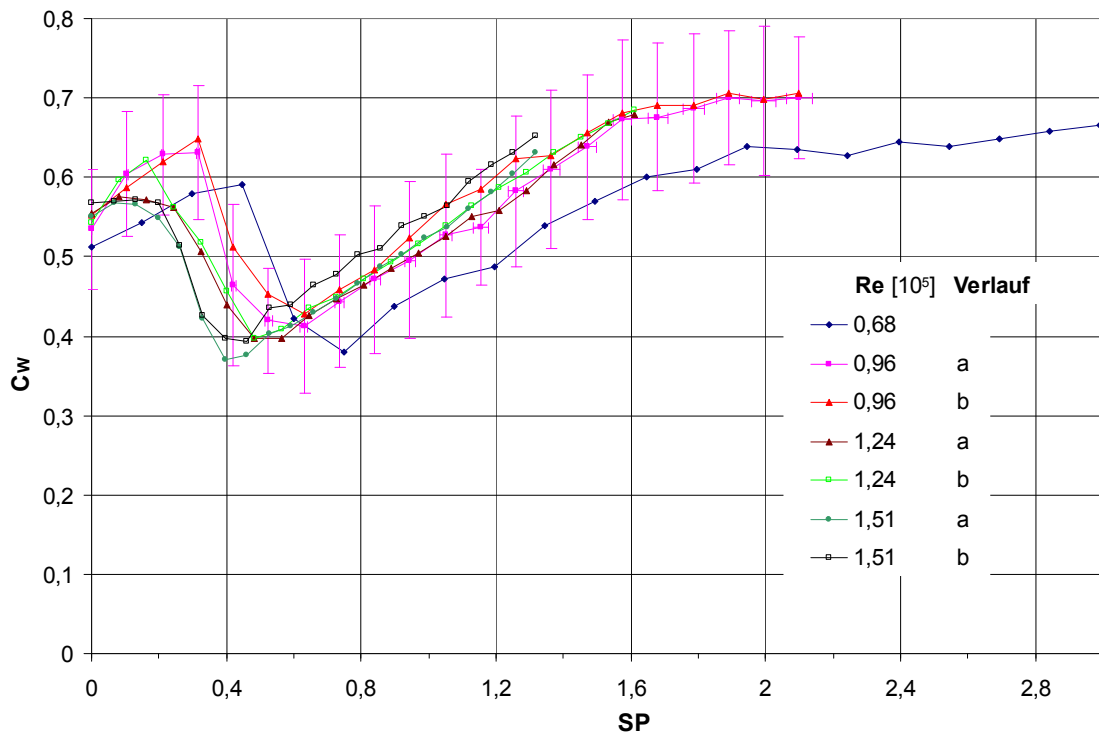


Bild 3.45: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,51 \cdot 10^5$

In Bild 3.47 wird C_M als Funktion von SP in dem Re-Bereich $1,78 \cdot 10^5 < Re < 3,13 \cdot 10^5$ dargestellt. Erkennbar ist, dass für $C_M > 0$ bei $SP = 0$ bereits für $SP > 0$ der Umschlag zu einer negativen Magnuskraft erfolgt. Für $C_M < 0$ bei $SP = 0$ bleibt die Magnuskraft mit steigendem Spinparameter negativ. Ab dem ersten Messwert mit Rotation liegen die

jeweiligen „a-“ und „b-Kurven“ quasi übereinander. Ab $Re = 2,46 \cdot 10^5$ wird auf die Unterscheidung zwischen zwei C_M -SP-Verläufen verzichtet, da ab dieser Re-Zahl nur noch bei $SP = 0$ erhöhte Werte von U_{C_M} auftreten. Dies verdeutlichen die in „ $Re = 2,46 \cdot 10^5$ “ eingetragenen erweiterten Unsicherheiten des Magnuskraftbeiwerts U_{C_M} für ein Vertrauensniveau von 95%, die für $SP > 0$ in dem betrachteten Re-Bereich generell $U_{C_M} < 0,05$ betragen. Mit steigender Re-Zahl verschiebt sich der SP-Bereich, bei dem der Nulldurchgang von C_M erfolgt, zu geringeren Spinparametern. Ab $Re = 2,87 \cdot 10^5$ tritt kein negativer Magnuseffekt mehr auf, so dass mit steigendem Spinparameter C_M ansteigt. Dies deutet auf überkritische Strömungsverhältnisse bei auf beiden Ballseiten turbulenter Grenzschicht hin.

Dass bei gleichem SP-Wert bei der jeweils höheren Re-Zahl größere C_M -Werte erreicht werden, steht im Gegensatz zu den auf einer Kurve liegenden C_M -SP-Verläufen der glatten Kugel aus Abschnitt 3.2.1. Dieser Effekt kann somit auf den Einfluss der rauen Balloberfläche zurückgeführt werden.

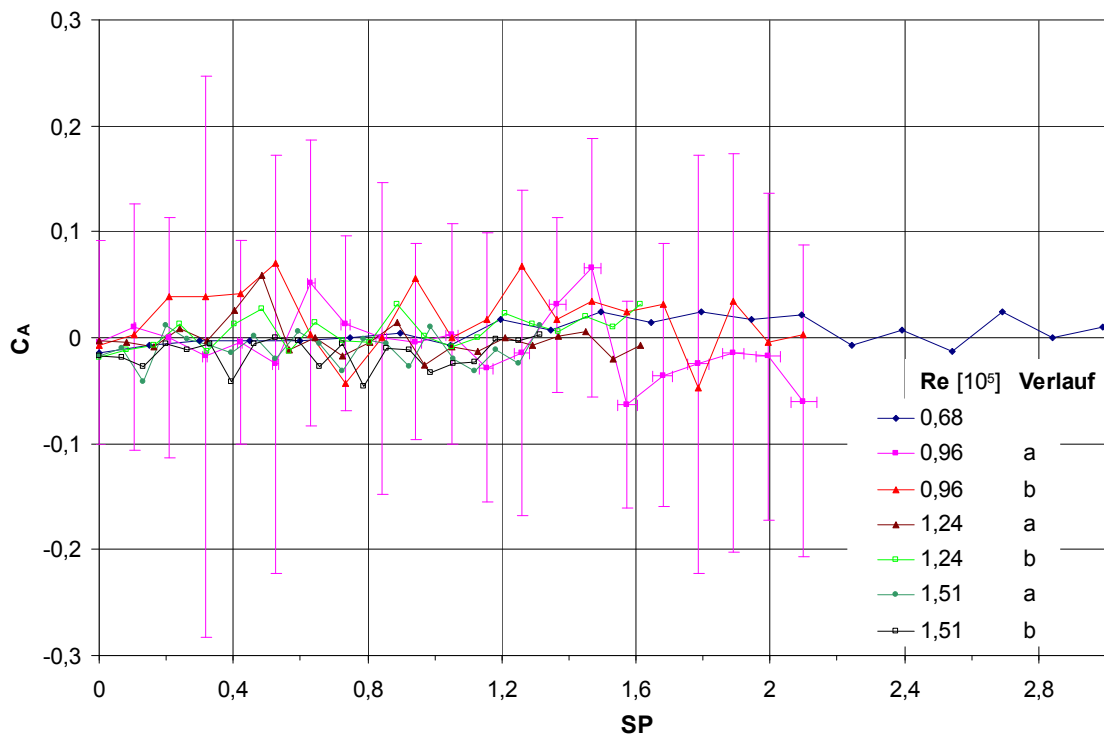


Bild 3.46: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $0,68 \cdot 10^5 < Re < 1,51 \cdot 10^5$

Bild 3.48 zeigt die Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP in dem Re-Bereich $1,78 \cdot 10^5 < Re < 3,13 \cdot 10^5$.

Die Re-Zahlen bis einschließlich $Re = 2,05 \cdot 10^5$ liegen im unterkritischen Re-Bereich. $Re = 2,46 \cdot 10^5$ liegt dagegen im kritischen Re-Bereich. Bei diesen Re-Zahlen verringert sich C_W zunächst mit steigendem Spinparameter, da gleichzeitig auch die negative Magnuskraft abnimmt. Das Widerstandsminimum $C_{W_{\min}}$ wird im Übergangsbereich von einer negativen zu einer positiven Magnuskraft erreicht. Nach dem Umschlag zu einer positiven Magnuskraft steigt C_W kontinuierlich mit SP an. Da ab $Re = 2,87 \cdot 10^5$ auf beiden Ballseiten eine turbulente Grenzschicht vorliegt, geht der mit steigendem SP-Wert wachsende positive Magnusseffekt zu Lasten des C_W -Werts. Bei gleichem SP-Wert und höherer Re-Zahl werden größere C_M -Werte und größere C_W -Werte erreicht.

In „ $Re = 2,46 \cdot 10^5$ “ sind exemplarisch die erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. U_{C_W} beträgt bei allen Re-Zahlen $U_{C_W} < 0,05$ und wird mit steigender Re-Zahl kleiner.

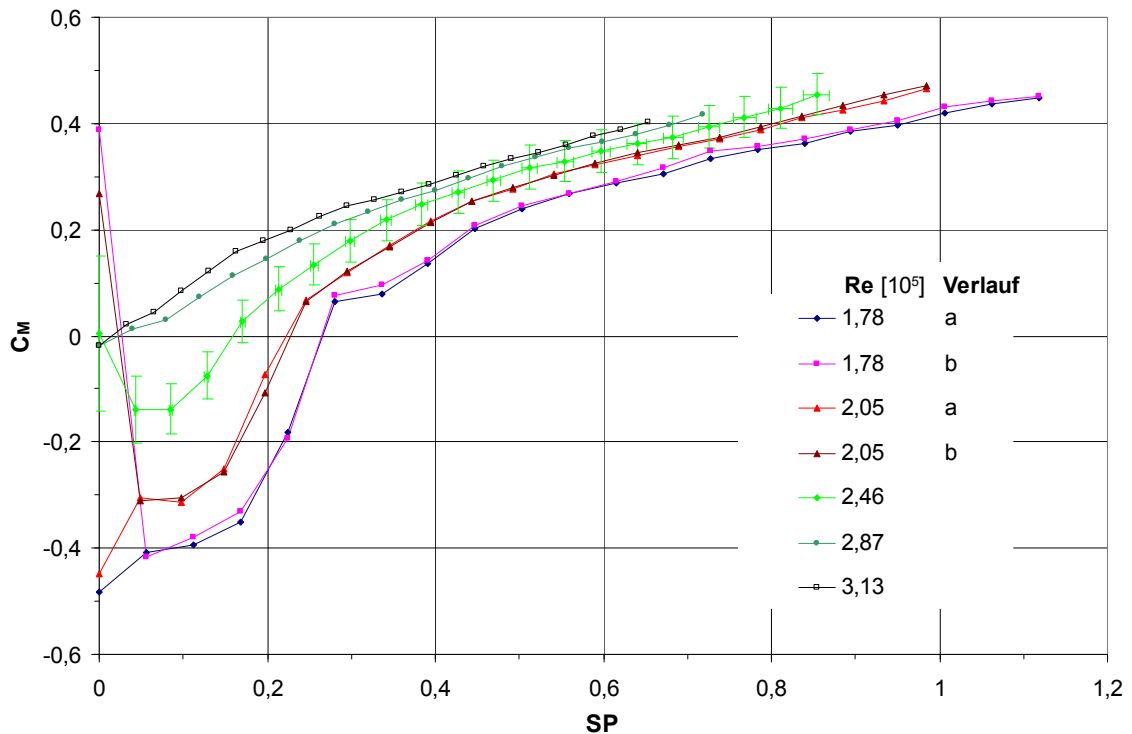


Bild 3.47: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $1,78 \cdot 10^5 < Re < 3,13 \cdot 10^5$

In Bild 3.49 sind die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP dargestellt. Der Auftriebsbeiwert C_A beträgt im gesamten Re-Bereich annähernd null. Die exemplarisch in „ $Re = 2,46 \cdot 10^5$ “ eingetragenen Fehlerbalken von SP und C_A entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_A} für ein Vertrauensniveau von 95%.

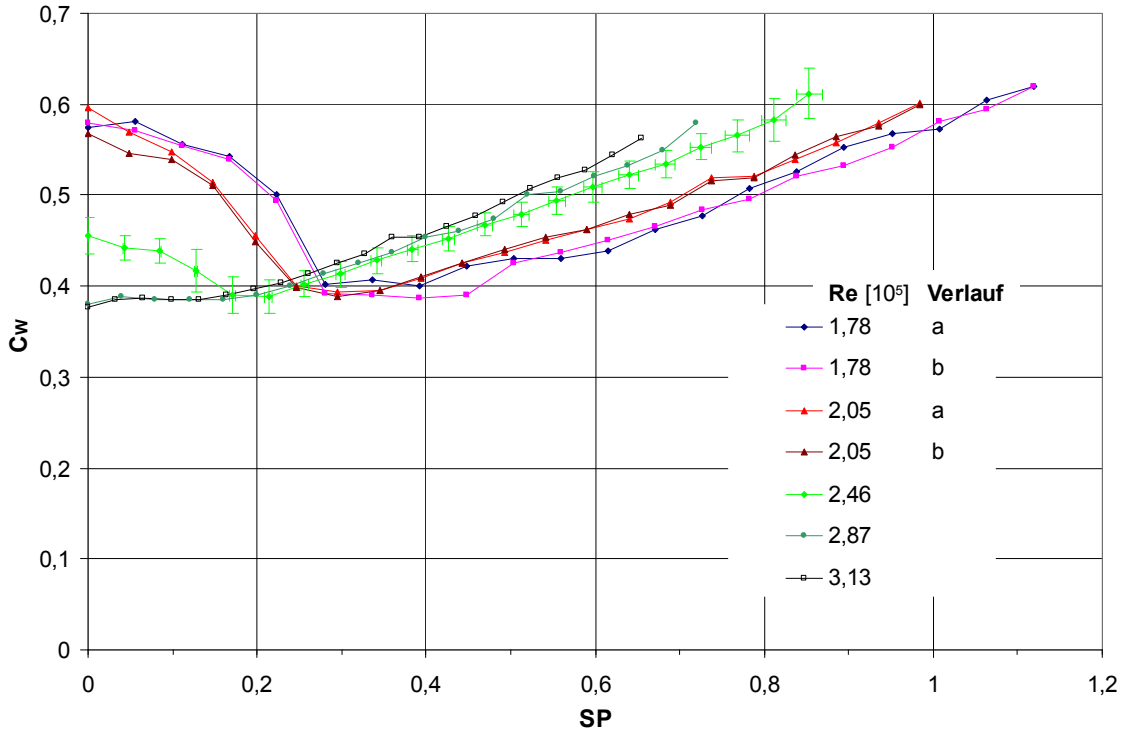


Bild 3.48: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $1,78 \cdot 10^5 < Re < 3,13 \cdot 10^5$

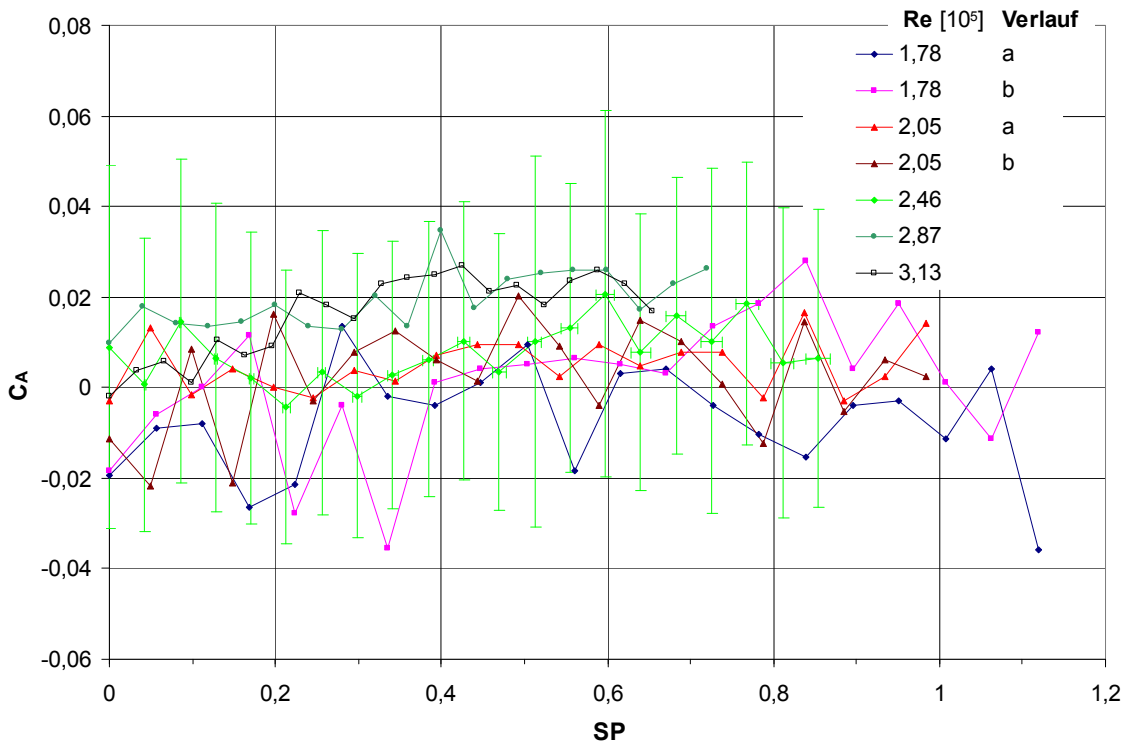


Bild 3.49: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $1,78 \cdot 10^5 < Re < 3,13 \cdot 10^5$

In Bild 3.50 lässt sich in dem Re-Bereich $3,4 \cdot 10^5 < Re < 5,31 \cdot 10^5$ C_M als Funktion von SP betrachten. Der Magnuseffekt ist im gesamten Re-Bereich positiv, so dass mit steigendem Spinparameter auch C_M ansteigt. Die Grenzschicht ist auf beiden Ballseiten turbulent. Die in „Re = $4,05 \cdot 10^5$ “ eingetragenen erweiterten Unsicherheiten des Magnuskraftbeiwerts U_{C_M} für ein Vertrauensniveau von 95% betragen mit Ausnahme von $SP = 0$ in dem betrachteten Re-Bereich $U_{C_M} < 0,04$. Der Einfluss der rauhen Balloberfläche zeigt sich darin, dass bei gleichem SP-Wert bei der jeweils höheren Re-Zahl größere C_M -Werte vorliegen. Die Streubandbreite beträgt $\Delta C_M = 0,09$ bei $SP = 0,35$.

In Bild 3.51 ist C_W als Funktion von SP in dem Re-Bereich $3,4 \cdot 10^5 < Re < 5,31 \cdot 10^5$ zu sehen. Aufgrund des mit SP ansteigenden positiven Magnuseffekts steigt C_W ebenso mit SP an. Die in „Re = $4,05 \cdot 10^5$ “ eingetragenen erweiterten Unsicherheiten des Widerstandsbeiwerts U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95% betragen in dem betrachteten Re-Bereich $U_{C_W} < 0,025$. Der Einfluss der rauhen Balloberfläche auf den C_W -Wert fällt im Vergleich zum C_M -Wert geringer aus. Bei gleichem SP-Wert werden bei der jeweils höheren Re-Zahl nur geringfügig größere C_W -Werte erreicht. Beispielsweise beträgt die Streubandbreite $\Delta C_W = 0,04$ bei $SP = 0,35$.

Bild 3.52 zeigt die Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP . Der Auftriebsbeiwert C_A beträgt im gesamten Re-Bereich $-0,03 < C_A < 0,03$.

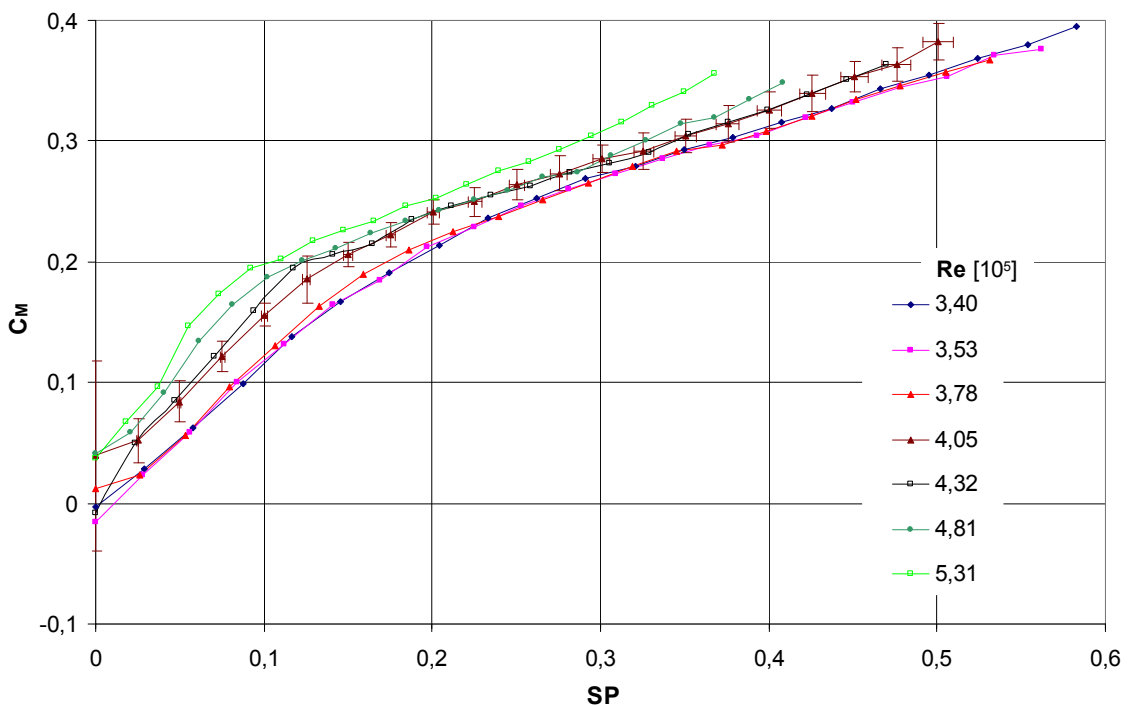


Bild 3.50: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $3,4 \cdot 10^5 < Re < 5,31 \cdot 10^5$

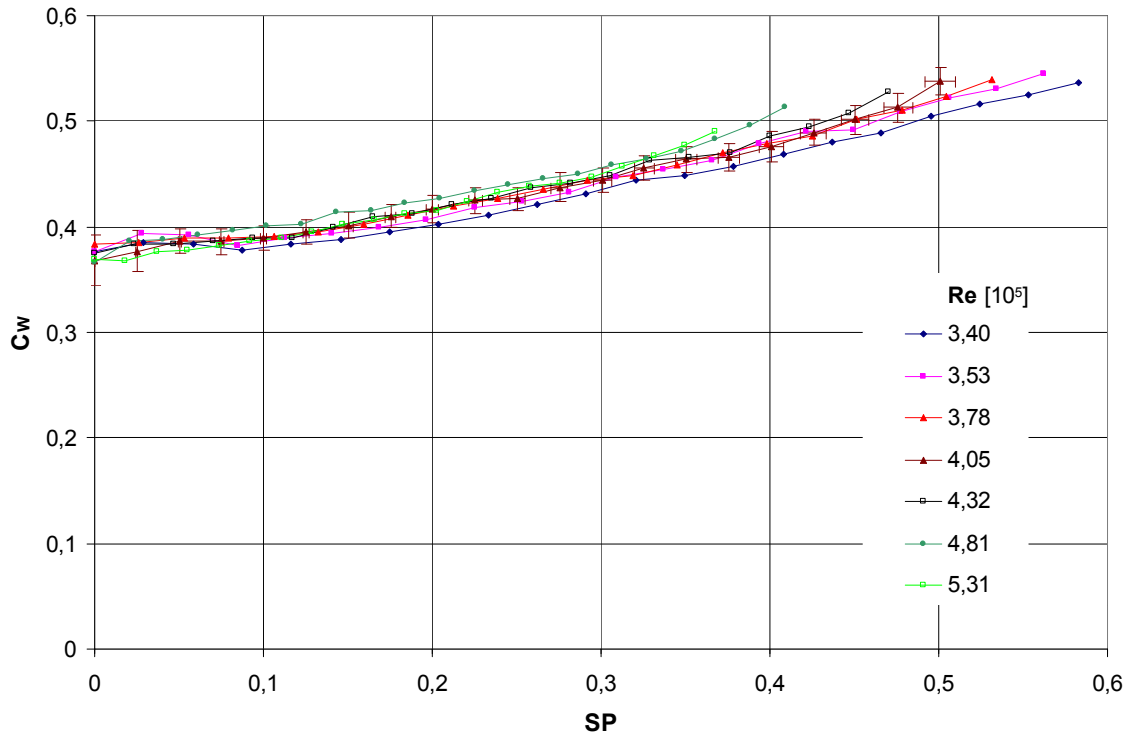


Bild 3.51: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $3,4 \cdot 10^5 < Re < 5,31 \cdot 10^5$

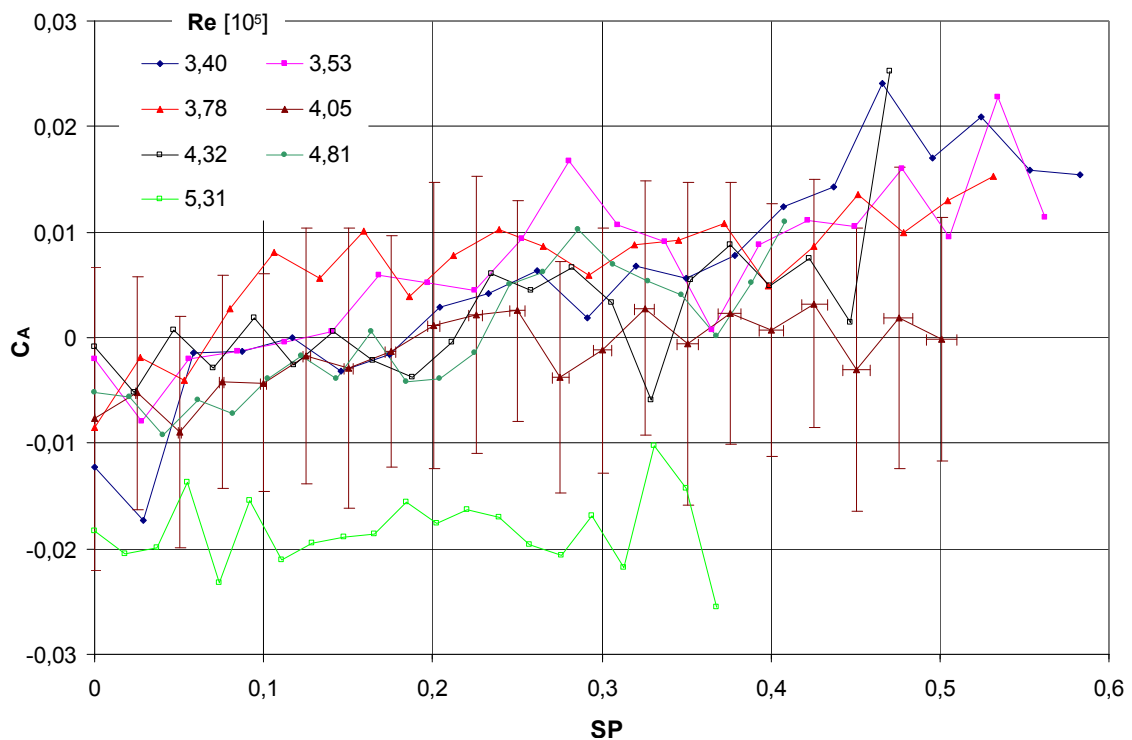


Bild 3.52: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Welle für $3,4 \cdot 10^5 < Re < 5,31 \cdot 10^5$

Die in „ $Re = 4,05 \cdot 10^{5cc}$ “ eingetragenen Fehlerbalken von SP und C_A entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{SP} und U_{C_A} für ein Vertrauensniveau von 95%.

Bild 3.53 zeigt Nebeldrahtvisualisierungen der Umströmung des rotierenden 14-Panel-Modells mit Welle bei $Re = 1,2 \cdot 10^4$ in der Symmetriemittelebene. Aufgrund des Drehsinns entgegen dem Uhrzeigersinn wird der Nachlauf nach links abgelenkt. Man erkennt, dass sich mit steigendem Spinparameter die Grenzschichtablösung auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zunehmend zum Ballheck verschiebt. So lange, bis bei $SP = 1,16$ die maximal stromab gelegene Position von θ_{lam} erreicht wird.

Auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite bleibt der Ablösepunkt dagegen fast unverändert kurz vor dem Dickenmaximum fixiert. Jedoch nähern sich dort die Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten der Scherschicht mit steigendem Spinparameter mehr und mehr der Balloberfläche. Bei $SP = 1,84$ hat der laminar-turbulente Scherschichtübergang annähernd die Balloberfläche erreicht. Bei $SP = 2,77$ liegt auch der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder deutlich näher am Dickenmaximum. Hier verschiebt sich die Kelvin-Helmholtz-Instabilität auf beiden Ballseiten sehr nah zu den Ablösepunkten. Der Nachlauf wird mit steigendem Spinparameter aufgrund des makroskopischen Queraustauschs turbulenter, wie man anhand des verwirbelten Nebels erkennt. Qualitativ gleicht das Strömungsbild aus Bild 3.53 der Umströmung der glatten Kugel aus Bild 3.40: Die laminare Grenzschicht schafft sich selbst eine glatte Wand und deckt die Wandrauigkeiten zu.

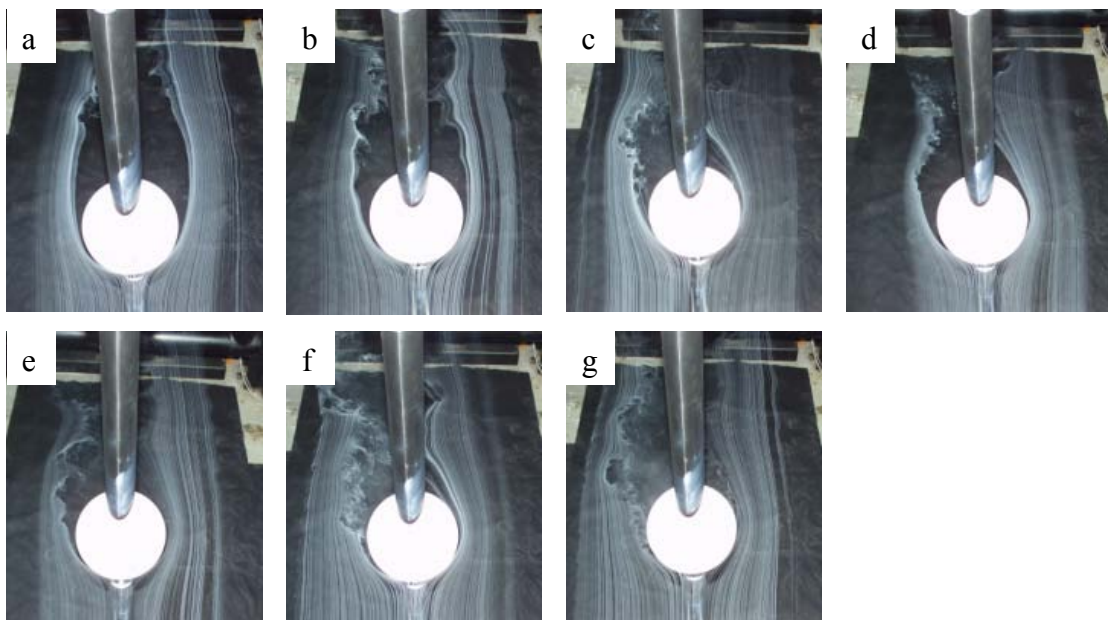


Bild 3.53: Nebeldrahtvisualisierungen der Umströmung des rotierenden 14-Panel-Modells mit Welle in der Symmetriemittelebene bei $Re = 1,2 \cdot 10^4$ und:
a) $SP = 0$; b) $SP = 0,24$; c) $SP = 0,46$; d) $SP = 0,71$; e) $SP = 1,16$;
f) $SP = 1,84$; g) $SP = 2,77$

3.2.3 Glatte Kugel (mit Spalt)

Bild 3.54 zeigt das Widerstandsverhalten der glatten Kugel mit Spalt („KuSp“) als Funktion der Reynolds-Zahl Re im Vergleich zu den Messdaten der glatten Kugel aus Abschnitt 3.1.1.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_S wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.3 „Anordnung für die glatte Kugel und das texturierte 14-Panel-Modell bei innerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von vier Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden ebenfalls aus dem Mittelwert von vier Messreihen ermittelt.

Die eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_W entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95%.

Im unterkritischen Re -Bereich liegen die C_W -Beiwerte der glatten Kugel mit Spalt oberhalb von denjenigen der rückwärtig gehaltenen glatten Kugel ($C_{W_{Ku}} \approx 0,46$). Zu beobachten ist eine leichte Abnahme des Widerstandsbeiwerts mit der Reynolds-Zahl von $C_{W_{KuSp}} \approx 0,52$ bei $Re = 1 \cdot 10^5$ auf $C_{W_{KuSp}} \approx 0,49$ bei $Re = 3,15 \cdot 10^5$. Der kritische Re -Zahl-Bereich $3,4 \cdot 10^5 < Re < 3,95 \cdot 10^5$ ist durch die Abnahme des Widerstandsbeiwerts auf $C_{W_{KuSp}} \approx 0,24$ gekennzeichnet. Außerdem ist er anhand der höheren Werte von U_{C_W} zu erkennen. Man erkennt zudem das um $\Delta Re = 3 \cdot 10^4$ frühere Eintreten des kritischen Re -Zahl-Bereichs verglichen mit der rückwärtig gehaltenen Kugel. Der überkritische C_W -Wert der glatten Kugel mit Spalt pendelt sich nach einem leichten Anstieg schließlich auf $C_{W_{KuSp}} \approx 0,26$ für $Re > 4,5 \cdot 10^5$ ein. Gegenüber der glatten Kugel mit Welle aus Abschnitt 3.2.1 ergibt sich aber eine deutliche Reduktion des überkritischen C_W -Werts um $\Delta C_W \approx 0,16$.

Der C_A -Verlauf in Bild 3.55 kennzeichnet sich im unterkritischen Re -Bereich durch eine anfängliche Abnahme des C_A -Werts von $C_{A_{KuSp}} \approx 0$ bei $Re = 1 \cdot 10^5$ auf $C_{A_{KuSp}} \approx -0,12$ bei $Re = 3,4 \cdot 10^5$. Mit steigender Re -Zahl erfolgt ein Sprung zu positiven C_A -Werten bei gleichzeitig zunehmenden Werten von U_{C_A} . Quantitativ gleicht dieser Re -Bereich dem Auftriebsverhalten der glatten Kugel, jedoch ist er zu niedrigeren Re -Zahlen verschoben. Demnach kann der kritische Re -Bereich zu $3,4 \cdot 10^5 < Re < 4,5 \cdot 10^5$ abgeschätzt werden, ohne dass jedoch für $Re > 4 \cdot 10^5$ eine weitere signifikante Widerstandsreduktion in Bild 3.54 zu beobachten wäre. Für überkritische Re -Zahlen geht C_A schließlich gegen null.

Die Seitenkraftbeiwerte in Bild 3.56 verlaufen ebenfalls quantitativ sehr ähnlich zu denjenigen der glatten Kugel: C_S geht von Werten oberhalb von null im unterkritischen Re -Bereich zu Werten knapp unterhalb von null im überkritischen Re -Bereich über.

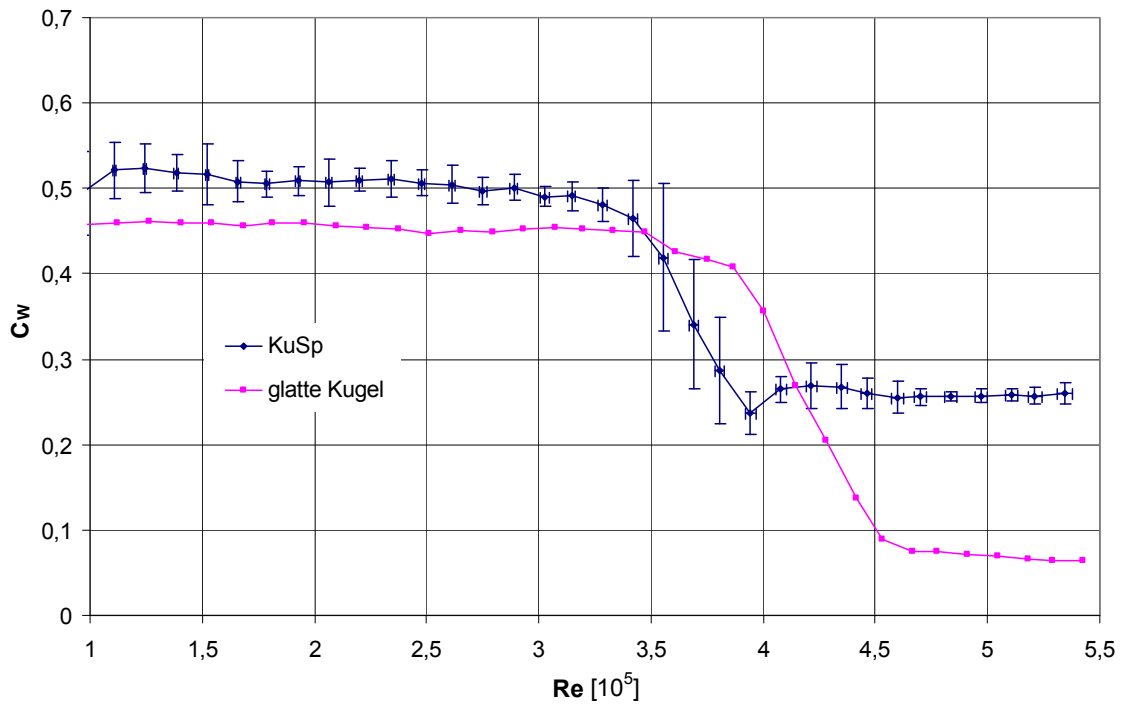


Bild 3.54: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von Re für die glatte Kugel mit Spalt und für die glatte Kugel aus Abschnitt 3.1.1

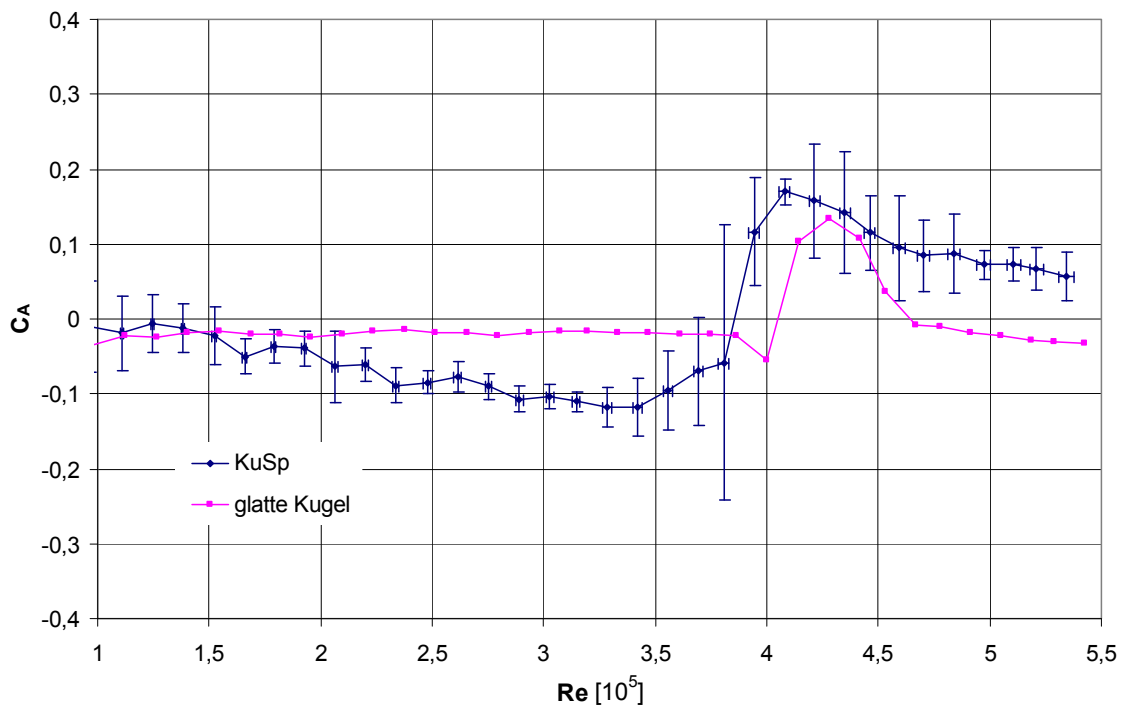


Bild 3.55: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für die glatte Kugel mit Spalt und für die glatte Kugel aus Abschnitt 3.1.1

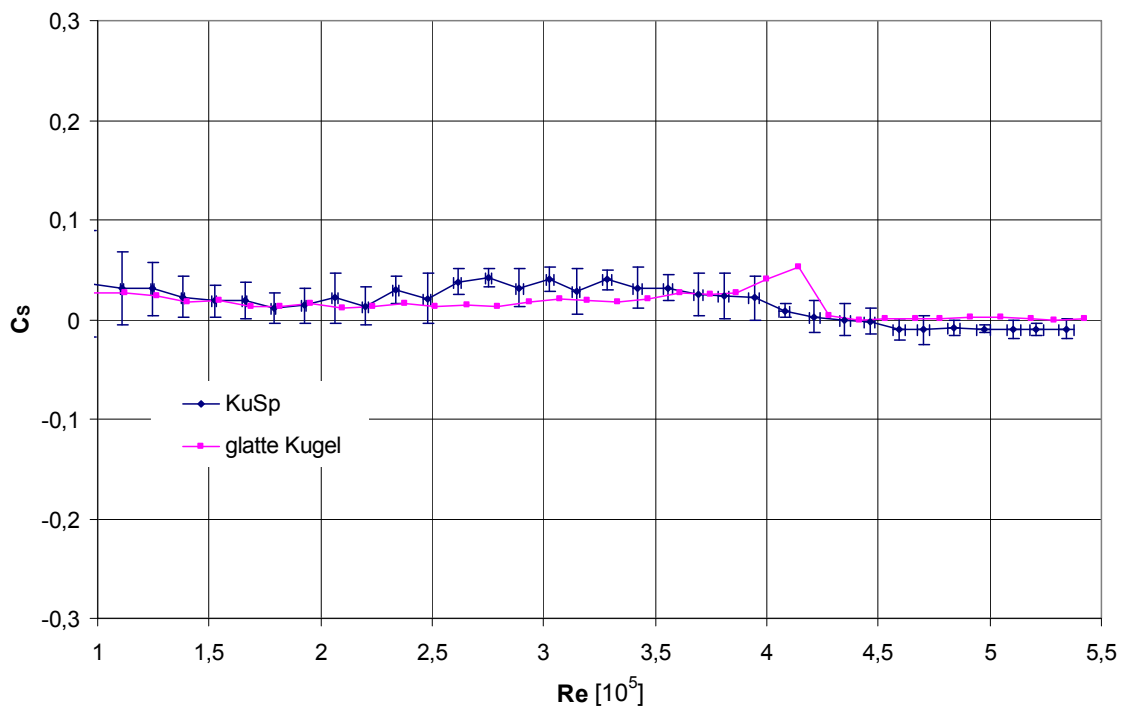


Bild 3.56: Seitenkraftbeiwerte C_s als Funktion von Re für die glatte Kugel mit Spalt und für die glatte Kugel aus Abschnitt 3.1.1

C_A und C_s als Funktion von Re für die glatte Kugel mit Spalt stimmen quantitativ sehr gut mit den entsprechenden Kurvenverläufen der glatten Kugel überein. Folgerung: Der Einfluss des beidseitigen Spalts zwischen der Mittelplatte und den Kugelhälften beschränkt sich weitestgehend auf das überkritische Widerstandsverhalten.

Wie die Strömung sich in diesen Spalten verhält und wie der detaillierte Einfluss der Spalte auf die Strömung und auf die Kraftbeiwerte ausfällt, kann im Windkanal nicht festgestellt werden. Aus diesem Grund untersuchte *Ginsberg (2007)* numerisch das Strömungsverhalten im Kugelspalt bei Re -Zahlen von $Re = 1,5 \cdot 10^5$ und $Re = 3 \cdot 10^5$ und bei verschiedenen Spinparametern mit Hilfe des kommerziellen Strömungslösers *Fluent*. Die Simulationen wurden stationär mit dem *RNG Turbulenzmodell* und der *Enhanced Wall Treatment Funktion* durchgeführt. *Ginsberg (2007)* löste die Grenzschicht im Spalt vollständig auf. Die Spaltbreite wurde auf $0,3\text{mm}$ gesetzt, die Spalttiefe aus den Konstruktionszeichnungen auf $14,2\text{mm}$ festgelegt.

Aufgrund der vollständig turbulent gerechneten Grenzschicht in den Simulationen ergeben sich keine Übereinstimmungen zu den experimentell bestimmten Kraftbeiwerten dieser Arbeit. Doch liegen die aus den Simulationen erhaltenen C_W -Werte bei $SP = 0$ mit $C_W = 0,25$ bei $Re = 1,5 \cdot 10^5$ sowie mit $C_W = 0,18$ bei $Re = 3 \cdot 10^5$ in der gleichen Größenordnung wie der überkritische Widerstandsbeiwert von $C_{W_{KuSp}} \approx 0,26$.

Auch das Verhalten der Strömung in der Spaltmittelebene lieferte sehr interessante Einblicke. Bei ruhenden Kugelhälften führt die turbulente Grenzschicht zu Ablöse-

punkten deutlich hinter dem Dickenmaximum. Gleichzeitig entsteht eine typische Druckverteilung der überkritischen Kugelumströmung, die sich dem Spalt aufprägt. Durch die Haftbedingung (zwei ruhende Wände) ergeben sich im Spalt im Vergleich zur Außenströmung nur sehr geringe Strömungsgeschwindigkeiten. Dabei kommt es im Bereich des Staupunktes und am Kugelheck zu einem Einströmen, da dort höhere Drücke als am Dickenmaximum herrschen. Infolgedessen kann am Dickenmaximum ein Ausströmen beobachtet werden. Insgesamt liegt eine klare Abgrenzung zwischen der Strömung im Spalt und der Außen- und Nachlaufströmung vor.

Bild 3.57 und Bild 3.58 zeigen den mit Hilfe des Seeding-Verfahrens visualisierten Nachlauf der glatten Kugel mit Spalt für $1,21 \cdot 10^5 < Re < 4,56 \cdot 10^5$.

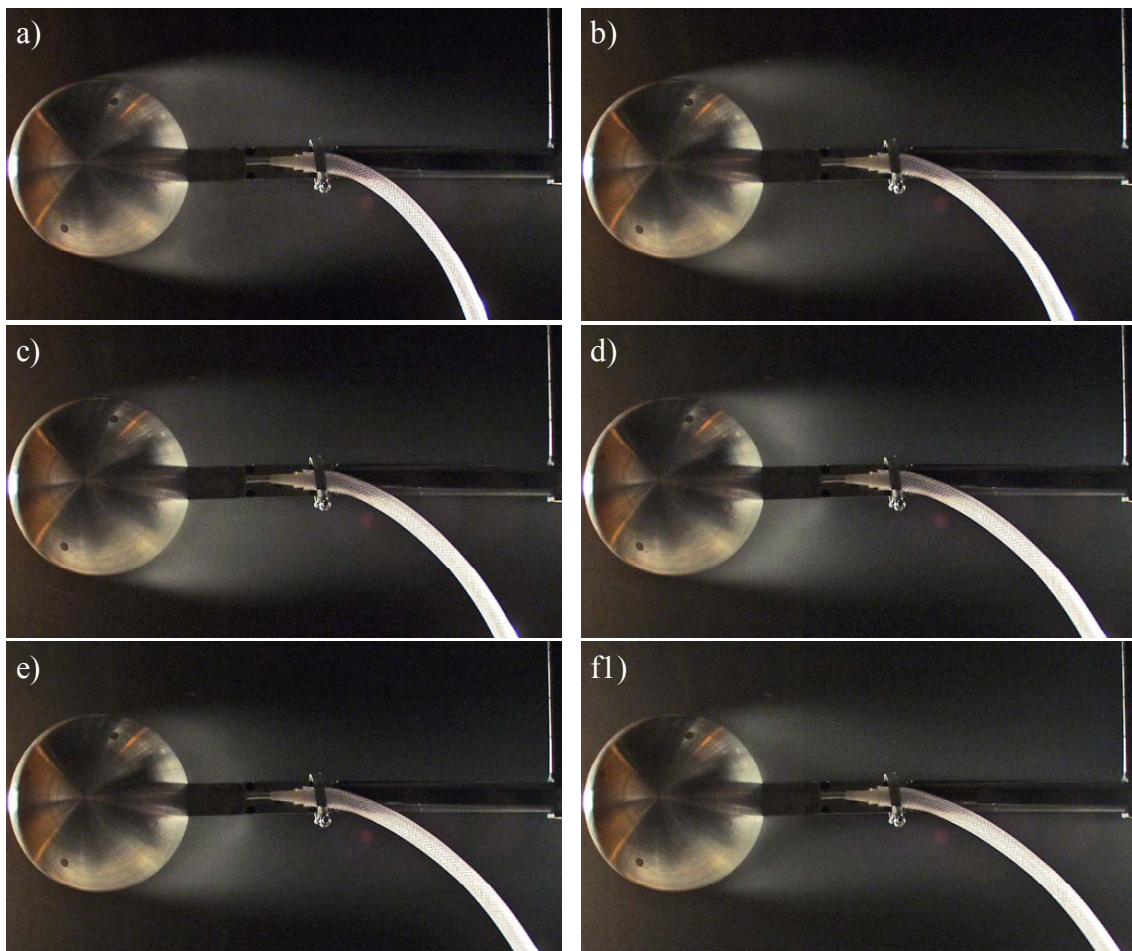


Bild 3.57: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei:

- a) $Re = 1,21 \cdot 10^5$; b) $Re = 2,12 \cdot 10^5$; c) $Re = 2,91 \cdot 10^5$; d) $Re = 3,27 \cdot 10^5$;
 e) $Re = 3,49 \cdot 10^5$; f) $Re = 3,57 \cdot 10^5$

Bis $Re = 2,91 \cdot 10^5$ liegt der Ablösepunkt kurz vor dem Dickenmaximum bei $\theta_{lam} \approx 82 \pm 3^\circ$. In einem Bereich $3,49 \cdot 10^5 < Re < 3,84 \cdot 10^5$ springt er zwischen dem unterkritischen Zustand vor dem Dickenmaximum und dem überkritischen Zustand

hinter dem Dickenmaximum mit hoher Frequenz hin und her. Insgesamt erfolgt mit steigender Re-Zahl eine zunehmende Verschiebung des Ablösepunktes zum Kugelheck. Dieser Bereich entspricht dem kritischen Re-Bereich, wie er in Form des fallenden Widerstandsbeiwerts C_w in Bild 3.54 und der hohen Werte der erweiterten Unsicherheiten U_{C_w} in Bild 3.54 und U_{C_A} in Bild 3.55 auftritt.

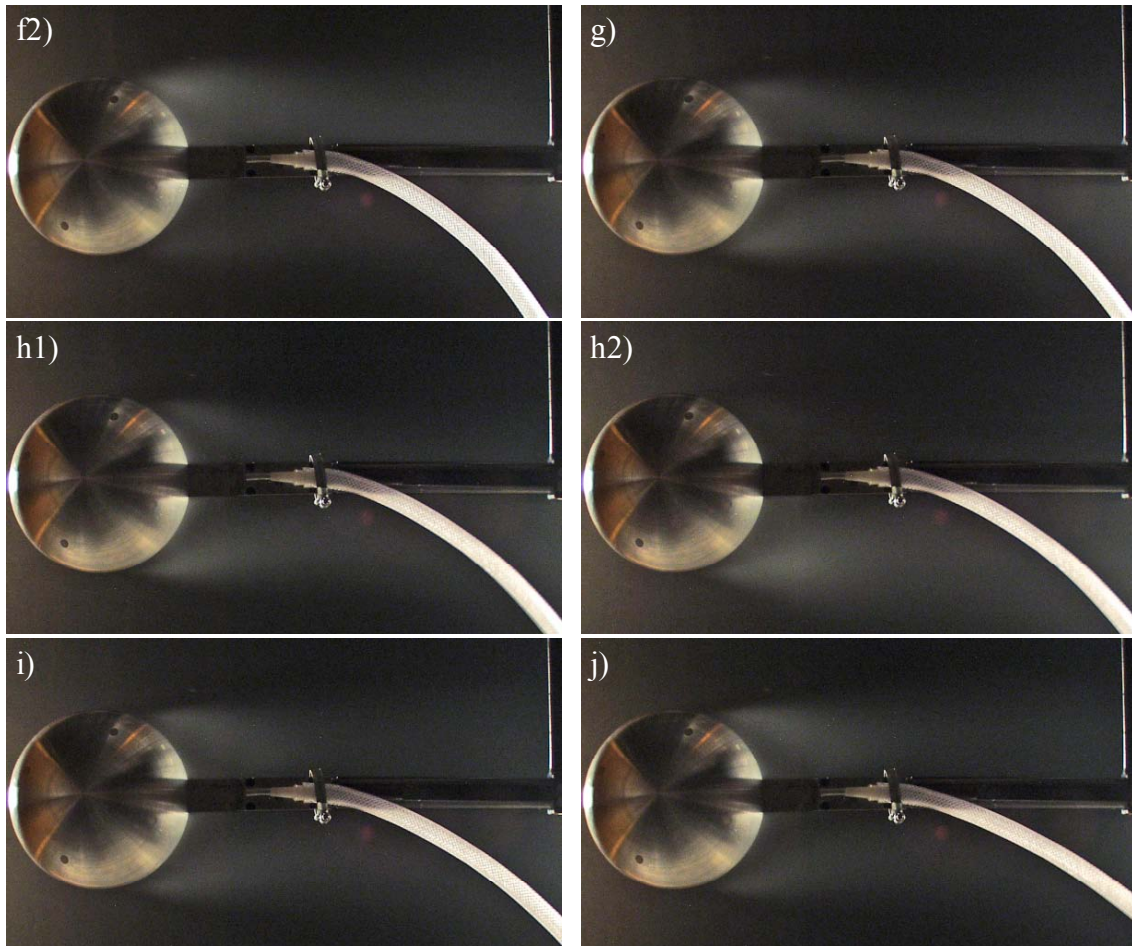


Bild 3.58: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei:
 f) $Re = 3,57 \cdot 10^5$; g) $Re = 3,84 \cdot 10^5$; h) $Re = 4,09 \cdot 10^5$; i) $Re = 4,25 \cdot 10^5$;
 j) $Re = 4,56 \cdot 10^5$

Bei $Re = 4,09 \cdot 10^5$ ist der Nachlauf wie in (h2) überwiegend nach unten gerichtet und nur phasenweise kurzzeitig symmetrisch wie in (h1). Bei (i) $Re = 4,25 \cdot 10^5$ verhält es sich genau umgekehrt: Der Nachlauf ist meist symmetrisch und nur noch phasenweise kurzzeitig nach unten gerichtet. Dieses Phänomen erklärt die hohen Auftriebsbeiwerte C_A bei diesen Re-Zahlen in Bild 3.55.

Ab $Re = 4,56 \cdot 10^5$ liegt eine überkritische Strömungsablösung bei $\theta_{turb} \approx 110 \pm 3^\circ$ vor. $\theta_{turb} \approx 140^\circ$ bei der glatten Kugel wird jedoch nicht erreicht. Dies erklärt den mit

$C_{W_{KuSp}} \approx 0,26$ wesentlich höheren Widerstandsbeiwert der glatten Kugel mit Spalt. Im Gegensatz zu den Seeding-Visualisierungen an der glatten Kugel aus Abschnitt 3.1.1 ist der Nachlauf der glatten Kugel mit Spalt bei überkritischen Re-Zahlen symmetrisch.

Die Untersuchungen mit Rotation um eine Achse senkrecht zur Strömungsrichtung wurden für ansteigende Drehzahlen durchgeführt.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_M , C_W und C_S wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.3 „Anordnung für die glatte Kugel und das texturierte 14-Panel-Modell bei innerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von fünf Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden aus dem Mittelwert von vier Messreihen ermittelt.

Bild 3.59 und Bild 3.60 zeigen die Magnuskraftbeiwerte C_M und die Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP in einem Reynolds-Zahl-Bereich $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$.

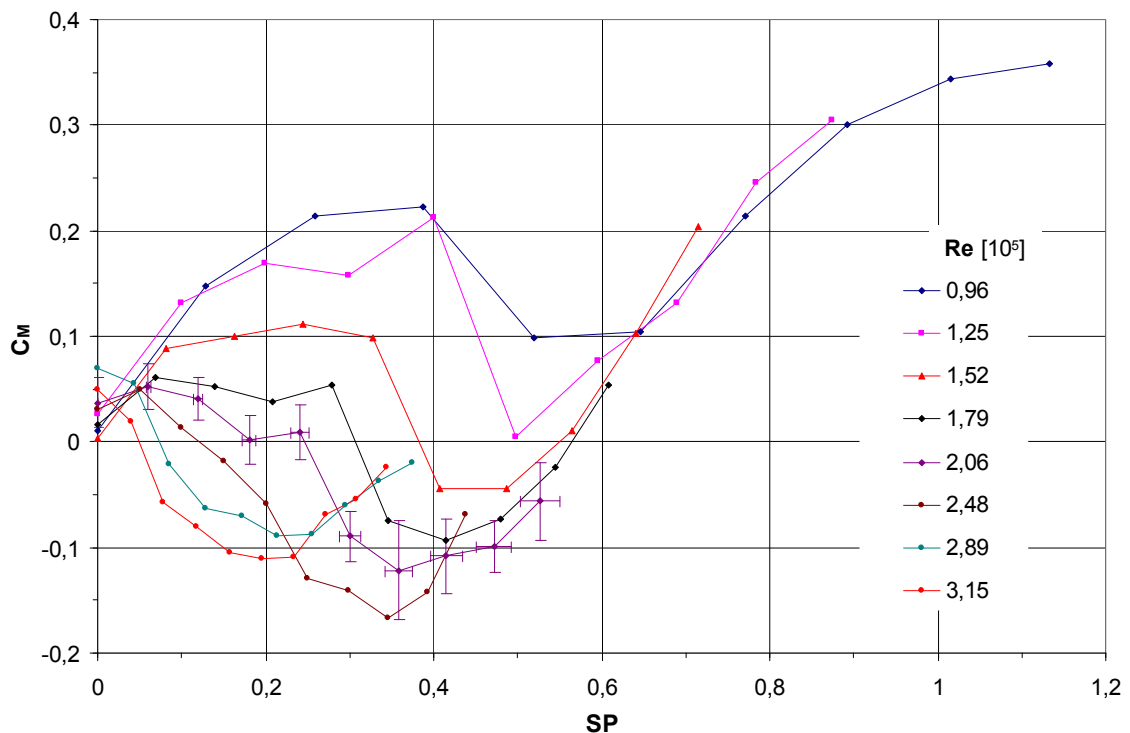


Bild 3.59: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Spalt für $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$

Bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$ nimmt C_M von $C_M = 0$ bei $SP = 0$ zunächst auf $C_M = 0,22$ bei $SP = 0,39$ zu. Dies kann einerseits durch eine mit steigendem SP -Wert weiter am Kugelheck ablösende laminare Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite erklärt werden. Andererseits wandert die laminare Grenzschicht auf der entgegenseitigen Seite

der Strömungsrichtung rotierenden Seite stromauf. Folglich wird die Druckdifferenz am Dickenmaximum größer, während der Heckdruck sinkt. Aus dem fallenden Heckdruck erklären sich die ansteigenden Widerstandsbeiwerte C_W , siehe Abschnitt 1.2.9. Die Seeding-Visualisierungen an der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 0,98 \cdot 10^5$ in Bild 3.61 belegen diese Interpretation.

Bei $SP = 0,52$ ist auch die Ablösestelle auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite aufgrund eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs weiter zum Kugelheck verschoben. Dies führt dazu, dass die Druckdifferenz zwischen beiden Seiten in Polnähe geringer wird. Diese Vermutung unterstützen auch die C_W -Werte in Bild 3.60, welche wegen des gleichzeitigen Heckdruckanstiegs fallen.

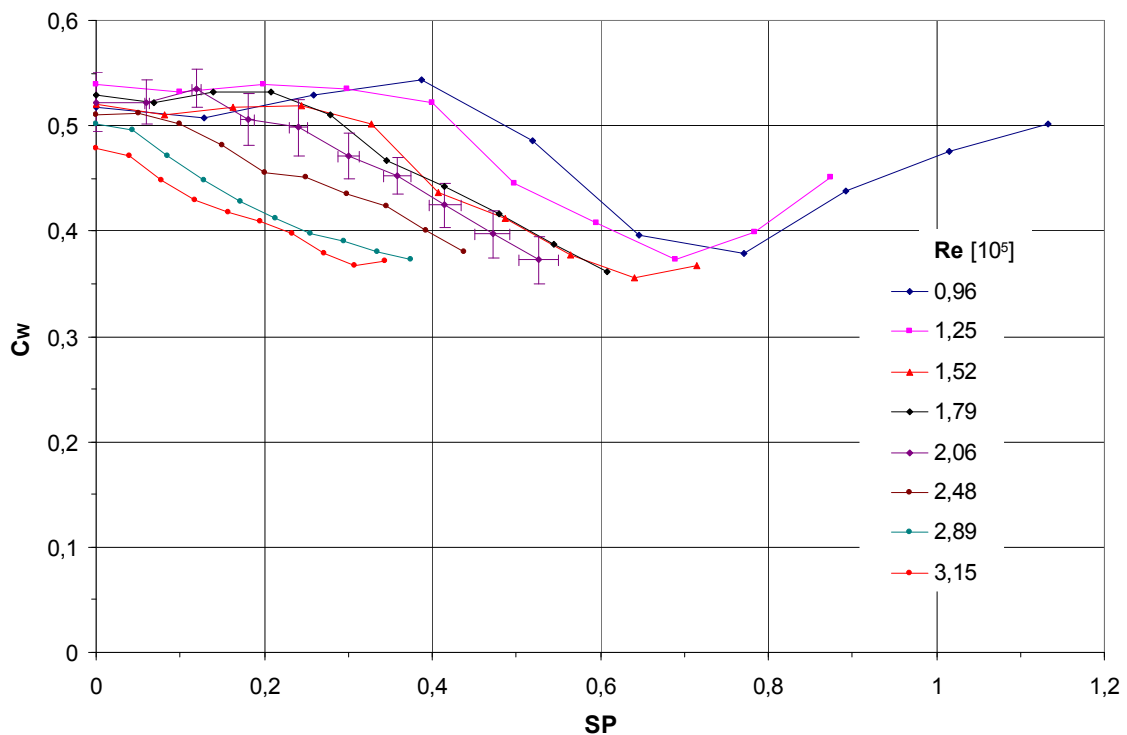


Bild 3.60: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Spalt für $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$

Bei $SP \approx 0,65$ bleibt der Magnuskraftbeiwert konstant bei $C_M \approx 0,1$, während der Widerstandsbeiwert drastisch fällt. Wie in Bild 3.61 eindeutig zu erkennen ist, wandert bei $SP = 0,64$ der turbulente Ablösepunkt auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite weiter zum Kugelheck. Die sich dadurch einstellenden Veränderungen der Druckverteilung in Polnähe werden durch eine Verschiebung der Ablösestelle zum Kugelheck auch auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite kompensiert. Grund für die Verschiebung ist ein laminar-turbulenter Grenzschichtübergang. In der Summe bleibt C_M konstant, während der steigende Basisdruck eine C_W -Abnahme bewirkt.

Der C_M -Anstieg bei $SP = 0,77$ bei gleichzeitig konstantem C_W -Wert deutet darauf hin, dass sich bei diesem Spinparameter nur Veränderungen der Druckverteilung in Polnähe einstellen, jedoch keine gravierende Änderung des Basisdrucks auftritt. Dies lässt sich aus den Seeding-Visualisierungen in Bild 3.62 und aus dem Vergleich von (f) $SP = 0,64$ und (g) $SP = 0,76$ nicht eindeutig klären. Die Seeding-Visualisierungen zeigen aber ab (h) $SP = 0,88$ wieder ein Zurückwandern des Ablösepunktes auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite in Richtung Dickenmaximum. Gleichzeitig zeigen die Seeding-Visualisierungen in Bild 3.62 bei (h2) $SP = 0,88$ und (i2) $SP = 1,0$ eine phasenweise komplett nebelfreie Unterseite. Faktisch liegt die Strömung also an der Unterseite bis $\theta \approx 180^\circ$ an, ein Ablösepunkt ist nicht erkennbar. Da gleichzeitig die Nachlaufablenkung nach oben größer wird, bedeutet dies, dass C_M und C_W mit SP ansteigen.

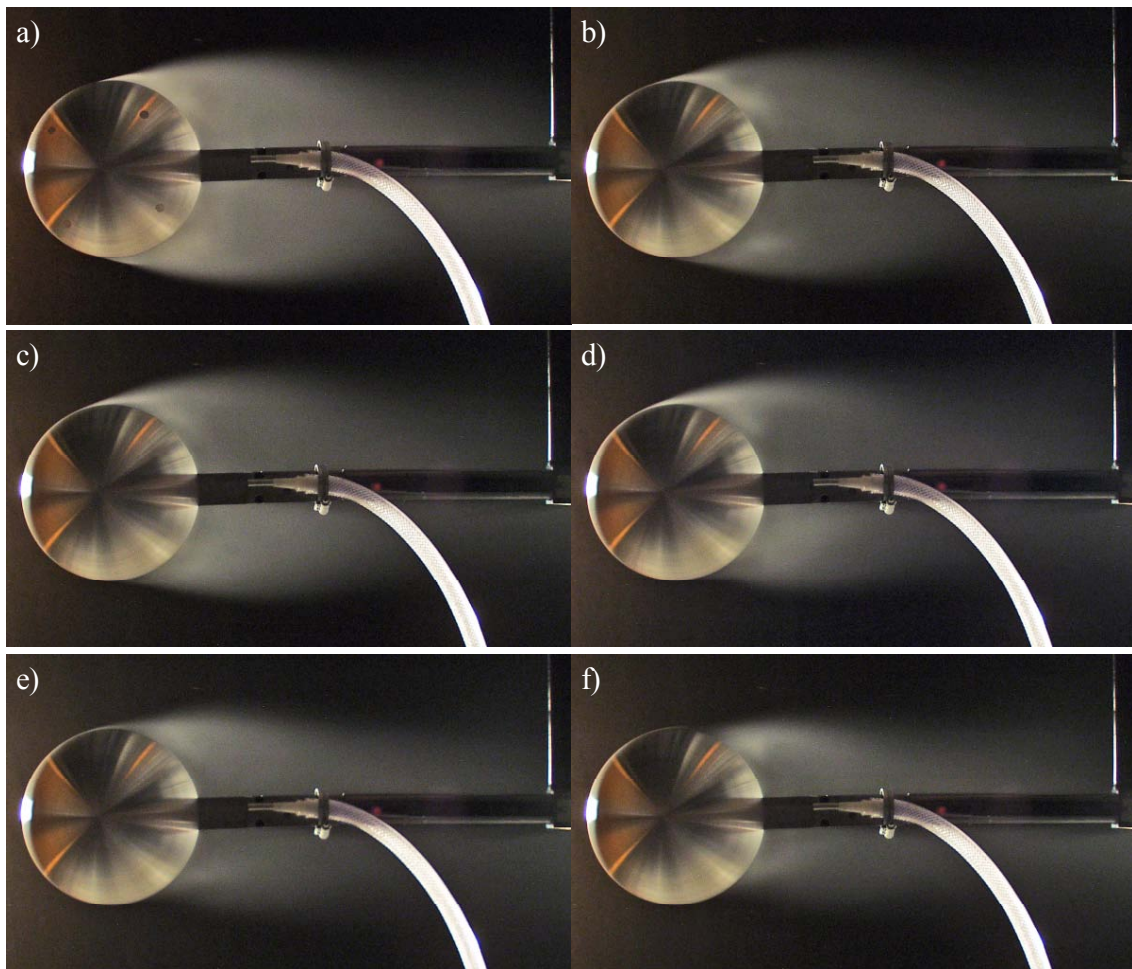


Bild 3.61: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 0,98 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,13$; c) $SP = 0,25$; d) $SP = 0,38$; e) $SP = 0,51$; f) $SP = 0,64$

Auch anhand der Druckverteilung in Bild 1.14 lässt sich der Anstieg der Kraftbeiwerte erklären: C_M wächst aufgrund der größer werdenden Druckdifferenz in Polnähe, während C_W aufgrund des sinkenden Heckdrucks ansteigt. Aus Bild 3.59 und Bild 3.60 ist ersichtlich, dass bei $SP = 1,13$ $C_M \approx 0,36$ und $C_W \approx 0,5$ betragen.

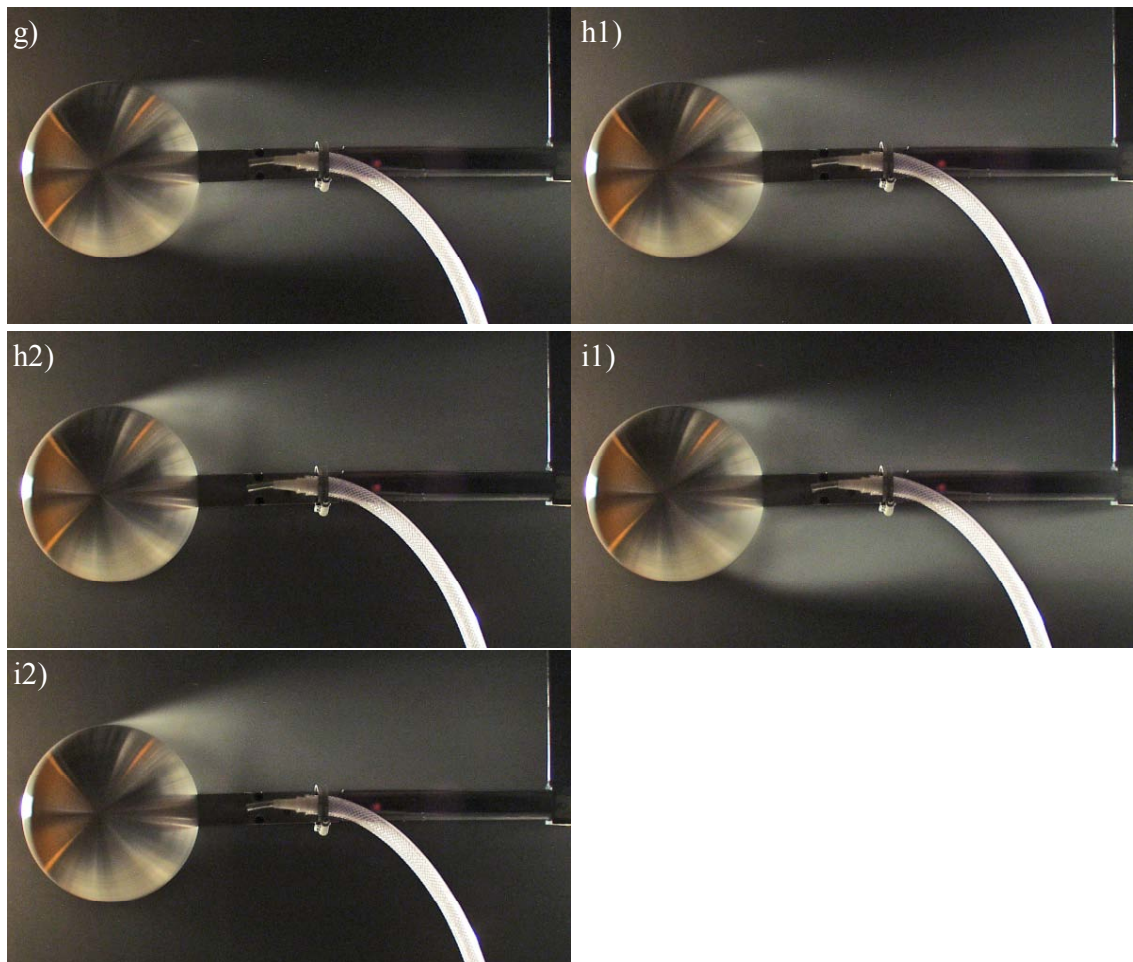


Bild 3.62: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 0,98 \cdot 10^5$ und: g) $SP = 0,76$; h) $SP = 0,88$; i) $SP = 1,0$

Für höhere Re -Zahlen in einem Bereich $1,25 \cdot 10^5 < Re < 2,06 \cdot 10^5$ verändert sich der bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$ beobachtete Kurvenverlauf hinsichtlich folgender Punkte:

- Der anfängliche Anstieg des C_M -Werts mit SP fällt mit steigender Re -Zahl zunehmend flacher aus. Zudem weicht wie auch schon in den C_A -Verläufen ohne Rotation C_M bei $SP = 0$ zunehmend von $C_M = 0$ ab.
- Der Bereich der C_M -Abnahme verschiebt sich ebenfalls mit steigender Re -Zahl zu geringeren SP -Werten.

- Das C_M -Minimum verschiebt sich mit steigender Re-Zahl zunehmend in den Bereich des negativen Magnuseffekts. Dies deutet darauf hin, dass aufgrund der turbulenten Grenzschicht auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite diese länger anliegt als die laminare Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite.
- Der Bereich ansteigender C_M -Werte verschiebt sich mit Re zu geringeren SP-Werten, die Steigung der Kurven in diesem Bereich ändert sich ebenfalls mit der Reynolds-Zahl Re .
- Der Widerstandsbeiwert C_W bei $SP=0$ nimmt mit steigender Re-Zahl ab. Dieser Punkt wurde bereits bei der Diskussion von Bild 3.54 behandelt. Die anfängliche Zunahme von C_W mit SP verschwindet mit steigender Re-Zahl in dem Maße, wie auch der positive Magnuseffekt verschwindet.
- Der Bereich fallender C_W -Werte verschiebt sich aufgrund der Änderungen in den C_M -Verläufen bei weiterer Steigerung der Re-Zahl zu geringeren SP-Werten.

Im Gegensatz zur glatten Kugel mit Welle treten auch keine sprunghaften, sondern nur kontinuierliche Verschiebungen der Ablösestellen auf. Dies führt dazu, dass die exemplarisch in „ $Re = 2,06 \cdot 10^5$ “ eingetragenen erweiterten Unsicherheiten U_{C_M} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95% generell Werte von $U_{C_M} < 0,05$ und $U_{C_W} < 0,03$ aufweisen. U_{Re} nimmt im Vergleich zu den Messungen ohne Rotation unveränderte Werte an, U_{SP} ist ebenfalls eingetragen.

Anhand der Seeding-Visualisierungen in Bild 3.63 und Bild 3.64 bei $Re = 1,55 \cdot 10^5$ lassen sich C_M und C_W als Funktion von SP in Bild 3.59 und Bild 3.60 bei $Re = 1,52 \cdot 10^5$ interpretieren. Bis (e) $SP = 0,32$ wandert der laminare Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Kugelheck. Dagegen bleibt der auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite liegende laminare Ablösepunkt zunächst auf Höhe des Dickenmaximums fixiert. Dies erklärt die mit SP ansteigenden C_M - und C_W -Werte.

Von (e) $SP = 0,32$ zu (f) $SP = 0,41$ ist eine deutliche Stromabverschiebung des Ablösepunktes auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite zu erkennen, die infolge eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs auftritt. Erklärt werden dadurch die zwischen $SP = 0,32$ und $SP = 0,41$ fallenden C_W -Werte und der negative Magnuseffekt, da C_M erstmalig negative Werte annimmt.

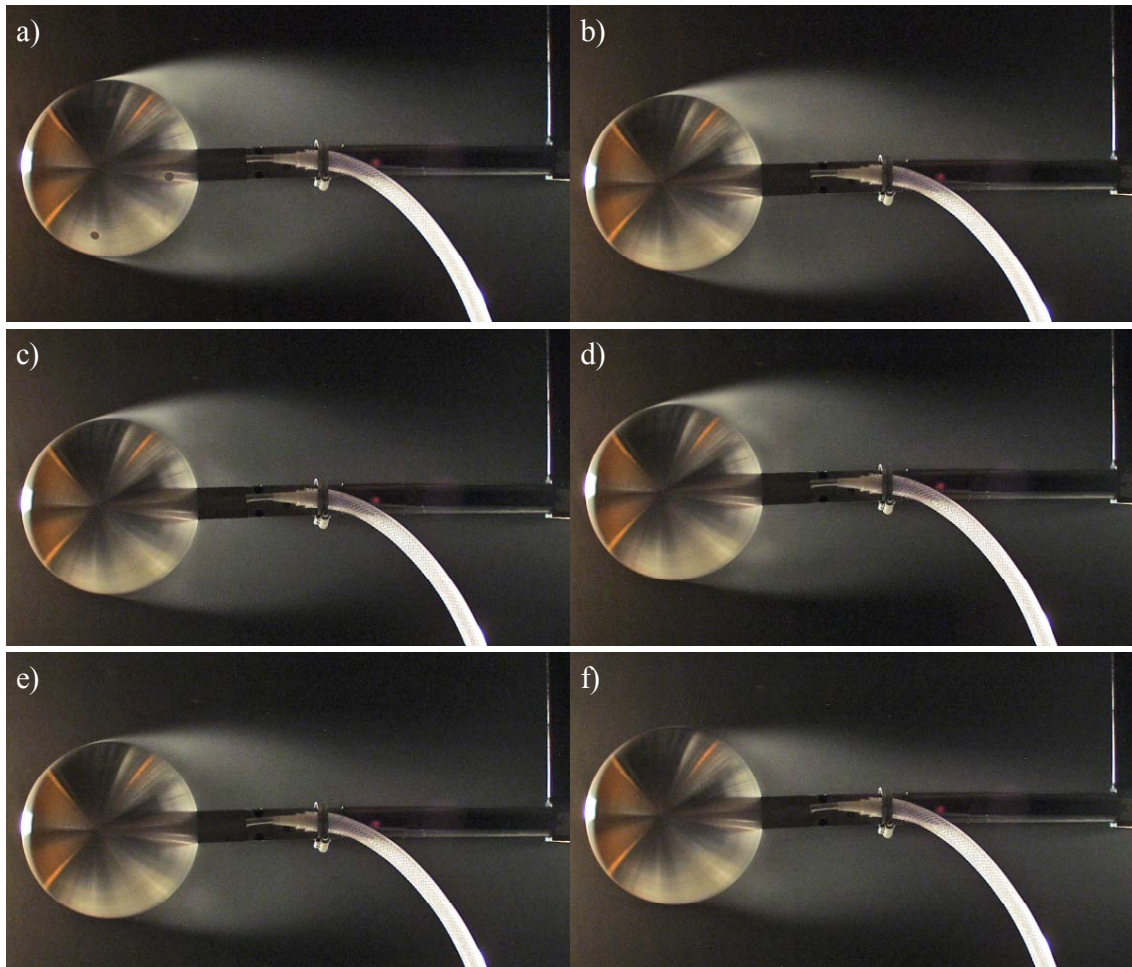


Bild 3.63: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 1,55 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,08$; c) $SP = 0,16$; d) $SP = 0,24$; e) $SP = 0,32$; f) $SP = 0,41$

Bei einer weiteren Erhöhung des Spinparameters verschiebt sich der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite weiter stromab. Ursache dafür ist möglicherweise ebenfalls ein laminar-turbulenter Grenzschichtübergang. Darauf deutet auch die Tatsache hin, dass bei (g) $SP = 0,48$ und (h) $SP = 0,56$ eine deutliche Instationarität der Ablösestelle vorliegt, die in Bild 3.64 anhand der unscharfen Kontur des unteren Ablösepunktes erkennbar ist. Dieser zweite laminar-turbulente Grenzschichtübergang bewirkt eine weitere Reduktion des Druckwiderstands und damit eine weitere C_W -Abnahme.

Gleichzeitig liegt der größere Unterdruck im Bereich des Dickenmaximums wieder auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite vor, erneut entsteht ein positiver Magnuseffekt. Wie beispielsweise der Vergleich zwischen Bild 3.64 (g) bei $SP = 0,48$ und Bild 3.64 (j) bei $SP = 0,71$ zeigt, wandert mit steigendem Spinparameter der turbulente Ablösepunkt auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder

in Richtung Dickenmaximum zurück. Dieser Effekt führt zu einer weiteren C_M -Zunahme, aber auch zu einem Wiederanstieg des C_W -Werts.

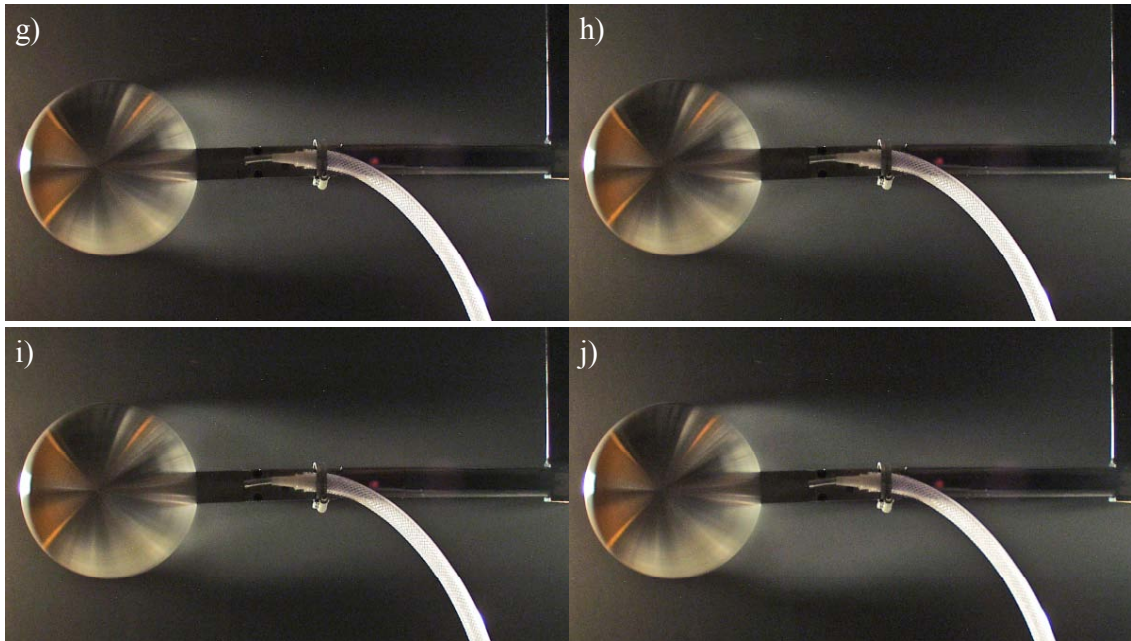


Bild 3.64: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 1,55 \cdot 10^5$ und: g) $SP = 0,48$; h) $SP = 0,56$; i) $SP = 0,63$; j) $SP = 0,71$

Anhand der Seeding-Visualisierungen in Bild 3.65 und Bild 3.66 bei $Re = 2,1 \cdot 10^5$ lassen sich C_M und C_W als Funktion von SP in Bild 3.59 und Bild 3.60 bei $Re = 2,06 \cdot 10^5$ interpretieren. Bis (e) $SP = 0,24$ ergibt sich keine eindeutige Tendenz, da C_W und C_M annähernd konstant bleiben. Anhand der Nebelbilder entsteht folgender Erklärungsansatz: Während eine Verschiebung des laminaren Ablösepunktes auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Kugelheck erfolgt, wird gleichzeitig die Grenzschicht auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent und verschiebt sich ebenfalls zum Kugelheck. Die größer werdenden Unterdrücke am Dickenmaximum heben sich gegenseitig auf. Die laminare Grenzschichtverschiebung verursacht einen sinkenden Basisdruck, der durch die turbulente Grenzschichtverschiebung und den damit verbundenen Basisdruckanstieg ausgeglichen wird.

Ein weiterer Hinweis auf einen laminar-turbulenten Grenzschichtübergang ist der zunehmend schwankende Charakter der Ablösestelle auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite. Dieser wird bei (e) $SP = 0,24$ maximal. Bei (f) $SP = 0,30$ ist ein deutlicher negativer Magnuseffekt anhand des nach unten gerichteten Nachlaufs und der sprunghaft stromab verschobenen turbulenten Grenzschichtablösung auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite zu erkennen. Dies zeigt sich

auch in den Kraftbeiwerten, da $C_M < 0$ wird und C_W zu sinken beginnt. C_W sinkt mit steigendem Spinparameter SP weiter, während C_M ebenfalls weiter leicht abnimmt.

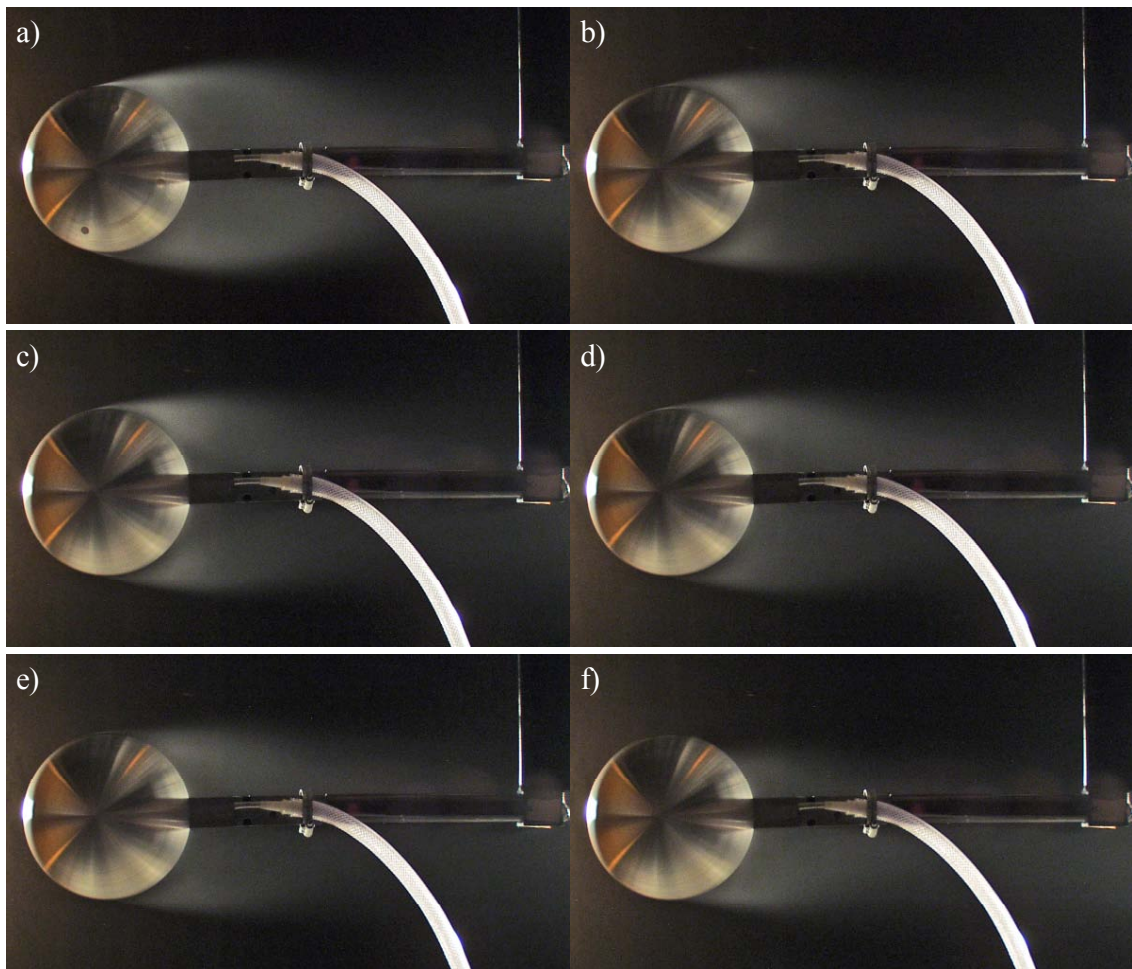


Bild 3.65: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 2,1 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,06$; c) $SP = 0,12$; d) $SP = 0,18$; e) $SP = 0,24$; f) $SP = 0,30$

Der leichte Wiederanstieg von C_M ab $SP = 0,36$ resultiert aus dem Einsetzen eines zeitlichen Schwankens des Ablösepunktes auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite, wie in (g) und (h) zu erkennen ist. Der damit verbundene laminar-turbulente Grenzschichtübergang führt dazu, dass die turbulente Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite weiter zum Kugelheck wandert. Dies wird bei (i) $SP = 0,47$ besonders deutlich. Die Folge ist ein weiteres Ansteigen des Basisdrucks und damit eine Abnahme von C_W , während der Unterdruck am Dickenmaximum wieder größer wird und folglich C_M wieder steigt. Gegenüber (f) $SP = 0,30$ liegen bei (i) $SP = 0,47$ die Ablösepunkte fast wieder gleichauf, wodurch sich der C_M -Wert mit SP wieder erhöht.

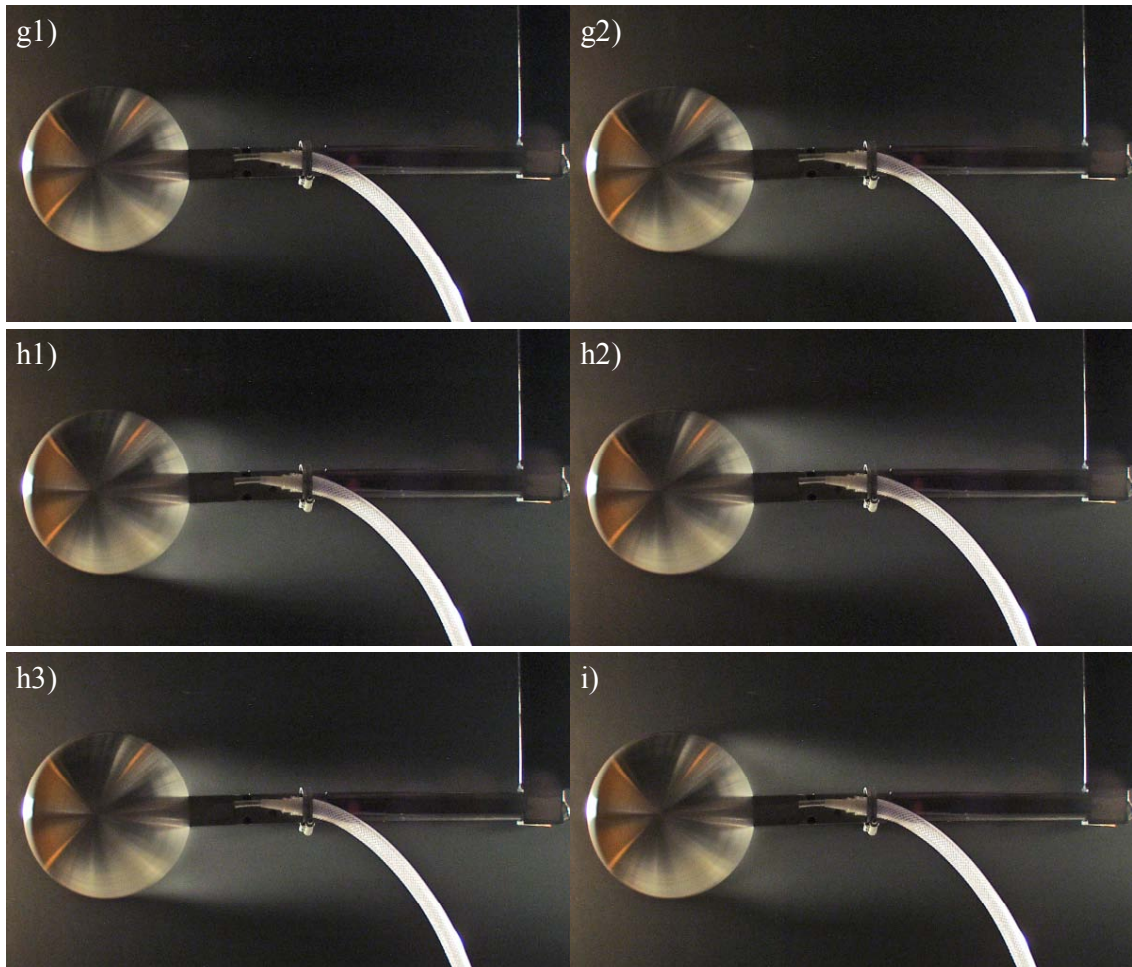


Bild 3.66: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 2,1 \cdot 10^5$ und: g) $SP = 0,36$; h) $SP = 0,41$; i) $SP = 0,47$

Bild 3.67 zeigt die Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$. Man erkennt, dass für Re-Zahlen $Re < 2,06 \cdot 10^5$ generell $C_S \approx 0$ beträgt. Der C_S -Verlauf und die erweiterten Unsicherheiten $U_{\overline{C_S}}$ für ein Vertrauensniveau von 95% in der Messkurve „ $Re = 2,06 \cdot 10^5$ “ veranschaulichen die Bildung von erheblich SP-abhängigen Seitenkräften. Diese Seitenkräfte treten gleichzeitig mit der Fluktuation der Ablösestelle auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite aufgrund des laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs auf.

Bei höheren Re-Zahlen treten ab $Re = 2,48 \cdot 10^5$ sogar maximale C_S -Werte von $C_{S_{\max}} \approx 0,25$ auf, die je nach Spinparameter C_M deutlich übersteigen. Ab $Re = 2,89 \cdot 10^5$ entstehen von null abweichende C_S -Werte in der Größenordnung $0,05 < C_S < 0,15$ auch schon bei $SP = 0$. Erklärung: Zur Realisierung der Rotation muss die Spaltbreite um wenige Hundertstel-Millimeter erhöht werden. Aufgrund einer geringfügigen Spaltasymmetrie bilden sich diese Seitenkräfte jedoch fast immer zu positiven C_S -Werten aus.

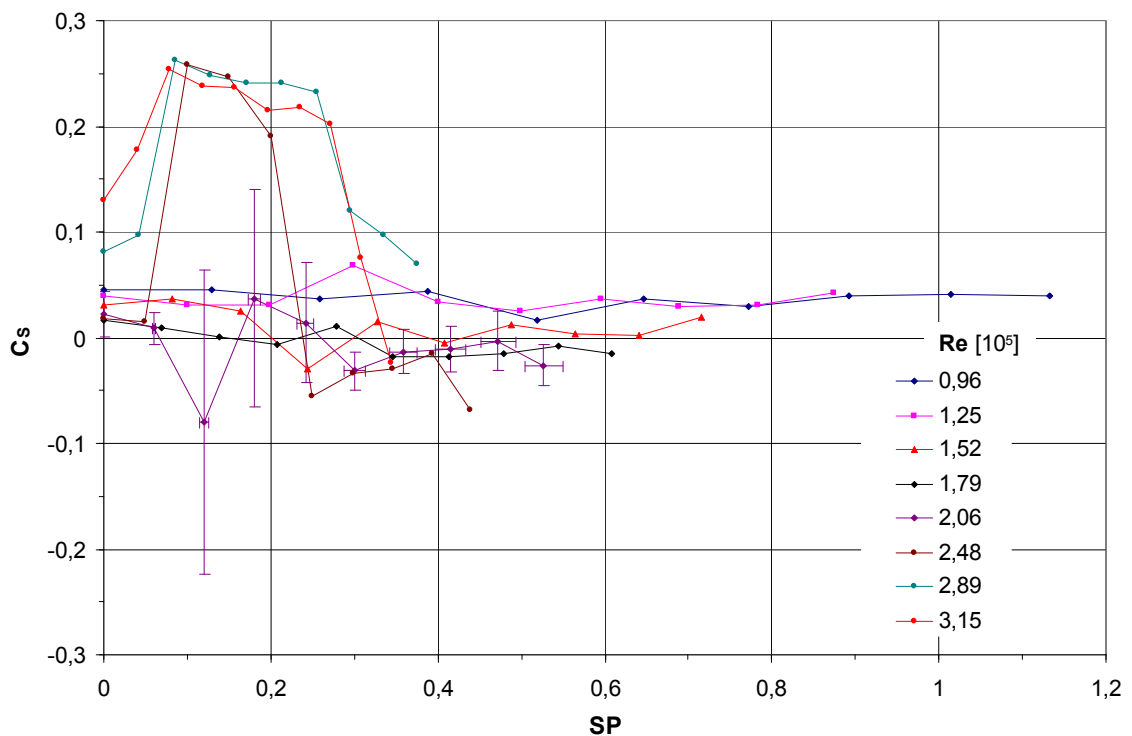


Bild 3.67: Seitenkraftkoeffizient C_s als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Spalt für $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$

Die in Bild 3.68 und Bild 3.69 in den Seeding-Visualisierungen eingesetzte Seitenansicht-Kameraperspektive bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 2,52 \cdot 10^5$ lässt keine direkten Rückschlüsse auf die Ursache dieser Seitenkräfte zu. In Verbindung mit den C_W - und C_M -Werten als Funktion von SP bei $Re = 2,48 \cdot 10^5$ in Bild 3.59 und Bild 3.60 können jedoch folgende Aussagen getroffen werden: Bis $SP = 0,10$ bleiben die laminaren Ablösepunkte an Ober- und Unterseite nahezu unverändert auf Höhe des Dickenmaximums fixiert. Der unterkritische C_W -Wert von $C_W \approx 0,5$ sowie $C_M \approx 0$ bleiben aus diesem Grund zunächst mit steigendem Spinparameter konstant. Ab $SP = 0,15$ wird vor allem die Kontur des Ablösepunktes auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite zunehmend unscharf. Dort wird die Schwankung der Ablösestelle, welche sich infolge eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs zunehmend zum Kugelheck verschiebt, mit steigendem Spinparameter größer. Auch der laminare Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite wandert langsam zum Kugelheck.

Dieser Effekt wird jedoch von der Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite mehr als überkompensiert. Folglich stellt sich ein mit SP größer werdender negativer Magnuseffekt bei gleichzeitiger Widerstandsabnahme ein. Die parallel dazu auftretenden Seitenkräfte und deren Schwankungen U_{C_s} stellen eine Analogie zum kritischen Re-Bereich im nichtrotieren-

den Fall dar, siehe Abschnitt 3.1.1 „Glatte Kugel“. Folglich ist auch der Magnuseffekt – im Gegensatz zu bisherigen Anschauungen (siehe Abschnitt 1.2.9 „Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen“) – ein dreidimensionales Phänomen bei glatten Kugeln.

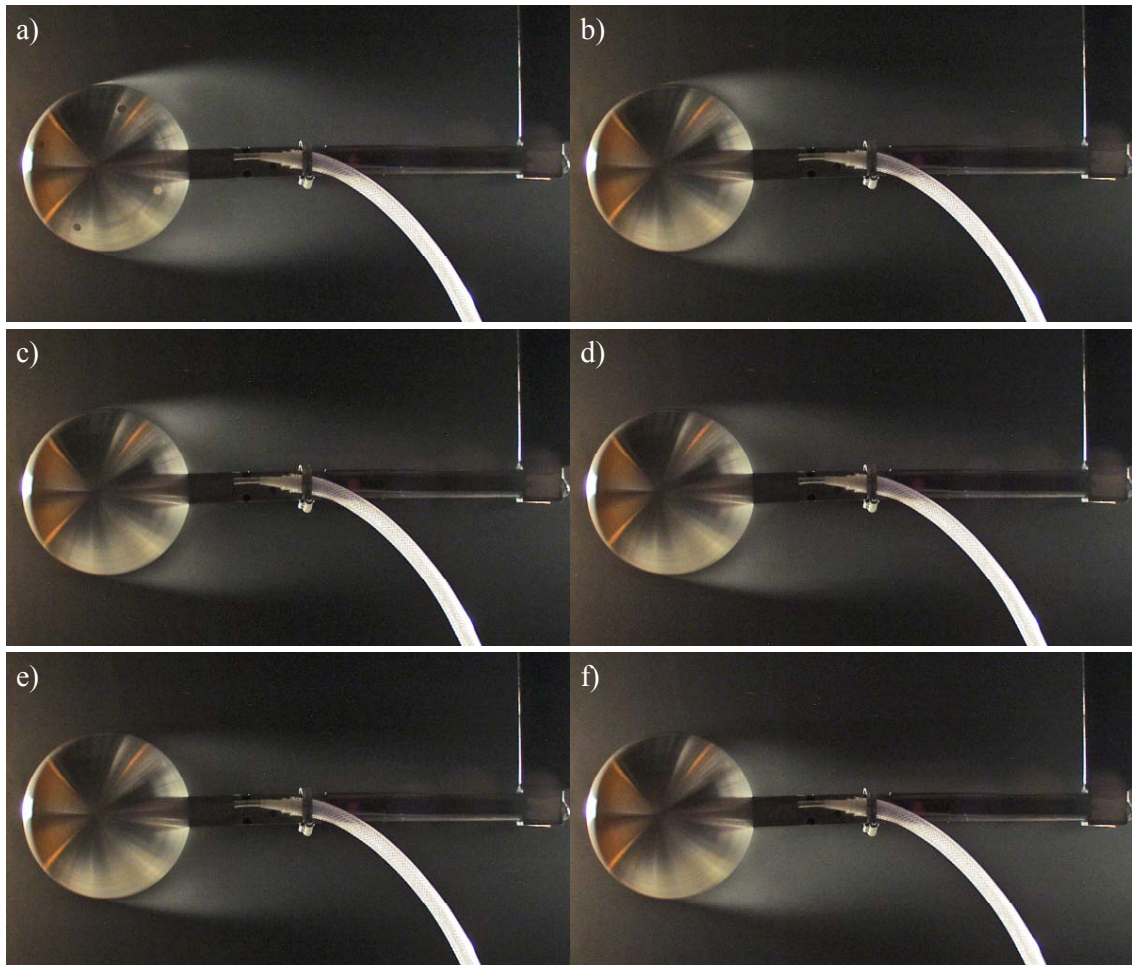


Bild 3.68: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 2,52 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,05$; c) $SP = 0,10$; d) $SP = 0,15$; e) $SP = 0,20$; f) $SP = 0,25$

Zwischen (f) $SP = 0,25$ und (g) $SP = 0,30$ könnte Bild 3.68 und Bild 3.69 zufolge der laminar-turbulente Übergang der Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite einsetzen, da sich dort die Strömungsablösung weiter zum Kugelheck verschiebt. Mit steigendem Spinparameter findet aber auch eine weitere Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Kugelheck statt. Die Strömungsablenkung nach unten und damit der negative Magnuseffekt werden bei (h) $SP = 0,34$ maximal. Dies stimmt gut mit den C_W - und C_M -Werten als Funktion von SP bei $Re = 2,48 \cdot 10^5$ in Bild 3.59 und Bild 3.60 überein, da C_M bei $SP = 0,34$ minimal wird und auch C_W weiter sinkt.

Bei $SP = 0,39$ werden die Fluktuationen auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite beträchtlich, wie Bild 3.69 (i) zeigt. Größtenteils sieht die Strömung

wie in (i1) und (i2) aus: Aufgrund der Strömungsablenkung nach unten liegt eine negative Magnuskraft vor. Phasenweise tritt aber auch das Strömungsbild in (i3) auf, welches einen annähernd symmetrischen Nachlauf zeigt. Möglicherweise erhöht sich der prozentuale Anteil des Strömungsbilds aus (i3) mit weiter steigendem Spinparameter. Die Folge ist der in Bild 3.60 beobachtete C_M -Anstieg mit steigendem Spinparameter. Gleichzeitig fällt C_W mit SP weiter, da die gleichweit stromab verschobenen Ablösepunkte weniger Druckwiderstand verursachen.

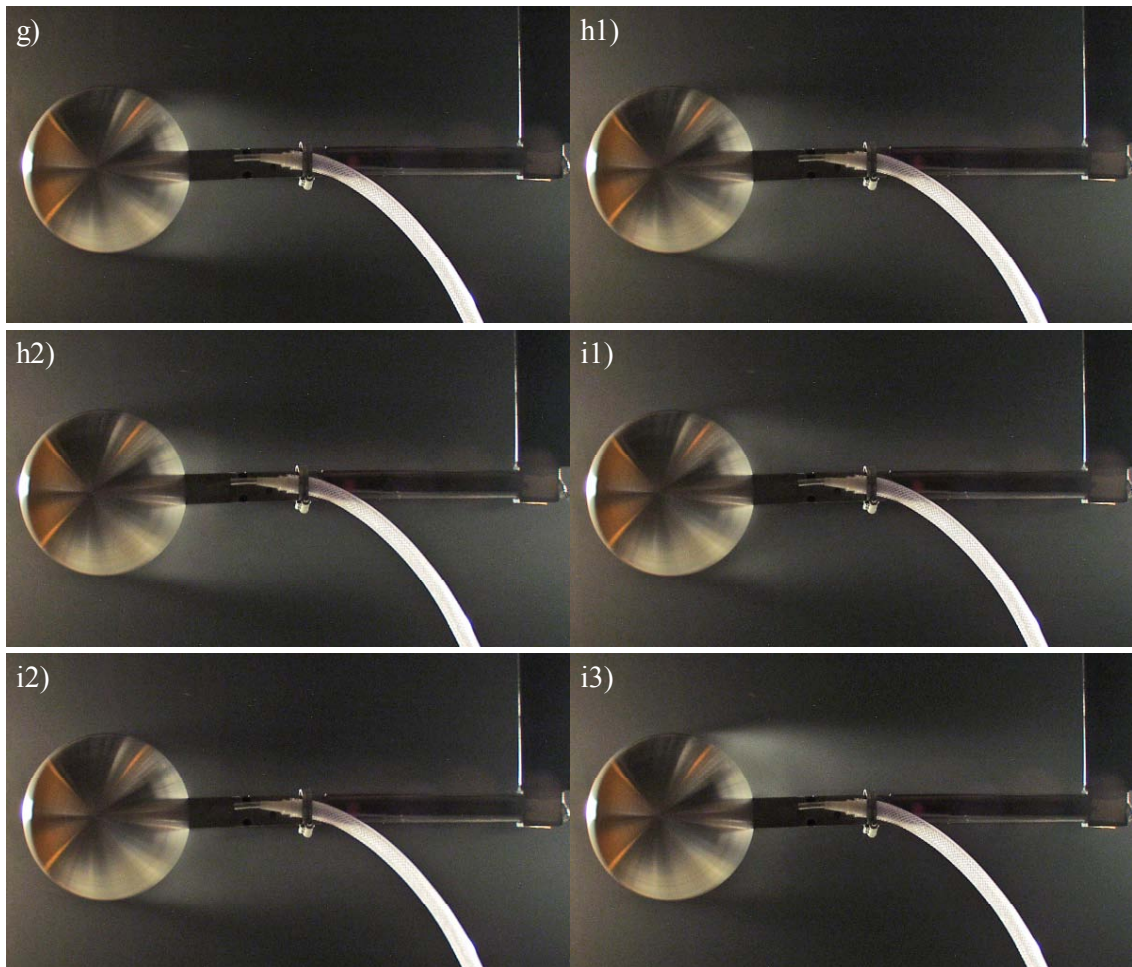


Bild 3.69: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 2,52 \cdot 10^5$ und: g) $SP = 0,30$; h) $SP = 0,34$; i) $SP = 0,39$

Bild 3.70 und Bild 3.71 zeigen Seeding-Visualisierungen bei $Re = 2,93 \cdot 10^5$. Bei (a) $SP = 0$ ist an der Kugelunterseite ein verglichen mit der Oberseite bereits etwas weiter zum Kugelheck verschobener Ablösepunkt erkennbar. Dies führt zu einem Abtrieb, wie er auch in Bild 3.55 in den C_A - Re -Kurven auftritt. Gleichzeitig tritt auch eine leichte C_W -Abnahme gegenüber geringeren Re -Zahlen auf, siehe Bild 3.54.

Die weiteren Seeding-Visualisierungen bestätigen den Trend, der sich aus den C_W - und C_M -Werten als Funktion von SP bei $Re = 2,89 \cdot 10^5$ in Bild 3.59 und Bild 3.60 ergibt: C_W und C_M nehmen zunächst mit steigendem Spinparameter ab. Ursache dafür ist das

Auftreten eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite, so dass sich der Ablösepunkt mit steigendem Spinparameter zum Kugelheck verschiebt. Auch der laminare Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite wandert langsam zum Kugelheck. Dieser Effekt wird jedoch von der Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite mehr als überkompensiert. Folglich stellt sich ein mit SP größer werdender negativer Magnuseffekt bei gleichzeitiger Widerstandsabnahme ein.

Die maximale Differenz der Ablösepunkte tritt in Bild 3.70 (f) bei $SP = 0,21$ auf. Dies stimmt gut mit dem C_M -Minimum überein, welches sich in Bild 3.60 bei $Re = 2,89 \cdot 10^5$ ergibt. Allerdings sollte nicht übersehen werden, dass die auftretenden sehr hohen Seitenkraftbeiwerte von $C_S \approx 0,25$ das C_M -Minimum von $C_{M_{\min}} \approx -0,09$ bei weitem übertreffen.

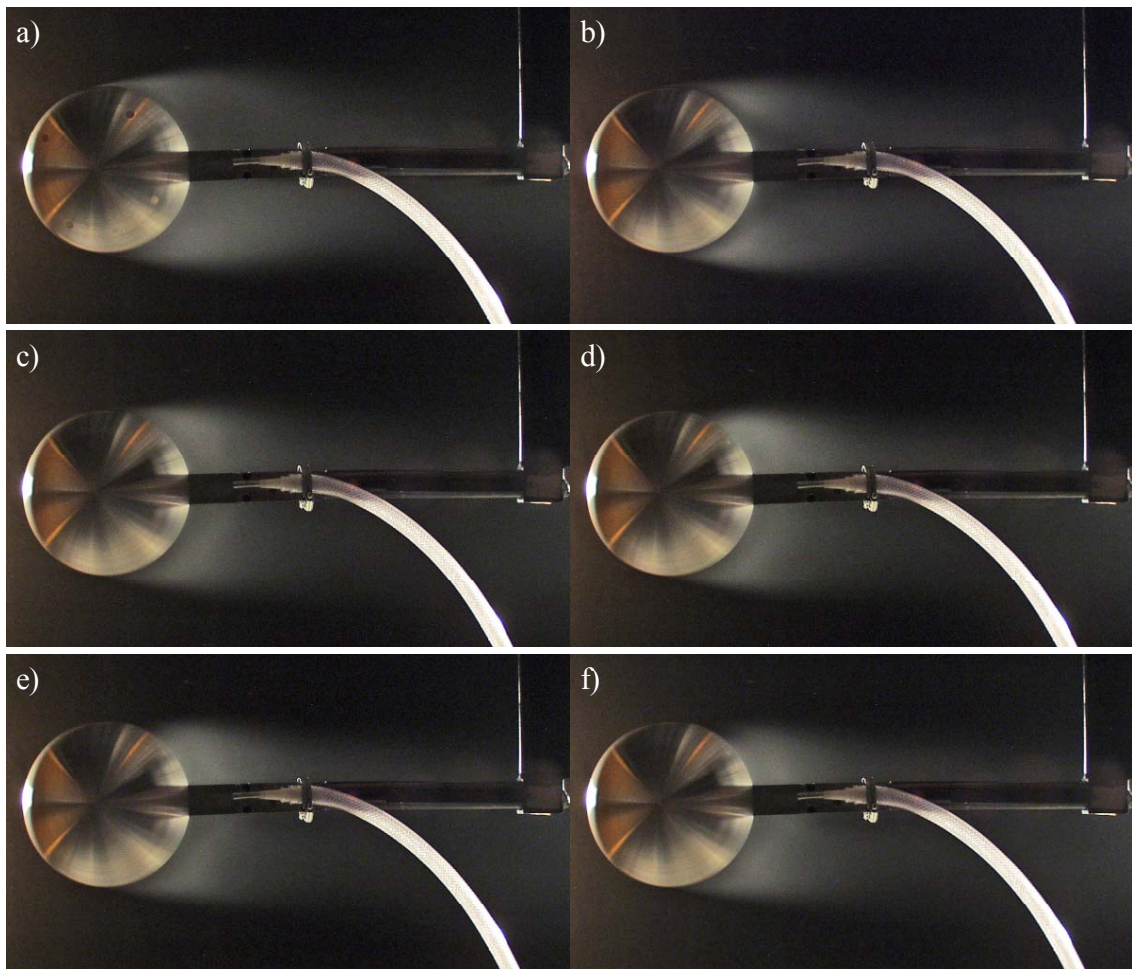


Bild 3.70: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 2,93 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,04$; c) $SP = 0,08$; d) $SP = 0,13$; e) $SP = 0,17$; f) $SP = 0,21$

Bei höheren Spinparametern nimmt die Nachlauf-Asymmetrie ab und C_M wieder zu. Ursache dafür ist, dass die laminare Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent wird und sich mit steigendem Spinparameter mehr und mehr zum Kugelheck verschiebt, während gleichzeitig der turbulente Ablösepunkt auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder stromauf wandert. Dadurch wird die Druckdifferenz im Bereich des Dickenmaximums geringer, C_M geht gegen null. Aber auch der resultierende Druckwiderstand in Strömungsrichtung nimmt ab, so dass C_W weiter abnimmt. Auch C_S nimmt für $SP > 0,25$ wieder ab, siehe Bild 3.67. Bei (i) $SP = 0,33$ existiert bereits ein annähernd symmetrischer Nachlauf.

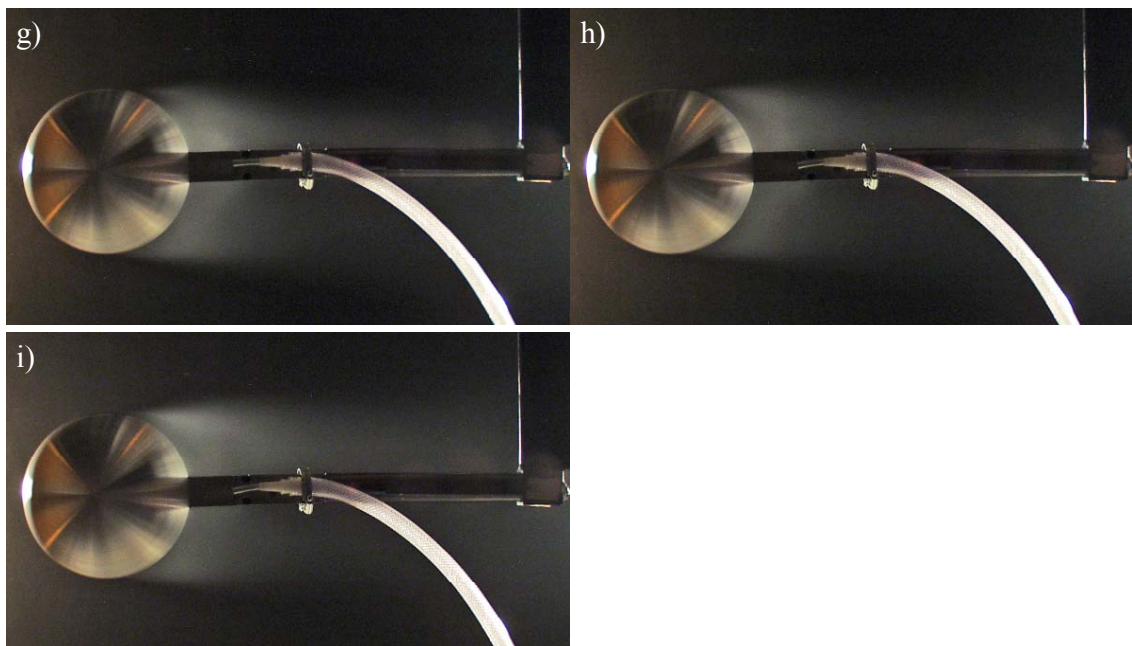


Bild 3.71: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 2,93 \cdot 10^5$ und: g) $SP = 0,25$; h) $SP = 0,29$; i) $SP = 0,33$

Bild 3.72, Bild 3.73 und Bild 3.74 zeigen die Magnuskraftbeiwerte C_M , die Widerstandsbeiwerte C_W und die Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von SP in dem Reynolds-Zahl-Bereich $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$.

Bei $SP = 0$ tritt das gleiche qualitative Strömungsverhalten wie bei der nichtrotierenden glatten Kugel mit Spalt auf: Positive C_M -Werte ($C_A < 0$) gehen mit steigender Re-Zahl in etwa bei $Re = 3,81 \cdot 10^5$ in negative C_M -Werte ($C_A > 0$) über. Bei $Re = 4,08 \cdot 10^5$ wird das C_M -Minimum erreicht, bevor mit steigender Re-Zahl C_M wieder zunimmt. Der C_W -Wert fällt von $C_W \approx 0,48$ bei $Re = 3,15 \cdot 10^5$ auf $C_W \approx 0,25$ bei $Re = 4,08 \cdot 10^5$ und bleibt mit weiter steigender Re-Zahl in etwa konstant. Zwischen $Re = 3,15 \cdot 10^5$ und $Re = 3,81 \cdot 10^5$ ist der Strömungszustand kritisch, was sich anhand der C_S -Werte von $C_S > 0,1$ ablesen lässt. Ab $Re = 4,08 \cdot 10^5$ geht der Seitenkraftbeiwert C_S gegen null.

Mit steigendem Spinparameter lässt sich in Abhängigkeit von Re folgendes Verhalten feststellen: C_M fällt in einem Bereich $3,15 \cdot 10^5 < Re < 3,81 \cdot 10^5$ zunächst mit steigendem Spinparameter, bis ein jeweiliges C_M -Minimum erreicht wird. Dieses verschiebt sich mit steigender Re -Zahl zu kleineren Spinparametern und größeren negativen C_M -Werten. Bei $Re = 3,81 \cdot 10^5$ und $SP = 0,16$ wird das C_M -Minimum von $C_{M_{\min}} \approx -0,19$ erreicht. Bei weiter steigenden Spinparametern steigt auch der C_M -Wert wieder an und geht gegen null, wobei sich der Nulldurchgang ebenfalls zu geringeren Spinparametern verschiebt.

Gleichzeitig ändert sich in dem Re -Bereich $3,15 \cdot 10^5 < Re < 3,81 \cdot 10^5$ auch der C_W -Werte-Verlauf. Beschreibt er bei $Re = 3,15 \cdot 10^5$ ausgehend von $SP = 0$ und $C_W \approx 0,48$ noch einen mit steigendem Spinparameter fallenden Verlauf, so steigt bei $Re = 3,81 \cdot 10^5$ C_W bis $SP = 0,16$ an. Dort wird das C_M -Minimum von $C_{M_{\min}} \approx -0,19$ erreicht. In dem folgenden Bereich des C_M -Anstiegs nimmt C_W dann wieder leicht ab. Ein Blick auf die C_S -Verläufe verrät, dass sie bei zunehmendem Spinparameter zunächst steigen und gleichzeitig C_S betragsmäßig größere Werte als C_M annimmt. Im jeweiligen SP -Bereich, in dem C_M wieder gegen null geht, geht auch der Seitenkraftbeiwert wieder gegen null. Außerdem nehmen die C_S -Werte mit steigender Re -Zahl generell wieder ab.

Die exemplarisch in der Messkurve „ $Re = 3,56 \cdot 10^5$ “ eingetragenen erweiterten Unsicherheiten U_{C_S} für ein Vertrauensniveau von 95% veranschaulichen das Auftreten großer Fluktuationen der Seitenkraft fast in dem gesamten SP -Bereich. U_{C_M} und U_{C_W} dagegen weisen nur bei $SP = 0$ erhöhte Werte auf. Mit dem Einsetzen der Rotation scheint sich daher der im kritischen Re -Bereich fluktuierende Strömungszustand zu stabilisieren.

Für Re -Zahlen $4,08 \cdot 10^5 < Re < 4,62 \cdot 10^5$ steigt C_M ausgehend von negativen C_M -Werten zunächst mit steigendem Spinparameter an, bis ein jeweiliges C_M -Zwischenmaximum erreicht wird, welches sich mit steigender Re -Zahl zu tendenziell größeren Spinparametern und größeren C_M -Werten verschiebt. Anschließend folgt ein Bereich, in dem C_M mit steigendem Spinparameter fällt, bis ein jeweiliges C_M -Minimum erreicht wird. Dieses verschiebt sich bei weiterer Erhöhung der Re -Zahl geringfügig zu kleineren Spinparametern und höheren C_M -Werten. Bei $Re = 4,62 \cdot 10^5$ und $SP = 0,13$ beträgt das C_M -Minimum nur noch $C_{M_{\min}} \approx -0,04$. Bei weiterer Steigerung des Spinparameters wächst auch der C_M -Wert auf positive Werte an, wobei sich der Nulldurchgang ebenfalls zu geringeren Spinparametern verschiebt.

Gleichzeitig ändert sich in dem Re -Bereich $4,08 \cdot 10^5 < Re < 4,62 \cdot 10^5$ auch der C_W -Werte-Verlauf. C_W fällt zunächst ausgehend von $C_W \approx 0,25$ bei Erhöhung des Spinparameters bis zu demjenigen Spinparameter, bei dem das jeweilige C_M -Zwischenmaximum erreicht wird, um dann in dem Bereich der C_M -Abnahme wieder leicht anzusteigen. In dem SP -Bereich des anschließenden C_M -Anstiegs fällt auch C_W ,

allerdings nur bei $Re = 4,08 \cdot 10^5$ und $Re = 4,35 \cdot 10^5$, wieder leicht. Die C_W -Kurve bei $Re = 4,62 \cdot 10^5$ beschreibt dagegen auch in dem SP-Bereich der C_M -Zunahme einen steigenden Verlauf und pendelt sich erst in dem SP-Bereich des C_M -Nulldurchgangs auf einen konstanten Wert von $C_W \approx 0,30$ ein. Dabei liegt jede C_W -Kurve in dem SP-Bereich ansteigender C_W -Werte unterhalb derjenigen Kurven, die geringere Re-Zahlen aufweisen.

Bei $Re = 4,97 \cdot 10^5$ sehen die Verläufe der Kraftbeiwerte dagegen etwas anders aus: C_M nimmt mit steigendem Spinparameter bis $SP = 0,12$ auf $C_M \approx 0,11$ zu und bleibt bei weiterer Erhöhung des Spinparameters in etwa konstant. C_W bleibt mit steigendem Spinparameter bis $SP = 0,12$ zunächst annähernd konstant auf $C_W \approx 0,26$. Erst bei weiterem Ansteigen des Spinparameters wächst C_W langsam an. Dabei ergibt sich innerhalb der Messgenauigkeit ab $SP \approx 0,10$ keine weitere Verschiebung der Messkurve „ $Re = 4,97 \cdot 10^5$ “ gegenüber „ $Re = 4,62 \cdot 10^5$ “ hin zu geringeren C_W -Werten.

Die C_S -Werte in dem Re-Bereich $4,08 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$ liegen wieder nahe null, so dass C_S gegenüber C_W und C_M vernachlässigt werden kann.

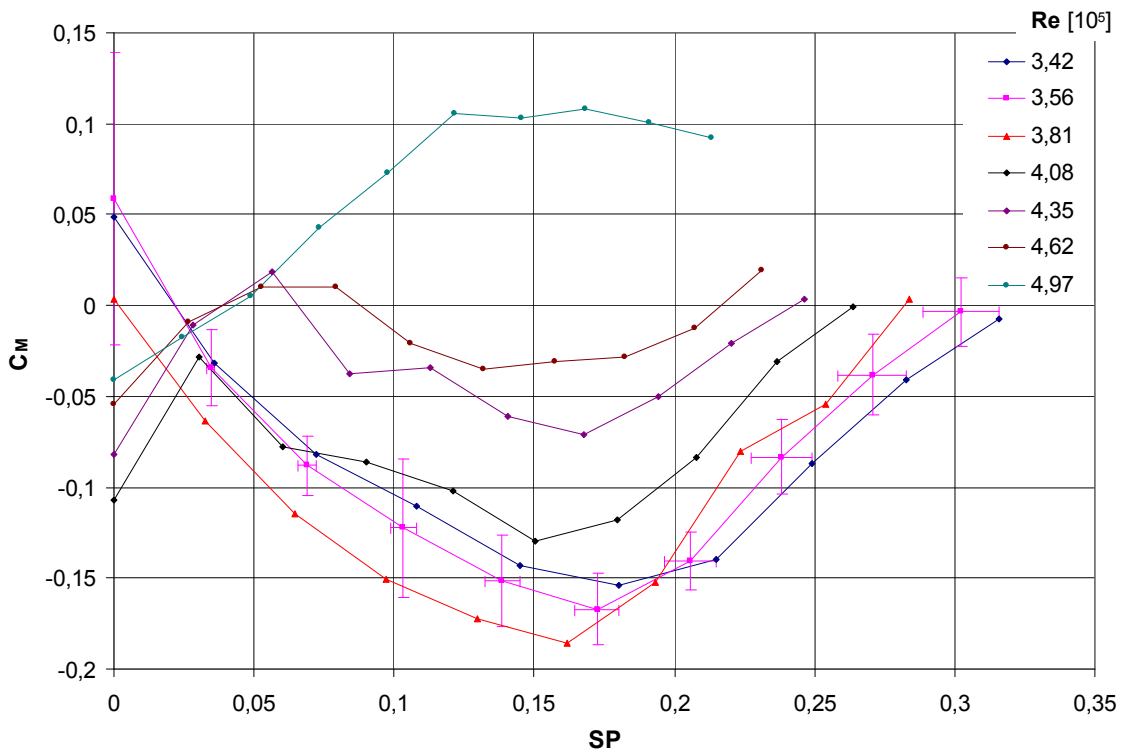


Bild 3.72: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Spalt für $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$

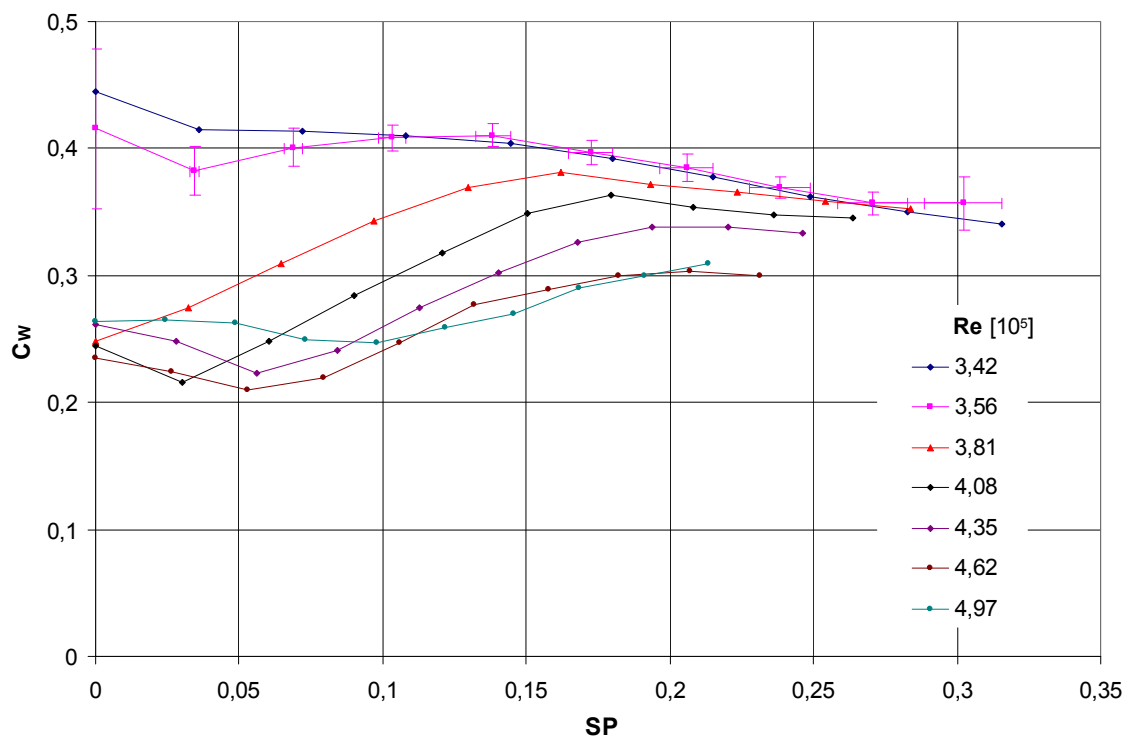


Bild 3.73: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Spalt für $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$

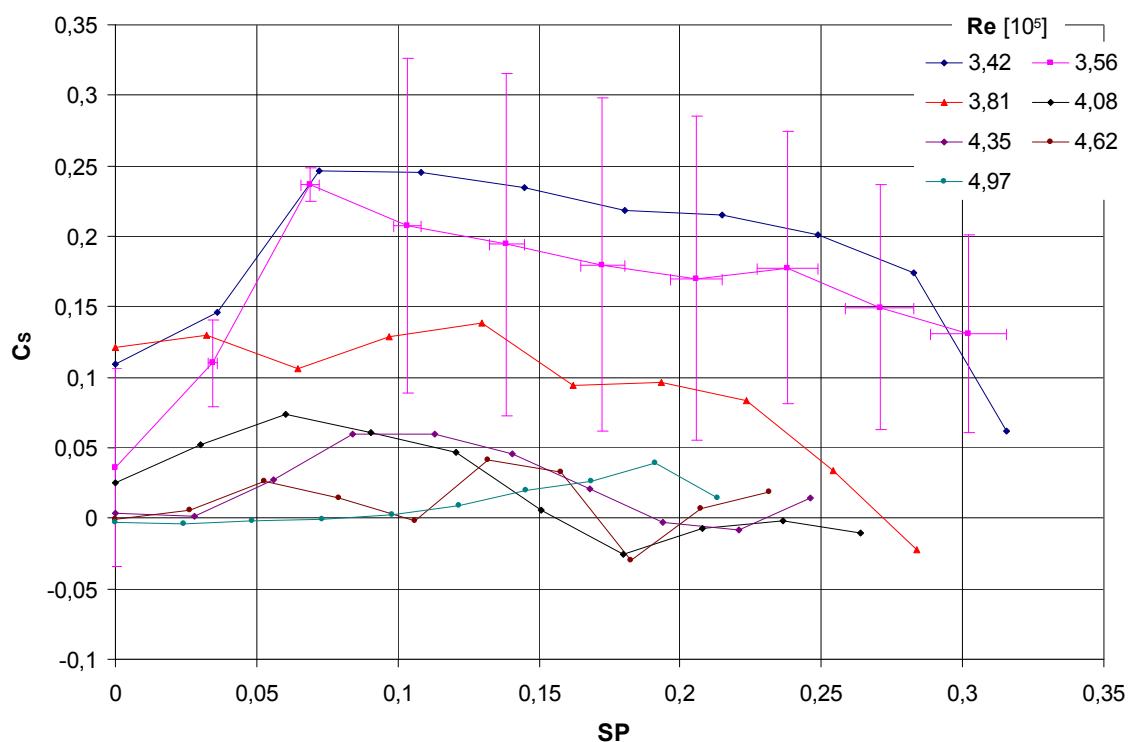


Bild 3.74: Seitenkraftbeiwerte C_s als Funktion von SP für die rotierende glatte Kugel mit Spalt für $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$

Die erweiterte Unsicherheit $U_{\overline{C}_s}$ für ein Vertrauensniveau von 95% nimmt mit steigender Re-Zahl gegenüber $Re = 3,56 \cdot 10^5$ deutlich ab. $U_{\overline{C}_M}$ nimmt dagegen in einem Bereich $4,08 \cdot 10^5 < Re < 4,62 \cdot 10^5$ auf Werte zwischen $U_{\overline{C}_M} = 0,05$ und $U_{\overline{C}_M} = 0,10$ zu. Erst ab $Re = 4,97 \cdot 10^5$ wird $U_{\overline{C}_M}$ wieder geringer. $U_{\overline{C}_W}$ weist vor allem bei $SP = 0$ erhöhte Werte auf, die aber $U_{\overline{C}_W} = 0,06$ nicht überschreiten.

Eine physikalische Interpretation der beschriebenen Kurvenverläufe der Kraftbeiwerte in dem Re-Bereich $3,15 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$ ist erneut anhand von Seeding-Visualisierungen möglich.

Bild 3.75 und Bild 3.76 zeigen Nebelblasungen in den Kugelnachlauf bei $Re = 3,46 \cdot 10^5$. Die beiden Abbildungen können zur Erklärung von C_M und C_W als Funktion von SP in Bild 3.72 und Bild 3.73 bei $Re = 3,42 \cdot 10^5$ herangezogen werden.

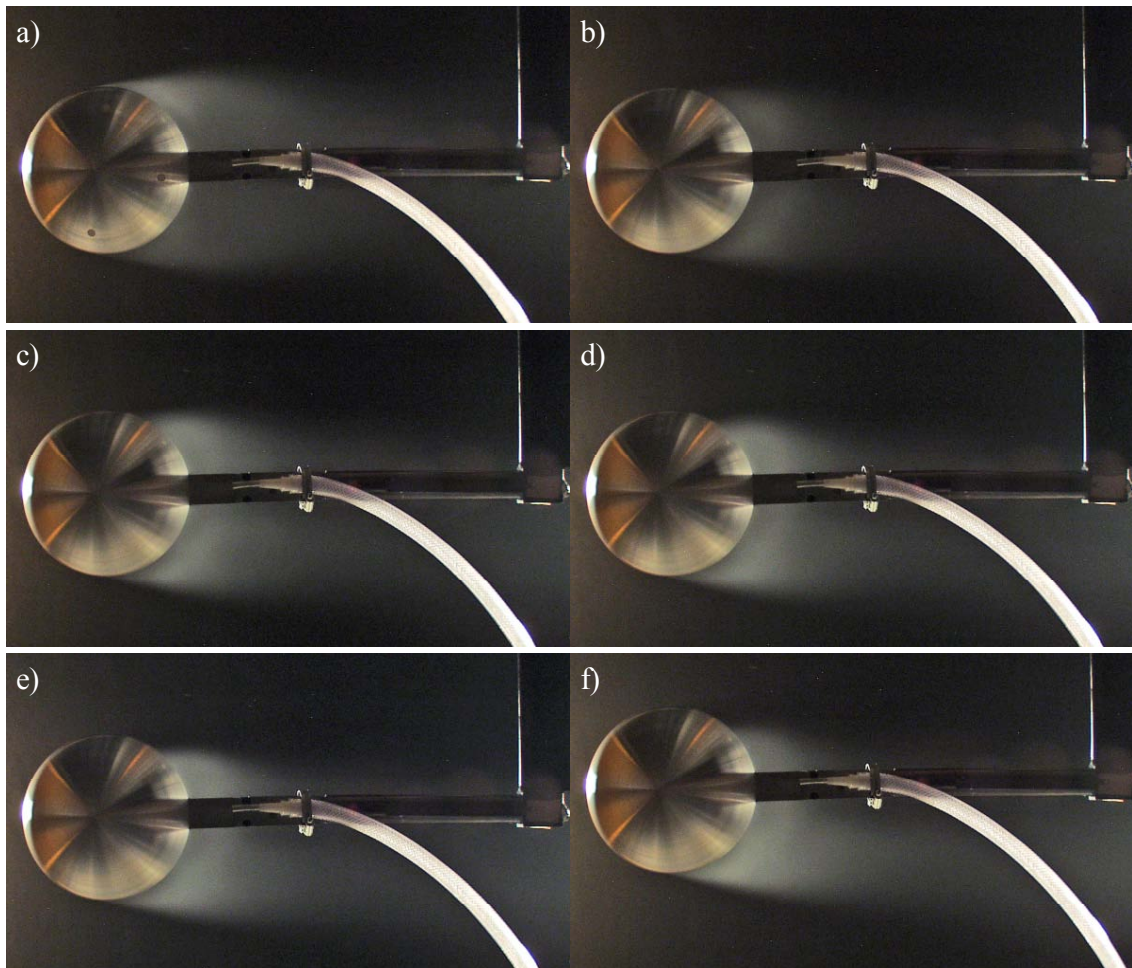


Bild 3.75: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 3,46 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,04$; c) $SP = 0,07$; d) $SP = 0,11$; e) $SP = 0,14$; f) $SP = 0,18$

Bei (a) $SP = 0$ ist das Strömungsbild noch recht symmetrisch. Die Ablösepunkte liegen in etwa auf Höhe des Dickenmaximums, wodurch der Widerstandsbeiwert bereits $C_W = 0,5$ unterschreitet.

Die weiteren Seeding-Visualisierungen bestätigen den Trend: C_W und C_M nehmen zunächst mit steigendem Spinparameter ab. Ursache dafür ist das Auftreten eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite. Durch ihn verschiebt sich der Ablösepunkt mit steigendem Spinparameter zum Kugelheck. Auch der laminare Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite wandert langsam zum Kugelheck. Dieser Effekt wird jedoch von der Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite mehr als überkompensiert. Folglich stellt sich ein mit SP größer werdender negativer Magnuseffekt bei gleichzeitiger Widerstandsabnahme ein.

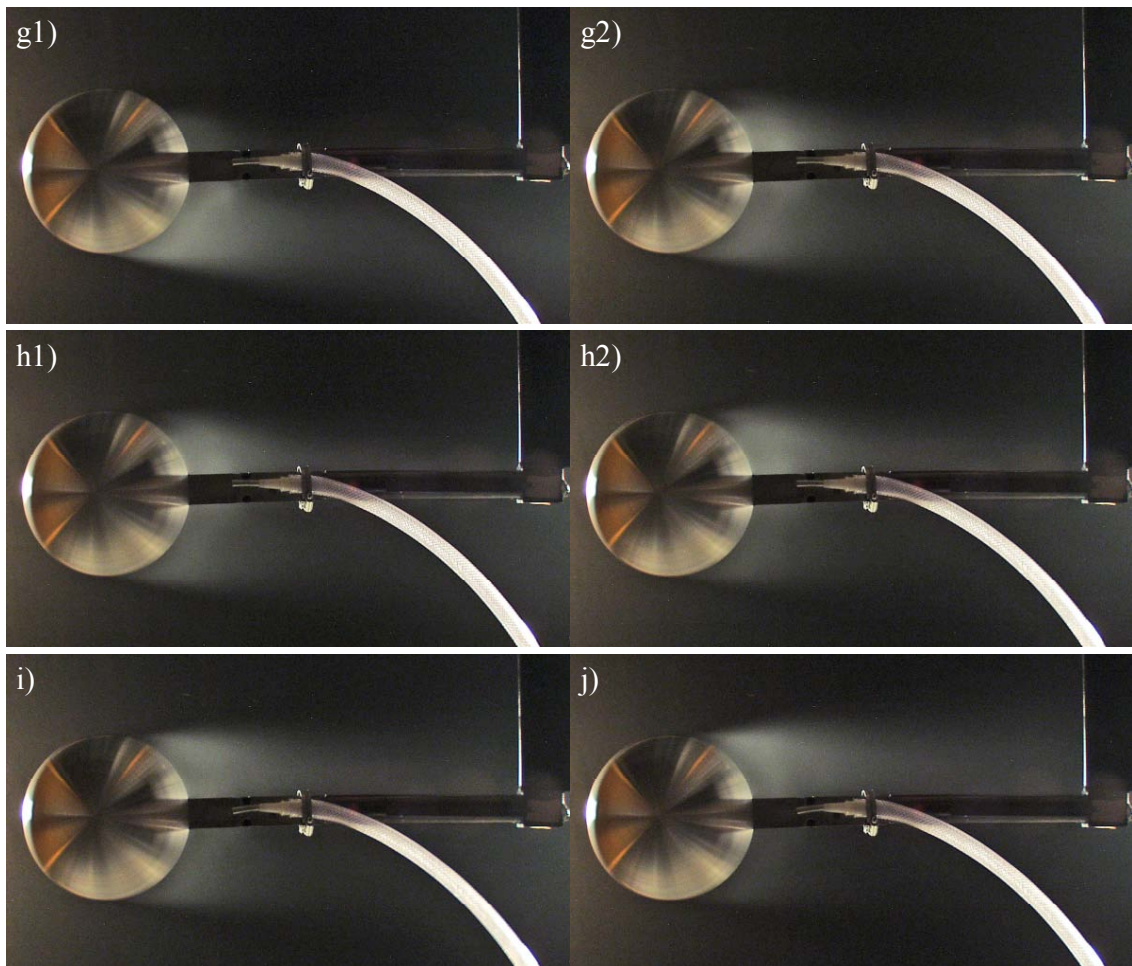


Bild 3.76: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 3,46 \cdot 10^5$ und: g) $SP = 0,22$; h) $SP = 0,25$; i) $SP = 0,28$; j) $SP = 0,31$

Die maximale Nachlaufablenkung nach unten tritt in Bild 3.75 bei (f) $SP = 0,18$ auf und erklärt das C_M -Minimum, das bei $Re = 3,42 \cdot 10^5$ und $SP = 0,18$ $C_M \approx -0,15$ beträgt. Nicht übersehen werden sollte allerdings bei diesem Spinparameter auch der Seitenkraftbeiwert von $C_S \approx 0,24$, der anhand der Visualisierungen nicht interpretiert werden kann und der auf eine stark dreidimensional ausgeprägte Strömung hinweist.

Bei höheren Spinparametern nimmt die Nachlauf-Asymmetrie ab und C_M wieder zu. Dies geschieht, da die laminare Grenzschicht auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent wird und sich der Ablösepunkt mit SP mehr und mehr zum Kugelheck verschiebt. Gleichzeitig wandert der turbulente Ablösepunkt auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder stromauf. Dadurch wird die Druckdifferenz im Bereich des Dickenmaximums geringer, wodurch C_M gegen null geht. Der resultierende Druckwiderstand in Strömungsrichtung hingegen nimmt weiter ab, so dass C_W weiter sinkt. Auch C_S nimmt für $SP > 0,25$ wieder ab, wie Bild 3.74 zeigt. Bei (j) $SP = 0,31$ ist der Nachlauf wieder annähernd symmetrisch.

Bild 3.77 und Bild 3.78 zeigen Seeding-Visualisierungen bei $Re = 3,87 \cdot 10^5$, mit deren Hilfe die C_M - und C_W -Werte in Bild 3.72 und Bild 3.73 bei $Re = 3,81 \cdot 10^5$ interpretiert werden können. Man erkennt in (a) bei $SP = 0$ eine annähernd symmetrische und bereits überkritische Strömungsablösung mit weit zum Kugelheck verschobenen Ablösepunkten. Dies erklärt $C_M \approx 0$ und den niedrigen Widerstandsbeiwert von $C_W \approx 0,25$. Bereits ab $SP = 0,03$ treten heftige Schwankungen der oberen Ablösestelle auf. Der resultierende Nachlauf ist phasenweise symmetrisch wie in (b1) und phasenweise nach unten abgelenkt wie in (b2). Die Instationarität des Nachlaufs hält mit steigendem Spinparameter zunächst an und wird erst ab (d) $SP = 0,10$ deutlich gedämpft, so dass mit weiterhin steigendem Spinparameter die obere Ablösestelle in zunehmendem Maße zeitlich konstant bleibt.

Bei (f) $SP = 0,16$ tritt qualitativ die größte Nachlaufablenkung nach unten auf. Sie ist gleichbedeutend mit einem maximalen negativen Magnuseffekt. Gleichzeitig lässt sich bei $SP = 0,16$ wieder ein deutlich größerer Nachlauf als bei $SP = 0$ erkennen. Daraus lässt sich auf einen Anstieg des C_W -Werts schließen.

Gemäß Bild 3.72 und Bild 3.73 betragen bei $Re = 3,81 \cdot 10^5$ und $SP = 0,16$ $C_M \approx -0,19$ und $C_W \approx 0,38$. Bei weiterer Erhöhung des Spinparameters wird der Nachlauf wieder symmetrischer, da der turbulente Ablösepunkt auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder in Richtung Dickenmaximum zurückwandert, während der turbulente Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite sich weiter zum Kugelheck verschiebt. Dies führt insgesamt dazu, dass der C_M -Wert gegen null geht, während der C_W -Wert fällt.

Bei (i) $SP = 0,25$ ist der Nachlauf nur noch schwach nach unten abgelenkt und die Ablösepunkte liegen wieder annähernd gleichweit stromab hinter dem Dickenmaximum.

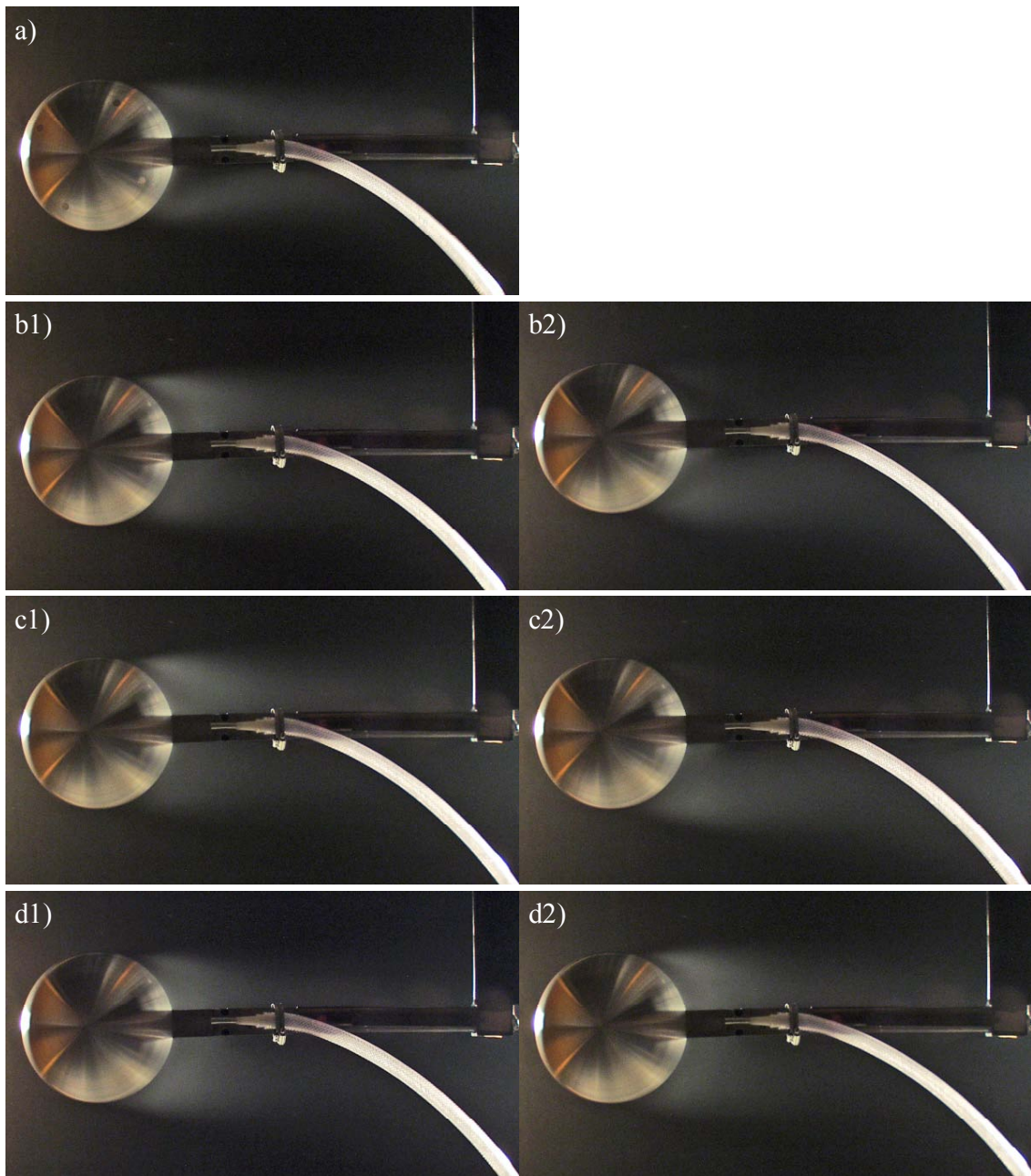


Bild 3.77: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 3,87 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,03$; c) $SP = 0,06$; d) $SP = 0,10$

Ein Vergleich von (a) $SP = 0$ und (i) $SP = 0,25$ macht deutlich: Bei (i) $SP = 0,25$ liegen die Ablösepunkte auf beiden Seiten deutlich weiter stromauf als bei (a) $SP = 0$. Daraus lässt sich anschaulich der höhere C_w -Wert bei $SP = 0,25$ erklären.

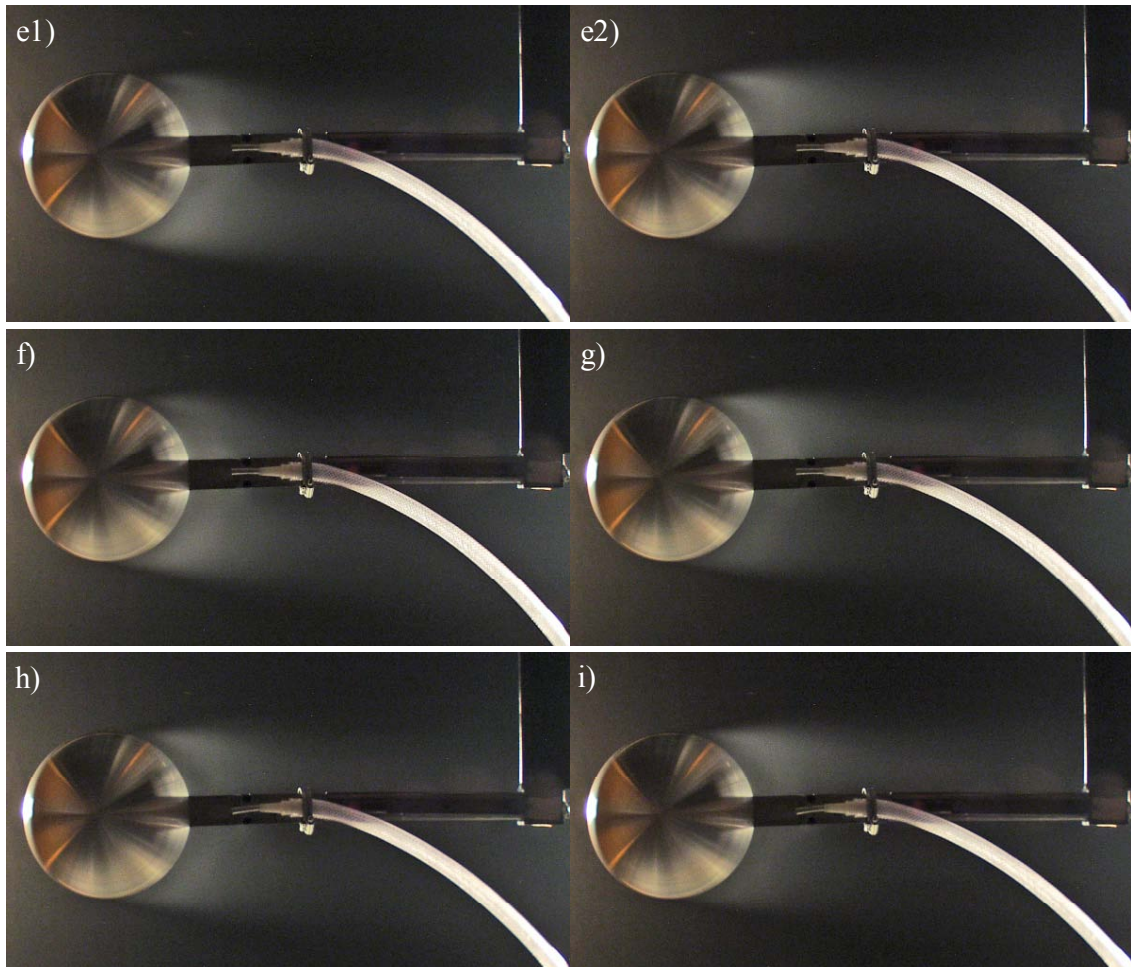


Bild 3.78: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 3,87 \cdot 10^5$ und: e) $SP = 0,13$; f) $SP = 0,16$; g) $SP = 0,19$; h) $SP = 0,22$; i) $SP = 0,25$

Bild 3.79 zeigt Seeding-Visualisierungen bei $Re = 4,40 \cdot 10^5$, die dazu genutzt werden können, die C_M - und C_W -Werte in Bild 3.72 und Bild 3.73 bei $Re = 4,35 \cdot 10^5$ zu interpretieren: Man erkennt in (a) bei $SP = 0$ und (b) bei $SP = 0,03$ einen annähernd symmetrischen Kugelnachlauf mit überkritischer Strömungsablösung. Anhand der Kraftmessungen wäre jedoch ein negativer Magnuseffekt zu erwarten gewesen. In (c) $SP = 0,06$ und (d) $SP = 0,08$ verschiebt sich der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite etwas zum Kugelheck, wobei aufgrund der zeitlichen Fluktuationen keine scharfen Konturen der Ablösepunkte zu erkennen sind. Dies deutet auf einen positiven Magnuseffekt bei gleichzeitiger geringfügiger Widerstandsabnahme hin. Auch in Bild 3.72 und Bild 3.73 tritt bei $Re = 4,35 \cdot 10^5$ und $SP = 0,06$ ein zwischenzeitlicher Anstieg von C_M bei gleichzeitiger Abnahme von C_W auf. Ab $SP = 0,08$ steigt C_W bei gleichzeitig negativ werdenden C_M -Werten wieder an.

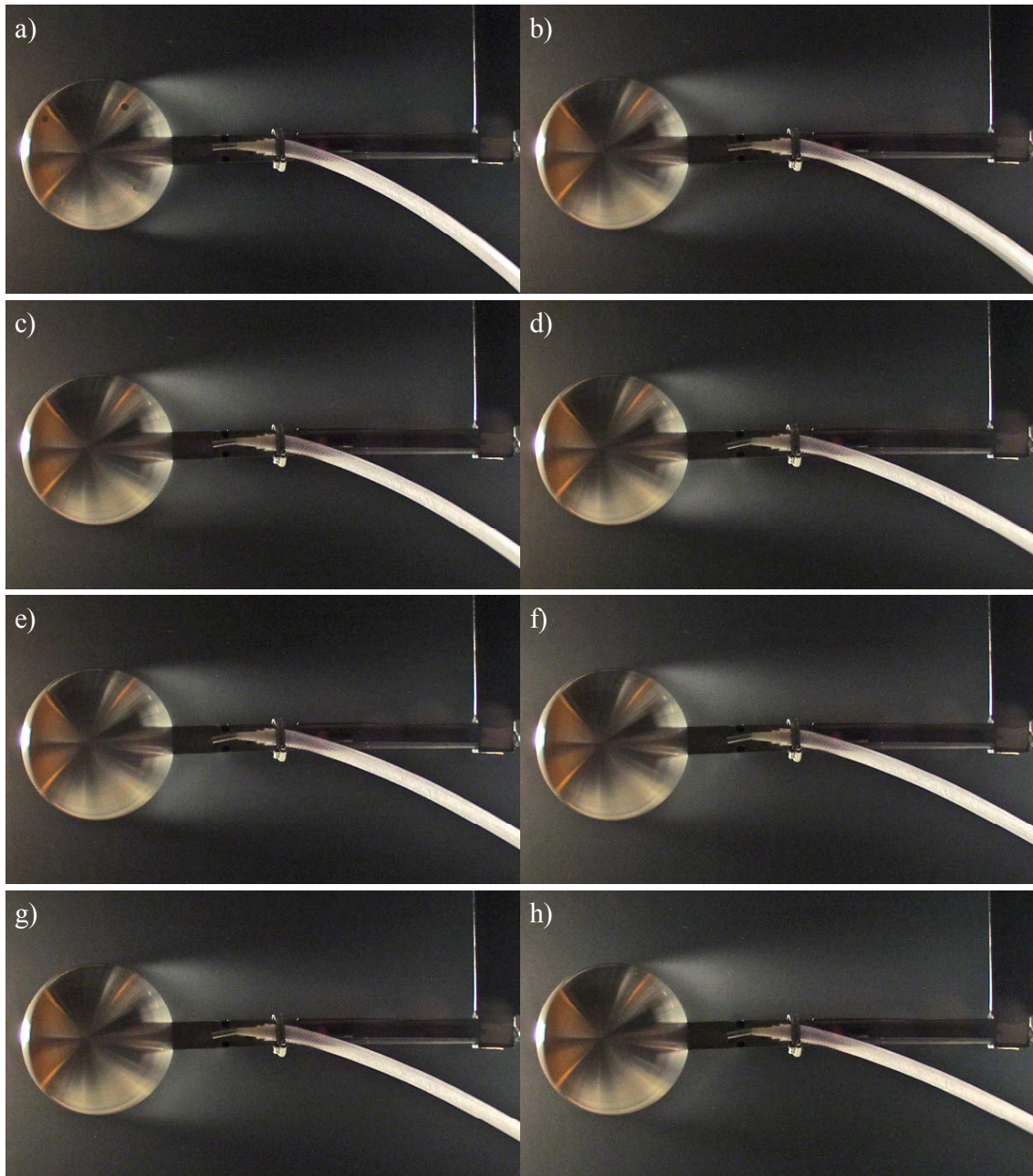


Bild 3.79: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 4,40 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,03$; c) $SP = 0,06$; d) $SP = 0,08$; e) $SP = 0,11$; f) $SP = 0,14$; g) $SP = 0,17$; h) $SP = 0,22$

Aus den Seeding-Visualisierungen lässt sich ein entsprechendes Strömungsverhalten eindeutig erst bei (g) $SP = 0,17$ ausmachen. Dort liegt der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder weiter stromauf als der Ablösepunkt auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite, so dass $C_M < 0$ ist. Bei (g) $SP = 0,17$ wird auch das C_M -Minimum erreicht. Wie bei (h) $SP = 0,22$ zu erkennen ist, liegen beide Ablösepunkte wieder weiter stromauf als bei (a) $SP = 0$. Folglich ist der C_W -Wert bei (h) $SP = 0,22$ gegenüber (a) $SP = 0$ höher.

Insgesamt ist die Übereinstimmung zwischen den Seeding-Visualisierungen aus Bild 3.79 und den C_M - und C_W -Werten als SP-Funktion bei $Re = 4,35 \cdot 10^5$ aus Bild 3.72 und Bild 3.73 jedoch nicht mehr ganz so groß. Begründung: In dem gesamten SP-Bereich $0 < SP < 0,22$ wird lediglich ein Bereich von $\Delta C_M \approx 0,1$ durchfahren, wobei U_{C_M} in einigen Messpunkten in der gleichen Größenordnung liegt.

Bild 3.80 zeigt Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 5,07 \cdot 10^5$. Diese können herangezogen werden, um die C_M - und C_W -Werte in Bild 3.72 und Bild 3.73 bei $Re = 4,97 \cdot 10^5$ zu erklären: Bei (a) $SP = 0$ zeigt sich ein nahezu symmetrisches Strömungsbild mit turbulenter Grenzschichtablösung hinter dem Dickenmaximum. Dies deutet auf $C_M \approx 0$ hin. Bis (f) $SP = 0,12$ ist lediglich ein leichtes Zurückwandern des Ablösepunktes auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite in Richtung Dickenmaximum feststellbar. Gleichzeitig ändert der Ablösepunkt auf der unteren, in Strömungsrichtung rotierenden Seite seine Lage kaum. Dies erklärt den mit zunehmendem Spinparameter aufgrund des fallenden Heckdrucks leicht steigenden Widerstandsbeiwert C_W , während die Druckdifferenz im Bereich des Dickenmaximums größer wird und zu steigenden Magnuskraftbeiwerten C_M führt.

Ab (g) $SP = 0,14$ dringt nur noch wenig Nebel zur Unterseite vor. Dies lässt auf eine zeitlich gemittelte Verschiebung des Ablösepunktes zum Kugelheck schließen. Aus dem Vergleich von (h) $SP = 0,17$ zu (a) $SP = 0$ ist auch ersichtlich, dass der Ablösepunkt an der Oberseite mit SP stromauf wandert. Da aber bei $Re = 4,97 \cdot 10^5$ in dem SP-Bereich $0 < SP < 0,21$ lediglich $\Delta C_W \approx 0,06$ durchfahren wird, sind die Änderungen des Stromfelds bei einem Anstieg des Spinparameters insgesamt nur noch schwach ausgeprägt.

Insgesamt zeigen die Untersuchungen des vorliegenden Abschnitts zur Umströmung der rotierenden Kugel mit Spalt in einem Bereich $1 \cdot 10^5 < Re < 5 \cdot 10^5$ und für Spinparameter SP basierend auf Drehfrequenzen $f < 10\text{Hz}$ überwiegend einen negativen Magnus-effekt. Die außerdem auftretenden hohen Seitenkräfte und die Fluktuationen der Seitenkräfte im kritischen Re-Zahl-Bereich verdeutlichen darüber hinaus, dass der Magnus-effekt an einer glatten Kugel ein dreidimensionales Phänomen ist.

Um den detaillierten Einfluss der nichtrotierenden Mittelplatte und des Kugelspalts auf die Umströmung und die Kraftbeiwerte der rotierenden Kugel zu bestimmen, wurden am Institut für Fluid- und Thermodynamik verschiedene numerische Simulationen durchgeführt.

Den Einfluss der Mittelplatte ohne Spaltmodellierung untersuchte *Büdenbender (2003)* bei sehr kleinen Re-Zahlen. Die Ergebnisse bei $Re = 100$ und $SP = 1,5$ wurden von *Franke und Frank (2005)* weitergehend hinsichtlich der dimensionslosen Druckverteilungen diskutiert. Die mit Hilfe des kommerziellen Strömungslösers *Fluent* bei $SP = 0,2$ und $SP = 1,5$ durchgeführten stationären Simulationen wurden laminar gerechnet: Einmal rotierte die gesamte Kugel, ein anderes Mal rotierten nur die beiden

Kugelhälften. Gleichzeitig ruhte das 5mm breite Kugelsegment am Äquator analog zu der nichtrotierenden Mittelplatte in den experimentellen Untersuchungen.

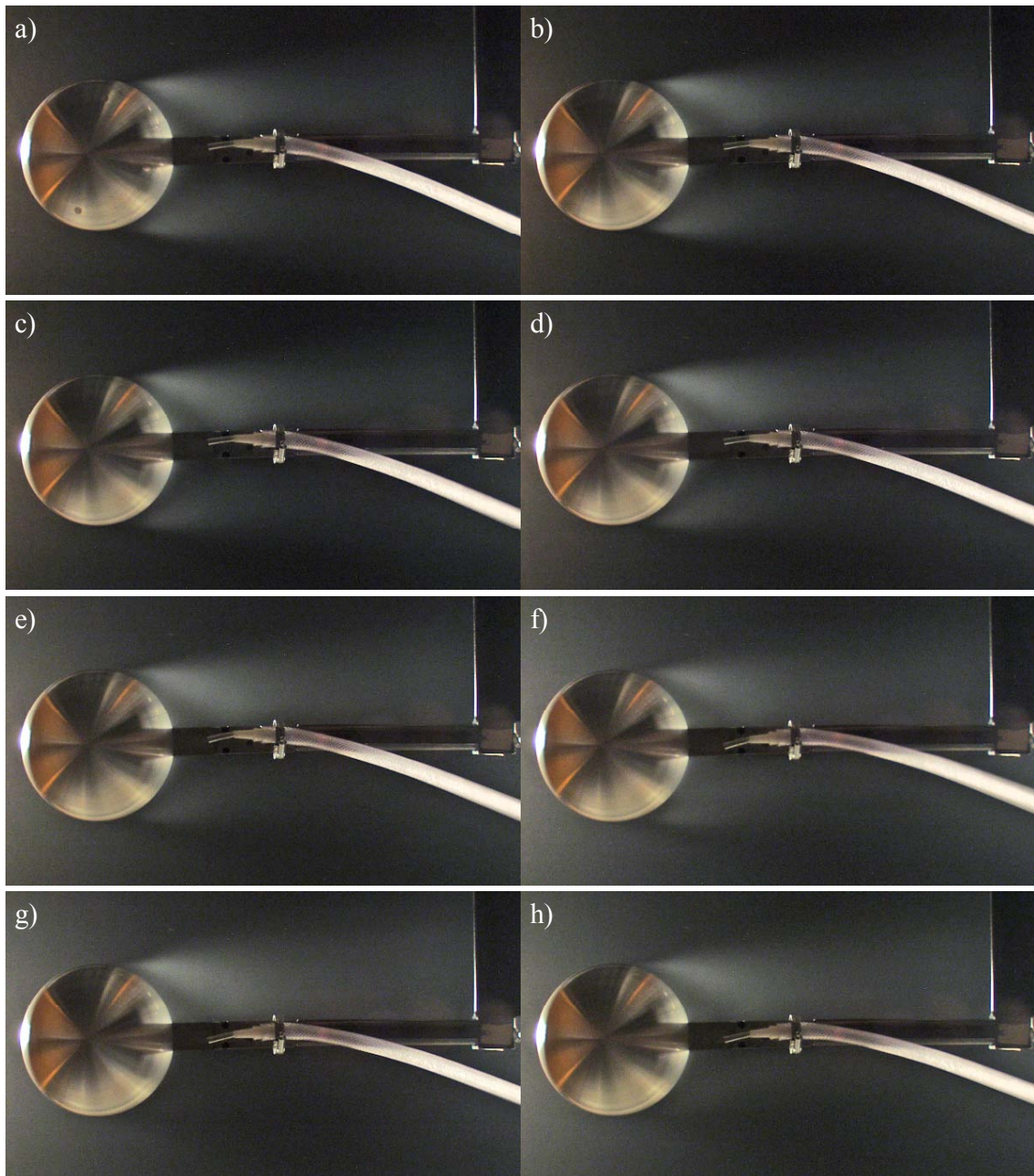


Bild 3.80: Seeding-Visualisierungen der Umströmung der glatten Kugel mit Spalt bei $Re = 5,07 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,02$; c) $SP = 0,05$; d) $SP = 0,07$; e) $SP = 0,10$; f) $SP = 0,12$; g) $SP = 0,14$; h) $SP = 0,17$

Aus diesem Vergleich lässt sich der Einfluss des nichtrotierenden Kugelsegments auf die Ergebnisse ausmachen und quantifizieren. Dieser ist hinsichtlich des Widerstandsbeiwerts vernachlässigbar, da der C_W -Wert der rotierenden Kugelhälften lediglich um $-0,17\%$ niedriger gegenüber der vollständig rotierenden Kugel berechnet wurde. Der Magnuskraftbeiwert C_M der rotierenden Kugelhälften wurde bei $SP = 0,2$ um $-3,25\%$

bzw. bei $SP=1,5$ um $-0,29\%$ niedriger berechnet als derjenige der vollständig rotierenden Kugel. Folglich ist auch die durch die ruhende Mittelplatte verursachte Auftriebsminderung sehr gering.

Die Ergebnisse von *Büdenbender (2003)* vermögen jedoch nicht die hohen überkritischen C_W -Werte der glatten Kugel mit Spalt zu erklären, zumal der Spalteinfluss und überkritische Re-Zahlen in den Simulationen nicht untersucht wurden.

Auch die Strömungssimulationen von *Ginsberg (2007)* bei Re-Zahlen von $Re=1,5 \cdot 10^5$ und $Re=3,0 \cdot 10^5$ lassen im rotierenden Fall keinen Rückschluss auf auftriebsmindernde oder widerstandserhöhende Effekte von Spalt und Mittelplatte zu, da weder ein Vergleich zu einer Kugel ohne Spalt noch zu einer Kugel mit einer rotierenden Mittelplatte unternommen wurde. Im einzelnen lassen sich die Simulationsergebnisse von *Ginsberg (2007)* mit Modellierungen der Mittelplatte und des Spalts wie folgt zusammenfassen: Bei $SP=0,2$, $SP=0,4$, $SP=0,6$ und $Re=1,5 \cdot 10^5$ sowie bei $SP=0,2$ und $Re=3,0 \cdot 10^5$ ergaben sich bezüglich der Kraftbeiwerte keine Übereinstimmungen mit den vorliegenden Experimenten. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich in der voll-turbulenten Grenzschicht der stationär gerechneten Simulationen begründet: Diese bewirkt bei steigendem Spinparameter einen positiven Magnuseffekt, d. h. steigende C_M - und C_W -Werte. In den vorliegenden Messungen wird ein solches Verhalten jedoch selbst bei überkritischen Re-Zahlen erst ab $Re \approx 5,0 \cdot 10^5$ festgestellt.

Jedoch sind anhand von Geschwindigkeitsverteilungen und Vektordarstellungen in der Spaltmittelebene (bei einer Spaltbreite von $0,3\text{mm}$) Aussagen zu der Physik der Spaltströmung zwischen den rotierenden Kugelhälften möglich: Bei $Re=1,5 \cdot 10^5$ und $SP=0,2$ ist lediglich in dem Bereich vor dem Dickenmaximum auf der entgegen der Anströmungsrichtung rotierenden Seite eine leichte Rückströmung auszumachen. In dem restlichen Kugelspalt wird die Strömung durch die Rotation in Drehrichtung abgelenkt. Bei $Re=3,0 \cdot 10^5$ und $SP=0,2$ tritt ein weiterer Rückströmungsbereich hinter dem Dickenmaximum auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite auf. Das Geschwindigkeitsniveau der Spaltströmung ist aber gegenüber $Re=1,5 \cdot 10^5$ bereits deutlich höher. In den jeweiligen Rückströmungsbereichen des Spalts kommt es zu Strömungsein- und -austritten.

Bei $Re=1,5 \cdot 10^5$ und $SP=0,4$ bzw. $SP=0,6$ wird in der Spaltmittelebene bereits die gesamte Strömung in Drehrichtung abgelenkt. Strömungsein- und -austritte durch die Spaltoberfläche treten nicht mehr auf, so dass augenscheinlich immerfort die gleiche Luft im Spalt umgewälzt wird. Diese Feststellung gilt jedoch nur für die Spaltmittelebene. Aufgrund der Haftbedingung ruht die Strömung an der Spaltinnenfläche (Mittelplatte) und bewegt sich am Spaltboden und an der Außenfläche mit der jeweiligen Umfangsgeschwindigkeit mit, wodurch sich starke Geschwindigkeitsgradienten quer zum Spalt einstellen. Dies lässt darauf schließen, dass Strömungsein- und -austritte nahe der ruhenden Mittelplatte am stärksten erfolgen.

3.2.4 Texturiertes 14-Panel-Modell (mit Spalt)

Bild 3.81 zeigt das Widerstandsverhalten des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt („14Sp“) bei einer festen Ballorientierung zur Anströmung als Funktion der Reynoldszahl Re im Vergleich zu den Messdaten des $+Teamgeist$ -Balls aus Abschnitt 3.1.2.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_S wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.3 „Anordnung für die glatte Kugel und das texturierte 14-Panel-Modell bei innerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von vier Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden ebenfalls aus dem Mittelwert von vier Messreihen ermittelt.

Die eingetragenen Fehlerbalken von Re und C_W entsprechen den erweiterten Unsicherheiten U_{Re} und U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95%.

Im unterkritischen Re -Bereich liegen die C_W -Beiwerte des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt ($C_{W_{14Sp}} \approx 0,49$) leicht oberhalb von denjenigen des rückwärtig gehaltenen $+Teamgeist$ -Balls ($C_{W_{+Tg}} \approx 0,45$). Der kritische Re -Zahl-Bereich zwischen $Re = 1,79 \cdot 10^5$ und $Re = 2,34 \cdot 10^5$ zeichnet sich durch die Abnahme des Widerstandsbeiwerts auf $C_{W_{14Sp}} \approx 0,24$ aus und weist zudem etwas erhöhte Werte von U_{C_W} auf.

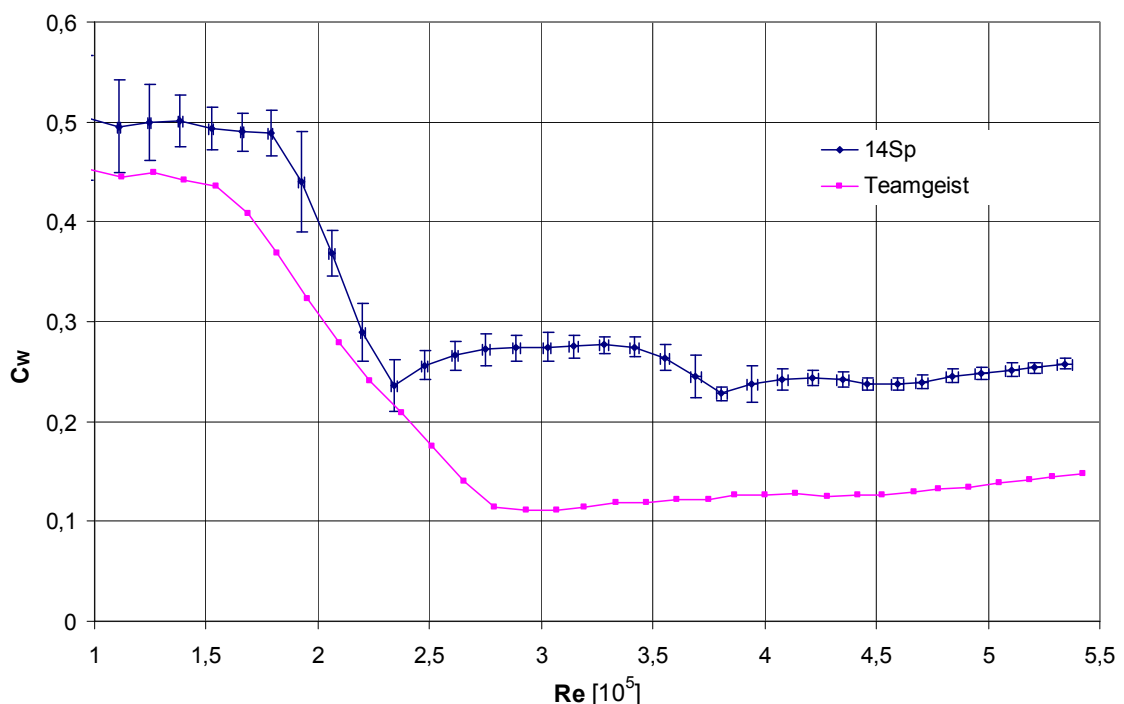


Bild 3.81: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von Re für das texturierte 14-Panel-Modell mit Spalt und für den $+Teamgeist$ -Ball aus Abschnitt 3.1.2

Auffälliger Unterschied zum *+Teamgeist* ist das spätere Eintreten in den kritischen Re-Zahl-Bereich bei gleichzeitiger starker Verkürzung desselben. Der überkritische C_W -Wert des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt erreicht nach einem Wiederanstieg schließlich $C_{W_{14,Sp}} \approx 0,28$ bei $Re = 3,28 \cdot 10^5$. Nach einer erneuten Abnahme auf $C_{W_{14,Sp}} \approx 0,23$ bei $Re = 3,81 \cdot 10^5$ schließt sich mit weiter steigender Re-Zahl ein erneuter C_W -Anstieg an. Auch in anderen Ballorientierungen zur Anströmung wurden C_W -Re-Kurven mit einer zweiten Widerstandsabnahme zwischen $Re = 3,5 \cdot 10^5$ und $Re = 4,0 \cdot 10^5$ gemessen.

Insgesamt ergibt sich gegenüber der glatten Kugel mit Spalt aus Abschnitt 3.2.3 in etwa der gleiche überkritische Widerstandsbeiwert. Dies widerspricht der Erwartung, nach der eine glatte Kugel einen niedrigeren Widerstandsbeiwert als ein Fußball hat. Die Ursache der in etwa gleich großen C_W -Werte ist höchstwahrscheinlich der konstruktiv bedingte Spalt.

Gegenüber dem rückwärtig gehaltenen *+Teamgeist* liegt der überkritische C_W -Wert des 14-Panel-Modells mit Spalt Re-abhängig zwischen $\Delta C_W \approx 0,16$ bei $Re \approx 3 \cdot 10^5$ und $\Delta C_W \approx 0,09$ bei $Re \approx 5,4 \cdot 10^5$ höher. Als Grund dafür kann neben dem Spalt auch die Schärfe der Nahtkanten angeführt werden, die bei dem 14-Panel-Modell sehr viel ausgeprägter als beim *+Teamgeist*-Ball ist.

In dem Verlauf der Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion der Reynolds-Zahl Re in Bild 3.82 spiegelt sich der kritische Re-Bereich ebenfalls wieder: In einem Bereich $1,54 \cdot 10^5 < Re < 2,34 \cdot 10^5$ tritt zunächst eine C_A -Abnahme von $C_{A_{14,Sp}} \approx 0$ auf $C_{A_{14,Sp}} \approx -0,07$ auf, bevor sich ein rapider Anstieg auf $C_{A_{14,Sp}} \approx 0,11$ anschließt. Diesem folgt eine erneute Abnahme auf einen dann mit weiter steigender Re-Zahl zunächst konstant bleibenden Wert von $C_{A_{14,Sp}} \approx 0,04$.

Auch im weiteren Verlauf des überkritischen Re-Bereichs treten aufgrund einer asymmetrischen Strömungsablösung C_A -Werte ungleich null auf. In dem Bereich des „Knicks“ in der C_W -Re-Kurve zeigen sich auch Diskontinuitäten in der C_A -Re-Kurve: Für $3,7 \cdot 10^5 < Re < 4,21 \cdot 10^5$ fällt C_A zunächst von $C_{A_{14,Sp}} \approx 0,02$ auf $C_{A_{14,Sp}} \approx -0,03$ und steigt dann wieder auf $C_{A_{14,Sp}} \approx 0,07$ an. Die in diesem Re-Bereich ebenfalls erhöhten Werte von $U_{\frac{C_A}{C_A}}$ deuten wie auch schon die C_W -Werte auf Änderungen der Ablösepunkte und eine asymmetrische Grenzschichtablösung hin.

Ähnliche Aussagen lassen sich zu C_S als Funktion der Reynolds-Zahl Re in Bild 3.83 machen: In dem kritischen Re-Bereich $1,66 \cdot 10^5 < Re < 2,48 \cdot 10^5$ treten maximale C_S -Werte von $C_{S_{14,Sp}} \approx 0,1$ und Werte von $U_{\frac{C_S}{C_S}}$ in der gleichen Größenordnung auf. Weitere Diskontinuitäten entstehen für $3,28 \cdot 10^5 < Re < 4,21 \cdot 10^5$.

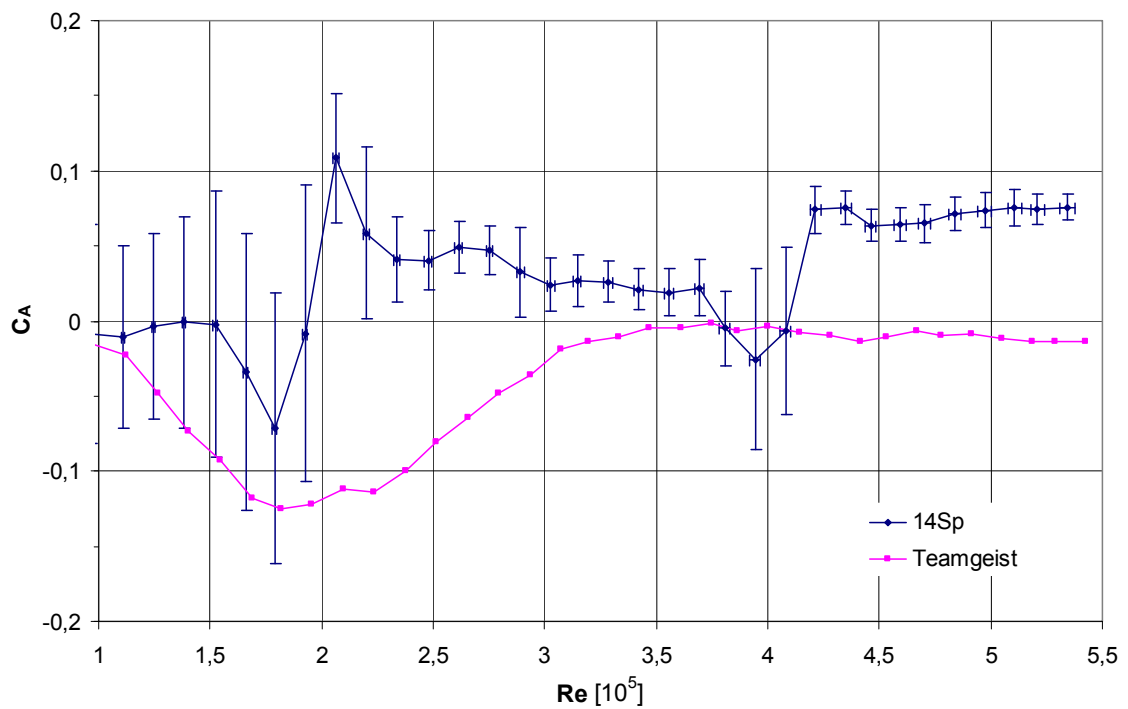


Bild 3.82: Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für das texturierte 14-Panel-Modell mit Spalt und für den +*Teamgeist*-Ball aus Abschnitt 3.1.2

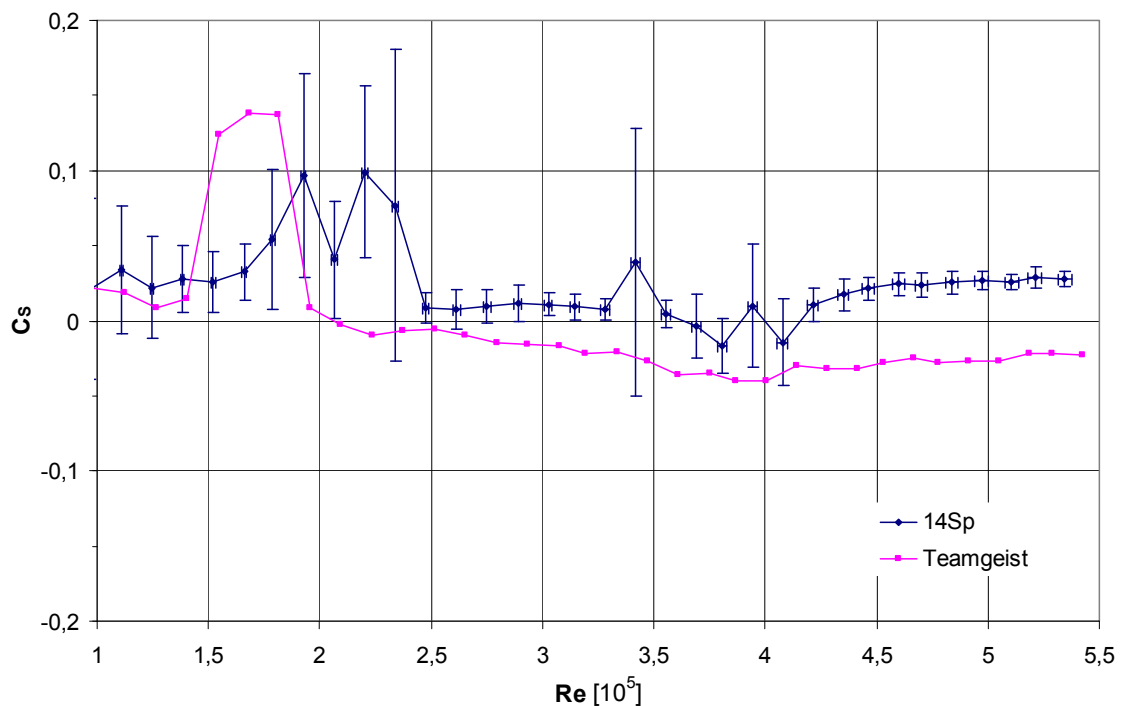


Bild 3.83: Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von Re für das texturierte 14-Panel-Modell mit Spalt und für den +*Teamgeist*-Ball aus Abschnitt 3.1.2

Um die dimensionslosen Kraftbeiwerte detaillierter zu interpretieren, werden die Seeding-Visualisierungen für $1,60 \cdot 10^5 < Re < 3,45 \cdot 10^5$ in Bild 3.84 herangezogen: Bei (a) $Re = 1,60 \cdot 10^5$ erkennt man eine unterkritische Grenzschichtablösung kurz vor dem Dickenmaximum bei $\theta_{lam} \approx 82 \pm 3^\circ$. Der Nachlauf ist symmetrisch.

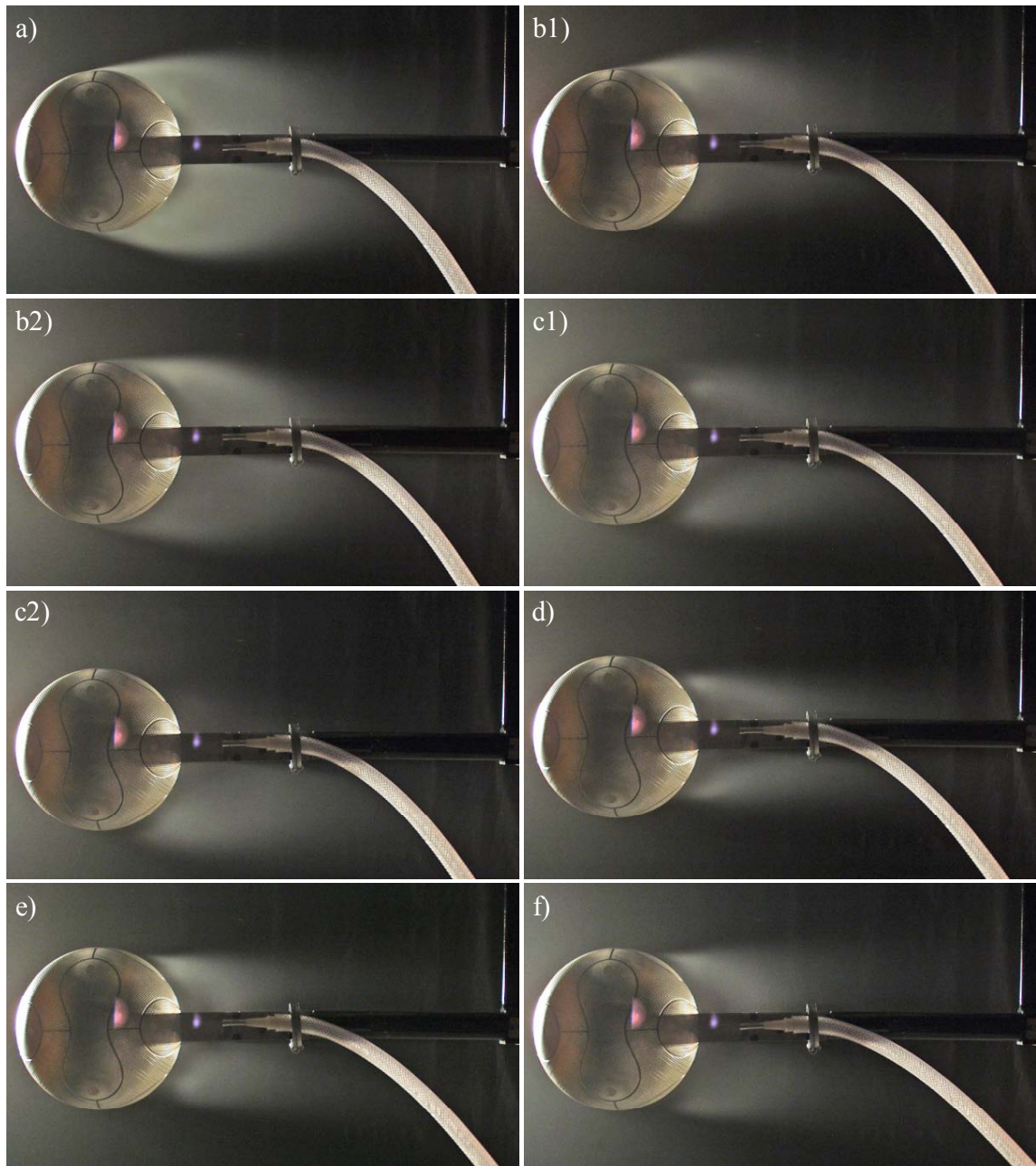


Bild 3.84: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei: a) $Re = 1,60 \cdot 10^5$; b) $Re = 1,96 \cdot 10^5$; c) $Re = 2,30 \cdot 10^5$; d) $Re = 2,53 \cdot 10^5$; e) $Re = 2,92 \cdot 10^5$; f) $Re = 3,45 \cdot 10^5$

Bei $Re = 1,96 \cdot 10^5$ ist einerseits wie in (b2) eine unterkritische Ablösung vor dem Dickenmaximum zu erkennen. Andererseits wandert der Ablösepunkt an der Unterseite

zwischenzeitlich wie in (b1) hinter das Dickenmaximum. Dies ist in der Summe gleichbedeutend mit einer Widerstandsreduktion gegenüber dem unterkritischen Wert und erklärt auch die Auftriebskräfte und Fluktuationen der aerodynamischen Kräfte, wie sie zu Beginn des kritischen Re-Bereichs in Bild 3.81 bis Bild 3.83 auftreten.

Bei (c) $Re = 2,30 \cdot 10^5$ sind nur noch sehr unscharfe Konturen des Ablösegebiets und des Nachlaufs aufgrund hochfrequenter Fluktuationen der Ablösestellen feststellbar. Insgesamt erfolgt mit steigender Re-Zahl eine zunehmende Verschiebung des Ablösepunktes zum Ballheck. Bei (d) $Re = 2,53 \cdot 10^5$ hat der Nachlauf allem Anschein nach seine geringste Ausdehnung eingenommen. Der optisch ermittelte Ablöswinkel von $\theta_{urb} \approx 125 \pm 3^\circ$ ist jedoch nicht realistisch, da dieser sogar einen niedrigeren C_W -Wert als für den *+Teamgeist* bedeuten würde.

Bei (e) $Re = 2,92 \cdot 10^5$ erscheint der optisch bestimmte Ablöswinkel von $\theta_{urb} \approx 115 \pm 3^\circ$ immer noch recht hoch. Bei beiden Re-Zahlen deutet dies darauf hin, dass entweder der Nebel nicht bis zur eigentlichen Ablösestelle vordringt oder dass die sehr ungleichmäßige Nebelverteilung in allen Bildern durch stark asymmetrische Wirbelstrukturen im Ballnachlauf hervorgerufen wird. Ab (f) $Re = 3,45 \cdot 10^5$ beträgt $\theta_{urb} \approx 110 \pm 3^\circ$. Damit ergibt sich der gleiche Ablöswinkel wie auch bei der glatten Kugel mit Spalt, was anhand von $C_{W_{14Sp}} \approx C_{W_{Kusp}} \approx 0,25$ auch plausibel ist. Die stromab zu beobachtende Nachlaufaufweitung könnte, wie auch von *Suryanarayana und Meier (1995)* beschrieben, durch eine Vermischung der Wirbel im Ballnachlauf mit der Außenströmung zu erklären sein.

Die Untersuchungen bei Rotation um eine Achse senkrecht zur Strömungsrichtung wurden mit ansteigenden Drehzahlen durchgeführt.

Die dimensionslosen aerodynamischen Kraftbeiwerte C_M , C_W und C_S wurden gemäß dem in Abschnitt 2.4.3 „Anordnung für die glatte Kugel und das texturierte 14-Panel-Modell bei innerem Antrieb“ beschriebenen Vorgehen ermittelt.

Dabei wurden die Gesamtluftkraftbeiwerte aus dem Mittelwert von drei bis fünf Messreihen bestimmt. Die Taraluftkraftbeiwerte wurden aus dem Mittelwert von vier Messreihen ermittelt.

Bild 3.85 bis Bild 3.87 zeigen die Magnuskraftbeiwerte C_M , Widerstandsbeiwerte C_W und Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von SP in einem Reynolds-Zahl-Bereich $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$.

Bei kleinen Re-Zahlen wie $Re = 0,96 \cdot 10^5$ ergibt sich ein zu der glatten Kugel mit Spalt noch qualitativ sehr ähnliches Verhalten: Nach einem anfänglichen Anstieg der Magnuskraft und parallel dazu leicht steigendem Widerstand aufgrund einer Verschiebung des laminaren Ablösepunktes auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Ballheck in einem Bereich $0 < SP < 0,25$, tritt bei $SP = 0,38$ ein Sprung zu $C_M \approx 0$ begleitet von einer Widerstandsabnahme auf. Beides kann durch einen laminar-

turbulenten Grenzschichtübergang und die Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes zum Ballheck auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite begründet werden.

Ab $SP = 0,51$ steigt C_M wieder an, während C_W gleichzeitig weiter abnimmt. Dies deutet darauf hin, dass aufgrund eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite der Ablösepunkt weiter zum Ballheck wandert. Ab $SP = 0,76$ steigt C_W dagegen wieder deutlich an, während C_M gleichzeitig weiter zunimmt. Daraus lässt sich eine Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite zurück in Richtung Dickenmaximum folgern. Für Spinparameter $SP > 1$ nähert sich der Magnuskraftbeiwert einem Grenzwert von $C_M \approx 0,34$, während C_W nur noch langsam ansteigt. Dies deutet auf eine nur geringe Änderung der Ablösepunkte in diesem SP-Bereich hin.

Bei einer Re-Zahl von $Re = 1,25 \cdot 10^5$ ist bereits eine sehr deutliche quantitative Veränderung dieses Kurvenverlaufs feststellbar: Ausgehend von $C_M \approx 0$ und unterkritischen C_W -Werten von $C_W \approx 0,5$ ist der Bereich des positiven Magnuseffekts nur noch schwach bis $SP = 0,10$ ausgeprägt. Dagegen schließt sich ein umso ausgeprägter Bereich mit negativem Magnuseffekt an, welcher genau wie die gleichzeitig auftretende Widerstandsabnahme zu geringeren Spinparametern verschoben ist. Ausgehend von $C_M \approx -0,11$ bei $SP = 0,40$ steigt zunächst C_M und ab $SP = 0,49$ auch wieder C_W an, da die gleichen physikalischen Änderungen wie bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$ auftreten.

Bereits ab einer Re-Zahl von $Re = 1,52 \cdot 10^5$ tritt mit dem Einsetzen der Rotation schlagartig ein negativer Magnuseffekt auf, der sich in einem Magnuskraftminimum von $C_M \approx -0,14$ bei $SP = 0,08$ äußert. Bis $SP = 0,40$ steigt infolge einer sich zum Ballheck verschiebenden turbulenten Grenzschichtablösung auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite der Magnuskraftbeiwert auf $C_M \approx 0$ an. Gleichzeitig erreicht der Widerstandsbeiwert bei $SP = 0,40$ ein Minimum von $C_W \approx 0,28$, das bereits in der gleichen Größenordnung wie überkritische C_W -Werte liegt. Ab $SP = 0,40$ steigt auch C_W wieder an, da der turbulente Ablösepunkt auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder in Richtung Dickenmaximum zurück wandert.

Bei $Re = 1,79 \cdot 10^5$ ergeben sich folgende Veränderungen der C_W - und C_M -Werte als Funktion von SP : Das C_M -Minimum liegt bereits bei $SP = 0,07$ und beträgt $C_M \approx -0,18$. Das C_W -Minimum liegt bereits bei $SP = 0,28$ und beträgt erneut $C_W \approx 0,28$. Insgesamt haben sich beide Kurvenverläufe in den Diagrammen nach links, d. h. zu geringeren Spinparametern verschoben. Zudem liegt eine Reynolds-Zahl von $Re = 1,79 \cdot 10^5$ bereits am Beginn des kritischen Re-Bereichs, was sich bei $SP = 0$ in einer leichten Abnahme von C_W gegenüber dem unterkritischen C_W -Wert von $C_W \approx 0,5$ und dem Auftreten von Seitenkräften in der Größenordnung von $C_S \approx 0,05$

äußert. Ab $SP = 0,28$, also dem Bereich turbulenter Grenzschicht auf beiden Ballseiten, beträgt der Seitenkraftbeiwert wieder $C_s \approx 0$.

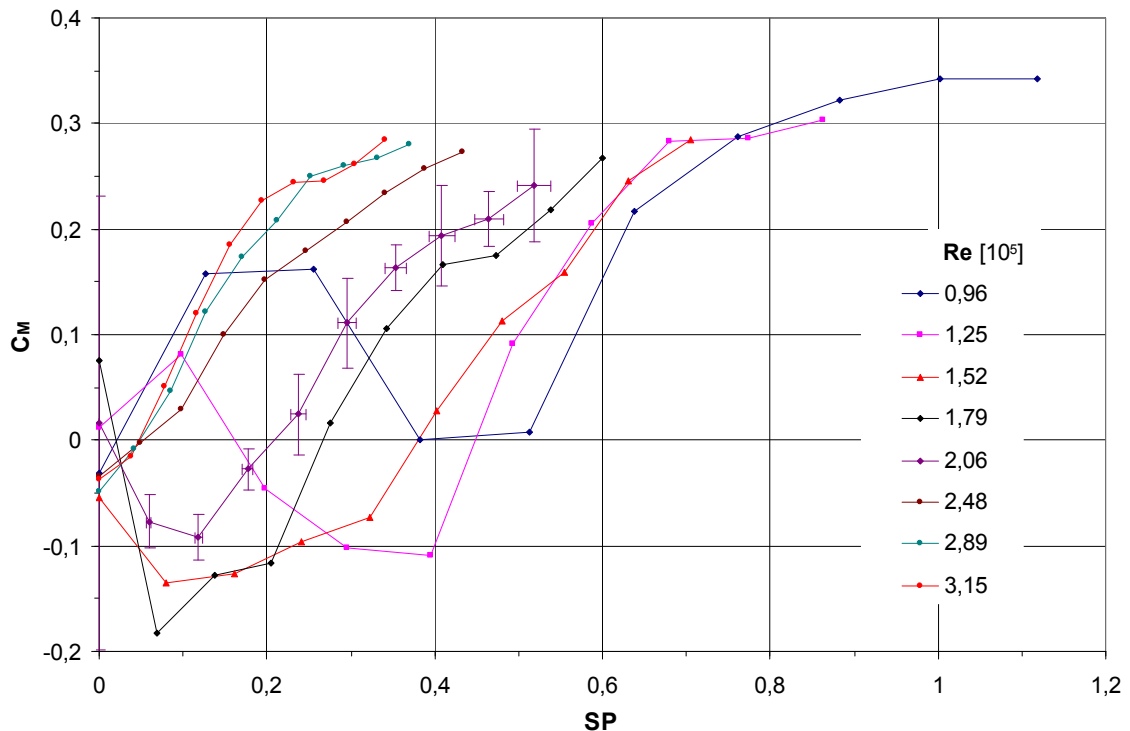


Bild 3.85: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Spalt für $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$

$Re = 2,06 \cdot 10^5$ liegt bereits im kritischen Re-Bereich. Dies lässt sich anhand des C_W -Werts von $C_W \approx 0,39$ und der Größe der exemplarisch bei dieser Re-Zahl und $SP = 0$ eingetragenen erweiterten Unsicherheit U_{C_W} für ein Vertrauensniveau von 95% erkennen. Genauso ist auch U_{C_M} bei $SP = 0$ im Vergleich zu Spinparametern oberhalb von $SP = 0$ sehr groß. Ursache: Bei $SP = 0$ lag die Ballorientierung rein zufällig vor und konnte von Messreihe zu Messreihe unterschiedlich sein.

Bis einschließlich $SP = 0,18$ treten Seitenkraftbeiwerte von bis zu $C_s \approx -0,10$ und hohe Werte von U_{C_s} auf. Ab $SP = 0,24$ ist die Grenzschicht auf beiden Ballseiten turbulent. Infolgedessen beläuft sich der C_W -Wert auf ein Minimum von $C_W \approx 0,27$, der Magnuskraftbeiwert liegt nahe null. Gleichzeitig gehen auch der Seitenkraftbeiwert und dessen erweiterte Unsicherheit U_{C_s} wieder auf Werte nahe null zurück. Für Spinparameter $SP > 0,24$ schließt sich erneut der Bereich steigender Magnuskraft bei gleichzeitig zunehmendem Widerstand an.

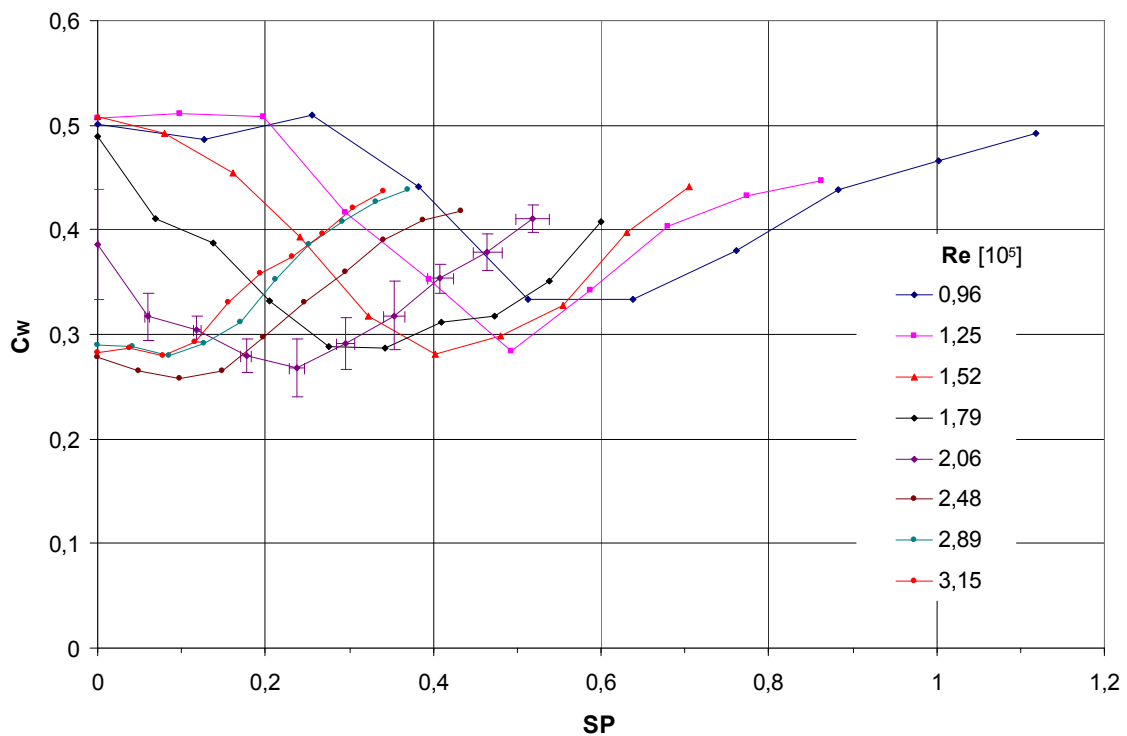


Bild 3.86: Widerstandsbeiwerte C_W als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Spalt für $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$

$Re = 2,48 \cdot 10^5$ markiert das Ende des kritischen bzw. den Beginn des überkritischen Re -Bereichs. Verdeutlicht wird das durch den C_W -Wert, der von $C_W \approx 0,28$ bei $SP = 0$ nur noch leicht bis $SP = 0,1$ abnimmt. Ursache dafür ist möglicherweise eine noch geringfügige Verschiebung der turbulenten Grenzschichtablösung auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Ballheck. Diese bewirkt gleichzeitig eine Zunahme der Magnuskraft. Seitenkräfte und deren Fluktuationen sind bei dieser Re -Zahl bereits recht gedämpft. Ab $SP = 0,15$ steigen die Magnuskraft und der Widerstand gleichförmig an.

$Re = 2,89 \cdot 10^5$ und $Re = 3,15 \cdot 10^5$ liegen schon im überkritischen Re -Bereich. Bis $SP = 0,08$ bleibt der Widerstandsbeiwert in etwa konstant, während der Magnuskraftbeiwert bereits ansteigt. Dies könnte an einer Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes auf der in Strömungsrichtung liegenden Seite zum Ballheck liegen, bei der zeitgleich der turbulente Ablösepunkt auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder in Richtung Dickenmaximum zurück wandert. Denkbar wäre auch, dass sich lediglich Änderungen der Druckverteilung in Polnähe ergeben, die auf die Heckdruckverteilung und damit den C_W -Wert keinen Einfluss haben. Ab $SP = 0,12$ steigen die Magnuskraft und der Widerstand gleichförmig mit dem Spinparameter SP an. Es treten keine Seitenkräfte mehr auf.

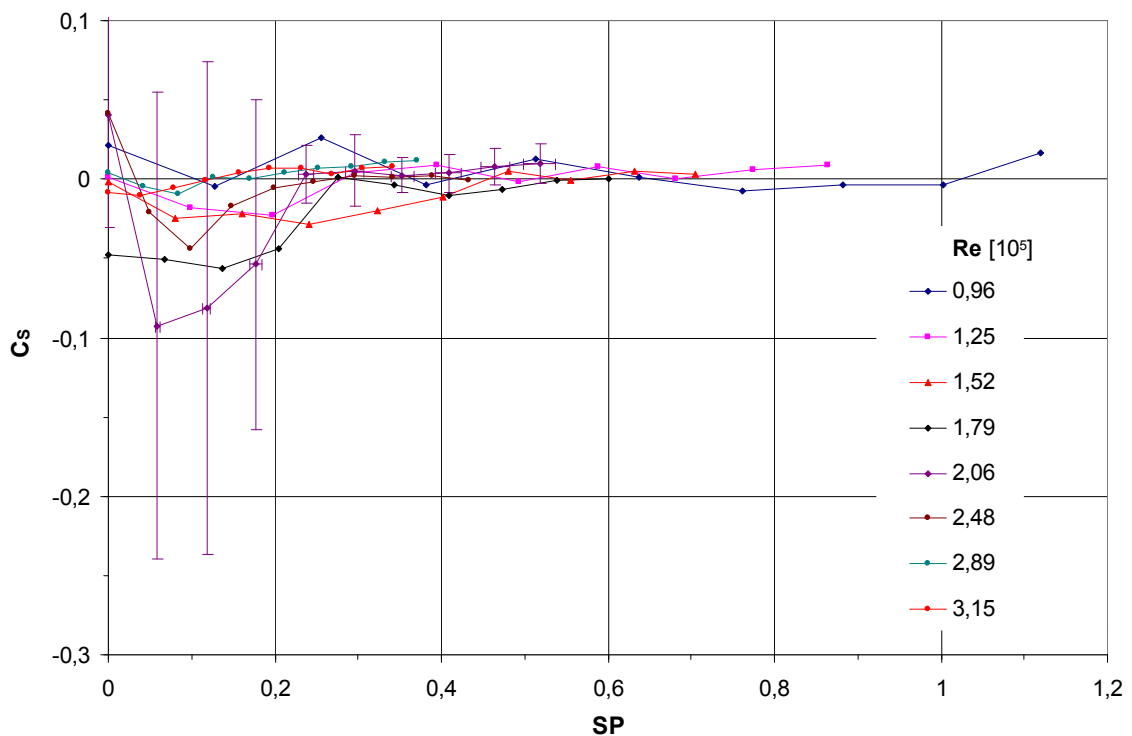


Bild 3.87: Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Spalt für $0,96 \cdot 10^5 < Re < 3,15 \cdot 10^5$

Insgesamt zeigen sich im Vergleich zu den Messdaten der rotierenden glatten Kugel mit Spalt folgende Gemeinsamkeiten und Unterschiede:

- Der Grenzwert der maximal erreichbaren Magnuskraft liegt bei hohen Spinparametern bei $C_M \approx 0,35$.
- Der kritische Re-Bereich beim texturierten 14-Panel-Modell ist zu geringeren Re-Zahlen verschoben.
- Das Auftreten des negativen Magnuseffekts beschränkt sich beim texturierten 14-Panel-Modell auf einen Re-Zahl-Bereich $0,96 \cdot 10^5 < Re < 2,48 \cdot 10^5$.
- Ab $Re = 2,48 \cdot 10^5$ tritt beim 14-Panel-Modell nur noch ein positiver Magnuseffekt auf. Bei der glatten Kugel ist das erst ab $Re = 4,97 \cdot 10^5$ der Fall.
- Auch Seitenkräfte treten bei der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells nur in einem sehr kleinen Bereich kritischer Re-Zahlen zwischen $Re = 1,79 \cdot 10^5$ und $Re = 2,48 \cdot 10^5$ auf. Die maximalen C_S -Werte betragen $C_{S_{\max}} \approx -0,10$ bei maximalen Werten von $U_{\overline{C_S}} \approx 0,15$. Im Gegensatz dazu prägen sich bei der Umströmung der glatten Kugel die Seitenkräfte stets zu positiven Werten aus und betragen in einem Re-Zahl-Bereich $2,48 \cdot 10^5 < Re < 3,81 \cdot 10^5$ $C_S > 0,1$ bei maximalen Werten von $U_{\overline{C_S}} \approx 0,25$.

Genauere Aussagen zu den Kraftbeiwerten als Funktion der Re-Zahl und des Spinparameters können anhand von Seeding-Visualisierungen vorgenommen werden. Bild 3.88 und Bild 3.89 zeigen die Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei einer Re-Zahl von $Re = 0,97 \cdot 10^5$.

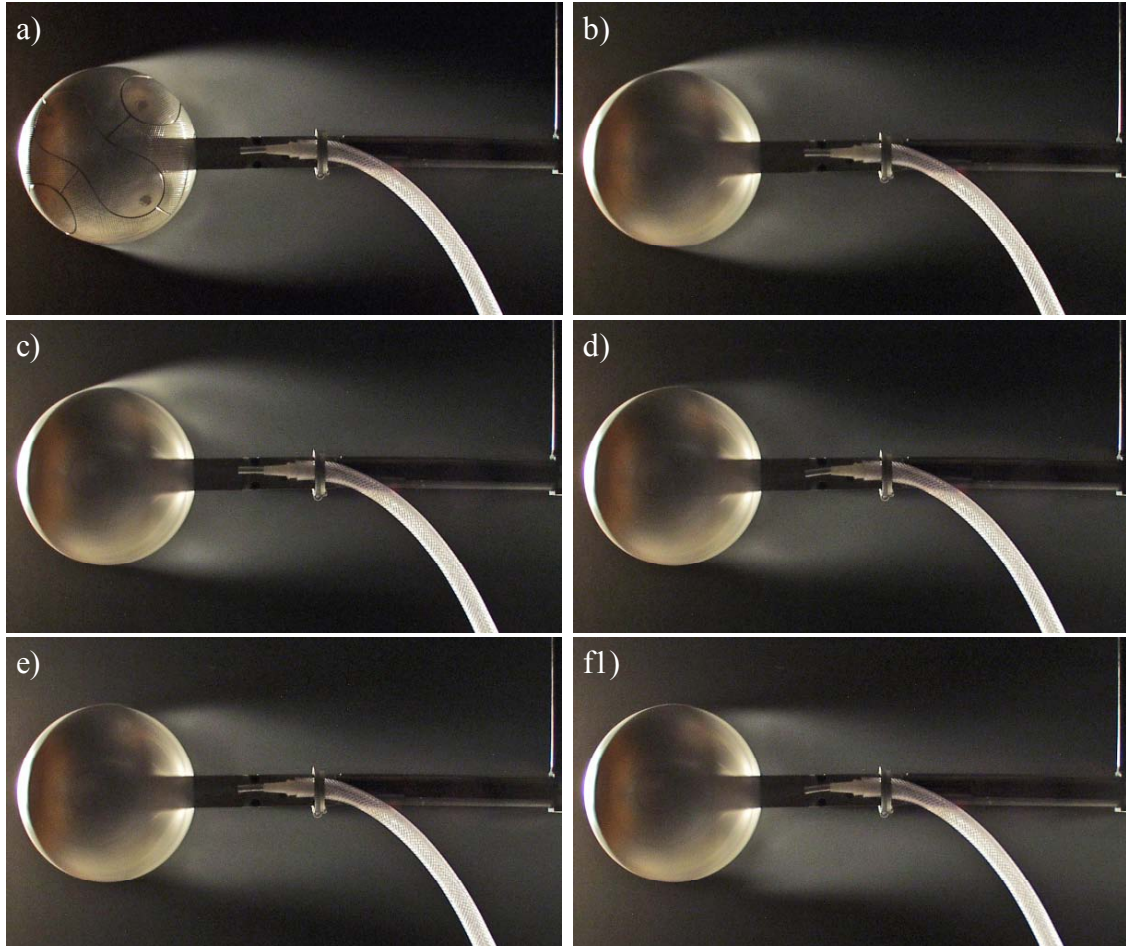


Bild 3.88: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 0,97 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,13$; c) $SP = 0,26$; d) $SP = 0,38$; e) $SP = 0,51$; f) $SP = 0,65$

Bei (a) $SP = 0$ gibt das Strömungsbild eine unterkritische Ablösung vor dem Dickenmaximum wieder. Mit steigendem Spinparameter verschiebt sich zunächst die laminare Grenzschichtablösung auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zum Ballheck. Gleichzeitig wandert bei Erhöhung des Spinparameters der laminare Ablösepunkt auf der gegen die Anströmung rotierenden Seite weiter stromauf. Beides führt bis (c) $SP = 0,26$ zu einer wachsenden Druckdifferenz in Polnähe und damit zu steigenden C_M -Werten. Gleichzeitig tritt eine Heckdruckabnahme und damit ein leichter Anstieg von C_W auf. Dies kann in Bild 3.85 und Bild 3.86 anhand der C_M - und C_W -Werte bei $Re = 0,96 \cdot 10^5$ nachvollzogen werden.

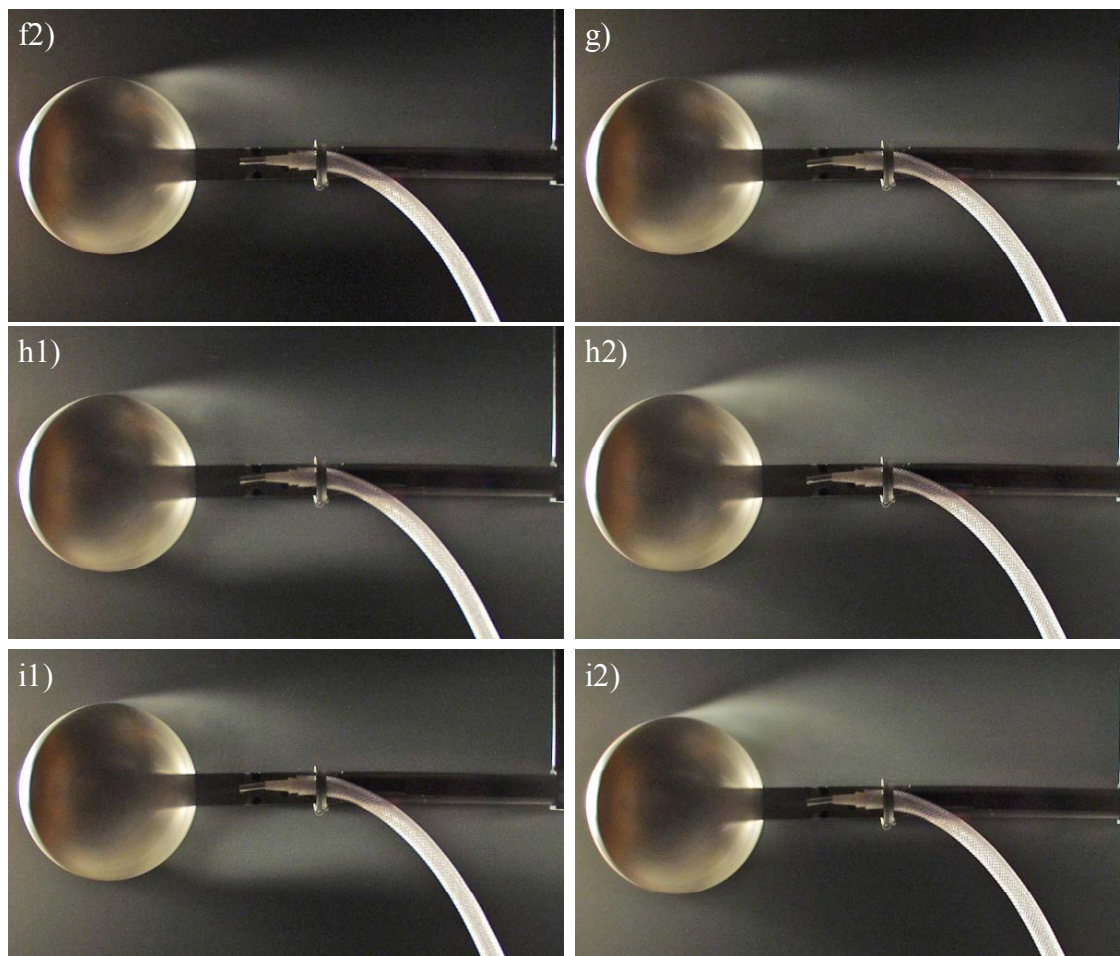


Bild 3.89: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 0,97 \cdot 10^5$ und: f) $SP = 0,65$; g) $SP = 0,77$; h) $SP = 0,89$; i) $SP = 1,01$

Bei (d) $SP = 0,38$ verschiebt sich die Grenzschichtablösung auf beiden Seiten weiter zum Ballheck. Auf der gegen die Strömungsrichtung rotierenden Seite geschieht dies aufgrund eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs, der den Unterdruck in Polnähe vergrößert und den Unterdruck auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite ausgleicht. In der Summe resultiert daraus $C_M \approx 0$. Da es zu einer gleichzeitigen C_W -Abnahme um $\Delta C_W \approx 0,07$ kommt, muss auch gleichzeitig der Heckdruck wieder angestiegen sein.

Bei (e) $SP = 0,51$ wird trotz des völlig veränderten Strömungsbildes ebenfalls $C_M \approx 0$ gemessen. Als einzige Ursache dafür ist eine jetzt auf beiden Ballseiten turbulente Grenzschicht möglich. Da die Ablösepunkte in etwa gleichweit stromab liegen, erklären sich daraus einerseits der auf $C_W \approx 0,33$ stark gefallene Widerstandsbeiwert und andererseits wegen gleicher Druckverteilungen auf beiden Ballseiten der nicht mehr vorhandene Magnuseffekt.

Das Strömungsbild in (f1) bei $SP = 0,65$ gleicht noch weitestgehend demjenigen aus (e) bei $SP = 0,51$. Gleichzeitig zeigen die Seeding-Visualisierungen bei (f2) $SP = 0,65$, (h2) $SP = 0,89$ und (i2) $SP = 1,01$ eine phasenweise fast komplett nebelfreie Unterseite. Die Strömung liegt an der Unterseite also nahezu bis zur Mittelplatte an, ein Ablösepunkt ist nicht erkennbar. Zur selben Zeit wandert der turbulente Ablösepunkt auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder in Richtung Dickenmaximum zurück. Beides führt dazu, dass C_M und C_W mit SP ansteigen, was auch anhand der größer werdenden Nachlaufablenkung nach oben zu erkennen ist. Auch mit der Druckverteilung in Bild 1.14 lässt sich der Anstieg der Kraftbeiwerte erklären: C_M wächst aufgrund der größer werdenden Druckdifferenz in Polnähe, während C_W wegen des sinkenden Heckdrucks ansteigt.

Bild 3.90 und Bild 3.91 zeigen die Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei einer Re-Zahl von $Re = 1,55 \cdot 10^5$. Bei (a) $SP = 0$ ist noch eine unterkritische Ablösung vor dem Dickenmaximum zu sehen, wobei der Ablösepunkt auf der Unterseite bedingt durch die Ballorientierung zur Anströmung noch etwas weiter stromauf als der Ablösepunkt auf der Oberseite liegt.

Bei (b) $SP = 0,08$ liegen zwei völlig unterschiedliche Strömungsbilder vor: In (b1) existiert noch eine laminare Grenzschicht auf beiden Ballseiten bei fast keiner Veränderung des Strömungsbildes gegenüber (a) $SP = 0$. Phasenweise tritt aber in (b2) infolge eines laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs eine deutliche Instationarität der oberen Ablösestelle auf, die sich in den unscharfen Konturen des Ablösegebietes und des Nachlaufs zeigt. Die Verschiebung des turbulenten Ablösepunktes zum Ballheck bewirkt eine negative Magnuskraft bei gleichzeitiger Widerstandsabnahme. Dies kann in Bild 3.85 und Bild 3.86 anhand der C_M - und C_W -Werte bei $Re = 1,52 \cdot 10^5$ nachvollzogen werden.

In (c) $SP = 0,16$ ist die Instationarität der oberen Ablösestelle immer noch sehr ausgeprägt, es sind keine klaren Konturen des oberen Ablösepunktes auszumachen. Die weitere deutliche C_W -Abnahme gegenüber $SP = 0,08$ ist möglicherweise infolge eines weiteren Heckdruckanstiegs zu erklären, da die Grenzschicht auch auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite turbulent geworden ist und sich mit steigendem Spinparameter bei (d) $SP = 0,24$, (e) $SP = 0,33$ und (f) $SP = 0,41$ weiter zum Ballheck verschiebt. Dies bewirkt gleichzeitig eine erneute Zunahme des C_M -Wertes.

Ab (d) $SP = 0,24$ nehmen die zeitlichen Schwankungen der oberen Ablösestelle deutlich ab. Dadurch wird der mit steigendem Spinparameter bis (f) $SP = 0,41$ annähernd unveränderte Ablösepunkt klar erkennbar. Bei $SP = 0,40$ liegt laut den C_M - und C_W -Werten bei $Re = 1,52 \cdot 10^5$ in Bild 3.85 und Bild 3.86 das Widerstandsminimum von $C_W \approx 0,28$ bei $C_M \approx 0$ vor. Dies stimmt mit (f) $SP = 0,41$ insofern überein, dass die Ablösepunkte in etwa gleichweit stromab liegen und die geringste Nachlaufbreite auftritt. Mit weiter steigendem Spinparameter kommt es zum positiven Magnuseffekt: Der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite wandert weiter zum

Ballheck, während sich der Ablösepunkt auf der entgegen der Anströmung rotierenden Seite wieder in Richtung Dickenmaximum verschiebt. Dies hat gleichzeitig einen Wiederanstieg des C_W -Wertes zur Folge.

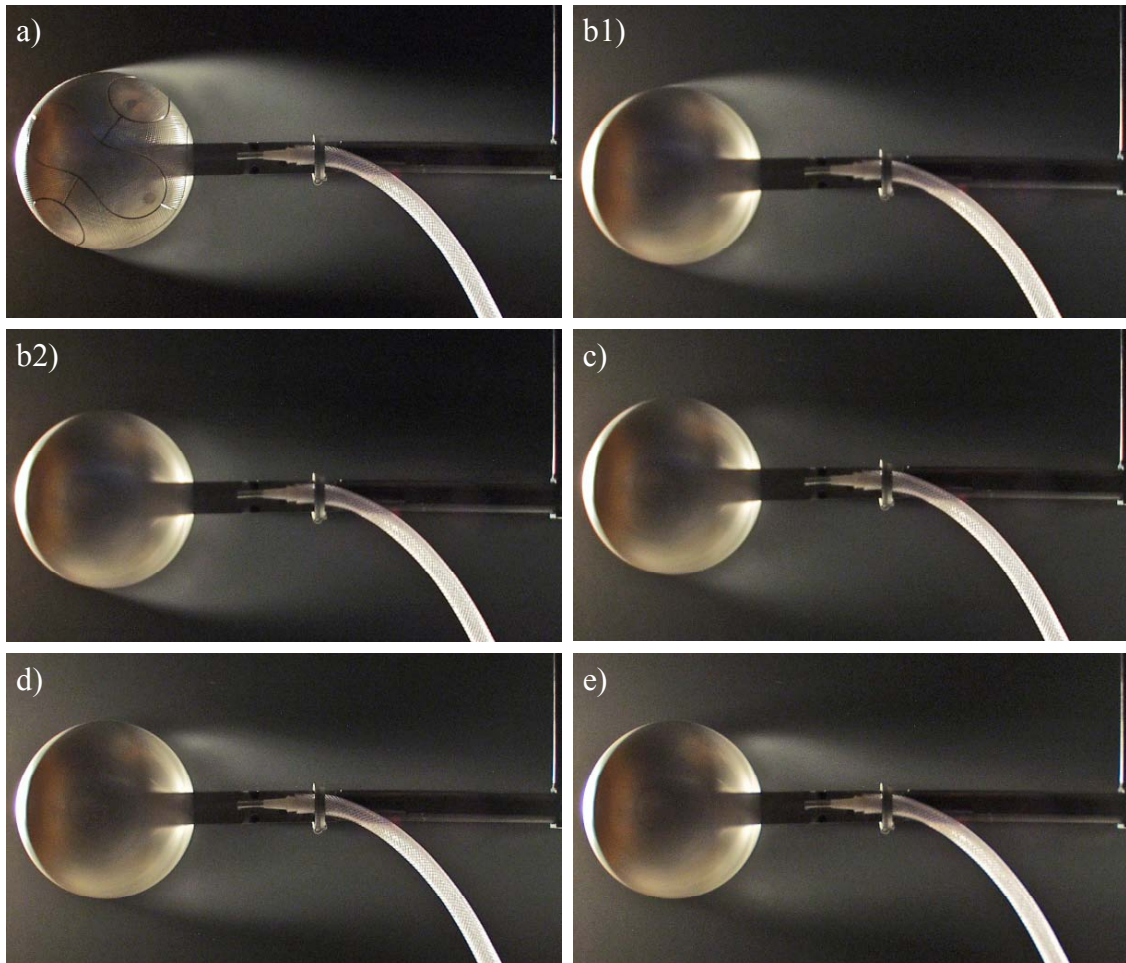


Bild 3.90: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 1,55 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,08$; c) $SP = 0,16$; d) $SP = 0,24$; e) $SP = 0,33$

Bild 3.92 und Bild 3.93 zeigen die Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei einer Re -Zahl von $Re = 2,10 \cdot 10^5$. Man erkennt den örtlich und zeitlich schwankenden Charakter der Grenzschichtablösung im kritischen Re -Bereich vor allem bei niedrigen Spinparametern, wo sich keine klaren Konturen der Ablösestellen feststellen lassen. Bei $SP = 0$ deutet das Strömungsbild in (a1) und (a2) noch auf eine laminare Grenzschichtablösung vor dem Dickenmaximum an der Balloberseite und auf eine sich im laminar-turbulenten Übergang befindende Grenzschicht an der Ballunterseite hin. Mit dem Einsetzen der Rotation setzt auch auf der Balloberseite der laminar-turbulente Grenzschichtübergang ein. Dadurch sind in (b1) bei $SP = 0,06$ auf beiden Ballseiten keine klaren Konturen der Ablösestellen mehr sichtbar.

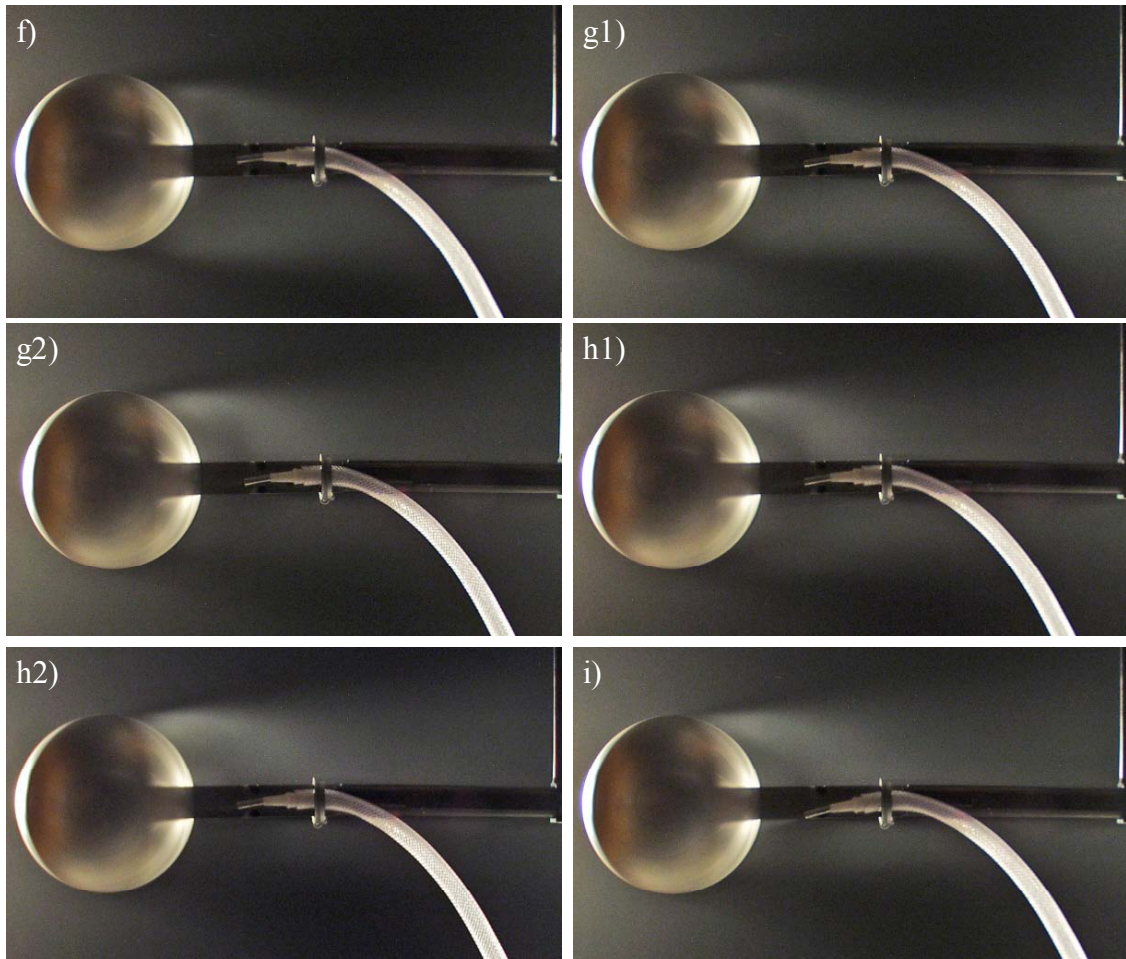


Bild 3.91: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 1,55 \cdot 10^5$ und: f) $SP = 0,41$; g) $SP = 0,49$; h) $SP = 0,56$; i) $SP = 0,64$

Mit steigendem Spinparameter nehmen die zeitlichen Schwankungen der Ablösepunkte jedoch ab. Ein negativer Magnuseffekt wird sichtbar, der bei (c) $SP = 0,12$ und (d) $SP = 0,18$ seine maximale Ausprägung annimmt. Dies lässt sich aus der starken Nachlaufablenkung nach unten und der an der Unterseite auf Höhe des Dickenmaximums ablösenden Grenzschicht sowie der weit am Ballheck ablösenden Grenzschicht an der Oberseite schließen. Der Vergleich zu den Messdaten der C_M - und C_W -Werte bei $Re = 2,06 \cdot 10^5$ in Bild 3.85 und Bild 3.86 bestätigt dies anhand des C_M -Minimums bei $SP = 0,12$ und anhand der fallenden C_W -Werte. Mit weiter steigendem Spinparameter wandert auch der Ablösepunkt auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite weiter stromab, zeitgleich verschiebt sich der Ablösepunkt auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite wieder stromauf. Konsequenz ist ein Wiederanstieg des C_M -Wertes bei gleichzeitiger weiterer Abnahme des C_W -Wertes aufgrund des insgesamt noch kleiner werdenden Ablösegebietes. Laut den Kraftbeiwerten bei $Re = 2,06 \cdot 10^5$ in Bild 3.85 und Bild 3.86 werden $C_{W_{\min}} \approx 0,27$ und $C_M \approx 0$ bei $SP = 0,24$ erreicht.

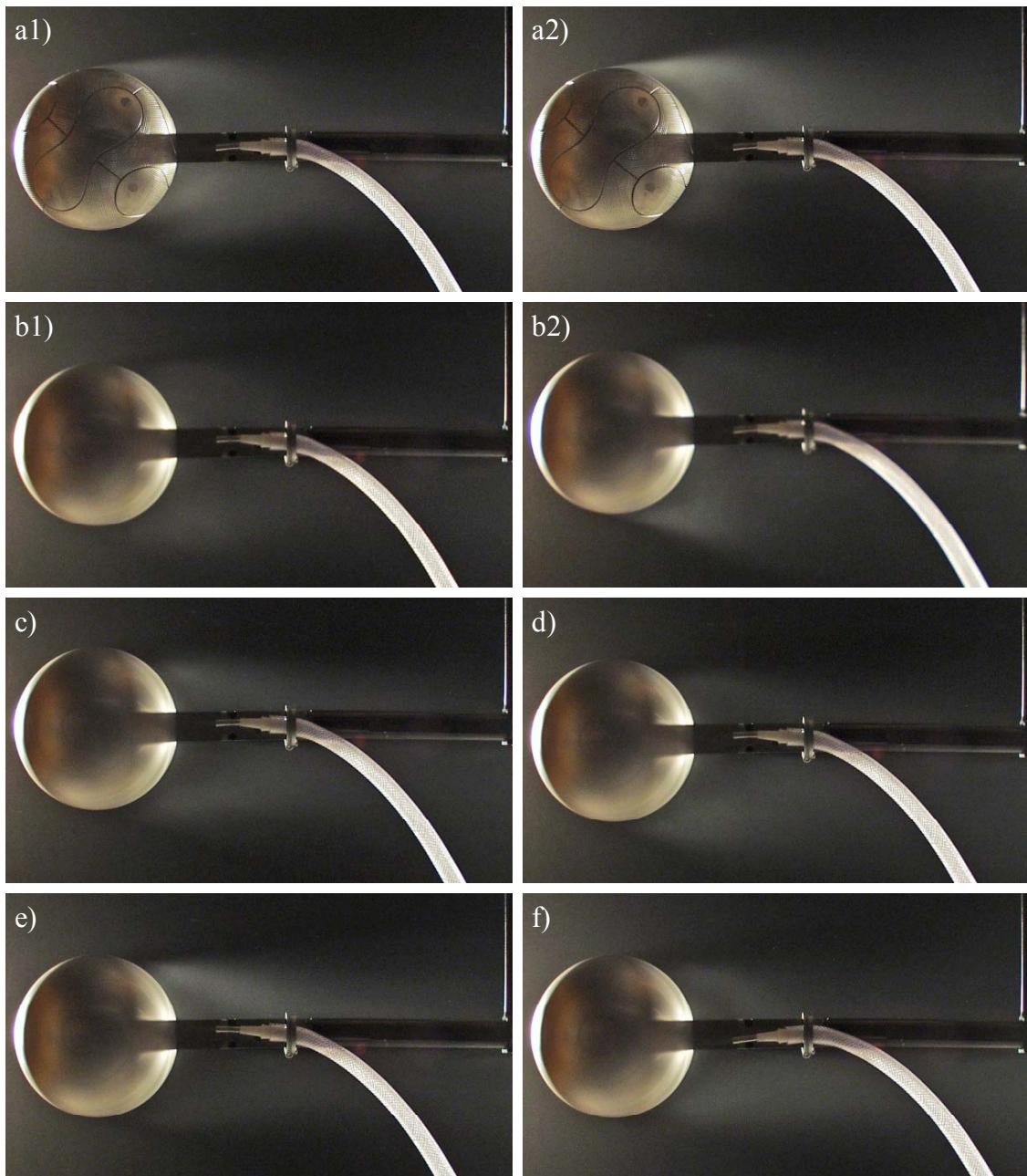


Bild 3.92: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 2,10 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,06$; c) $SP = 0,12$; d) $SP = 0,18$; e) $SP = 0,24$; f) $SP = 0,30$

In den Visualisierungen sind trotz der unscharfen Konturen des Ablösegebietes und des Nachlaufs bei (e) $SP = 0,24$ annähernd gleichauf liegende Ablösepunkte zu erkennen. Ab (h) $SP = 0,41$ stellt sich ein positiver Magnuseffekt ein, da auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite der Ablösepunkt kontinuierlich weiter zum Ballheck wandert, während sich der Ablösepunkt auf der entgegen der Anströmung rotierenden Seite wieder in Richtung Dickenmaximum verschiebt. Dies führt zu steigenden C_W -Werten. Der jetzt stärker nach oben abgelenkte Nebel deutet zudem auf steigende C_M -Werte hin.

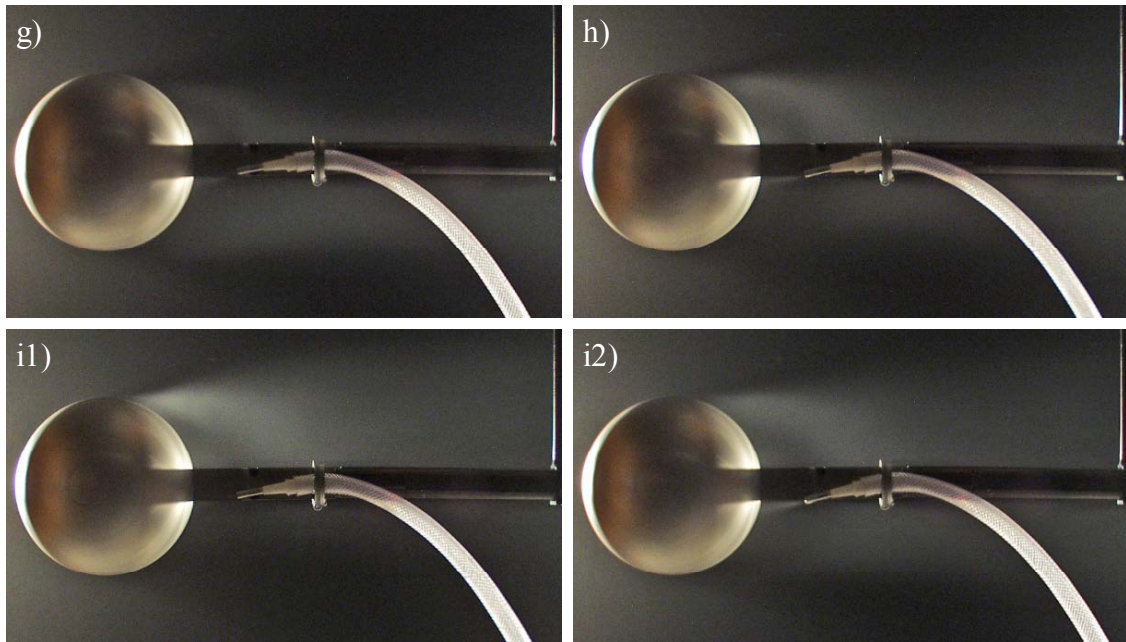


Bild 3.93: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 2,10 \cdot 10^5$ und: g) $SP = 0,36$; h) $SP = 0,41$; i) $SP = 0,47$

Bild 3.94 und Bild 3.95 zeigen die Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei einer Re-Zahl von $Re = 2,52 \cdot 10^5$.

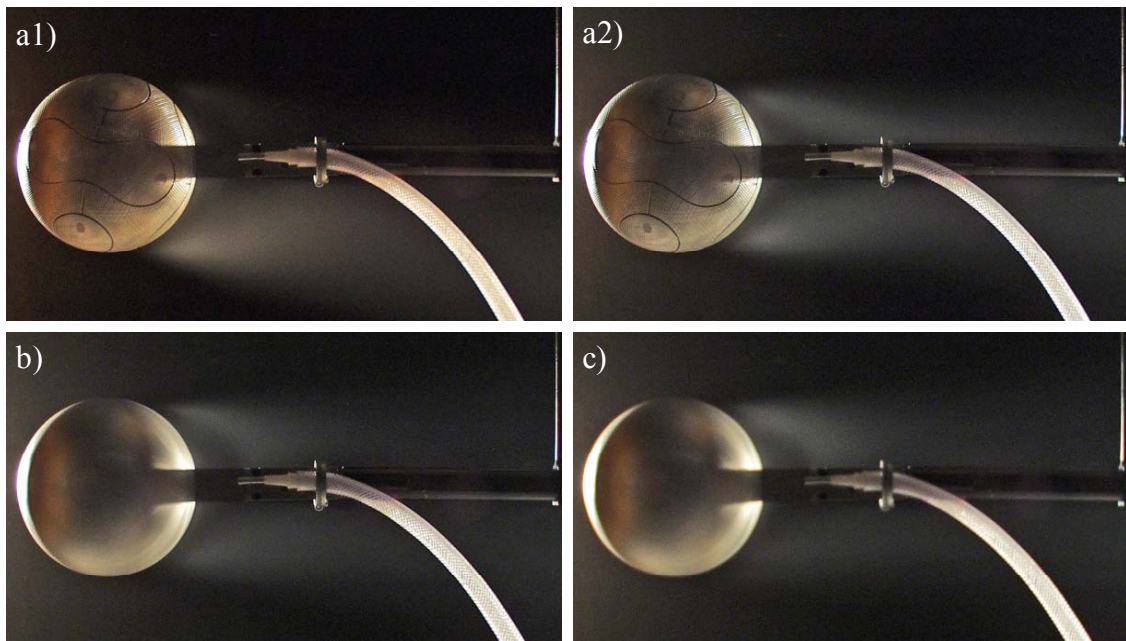


Bild 3.94: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 2,52 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,05$; c) $SP = 0,10$

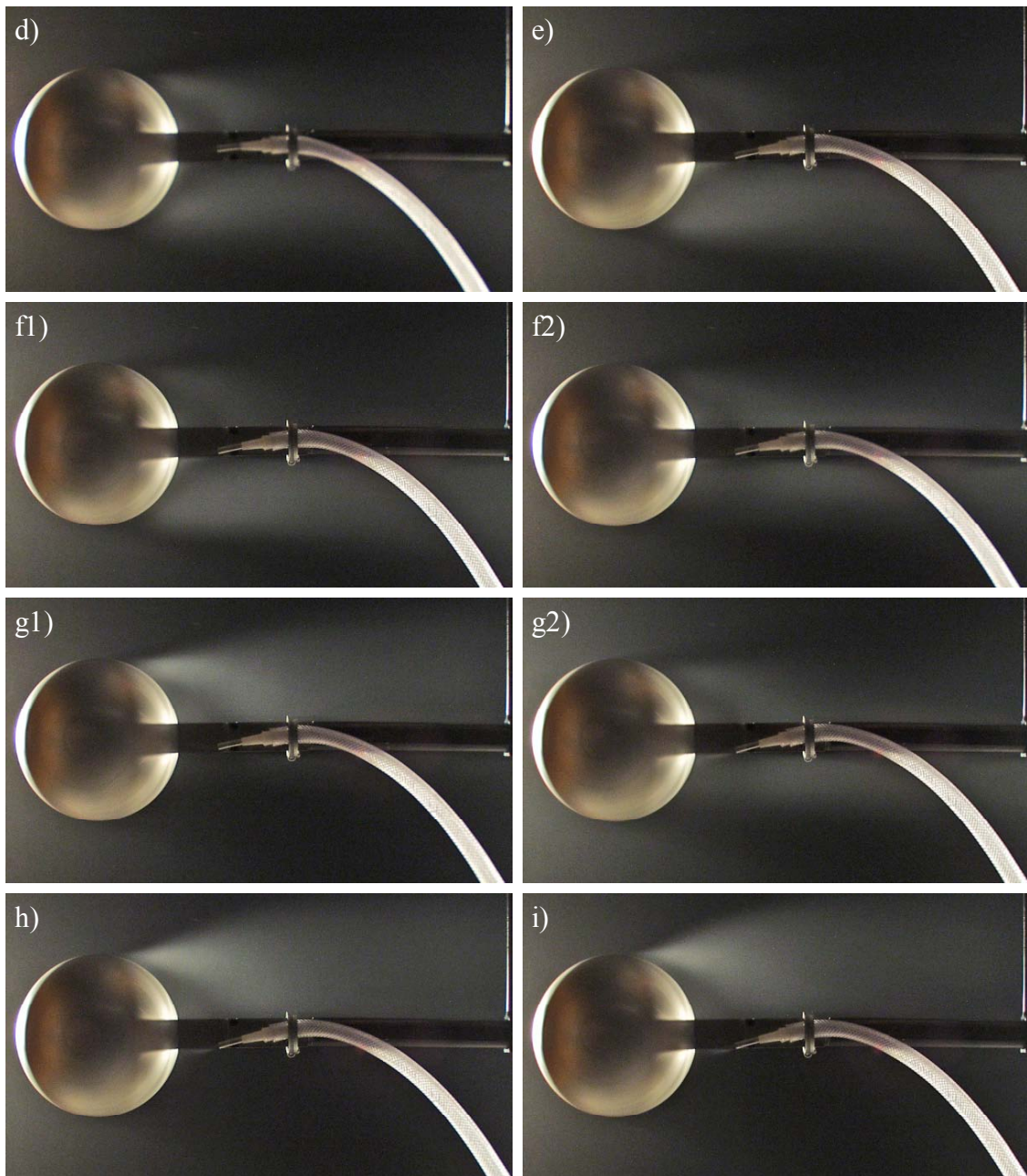


Bild 3.95: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 2,52 \cdot 10^5$ und: d) $SP = 0,15$; e) $SP = 0,20$; f) $SP = 0,25$; g) $SP = 0,30$; h) $SP = 0,35$; i) $SP = 0,39$

In (a1) und (a2) bei $SP = 0$ ist ein asymmetrisches Ablösen der turbulenten Grenzschicht hinter dem Dickenmaximum erkennbar. Darüber hinaus schwankt die Grenzschicht zeitlich und örtlich. Mit steigendem Spinparameter stellt sich bei (b) $SP = 0,05$ ein zunächst symmetrischer Nachlauf ein. Die genauen Ablösepunkte sind nicht zu erkennen, da der Nebel nicht völlig bis zur Balloberfläche vordringt. Bis (d) $SP = 0,15$ bleibt das Strömungsbild annähernd unverändert. An der Unterseite ist dabei die zeitliche Schwankung der Ablösestelle größer. Gemäß den Kraftbeiwerten bei

$Re = 2,48 \cdot 10^5$ in Bild 3.85 und Bild 3.86 bleibt der C_W -Wert bis $SP = 0,15$ in etwa konstant. Dies ist anhand der beinahe gleich bleibenden Ablösestellen ersicht. Der parallel auftretende C_M -Anstieg ist somit nur durch Änderungen der Druckverteilung in Polnähe infolge steigenden Unterdrucks auf der Unterseite zu deuten.

Ab (e) $SP = 0,20$ wandert mit steigendem Spinparameter der Ablösepunkt auf der entgegen der Strömungsrichtung rotierenden Seite langsam stromauf, bis bei (i) $SP = 0,39$ das Dickenmaximum annähernd erreicht wird. Dagegen verschiebt sich der Ablösepunkt an der Unterseite rasant zum Ballheck. Bei (h) $SP = 0,35$ ist bereits $\theta \approx 180^\circ$ erreicht: Die Strömung liegt bis zur Mittelplatte an. In der Summe führt dies zu einem gleichzeitigen C_W - und C_M -Anstieg, wie er in den Kraftbeiwerten bei $Re = 2,48 \cdot 10^5$ in Bild 3.85 und Bild 3.86 ebenfalls auftritt.

Bild 3.96 und Bild 3.97 zeigen die Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei einer Re-Zahl von $Re = 2,93 \cdot 10^5$. In (a) bei $SP = 0$ ist eine überkritische Strömungsablösung hinter dem Dickenmaximum erkennbar. Die Ablösung erfolgt dabei näherungsweise symmetrisch und ist sehr viel weniger als bei kritischen Re-Zahlen von der Ballposition abhängig. Setzt die Rotation ein, ergeben sich bis (c) $SP = 0,09$ keine einschneidenden Veränderungen des Strömungsbildes. Dies stimmt mit dem bei $Re = 2,89 \cdot 10^5$ in Bild 3.86 zunächst konstant bleibenden C_W -Wert überein. Der parallel dazu auftretende C_M -Anstieg in Bild 3.85 ist nur infolge eines größer werdenden Unterdrucks in Polnähe auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zu deuten.

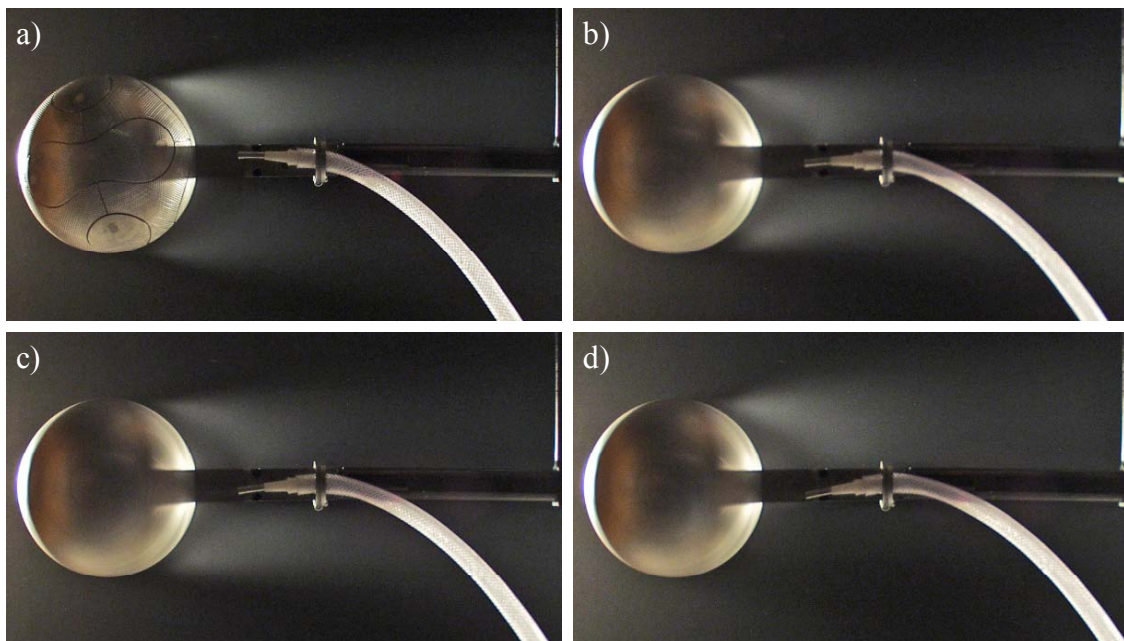


Bild 3.96: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 2,93 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,04$; c) $SP = 0,09$; d) $SP = 0,13$

Ab (d) $SP = 0,13$ verschiebt sich der Ablösepunkt auf der Unterseite rasant zum Ballheck. Gleichzeitig erfolgt mit steigendem Spinparameter eine Rückverschiebung des Ablösepunkts auf der gegen die Anströmung rotierenden Seite in Richtung Dickenmaximum. Dies verursacht einen C_W -Anstieg bei zeitgleichem Anstieg des C_M -Wertes, wie er auch bei $Re = 2,89 \cdot 10^5$ in Bild 3.85 und Bild 3.86 auftritt. Ab (e2) $SP = 0,17$ liegt die Strömung an der Unterseite bis zur Mittelplatte an.

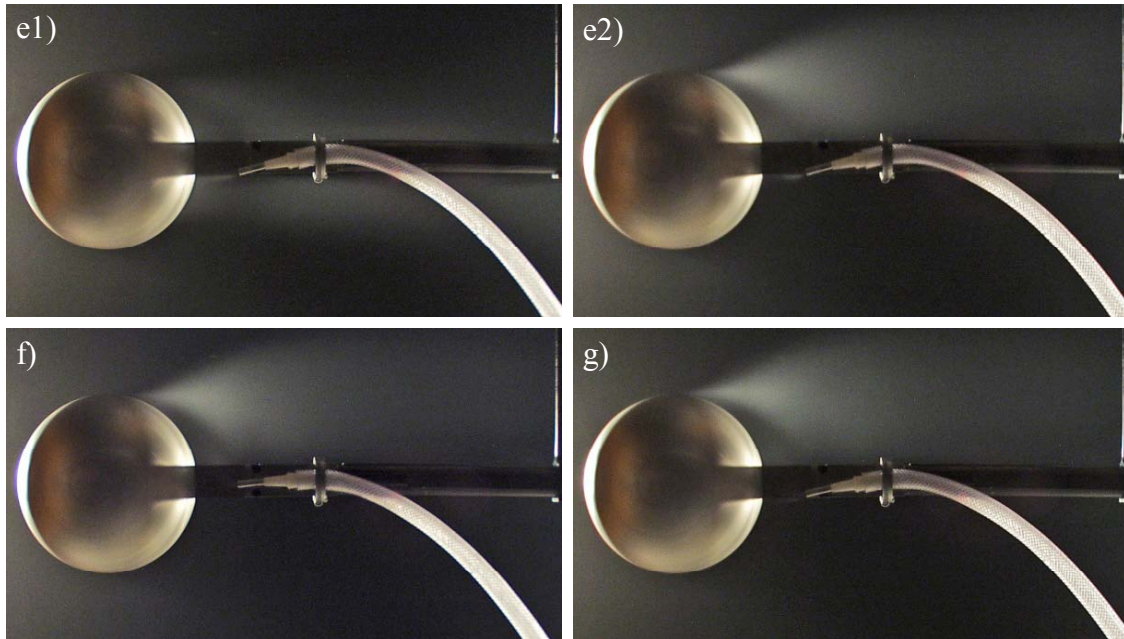


Bild 3.97: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 2,93 \cdot 10^5$ und: e) $SP = 0,17$; f) $SP = 0,22$; g) $SP = 0,30$

Bild 3.98 bis Bild 3.100 zeigen die Magnuskraftbeiwerte C_M , Widerstandsbeiwerte C_W und Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von SP für den Reynolds-Zahl-Bereich $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$. Alle Re-Zahlen liegen bereits im überkritischen Re-Bereich. Im Gegensatz zu der glatten Kugel mit Spalt, bei der in diesem Re-Bereich mit steigendem Spinparameter ein negativer Magnuseffekt vorliegt, steigt bei dem texturierten 14-Panel-Modell C_M mit SP an. Bei Erhöhung der Re-Zahl erfolgt eine generelle Verschiebung der C_M - SP -Verläufe hin zu höheren C_M -Werten, bis sich ab $Re = 3,81 \cdot 10^5$ bzw. ab $Re = 4,08 \cdot 10^5$ dieser Trend umkehrt und C_M bei gleichem SP -Wert wieder geringer wird. Bei großen SP -Werten geht C_M gegen den Grenzwert $C_M \approx 0,30$. Bei $Re = 3,81 \cdot 10^5$ wird einmal mehr die Existenz sehr hoher erweiterter Unsicherheiten U_{C_M} aufgrund unterschiedlicher Ballorientierungen zur Anströmung bei $SP = 0$ deutlich. Für $SP > 0$ fallen diese auf $U_{C_M} < 0,05$ zurück. Bei $SP = 0$ streuen die C_M -Werte um den Nullpunkt.

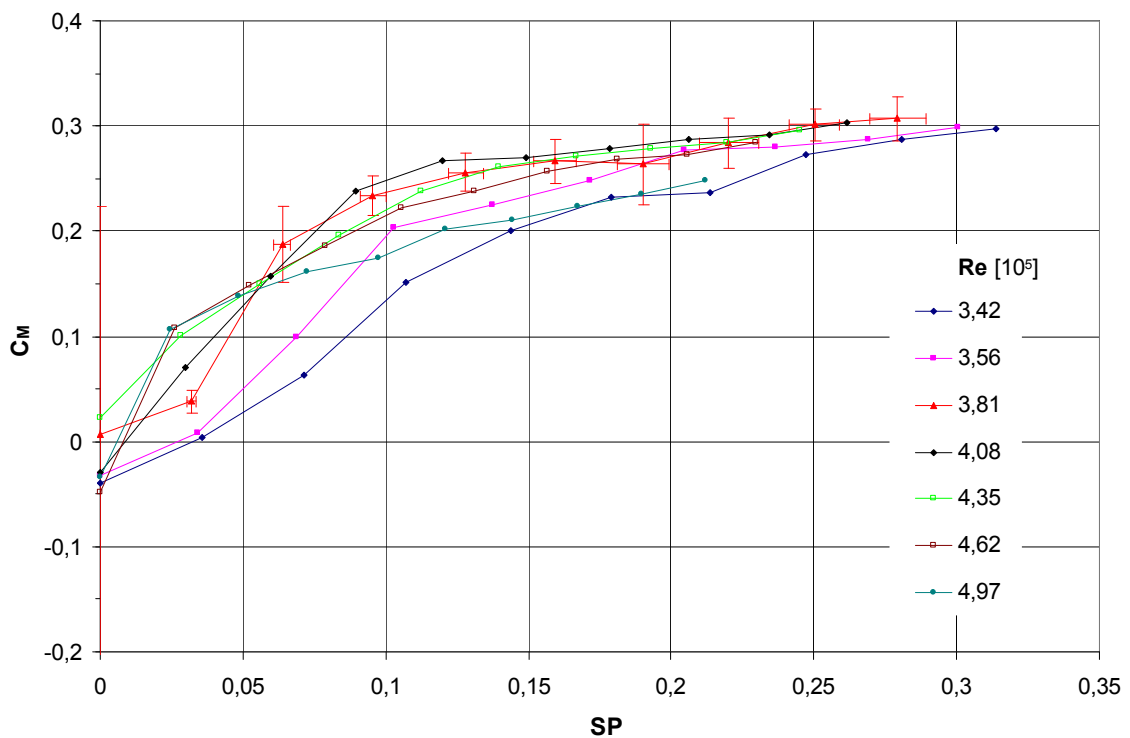


Bild 3.98: Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Spalt für $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$

Bild 3.98 und Bild 3.99 zeigen, dass ein C_M -Anstieg bei überkritischen Re -Zahlen stets mit einem gleichzeitigen Anstieg des Widerstandsbeiwerts verbunden ist. Bei einem Ansteigen der Re -Zahl erfolgt eine generelle Verschiebung der Widerstandskurven hin zu höheren C_W -Werten, bis sich ab $Re = 3,81 \cdot 10^5$ bzw. ab $Re = 4,08 \cdot 10^5$ dieser Trend umkehrt und C_W bei gleichem SP -Wert wieder geringer wird.

Ein exemplarischer Vergleich von „ $Re = 4,08 \cdot 10^5$ “ mit „ $Re = 4,97 \cdot 10^5$ “ – in diesem Fall bei $SP = 0,21$ – zeigt: Bei $Re = 4,08 \cdot 10^5$ existiert ein Verhältnis von $C_M / C_W \approx 0,47$ während bei $Re = 4,97 \cdot 10^5$ ein Verhältnis von $C_M / C_W \approx 0,71$ auftritt. Deutlich wird, dass ab $Re \approx 4 \cdot 10^5$ mit steigender Re -Zahl die Produktion der Magnuskraft weniger zu Lasten des Widerstands geht.

Bei $SP = 0$ ist in dem Reynolds-Zahl-Bereich $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$ mit steigender Re -Zahl eine C_W -Abnahme von $C_W \approx 0,30$ auf $C_W \approx 0,25$ zu erkennen. Dies zeigt, dass der C_W -Wert im überkritischen Re -Bereich bei einem nichtrotierenden 14-Panel-Modell stärker von der Re -Zahl als von der Ballorientierung abhängt. Bedingt durch den Einfluss der Ballorientierung bei $SP = 0$ ist $U_{\overline{C}_w}$ deutlich größer als für $SP > 0$. Auch C_s und $U_{\overline{C}_s}$ liegen im gesamten Re -Bereich für $SP > 0$ nahe null, da im Gegensatz zur glatten Kugel für $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$ bereits eine überkritische Strömungsablösung auftritt. Lediglich bei $SP = 0$ kommt es zu Werten von $0,05 < U_{\overline{C}_s} < 0,10$.

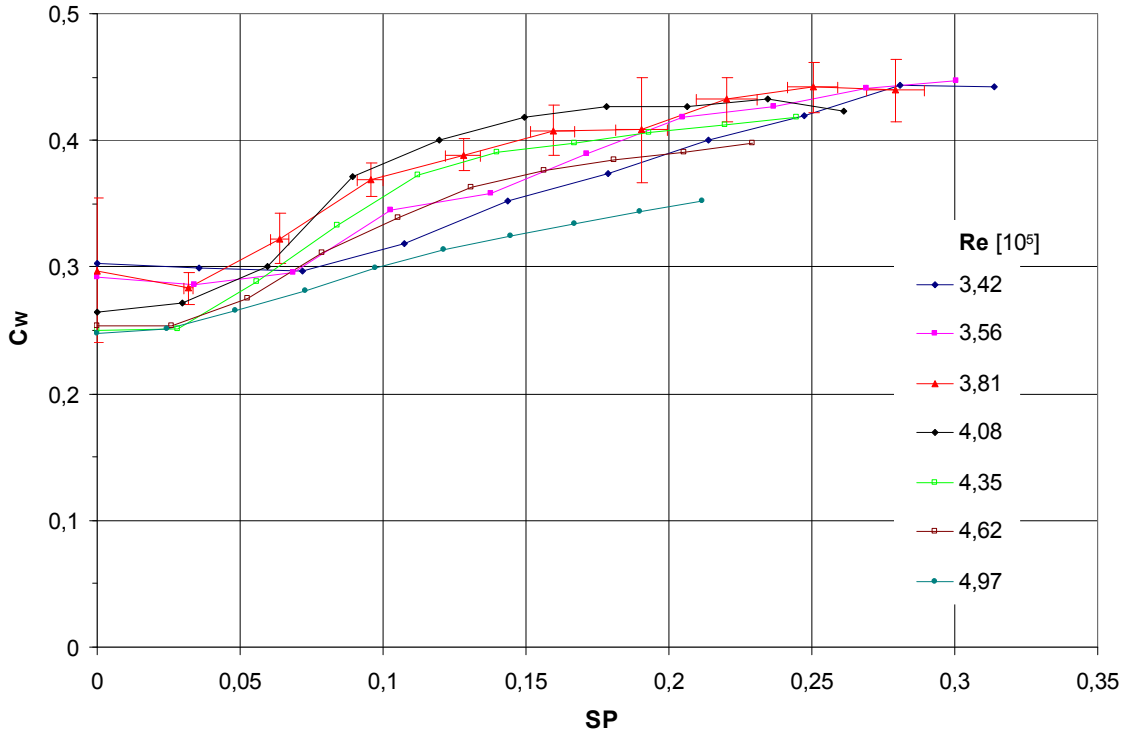


Bild 3.99: Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Spalt für $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$

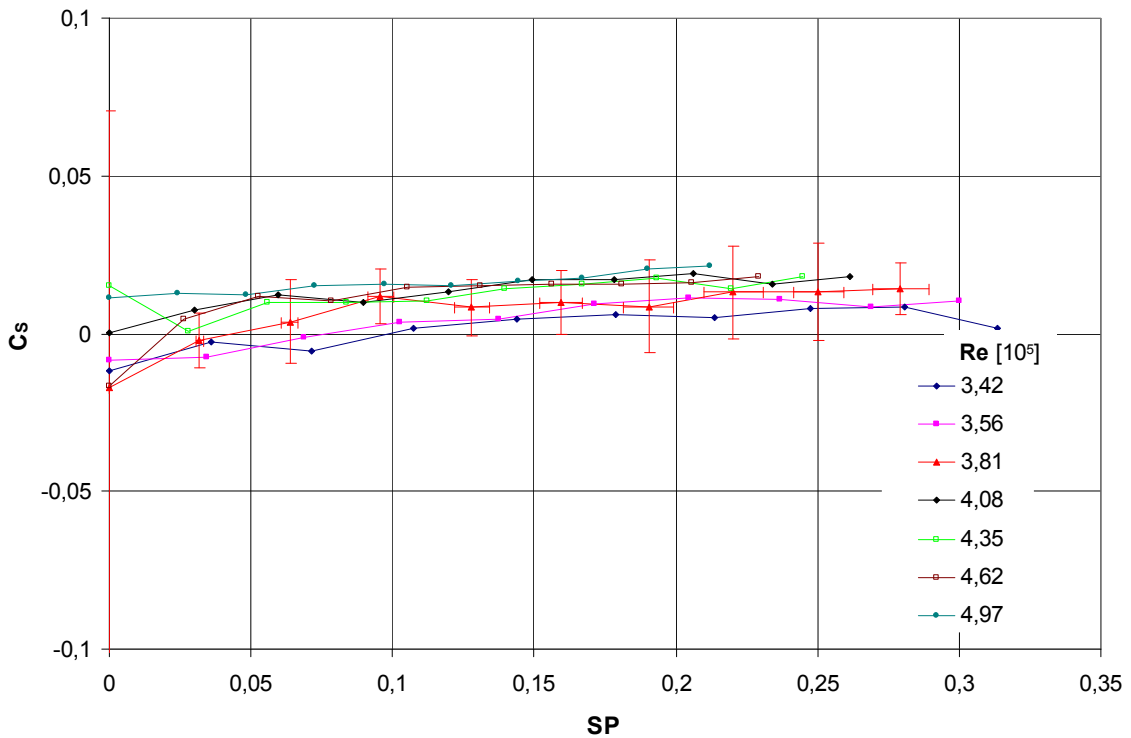


Bild 3.100: Seitenkraftbeiwerte C_s als Funktion von SP für das rotierende 14-Panel-Modell mit Spalt für $3,42 \cdot 10^5 < Re < 4,97 \cdot 10^5$

Bild 3.101 zeigt die Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei einer Re-Zahl von $Re = 3,46 \cdot 10^5$. Von (a) $SP = 0$ bis (c1) $SP = 0,07$ sind mit steigendem Spinparameter zunächst keine Änderungen des überkritischen Strömungsbildes auszumachen. Dies stimmt mit dem bei $Re = 3,42 \cdot 10^5$ in Bild 3.99 zunächst konstant bleibenden C_W -Wert überein. Der parallel dazu auftretende C_M -Anstieg in Bild 3.98 ist nur infolge größer werdenden Unterdrucks in Polnähe auf der in Strömungsrichtung rotierenden Seite zu deuten. Bereits bei $SP = 0,07$ kann in (c2) eine quasi ruckartige Verschiebung des Ablösepunktes auf der Unterseite zum Ballheck beobachtet werden. Bei (d) $SP = 0,11$ liegt die Strömung an der Unterseite schon bis zur Mittelplatte an, es erfolgt keine Ablösung mehr. Parallel dazu ist mit steigendem Spinparameter eine Rückverschiebung des Ablösepunktes auf der Oberseite in Richtung Dickenmaximum zu erkennen. Verursacht wird dadurch ein C_W -Anstieg bei gleichzeitigem Anstieg des C_M -Wertes, der bei $Re = 3,42 \cdot 10^5$ in Bild 3.99 und Bild 3.98 weitgehend mit den Visualisierungen übereinstimmt.

Das Strömungsbild in Bild 3.101 ist bei $Re = 3,46 \cdot 10^5$ gegenüber Bild 3.96 und Bild 3.97 bei $Re = 2,93 \cdot 10^5$ nur wenig verändert. Dies ist aufgrund der Verläufe der dimensionslosen Kraftbeiwerte, die im überkritischen Re-Bereich nicht mehr stark von Re abhängen, nicht anders zu erwarten.

Insgesamt zeigt sich folgendes: Gegenüber der Umströmung einer rotierenden glatten Kugel mit Spalt (siehe Abschnitt 3.2.3) verschieben sich die Re-Bereiche des texturierten 14-Panel-Modells generell zu geringeren Re-Zahlen. Bei überkritischen Re-Zahlen tritt für $SP > 0$ bereits ab $Re \approx 2,5 \cdot 10^5$ ausschließlich ein positiver Magnuseffekt auf, bei der glatten Kugel ist dies erst ab $Re \approx 5 \cdot 10^5$ der Fall. Die Nähte auf der Oberfläche des texturierten 14-Panel-Modells bewirken C_M -Werte von $C_M \approx 0,3$ bei überkritischen Re-Zahlen. Hingegen wird bei der glatten Kugel noch bei $Re \approx 5 \cdot 10^5$ lediglich $C_M \approx 0,1$ erreicht.

In Voruntersuchungen zeigte sich zudem, dass die texturierte Oberfläche in bestimmten Re-SP-Bereichen eine weitere Verstärkung des Magnuseffekts gegenüber einem herkömmlichen 14-Panel-Modell, das abgesehen von den Nähten über eine glatte Oberfläche verfügt, bewirkt: Im rotierenden Zustand liegen die C_W - und C_M -Werte des 14-Panel-Modells mit texturierter Oberfläche in einem Re-Bereich $1 \cdot 10^5 < Re < 5 \cdot 10^5$ kontinuierlich oberhalb von denjenigen des 14-Panel-Modells mit glatter Oberfläche. Maximal wird die Differenz bei $Re \approx 4 \cdot 10^5$ und $SP = 0,10$, bei denen $\Delta C_M \approx 0,1$ und $\Delta C_W \approx 0,08$ betragen. Erst für $Re > 5 \cdot 10^5$ gleichen sich die C_W -SP- und C_M -SP-Verläufe einander an: Die Ablösepunkte der Grenzschicht hängen mit wachsender Re-Zahl zunehmend weniger von der Oberflächenrauigkeit ab.

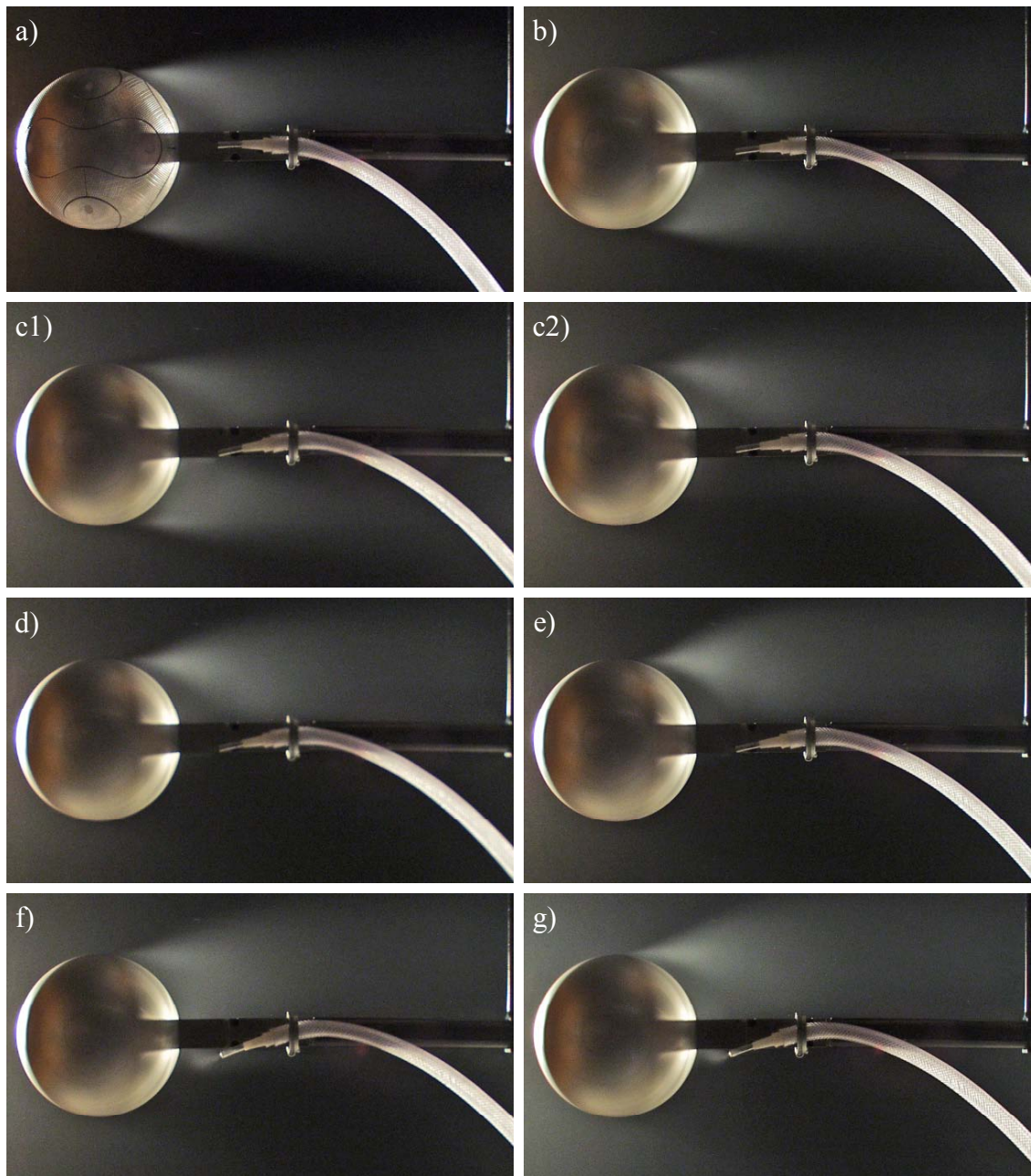


Bild 3.101: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells mit Spalt bei $Re = 3,46 \cdot 10^5$ und: a) $SP = 0$; b) $SP = 0,04$; c) $SP = 0,07$; d) $SP = 0,11$; e) $SP = 0,15$; f) $SP = 0,22$; g) $SP = 0,29$

4 Ballflugkurvensimulation

4.1 Modellbildung

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen der aerodynamischen Kräfte an Fußbällen können herangezogen werden, um spielbestimmende Ballflugkurven des Fußballsports zu simulieren.

Ein entsprechendes Flugkurvensimulationsprogramm wurde von *Gora (2003)* entwickelt. Es stellt eine Anpassung des von *Seydel (1990)* entwickelten tischtennis-spezifischen Ballflugkurvensimulationsprogramms an den Fußballsport dar.

Unter anderem liegen dem Programm von *Gora (2003)* folgende Regeln des *Deutschen Fußball Bundes* (kurz: *DFB*) zu Form und Maßen des Spielgeräts zu Grunde:

- Der Ball muss kugelförmig sein.
- Die Masse m eines Fußballs muss $0,41\text{kg} < m < 0,45\text{kg}$ betragen.
- Der Durchmesser D errechnet sich aus dem Umfang, welcher zwischen 68mm und 70mm liegen muss.

Weitere Anforderungen des *DFB* bezüglich Material und Innendruck spielen für das Simulationsprogramm keine Rolle. Ball-Unwuchten und deren nicht-antizipierbare Auswirkungen auf die Flugkurve in Form von plötzlichen Richtungsänderungen bleiben ebenfalls unberücksichtigt.

Die Abmessungen des Fußballfeldes, dem das kartesische Koordinatensystem (x, y, z) zu Grunde liegt, betragen $x_{\max} \cdot y_{\max} = 105\text{m} \cdot 70\text{m}$. Der Ursprung des Koordinatensystems fällt mit der unteren Eckfahne der linken Spielhälfte zusammen, siehe Bild 4.1.

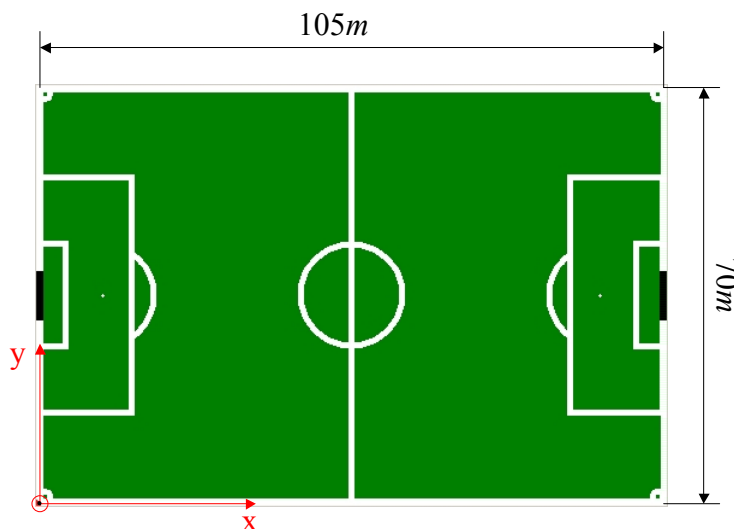


Bild 4.1:
Spielfeldabmessungen und
kartesisches Koordinaten-
system

Die z-Koordinate entspricht jeweils dem geometrischen Ballmittelpunkt, so dass bei einem Durchmesser $D = 0,22m$ $z_{\min} = 0,11m$ beträgt. Die Abmessungen der Fußballtore (schwarze Balken in Bild 4.1) betragen $7,32m \times 2,44m$, wobei $7,32m$ dem Abstand zwischen den Innenkanten der Pfosten und $2,44m$ dem Abstand vom Boden zur Unterkante der Querlatte entspricht.

Bei der Simulation wird angenommen, dass die den Flug des Balles umgebende Luft ruht und keine Einflüsse von Seitenwind auftreten. Die Luftdichte ρ_L ist durch Gl. (2.19) vorgegeben. Die kinematische Viskosität ν_L der Luft kann bei einem Luftdruck von $1,0132bar$ beispielsweise Tabelle 2.3 oder Standardwerken wie *Beitz und Küttner, 1981, Anhang D, Seite 1356* entnommen werden. Die im Fußballsport typischerweise auftretenden Fluggeschwindigkeiten sind geringer als $40m/s$. Luft kann daher praktisch als inkompressibles Medium angesehen werden, siehe Abschnitt 2.7.1.

Durch die in Ballflugkurven auftretenden Beschleunigungen und Beschleunigungsänderungen sind Auswirkungen auf die Wirbelbildung und -ablösung und damit auf die aerodynamischen Kräfte zu erwarten. *Torobin und Gauvin (1959c)* empfehlen deshalb, in der Differentialgleichung der Ballflugkurve totale instationäre aerodynamische Beiwerte in Abhängigkeit der Beschleunigung und der Beschleunigungsänderung anzusetzen. Die in dieser Arbeit ermittelten aerodynamischen Kräfte an Fußbällen werden jedoch aus Windkanalversuchen unter stationären Anströmbedingungen bestimmt. Mögliche instationäre Effekte werden bei der Simulation der Ballflugkurve vernachlässigt.

Weitere Voraussetzungen für die Simulation von Fußballflugkurven in dieser Arbeit sind:

- Die beim Abschuss auftretenden elastischen Verformungen werden in der Flugkurve nicht berücksichtigt. Der Fußball wird als starrer Körper betrachtet.
- Die Lage der Drehachse eines rotierenden Fußballs wird über die Flugdauer als unveränderlich angenommen, wenngleich in realen Flugkurven zeitliche Veränderungen auftreten, siehe Abschnitt 4.3.
- Auch die Spinabnahme eines rotierenden Fußballs wird über die Flugdauer vernachlässigt. Eine Näherungsrechnung in Abschnitt 4.3 zeigt, dass diese Annahme gerechtfertigt ist.
- Die freien Oberflächen (Spielfeld) sind so weit entfernt, dass sie den Flug nicht beeinflussen.
- In der Differentialgleichung der Ballflugkurve wird der Fußball als Punktmasse betrachtet.
- Der hydrostatische Auftrieb beträgt nur ca. 1,5% der Gewichtskraft und kann implizit berücksichtigt werden, indem die Masse m des Fußballs um den entsprechenden Betrag reduziert wird.

Nach diesen Annahmen wirken auf den Fußball im Flug Trägheitskräfte, die Gewichtskraft und aerodynamische Kräfte, welche in der Differentialgleichung der Flugkurve in den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.2 getrennt nach nichtrotierenden und rotierenden Fußbällen berücksichtigt werden.

4.1.1 Differentialgleichung der Flugkurve nichtrotierender Fußbälle

Ausgangspunkt für die nachfolgenden Betrachtungen ist das in Bild 4.2 gezeigte kartesische Koordinatensystem (x, y, z) , in dem die Ballflugbahn in der prinzipiellen Schussrichtung entlang der x -Achse für einen nichtrotierenden Fußball dargestellt ist. Zu einem Zeitpunkt t ist der Geschwindigkeitsvektor \vec{v} um den Winkel β zur x - y -Ebene geneigt. Die Projektion von \vec{v} in die x - y -Ebene liefert den Winkel α zur x -Achse.

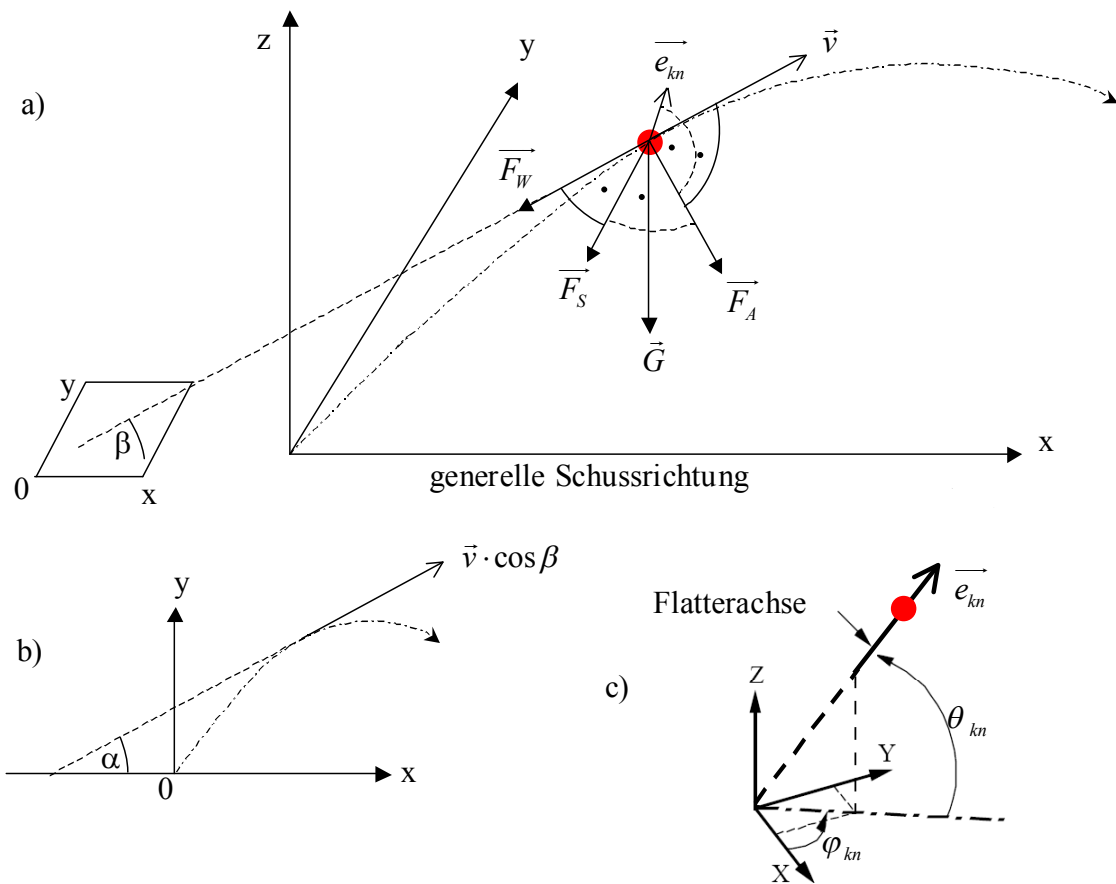


Bild 4.2: Definition des Koordinatensystems und Darstellung der Kräfte, welche auf einen nichtrotierenden Fußball wirken. Die Strichpunkt-Linie stellt die Flugbahn dar. a) Der Geschwindigkeitsvektor \vec{v} ist um den Winkel β zur x - y -Ebene geneigt. b) Projektion von \vec{v} in die x - y -Ebene und eingeschlossener Winkel α zwischen $\vec{v} \cdot \cos \beta$ und x -Achse. c) Die Flutterachse \vec{e}_{kn} behält für die Flugdauer ihre Orientierung bei und wird durch den Winkel θ_{kn} zur x - y -Ebene und durch den Winkel φ_{kn} zwischen der Projektion von \vec{e}_{kn} in die x - y -Ebene und der x -Achse definiert.

Um die Wirkrichtungen der Auftriebskraft \vec{F}_A und der Seitenkraft \vec{F}_S , welche auf einen nichtrotierenden Fußball im Flug wirken, adäquat beschreiben zu können, wird der virtuelle Einheitsvektor \vec{e}_{kn} der Flatterachse („kn“ = Englisch für *knuckling*) eingeführt. Die Flatterachse \vec{e}_{kn} behält für die Flugdauer ihre Orientierung bei und kann anhand der Winkel θ_{kn} zur x-y-Ebene und anhand des Winkels φ_{kn} zwischen der Projektion von \vec{e}_{kn} in die x-y-Ebene und der x-Achse frei gewählt werden.

Die Widerstandskraft \vec{F}_W wirkt entgegen dem Einheitsvektor \vec{e}_v der Geschwindigkeit und ergibt sich aus:

$$\vec{F}_W = -C_W \cdot \frac{\rho_L}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot \vec{e}_v \quad (4.1)$$

Die Auftriebskraft \vec{F}_A steht senkrecht auf der Ebene, welche durch den Einheitsvektor \vec{e}_{kn} der Flatterachse und den Einheits-Geschwindigkeitsvektor \vec{e}_v aufgespannt wird:

$$\vec{F}_A = C_A \cdot \frac{\rho_L}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot \vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v \quad (4.2)$$

Entsprechend steht die dritte aerodynamische Kraftkomponente, die Seitenkraft \vec{F}_S , senkrecht auf \vec{F}_W und \vec{F}_A . Es ergibt sich ein Einheitsvektor, der aus dem Kreuzprodukt von $-\vec{e}_v$ und $\vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v$ berechnet wird:

$$\vec{F}_S = C_S \cdot \frac{\rho_L}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot (-\vec{e}_v) \times (\vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v) \quad (4.3)$$

Schließlich ergibt sich die Gewichtskraft \vec{G} aus:

$$\vec{G} = m \cdot \vec{g} \quad (4.4)$$

Diese Kräfte werden zu einer vektoriellen Differentialgleichung mit dem Bahnvektor

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

bzw. mit dessen Ableitungen nach der Zeit

$$\dot{\vec{r}} = \vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \ddot{\vec{r}} = \dot{\vec{v}} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{v}_x \\ \dot{v}_y \\ \dot{v}_z \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

zusammengefasst:

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} = m \cdot \vec{g} + \frac{\rho_L}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot \left(-C_W \cdot \vec{e}_v + C_A \cdot \vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v + C_S \cdot (-\vec{e}_v) \times (\vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v) \right) \quad (4.7)$$

Die aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_S bezeichnen jeweils den Widerstandsbeiwert, Auftriebsbeiwert und den Seitenkraftbeiwert. Weiterhin bezeichnet in den Gleichungen (4.1) bis (4.7) m die Masse des Balles, ρ_L die Luftdichte und D den Balldurchmesser. Der Geschwindigkeitsvektor \vec{v} wird aus

$$|\vec{v}| = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} \quad (4.8)$$

errechnet.

Aus Bild 4.2 erkennt man außerdem, dass

$$\vec{e}_{kn} = \begin{pmatrix} \cos\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \\ \sin\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \\ \sin\theta_{kn} \end{pmatrix} = \cos\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \cdot \vec{e}_x + \sin\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \cdot \vec{e}_y + \sin\theta_{kn} \cdot \vec{e}_z \quad (4.9)$$

und

$$\vec{e}_v = \begin{pmatrix} \cos\alpha \cdot \cos\beta \\ \sin\alpha \cdot \cos\beta \\ \sin\beta \end{pmatrix} = \cos\alpha \cdot \cos\beta \cdot \vec{e}_x + \sin\alpha \cdot \cos\beta \cdot \vec{e}_y + \sin\beta \cdot \vec{e}_z \quad (4.10)$$

gelten, wobei \vec{e}_x , \vec{e}_y und \vec{e}_z Einheitsvektoren zu x , y und z sind.

Weiterhin ist $|\vec{v}| \cdot \cos\alpha \cdot \cos\beta = v_x$ und damit $\cos\alpha \cdot \cos\beta = v_x / |\vec{v}|$. Analog folgt, dass $\sin\alpha \cdot \cos\beta = v_y / |\vec{v}|$ und $\sin\beta = v_z / |\vec{v}|$ ist.

Dadurch kann Gl. (4.10) auch folgendermaßen aufgeschrieben werden:

$$\vec{e}_v = \frac{v_x}{|\vec{v}|} \cdot \vec{e}_x + \frac{v_y}{|\vec{v}|} \cdot \vec{e}_y + \frac{v_z}{|\vec{v}|} \cdot \vec{e}_z \quad (4.11)$$

Damit ergibt sich für $\vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v$:

$$\begin{aligned} \vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v &= \begin{pmatrix} \cos\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \\ \sin\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \\ \sin\theta_{kn} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} v_x \cdot |\vec{v}|^{-1} \\ v_y \cdot |\vec{v}|^{-1} \\ v_z \cdot |\vec{v}|^{-1} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{|\vec{v}|} \cdot \begin{pmatrix} \sin\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \cdot v_z - \sin\theta_{kn} \cdot v_y \\ \sin\theta_{kn} \cdot v_x - \cos\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \cdot v_z \\ \cos\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \cdot v_y - \sin\varphi_{kn} \cdot \cos\theta_{kn} \cdot v_x \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Und $(-\vec{e}_v) \times (\vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v)$ berechnet sich zu:

$$\begin{aligned}
(-\vec{e}_v) \times (\vec{e}_{kn} \times \vec{e}_v) &= \begin{pmatrix} -v_x \cdot |\vec{v}|^{-1} \\ -v_y \cdot |\vec{v}|^{-1} \\ -v_z \cdot |\vec{v}|^{-1} \end{pmatrix} \times \frac{1}{|\vec{v}|} \cdot \begin{pmatrix} \sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_z - \sin \theta_{kn} \cdot v_y \\ \sin \theta_{kn} \cdot v_x - \cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_z \\ \cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_y - \sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_x \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{|\vec{v}|^2} \cdot \begin{pmatrix} v_x (v_y \cdot \sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} + v_z \cdot \sin \theta_{kn}) - (v_y^2 + v_z^2) (\cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn}) \\ v_y (v_z \cdot \sin \theta_{kn} + v_x \cdot \cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn}) - (v_x^2 + v_z^2) (\sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn}) \\ v_z \cdot \cos \theta_{kn} (v_x \cdot \cos \varphi_{kn} + v_y \cdot \sin \varphi_{kn}) - (v_x^2 + v_y^2) \cdot \sin \theta_{kn} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Die in den Gleichungen (4.9) bis (4.13) erhaltenen Ausdrücke können in Gl. (4.7) eingesetzt werden. Wird der resultierende Ausdruck zusätzlich durch die Masse m dividiert, erhält man die Differentialgleichung der Ballflugbahn.

In Komponentenschreibweise lautet diese:

$$\begin{aligned}
\ddot{x} &= \frac{\rho_L}{2} \cdot \frac{|\vec{v}|^2}{m} \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot \left[\frac{-C_W \cdot v_x + C_A \cdot (\sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_z - \sin \theta_{kn} \cdot v_y)}{|\vec{v}|} \right. \\
&\quad \left. + C_S \cdot \frac{v_x (v_y \cdot \sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} + v_z \cdot \sin \theta_{kn}) - (v_y^2 + v_z^2) (\cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn})}{|\vec{v}|^2} \right]
\end{aligned} \tag{4.14}$$

$$\begin{aligned}
\ddot{y} &= \frac{\rho_L}{2} \cdot \frac{|\vec{v}|^2}{m} \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot \left[\frac{-C_W \cdot v_y + C_A \cdot (\sin \theta_{kn} \cdot v_x - \cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_z)}{|\vec{v}|} \right. \\
&\quad \left. + C_S \cdot \frac{v_y (v_z \cdot \sin \theta_{kn} + v_x \cdot \cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn}) - (v_x^2 + v_z^2) (\sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn})}{|\vec{v}|^2} \right]
\end{aligned} \tag{4.15}$$

$$\begin{aligned}
\ddot{z} &= -g + \frac{\rho_L}{2} \cdot \frac{|\vec{v}|^2}{m} \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot \left[\frac{-C_W \cdot v_z + C_A \cdot (\cos \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_y - \sin \varphi_{kn} \cdot \cos \theta_{kn} \cdot v_x)}{|\vec{v}|} \right. \\
&\quad \left. + C_S \cdot \frac{v_z \cdot \cos \theta_{kn} (v_x \cdot \cos \varphi_{kn} + v_y \cdot \sin \varphi_{kn}) - (v_x^2 + v_y^2) \cdot \sin \theta_{kn}}{|\vec{v}|^2} \right]
\end{aligned} \tag{4.16}$$

Die Winkel φ_{kn} und θ_{kn} sind ebenso wie die Luftdichte ρ_L , die Masse m , die Erdbeschleunigung g und der Durchmesser D Konstanten. Die aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W , C_A und C_S werden als Funktion von Re berücksichtigt. Während des Fluges wird dabei die Ballausrichtung zur Anströmung als unveränderlich angenommen. Entsprechende Messdaten können Kapitel 3.1 entnommen werden.

4.1.2 Differentialgleichung der Flugkurve rotierender Fußbälle

Ausgangspunkt für die nachfolgenden Betrachtungen ist wieder ein kartesisches Koordinatensystem (x, y, z) , in dem die Ballflugbahn in der prinzipiellen Schussrichtung entlang der x-Achse für einen rotierenden Fußball dargestellt ist. In Bild 4.3 ist zu einem Zeitpunkt t der Geschwindigkeitsvektor \vec{v} um den Winkel β zur x-y-Ebene geneigt. Die Projektion von \vec{v} in die x-y-Ebene liefert den Winkel α zur x-Achse.

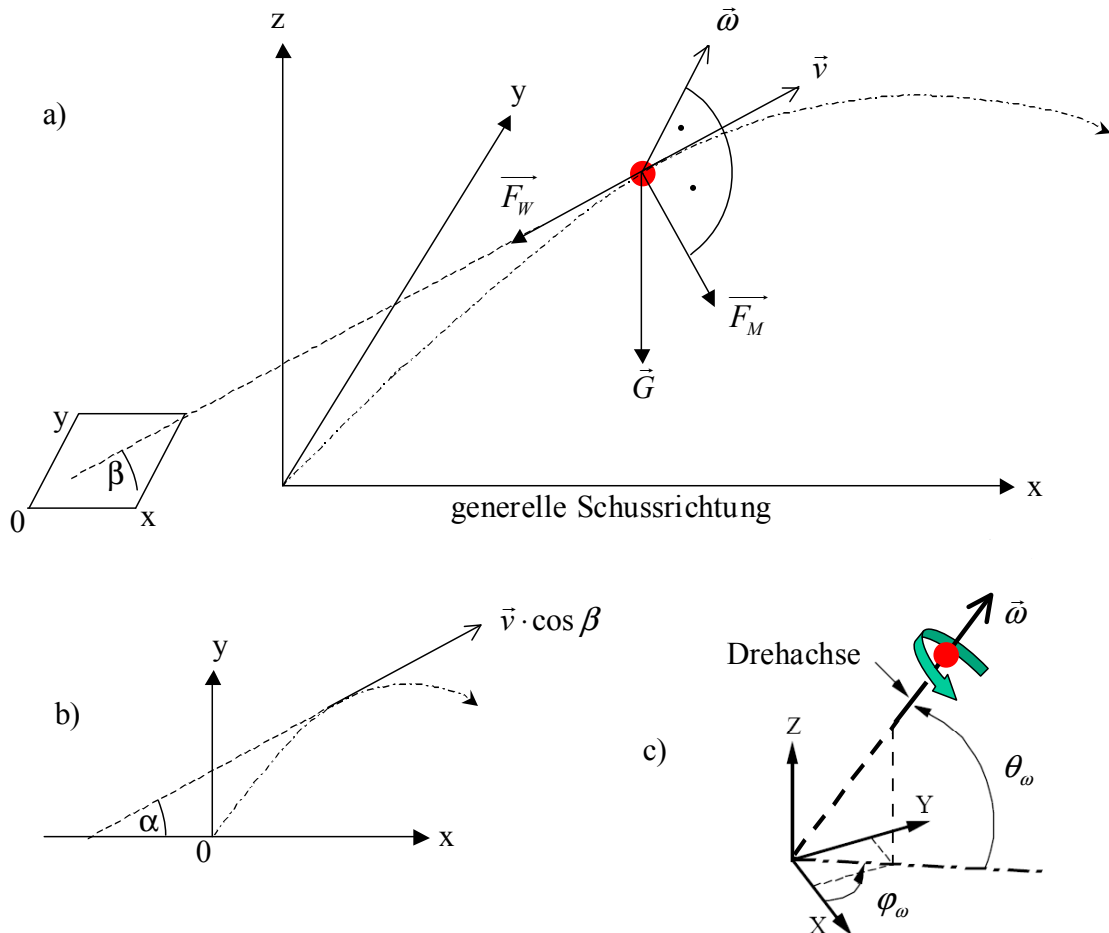


Bild 4.3: Definition des Koordinatensystems und Darstellung der Kräfte, welche auf einen senkrecht zur Flugbahn rotierenden Fußball wirken. Die Strichpunktlinie stellt die Flugbahn dar. a) Der Geschwindigkeitsvektor \vec{v} ist um den Winkel β zur x-y-Ebene geneigt. b) Projektion von \vec{v} in die x-y-Ebene und eingeschlossener Winkel α zwischen $\vec{v} \cdot \cos \beta$ und x-Achse. c) Die Drehachse $\vec{\omega}$ behält für die Flugdauer ihre Orientierung bei und wird durch den Winkel θ_ω zur x-y-Ebene und durch den Winkel φ_ω zwischen der Projektion von $\vec{\omega}$ in die x-y-Ebene und der x-Achse definiert.

Die Drehachse $\vec{\omega}$ behält für die Flugdauer ihre Orientierung bei und wird durch den Winkel θ_ω zur x-y-Ebene und durch den Winkel φ_ω zwischen der Projektion von $\vec{\omega}$ in die x-y-Ebene und der x-Achse definiert. Nur wenn $\vec{\omega}$ senkrecht auf der Flugrichtung

\vec{v} bzw. der Widerstandskraft \vec{F}_W steht, dürfen die Messdaten von \vec{F}_M aus Kapitel 3.2 zur Flugkurvensimulation eingesetzt werden.

Die Widerstandskraft \vec{F}_W ist wieder durch Gl. (4.1) definiert. Die Magnuskraft \vec{F}_M steht senkrecht auf der Ebene, welche durch den Einheitsvektor \vec{e}_ω der Drehachse und den Einheits-Geschwindigkeitsvektor \vec{e}_v aufgespannt wird:

$$\vec{F}_M = C_M \cdot \frac{\rho_L}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot \vec{e}_\omega \times \vec{e}_v \quad (4.17)$$

Mit der Gewichtskraft \vec{G} aus Gl. (4.4), dem Bahnvektor \vec{r} aus Gl. (4.5), dessen zweiter Ableitung nach der Zeit aus Gl. (4.6) und dem Betrag des Geschwindigkeitsvektors $|\vec{v}|$ aus Gl. (4.8) ergibt sich die folgende vektorielle Differentialgleichung der Flugkurve:

$$m \cdot \ddot{\vec{r}} = m \cdot \vec{g} + \frac{\rho_L}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot (-C_W \cdot \vec{e}_v + C_M \cdot \vec{e}_\omega \times \vec{e}_v) \quad (4.18)$$

Die aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W und C_M bezeichnen den Widerstandsbeiwert und den Magnuskraftbeiwert. Weiterhin bezeichnet wieder m die Masse des Balles, ρ_L die Luftdichte und D den Balldurchmesser.

Aus Bild 4.3 erkennt man, dass analog zu \vec{e}_{kn} für \vec{e}_ω gilt:

$$\vec{e}_\omega = \begin{pmatrix} \cos \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \\ \sin \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \\ \sin \theta_\omega \end{pmatrix} = \cos \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot \vec{e}_x + \sin \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot \vec{e}_y + \sin \theta_\omega \cdot \vec{e}_z \quad (4.19)$$

Analog zu Gl. (4.12) berechnet sich $\vec{e}_\omega \times \vec{e}_v$ zu:

$$\begin{aligned} \vec{e}_\omega \times \vec{e}_v &= \begin{pmatrix} \cos \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \\ \sin \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \\ \sin \theta_\omega \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} v_x \cdot |\vec{v}|^{-1} \\ v_y \cdot |\vec{v}|^{-1} \\ v_z \cdot |\vec{v}|^{-1} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{|\vec{v}|} \cdot \begin{pmatrix} \sin \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_z - \sin \theta_\omega \cdot v_y \\ \sin \theta_\omega \cdot v_x - \cos \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_z \\ \cos \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_y - \sin \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_x \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.20)$$

Werden diese Ausdrücke in Gl. (4.18) eingesetzt und wird durch die Masse m dividiert, ergeben sich für die Differentialgleichung der Ballflugbahn in Komponentenschreibweise folgende Gleichungen:

$$\ddot{x} = \frac{\rho_L}{2} \cdot \frac{|\vec{v}|}{m} \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot [-C_W \cdot v_x + C_M \cdot (\sin \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_z - \sin \theta_\omega \cdot v_y)] \quad (4.21)$$

$$\ddot{y} = \frac{\rho_L}{2} \cdot \frac{|\vec{v}|}{m} \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot [-C_W \cdot v_y + C_M \cdot (\sin \theta_\omega \cdot v_x - \cos \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_z)] \quad (4.22)$$

$$\ddot{z} = -g + \frac{\rho_L}{2} \cdot \frac{|\vec{v}|}{m} \cdot \pi \frac{D^2}{4} \cdot [-C_W \cdot v_z + C_M \cdot (\cos \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_y - \sin \varphi_\omega \cdot \cos \theta_\omega \cdot v_x)] \quad (4.23)$$

Die Widerstandskraft $\overline{F_w}$ und die Drehachse $\overline{\omega}$ stehen nur bei reinen Backspin- oder Topspin-Schüssen ($\varphi_\omega = 90^\circ$ und $\theta_\omega = 0^\circ$) senkrecht aufeinander (Beispiel: Einwürfe, siehe *Bray und Kerwin, 2004b*).

Bereits bei reinen Sidespin-Schüssen ($\varphi_\omega = 90^\circ$ und $\theta_\omega = 90^\circ$) steht die in z-Richtung ausgerichtete Rotationsachse bedingt durch die nicht horizontale Flugbahn nicht mehr senkrecht auf der Widerstandskraft und hat eine Komponente in Flugrichtung (um eine strömungsparallele Achse). Das Ballflugkurvensimulationsprogramm verwendet aber weiterhin die in der vorliegenden Arbeit ermittelten Messwerte der Widerstandskraft und der Magnuskraft für eine senkrecht auf beiden stehende Rotationsachse. Folglich entsteht ein Fehler, dessen Größe zunimmt, je mehr der eingeschlossene Winkel zwischen Widerstand $\overline{F_w}$ und Drehachse $\overline{\omega}$ von 90° abweicht. Diese Winkelabweichung entspricht dem Neigungswinkel der Ballflugkurve zur Horizontalen und beträgt je nach Freistoßposition und Torentfernung 10° bis 20° , siehe *Carré et al. (2002b)* und *Bray und Kerwin (2003)*.

Die Winkel φ_ω und θ_ω sind ebenso wie die Luftdichte ρ_L , die Masse m , die Erdbeschleunigung g und der Durchmesser D Konstanten. Die aerodynamischen Kraftbeiwerte C_W und C_M sind für einen Fußball, welcher um eine senkrecht zur Flugrichtung ausgerichtete Achse rotiert, neben Re auch eine Funktion von SP . Entsprechende Messdaten können Kapitel 3.2 entnommen werden.

4.1.3 Numerische Lösungen der Differentialgleichungssysteme aus den Abschnitten 4.1.1 und 4.1.2

Da für die Differentialgleichungen (4.14) bis (4.16) und (4.21) bis (4.23) keine analytischen Lösungen existieren, wird zur Simulation der Ballflugkurven das explizite Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung angewandt. Mit ihm werden die Orts- und Geschwindigkeitskomponenten des Balles zum Zeitpunkt t numerisch berechnet.

Mit den Anfangsbedingungen zum Zeitpunkt $t = t_0$ für den Ballort \vec{r}_0 aus Gl. (4.5) und für die Ballgeschwindigkeit $\dot{\vec{r}}_0$ aus Gl. (4.6) werden dann \vec{r}_1 und $\dot{\vec{r}}_1$ zum Zeitpunkt $t_1 = t_0 + \Delta t$ berechnet. Die Rechengenauigkeit hängt von der Zeitschrittweite Δt ab. Bei $\Delta t = 0,0005s$ kann nach *Gora (2003)* davon ausgegangen werden, dass sich keine weiteren Verbesserungen der Rechengenauigkeit bei noch kleinerer Zeitschrittweite ergeben.

4.2 Flugkurven nichtrotierender Fußbälle

Der im Fußballsport relevante Reynolds-Zahl-Bereich wird von *Carré und Asai (2004)* mit $0,7 \cdot 10^5 < Re < 5 \cdot 10^5$ angegeben. Dies entspricht unter normalen atmosphärischen Bedingungen einem Geschwindigkeitsbereich $4,6 m/s < u_\infty < 32 m/s$. In umfangreichen Freistoßversuchsserien ermittelten *Carré et al. (2002b)* typische Abschussgeschwindigkeiten von $17 - 31 m/s$ bei ohne Spin ausgeführten Schüssen. *Asai et al. (2002)* kamen bei einem von sechs Universitäts-Fußballspielern ausgeführten Spanschuss ohne Spin auf einen Mittelwert der Abschussgeschwindigkeit von $25,44 m/s$.

Legt man bei einem ohne Spin ausgeführten Schuss eine Abschussgeschwindigkeit von $25 m/s$ zu Grunde, zeigt sich anhand von Tabelle 4.1, dass typische Standardsituationen im Fußballsport überwiegend in den überkritischen und kritischen Re-Bereich fallen. Im für den Fußballsport relevanten Re-Bereich haben Fußbälle somit einen geringeren C_W -Wert als eine glatte Kugel, siehe Bild 1.3.

Tabelle 4.1: Relevanter Geschwindigkeitsbereich im Fußballsport bei Schüssen ohne Rotation

mittlere Abschussgeschw. des Balles in [m/s]	mittlere Abschuss-Re des Balles	üblicherweise vom Ball zurückgelegte Strecke	Entfernung [m]	Endgeschw. in [m/s]	End-Re-Zahl des Balles
25	364238	zur Abwehrmauer	9,1	22,6	329845
25	364238	bei einem Strafstoß	11	22,3	324262
25	364238	bei einem Freistoß zum Tor	25	20,7	301342
25	364238	bei einem Eckball	37	16,4	238760
25	364238	bei einem Abstoß	47	16,4	238760

Die Ergebnisse aus Abschnitt 3.1.2 zeigen: Durch die asymmetrische Umströmung von nichtrotierenden Fußbällen ist ein, wenn auch geringes, aerodynamisches Drehmoment zu erwarten, welches wiederum eine kontinuierliche Änderung der Nahtausrichtung zur Anströmung und damit eine „flatternde“ Flugbahn bewirkt. Somit existieren in der Realität keine Flugkurven völlig ohne Rotation (*Mehta und Pallis, 2001*). Geringe Drehwinkel von $\frac{1}{2}U$ bei einer Fluggeschwindigkeit von $21 m/s$ auf einer Flugbahn von $18,4 m$ sind beispielsweise beim Baseball realistisch (*Watts und Sawyer, 1975*).

Da aber auch die Änderung der Ballausrichtung zur Flugrichtung nicht vorhergesagt werden kann, werden in Abschnitt 4.2.1 zunächst vereinfachte Flugkurven nur unter Berücksichtigung der Widerstandskraft simuliert. In Abschnitt 4.2.2 werden auch Auftriebs- und Seitenkräfte jeweils für eine unveränderliche Ballausrichtung in den Flugkurven berücksichtigt.

4.2.1 Ballflugkurven ohne Berücksichtigung von Seitenkräften

Die Flugkurvensimulationen basieren auf den aus mehreren Ballausrichtungen gemittelten und in Bild 3.8 dargestellten Widerstandsbeiwerten C_W als Funktion von Re für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel.

Um die Vergleichbarkeit der Schüsse zu gewährleisten, wurden jeweils identische Umgebungsbedingungen und Balleigenschaften gewählt:

- $\rho_L = 1,2 \text{ kg} / \text{m}^3$
- $\mu_L = 18,2 \cdot 10^{-6} \text{ N} \cdot \text{s} / \text{m}^2$
- $g = 9,81 \text{ m} / \text{s}^2$
- $D = 0,22 \text{ m}$
- $m = 0,42 \text{ kg}$

Ebenfalls einheitlich wurden die Abschussparameter gewählt:

- $|\vec{v}| = 25 \text{ m} / \text{s}$
- $\alpha = 0^\circ$
- $\beta = 16,26^\circ$

Die Abschussposition auf dem Spielfeld befand sich bei $(x = 80\text{m}, y = 35\text{m}, z = 0,11\text{m})$.

Bild 4.4 zeigt die z-Koordinate als Funktion der x-Koordinate für die Flugbahnen der Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* und der glatten Kugel.

Deutlich wird, dass die Fußbälle die Torebene bei $x = 105\text{m}$ fast bei identischer z-Position durchstoßen. Die Flugkurve des *+Teamgeist*-Balls ist geringfügig flacher als diejenigen der Bälle *Fevernova* und *Roteiro*. Der Flug der glatten Kugel endet dagegen schon bei $x \approx 102,7\text{m}$ mit dem Auftreffen auf den Boden.

Bild 4.5 zeigt die x-Koordinate als Funktion der Flugzeit für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel.

Trotz der geringeren Schussweite bis zum Auftreffen auf den Boden benötigt die glatte Kugel eine längere Flugzeit als die Fußbälle. Dagegen liegen die Flugzeiten der Fußbälle beim Durchstoßen der Torebene alle innerhalb einer Zeitspanne von $\Delta t \approx 0,02\text{s}$. Bei $x = 100\text{m}$ ist die Flugzeit der glatten Kugel bereits $\Delta t \approx 0,18\text{s}$ länger als die Flugzeiten der Fußbälle.

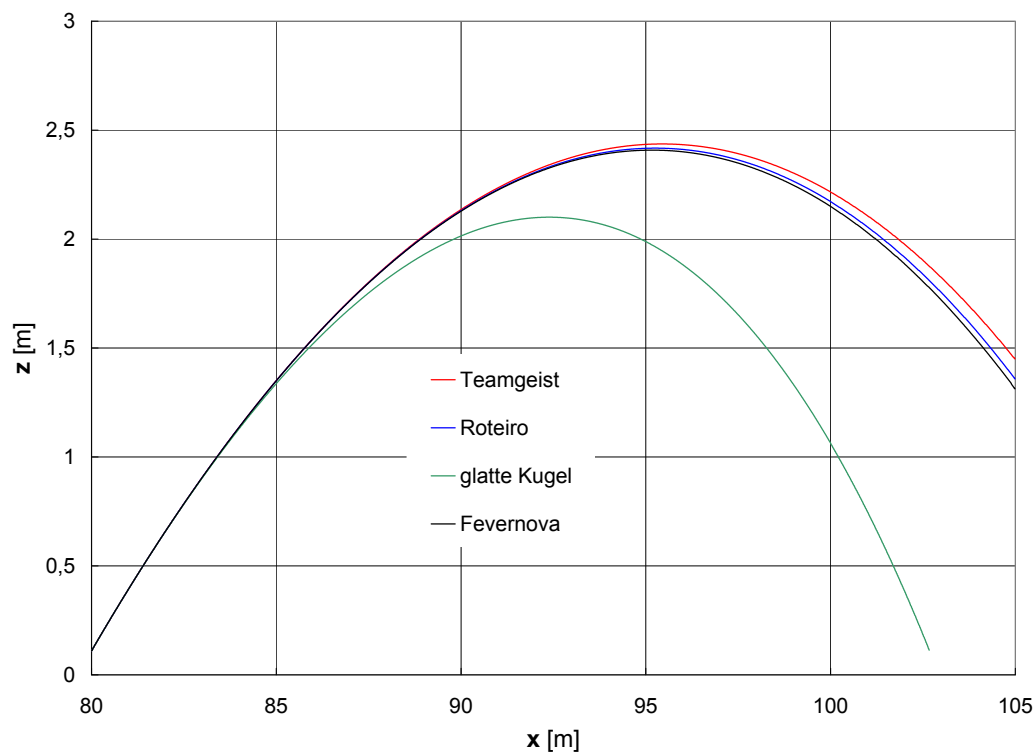


Bild 4.4: z -Koordinate als Funktion der x -Koordinate für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

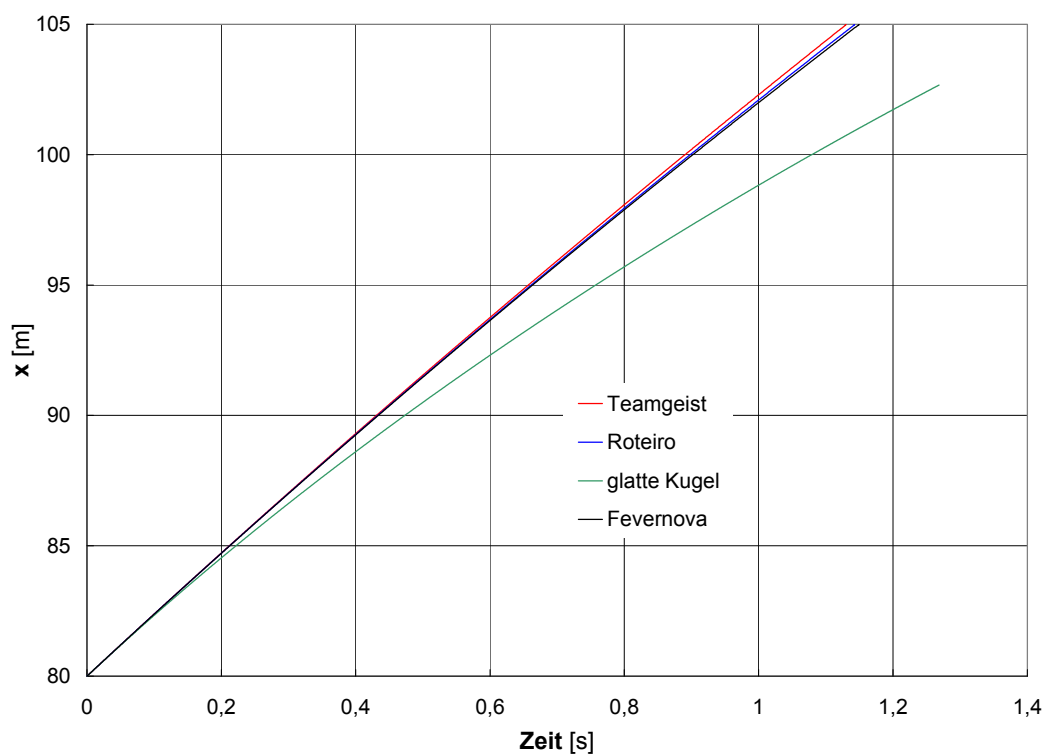


Bild 4.5: x -Koordinate als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

Bild 4.6 zeigt Re als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel.

Ausgehend von der Start-Re-Zahl $Re \approx 3,63 \cdot 10^5$ lässt sich eine sehr viel schnellere Re-Zahl-Abnahme bei der glatten Kugel im Vergleich zu den Fußbällen erkennen. Beim Auftreffen auf den Boden beträgt $Re_{Ku} \approx 2,14 \cdot 10^5$, während $Re_{Fev} \approx 2,95 \cdot 10^5$, $Re_{Ro} \approx 2,98 \cdot 10^5$ und $Re_{+Tg} \approx 3,04 \cdot 10^5$ beim Durchstoßen der Torebene betragen.

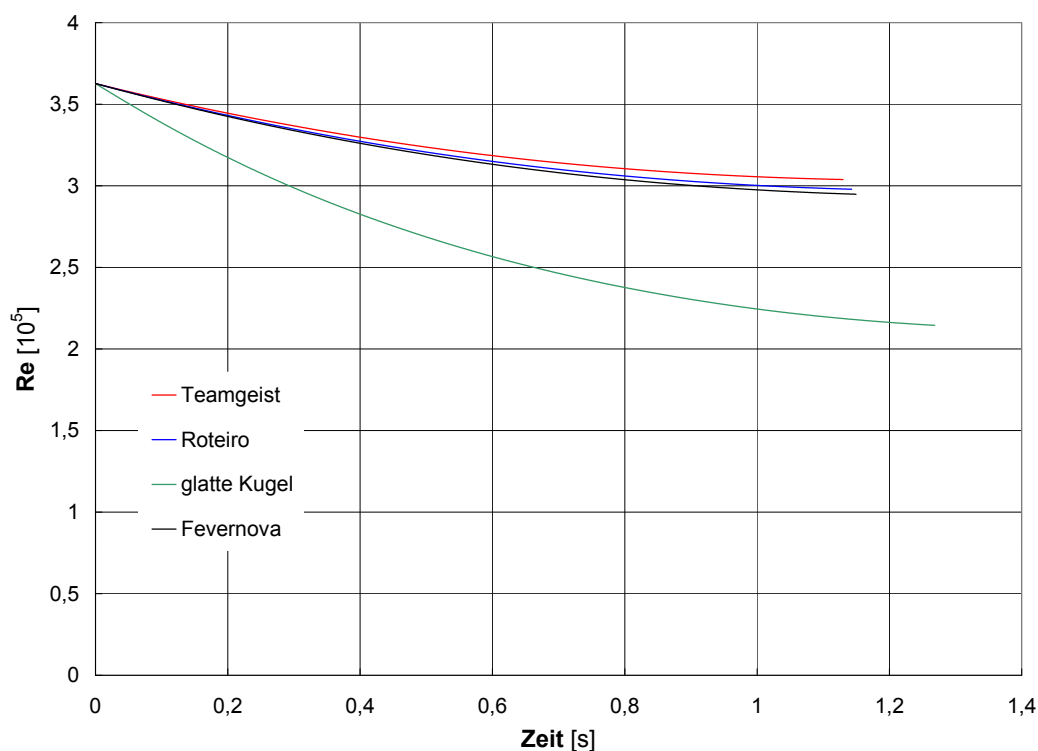


Bild 4.6: Re als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

Die Erklärung für Bild 4.5 und Bild 4.6 sowie für die flacheren Flugkurven der Fußbälle in Bild 4.4 liegt in C_W als Funktion der Flugzeit [s]. Bild 4.7 verdeutlicht eine überkritische Umströmung der Fußbälle über die gesamte Flugdauer, die sich anhand der C_W -Werte ablesen lässt.

Die geringeren C_W -Werte des *+Teamgeist*-Balls machen zudem die flachere Flugbahn, die geringere Flugzeit und die langsamere Re-Zahl-Abnahme verglichen mit den Bällen *Roteiro* und *Fevernova* begreiflich. Der anfängliche Anstieg des C_W -Werts der glatten Kugel auf einen konstanten Wert von $C_W \approx 0,45$ erklärt sich dadurch, dass die Start-Re-Zahl dem kritischen Bereich zugeordnet werden kann. Mit fallender Re-Zahl stellt sich dann der hohe unterkritische C_W -Wert ein, welcher mit weiter fallender Re-Zahl konstant bleibt.

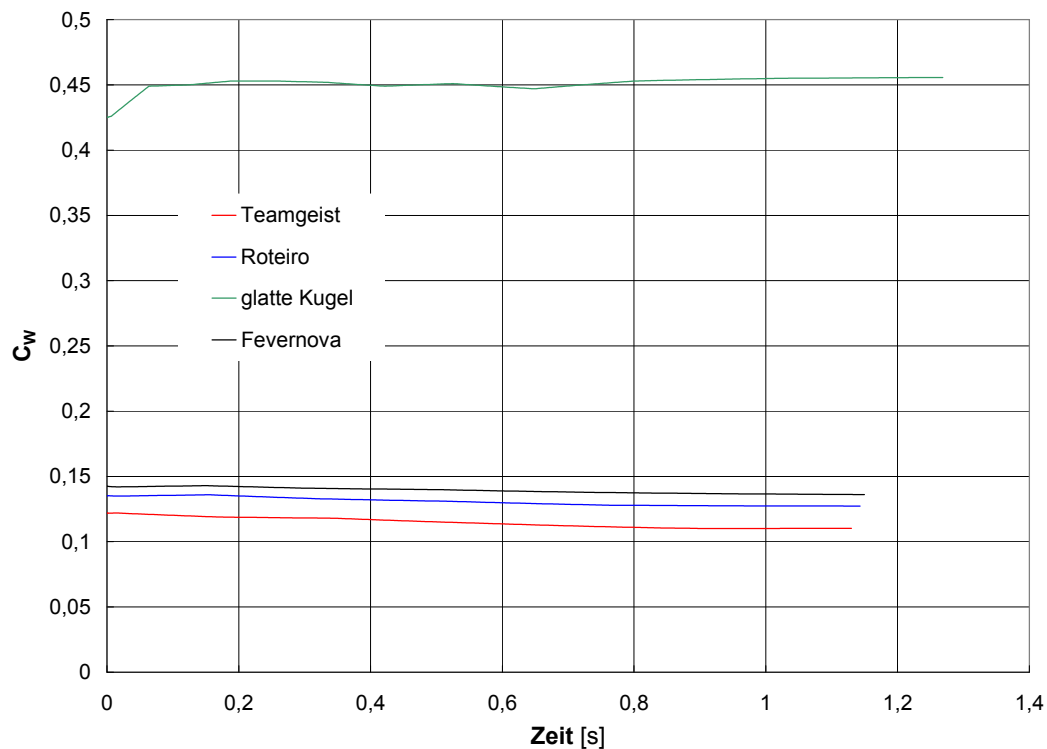


Bild 4.7: C_w als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

4.2.2 Ballflugkurven unter Berücksichtigung von Seitenkräften

Für die Flugkurven unter Berücksichtigung der Seiten- und Auftriebskräfte wurden die Umgebungsbedingungen und Balleigenschaften wie in Abschnitt 4.2.1 gewählt:

- $\rho_L = 1,2 \text{ kg} / \text{m}^3$
- $\mu_L = 18,2 \cdot 10^{-6} \text{ N} \cdot \text{s} / \text{m}^2$
- $g = 9,81 \text{ m} / \text{s}^2$
- $D = 0,22 \text{ m}$
- $m = 0,42 \text{ kg}$

Auch die Abschussparameter wurden wie in Abschnitt 4.2.1 gewählt, es traten jedoch θ_{kn} und φ_{kn} hinzu:

- $|\vec{v}| = 25 \text{ m} / \text{s}$
- $\alpha = 0^\circ$
- $\beta = 16,26^\circ$
- $\theta_{kn} = 90^\circ$

- φ_{kn} kann beliebig gewählt werden, da sich aufgrund von $\theta_{kn} = 90^\circ$ gemäß Gl. (4.9) stets der gleiche Vektor \vec{e}_{kn} in z-Richtung ergibt.

Die Abschussposition auf dem Spielfeld lag wieder bei $(x = 80\text{m}, y = 35\text{m}, z = 0,11\text{m})$.

Zunächst wurden Flugkurven basierend auf den aus mehreren Ballausrichtungen gemittelten und in Bild 3.8, Bild 3.11 Bild 3.12 dargestellten Widerstandsbeiwerten C_W , Auftriebsbeiwerten C_A und Seitenkraftbeiwerten C_S als Funktion von Re simuliert, um grundsätzliche aerodynamische Eigenschaften der Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro*, *+Teamgeist* sowie der glatten Kugel im Vergleich aufzuzeigen.

Bild 4.8 zeigt die z-Koordinate als Funktion der x-Koordinate für die Flugbahnen der Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* und der glatten Kugel. Die Fußbälle *Fevernova* und *Roteiro* durchstoßen die Torebene bei $x = 105\text{m}$ fast bei identischer z-Position. Die Flugkurve des *+Teamgeist*-Balls dagegen ist bereits deutlich flacher als diejenige der Bälle *Fevernova* und *Roteiro*. Dies führt zu einer Höhendifferenz von $\Delta z \approx 0,5\text{m}$ bei $x = 105\text{m}$. Der Flug der glatten Kugel endet schon bei $x \approx 102,11\text{m}$ mit dem Auftreffen auf den Boden.

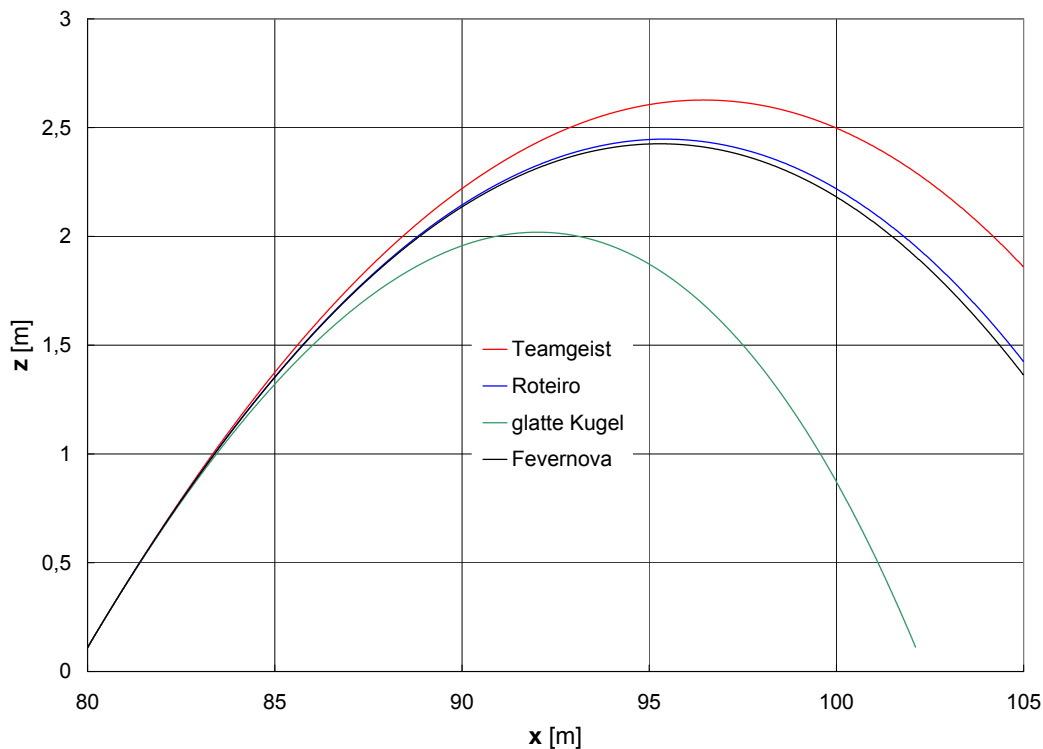


Bild 4.8: z-Koordinate als Funktion der x-Koordinate für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

Bild 4.9 zeigt (y, z) bei $x = 105\text{m}$ für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie (y, z) bei Bodenberührung für die glatte Kugel. Der Vergleich zwischen den

Flugkurvensimulationen aus Abschnitt 4.2.1 (nur C_w) und den Flugkurvendaten des vorliegenden Abschnitts (C_w, C_A, C_S) verdeutlicht, dass die Berücksichtigung von Auftriebs- und Seitenkräften zu erheblichen Änderungen der Flugbahnen führt: Im Fall der glatten Kugel verkürzt sich die Flugbahn um $\Delta x \approx 0,5m$ bei gleichzeitiger seitlicher Abweichung von $\Delta y \approx 0,25m$ von dem ursprünglichen Aufprallpunkt bei $y = 35m$. Bei den Bällen *Fevernova* und *Roteiro* sind vor allem seitliche Abweichungen von der ursprünglichen Position beim Durchstoßen der Torlinie im Bereich von $0,1m < \Delta y < 0,15m$ festzustellen. Die Flugkurve des *+Teamgeist*-Balles weist unter Berücksichtigung von Auftriebs- und Seitenkräften mit $\Delta y \approx 0,17m$ und $\Delta z \approx 0,41m$ die größten Unterschiede zu der nur widerstandsbeeinflussten Flugkurve auf.

Bild 4.10 zeigt die x-Koordinate als Funktion der Flugzeit für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel. Auch unter Berücksichtigung von Auftriebs- und Seitenkräften benötigt die glatte Kugel trotz der geringeren Schussweite bis zum Auftreffen auf den Boden eine längere Flugzeit als die Fußbälle. Dagegen liegen die Flugzeiten der Fußbälle beim Durchstoßen der Torebene alle innerhalb einer Zeitspanne von $\Delta t \approx 0,015s$. Bei $x = 100m$ ist die Flugzeit der glatten Kugel wieder $\Delta t \approx 0,18s$ länger als die Flugzeiten der Fußbälle. Auch die Absolutwerte der Fußball-Flugzeiten von $t \approx 1,15s$ sind annähernd identisch mit den in Abschnitt 4.2.1 berechneten Flugzeiten.

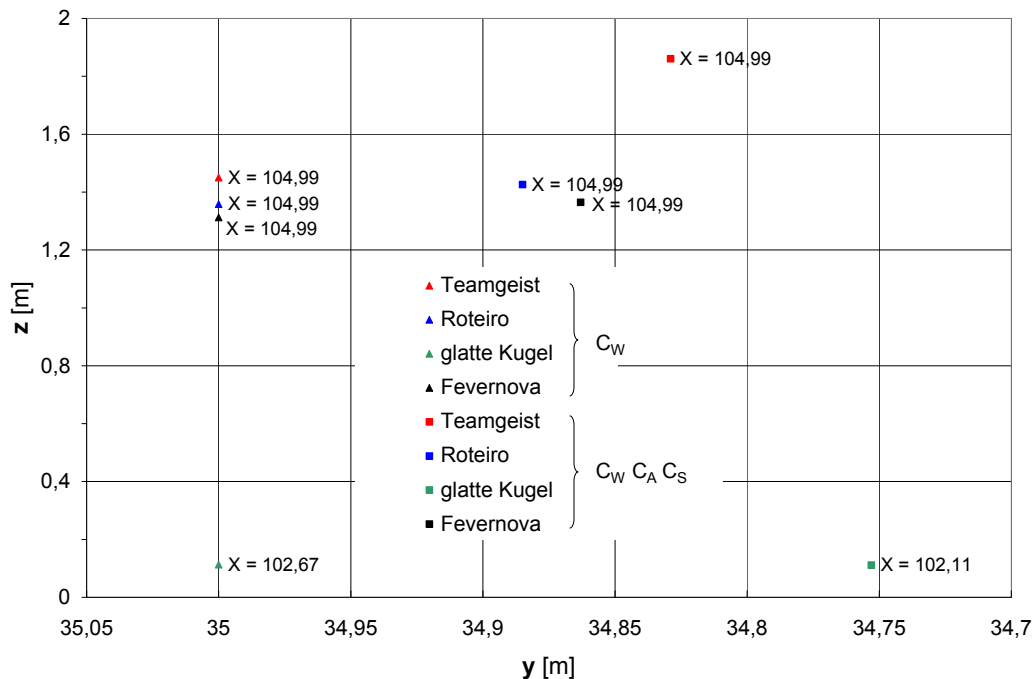


Bild 4.9: (y, z) bei $x = 105m$ für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie (y, z) bei Bodenberührung für die glatte Kugel. Vergleich zwischen den Flugkurvensimulationen aus Abschnitt 4.2.1 (nur C_w) und den Flugkurvendaten des vorliegenden Abschnitts (C_w, C_A, C_S)

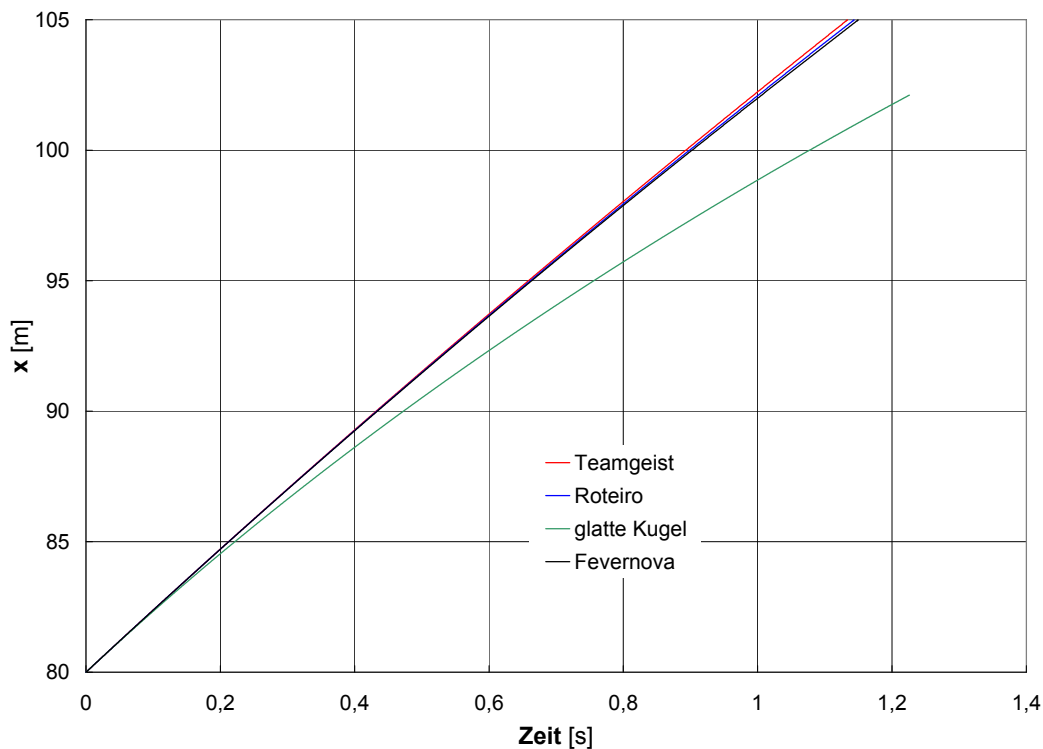


Bild 4.10: x -Koordinate als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

In Bild 4.11 ist Re als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel zu sehen. Ausgehend von der Start- Re -Zahl $Re \approx 3,63 \cdot 10^5$ lässt sich wieder eine sehr viel schnellere Re -Zahl-Abnahme der glatten Kugel im Vergleich zu den Fußbällen erkennen. Beim Auftreffen auf den Boden beträgt $Re_{Ku} \approx 2,17 \cdot 10^5$. Beim Durchstoßen der Torebene ergeben sich darüber hinaus die Werte $Re_{Fev} \approx 2,95 \cdot 10^5$, $Re_{Ro} \approx 2,97 \cdot 10^5$ und $Re_{+Tg} \approx 3,01 \cdot 10^5$. Damit existieren auch quantitativ kaum Unterschiede gegenüber den Simulationen aus Abschnitt 4.2.1.

Die Erklärung für Bild 4.10 und Bild 4.11 kann anhand von C_W als Funktion der Flugzeit [s] in Bild 4.12 gegeben werden: Aus den C_W -Werten lässt sich eine überkritische Umströmung der Fußbälle über die gesamte Flugdauer ablesen. Die geringeren C_W -Werte des *+Teamgeist*-Balls erklären prinzipiell dessen geringere Flugzeit und langsamere Re -Zahl-Abnahme im Vergleich zu den Bällen *Roteiro* und *Fevernova*. Der anfängliche Anstieg des C_W -Werts der glatten Kugel auf einen konstanten Wert von $C_W \approx 0,45$ erklärt sich wiederum durch die Zuordnung der Start- Re -Zahl zum kritischen Bereich. Mit fallender Re -Zahl stellt sich dann der hohe unterkritische C_W -Wert ein, welcher mit weiter fallender Re -Zahl konstant bleibt.

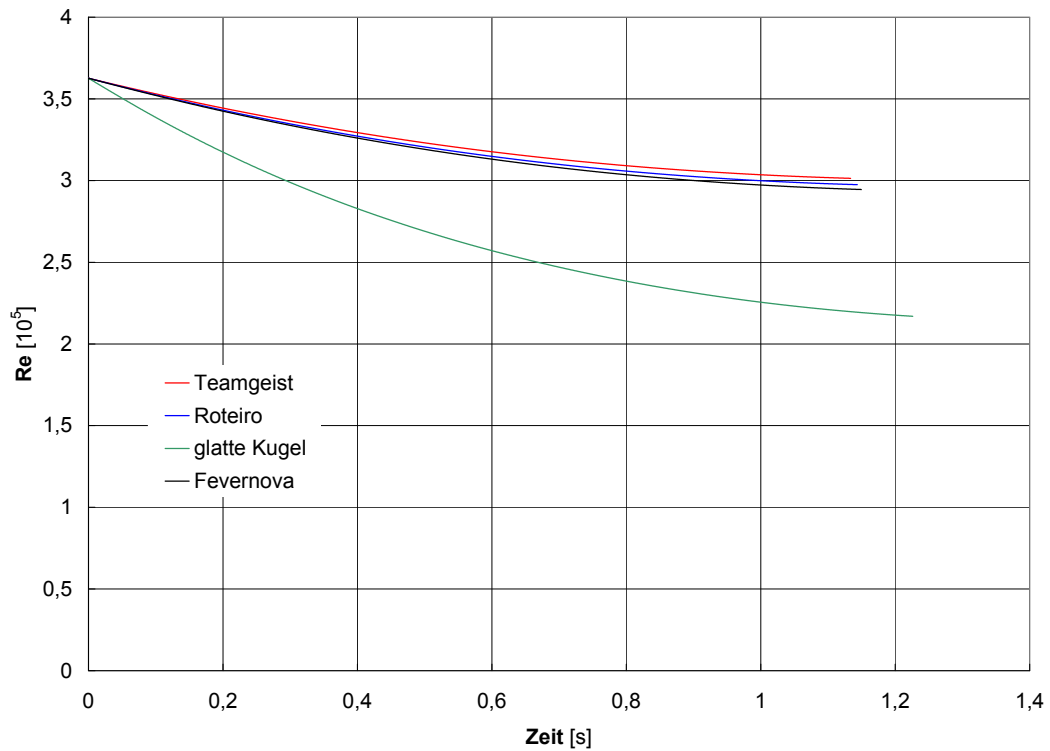


Bild 4.11: Re als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

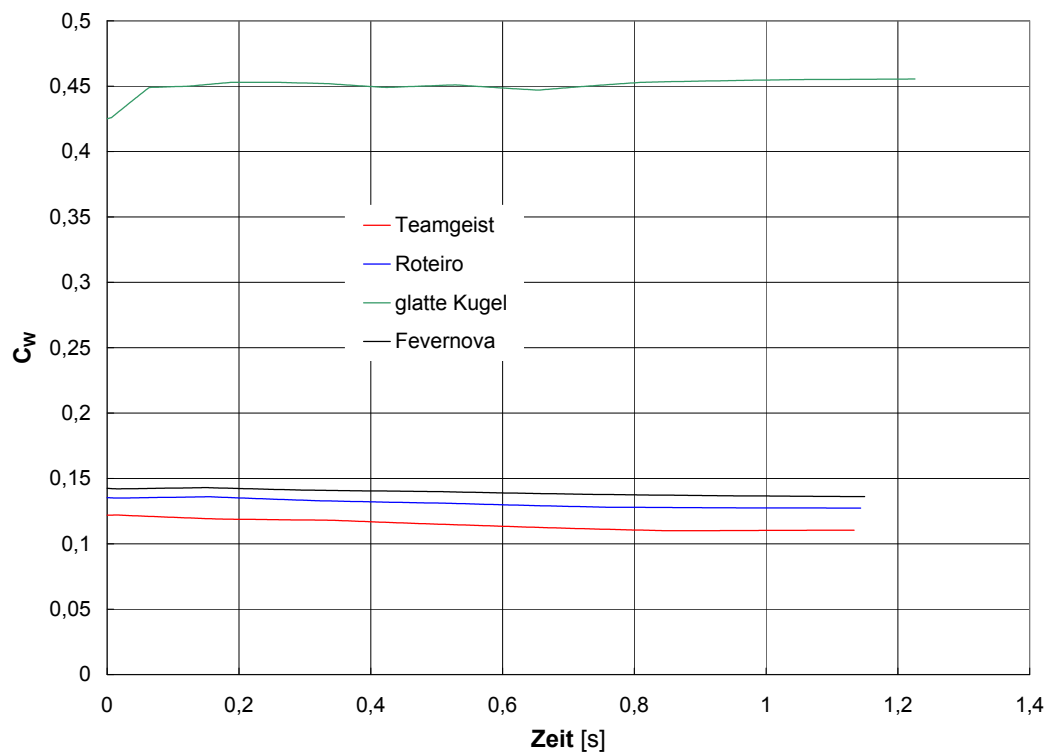


Bild 4.12: C_w als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

Um die unterschiedlichen Flugbahnen in Bild 4.8 und die seitlichen Abweichungen von der geraden Flugbahn in Bild 4.9 interpretieren zu können, ist es zusätzlich erforderlich, Bild 4.13 und Bild 4.14 heranzuziehen.

Die Auftriebsbeiwerte C_A in Bild 4.13 sind aufgrund des in z-Richtung gerichteten Vektors \vec{e}_{kn} für die Abweichungen von der geraden Flugbahn in y-Richtung verantwortlich. Da alle Auftriebsbeiwerte $0 < C_A < -0,03$ betragen, ergeben sich stets Abweichungen in negativer y-Richtung. Diese sind jedoch in Relation zu der zurückgelegten Strecke von $25m$ in x-Richtung recht gering.

Die Seitenkraftbeiwerte C_S in Bild 4.14 wirken sich dagegen vorwiegend in z-Richtung aus. Da für die glatte Kugel $C_S > 0$ ist, entsteht neben der Gewichtskraft ein zusätzlicher Abtrieb, welcher eine Reduktion der Flugweite um $\Delta x \approx 0,5m$ bewirkt. Da der Seitenkraftbeiwert C_S der Bälle *Roteiro* und *Fevernova* in dem betrachteten Re-Zahl-Bereich nahe null liegt, ergeben sich fast keine Änderungen der Flugweiten. Die Seitenkraftbeiwerte $C_S < 0$ des *+Teamgeist*-Balls wirken hingegen sogar auftriebserhöhend und erklären $\Delta z \approx 0,41m$ in Bild 4.9.

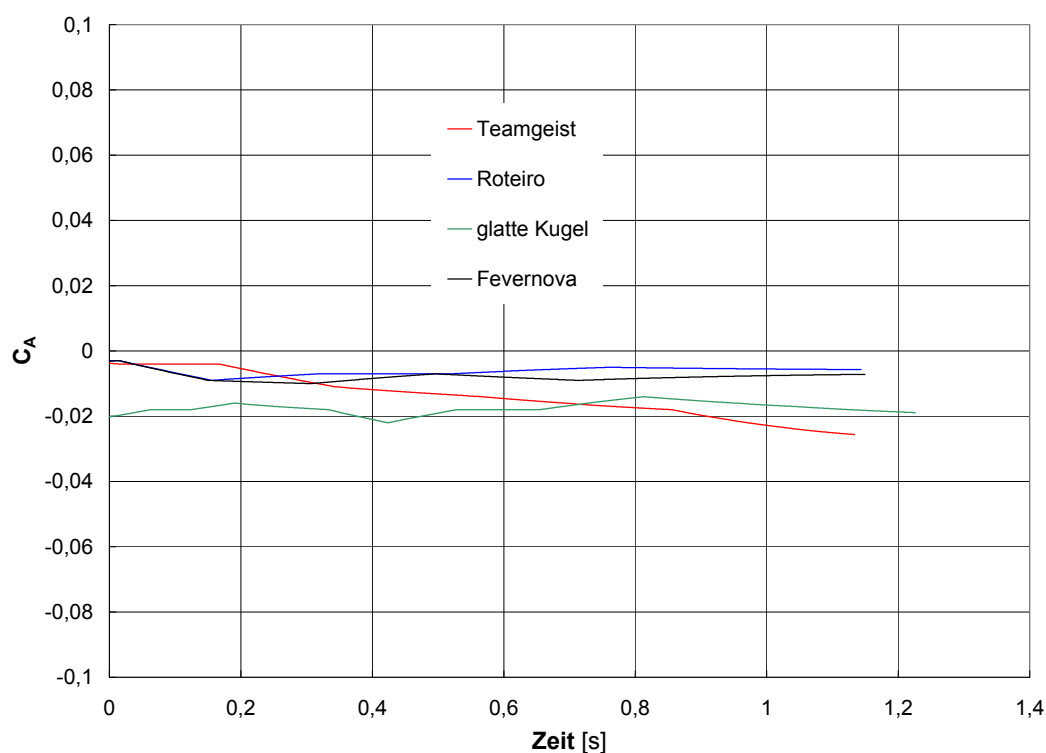


Bild 4.13: C_A als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

Anstelle der für jeden Ball aus mehreren Ballorientierungen gemittelten aerodynamischen Kräfte, können auch die ballorientierungsspezifischen aerodynamischen Kräfte zur Berechnung von Ballflugkurven verwendet werden. Grundlage der Simulationsergebnisse in Bild 4.15 bis Bild 4.18 sind die C_W -, C_A - und C_S -Werte des +*Teamgeist*-Balls aus Bild 3.17 bis Bild 3.19.

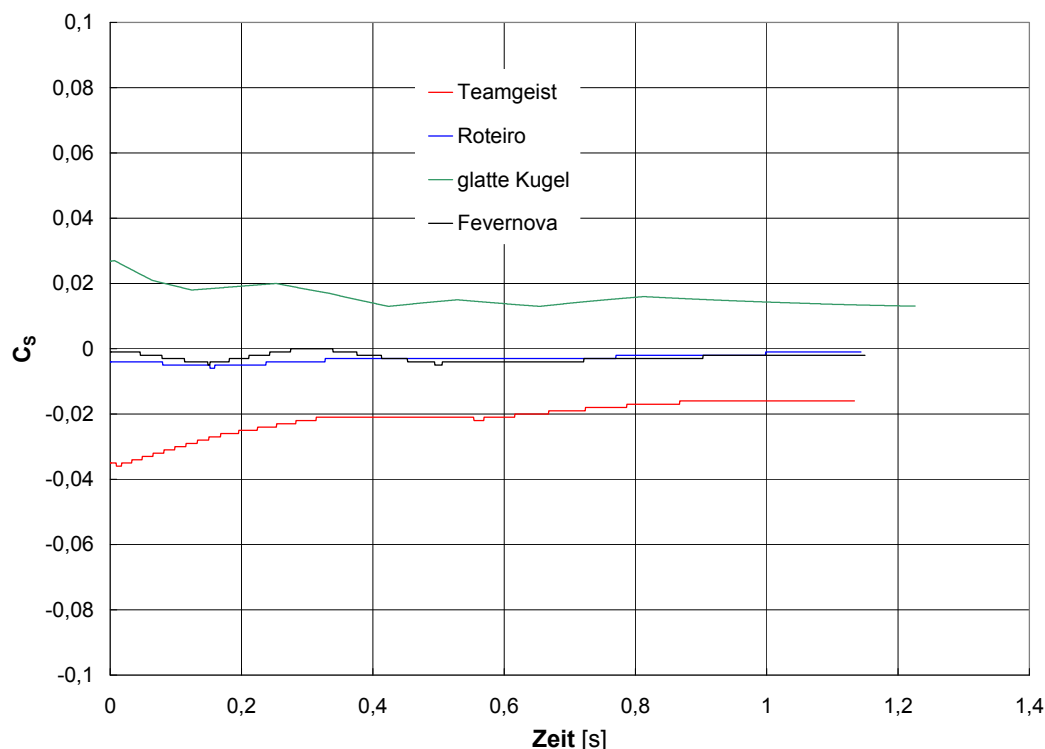


Bild 4.14: C_S als Funktion der Flugzeit [s] für die Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und +*Teamgeist* sowie für die glatte Kugel

Bild 4.15 zeigt die z -Koordinate als Funktion der x -Koordinate für die Flugbahnen des +*Teamgeist*-Balls in den Ballorientierungen 0° , 90° , 180° und 270° . Bei $x = 105\text{m}$ besteht zwischen der steilsten und der flachsten Flugkurve bereits eine Höhendifferenz von $\Delta z \approx 0,37\text{m}$. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die Unterschiede zwischen den Bällen *Fevernova*, *Roteiro* und +*Teamgeist* in Bild 4.8.

Bild 4.16 gibt (y, z) bei $x = 105\text{m}$ für den +*Teamgeist*-Ball in den Ballorientierungen 0° , 90° , 180° und 270° verglichen mit der gemittelten Ballorientierung aus Bild 4.8 an.

Die unterschiedlichen Koordinatenpaare ergeben sich aufgrund von ballorientierungsspezifischen Auftriebs- und Seitenkräften. Die Auftriebsbeiwerte C_A liegen bei allen Ballorientierungen fast ausschließlich im negativen Wertebereich und führen so wegen des in z -Richtung gerichteten Vektors \vec{e}_{kn} zu Abweichungen von der geraden Flugbahn

in negativer y-Richtung. Im Vergleich zu der gemittelten Ballorientierung „Teamgeist C_W, C_A, C_S “ kommt es zu einer weiteren Streuung um $(y = 34,83m, z = 1,86m)$. Die Abweichung von der geraden Flugbahn ($y = 35m$) ist in y-Richtung mit maximal $\Delta y = 0,22m$ in Relation zu der in x-Richtung zurückgelegten Strecke von $25m$ immer noch recht gering. Die stets negativen aber je nach Ballorientierung unterschiedlich großen Seitenkraftbeiwerte C_S des +Teamgeist-Balls wirken auftriebserhöhend und verursachen das Streuband von $\Delta z = 0,37m$.

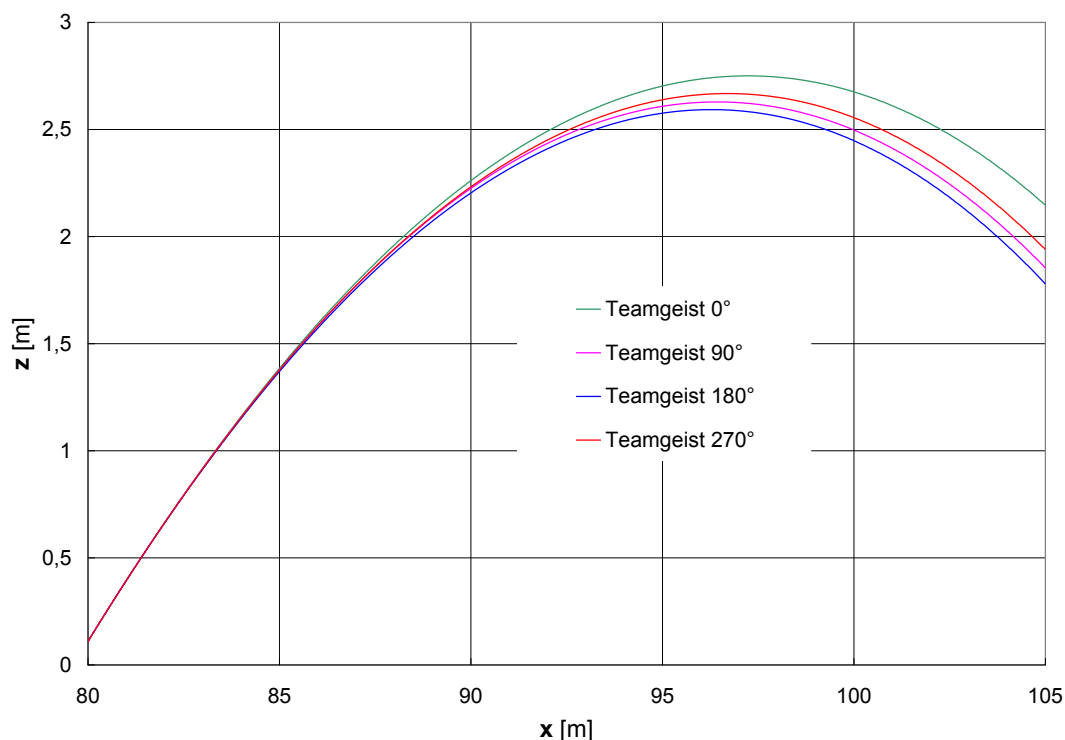


Bild 4.15: z-Koordinate als Funktion der x-Koordinate für die Flugbahnen des +Teamgeist-Balls in den Ballorientierungen $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ und 270°

Bild 4.17 zeigt die x-Koordinate als Funktion der Flugzeit [s] für den +Teamgeist-Ball in den Ballorientierungen $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ und 270° . Alle Flugzeiten ($t \approx 1,135s$) liegen beim Durchstoßen der Torebene innerhalb einer sehr geringen Zeitspanne von $\Delta t \approx 0,007s$.

Die geringe Zeitspanne erklärt sich anhand von Bild 4.18, das Re als Funktion der Flugzeit [s] für den +Teamgeist-Ball in den Ballorientierungen $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ und 270° zeigt. Über die Flugzeit sind kaum Unterschiede der Re -Zahl-Abnahmen erkennbar. Beim Durchstoßen der Torebene beträgt die Differenz zwischen der größten und geringsten Re -Zahl etwa $\Delta Re \approx 4100$.

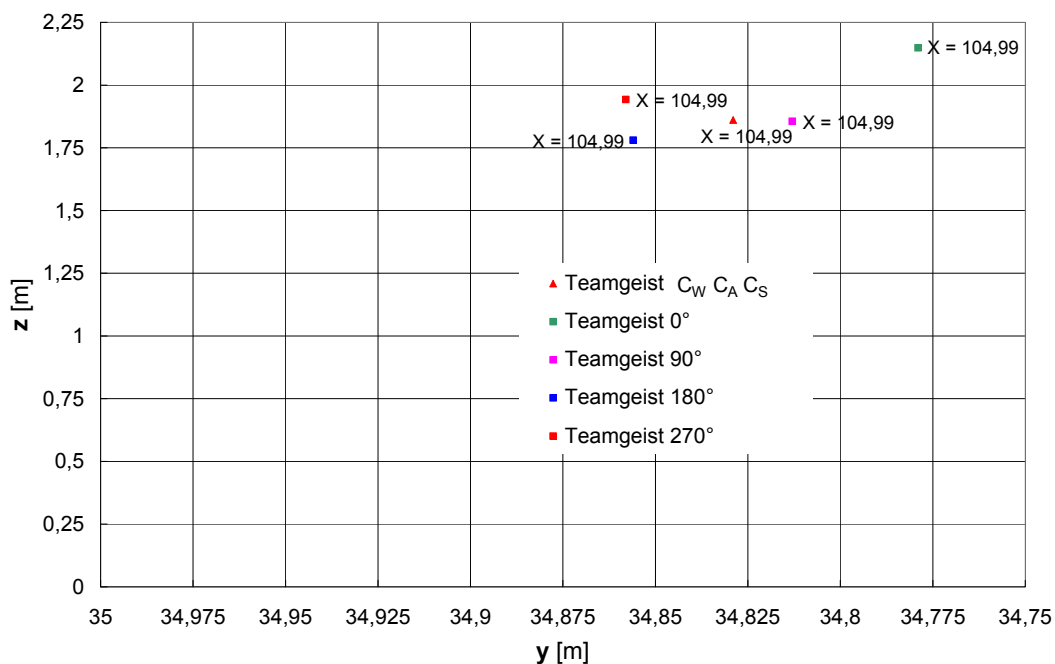


Bild 4.16: (y, z) bei $x = 105m$ für den +Teamgeist-Ball in den Ballorientierungen 0° , 90° , 180° und 270° im Vergleich mit der gemittelten Ballorientierung aus Bild 4.8

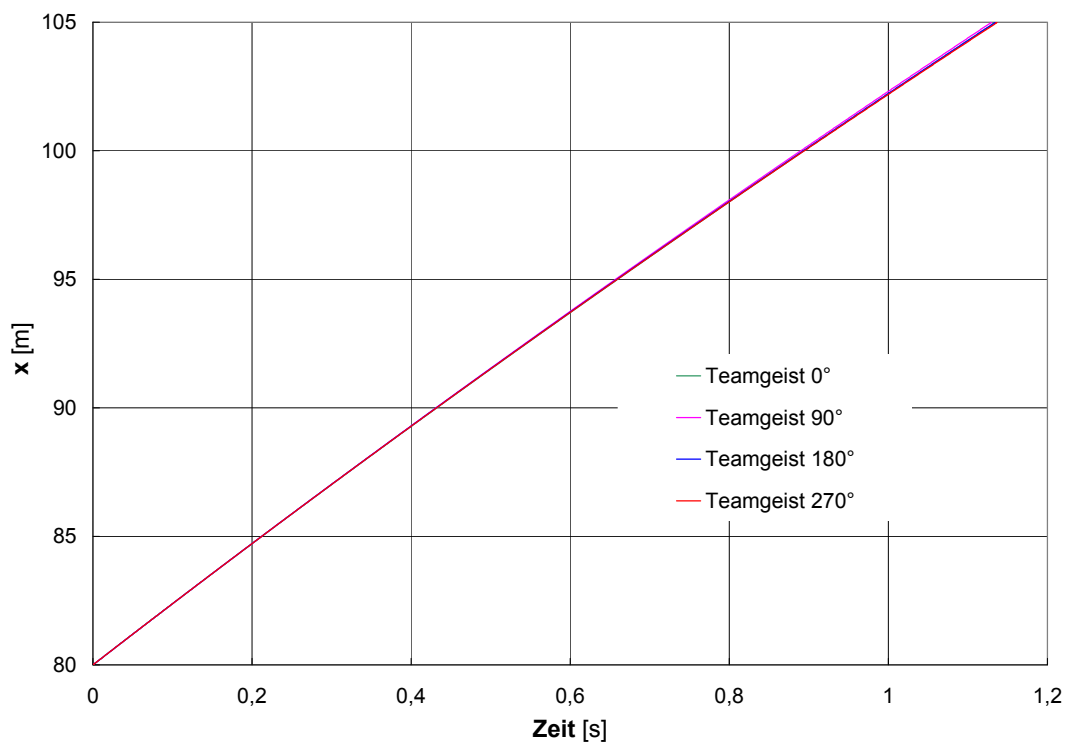


Bild 4.17: x -Koordinate als Funktion der Flugzeit [s] für den +Teamgeist-Ball in den Ballorientierungen 0° , 90° , 180° und 270°

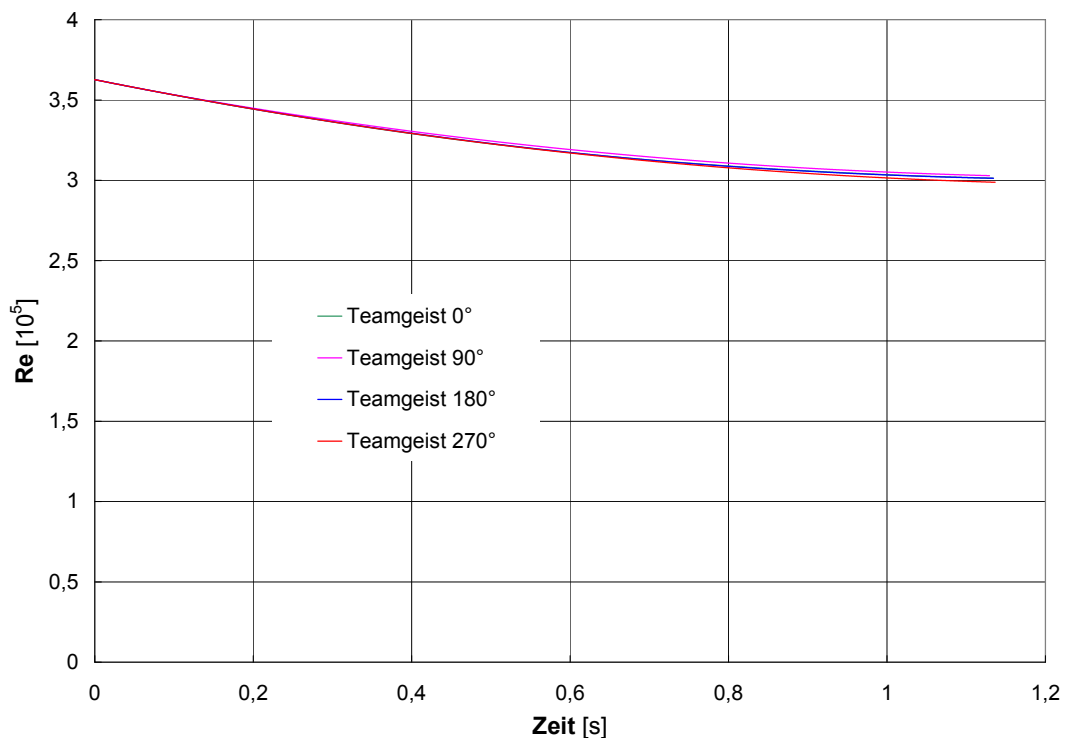


Bild 4.18: Re als Funktion der Flugzeit [s] für den +*Teamgeist*-Ball in den Ballorientierungen 0° , 90° , 180° und 270°

Zusammengefasst zeigen die vorliegenden Flugkurvensimulationen eines Standard-Schusses ohne Spin aus 25m Torentfernung kaum ball- oder ballorientierungsabhängige Flugzeiten – unabhängig davon, ob die Seiten- und Auftriebskräfte berücksichtigt werden oder nicht. Die große Streuung der Koordinatenpaare (y, z) in der Torebene legt jedoch nahe, dass nahezu ohne Spin abgefeuerte Schüsse in der Realität zu nicht vorhersagbaren Flugbahnen führen können. Einfacher ausgedrückt: Die Bälle flattern. Glatte Kugeln sind für den Fußballsport aufgrund des hohen unterkritischen C_W -Wertes generell nicht geeignet.

4.3 Flugkurven rotierender Fußbälle

Zur Simulation von Flugkurven mit Spin müssen Parameter wie typische Ball-Drehzahlen, Abschussgeschwindigkeiten, Abschusswinkel und Angaben zur Abnahme der Rotation als Funktion der Flugzeit bekannt sein.

Für einen mit Hilfe von gekoppelten Fluid-Struktur-Berechnungen simulierten Spannschuss (bei 25m/s Geschwindigkeit des Schussbeins in horizontaler Richtung) ermittelten *Asai et al. (2002)*, dass der Reibungskoeffizient zwischen Ball ($D_{Fu} = 220\text{mm}$) und Fußballschuh bei der Spinübertragung auf den Ball nur eine untergeordnete Rolle spielt. Zwar nimmt mit steigendem Reibungskoeffizienten der auf den Ball übertragene Spin infolge der höheren Reibungskraft zu, doch überwiegt der aus der Normalkraft resultierende Anteil des Drehmoments. Folglich beträgt der Drehzahl-

unterschied zwischen einem Reibungskoeffizienten von 1,0 und 0,0 nur $\Delta n \approx 2U/s$ bei von der Ballmitte um 40mm bzw. 80mm abweichenden Treffpunkten. Diesen Wert betrachten *Carré et al. (2002b)* auch als Maß für den weniger übertragenen Spin unter regnerischen Spielbedingungen.

Für das Verhältnis von Ballgeschwindigkeit zu übertragenem Spin muss ein Kompromiss gefunden werden. Bei annähernd mittigem Balltreffpunkt wird die Ballgeschwindigkeit maximal, jedoch ist der übertragene Spin annähernd null. Der Spin wird dagegen bei einem Balltreffpunkt weit außerhalb der Mitte maximal. Dies geschieht jedoch auf Kosten der Ballgeschwindigkeit, die sich aufgrund der kürzeren Kontaktzeit zwischen Fuß und Ball stark vermindert (*Asai et al., 2002*). Ein optimales Verhältnis von Ballgeschwindigkeit zu übertragenem Spin existiert somit bei Balltreffpunkten, die zwischen 40mm und 80mm außermittig liegen.

Bemerkenswert ist zudem, dass selbst bei einem mittigen Balltreffpunkt und einem angenommenen Reibungskoeffizienten von null aufgrund der großen Balldeformation stets Spin auf den Ball übertragen wird. In einer Studie mit drei Universitäts-Fußballspielern ließen *Asai et al. (1998b)* Spann-Freistöße aus 25m bzw. 30m Torentfernung ausführen. Mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera wurden die Abschussparameter bestimmt. Bei dem Schuss aus 25m Torentfernung lag die Ballgeschwindigkeit bei 23,28m/s und die durchschnittliche Drehzahl betrug $n \approx 8,73U/s$. Der Schuss aus 30m Torentfernung ergab dagegen eine Ballgeschwindigkeit von 25,04m/s bei einer Drehzahl von $n \approx 7,98U/s$.

Um auch typische Parameter für mit der Innenseite ausgeführte Freistöße aus 25m Torentfernung zu erhalten, ließen *Asai et al. (2004)* erneut entsprechende Schüsse ausführen. In einer Studie mit acht Universitäts-Fußballspielern wurde eine durchschnittliche Fußgeschwindigkeit von 24,2m/s ermittelt, die sich in eine durchschnittliche Ballgeschwindigkeit von 27,1m/s nach dem Abschuss übertrug. Die durchschnittliche Drehzahl lag bei $n = 7,8U/s$, die maximale Drehzahl betrug $n_{\max} = 10,9U/s$.

Weitere Abschussparameter wie der Neigungswinkel β zwischen der Flugbahn und der horizontalen Ebene hängen vor allem von der Freistoßposition und der verwendeten Schusstechnik ab. Anhand eines reinen Seitwärtsdrall-Freistoßes aus zentraler Position (18,3m Torentfernung) bei aufgestellter Abwehrmauer zeigten *Bray und Kerwin (2003)*, dass unter der Annahme konstanter Widerstands- und Magnuskraftbeiwerte von $C_W = 0,28$ und $C_M = 0,26$ bei einer Abschussgeschwindigkeit von 25m/s nur ein sehr geringer Spielraum von $16,5^\circ < \beta < 17,5^\circ$ besteht.

Zur Abnahme der Rotation von Fußbällen mit der Flugzeit liegen bislang nur spärliche und teils widersprüchliche Ergebnisse vor. *Bray und Kerwin (2004b)* ermittelten aus Hochgeschwindigkeits-Videoaufzeichnungen Flugkurven von Einwürfen. Bei relativ niedrigen Balldrehzahlen und einem Rückwärtsdrall von $n < 3U/s$ sowie Wurfgeschwindigkeiten zwischen 14m/s und 19m/s wurde in der ersten Flugphase

($t \sim 0,4s$) keine Spinabnahme gemessen. *Griffiths et al. (2005)* nutzten ein Videoanalysesystem, um neben der Balldrehzahl auch die Lage der Spinachse im Raum als Funktion der Zeit zu bestimmen. Der verwendete Ball des Typs *Nike Premier League* wies jedoch eine Unwucht von ca. 10g auf, welche höchstwahrscheinlich die Ursache für eine instabile Lage der Spinachse war. Infolgedessen traten zwischenzeitliche Anstiege der Balldrehzahl, die auf das zeitabhängige Massenträgheitsmoment zurückgeführt werden konnten. Insgesamt zeigte sich in dem Drehzahlbereich $4U/s < n < 11U/s$ bei einer durchschnittlichen Ballgeschwindigkeit von $16,9m/s$ ($Re = 2,35 \cdot 10^5$), gemessen über eine Flugdauer von $0,15s$, jedoch ein genereller Trend zu einer Spinabnahme.

Haake et al. (2007) gehen aufgrund der aerodynamischen Ähnlichkeit zu Golfbällen (siehe Abschnitt 1.2.3) davon aus, dass die Abnahme der Drehzahl von Fußbällen ähnlich zu der von *Smits und Smith (1994)* festgestellten Abnahme der Golfballdrehzahl verläuft.

Smits und Smith (1994) ermittelten aus Auslaufkurven im Windkanal für überkritische Reynolds-Zahlen eine Proportionalität zwischen der Abnahme der Winkelgeschwindigkeit mit der Zeit $d\omega/dt$ und dem Produkt aus der Anströmgeschwindigkeit u_∞ und der Winkelgeschwindigkeit ω

$$\frac{d\omega}{dt} = -c_{Go} \cdot u_\infty \cdot \omega \quad (4.24)$$

wobei c_{Go} eine Konstante ist. Die Multiplikation beider Seiten mit R^2/u_∞^2 führt zu

$$\frac{d\omega}{dt} \cdot \frac{R^2}{u_\infty^2} = -c_{Go} \cdot R \cdot \frac{\omega \cdot R}{u_\infty} = -c_{Go} \cdot R \cdot SP \quad (4.25)$$

wobei $\frac{d\omega}{dt} \cdot \frac{R^2}{u_\infty^2}$ als Spinabnahme-Parameter bezeichnet wird. Das Produkt aus $c_{Go} \cdot R$

lässt sich grafisch aus den Re-unabhängigen Messwerten von *Smits und Smith (1994)* zu $c_{Go} \cdot R \approx 1,818 \cdot 10^{-5}$ bestimmen. Ausgehend von $R = 0,11m$ (Radius eines Fußballs), kann c_{Go} zu $c_{Go} \approx 1,653 \cdot 10^{-4} / m$ bestimmt werden.

Gl. (4.24) stellt eine Differentialgleichung erster Ordnung dar, die wie folgt umgeschrieben werden kann:

$$\frac{d\omega}{dt} + c_{Go} \cdot u_\infty \cdot \omega = 0 \quad (4.26)$$

Deren Lösung lautet

$$\omega(t) = \omega_0 \cdot e^{-c_{Go} \cdot u_\infty \cdot t} \quad (4.27)$$

Unter Verwendung typischer Freistoß-Werte von $u_\infty = 25m/s$, $\omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot 8s^{-1}$ und $t = 1,5s$, berechnet sich $\omega(t = 1,5s)$ zu $\omega(t = 1,5s) = 2 \cdot \pi \cdot 7,95s^{-1}$. Dies entspricht bei den gegebenen Flugkurvenparametern bezogen auf $\omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot 8s^{-1}$ einer Drehzahl-

abnahme von 0,62%. Damit bleibt die Drehzahlabnahme auch in ungünstigen Fällen unter 1% und kann bei der Flugkurvensimulation vernachlässigt werden, siehe dazu auch *Carré et al. (2005)*.

Das von *Smits und Smith (1994)* vorgeschlagene Spinabnahme-Modell bezieht sich jedoch nur auf Messergebnisse eines Golfballs der Marke *Slazenger* und Spinparameter in einem Bereich $0,025 < SP < 0,275$. Einflüsse des Dimple-Musters und höherer Spinparameter werden vernachlässigt. Auch das Massenträgheitsmoment J und das Reibungsmoment $M(\omega)$ – beide Größen sind für die Bewegungsgleichung eines rotierenden Balles im Flug charakteristisch – finden nur indirekt in Form der Konstanten c_{Go} in Gl. (4.25) Berücksichtigung. Aus diesem Grund verwenden *Tavares et al. (1998)* die Bewegungsgleichung eines im Flug rotierenden Balles zur Bestimmung der Spinabnahme:

$$\frac{d\omega}{dt} \cdot J = -M(\omega) \quad (4.28)$$

Das Reibungsmoment $M(\omega)$ ist in definiert als

$$M(\omega) = C_{Mom} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u_{\infty}^2 \cdot A \cdot D \quad (4.29)$$

wobei C_{Mom} den aerodynamischen Momentbeiwert bezeichnet.

Messungen des Spinparameters SP als Funktion der Zeit t bei unterschiedlichen Massenträgheitsmomenten J und aerodynamischen Momentbeiwerten C_{Mom} der Golfbälle lieferten das erwartete Ergebnis: Größere J und geringere C_{Mom} führen zu einer langsameren Abnahme von SP .

Das Massenträgheitsmoment eines Golfballs beträgt $J \approx 9 \cdot 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ (*Tavares et al., 1998*). Das Massenträgheitsmoment eines Fußballs entspricht näherungsweise demjenigen einer Kugelschale, die um den Mittelpunkt rotiert und eine Wandstärke sehr viel kleiner als den Ballradius aufweist (*Beitz und Küttner, 1981, Kapitel B – Mechanik, Seite 146*):

$$J \approx \frac{2}{3} \cdot m \cdot R^2 \approx \frac{2}{3} \cdot 0,45 \text{ kg} \cdot (0,11 \text{ m})^2 \approx 3,63 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \quad (4.30)$$

Nach *Sawatzki, 1961, Kapitel 4.4, Seite 81* ist das Reibungsmoment $M(\omega)$ auch wie folgt definiert:

$$M(\omega) = C_{Mom} \cdot \frac{\rho_L}{2} \cdot (R \cdot \omega)^2 \cdot R^3 \quad (4.31)$$

Als maßgebend für das Reibungsmoment $M(\omega)$ wird hierbei die Umfangsgeschwindigkeit $R \cdot \omega$ anstelle der Anströmgeschwindigkeit u_{∞} angesehen. Setzt man Gl. (4.31) in (4.28) ein und schreibt diese als Bernoullische Differentialgleichung auf, erhält man:

$$\frac{d\omega}{dt} \cdot J + C_{Mom} \cdot \frac{\rho_L}{2} \cdot (R \cdot \omega)^2 \cdot R^3 = 0 \quad (4.32)$$

Mit Gl. (4.30) wird Gl. (4.32) zu

$$\frac{d\omega}{dt} + C_{Mom} \cdot \frac{3}{4} \cdot \rho_L \cdot \frac{R^3}{m} \cdot \omega^2 = 0 \quad (4.33)$$

mit der Lösung

$$\omega(t) = \left[\frac{1}{\omega_0} + C_{Mom} \cdot \frac{3}{4} \cdot \rho_L \cdot \frac{R^3}{m} \cdot t \right]^{-1} \quad (4.34)$$

Sawatzki (1961) ermittelte für eine raue Kugel mit $k_s / D_{Ku} = 0,0045$ C_{Mom} als Funktion des Spinparameters SP und der mit der Umfangsgeschwindigkeit gebildeten Reynolds-Zahl Re_ω aus Auslaufkurven. Re_ω ist wie folgt definiert:

$$Re_\omega = \frac{R^2 \cdot \omega}{v_L} \quad (4.35)$$

Nach *Sawatzki, 1961, Kapitel 4.4, Seite 81, Bild 54* kommt C_{Mom} bei Werten von $u_\infty = 25 \text{ m/s}$, $\omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot 8 \text{ s}^{-1}$ ($SP = 0,22$) und $t = 1,5 \text{ s}$ sowie zusätzlich $\rho_L = 1,2 \text{ kg/m}^3$ und $v_L = 15,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ($Re_\omega \approx 40000$) auf einen Wert von $C_{Mom} \approx 0,3$. Damit berechnet sich $\omega(t = 1,5 \text{ s})$ zu $\omega(t = 1,5 \text{ s}) = 2 \cdot \pi \cdot 7,55 \text{ s}^{-1}$. Dies entspricht einer Drehzahlabnahme von 5,68% bei den gegebenen Flugkurvenparametern. Da C_{Mom} für eine raue Kugel mit $k_s / D_{Ku} = 0,0045$ deutlich höher als für einen Fußball sein dürfte, stellt die berechnete Drehzahlabnahme von 5,68% eine pessimistische Prognose dar.

Die Abschätzungen mittels der Modelle von *Smits und Smith (1994)* und *Sawatzki (1961)* zeigen somit, dass die Drehzahlabnahme bei den Simulationen von Fußballflugkurven in guter Näherung vernachlässigt werden darf.

4.3.1 Ballflugkurven unter Berücksichtigung der Magnuskraft

Für die Flugkurven von rotierenden glatten Kugeln und Fußbällen wurden die Umgebungsbedingungen und Balleigenschaften wie in Abschnitt 4.2.1 gewählt:

- $\rho_L = 1,2 \text{ kg/m}^3$
- $\mu_L = 18,2 \cdot 10^{-6} \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$
- $g = 9,81 \text{ m/s}^2$
- $D = 0,22 \text{ m}$
- $m = 0,42 \text{ kg}$

Die Abschussparameter wurden wie folgt gewählt:

- $|\vec{v}| = 27,20 \text{ m/s}$

- $\alpha = 0^\circ$
- $\beta = 17,10^\circ$
- $\theta_\omega = 90^\circ$
- φ_ω kann beliebig gewählt werden, da sich aufgrund von $\theta_\omega = 90^\circ$ gemäß Gl. (4.19) stets der gleiche Vektor \vec{e}_ω in z-Richtung ergibt und somit die Rotationsachse in guter Näherung senkrecht zur Flugrichtung steht.
- $n = 0U/s$ sowie $n = 8U/s$

Die Abschussposition auf dem Spielfeld lag bei $(x = 80m, y = 33,5m, z = 0,11m)$.

Um eine realistische Flugkurvensimulation zu gewährleisten, wurden die in den Abschnitten 3.2.3 „Glatte Kugel (mit Spalt)“ und 3.2.4 „Texturiertes 14-Panel-Modell (mit Spalt)“ ermittelten Widerstandsbeiwerte C_w und Magnuskraftbeiwerte C_M als Funktion von SP und Re herangezogen. Die Seitenkraftbeiwerte C_S wurden hingegen vernachlässigt. Wie die Messergebnisse zeigen, ist diese Annahme für das texturierte 14-Panel-Modell generell gerechtfertigt, für die glatte Kugel aber nicht zutreffend. Um aber grundsätzliche aerodynamische Unterschiede zwischen einem Fußball und einer glatten Kugel bei Rotation um eine Achse senkrecht zur Flugrichtung aufzuzeigen, welche auf den Magnuseffekt zurückzuführen sind, ist es vorteilhafter von einem zwei-dimensionalen Kräftesystem gemäß Abschnitt 4.1.2 auszugehen.

Bild 4.19 zeigt die z-Koordinate als Funktion der x-Koordinate für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$. Während bei dem texturierten 14-Panel-Modell sehr unterschiedliche Flugkurven in Abhängigkeit von der Drehzahl auftreten, durchstößt die glatte Kugel bei nahezu identischer z-Position die Torebene ($x = 105m$). Zudem ist erkennbar, dass die glatte Kugel bei einer Drehzahl von $n = 0U/s$ zunächst bei $x \approx 95m$ einen größeren z-Wert erreicht als mit $n = 8U/s$, dann aber mit steigender x-Koordinate schneller abbremst und bei $x = 105m$ einen niedrigeren z-Wert aufweist.

Bild 4.20 zeigt die Auftragung der x-Koordinate als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$. Je größer die z-Koordinate bei $x = 105m$ in Bild 4.19, desto mehr verkürzt sich die Flugzeit. Die Flugdauer des texturierten 14-Panel-Modells bei $n = 0U/s$ ist mit $t \approx 1,18s$ die kürzeste. Die längste Flugdauer tritt für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 8U/s$ mit $t \approx 1,32s$ auf. Dazwischen liegt die glatte Kugel bei $n = 0U/s$ mit $t \approx 1,28s$ und bei $n = 8U/s$ mit $t \approx 1,30s$. Im Vergleich zu den Fußbällen *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist*, die mit $|\vec{v}| = 25m/s$ abgeschossen wurden, siehe Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2, treten trotz der höheren Abschussgeschwindigkeit von $|\vec{v}| = 27,20m/s$ längere Flugzeiten bei $n = 0U/s$ auf, deren Ursache die höheren C_w -Werte des texturierten 14-Panel-Modells sind.

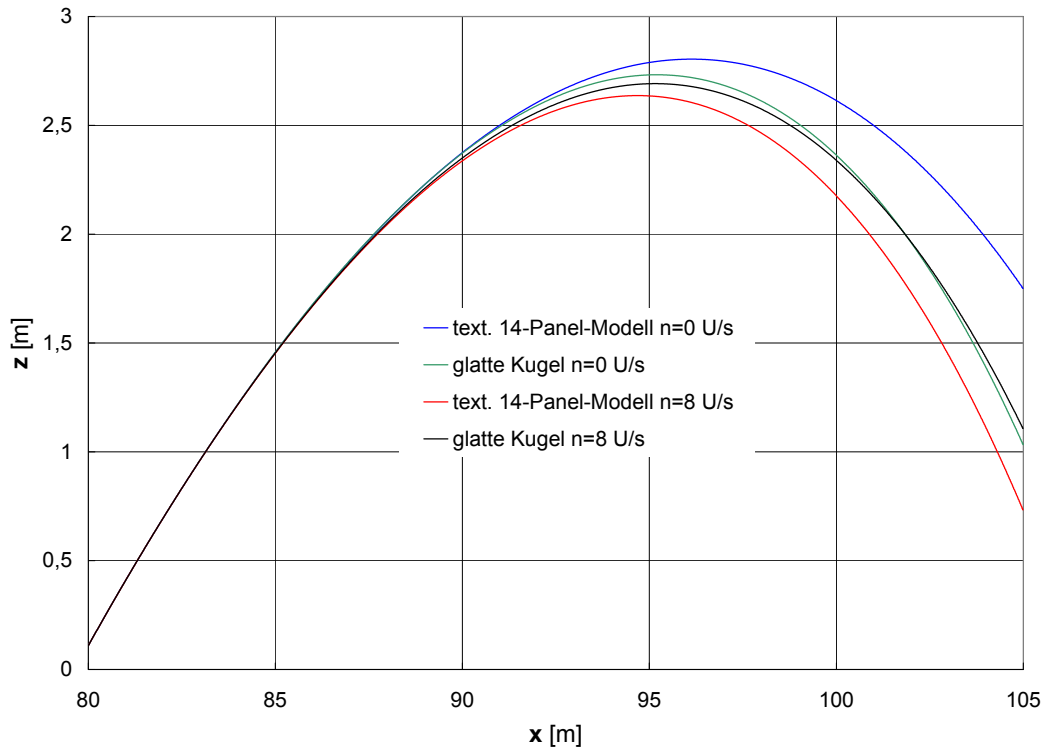


Bild 4.19: z -Koordinate als Funktion der x -Koordinate für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0 \text{ U/s}$ und $n = 8 \text{ U/s}$

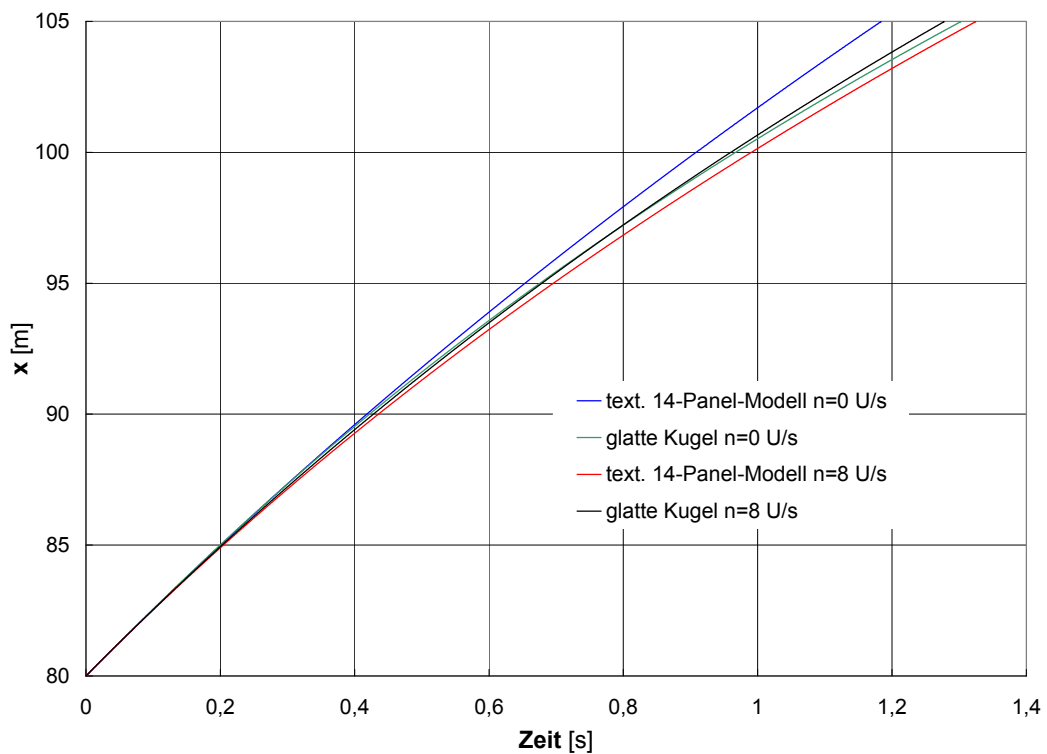


Bild 4.20: x -Koordinate als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0 \text{ U/s}$ und $n = 8 \text{ U/s}$

Weitere Aufschlüsse liefert Bild 4.21. Dort ist die Auftragung von C_w als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$ dargestellt. Bei $n = 0U/s$ liegt der Widerstandsbeiwert des texturierten 14-Panel-Modells mit $C_w \approx 0,29$ über die gesamte Flugzeit hinweg im überkritischen Re-Bereich und ist annähernd konstant. Bei $n = 8U/s$ ist C_w deutlich größer und nimmt mit der Zeit t nur leicht ab. Dies führt zu einer längeren Flugdauer.

Die C_w -Werte der glatten Kugel bei $n = 0U/s$ zeigen deutlich einen Beginn des Fluges im überkritischen Re-Bereich. Mit zunehmender Flugzeit wird der kritische Bereich durchschritten. Am Ende des Fluges liegt der konstante unterkritische C_w -Wert von $C_w \approx 0,52$ vor. Dies erklärt, warum die glatte Kugel in der ersten Flugphase höher steigt als bei $n = 8U/s$. Doch bereits ab $t \approx 0,2s$ liegt der Widerstandsbeiwert bei $n = 8U/s$ um $\Delta C_w \approx 0,1$ niedriger. Daraus wird ersichtlich, warum letztendlich doch eine geringfügig größere Flugzeit bei $n = 0U/s$ vorliegt.

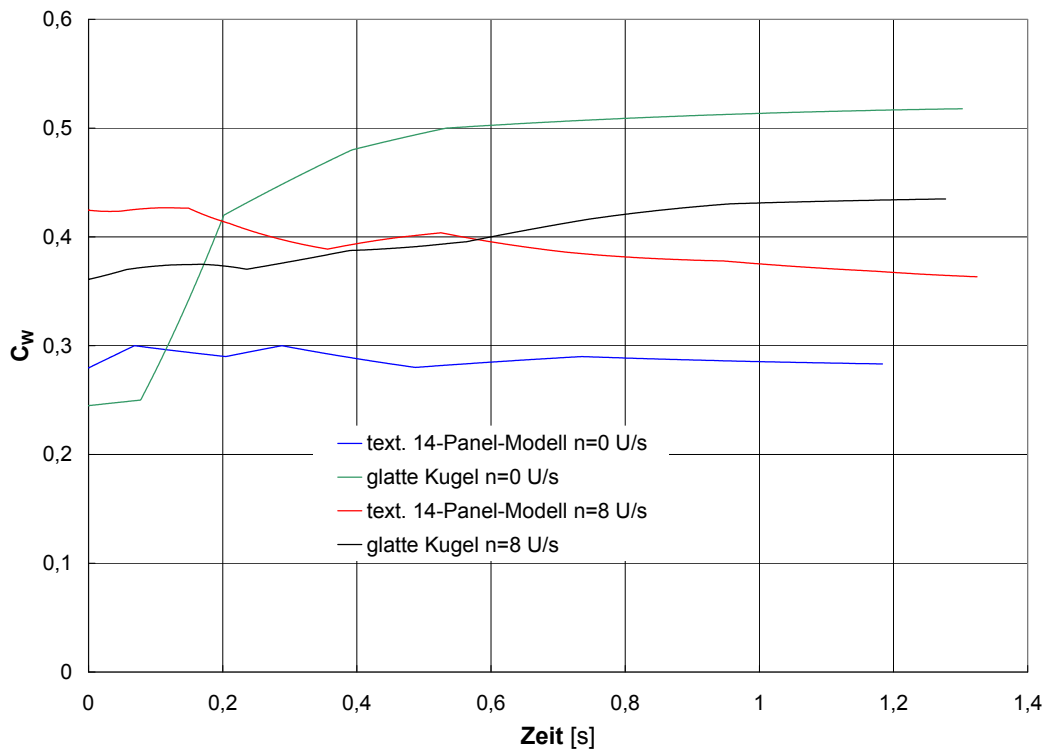


Bild 4.21: C_w als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$

Demnach ist ein beim Abschuss niedriger C_w -Wert wichtig, um eine zu große Re-Zahl-Abnahme in der ersten Flugphase zu vermeiden, da andernfalls eine längere Flugdauer die Folge ist. Diesen Sachverhalt verdeutlicht auch Bild 4.22, das Re als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$ zeigt. Erkennbar ist in der ersten Flugphase eine langsamere Re-Abnahme der glatten Kugel bei $n = 0U/s$ gegenüber $n = 8U/s$. Erst bei $t \approx 0,4s$ sind

die Re-Zahlen beider Flugkurven in etwa gleich. Am Ende des Fluges liegt eine geringe Differenz von $\Delta t \approx 0,02s$ zwischen beiden Flugkurven vor. Hinzu kommt, dass der Flug nicht nur in x-Richtung erfolgt, sondern aufgrund der Magnuskraft von der geraden Flugbahn seitlich in y-Richtung abweicht.

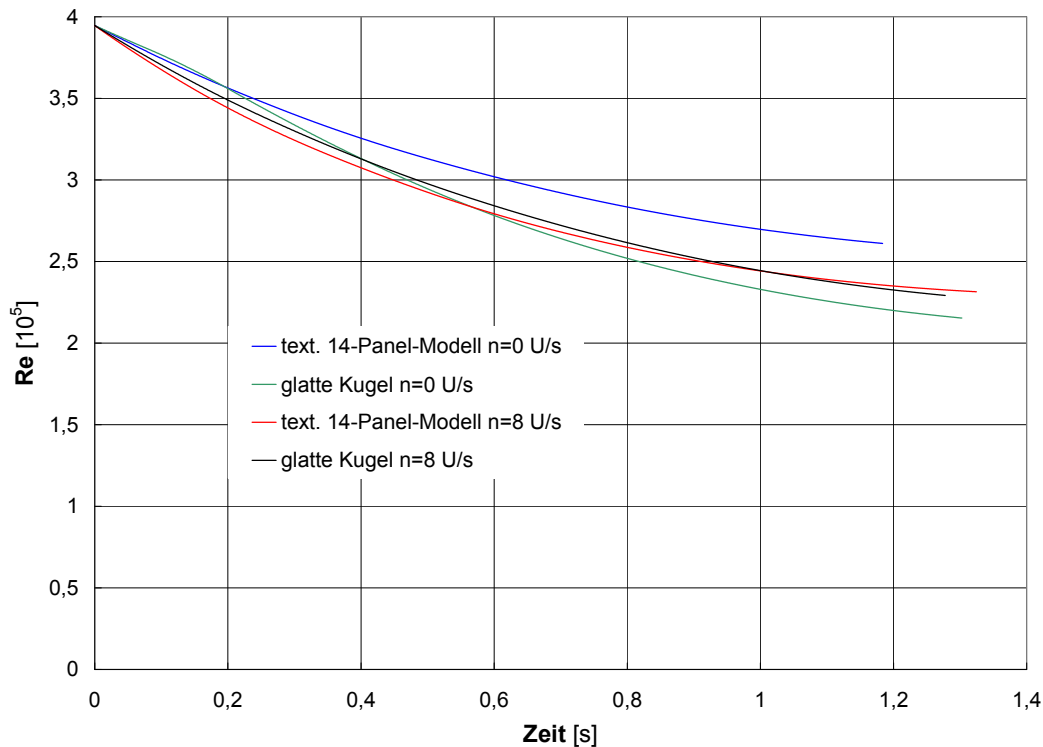


Bild 4.22: Re als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$

Bild 4.23 stellt die z-Koordinate als Funktion der y-Koordinate für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modells bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$ aus der Perspektive des Schützen dar. Weiterhin sind das Tor und die Koordinatenpaare (y, z) bei $x = 105m$ eingezeichnet. Je größer die seitliche Abweichung von der geraden Flugbahn, desto mehr verlängert sich die Flugdauer. Nimmt man den höchsten C_W -Startwert in Bild 4.21 als Erklärungsansatz hinzu, wird deutlich, warum für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 8U/s$ die größte Flugdauer auftritt.

Ein weiterer interessanter Aspekt der Flugkurvensimulation ist die seitliche Abweichung des Balls von der geraden Flugbahn als Funktion der Flugzeit, die in Bild 4.24 dargestellt ist. Zunächst scheinen alle Flugkurven nach dem Abschuss völlig gerade zu verlaufen. Nach jeweils der halben Flugzeit $\frac{1}{2}t_{\max}$ werden nur 20-35% der maximalen seitlichen Abweichung $y(t_{\max})$ erzielt. Dies deckt sich mit Untersuchungen an Cricket- und Baseball-Bällen (Mehta, 2007), bei denen seitliche Abweichungen von der geraden Flugbahn ebenfalls zu 75% in der zweiten Flughälfte auftraten („late swing“). Grund dafür ist, dass die seitliche Abweichung proportional zu dem Quadrat der vergangenen Flugzeit t^2 zunimmt. Somit ergibt sich eine parabolische Flugkurve.

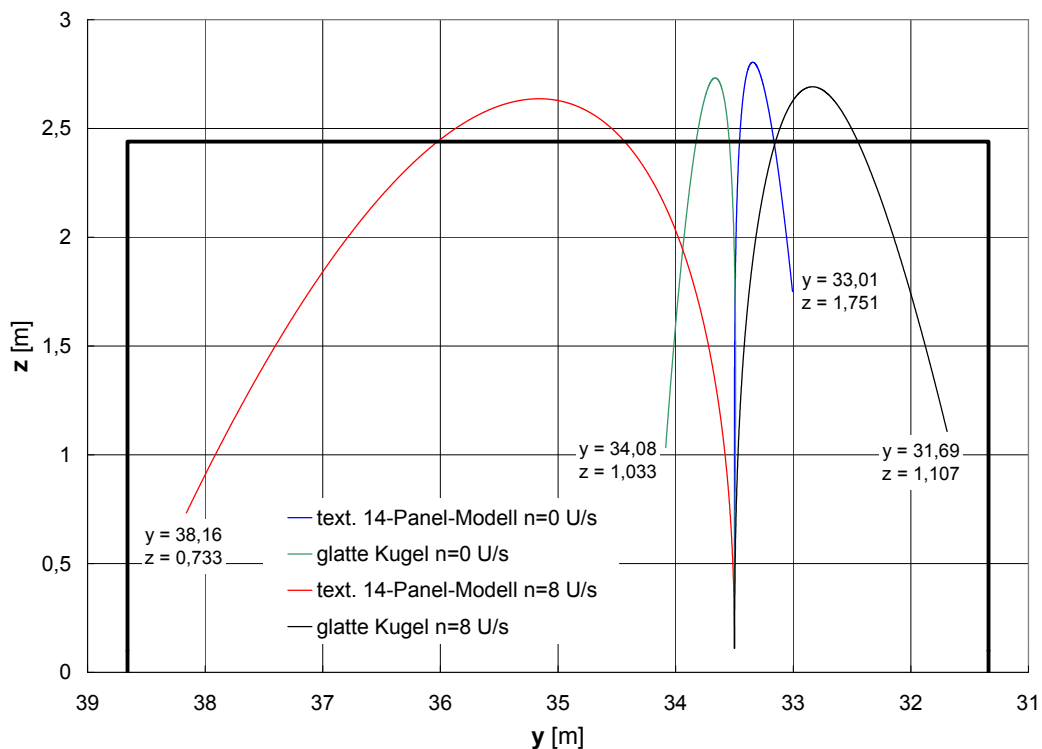


Bild 4.23: z-Koordinate als Funktion der y-Koordinate für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$

Die Parabelform der Flugkurven ist in Bild 4.24 ebenfalls gut zu erkennen und bietet eine denkbare Erklärung dafür, dass sich auch Weltklasse-Torhüter bei angeschnittenen Freistößen verschätzen, weil seitliche Abweichungen als plötzliches Ausbrechen aus der geraden Flugbahn wahrgenommen werden. Die menschliche Wahrnehmung ist zudem schlecht an kontinuierliche und nicht-lineare Änderungen angepasst, die antizipative Bewegungen lange vor dem Ballkontakt erfordern (*Levine et al., 2008*).

Sowohl in Bild 4.23 als auch in Bild 4.24 fällt auf, dass die seitlichen Abweichungen von der geraden Flugbahn sowohl in positiver als auch in negativer y-Richtung erfolgen. In Bild 4.25 wird anhand von C_M als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$ der Grund dafür deutlich: Der Magnuskraftbeiwert C_M des texturierten 14-Panel-Modells bei $n = 8U/s$ nimmt zwar leicht über die Flugzeit ab, bleibt aber stets oberhalb von $C_M = 0,2$. Daraus erklärt sich auch die immense seitliche Abweichung von der geraden Flugbahn von $\Delta y = 4,66m$ in positiver y-Richtung. Der Magnuskraftbeiwert C_M der glatten Kugel bei $n = 8U/s$ ist dagegen über die gesamte Flugdauer hinweg negativ und erklärt so die seitliche Abweichung in negativer y-Richtung, welche allerdings betragsmäßig geringer ausfällt als bei dem texturierten 14-Panel-Modell. Die seitlichen Abweichungen des texturierten 14-Panel-Modells und der glatten Kugel von jeweils $\Delta y \approx 0,5m$ bei $n = 0U/s$ gehen auf das Vorliegen von Magnuskraftbeiwerten $C_M \neq 0$ auch ohne Rotation zurück.

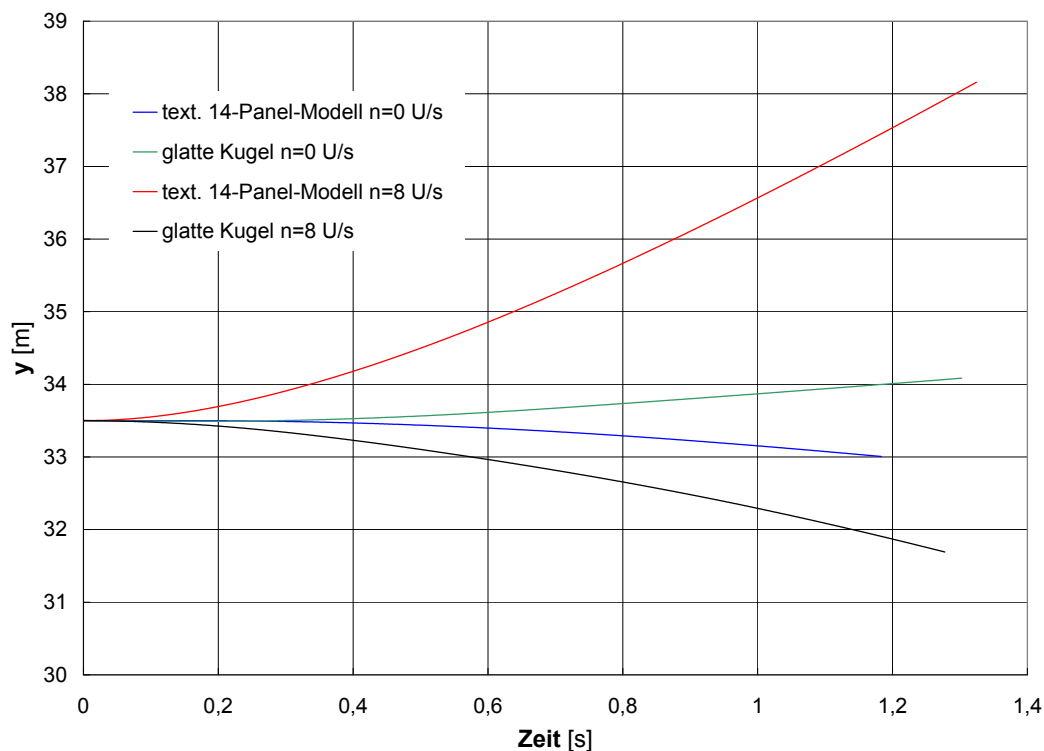


Bild 4.24: y -Koordinate als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$

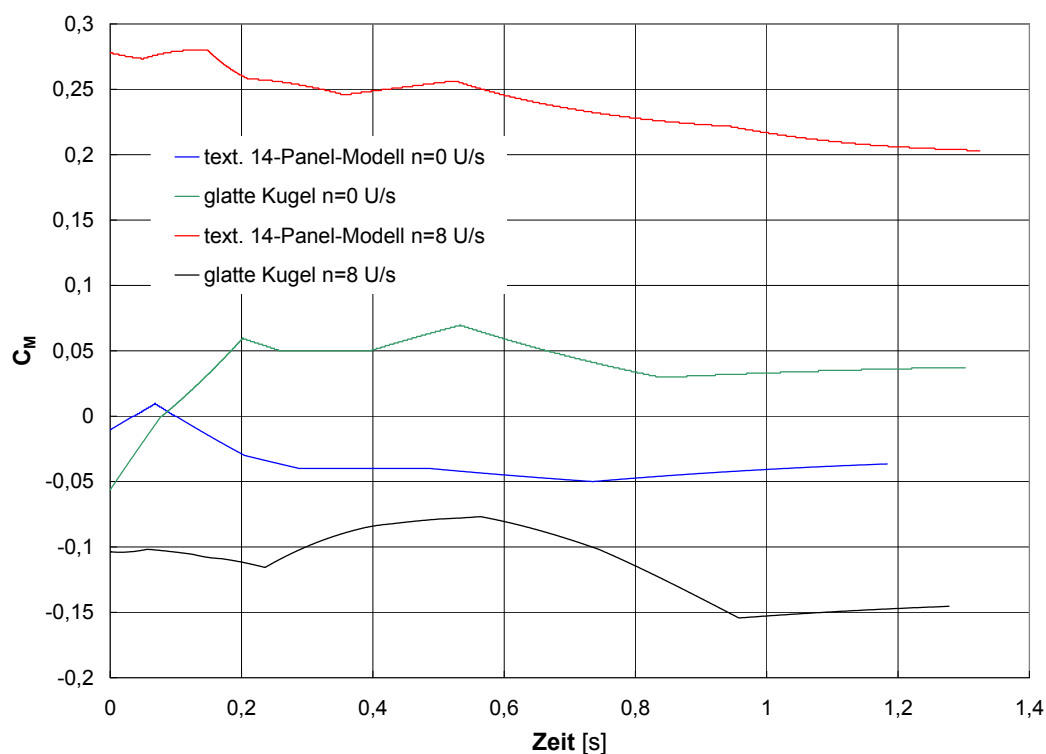


Bild 4.25: C_M als Funktion der Flugzeit [s] für die glatte Kugel und für das texturierte 14-Panel-Modell bei $n = 0U/s$ und $n = 8U/s$

Die Flugkurvensimulationen des vorliegenden Abschnitts, welche auf den in den Abschnitten 3.2.3 „Glatte Kugel (mit Spalt)“ und 3.2.4 „Texturiertes 14-Panel-Modell (mit Spalt)“ ermittelten C_W - und C_M -Werten als Funktion von SP und Re basieren, machen folgendes deutlich: Eine rotierende glatte Kugel weicht in einem großen Re - SP -Bereich wegen des negativen Magnuseffekts genau in die entgegengesetzte Richtung zu einem Fußball ab. Die in den Simulationen nicht berücksichtigten Seitenkräfte würden den Flug einer glatten Kugel darüber hinaus völlig unkontrollierbar machen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst mit Hilfe einer Literaturstudie ein grundlegendes Verständnis der auftretenden Strömungsphänomene bei glatten Kugeln und Fußbällen mit und ohne Rotation um eine Achse senkrecht zur Strömungsrichtung vermittelt. Die Arbeit zeigte, dass verschiedene Publikationen zu ein und demselben Experiment z. T. deutlich voneinander abweichende Ergebnisse aufweisen. Dies gilt auch für einen der wohl am häufigsten experimentell untersuchten Körper, die glatte Kugel.

Die unterschiedlichen Ergebnisse lagen im rotierenden Fall besonders weit auseinander, da zumeist Versuchsanordnungen eingesetzt wurden, die auf einem Antrieb mittels Welle an den Kugel- bzw. Ballpolen basierten. Diese Antriebsform verursacht eine besonders starke Interferenz zwischen Modellhalterung und Ballumströmung und liefert deshalb sehr hohe C_W - und C_M -Werte. Aus diesem Grund besteht nach wie vor ein erheblicher Bedarf an Grundlagenuntersuchungen zum Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen.

Im Experiment ergab sich deshalb die Notwendigkeit, einen Versuchsstand für systematische Untersuchungen an glatten Kugeln und Modellfußbällen zu entwickeln, bei dem die Interferenz zwischen Modellhalterung und Ballumströmung möglichst gering ausfällt und der in einem großen Re - SP -Bereich eingesetzt werden kann. Um die Ergebnisse im rotierenden Fall adäquat bewerten zu können, war es aber zunächst erforderlich, Untersuchungen an nichtrotierenden glatten Kugeln und Fußbällen mit Hilfe einer strömungsgünstigen Halterung aus dem Nachlauf heraus durchzuführen.

Aus diesen Gründen wurde eine experimentelle Grundlagenuntersuchung zur Umströmung von glatten Kugeln und Fußbällen mit und ohne Rotation um eine Achse senkrecht zur Strömungsrichtung vorgestellt. Die Windkanalexperimente hatten zwei Ziele: Im ersten Teil der Arbeit sollte ein Beitrag zum besseren Verständnis der Strömungsvorgänge bei nichtrotierenden und rotierenden Kugeln und Fußbällen geleistet werden. Dazu wurden bei Einsatz unterschiedlicher Versuchsanordnungen umfangreiche Messungen mit der Sechs-Komponenten-Windkanalwaage und Strömungsvisualisierungen durchgeführt. Die dazugehörigen Auswertungen zeigen den Einfluss der Reynolds-Zahl Re und des Spinparameters SP auf die Umströmung und insbesondere auf die dimensionslosen Kraftbeiwerte C_W , C_A , C_S oder C_M .

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die so erhaltene Datenbasis zur Simulation von spielbestimmenden Ballflugkurven genutzt, um die Auswirkungen der aerodynamischen Unterschiede zwischen glatten Kugeln, Fußbällen sowie unterschiedlichen Ballmodellen auf die Flugbahn zu bestimmen. Diesen Untersuchungen zufolge ergeben sich

bereits ohne Rotation grundlegend divergierende Ballflugkurven bei glatten Kugeln und Fußbällen. Aber auch beim Vergleich der Fußbälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* untereinander treten unterschiedliche Flugbahnen auf, die unter Berücksichtigung von Auftriebs- und Seitenkräften noch verstärkt werden. Der Vergleich von glatten Kugeln und Fußbällen, die mit Rotation um eine Achse senkrecht zur Flugrichtung abgeschossen werden, zeigte gar völlig unterschiedliche Richtungen der seitlichen Abweichungen von der geraden Flugbahn.

Im Folgenden werden zunächst die wichtigsten Ergebnisse der nichtrotierenden glatten Kugeln und Fußbälle zusammengefasst. In dem gemessenen Reynolds-Zahl-Bereich $1 \cdot 10^5 < Re < 5,5 \cdot 10^5$ existiert sowohl bei glatten Kugeln als auch bei Fußbällen eine Re-Zahl-abhängige Strömung. Der Hauptunterschied zwischen glatten Kugeln und Fußbällen liegt im kritischen Re-Bereich, der bei Fußbällen zu deutlich niedrigeren Re-Zahlen verschoben ist. Im kritischen Bereich tritt eine starke Abnahme von einem unterkritischen C_W -Wert von $C_W \approx 0,5$ auf $C_W < 0,2$ auf. Der kritische Re-Zahl-Bereich der glatten Kugel ist bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit im Vergleich zu den in der Literatur angegebenen Werten zu höheren Re-Zahlen verschoben.

Die Untersuchungen zeigten weiterhin, dass in diesem kritischen Re-Bereich sehr hohe Auftriebs- und Seitenkräfte auftreten, die durch stark asymmetrische Grenzschichtablösung erklärt werden können. Bei glatten Kugeln liegen im überkritischen Re-Bereich bevorzugte azimutale Orientierungen der Grenzschichtablösung vor, es kommt zu zeitlich gemittelten Auftriebs- und Seitenkräften ungleich null. Neben der asymmetrischen Strömungsablösung ist eine Neigung des Nachlaufs zu der strömungsparallelen Achse und eine Interaktion zwischen Strömung und Haltestange feststellbar. Auch bei Fußbällen existieren im kritischen und überkritischen Re-Bereich Kräfte quer zur Strömungsrichtung, deren Größe und Richtung zudem von der Ballausrichtung zur Strömungsrichtung abhängen. Der Widerstandsbeiwert variiert im überkritischen Re-Bereich nur leicht von Ballorientierung zu Ballorientierung. Im kritischen Re-Bereich können dagegen bei ein und derselben Re-Zahl ballorientierungsabhängige C_W -Werte vorliegen, die um mehr als $\Delta C_W = 0,1$ voneinander abweichen.

Auch beim Vergleich der Bälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* untereinander wurden unterschiedliche aerodynamische Eigenschaften deutlich: Der kritische Re-Bereich ist beim *+Teamgeist*-Ball zu höheren Re-Zahlen verschoben, da erst bei $Re \approx 3 \cdot 10^5$ das C_W -Minimum erreicht wird. Gleichzeitig liegt der überkritische Widerstandsbeiwert C_W des *+Teamgeist*-Balls niedriger als bei den anderen Bällen. Ursache dafür ist möglicherweise die glattere Außenhaut, welche im Gegensatz zu herkömmlichen Bällen aus nur noch 14 thermisch miteinander verklebten Teilstücken besteht. Auch bei Fußbällen deuten Strömungsvisualisierungen im kritischen und überkritischen Re-Bereich auf asymmetrische Grenzschichtablösung hin.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit für rotierende Kugeln und Modellfußbälle lassen sich nach den eingesetzten Aufhängungen aufgliedern.

Die in den Abschnitten 3.2.1 „Glatte Kugel (mit Welle)“ und 3.2.2 „14-Panel-Modell (mit Welle)“ erzielten Versuchsergebnisse sind sehr stark durch den Einfluss der Aufhängung geprägt: Die zum Antrieb eingesetzte Welle verursacht trotz des sehr hohen Durchmesserhältnisses von Modellfußball bzw. Kugel zu Welle von $D_{KuWe} / D_{We4mm} = 55$ eine vorzeitige Strömungsablösung rund um die Kugel-/Ballpole, wie Ölfilmvisualisierungen bei $SP = 0$ zeigen. Sowohl im unterkritischen als auch im überkritischen Re-Bereich resultieren im Vergleich zu rückwärtig gehaltenen glatten Kugeln und Fußbällen sehr hohe C_W -Werte.

Das sich bei $SP = 0$ ausbildende Wirbelsystem ist im unterkritischen Re-Bereich asymmetrisch, wodurch eine Seitenkraft mit rein zufälliger Wirkrichtung entsteht. Diese Seitenkraft liegt in der Größenordnung der Widerstandskraft und hat auch bei Einsetzen der Rotation weiterhin Bestand. Dies führt in Re-SP-Bereichen, in denen Änderungen des Grenzschichtzustands eintreten, zu sprunghaften Wechseln der Seitenkraft-Wirkrichtung.

Der Spinparameter, bei dem ein Grenzschichtumschlag eintritt, lässt sich nicht exakt vorhersagen. Dies führt bei unterkritischen Re-Zahlen dazu, dass abhängig von der Wirkrichtung der Seitenkraft bei $SP = 0$ bei ein und derselben Re-Zahl sehr viele verschiedene C_W -SP- und C_M -SP-Kurvenverläufe auftreten können. In dem untersuchten Re-Zahl-Bereich $0,68 \cdot 10^5 < Re < 5,31 \cdot 10^5$ lassen sich große Re-SP-Bereiche negativen Magnuseffekts bei der glatten Kugel identifizieren, die im Fall des 14-Panel-Modells weit weniger ausgeprägt sind. Aufhängerbedingt fallen sowohl die Widerstandsbeiwerte C_W als auch die Magnuskraftbeiwerte C_M sehr hoch und nicht realistisch aus. Insbesondere gilt das für das 14-Panel-Modell, dessen überkritischer C_W -Wert denjenigen der glatten Kugel sogar unterschreitet. Solche Ergebnisse waren bisher in der Literatur nicht dokumentiert. Hier wird deutlich, dass der Einfluss der Modellaufhängung größer als der Einfluss der Oberfläche ist.

Aus diesem Grund wurde eine zweite Aufhängung konzipiert, welche die rotierenden Versuchskörper aus dem Nachlauf heraus hält. Die Ergebnisse der Abschnitte 3.2.3 „Glatte Kugel (mit Spalt)“ und 3.2.4 „Texturiertes 14-Panel-Modell (mit Spalt)“ weisen eine deutlich geringere Beeinflussung durch die verwendete Aufhängung aus.

Im Vergleich zu der rückwärtig gehaltenen Kugel tritt der kritische Re-Zahl-Bereich bei der glatten Kugel mit Spalt um $\Delta Re \approx 0,3 \cdot 10^5$ früher ein und der überkritische C_W -Wert beträgt $C_{W_{KuSp}} \approx 0,26$. Bei Rotation zeigen die Seeding-Visualisierungen und Windkanalwaage-Messungen an der rotierenden Kugel mit Spalt einen überwiegend negativen Magnuseffekt in einem Bereich $1,25 \cdot 10^5 < Re < 4,5 \cdot 10^5$ für Spinparameter SP basierend auf Drehfrequenzen $f < 10\text{Hz}$. Die gleichzeitig auftretenden hohen Seitenkräfte sowie Fluktuationen der Seitenkräfte zeigen darüber hinaus bei einer glatten Kugel im kritischen Re-Zahl-Bereich einen dreidimensional ausgeprägten Magnuseffekt.

Bei dem texturierten 14-Panel-Modell besteht gegenüber der rotierenden glatten Kugel mit Spalt eine generelle Verschiebung der Re-Bereiche zu geringeren Re-Zahlen. Aufgrund des konstruktiv bedingten Spalts ergibt sich in etwa der gleiche überkritische Widerstandsbeiwert bei $SP = 0$. Bei Rotation liegt der Grenzwert der maximal erreichbaren Magnuskraft wie auch bei der glatten Kugel bei $C_M \approx 0,35$. Das Auftreten eines negativen Magnuseffekts beschränkt sich beim texturierten 14-Panel-Modell auf Re-Zahlen in einem Bereich $0,96 \cdot 10^5 < Re < 2,48 \cdot 10^5$. Ab $Re = 2,48 \cdot 10^5$ tritt dagegen nur noch ein positiver Magnuseffekt auf. Dies ist bei der glatten Kugel erst ab $Re = 4,97 \cdot 10^5$ der Fall. Seitenkräfte existieren bei der Umströmung des texturierten 14-Panel-Modells nur in einem sehr kleinen Bereich kritischer Re-Zahlen von $1,79 \cdot 10^5 < Re < 2,48 \cdot 10^5$. Auch quantitativ fallen die C_S -Werte sehr viel geringer als bei der glatten Kugel aus.

Im Gegensatz zu früheren Flugkurvensimulationen, etwa von *Carré et al. (2002b)* oder *Griffiths et al. (2005)*, welche auf Messdaten bei nur einer Re-Zahl basierten, wurden in den vorliegenden Flugkurvensimulationen in den Abschnitten 4.2 und 4.3 erstmals vollständige Datensätze von C_W , C_A und C_S als Funktion von Re bzw. von C_W und C_M als Funktion von SP und Re verwendet. Auf diese Daten wurde zurückgegriffen, um die zwei gängigsten Schuss-Strategien im Fußballsport zu simulieren: Schüsse ohne oder mit sehr wenig Rotation und angeschnittene Schüsse.

Ein Schuss ohne Rotation stellt für einen Torhüter mitunter ein enormes Problem dar, zumal der direkte Weg zum Tor eine kürzere Flug- und damit Reaktionszeit bedingt. Der Vergleich der untersuchten Bälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* ergab keine signifikant kürzeren Flugzeiten des *+Teamgeist*-Balls aufgrund seines geringeren überkritischen C_W -wertes. Auch Seiten- und Auftriebskräfte führen zu kaum ball- oder ballorientierungsabhängigen Flugzeiten. Sie bewirken aber unter der vereinfachten Annahme, dass ein Ball im Flug seine Orientierung zur Anströmung stets beibehält, eine große Streuung der Koordinatenpaare (y, z) in der Torebene.

In der Realität ist jedoch davon auszugehen, dass selbst bei nahezu ohne Spin abgefeuerten Schüssen nicht vorhersagbare Änderungen der Ballorientierung zur Flugrichtung auftreten, die zu nicht vorhersagbaren Flugbahnen, besser bekannt unter dem Begriff „Flattern“, führen. Als Spielgeräte kommen Bälle mit glatter Oberfläche nicht in Betracht, da in weiten Re-SP-Bereichen ein hoher unterkritischer C_W -Wert von $C_W \approx 0,5$ vorliegt.

In Freistoßsituationen, in denen der direkte Weg zum Tor in der Regel durch eine Mauer versperrt ist, erweist sich jedoch die Variante angeschnittener Schüsse als die bessere. Die längere Flugzeit kann durch zwei Faktoren kompensiert werden: Zum einen ist im ersten Drittel der Flugphase die Sicht des Torhüters auf den Ball durch die Mauer versperrt. Zum anderen kommt erst in der zweiten Flughälfte aufgrund der parabolischen Flugkurve der größte Anteil der seitlichen Abweichung zustande. Der

negative Magnuseffekt führt bei glatten Kugeln dazu, dass seitliche Abweichungen von einer geraden Flugbahn auftreten, die entgegengesetzt zu denjenigen bei Fußbällen sind.

Die Methodik der Durchführung von Windkanalexperimenten und der anschließenden numerischen Ballflugkurvensimulationen erlaubt einen Vergleich der Flugeigenschaften verschiedener Bälle und eignet sich somit auch für Ballhersteller, die Prototypen ihrer Bälle vor Markteinführung testen wollen, um das aerodynamisch „ideale“ Design zu finden. Um dieses Vorgehen weiter zu verbessern, erscheinen zudem Vergleichsdaten aus gemessenen Ballflugkurven sinnvoll. Die Versuchsanordnung zur Untersuchung nichtrotierender Bälle erlaubt einen schnellen und unproblematischen Austausch der zu untersuchenden Bälle und Ballausrichtungen. Verbesserungen der Qualität der Modellfußball-Messergebnisse könnten erzielt werden, indem basierend auf einem Abdruck eines realen Fußballs ein Modell aus Kunststoff gegossen würde, ähnlich wie es *Asai et al. (2007b)* vorschlagen. Auf diese Art und Weise ließe sich die stark ausgeprägte Schärfe der Nähte von mechanisch bearbeiteten Modellfußbällen vermeiden.

Um das Wissen über die Aerodynamik nichtrotierender und rotierender glatter Kugeln und Fußbälle zu erweitern, bietet sich naturgemäß eine Vielzahl möglicher experimenteller Untersuchungen in den Bereichen

- Messung der aerodynamischen Kräfte
- Druckmessung
- Strömungsvisualisierung
- Stromfeldmessung mit Hilfe laseroptischer Verfahren

an. Dadurch können Aussagen zu Ablösepunkten, Mechanismen der Erzeugung einer turbulenten Grenzschicht mit Hilfe von Ballnähten, Druckverteilungen, Wirbelformen oder Strouhal-Zahlen aus Frequenzspektren erhalten werden. Auch instationäre numerische Simulationen besonders bei hohen Re-Zahlen sind bislang nur spärlich in der Literatur zu finden.

Eingedenk der Tatsache, dass der Magnuseffekt an glatten Kugeln und Fußbällen bislang nur wenig erforscht ist und noch keine entsprechenden Stromfeld-Messungen in der Literatur existieren, werden derzeit im Windkanal Göttinger Bauart des Instituts für Fluid- und Thermodynamik der Universität Siegen 2D-PIV-Messungen durchgeführt. Ziel ist es, bei der glatten Kugel und bei dem texturierten 14-Panel-Modell im unterkritischen, kritischen und überkritischen Re-Bereich bei verschiedenen Spinparametern Ablösepunkte anhand des MRS-Kriteriums und anhand von Geschwindigkeitsfluktuationen zu bestimmen. Daneben interessiert vor allem das zeitlich gemittelte Stromfeld.

Die Messung der statischen Druckverteilung an der rotierenden glatten Kugel stellt eine weitere Herausforderung dar. Die in dieser Arbeit beschriebenen Versuchsanordnungen können konstruktiv bedingt dazu jedoch nicht genutzt werden. Die Neukonzeption einer entsprechenden Versuchsanordnung ist erforderlich.

6 Literaturverzeichnis

Achenbach, E.: *Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5 \times 10^6$* , Journal of Fluid Mechanics, Vol. 34, No. 4, pp. 625-639, 1968

Achenbach, E.: *Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 54, No. 3, pp. 565-575, 1972

Achenbach, E.: *Vortex shedding from spheres*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 62, No. 2, pp. 209-221, 1974

Achenbach, E.: *The effects of surface roughness and tunnel blockage on the flow past spheres*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 65, No. 1, pp. 113-125, 1974

Achenbach, E.: *Strömung und konvektiver Wärmeübergang beim Kreiszyylinder und bei der Kugel*, Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Jül - 1591, 97 Seiten, 1979

Alaways, L. W. und Hubbard, M.: *Experimental determination of baseball spin and lift*, Journal of Sport Sciences, Vol. 19, No. 5, pp. 349-358, 2001

Aoki, K.; Nakayama, Y.; Hayasida, T.; Yamaguti, N. und Sugiura, M.: *Flow characteristics of a golf ball using visualization techniques*, in M. R. Farrally und A. J. Cochran (Hg.), *Science and Golf III: Proceedings of the 1998 World Scientific Congress of Golf*, pp. 446-456, E. & F. N. Spon, London, 1998

Aoki, K.; Kinoshita, Y.; Hirota, E. und Nagase, J.: *The surface structure and aerodynamics of baseballs*, in S. Ujihashi und S. J. Haake (Hg.), *The Engineering of Sport 4*, pp. 283-289, Blackwell Publishing, 2002

Aoki, K.; Oike, A.; Nonaka, M. und Yamaguchi, K.: *The effect of dimple number on the flying characteristics of a golf ball*, in S. Ujihashi und S. J. Haake (Hg.), *The Engineering of Sport 4*, pp. 330-336, Blackwell Publishing, 2002

Aoki, K.; Ohike, A.; Yamaguchi, K. und Nakayama, Y.: *Flying characteristics and flow pattern of a sphere with dimples*, Journal of Visualization, Vol. 6, No. 1, pp. 67-76, 2003

Aoki, K.; Kinoshita, Y., Nagase, J. und Nakayama, Y.: *Dependence of aerodynamic characteristics and flow pattern on surface structure of a baseball*, Journal of Visualization, Vol. 6, No. 2, pp. 185-194, 2003

Aoki, K.; Nonaka, M.; Goto, T.; Miyamoto, M. und Sugiura, M.: *Effect of dimple structure on the flying characteristics and flow patterns of a golf ball*, in M. Hubbard; R. D. Mehta und J. M. Pallis (Hg.), *The Engineering of Sport 5*, Vol. 1, pp. 49-54, International Sports Engineering Association, 2004

Arakeri, V. H. und Ram, G.: *Visualization of the flow past a sphere near its critical Reynolds number*, Current Science, Vol. 53, No. 4, pp. 180-182, 1984

Asai, T.; Carré, M. J.; Akatsuka, T. und Haake, S. J.: *The physics of football*, Physics World, Vol. 6, pp. 25-27, 1998

Asai, T.; Akatsuka, T.; Nasako, M. und Murakami, O.: *Computer simulation of curve ball kicking in soccer*, in S. Haake (Hg.), *The Engineering of Sport: design and development*, pp. 433-440, AA Balkema, 1998

Asai, T.; Carré, M. J.; Akatsuka, T. und Haake, S. J.: *The curve kick of a football I: impact with the foot*, Sports Engineering, Vol. 5, No. 4, pp. 183-192, 2002

Asai, T.; Takano, S.; Carré, M. J. und Haake, S. J.: *A fundamental study of an infront curve kick in football*, in M. Hubbard; R. D. Mehta und J. M. Pallis (Hg.), *The Engineering of Sport 5*, Vol. 2, pp. 290-294, International Sports Engineering Association, 2004

Asai, T.; Seo, K.; Kobayashi, O. und Sakashita, R.: *Flow visualization on a real flight non-spinning and spinning soccer ball*, in E. F. Moritz und S. Haake (Hg.), *The Engineering of Sport 6, Volume 1: Developments for Sports*, pp. 327-332, Springer Science+Business Media, LLC, New York, USA, 2006

Asai, T.; Seo, K.; Kobayashi, O. und Nunome, H.: *Identifying knuckle effect in football*, Journal of Sports Science and Medicine, Vol. 6, Suppl. 10 "Book of Abstracts, VIth World Congress on Science and Football, January 16-20, 2007, Antalya, Turkey", p. 48, 2007

Asai, T.; Seo, K. und Kobayashi, O.: *A study of soccer ball aerodynamics*, Taiikugaku kenkyu (Japan Journal of Physical Education, Health and Sport Sciences), Vol. 52, No. 1, pp. 29-38, 2007

Asai, T.; Seo, K.; Kobayashi, O. und Sakashita, R.: *Fundamental aerodynamics of the soccer ball*, Sports Engineering, Vol. 10, No. 2, pp. 101-110, 2007

Bakic, V.: *Experimental investigation of turbulent flows around a sphere*, Dissertation, TU Hamburg-Harburg, Schriftenreihe Schiffbau, Bericht Nr. 621, Juli 2003

Bakic, V. und Peric, M.: *Visualization of flow around a sphere for Reynolds numbers between 22000 and 400000*, Thermophysics and Aeromechanics, Vol. 12, No. 3, pp. 307-315, 2005

Bakic, V.; Schmid, M. und Stankovic, B.: *Experimental investigation of turbulent structures of flow around a sphere*, Thermal Science, Vol. 10, No. 2, pp. 97-112, 2006

Barber, S.; Haake, S. J. und Carré, M. J.: *Using CFD to understand the effects of seam geometry on soccer ball aerodynamics*, in E. F. Moritz und S. Haake (Hg.), *The Engineering of Sport 6, Volume 2: Developments for Disciplines*, pp. 127-132, Springer Science+Business Media, LLC, New York, USA, 2006

Barkla, H. M. und Auchterlonie, L. J.: *The Magnus or Robbins effect on rotating spheres*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 47, No. 3, pp. 437-447, 1971

Beard, K. V. und Pruppacher, H. R.: *A determination of the terminal velocity and drag of small water drops by means of a wind tunnel*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 26, No. 5, pp. 1066-1072, 1969

Bearman, P. W. und Harvey, J. K.: *Golf ball aerodynamics*, Aeronautical Quarterly, Vol. 27, pp. 112-122, 1976

Beitz, W. und Küttner, K.-H. (Hg.): *Dubbel – Taschenbuch für den Maschinenbau*, 14. neu bearbeitete und erweiterte Auflage, Springer-Verlag, 1981

Bell, J. H. und Mehta, R. D.: *Contraction design for small low-speed wind tunnels*, NASA-CR-177488, 1988

Berger, E.; Scholz, D. und Schumm, M.: *Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations*, Journal of Fluids and Structures, Vol. 4, No. 3, pp. 231-257, 1990

Betz, A.: *Der "Magnuseffekt", die Grundlage des Flettnerrotors*, Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure, Vol. 69, pp. 9-14, 1925

Bigger, R.; Higuchi, H. und Hall, J. W.: *Open-loop control of the disk wake in air and water*, AIAA Paper 2006-3187, 3rd AIAA Flow Control Conference, 5-8 June 2006, San Francisco, California, 2006

Bonneton, P.; Chomaz, J. M. und Hopfinger, E. J.: *Vortex shedding from spheres at subcritical Reynolds number in homogeneous and stratified fluid*, in J. Jimenez (Hg.), *The Global Geometry of Turbulence: impact of nonlinear dynamics*, pp. 13-21, Plenum Press, New York, 1991

Bray, K. und Kerwin, D. G.: *Modelling the flight of a soccer ball in a direct free kick*, Journal of Sports Sciences, Vol. 21, No. 2, pp. 75-83, 2003

Bray, K. und Kerwin, D. G.: *Modelling the long throw in soccer using aerodynamic drag and lift*, in M. Hubbard; R. D. Mehta und J. M. Pallis (Hg.), *The Engineering of Sport 5*, Vol. 1, pp. 56-62, International Sports Engineering Association, Sheffield, 2004

Bray, K. und Kerwin, D. G.: *Quantifying the trajectory of the long soccer throw-in*, in M. Hubbard; R. D. Mehta und J. M. Pallis (Hg.), *The Engineering of Sport 5*, Vol. 1, pp. 63-69, International Sports Engineering Association, Sheffield, 2004

Bray, K.: *Wie man richtig Tore schießt: Die geheimen Gesetze des Fußballs*, Pendo Verlag GmbH & Co. KG, München und Zürich, 2006

Briggs, L. J.: *Effect of spin and speed on the lateral deflection (curve) of a baseball; and the Magnus effect for smooth spheres*, American Journal of Physics, Vol. 27, No. 8, pp. 589-596, 1959

Brown, P. P. und Lawler, D. F.: *Sphere drag and settling velocity revisited*, Journal of Environmental Engineering, Vol. 129, No. 3, pp. 222-231, 2003

Büdenbender, S.: *Numerische Untersuchung des Einflusses der Aufhängung im Windkanal auf die Kraftbeiwerte einer umströmten und rotierenden Kugel*, Diplomarbeit, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2003

Burhorst, B.: *Experimentelle Bestimmung der Strömungsgrößen am Eintritt in die Windkanalmeßstrecke des großen Windkanals der Universität Siegen*, Studienarbeit, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2000

Cairns, T. W.: *Modeling lift and drag forces on a volleyball*, in M. Hubbard; R. D. Mehta und J. M. Pallis (Hg.), *The Engineering of Sport 5*, Vol. 1, pp. 97-103, International Sports Engineering Association, 2004

Calvert, J. R.: *Some experiments on the flow past a sphere*, Journal of the Royal Aeronautical Society, Vol. 76, pp. 248-250, Royal Aeronautical Society, 1972

Carré, M. J.; Haake, S. J.; Asai, T. und Akatsuka, T.: *The curve kick of a football*, in S. Ujihashi und S. J. Haake (Hg.), *The Engineering of Sport 4*, pp. 315-321, Blackwell Publishing, 2002

Carré, M. J.; Asai, T.; Akatsuka, T. und Haake, S. J.: *The curve kick of a football II: flight through the air*, Sports Engineering, Vol. 5, No. 4, pp. 193-200, 2002

Carré, M. J.; Goodwill, S. R.; Haake, S. J.; Hanna, R. K. und Wilms, J.: *Understanding the aerodynamics of a spinning soccer ball*, in M. Hubbard; R. D. Mehta und J. M. Pallis (Hg.), *The Engineering of Sport 5*, Vol. 1, pp. 70-76, International Sports Engineering Association, 2004

Carré, M. J. und Asai, T.: *Biomechanics and aerodynamics in soccer*, in G. K. Hung und J. M. Pallis (Hg.), *Chapter 13, Biomedical Engineering Principles in Sports*, pp. 333-364, Kluwer Academic Plenum Publishers, New York, 2004

Carré, M. J.; Goodwill, S. R. und Haake, S. J.: *Understanding the effect of seams on the aerodynamics of an association football*, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 219, No. 7, pp. 657-666, 2005

Choi, J.; Jeon, W. P. und Choi, H.: *Mechanism of drag reduction by dimples on a sphere*, Physics of Fluids, Vol. 18, pp. 041702-1-4, 2006

Chomaz, J. M.; Bonneton, P. und Hopfinger, E. J.: *The structure of the near wake of a sphere moving horizontally in a stratified fluid*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 254, No. 1, pp. 1-21, 1993

Clift, R.; Grace, J. R. und Weber, M. E. (Hg.): *Bubbles, drops and particles*, Academic Press, New York, 1978

Clift, R.; Grace, J. R.; Weber, M. E. (Hg.): *Bubbles, drops and particles*, Reprint with list of errata, Dover Publications, Mineola, New York, 2005

Coleman, H. W.; Steele, W. G. und Taylor, R. P.: *Implications of correlated bias uncertainties in single and comparative tests*, Journal of Fluids Engineering, Vol. 117, No. 4, pp. 552-556, 1995

Coleman, H. W. und Steele, W. G.: *Experimentation and uncertainty analysis for engineers*, John Wiley & Sons, Inc., 2. Auflage, New York, 1999

Coleman, H. W. und Lineberry, D. M.: *Proper estimation of random uncertainties in steady-state testing*, AIAA Journal, Vol. 44, No. 3, pp. 629-633, 2006

Constantinescu, G. und Squires, K. D.: *Numerical investigations of flow over a sphere in the subcritical and supercritical regimes*, Physics of Fluids, Vol. 16, No. 5, pp. 1449-1466, 2004

Davies, J. M.: *The Aerodynamics of golf balls*, Journal of Applied Physics, Vol. 20, No. 9, pp. 821-828, 1949

Díaz, F.; Gavaldà, J.; Kawall, J. G.; Keffer, J. F. und Giraldo, F.: *Vortex shedding from a spinning cylinder*, Physics of Fluids, Vol. 26, No. 12, pp. 3454-3460, 1983

Doh, D. H.; Hwang, T. G. und Saga, T.: *3D-PTV measurements of the wake of a sphere*, Measurement Science and Technology, Vol. 15, No. 6, pp. 1059-1066, 2004

Eberz, T. J.: *Beiträge zur 3D-Kfz-Aerodynamik – Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Nachlaufströmung, ihrer Modellierung und der Widerstandsreduktion*, Dissertation, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2001

Fage, A.: *Experiments on a sphere at critical Reynolds number*, Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda, 1766, pp. 1-20, 24th September, 1936

Flachsbart, O.: *Neue Untersuchungen über den Luftwiderstand von Kugeln*, Physikalische Zeitschrift, 28. Jahrgang, No. 13, Seite 461-469, 1927

Flachsbart, O.: *Messungen an ebenen und gewölbten Platten*, in L. Prandtl und A. Betz (Hg.), *Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, IV. Lieferung*, Seite 96-100, R. Oldenbourg Verlag, München und Berlin, 1932

Franke, J. und Frank, W.: *Numerical simulation of the subcritical flow over a rotating sphere*, in *Proceedings of the International Scientific Conference microCAD 2005, Section F: Fluid and Heat Engineering*, pp. 17-24, University of Miskolc, Hungary, 10-11 March, 2005

Gerl, B.: *Anpfiff für „Teamgeist“: Eine neue Generation von Fußballen sorgt bei der Weltmeisterschaft für Chancengleichheit*, Spektrum der Wissenschaft, Heft 5, Seite 52-53, 2006

Ginsberg, J. B.: *Numerische Untersuchung der Strömung in den fertigungsbedingten Spalten einer rotierenden Kugel bei hohen Reynolds-Zahlen*, Studienarbeit, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2007

Goodwill, S. R.; Chin, S. B. und Haake, S. J.: *Aerodynamics of spinning and non-spinning tennis balls*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 92, No. 11, pp. 935-958, 2004

Gora, T.: *Entwicklung einer Software zur Simulation von Fußballflugkurven*, Studienarbeit, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2003

Gora, T.; Franke, J. und Frank, W.: *LES of the flow around a rotating sphere at $Re_D=10000$* , in T. Lajos und J. Vad (Hg.), *Proceedings of the Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'06), The 13th International Conference on Fluid Flow Technologies, Volume I, External Fluid Dynamics*, pp. 312-317, Budapest, Hungary, September 6-9, 2006

Gora, T.: *unveröffentlichte Daten; private Mitteilung*, 2006

Griffiths, I.; Evans, C. und Griffiths, N.: *Tracking the flight of a spinning football in three dimensions*, Measurement Science and Technology, Vol. 16, No. 10, pp. 2056-2065, 2005

Grotelüschen, F.: *Drehmoment: Anton Flettner gelingt 1924, wovon alle Segler träumen: Sein Rotorschiff segelt gegen den Wind*, Mare – die Zeitschrift der Meere, Vol. 45, Seite 38-41, 2004

Gunn, R. und Kinzer, G. D.: *The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air*, Journal of Meteorology, Vol. 6, No. 4, pp. 243-248, 1949

Haake, S. J.; Goodwill, S. R. und Carré, M. J.: *A new measure of roughness for defining the aerodynamic performance of sports balls*, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 221, No. 7, pp. 789-806, 2007

Haas, L.: *Fracht hisst die Segel*, VDI nachrichten, Nr. 6, Seite 9, 08.02.2008

Hadzic, I.; Bakic, V.; Peric, M.; Sajn, V. und Kosel, F.: *Experimental and numerical studies of flow around sphere at subcritical Reynolds number*, in W. Rodi und N. Fueyo (Hg.), *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 5, Proceedings of the 5th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, pp. 667-675, Mallorca, Spain, 16-18 September, 2002

Higuchi, H.: *Passive and active controls of three-dimensional wake of bluff-body*, JSME International Journal, Series B, Vol. 48, No. 2, Special Issue on Advanced Fluid Information, pp. 322-327, 2005

Hoerner, S. F.: *Versuche mit Kugeln betreffend Kennzahl, Turbulenz und Oberflächenbeschaffenheit*, Luftfahrtforschung, Band 12, Seite 42-54, 1935

Hoerner, S. F.: *Fluid-dynamic drag : practical information on aerodynamic drag and hydrodynamic resistance*, published by the author, 1965

Howe, M. S.; Lauchle, G. C. und Wang, J.: *Aerodynamic lift and drag fluctuations of a sphere*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 436, No. 1, pp. 41-57, 2001

Hucho, W. H. (Hg.): *Aerodynamik des Automobils*, 5. Auflage, Friedr. Vieweg & Sohn Verlag/ GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, 2005

Hültzbeck, S.: *Entwurf eines Niedergeschwindigkeits-Windkanals*, Diplomarbeit, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 1983

Hummel, D.: *Aerodynamische Gesichtspunkte zum Aufschlag beim Volleyballspiel*, Volleyball, Heft 2, Seite 58-60, 1967

Jang, Y. I. und Lee, S. J.: *PIV analysis of near-wake behind a sphere at a subcritical Reynolds number*, Experiments in Fluids, Vol. 44, No. 6, pp. 905-914, 2008

Jeon, S.; Choi, J.; Jeon, W. P.; Choi, H. und Park, J.: *Active control of flow over a sphere for drag reduction at a subcritical Reynolds number*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 517, pp. 113-129, 2004

Jindal, S.; Long, L. N.; Plassmann, P. E. und Sezer-Uzol, N.: *Large Eddy Simulations around a sphere using unstructured grids*, AIAA-2004-2228, pp. 1-16, 34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 28 June - 1 July 2004, Portland, Oregon, 2004

Johnson, T. A. und Patel, V. C.: *Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 378, pp. 19-70, 1999

Kacar, M.: *Simulation der Strömung in einem Windkanal Göttinger Bauart*, Diplomarbeit, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2006

Kelly, H. R. und Van Aken, R. W.: *The Magnus effect at high Reynolds numbers*, Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 23, No. 11, pp. 1053-1054, 1956

Kim, H. J. und Durbin, P. A.: *Observations of the frequencies in a sphere wake and of drag increase by acoustic excitation*, Physics of Fluids, Vol. 31, No. 11, pp. 3260-3265, 1988

Kohama, Y. und Kobayashi, R.: *Spiral vortices on a spinning sphere*, in M. Van Dyke (Hg.), *An Album of Fluid Motion*, p. 78, Parabolic Press, Stanford, USA, 1982

Krahn, E.: *Negative Magnus force*, Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 23, No. 4, pp. 377-378, 1956

Kray, T.: *Untersuchungen zum Auftriebs- und Widerstandsverhalten rotierender Kugeln im Windkanal*, Diplomarbeit, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2003

Kray, T.: *Kalibrierung der Windkanalwaage*, Arbeitsbericht, Institut für Fluid- und Thermodynamik, Universität Siegen, 2004

Kray, T. und Frank, W.: *Experimental determination of aerodynamic lift and drag forces on rotating spheres*, in *Proceedings of the International Scientific Conference microCAD 2005, Section F: Fluid and Heat Engineering*, pp. 69-74, University of Miskolc, Hungary, 10-11 March, 2005

Kray, T. und Frank, W.: *Investigations on the flow around non-rotating and rotating spheres*, in *Proceedings of the International Scientific Conference microCAD 2006, Section E: Fluid and Heat Engineering*, pp. 39-46, University of Miskolc, Hungary, 16-17 March, 2006

Kurose, K. und Komori, S.: *Drag and lift forces on a rotating sphere in a linear shear flow*, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 384, pp. 183-206, 1999

Labraga, L.; Kahissim, G.; Keirsbulck, L. und Beaubert, F.: *An experimental investigation of the separation points on a circular rotating cylinder in cross flow*, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, No. 9, pp. 1203-1211, 2007

Lafay, M. A.: *Sur l'inversion du phénomène de Magnus*, *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences*, tome 151, pages 867-868, 1910

Lambrecht, Wilhelm KG: *Betriebsanleitung Quecksilberbarometer nach Lambrecht*, Wilhelm Lambrecht KG, Göttingen

Leder, A.: *Abgelöste Strömungen: Physikalische Grundlagen*, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig/ Wiesbaden, 1992

Leder, A. und Geropp, D.: *The unsteady flow structure in the wake of the sphere*, in *Laser anemometry advances and applications: Proceedings of the fifth international conference*, pp. 119-126, Koningshof, Veldhoven, The Netherlands, August 23-27, 1993

Levine, B. D.; Stray-Gundersen, J. und Mehta, R. D.: *The effect of altitude on football performances*, submitted to the Scandinavian Journal of Medicine and Science in Sports, March 2008

Lord Rayleigh, J. W. S.: *On the irregular flight of a tennis ball*, Messenger of Mathematics, Vol. 7, pp. 14-16, 1877

Macoll, J. H.: *Aerodynamics of a spinning sphere*, Journal of the Royal Aeronautical Society, Vol. 32, pp. 777-798, 1928

Magarvey, R. H. und MacLatchy, C. S.: *Vortices in sphere wakes*, Canadian Journal of Physics, Vol. 43, pp. 1649-1656, 1965

Magnus, G.: *Über die Abweichung der Geschosse, und: Über eine auffallende Erscheinung bei rotierenden Körpern*, Annalen der Physik und Chemie, Band 88, Heft 1, Seite 1-29, 1853

Maxworthy, T.: *Experiments on the flow around a sphere at high Reynolds numbers*, Transactions of ASME, Series E, Journal of Applied Mechanics, Vol. 36, pp. 598-607, 1969,

Mehta, R. D.: *Aerodynamics of sports balls*, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 17, pp. 151-189, 1985

Mehta, R. D. und Pallis, J. M.: *Sports ball aerodynamics: effects of velocity, spin and surface roughness*, Keynote paper presented at the Materials and Science in Sports Conference, Coronado, California, April 22-25, 2001, in F. H. Froes und S. J. Haake (Hg.), *Materials and Science in Sports*, pp. 185-197, The Minerals, Metals and Materials Society [TMS] Warrendale, USA, 2001

Mehta, R. D.: *Sports ball aerodynamics*, Lecture Series on Sport Aerodynamics, International Centre for Mechanical Sciences, Udine, Italy, September 3-7, 2007

Mercker, E. und Wiedemann, J.: *On the correction of interference effects in open wind tunnels*, SAE-960671, Society of Automotive Engineers, 1996

Miller, M. C.: *A technique to measure the pressure distribution acting on the surface of a spinning body in a wind tunnel*, Edgewood Arsenal Technical Report ED-TR-76070, 1976

Millikan, C. B. und Klein, A. L.: *The effect of turbulence: An investigation of maximum lift coefficient and turbulence in wind tunnels and in flight*, Aircraft Engineering, Vol. 5, pp. 169-174, 1933

Mittal, R.: *Planar symmetry in the unsteady wake of a sphere*, AIAA Journal, Vol. 37, No. 3, pp. 388-390, 1999

Mittal, R. und Najjar, F. M.: *Vortex dynamics in the sphere wake*, AIAA 99-3806, pp. 1-8, 1999

Mittal, R.; Wilson, J. J. und Najjar, F. M.: *Symmetry properties of the transitional sphere wake*, AIAA Journal, Vol. 40, No. 3, pp. 579-582, 2002

MKS: *Druckmessgeräte MKS Baratron Serie 100/200 für Vakuum, Überdruck und Differenzdruck*, MKS Instruments Deutschland GmbH, Technische Dokumentation, 1996

Möller, W.: *Experimentelle Untersuchungen zur Hydrodynamik der Kugel*, Physikalische Zeitschrift, Band 39, Heft 2, Seite 57-80, 1938

Nakamura, I.: *Steady wake behind a sphere*, Physics of Fluids, Vol. 19, No. 1, pp. 5-8, 1976

Nakayama, Y.; Aoki, K.; Kato, M.; Ohmura, K. und Okumoto, T.: *Flow visualization around golf ball*, in R. F. Boucher (Hg.), *Proceedings of the Second International Symposium on Fluid Control, Measurement, Mechanics and Visualization: Flucome 1988*, pp. 426-429, University of Sheffield, England, 5-9 September, 1988

Newton, I.: *A new theory about light and colours*, Philosophical Transactions of the Royal Society, Vol. 6, No. 80, pp. 3075-3087, 1672

Nørstrud, H. und Sætran, L.: *Sport Aerodynamics*, in *Centre International des Sciences Mécaniques, Programme 2007, The Zyczkowski Session, September 3-7*, International Centre for Mechanical Sciences, Udine, Italy, 2007

Oesterlé, B. und Dinh, T. B.: *Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers*, Experiments in Fluids, Vol. 25, No. 1, pp. 16-22, 1998

Pankhurst, R. C. und Holder, D. W. (Hg.): *Wind-Tunnel Technique*, Sir Isaac Pitman & Sons, Ltd., London, 1952

Pao, H. P. und Kao, T. W.: *Vortex structure in the wake of a sphere*, Physics of Fluids, Vol. 20, No. 2, pp. 187-191, 1977

Peller, H.: *Thermofluiddynamic experiments with a heated and rotating circular cylinder in crossflow. II - Boundary layer profiles and location of separation points*, Experiments in Fluids, Vol. 4, No. 4, pp. 223-231, 1986

Pettyjohn, E. S. und Christiansen, E. B.: *Effect of particle shape on free-settling rates of isometric particles*, Chemical Engineering Progress, Vol. 44, No. 2, pp. 157-172, 1948

Prandtl, L.: *Magnuseffekt und Windkraftschiff*, Die Naturwissenschaften, Jahrgang 13, Heft 6, 1925

Pregalato, C. J.; Thompson, M. C. und Hourigan, K.: *Flow transition in the wake of a rotating sphere*, in *Proceedings of the Fourteenth Australasian Fluid Mechanics Conference*, 4 pages, Adelaide University, Adelaide, Australia, 10-14 December, 2001

Provansal, M.; Schouveiler, L. und Leweke, T.: *From the double vortex street behind a cylinder to the wake of a sphere*, European Journal of Mechanics – B/Fluids, Vol. 23, No. 1, pp. 65-80, 2004

Quadflieg, H.: *Verringerung des Kugelwiderstandes oberhalb der kritischen Reynolds-Zahl bei stationärer Grenzschichtablösung*, Abhandlungen aus dem Aerodynamischen Institut der TH Aachen, Heft 22, Sonderband, Seite 49-51, Aachen, 1975

Raithby, G. D. und Eckert, E. R. G.: *The effect of support position and turbulence intensity on the flow near the surface of a sphere*, Wärme- und Stoffübertragung, Band 1, Heft 2, Seite 87-94, 1968

Robins, B.: *New principles of gunnery*, London, 1742

Roos, F. W. und Willmarth, W. W.: *Some experimental results on sphere and disk drag*, AIAA Journal, Vol. 9, No. 2, pp. 285-291, 1971

Runge, C.: *Der Luftwiderstand von Kugeln*, in L. Prandtl (Hg.), *Nachrichten der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-physikalische Klasse*, Seite 177-190, 1914

Sakamoto, H. und Haniu, H.: *A study of vortex shedding from spheres in a uniform flow*, Journal of Fluids Engineering, Vol. 112, No. 12, pp. 386-392, 1990

Sawada, H.; Kunimasu, T. und Suda, S.: *Sphere drag measurements with the NAL 60cm MSBS*, Journal of Wind Engineering, Vol. 98, No. 1, pp. 129-136 (in Japanese and English), 2004

Sawada, H.; Kunimasu, T. und Suda, S.: *Aerodynamic force measurement of sphere with MSBS*, Ryutai Rikigaku Koenkai Koenshu, Vol. 36, pp. 343-346, 2004

Sawatzki, O.: *Über den Einfluß der Rotation und der Wandstöße auf die Flugbahnen kugliger Teilchen im Luftstrom*, Einzelmitteilung des Instituts für Strömungslehre und Strömungsmaschinen an der Technischen Hochschule Fridericiana Karlsruhe, Band 25, Karlsruhe, Technische Hochschule, 1961; zugleich: Dissertation, Karlsruhe, Technische Hochschule, 1960

Schenck, Carl AG: *Technische Beschreibung der Modellwindkanalwaage*, Carl Schenck AG, 1991

Schiffhauer, N.: *Geplatzter Traum-Ball*, Technology Review, Heft 6, Seite 8-9, 2006

Schmid, M.: *Grobstruktursimulation turbulenter Strömungen auf unstrukturierten Gittern mit einer parallelen Finite-Volumen Methode*, Dissertation, TU Hamburg-Harburg, Schriftenreihe Schiffbau, Bericht Nr. 616, Mai 2002

Schmiedel, J.: *Experimentelle Untersuchungen über die Fallbewegung von Kugeln und Scheiben in reibenden Flüssigkeiten*, Physikalische Zeitschrift, Band 29, Heft 17, Seite 593-610, 1928

Schouveiler, L.; Brydon, A.; Leweke, T. und Thompson, M. C.: *Interactions of the wakes of two spheres placed side by side*, European Journal of Mechanics – B/Fluids, Vol. 23, No. 1, pp. 137-145, 2004

Schubauer, G. B. und Dryden, H. L.: *The effect of turbulence on the drag of flat plates*, NACA Report No. 546, 1935

Schrenk, O.: *Versuche an einer Kugel mit Grenzschichtabsaugung*, Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, Heft 17, Seite 366-372, 1926

Seidl, V.: *Entwicklung und Anwendung eines parallelen Finite-Volumen-Verfahrens zur Strömungssimulation auf unstrukturierten Gittern mit lokaler Verfeinerung*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Schiffbau, Bericht Nr. 585, Dezember 1997

Sengupta, T. K. und Talla, S. B.: *Robins-Magnus effect: a continuing saga*, Science, Vol. 86, No. 7, pp. 1033-1036, 2004

Seo, K.; Kobayashi, O. und Asai, T.: *Oil flow experiment on a soccer ball*, Journal of the Visualization Society of Japan, Vol. 24, No. 93, pp. 104-108, 2004

Seydel, R.: *Spielbestimmende Faktoren beim Tischtennisport. Messung und Simulation von Ballflugkurven*, Sport und Buch Strauß, Ed. Sport, Köln, 1990

Shoemaker, J. M.: *Resistance of a fifteen-centimeter disk*, NACA Technical Notes No. 252, December 1926

Smits, A. J. und Smith, D. R.: *A new aerodynamic model of a golf ball in flight*, in A. J. Cochran und M. R. Farrally (Hg.), *Science and Golf II: Proceedings of the 1994 World Scientific Congress of Golf*, pp. 340-347, E. & F. N. Spon, London, 1994

Stiftung Warentest: *Teamgeist gewinnt*, Test, Heft 6, Seite 74-77, 2006

Suryanarayana, G. K.; Pauer, H. und Meier, G. E. A.: *Bluff-body drag reduction by passive ventilation*, Experiments in Fluids, Vol. 16, No. 2, pp. 73-81, 1993

Suryanarayana, G. K. und Meier, G. E. A.: *Effect of ventilation on the flow field around a sphere*, Experiments in Fluids, Vol. 19, No. 2, pp. 78-88, 1995

Suryanarayana, G. K.: *On the reduction of drag of a sphere by natural ventilation*, PhD Thesis, Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Science, Bangalore, India, December 1995

Suryanarayana, G. K. und Prabhu, A.: *Effect of natural ventilation on the boundary-layer separation and near-wake vortex shedding characteristics of a sphere*, Experiments in Fluids, Vol. 29, No. 6, pp. 582-591, 2000

Swanson, W. M.: *The Magnus effect: a summary of investigations to date*, Journal of Basic Engineering – Transactions of the ASME, Vol. 83, Ser. D, No. 3, pp. 461-470, 1961

Tanaka, H. und Nagano S.: *Study of flow around a rotating circular cylinder*, Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers, Vol. 16, No. 92, pp. 234-243, 1973

Tanaka, T.; Yamagata K. und Tsuji, Y.: *Experiment of fluid forces on a rotating sphere and spheroid*, in *Proceedings of the 2nd KSME-JSME Fluids Engineering Conference*, Vol. 1, pp. 366-369, Seoul, Korea, October 10-13, 1990

Taneda, S.: *Studies on wake vortices (III). Experimental investigation of the wake behind a sphere at low Reynolds number*, Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. 4, No. 16, pp. 99-105, Kyushu University, 1956

Taneda, S.: *Negative Magnus effect*, Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. 5, No. 20, pp. 123-128, Kyushu University, 1957

Taneda, S.: *Visual observations of the flow past a sphere at Reynolds numbers between 10^4 and 10^6* , Journal of Fluid Mechanics, Vol. 85, No. 1, pp. 187-192, 1978

Tavares, G.; Shannon, K. und Melvin, T.: *Golf ball spin decay model based on radar measurements*, in *M. R. Farrally und A. J. Cochran (Hg.), Science and Golf III: Proceedings of the 1998 World Scientific Congress of Golf*, pp. 464-472, E. & F. N. Spon, London, 1998

Thom, A.: *The pressures round a cylinder rotating in an air current*, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, No. 1082, pp. 66-77, 1926

Thompson, M. C.; Leweke, T. und Provansal, M.: *Kinematics and dynamics of sphere wake transition*, Journal of Fluids and Structures, Vol. 15, No. 3, pp. 575-585, 2001

Tomboulides, A. G. und Orszag, S. A.: *Numerical investigation of transitional and weak turbulent flow past a sphere*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 416, pp. 45-73, 2000

Torobin, L. B. und Gauvin, W. H.: *Fundamental aspects of solid-gas flow, Part I: Introductory concepts and idealized sphere motion in viscous regime*, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 37, No. 8, pp. 129-141, 1959

Torobin, L. B. und Gauvin, W. H.: *Fundamental aspects of solid-gas flow, Part II: The sphere wake in steady laminar fluids*, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 37, No. 10, pp. 167-176, 1959

Torobin, L. B. und Gauvin, W. H.: *Fundamental aspects of solid-gas flow, Part III: Accelerated motion of a particle in a fluid*, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 37, No. 12, pp. 224-236, 1959

Troolin, D.: *Instructions for use of the 9307 and 9307-6 oil droplet generators*, TSI Incorporated, Technische Dokumentation, 2005

Tsuji, Y.; Morikawa, Y. und Mizuno, O.: *Experimental measurement of the Magnus force on a rotating sphere at low Reynolds numbers*, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, No. 4, pp. 484-488, 1985

Vlajinac, M. und Covert, E. E.: *Sting-free measurements of sphere drag in laminar flow*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 54, pp. 385-392, 1972

Watts, R. G. und Sawyer, E.: *Aerodynamics of a knuckleball*, American Journal of Physics, Vol. 43, No. 11, pp. 960-963, 1975

Watts, R. G. und Ferrer, R.: *The lateral force on a spinning sphere: Aerodynamics of a curveball*, American Journal of Physics, Vol. 55, No. 1, pp. 40-44, 1987

Wei, Q.; Lin, R. und Liu, Z.: *Vortex-induced dynamic loads on a non-spinning volleyball*, Fluid Dynamics Research, Vol. 3, pp. 231-237, 1988

Werlé, H.: *Instantaneous flow past a sphere at $R=15,000$ and Instantaneous flow past a sphere at $R=30,000$ with a trip wire*, in M. Van Dyke (Hg.), *An Album of Fluid Motion*, pp. 34-35, Parabolic Press, Stanford, USA, 1982

Wieselsberger, C.: *Versuche über den Luftwiderstand gerundeter und kantiger Körper – Der Widerstand von Kugeln, Ellipsoiden und Scheiben*, in L. Prandtl (Hg.), *Ergebnisse der Aerodynamischen Versuchsanstalt zu Göttingen, II. Lieferung*, Seite 28-32, R. Oldenbourg Verlag, München und Berlin, 1923

Willmarth, W. W. und Enlow, R. L.: *Aerodynamic lift and moment fluctuations of a sphere*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 36, Part 3, pp. 417-432, 1969

You, C.; Qi, H. und Xu, X.: *Lift force on rotating sphere at low Reynolds numbers and high rotational speeds*, Acta Mechanica Sinica, Vol. 19, No. 4, pp. 300-307, 2003

Yun, G.; Choi, H. und Kim, D.: *Turbulent flow past a sphere at $Re = 3700$ and 10^4* , Physics of Fluids, Vol. 15, No. 9, p. S6, 2003

Yun, G.; Choi, H. und Kim, D.: *Vortical structures behind a sphere at subcritical Reynolds numbers*, Physics of Fluids, Vol. 18, No. 1, pp. 015102-1-14, 2006

Zdravkovich, M. M.: *Flow around circular cylinders – Vol. 2: applications*, Oxford University Press, New York, 2003

Zierep, J.: *Grundzüge der Strömungslehre*, Dritte überarbeitete Auflage, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1982

7 Anhang

7.1 Ermittlung der Messunsicherheit

In diesem Kapitel werden die erweiterten Unsicherheiten der Reynolds-Zahl Re , des Widerstandsbeiwerts C_W sowie des Auftriebsbeiwerts C_A und des Seitenkraftbeiwerts C_S abgeschätzt. Bei Rotation ersetzt der Magnuskraftbeiwert C_M einen der Querkraftbeiwerte C_A oder C_S und der Spinparameter SP tritt hinzu. In Bild 7.1 ist das Modell der Auswertung dargestellt. Es gibt die Beziehungen zwischen den Eingangsgrößen und den Messgrößen, die auch als Ergebnisgrößen bezeichnet werden, an. Fehler bei der Bestimmung der Eingangsgrößen pflanzen sich in die Ergebnisgrößen fort.

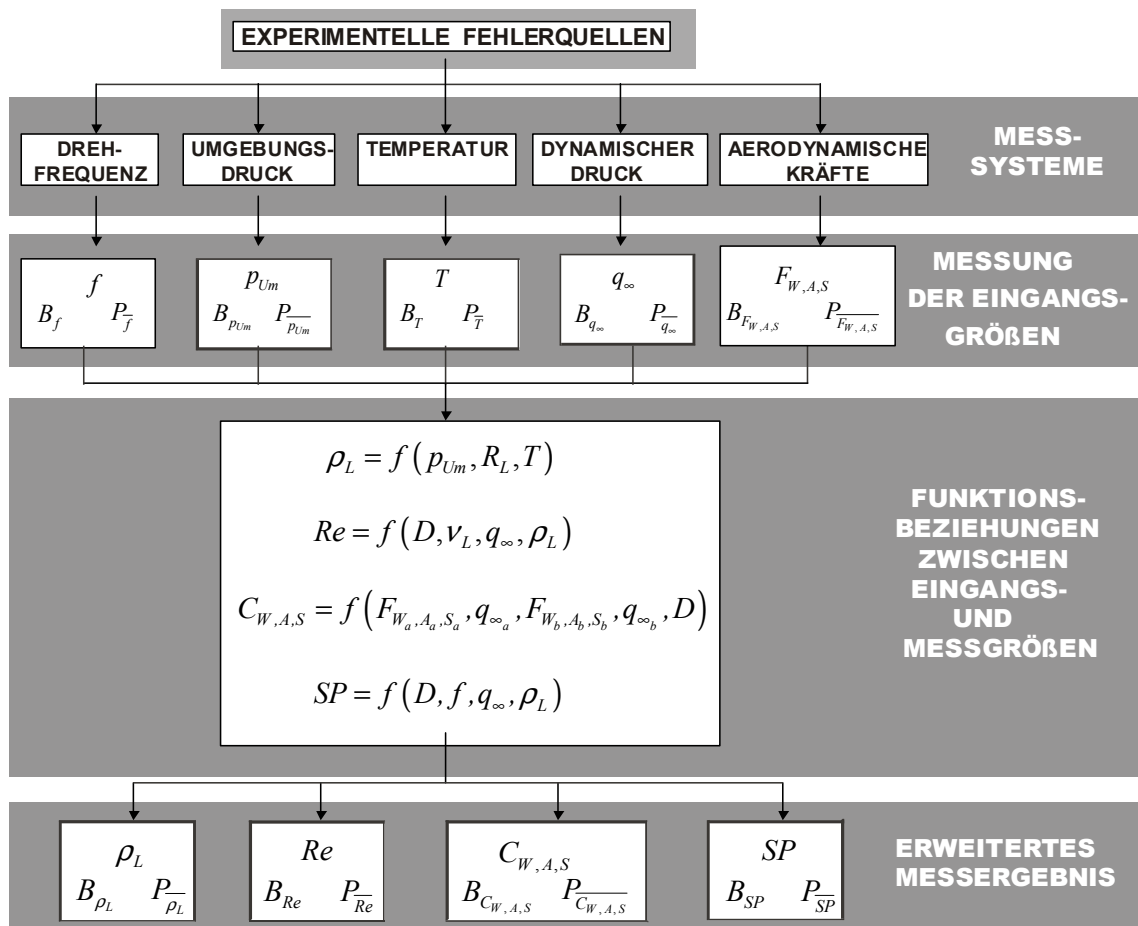


Bild 7.1: Angabe der Funktionsbeziehungen zwischen den Eingangsgrößen und den Messgrößen. Fehlerfortpflanzung der Eingangsgrößen in die Ergebnisgrößen. Erweitertes Messergebnis der Luftdichte ρ_L , der Reynolds-Zahl Re , der dimensionslosen Kraftbeiwerte C_A , C_W , C_S sowie des Spinparameters SP .

Die Methodik der Abschätzung der Unsicherheiten von ρ_L , Re und SP folgt derjenigen von *Coleman und Steele (1999)* gemäß *Kapitel 4.2 „Determining the systematic uncertainty of an experimental result“* und *Kapitel 4.3.3 „Direct Determination of the random uncertainty of an experimental result: multiple tests“* für große Stichproben ($N \geq 10$).

Auf kleine Stichproben ($N \leq 10$) wird *Kapitel 4.4 „Small-sample-size determination of the uncertainty of an experimental result“* angewandt.

Die Abschätzung der Unsicherheiten der Kraftbeiwerte C_A , C_W und C_S basiert auf „*Implications of correlated bias uncertainties in single and comparative tests*“ von *Coleman et al. (1995)*.

7.1.1 Grundlagen

Die in dieser Arbeit dargestellten Messergebnisse repräsentieren stets Mittelwerte aus mehreren Messreihen. Der Mittelwert einer Stichprobe \bar{X}_i einer Variablen X_i ist definiert als

$$\bar{X}_i = \frac{1}{N} \cdot \sum_{m=1}^N X_{i_m} \quad (7.1)$$

wobei N die Anzahl der Einzelmessungen von X_i angibt. Die Standardabweichung der Stichprobe S_{X_i} (Kurzform S_i) ist definiert als:

$$S_{X_i} = \left[\frac{1}{(N-1)} \cdot \sum_{m=1}^N (X_{i_m} - \bar{X}_i)^2 \right]^{1/2} \quad (7.2)$$

Die Standardunsicherheit des Stichprobenmittelwerts $S_{\bar{X}_i}$ (Kurzform $S_{\bar{i}}$) ist definiert als

$$S_{\bar{X}_i} = \frac{S_{X_i}}{\sqrt{N}} \quad (7.3)$$

Multipliziert man S_{X_i} mit einem Erweiterungsfaktor t , so erhält man die erweiterte Unsicherheit der Stichprobe P_{X_i} (Kurzform P_i):

$$P_{X_i} = t \cdot S_{X_i} \quad (7.4)$$

Der Erweiterungsfaktor t in Gleichung (7.4) wird auch als Student-t-Faktor bezeichnet. Er ist von der Anzahl der Freiheitsgrade $\nu_{S_{X_i}}$ bei der Berechnung von S_{X_i} abhängig und wird in der vorliegenden Arbeit stets für ein Vertrauensniveau von 95% gewählt.

Für $\nu_{S_{X_i}} = N - 1 > 9$ Freiheitsgrade und ein Vertrauensniveau von 95% kann t mit $t = 2$ angesetzt werden (*Coleman und Steele, 1999, Kapitel 2, Seite 31*). Ist die erweiterte

Unsicherheit des Stichprobenmittelwerts $P_{\bar{X}_i}$ (Kurzform $P_{\bar{i}}$) die gesuchte Größe, so muss P_{X_i} durch die Wurzel aus der Anzahl N der Einzelmessungen dividiert werden:

$$P_{\bar{X}_i} = \frac{t \cdot S_{X_i}}{\sqrt{N}} \quad (7.5)$$

Werden für die i -te Variable, X_i , M systematische Fehlerquellen identifiziert und lassen sich deren systematische Unsicherheiten für ein Vertrauensniveau von 95% zu $(B_i)_\alpha$ abschätzen, wird die resultierende systematische Unsicherheit B_i aus dem quadratischen Summenwert berechnet:

$$B_i = \left[\sum_{\alpha=1}^M (B_i)_\alpha^2 \right]^{1/2} \quad (7.6)$$

Das Vertrauensniveau von 95% besagt, dass der wahre systematische Fehler mit fünfundneunzigprozentiger Wahrscheinlichkeit innerhalb des Intervalls B_i liegt. Die Standardabweichung der systematischen Unsicherheit S_{B_i} wird zu

$$S_{B_i} = \frac{B_i}{2} \quad (7.7)$$

abgeschätzt. Für jede systematische Fehlerquelle α der Variablen i wird der jeweilige Freiheitsgrad $(\nu_{S_{B_i}})_\alpha$ zu

$$(\nu_{S_{B_i}})_\alpha = \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta(S_{B_i})_\alpha}{(S_{B_i})_\alpha} \right]^{-2} \quad (7.8)$$

berechnet. Darin ist $\Delta(S_{B_i})_\alpha$ die Unsicherheit von $(S_{B_i})_\alpha$. Korrelierte systematische Unsicherheiten werden durch eine Kovarianzschätzung B_{ik}

$$B_{ik} = \sum_{\beta=1}^L (B_i)_\beta (B_k)_\beta \quad (7.9)$$

angenähert, wobei L die Anzahl der gemeinsamen systematischen Fehlerquellen der Variablen X_i und X_k bezeichnet.

Man betrachte eine Ausgangsgröße (Messgröße) r , die eine Funktion von m Eingangsgrößen X_i ist:

$$r = r(X_1, X_2, \dots, X_m) \quad (7.10)$$

Dann wird die partielle Ableitung von r nach der i -ten Eingangsgröße X_i

$$\theta_i = \partial r / \partial X_i \quad (7.11)$$

als Empfindlichkeit θ_i bezeichnet.

7.1.2 Luftdichte

Das ideale Gasgesetz aus Gleichung (2.19) zeigt, dass die Luftdichte ρ_L von dem Umgebungsdruck p_{Um} und der Lufttemperatur T abhängt. Die spezifische Gaskonstante von Luft R_L ist mit einer sehr hohen Sicherheit bekannt. Damit setzt sich die erweiterte Unsicherheit von ρ_L ausschließlich aus den Unsicherheiten der Lufttemperatur T und des Umgebungsdrucks p_{Um} zusammen.

Die erweiterte Unsicherheit der Luftdichte U_{ρ_L} ist durch

$$U_{\rho_L}^2 = B_{\rho_L}^2 + P_{\rho_L}^2 \quad (7.12)$$

gegeben, wobei B_{ρ_L} der systematischen Unsicherheit und P_{ρ_L} der erweiterten Unsicherheit des Stichprobenmittelwerts entspricht.

Da nur die Unsicherheiten von p_{Um} und T signifikant sind, die Unsicherheit von R_L vernachlässigbar ist und auch keine korrelierten systematischen Unsicherheiten auftreten, berechnet sich die systematische Unsicherheit der Luftdichte B_{ρ_L} zu

$$B_{\rho_L}^2 = \sum_{i=1}^2 \theta_i^2 B_i^2 = \theta_{p_{Um}}^2 B_{p_{Um}}^2 + \theta_T^2 B_T^2 \quad (7.13)$$

B_i und θ_i stehen für die systematischen Unsicherheiten bzw. die Empfindlichkeitskoeffizienten der beiden Eingangsgrößen p_{Um} und T .

Die Empfindlichkeit $\theta_{p_{Um}}$ wird durch das Einsetzen von Mittelwerten der Eingangs- und Messgrößen berechnet:

$$\theta_{p_{Um}} = \frac{\partial \rho_L}{\partial p_{Um}} = \frac{1}{R_L \cdot T} = \frac{1}{p_{Um}} \cdot \rho_L \quad (7.14)$$

Analog wird θ_T berechnet:

$$\theta_T = \frac{\partial \rho_L}{\partial T} = -\frac{1}{T} \cdot \rho_L \quad (7.15)$$

Bei dem verwendeten Barometer handelt es sich um ein Quecksilberbarometer der Firma *Lambrecht*. In Ermangelung von in der Bedienungsanleitung vorhandenen Angaben zur systematischen Unsicherheit, wird die systematische Unsicherheit $B_{p_{Um}}$ zu $B_{p_{Um}} = 10 \text{ Pa}$ abgeschätzt. Zu dem verwendeten Digitalthermometer *Ahlborn Therm 2211-1* der Firma *Ahlborn Mess- und Regelungstechnik* sind keine Unterlagen vorhanden. B_T wird zu $B_T = 0,2^\circ \text{K}$ abgeschätzt.

Die erweiterte Unsicherheit P_{ρ_L} des Stichprobenmittelwerts berechnet sich gemäß:

$$P_{\rho_L} = \frac{t \cdot S_{\rho_L}}{\sqrt{N}} \quad (7.16)$$

Darin entspricht S_{ρ_L} der Standardabweichung der Stichprobe aus früher gewonnenen Kenntnissen gemäß Gleichung (7.2). Die Anzahl N der Beobachtungen stammt aus dem jeweils vorliegenden Datensatz. Für die Auswahl des Erweiterungsfaktors t ist die Anzahl der Freiheitsgrade von S_{ρ_L} aus dem früheren Datensatz maßgebend.

7.1.3 Reynolds-Zahl

Wird Gleichung (2.21) nach u_∞ aufgelöst und in Gleichung (2.20) eingesetzt, zeigt sich eine Re-Abhängigkeit von D , ν_L , q_∞ und ρ_L :

$$Re = \frac{D}{\nu_L} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot q_\infty}{\rho_L}} \quad (7.17)$$

Bei der Viertelpyramide wird die Länge $l_{VPy} = 197 \text{ mm}$ anstelle von D zur Entdimensionalisierung von Re eingesetzt.

Bei der Berechnung der Reynolds-Zahl Re in Gleichung (7.17) dominiert die Unsicherheit bei der Bestimmung des dynamischen Drucks der Anströmung q_∞ . Sie resultiert zum einen aus der systematischen Unsicherheit des verwendeten Differenzdruckaufnehmers des Herstellers *MKS* vom Typ *Baratron 220C*. Laut Kalibrierschein beträgt die systematische Unsicherheit des Druckbereichs zwischen 0 und 10 mbar $(B_{q_\infty})_{Bar.} \approx 0,1\%$ vom Messwert, siehe dazu auch Abschnitt 2.5.1. Zum anderen kann die systematische Unsicherheit, die bei der Kalibrierung der Plenum-Methode entsteht, auf $(B_{q_\infty})_{Pl.} \approx 1\%$ vom Messwert geschätzt werden, siehe Abschnitt 2.5.2. Die resultierende systematische Unsicherheit von q_∞ wird mit Hilfe des quadratischen Summenwerts gemäß Gleichung (7.6) berechnet.

Die systematischen und zufälligen Messabweichungen von D sind vernachlässigbar, da die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Körper sehr sorgfältig gefertigt und vermessen wurden. Um der Inhomogenität der Bälle *Fevernova*, *Roteiro* und *+Teamgeist* Rechnung zu tragen, wurden deren Durchmesser über verschiedene Ballachsen unter Verwendung eines Präzisions-Messschiebers gemittelt. Die systematischen und zufälligen Unsicherheiten der kinematischen Viskosität der Luft ν_L korrelieren mit der Temperatur T , sind aber ebenfalls vernachlässigbar gering. Die berechnete systematische Unsicherheit der Luftdichte B_{ρ_L} und die Standardabweichung des Stichprobenmittelwerts S_{ρ_L} werden aus Abschnitt 7.1.2 übernommen.

Die erweiterte Unsicherheit der Reynolds-Zahl Re ist durch

$$\begin{aligned} U_{Re}^2 &= t^2 \left(\sum_{i=1}^2 \theta_i^2 S_{B_i}^2 + \sum_{i=1}^2 \theta_i^2 S_{\bar{i}}^2 \right) \\ &= t^2 \left(\theta_{q_\infty}^2 S_{B_{q_\infty}}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B_{\rho_L}}^2 + \theta_{q_\infty}^2 S_{q_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{\rho_L}^2 \right) \end{aligned} \quad (7.18)$$

gegeben, da keine korrelierten systematischen Unsicherheiten in die erweiterte Unsicherheit U_{Re} eingehen. Der Zusammenhang zwischen S_{B_i} und B_i ist in Gleichung (7.7) gegeben. Die Berechnung der Standardabweichung S_{ρ_L} des Stichprobenmittelwerts der Luftdichte erfolgte in Abschnitt 7.1.2. Die Berechnung von S_{q_∞} erfolgt aus P_{q_∞} gemäß Gleichung (7.16). Der Empfindlichkeitskoeffizient θ_{q_∞} wird berechnet, indem Mittelwerte der eingesetzten Variablen verwendet werden:

$$\theta_{q_\infty} = \frac{\partial Re}{\partial q_\infty} = \frac{Re}{2 \cdot q_\infty} \quad (7.19)$$

Analog wird θ_{ρ_L} berechnet:

$$\theta_{\rho_L} = \frac{\partial Re}{\partial \rho_L} = -\frac{Re}{2 \cdot \rho_L} \quad (7.20)$$

Der Erweiterungsfaktor t hängt von dem Freiheitsgrad ν_{Re} ab, welcher aus der Welch-Satterthwaite-Formel berechnet wird:

$$\nu_{Re} = \frac{\left\{ \left(\theta_{q_\infty}^2 S_{Bq_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B\rho_L}^2 + \theta_{q_\infty}^2 S_{q_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{\rho_L}^2 \right) \right\}^2}{\left[\frac{\theta_{q_\infty}^4 S_{q_\infty}^4}{\nu_{S_{q_\infty}^-}} + \frac{\theta_{\rho_L}^4 S_{\rho_L}^4}{\nu_{S_{\rho_L}^-}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Bar.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Bar.}}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Pl.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Pl.}}} + \frac{\left[\theta_{\rho_L} (S_{B\rho_L}) \right]^4}{\nu_{(S_{B\rho_L})}} \right]} \quad (7.21)$$

In (7.21) sind $\nu_{S_{q_\infty}^-}$ und $\nu_{S_{\rho_L}^-}$ die Freiheitsgrade von $S_{q_\infty}^-$ und $S_{\rho_L}^-$. Die Freiheitsgrade $\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Bar.}}$, $\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Pl.}}$ und $\nu_{(S_{B\rho_L})}$ werden gemäß Gl. (7.8) berechnet.

Die Abschätzung der erweiterten Unsicherheit der Reynolds-Zahl Re kann alternativ auch durch

$$\begin{aligned} U_{Re}^2 &= t^2 \left(\sum_{i=1}^2 \theta_i^2 S_{B_i}^2 + S_{Re}^2 \right) \\ &= t^2 \left(\theta_{q_\infty}^2 S_{Bq_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B\rho_L}^2 + S_{Re}^2 \right) \end{aligned} \quad (7.22)$$

erfolgen und ist Gl. (7.18) wann immer möglich vorzuziehen (Coleman und Lineberry, 2006). S_{Re}^- berechnet sich aus Gleichung (7.3).

Die Welch-Satterthwaite-Formel berechnet sich in diesem Fall zu:

$$\nu_{Re} = \frac{\left\{ \theta_{q_\infty}^2 S_{Bq_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B\rho_L}^2 + S_{Re}^2 \right\}^2}{\left[\frac{S_{Re}^4}{\nu_{S_{Re}^-}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Bar.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Bar.}}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Pl.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Pl.}}} + \frac{\left[\theta_{\rho_L} (S_{B\rho_L}) \right]^4}{\nu_{(S_{B\rho_L})}} \right]} \quad (7.23)$$

ν_{Re} bezeichnet den Freiheitsgrad von S_{Re}^- .

7.1.4 Dimensionslose Kraftbeiwerte

Die Funktionsbeziehungen in den Gleichungen (2.27) bis (2.29) zeigen die Fortpflanzung systematischer und zufälliger Fehler aus den Eingangsgrößen F_W , F_A , F_S , q_∞ und D in die Messgrößen C_W , C_A und C_S . Die Gleichungen (2.27) bis (2.29) sind für eine gegebene Versuchsanordnung gültig. Wird aber eine Differenz der Kraftbeiwerte aus zwei unterschiedlichen Versuchsanordnungen bei gegebenen Anströmbedingungen gesucht, erweitern sich die Funktionsbeziehungen zu:

$$C_W = \frac{F_{W_{ges}}}{q_{\infty_{ges}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} - \frac{F_{W_{Tara}}}{q_{\infty_{Tara}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (7.24)$$

$$C_A = \frac{F_{A_{ges}}}{q_{\infty_{ges}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} - \frac{F_{A_{Tara}}}{q_{\infty_{Tara}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (7.25)$$

$$C_S = \frac{F_{S_{ges}}}{q_{\infty_{ges}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} - \frac{F_{S_{Tara}}}{q_{\infty_{Tara}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (7.26)$$

In der vorliegenden Arbeit steht der Index „ges“ für die Versuchsanordnung zur Messung der Gesamtluftkräfte und „Tara“ für die Versuchsanordnung zur Messung der Taraluftkräfte, siehe dazu auch Kapitel 2.4 „Versuchsanordnungen“.

Die folgenden Ausführungen beschränken sich stellvertretend für die aerodynamischen Beiwerte auf den C_W -Wert. Die Berechnungen von C_A und C_S erfolgen analog.

In Gleichung (7.24) sind nur die Widerstandskraft F_W und der dynamische Druck q_∞ indiziert, da die projizierte Anströmfläche $\pi / 4 \cdot D^2$ in beiden Versuchsanordnungen identisch ist. Folgender Ausdruck für die systematische Unsicherheit des Differenz- C_W -Wertes entsteht:

$$\begin{aligned} B_{C_W}^2 = & \left(\frac{\partial C_W}{\partial F_{W_{ges}}} \right)^2 B_{F_{W_{ges}}}^2 + \left(\frac{\partial C_W}{\partial F_{W_{Tara}}} \right)^2 B_{F_{W_{Tara}}}^2 - 2 \left(\frac{\partial C_W}{\partial F_{W_{ges}}} \right) \left(\frac{\partial C_W}{\partial F_{W_{Tara}}} \right) B_{F_{W_{ges}} F_{W_{Tara}}} \\ & + \left(\frac{\partial C_W}{\partial q_{\infty_{ges}}} \right)^2 B_{q_{\infty_{ges}}}^2 + \left(\frac{\partial C_W}{\partial q_{\infty_{Tara}}} \right)^2 B_{q_{\infty_{Tara}}}^2 - 2 \left(\frac{\partial C_W}{\partial q_{\infty_{ges}}} \right) \left(\frac{\partial C_W}{\partial q_{\infty_{Tara}}} \right) B_{q_{\infty_{ges}} q_{\infty_{Tara}}} \\ & + \left(\frac{\partial C_W}{\partial D} \right)^2 B_D^2 \end{aligned} \quad (7.27)$$

In Gleichung (7.27) wird für die Versuchsanordnungen „ges“ und „Tara“ jeweils eine Korrelation zwischen den systematischen Unsicherheiten des dynamischen Drucks q_∞ und zwischen den systematischen Unsicherheiten der Widerstandskraft F_W deutlich, die damit eine Reduktion von B_{C_W} bewirkt, ohne zu einer vollständigen gegenseitigen

Aufhebung zu führen. Die Kovarianzschätzungen $B_{F_{W_{ges}} F_{W_{Tara}}}$ und $B_{q_{\infty ges} q_{\infty Tara}}$ werden nach Gleichung (7.9) berechnet. Die systematischen Fehlerquellen des dynamischen Drucks $B_{q_{\infty}}$ wurden bereits in Abschnitt 7.1.3 diskutiert. Die systematischen Fehlerquellen der Widerstandskraft B_{F_W} resultieren aus den in Tabelle 2.1 und in Abschnitt 7.1.3 ermittelten Werten von P_{K_i} , die als systematische Unsicherheiten B_{K_i} in den Messprozess fortgepflanzt werden.

Lediglich der systematische Fehler B_D wird nicht durch Korrelation reduziert. B_D kann bei den meisten Körpern zu $B_D \approx 0,1mm$ abgeschätzt werden. Bei der Viertelpyramide wird $B_{B_{Vpy}}$ aufgrund der ungenaueren Fertigung aus Holz zu $B_{B_{Vpy}} = 0,5mm$ abgeschätzt.

Die Berechnung der Empfindlichkeitskoeffizienten in den Gleichungen (7.28), (7.29) und (7.30) erfolgt, indem Mittelwerte der eingesetzten Variablen verwendet werden:

$$\frac{\partial C_W}{\partial F_{W_{ges}}} = \frac{1}{q_{\infty ges} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad ; \quad \frac{\partial C_W}{\partial F_{W_{Tara}}} = -\frac{1}{q_{\infty Tara} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2} \quad (7.28)$$

$$\frac{\partial C_W}{\partial q_{\infty ges}} = -\frac{C_{W_{ges}}}{q_{\infty ges}} \quad ; \quad \frac{\partial C_W}{\partial q_{\infty Tara}} = \frac{C_{W_{Tara}}}{q_{\infty Tara}} \quad (7.29)$$

$$\frac{\partial C_W}{\partial D} = 2 \cdot \frac{C_{W_{Tara}} - C_{W_{ges}}}{D} \quad (7.30)$$

Die erweiterte Unsicherheit des Widerstandsbeiwerts C_W wird aus

$$U_{C_W}^2 = B_{C_W}^2 + P_{C_W}^2 \quad (7.31)$$

berechnet. Die beste Abschätzung von P_{C_W} stellt

$$P_{C_W}^2 = P_{C_{W_{ges}}}^2 + P_{C_{W_{Tara}}}^2 \quad (7.32)$$

dar, wobei $P_{C_{W_{ges}}}$ und $P_{C_{W_{Tara}}}$ aus mehrfachen Beobachtungen gemäß Gleichung (7.5) ermittelt werden. Auf diese Art und Weise sind in $P_{C_{W_{ges}}}$ und $P_{C_{W_{Tara}}}$ alle zufälligen Faktoren, wie das Herunterfahren und Abschalten des Windkanals nach einer Messreihe und das erneute Hochfahren des Windkanals vor einer neuen Messreihe enthalten. Faktoren, die Abweichungen zwischen den Versuchen „ges“ und „Tara“ verursachen, werden ebenfalls implizit berücksichtigt. Nominell sind dies im vorliegenden Fall der Umbau der Versuchsanordnungen und Unterschiede zwischen den Anströmbedingungen.

7.1.5 Spinparameter

Setzt man in Gleichung (2.31) Gleichung (2.21) ein, so ergibt sich für den Spinparameter SP eine Abhängigkeit von D, f, q_∞ und ρ_L :

$$SP = \frac{\pi \cdot D \cdot f}{\sqrt{\frac{2 \cdot q_\infty}{\rho_L}}} \quad (7.33)$$

Bei der Berechnung des Spinparameters SP in Gleichung (7.33) dominiert die Unsicherheit bei der Bestimmung des dynamischen Drucks der Anströmung q_∞ . Sie resultiert zum einen aus der systematischen Unsicherheit des verwendeten Differenzdruckaufnehmers des Herstellers *MKS* vom Typ *Baratron 220C*. Laut Kalibrierschein beträgt die systematische Unsicherheit des Druckbereichs zwischen 0 und 10mbar $(B_{q_\infty})_{Bar.} \approx 0,1\%$ vom Messwert, siehe dazu auch Abschnitt 2.5.1. Zum anderen kann die systematische Unsicherheit, die bei der Kalibrierung der Plenum-Methode entsteht, auf $(B_{q_\infty})_{Pl.} \approx 1\%$ vom Messwert geschätzt werden, siehe Abschnitt 2.5.2. Die resultierende systematische Unsicherheit von q_∞ wird mit Hilfe des quadratischen Summenwerts gemäß Gleichung (7.6) berechnet.

Die systematischen und zufälligen Messabweichungen von D sind vernachlässigbar, da die in der vorliegenden Arbeit verwendeten rotierenden Körper sehr sorgfältig gefertigt und vermessen wurden. Die systematische Unsicherheit B_f der Drehfrequenz f kann in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 zu $B_f \approx 1\%$ vom Messwert und in den Abschnitten 3.2.3 und 3.2.4 zu $B_f \approx 2\%$ vom Messwert abgeschätzt werden. Die zufällige Unsicherheit der Drehfrequenz f ist im gesamten Drehzahlbereich vernachlässigbar, zumal die in den Abschnitten 2.4.2 und 2.4.3 beschriebenen Drehzahlregelungen die eingestellte Drehzahl konstant halten. Die berechnete systematische Unsicherheit der Luftdichte B_{ρ_L} und die Standardabweichung des Stichprobenmittelwerts $S_{\rho_L}^-$ werden aus Abschnitt 7.1.2 übernommen.

Die erweiterte Unsicherheit des Spinparameters SP ist durch

$$\begin{aligned} U_{SP}^2 &= t^2 \left(\sum_{i=1}^3 \theta_i^2 S_{B_i}^2 + \sum_{i=1}^2 \theta_i^2 S_{\bar{i}}^2 \right) \\ &= t^2 \left(\theta_{q_\infty}^2 S_{B_{q_\infty}}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B_{\rho_L}}^2 + \theta_f^2 S_{B_f}^2 + \theta_{q_\infty}^2 S_{q_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{\rho_L}^2 \right) \end{aligned} \quad (7.34)$$

gegeben, da keine korrelierten systematischen Unsicherheiten in die erweiterte Unsicherheit U_{SP} eingehen. Der Zusammenhang zwischen S_{B_i} und B_i ergibt sich aus Gleichung (7.7). Die Berechnung der Standardabweichung des Stichprobenmittelwerts der Luftdichte $S_{\rho_L}^-$ erfolgte in Abschnitt 7.1.2. Die Berechnung von $S_{q_\infty}^-$ erfolgt aus P_{q_∞} analog zu Gleichung (7.16). Der Empfindlichkeitskoeffizient θ_{q_∞} wird berechnet, indem Mittelwerte der eingesetzten Variablen verwendet werden:

$$\theta_{q_\infty} = \frac{\partial SP}{\partial q_\infty} = -\frac{SP}{2 \cdot q_\infty} \quad (7.35)$$

Analog wird θ_{ρ_L} berechnet:

$$\theta_{\rho_L} = \frac{\partial SP}{\partial \rho_L} = \frac{SP}{2 \cdot \rho_L} \quad (7.36)$$

θ_f ergibt sich durch:

$$\theta_f = \frac{\partial SP}{\partial f} = \frac{SP}{f} \quad (7.37)$$

Der Erweiterungsfaktor t hängt von dem Freiheitsgrad ν_{SP} ab, welcher aus der Welch-Satterthwaite-Formel berechnet wird:

$$\nu_{SP} = \frac{\left\{ \left(\theta_{q_\infty}^2 S_{Bq_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B\rho_L}^2 + \theta_f^2 S_{Bf}^2 + \theta_{q_\infty}^2 S_{q_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{\rho_L}^2 \right) \right\}^2}{\left[\frac{\theta_{q_\infty}^4 S_{q_\infty}^4}{\nu_{S_{q_\infty}^-}} + \frac{\theta_{\rho_L}^4 S_{\rho_L}^4}{\nu_{S_{\rho_L}^-}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Bar.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Bar.}}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Pl.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Pl.}}} + \frac{\left[\theta_{\rho_L} (S_{B\rho_L}) \right]^4}{\nu_{(S_{B\rho_L})}} + \frac{\left[\theta_f (S_{Bf}) \right]^4}{\nu_{(S_{Bf})}} \right]} \quad (7.38)$$

In (7.38) sind $\nu_{S_{q_\infty}^-}$ und $\nu_{S_{\rho_L}^-}$ die Freiheitsgrade von $S_{q_\infty}^-$ und $S_{\rho_L}^-$. Die Freiheitsgrade $\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Bar.}}$, $\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Pl.}}$, $\nu_{(S_{B\rho_L})}$ und $\nu_{(S_{Bf})}$ werden gemäß Gl. (7.8) berechnet.

Die Abschätzung der erweiterten Unsicherheit des Spinparameters SP kann alternativ auch durch

$$\begin{aligned} U_{SP}^2 &= t^2 \left(\sum_{i=1}^3 \theta_i^2 S_{B_i}^2 + S_{SP}^2 \right) \\ &= t^2 \left(\theta_{q_\infty}^2 S_{Bq_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B\rho_L}^2 + \theta_f^2 S_{Bf}^2 + S_{SP}^2 \right) \end{aligned} \quad (7.39)$$

erfolgen und ist Gl. (7.34) wann immer möglich vorzuziehen (Coleman und Lineberry, 2006). S_{SP}^- berechnet sich gemäß Gleichung (7.3).

Die Welch-Satterthwaite-Formel berechnet sich in diesem Fall zu:

$$\nu_{SP} = \frac{\left\{ \theta_{q_\infty}^2 S_{Bq_\infty}^2 + \theta_{\rho_L}^2 S_{B\rho_L}^2 + \theta_f^2 S_{Bf}^2 + S_{SP}^2 \right\}^2}{\left[\frac{S_{SP}^4}{\nu_{S_{SP}^-}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Bar.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Bar.}}} + \frac{\left[\theta_{q_\infty} (S_{Bq_\infty})_{Pl.} \right]^4}{\nu_{(S_{Bq_\infty})_{Pl.}}} + \frac{\left[\theta_{\rho_L} (S_{B\rho_L}) \right]^4}{\nu_{(S_{B\rho_L})}} + \frac{\left[\theta_f (S_{Bf}) \right]^4}{\nu_{(S_{Bf})}} \right]} \quad (7.40)$$

ν_{SP} bezeichnet den Freiheitsgrad von S_{SP}^- .

7.2 Experimentelle Voruntersuchungen

Um die Strömungseigenschaften des Windkanals und die Messgenauigkeit der verwendeten Messapparaturen zu überprüfen, wurden experimentelle Voruntersuchungen an geometrisch einfachen Körpern durchgeführt.

In Kapitel 7.2.1 werden die Messergebnisse eines teilsymmetrischen Körpers, der als Viertelpyramide geformt ist, diskutiert. Aufgrund seiner Geometrieigenschaften kann die Symmetrie von C_A -Re- und C_S -Re-Verläufen in negativer und positiver Wirkrichtung überprüft werden.

Eine eingehend in der Literatur untersuchte Körperform ist die Kreisscheibe, deren C_W -Wert ab $Re \approx 1000$ konstant ist (*Hoerner, 1965, Seite 3-14*). In Kapitel 7.2.2 wird der vorliegende C_W -Re-Verlauf diskutiert und mit Ergebnissen aus der Literatur verglichen.

Die Versuchsanordnungen und Geometrien der Viertelpyramide und der Kreisscheibe sind in Bild 2.8 und Bild 2.9 dargestellt.

7.2.1 Viertelpyramide

Bild 7.2 zeigt die Auftriebsbeiwerte $C_{A_{VPy}}$ und Seitenkraftbeiwerte $C_{S_{VPy}}$ als Funktion der Reynolds-Zahl Re in den vier Positionen 0° , 90° , 180° und 270° .

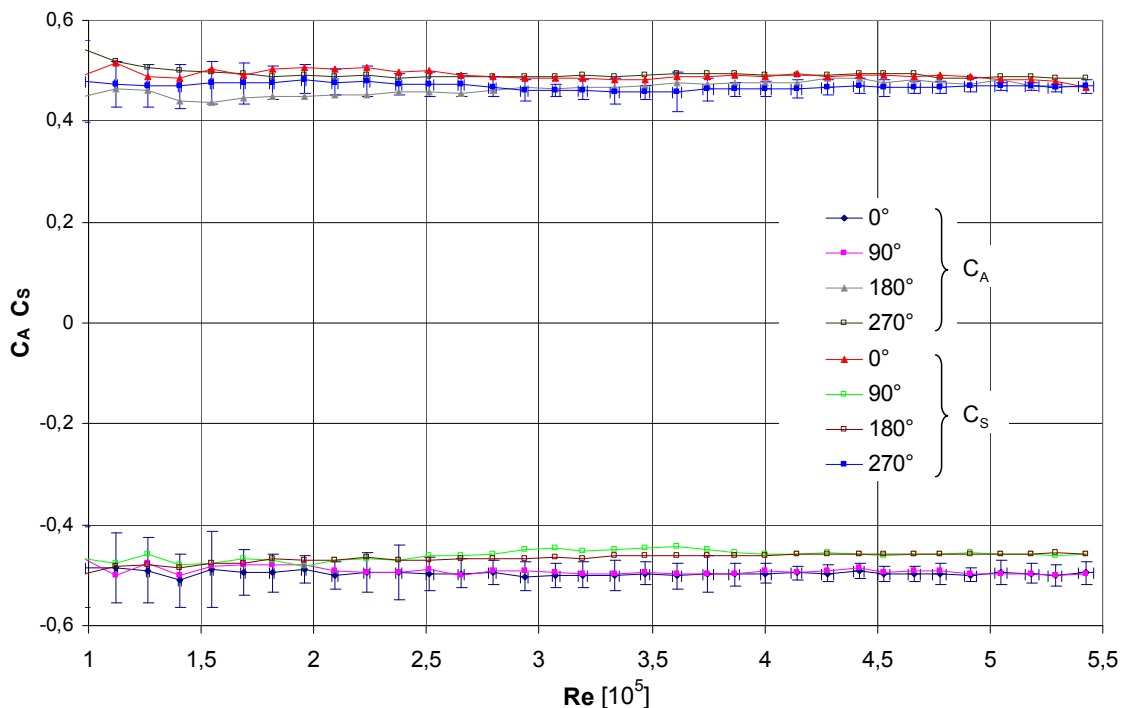


Bild 7.2: Auftriebsbeiwerte $C_{A_{VPy}}$ und Seitenkraftbeiwerte $C_{S_{VPy}}$ als Funktion von Re für die Viertelpyramide

Theoretisch müssten die Verläufe von „ $0^\circ C_A$ “, „ $90^\circ C_A$ “, „ $90^\circ C_S$ “ und „ $180^\circ C_S$ “ aus Symmetriegründen identisch sein. Dies gilt auch für die Verläufe von „ $180^\circ C_A$ “, „ 270° “

C_A “, „ $0^\circ C_S$ “ und „ $270^\circ C_S$ “. Die Messergebnisse zeigen jedoch ein Werte-Streuband von $0,45 < |C_{A,S_{VPy}}| < 0,5$. Diese Werte-Streuung lässt sich durch die in Bild 7.2 exemplarisch eingetragenen Fehlerbalken von Re , $C_{A_{VPy,0^\circ}}$ und $C_{S_{VPy,270^\circ}}$ erklären. Diese entsprechen den erweiterten Unsicherheiten $U_{\overline{Re_{VPy}}}$, $U_{\overline{C_{A_{VPy,0^\circ}}}}$ und $U_{\overline{C_{S_{VPy,270^\circ}}}}$ für ein Vertrauensniveau von 95% und resultieren für $Re < 2 \cdot 10^5$ fast ausschließlich aus zufälligen Fehlern. Bei höheren Re -Zahlen sind Abweichungen der Messkurven voneinander ungefähr zu gleichen Teilen auf zufällige und systematische Fehler zurückzuführen.

Bild 7.3 zeigt das Widerstandsverhalten der Viertelpyramide als Funktion der Reynoldszahl Re in den vier Positionen 0° , 90° , 180° und 270° . Wie aufgrund der scharfen Kanten zu erwarten, sind die C_W -Werte unabhängig von Re , doch stimmen die C_W -Werte-Verläufe nicht überein. $C_{W_{VPy,270^\circ}} \approx 0,83$ und $C_{W_{VPy,90^\circ}} \approx 0,93$ markieren die untere und obere Grenze des Werte-Streubands.

Exemplarisch sind in Bild 7.3 die erweiterten Unsicherheiten $U_{\overline{Re_{VPy}}}$ und $U_{\overline{C_{W_{VPy,270^\circ}}}}$ für ein Vertrauensniveau von 95% eingetragen. Bei geringen Re -Zahlen dominiert die erweiterte Unsicherheit des Stichprobenmittelwerts. Ab $Re \approx 2 \cdot 10^5$ gewinnen systematische Fehler gegenüber den zufälligen Fehlern mehr an Bedeutung.

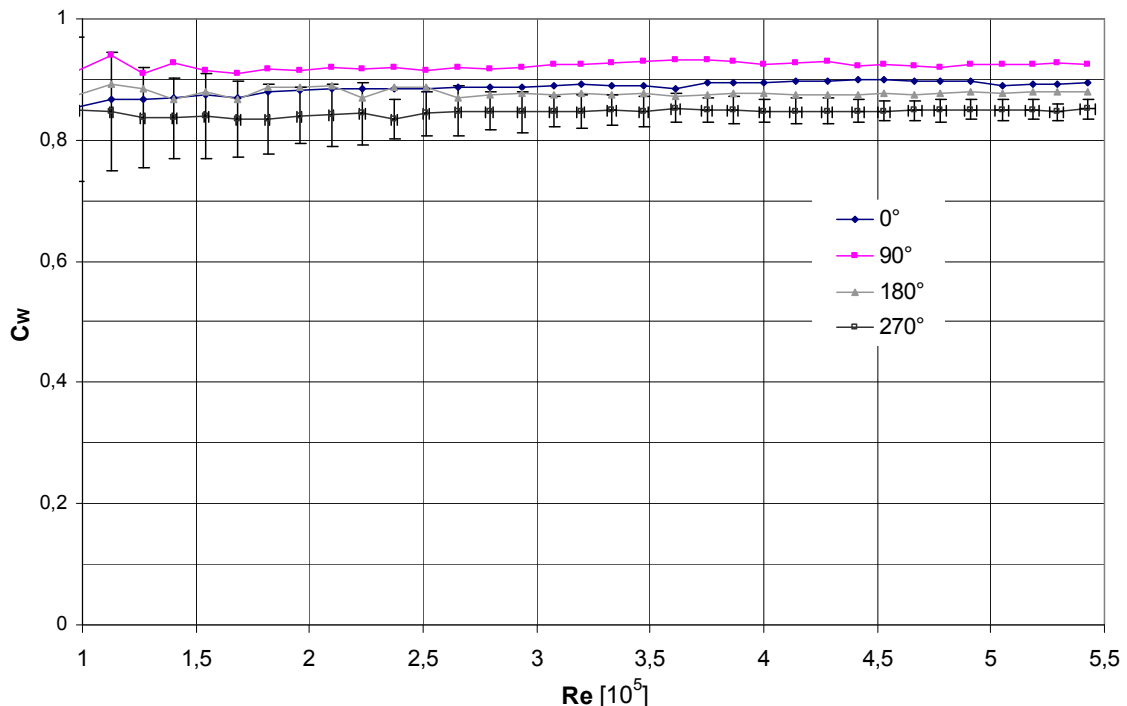


Bild 7.3: Widerstandsbeiwerte $C_{W_{VPy}}$ als Funktion von Re für die Viertelpyramide

Bild 7.4 und Bild 7.5 zeigen Umströmungs-Visualisierungen der Viertelpyramide bei $Re = 1 \cdot 10^4$. Die Platzierung des Nebeldrahts erfolgte im Rückströmgebiet in 70mm

Abstand vom Körperheck und unmittelbar neben der Haltestange auf der dem Betrachter zugewandten Seite. Die Größe des Rückströmgebietes und die Stromlinien der Außenströmung sind deutlich zu erkennen, teilweise auch die sich aufrollenden Scherschichten. Aufgrund der Unabhängigkeit der Kraftbeiwerte von der Reynolds-Zahl bei scharfkantigen Körpern ab $Re \approx 1000$ (siehe Abschnitt 7.2.2) kann davon ausgegangen werden, dass die vorliegenden Nebeldraht-Visualisierungen die Topologie der Strömung auch bei den höheren Re-Zahlen aus Bild 7.2 und Bild 7.3 wiedergeben.

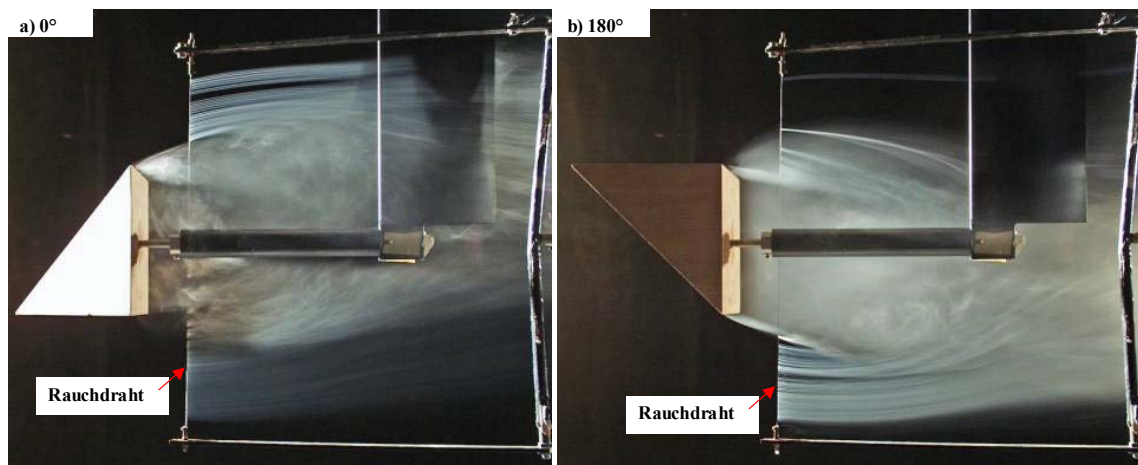


Bild 7.4: Umströmungs-Visualisierungen der Viertelpyramide mittels Nebeldraht im Rückströmgebiet bei $Re = 1 \cdot 10^4$ in den Positionen: a) 0° und b) 180°

In der 0° -Position in Bild 7.4 (a) ist eine deutliche Ablenkung des Ablösegebietes nach oben erkennbar, welche mit einer Abtriebskraft einher geht. Die Stromlinien passieren den Flügel auf der dem Betrachter zugewandten Seite, deuten somit auf eine Nachlaufablenkung zum Betrachter und auf eine positive Seitenkraft hin. Diese Beobachtungen werden durch die Verläufe der Auftriebsbeiwerte C_A und der Seitenkraftbeiwerte C_S in Bild 7.2 bestätigt.

Das umgekehrte Szenario ergibt sich in der 180° -Position in Bild 7.4 (b): Eine Ablenkung des Ablösegebiets nach unten, d. h. Auftrieb und Ablenkung des Nachlaufs zur vom Betrachter abgewandten Seite. Es entsteht eine negative Seitenkraft. Der Strömungsabriss erfolgt in beiden Positionen an den Körperhinterkanten. Bedingt durch die zunehmende Durchmischung des Nebels im Rückströmgebiet sind die Nebelbilder dreidimensional, was an einigen Stellen zu einer fotografischen Überlagerung von Strömungsformen führt. In Bild 7.4 (a) erfolgt der Strömungsabriss tangential zur Körperunterseite. Im Bereich der linken unteren Ecke der Heckfläche macht sich jedoch der Einfluss der dem Betrachter zugewandten 45° -Schräge bemerkbar, die an dieser Stelle zu einer Ausbuchtung des Ablösegebiets nach unten führt. Das gleiche Phänomen zeigt sich aus Symmetriegründen in Bild 7.4 (b) in der rechten oberen Ecke der Heckfläche.

In der 90° -Position in Bild 7.5 (a) ist eine deutliche Ablenkung des Ablösegebietes nach oben zu erkennen, welche mit einer Abtriebskraft einher geht. Die Stromlinien im

unteren Bildbereich passieren die Haltestange auf der dem Betrachter abgewandeten Seite, deuten auf eine Nachlaufablenkung zu der vom Betrachter abgewandeten Seite und damit auf eine negative Seitenkraft hin. Im Bereich der rechten unteren Ecke der Heckfläche macht sich jedoch der Einfluss der vom Betrachter abgewandten 45°-Schräge bemerkbar, die an dieser Stelle zu einer Ausbuchtung des Ablösegebiets nach unten führt. Dieses Phänomen zeigt sich in verstärkter Form in Bild 7.5 (b) auf der Körperoberseite, an welcher der Nebel sogar die gesamte Körperoberseite erfasst und somit ein Rückströmgebiet vorliegt. Möglicherweise ist dieses Phänomen auf die weniger exakte Fertigung der Viertelpyramide aus Holz zurückzuführen.

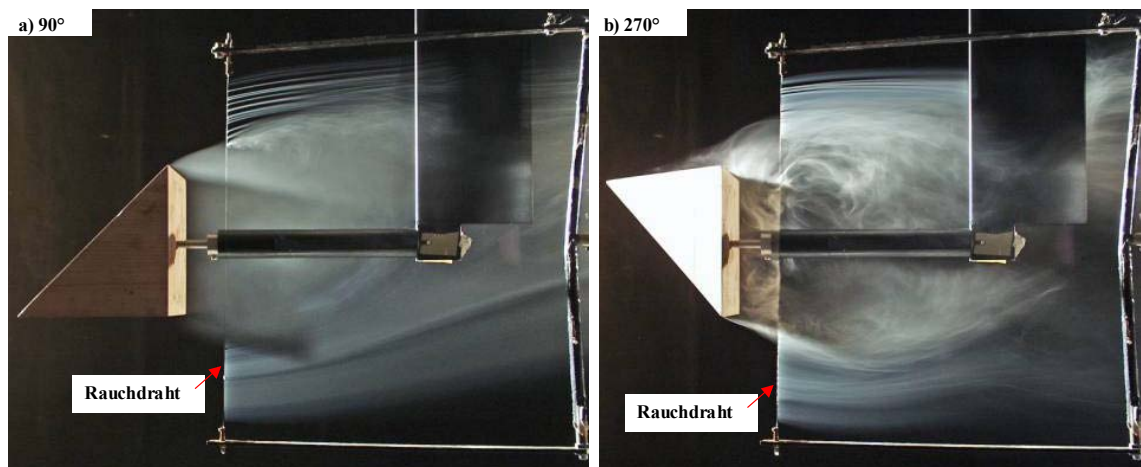


Bild 7.5: Umströmungs-Visualisierungen der Viertelpyramide mittels Nebeldraht im Rückströmgebiet bei $Re = 1 \cdot 10^4$ in den Positionen: a) 90° und b) 270°

Die Seeding-Visualisierung bei $Re = 1,32 \cdot 10^5$ in Bild 7.6 kann die Nebeldraht-Visualisierung der 270° -Position bei $Re = 1 \cdot 10^4$ nicht bestätigen.

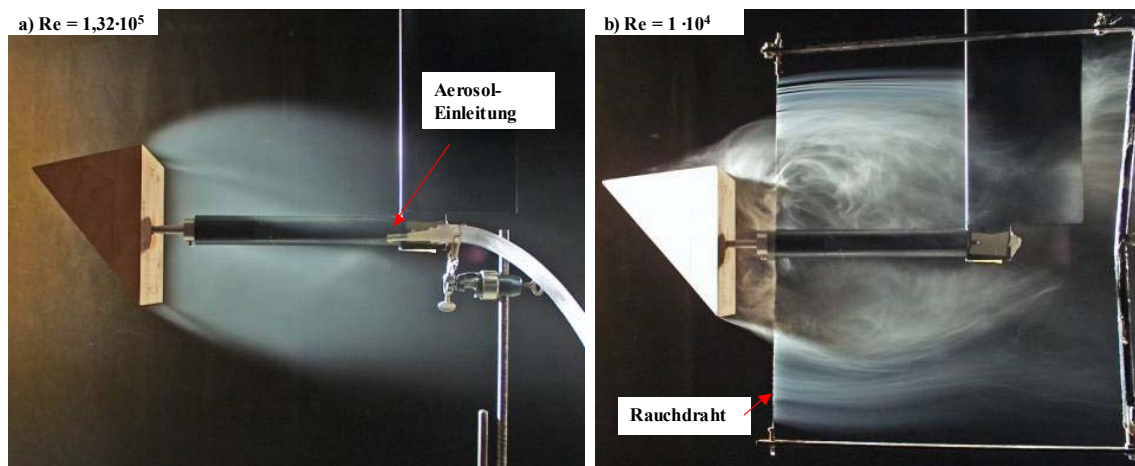


Bild 7.6: Visualisierung des Rückströmgebietes der Viertelpyramide in der 270° -Position bei: a) $Re = 1,32 \cdot 10^5$ mit Hilfe der Seeding-Methode; b) $Re = 1 \cdot 10^4$ mit Hilfe der Nebeldraht-Technik

Bild 7.6 (a) zeigt deutlich, dass bei $Re = 1,32 \cdot 10^5$ der Strömungsabriss an den Körperhinterkanten erfolgt.

Die Ausbuchtung des Ablösegebiets im Bereich der linken oberen Ecke der Heckfläche ist auf die 45°-Schräge auf der dem Betrachter zugewandten Seite zurückzuführen. Möglicherweise sind solche Ausbuchtungen des Ablösegebiets aufgrund der 45°-Schrägen in Kombination mit kleinen Ausrichtungsfehlern für die relativ großen Differenzen der C_W -Werte in Bild 7.3 von bis zu $\Delta C_{W_{Py}} \approx 0,1$ verantwortlich.

7.2.2 Kreisscheibe

Im Gegensatz zu den in Kapitel 3.1 diskutierten Kugeln und Fußbällen zeigen Körper mit scharfen Kanten, wie Scheiben und Platten, keinen kritischen Bereich eines Widerstandsabfalls. Dem Anstieg des dimensionslosen Druckkoeffizienten von theoretisch $C_p = -\infty$ an der Kante zu $C_p = 1$ im rückwärtigen Staupunkt hält weder eine laminare noch eine turbulente Grenzschicht stand. Ab $Re = 1000$ ist die Abrissstelle an der scharfen Kante fixiert und der Widerstandsbeiwert $C_{W_{Sch}}$ praktisch bis zu den höchsten jemals gemessenen Reynolds-Zahlen von $Re = 10^7$ konstant (*Hoerner, 1965, Seite 3-14*). Wegen dieser Stabilität eignet sich die Kreisscheibe in besonderem Maße zur Kalibrierung der Luftströmung in Windkanälen.

Eine der ersten Messungen des Luftwiderstands von normal angeströmten kreisförmigen Scheiben stammt von *Wieselsberger (1923)*, der einen konstanten Widerstandsbeiwert von $C_{W_{Sch}} \approx 1,12$ in dem untersuchten Bereich $3620 < Re < 9,62 \cdot 10^6$ fand.

Wieselsberger (1923) verwendete verschiedene Scheibendurchmesser, aber ein immer gleiches Verhältnis von Scheibendicke zu Scheibendurchmesser von 1/100 sowie kantige Scheibenränder. Seine Untersuchungen führte er im Freistrahle eines Windkanals Göttinger Bauart durch.

Aus Hochdruckwindkanal-Messungen an einer zur Rückseite abgeschrägten kreisrunden Scheibe ermittelte *Shoemaker (1926)* eine allenfalls leichte Abnahme von $C_{W_{Sch}}$ mit steigender Reynolds-Zahl Re . Bei $Re = 4,4 \cdot 10^6$ betrug $C_{W_{Sch}} \approx 1,09$. Die Widerstandsbeiwerte $1,11 < C_{W_{Sch}} < 1,14$ in einem Re -Bereich $2,1 \cdot 10^5 < Re < 1,9 \cdot 10^6$ stimmen gut mit den Ergebnissen von *Wieselsberger (1923)* überein.

Flachsbart (1932) führte erneute Messungen an der Kreisscheibe mit stumpf abgeschnittenen Kanten bei einer Windgeschwindigkeit von 30 m/s durch und ermittelte einen Widerstandsbeiwert von $C_{W_{Sch}} = 1,16$ bei einer Unsicherheit von etwa 1%.

Messungen des Widerstandsbeiwerts der Kreisscheibe, die 1935 an der *DVL* durchgeführt wurden, veröffentlichte *Hoerner (1965)*: Für $Re > 1000$ ergab sich ein Widerstandsbeiwert von $C_{W_{Sch}} = 1,17$. Gleichwohl räumte *Hoerner (1965)* ein, dass Untersuchungen aus verschiedenen Windkanälen nicht immer exakt den gleichen Widerstandsbeiwert liefern. Mögliche Ursachen dafür sind die in Kapitel 2.2

„Windkanal“ beschriebenen Versperrungseffekte durch einen stumpfen Körper, die sich in offenen und geschlossenen Messstrecken unterschiedlich auswirken.

Auch ein höherer Turbulenzgrad führt zu höheren Widerstandsbeiwerten (*Schubauer und Dryden, 1935*).

Roos und Willmarth (1971) führten Schleppversuche in einem mit einem Glycerin-Wasser-Gemisch gefüllten Tank durch. Die auftretenden Kräfte wurden mit Dehnungsmessstreifen in einem Re -Bereich $5 < Re < 6,04 \cdot 10^4$ bestimmt. Aufgrund von mechanischen Vibrationen der Versuchsanordnung zeigte sich jedoch eine große Streuung der C_W -Werte. In einem Bereich $9020 < Re < 6,04 \cdot 10^4$ betrug diese $1,15 < C_{W_{Sch}} < 1,28$.

Bild 7.7 zeigt die vorliegenden Ergebnisse des Widerstandsverhaltens der Kreisscheibe. Die eingetragenen Fehlerbalken von Re und $C_{W_{Sch}}$ entsprechen den erweiterten Unsicherheiten $U_{Re_{Sch}}$ und $U_{C_{W_{Sch}}}$ für ein Vertrauensniveau von 95%.

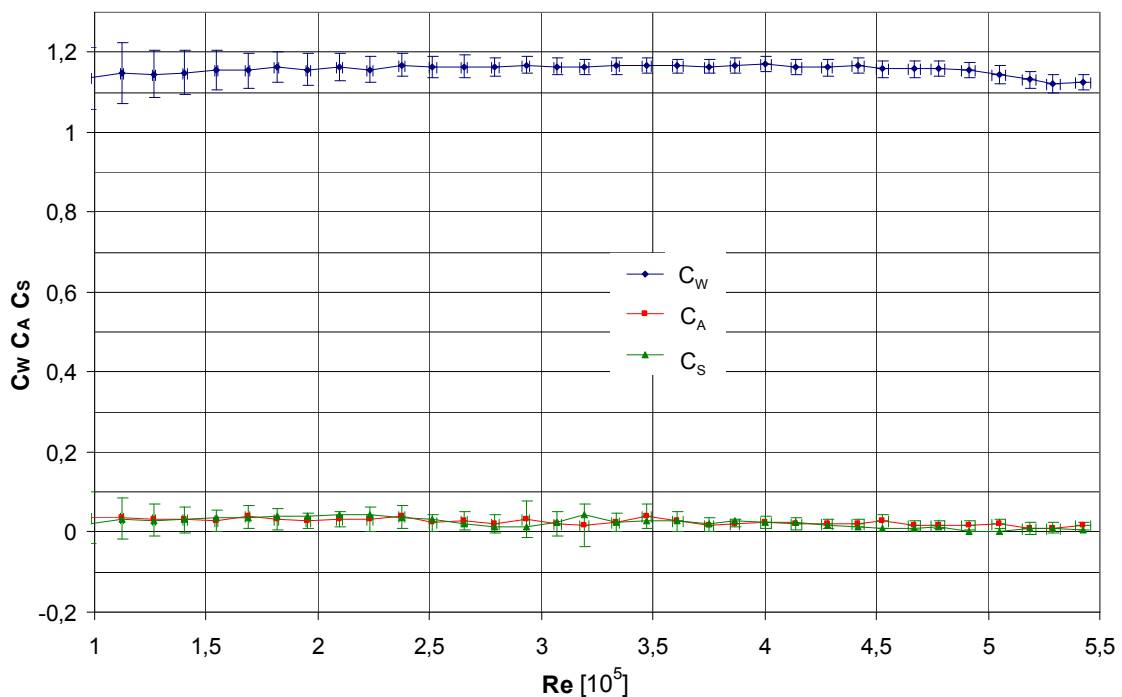


Bild 7.7: Widerstandsbeiwerte $C_{W_{Sch}}$, Auftriebsbeiwerte $C_{A_{Sch}}$ und Seitenkraftbeiwerte $C_{S_{Sch}}$ als Funktion von Re für die Kreisscheibe

Für $1 \cdot 10^5 < Re < 5 \cdot 10^5$ beträgt der C_W -Wert fast konstant $C_{W_{Sch}} \approx 1,16 \pm 0,01$. Er stimmt damit sehr genau mit den angeführten Literaturdaten überein. Für $Re > 5 \cdot 10^5$ ergibt sich eine leichte Abnahme auf $C_{W_{Sch}} \approx 1,12$. Diese ist möglicherweise auf die hohen Widerstandskräfte $F_W > 30N$ zurückzuführen. Als Folge der hohen Widerstandskräfte tritt eine beträchtliche elastische Verformung des Haltearms gegenüber dem „Null-

zustand“ auf. Diese wird durch die quadratischen und gemischten Glieder der Messmatrix in nicht ausreichendem Maße korrigiert, siehe Abschnitt 2.3.2.

In Bild 7.7 sind außerdem $C_{A_{Sch}}$ und $C_{S_{Sch}}$ über Re aufgetragen. Der Übersichtlichkeit halber wird nur die erweiterte Unsicherheit $U_{\frac{C_{A_{Sch}}}{C_{S_{Sch}}}}$ abgebildet. Zu erkennen ist, dass sowohl $C_{A_{Sch}}$ als auch $C_{S_{Sch}}$ von $C_{A_{Sch}} \approx C_{S_{Sch}} \approx 0,04$ bei $Re = 1 \cdot 10^5$ auf $C_{A_{Sch}} \approx C_{S_{Sch}} \approx 0,01$ bei $Re = 5,5 \cdot 10^5$ abnehmen und unter Berücksichtigung von $U_{\frac{C_{A_{Sch}}}{C_{S_{Sch}}}}$ den Erwartungswerten $C_{A_{Sch}} = C_{S_{Sch}} = 0$ sehr nahe kommen. Neben den in Abschnitt 7.1.4 berücksichtigten zufälligen und systematischen Unsicherheiten können weitere Erklärungsansätze für die von null abweichenden Kraftbeiwerte angeführt werden: Zu nennen sind geringfügige Ausrichtungsfehler, die in Abschnitt 2.2 diskutierten Strömungseigenschaften des Windkanals sowie Interferenzeffekte zwischen der Nachlaufströmung der Scheibe und der Halterung.

Bild 7.8 zeigt Umströmungs-Visualisierungen der Kreisscheibe bei (a) $Re = 1,07 \cdot 10^5$ mit Hilfe des Seeding-Verfahrens und bei (b) $Re = 8000$ mit Hilfe eines im Rückströmgebiet platzierten Nebeldrahtes. In Bild 7.8 (a) ist die Größe des Rückströmgebietes und des Nachlaufs der Kreisscheibe zu erkennen. In Bild 7.8 (b) sind auch die Stromlinien der Außenströmung sowie die sich aufrollenden Scherschichten sichtbar.

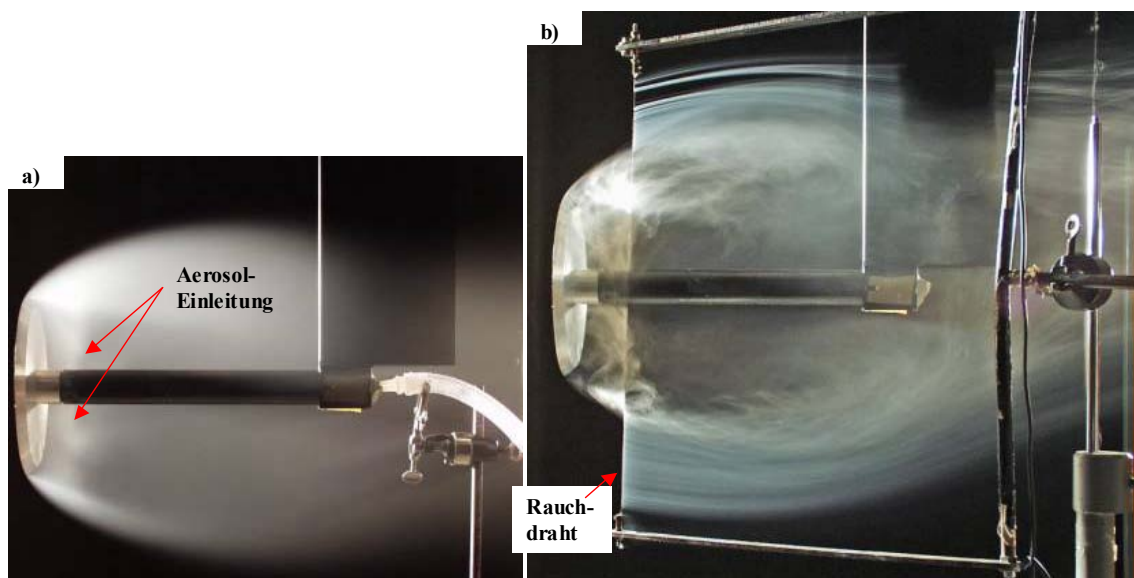


Bild 7.8: Umströmungs-Visualisierungen der Kreisscheibe bei: a) $Re = 1,07 \cdot 10^5$ mittels Aerosol-Einleitung in das Rückströmgebiet; b) $Re = 8000$ mittels Nebeldraht im Rückströmgebiet

Bigger et al. (2006) bestimmten aus PIV-Messungen des Geschwindigkeitsfeldes hinter einer Kreisscheibe bei $Re = 6,7 \cdot 10^4$ und bei $Re = 2,0 \cdot 10^4$ die Länge des Rückströmgebietes zu ca. zwei Scheibendurchmessern.

Berger et al. (1990) ermittelten aus Hitzdrahtmessungen bei $Re = 2,1 \cdot 10^5$ einen etwas höheren Wert von 2,5 Scheibendurchmessern für die Länge des Rückströmgebietes.

Leder (1992) bestimmte die Totwasserausdehnung für $2 \cdot 10^4 < Re < 2 \cdot 10^5$ zu 2,55 Scheibendurchmessern.

Übertragen auf die vorliegende Versuchsanordnung bedeutet dies, dass die Haltestange ($l_{r\ddot{u}H\ddot{a}} = 320\text{mm}$) und der Flügel definitiv im Rückströmgebiet gelegen haben müssen. Dies kann zum einen durch die in Höhe der Flügelhinterkante aufeinander treffenden Scherschichten in Bild 7.8 (b) bestätigt werden. Zum anderen zeigen Messungen der Taraluftkräfte bei entkoppelter (und vorgeblendeter) Kreisscheibe negative C_W -Werte. Letztere deuten darauf hin, dass der Widerstand des oberen Flügelteils, der sich in der Außenströmung befindet, von dem Vortrieb des sich im Rückströmgebiet befindenden Flügelteils übertroffen wird.

7.3 Anhang zu Abschnitt 1.2.7 „Stromfeld und Kugelnachlauf“

Tabelle 7.1: Übersicht zu experimentellen und numerischen Untersuchungen der Wirbelstrukturen und der Strouhal-Zahl-Abhängigkeit des Kugelnachlaufs für $Re < 6 \cdot 10^4$

Literatur	Re-Bereich	Experiment/ Numerik
<i>Schmiedel (1928)</i>	$0,05 < Re < 1042$	Fallversuche in Flüssigkeiten
<i>Möller (1938)</i>	$150 < Re < 1 \cdot 10^4$	Schleppversuche im Wasserkanal
<i>Taneda (1956)</i>	$5 < Re < 300$	Schleppversuche im Wasserkanal
<i>Magarvey und MacLatchy (1965)</i>	$200 < Re < 500$	Fallversuche im Wassertank
<i>Achenbach (1974a)</i>	$400 < Re < 3000$	Hitzdrahtmessungen im Windkanal, Visualisierungen im Wasserkanal
<i>Nakamura (1976)</i>	$7,3 < Re < 190$	Fallversuche im Wassertank
<i>Pao und Kao (1977)</i>	$4000 < Re < 2 \cdot 10^4$	Schleppversuche im geschichteten Fluid
<i>Kim und Durbin (1988)</i>	$500 < Re < 6 \cdot 10^4$	Hitzdrahtmessungen im Windkanal
<i>Sakamoto und Haniu (1990)</i>	$300 < Re < 4 \cdot 10^4$	Hitzdrahtmessungen im Windkanal, Visualisierungen im Wasserkanal
<i>Bonneton et al. (1991)</i>	$200 < Re < 2 \cdot 10^4$	Visualisierungen im Wasserkanal
<i>Chomaz et al. (1993)</i>	$150 < Re < 3 \cdot 10^4$	Schleppversuche im Wasserkanal und Heißfilmgeschwindigkeitsmessungen
<i>Mittal (1999)</i>	$350 < Re < 425$	Wirbelstrukturen aus DNS-Simulationen
<i>Mittal und Najjar (1999)</i>	$350 < Re < 600$	Wirbelstrukturen und Strouhal-Zahlen aus DNS-Simulationen
<i>Thompson et al. (2001)</i>	$210 < Re < 290$	Spektralelemente-Methode
<i>Mittal et al. (2002)</i>	$500 < Re < 1000$	Wirbelstrukturen und Strouhal-Zahlen aus DNS-Simulationen
<i>Schouveiler et al. (2004)</i>	$Re = 300$	Wirbelstrukturen (aus Wasserkanalversuchen und DNS-Simulationen)
<i>Provansal et al. (2004)</i>	$270 < Re < 1,2 \cdot 10^4$	Hitzdrahtmessungen im Windkanal, Visualisierungen im Wasserkanal
<i>Doh et al. (2004)</i>	$Re = 1130$	3D-PIV-Messungen im Wasserkanal

7.4 Anhang zu Abschnitt 3.1.2 „Fußbälle“

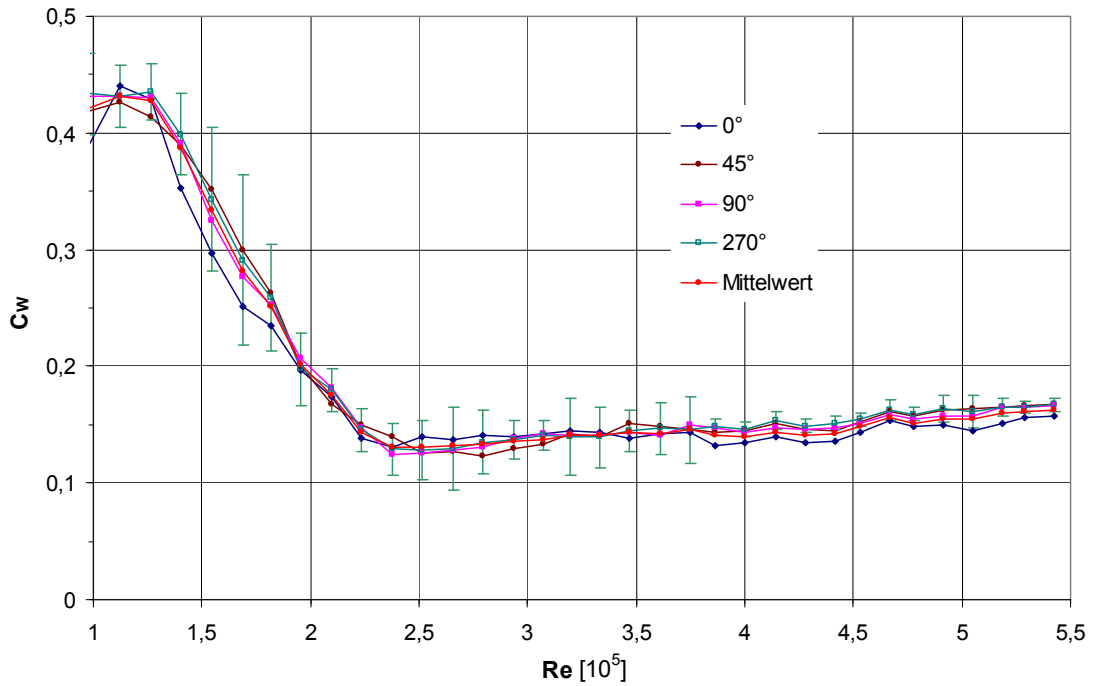


Bild 7.9: Ballorientierungsabhängige Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von Re für den Fevernova-Ball mit Angabe von $U_{\overline{C_w}}$ der 270° -Ballorientierung

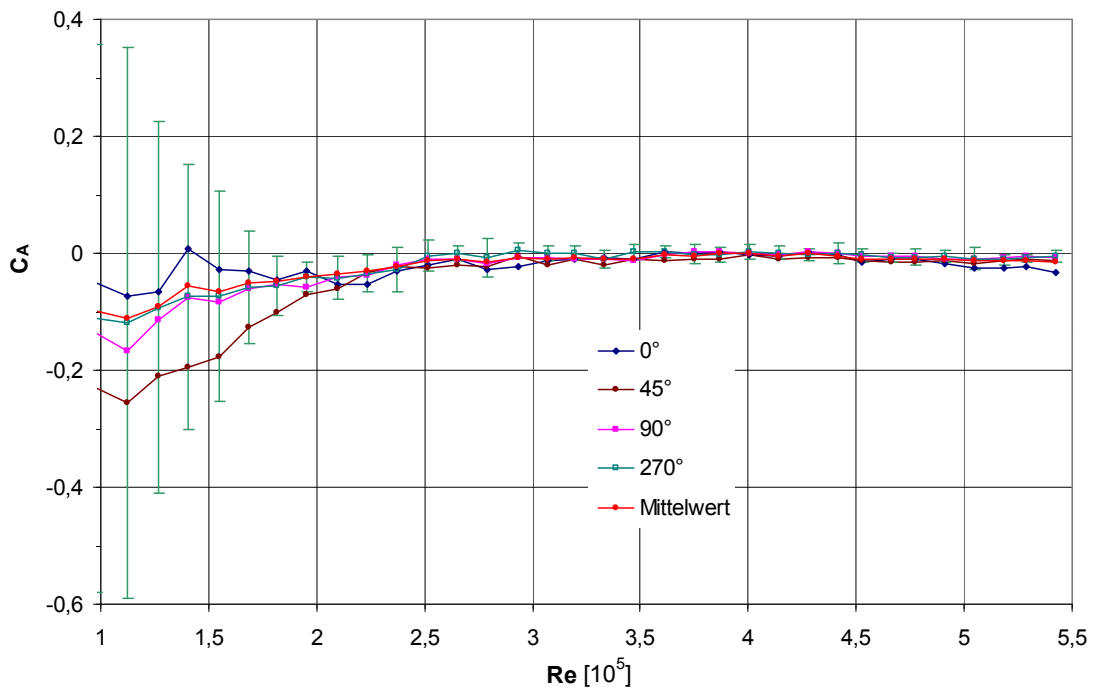


Bild 7.10: Ballorientierungsabhängige Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für den Fevernova-Ball mit Angabe von $U_{\overline{C_A}}$ der 270° -Ballorientierung

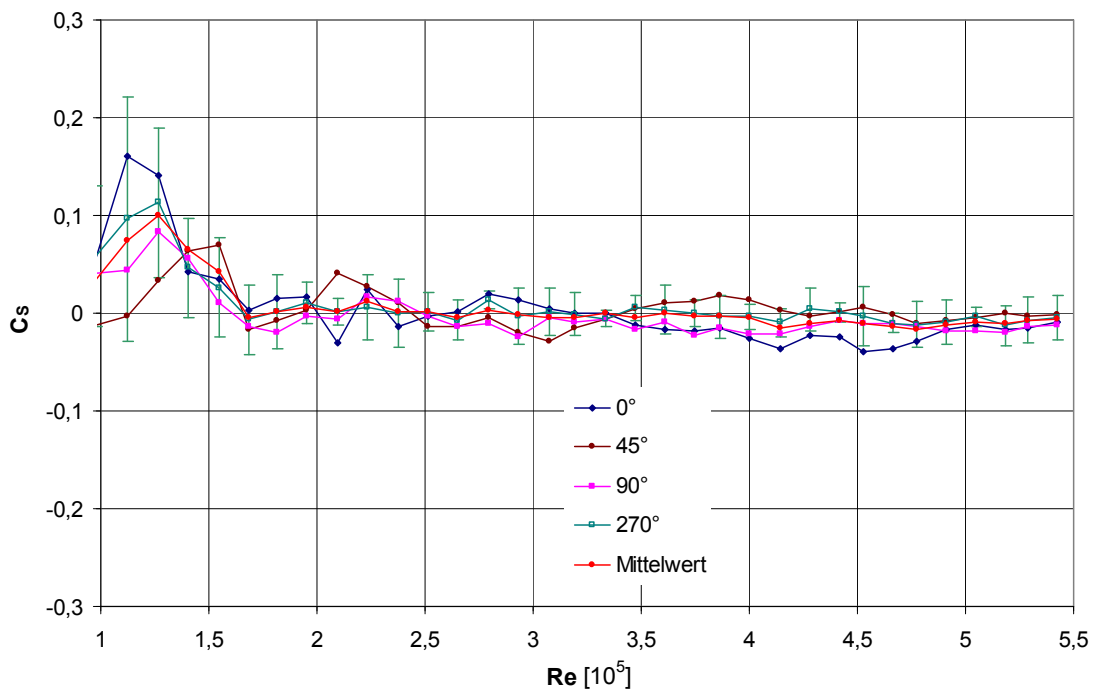


Bild 7.11: Ballorientierungsabhängige Seitenkraftbeiwerte C_s als Funktion von Re für den *Fevernova*-Ball mit Angabe von $U_{\overline{C_s}}$ der 270°-Ballorientierung

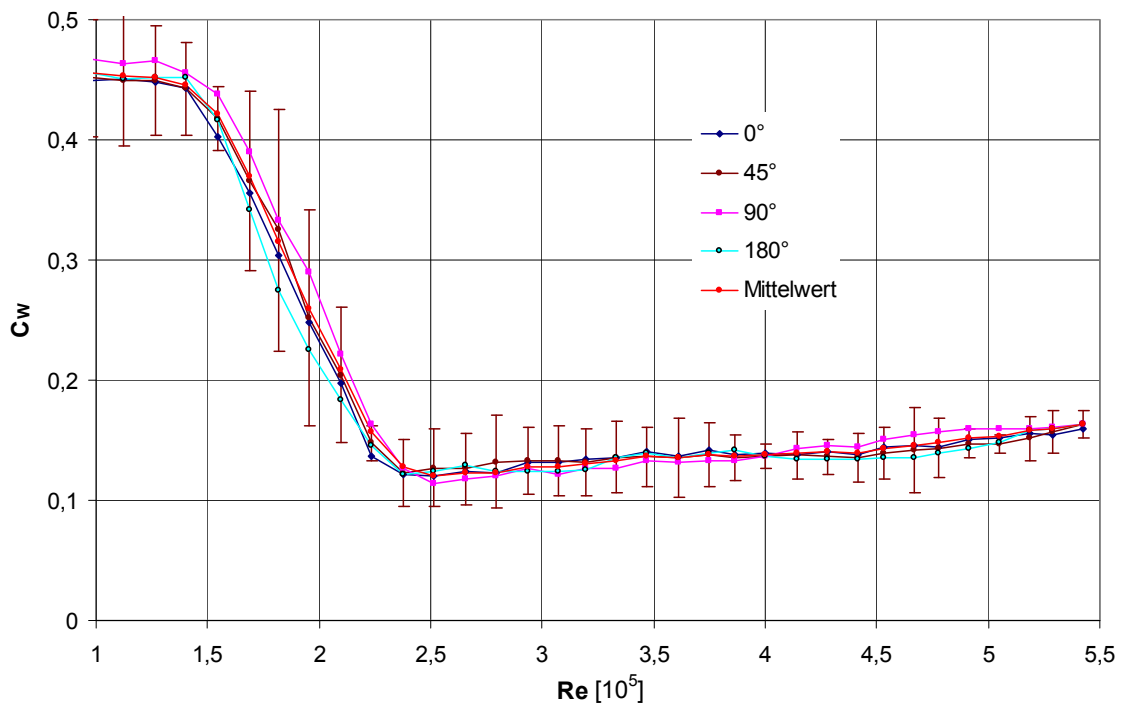


Bild 7.12: Ballorientierungsabhängige Widerstandsbeiwerte C_w als Funktion von Re für den *Roteiro*-Ball mit Angabe von $U_{\overline{C_w}}$ der 45°-Ballorientierung

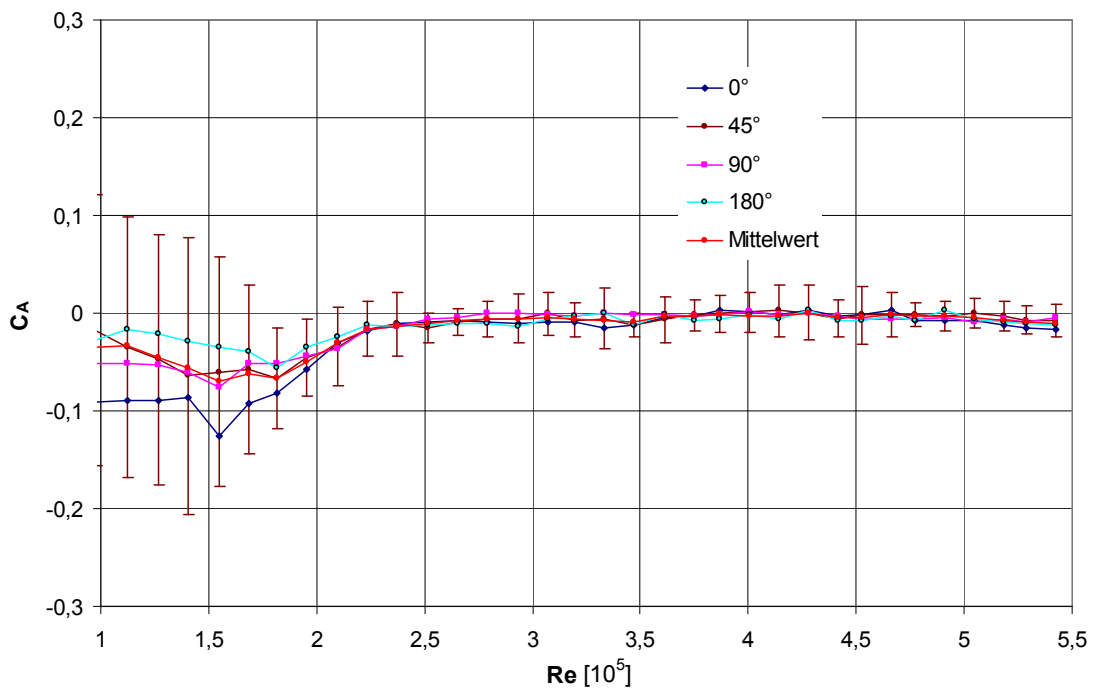


Bild 7.13: Ballorientierungsabhängige Auftriebsbeiwerte C_A als Funktion von Re für den *Roteiro*-Ball mit Angabe von $U_{\overline{C_A}}$ der 45° -Ballorientierung

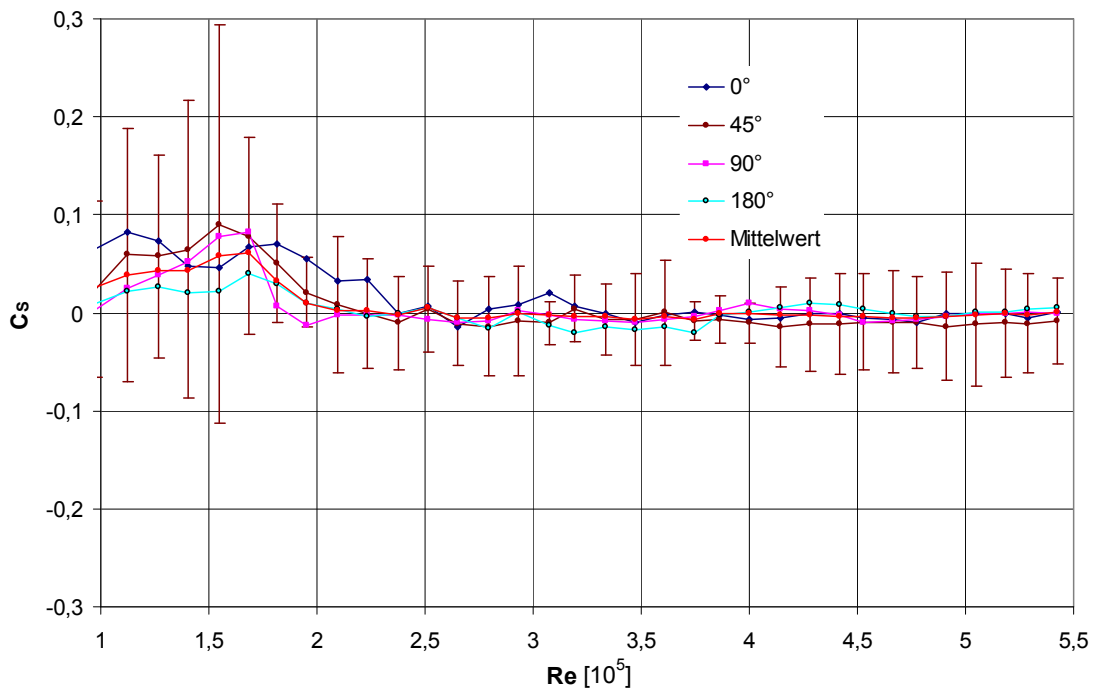


Bild 7.14: Ballorientierungsabhängige Seitenkraftbeiwerte C_S als Funktion von Re für den *Roteiro*-Ball mit Angabe von $U_{\overline{C_S}}$ der 45° -Ballorientierung

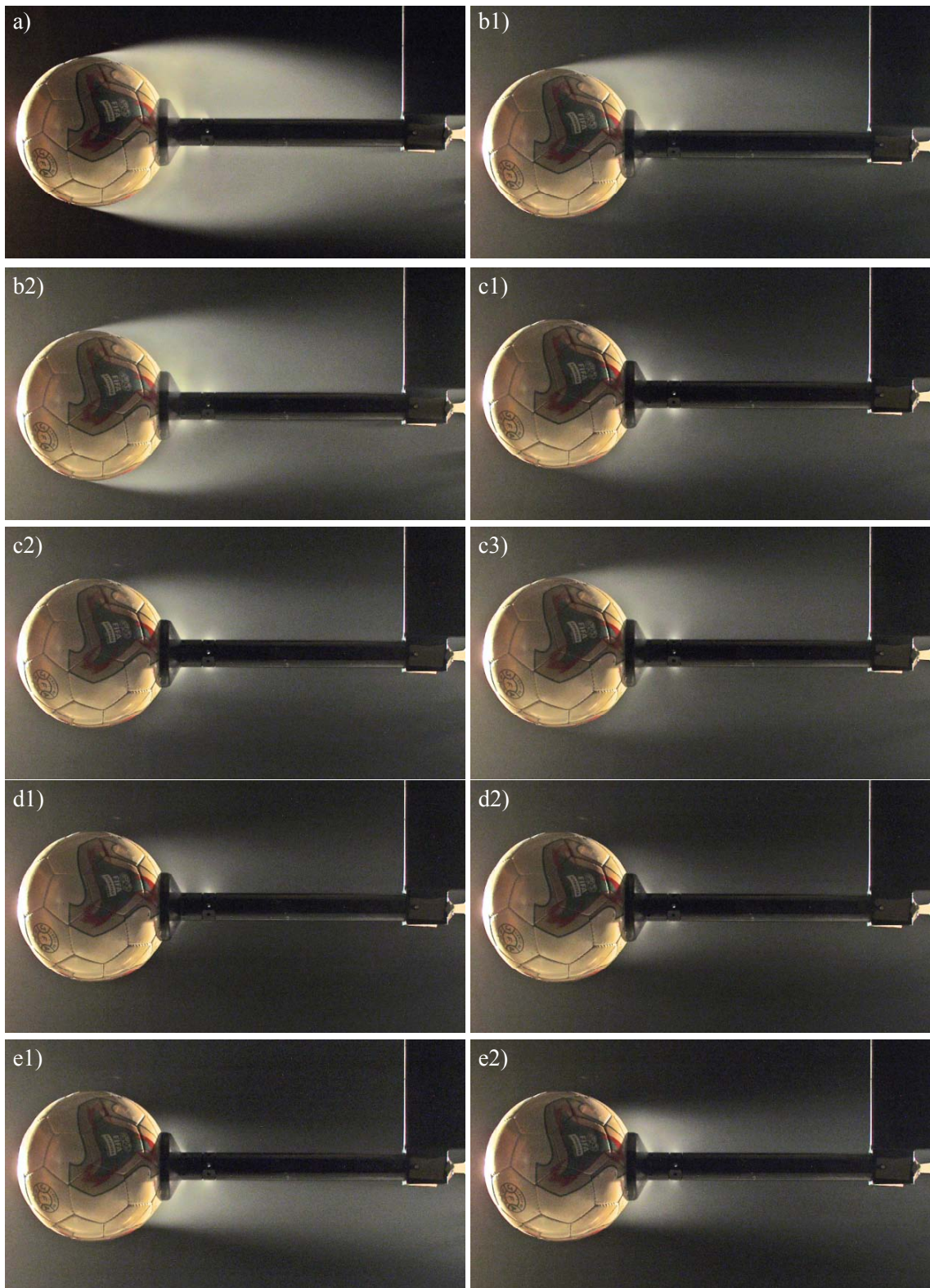


Bild 7.15: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des *Fevernova*-Fußballs bei:
a) $Re = 0,74 \cdot 10^5$; b) $Re = 1,57 \cdot 10^5$; c) $Re = 1,80 \cdot 10^5$; d) $Re = 2,15 \cdot 10^5$;
e) $Re = 2,52 \cdot 10^5$

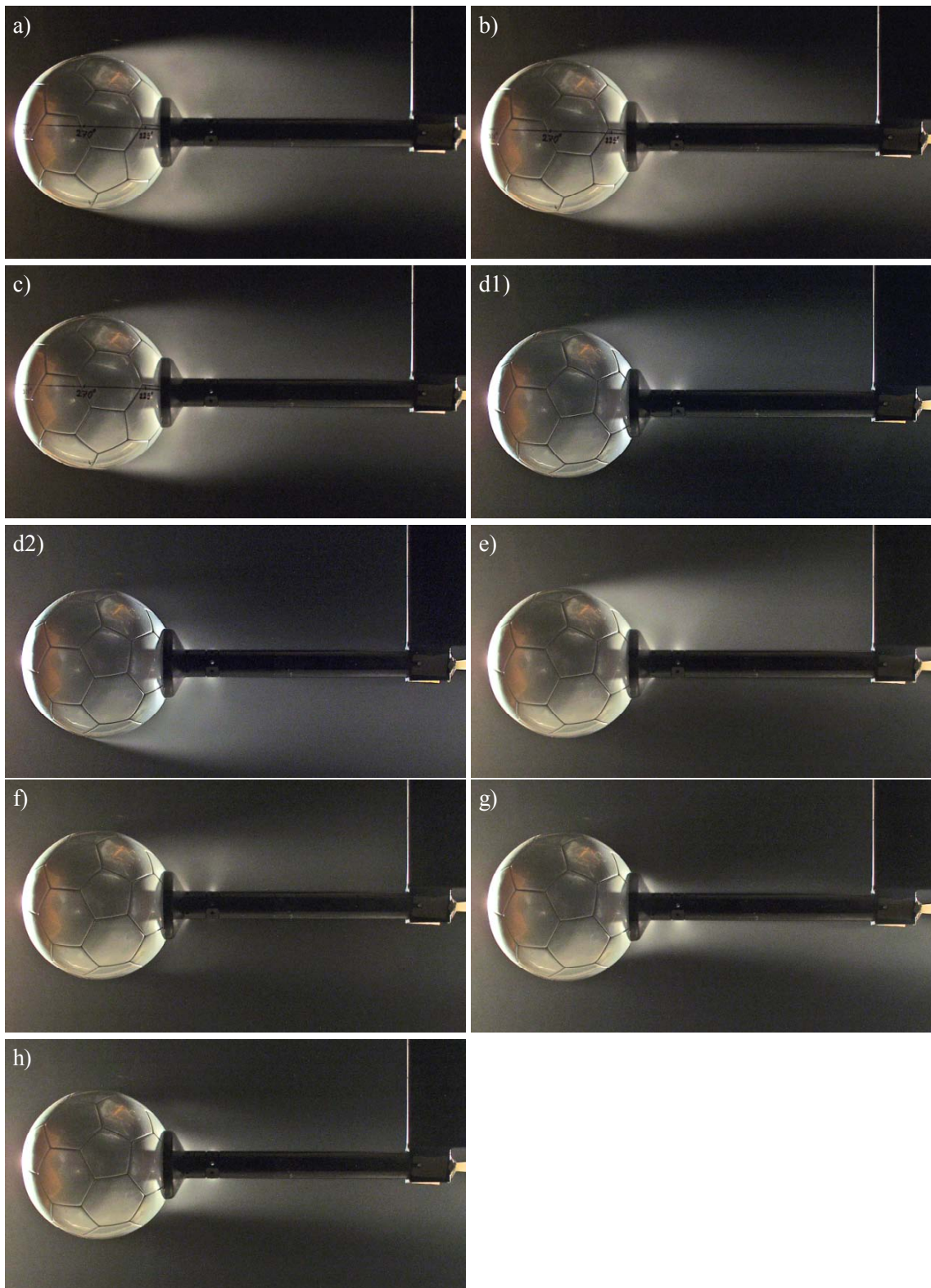


Bild 7.16: Seeding-Visualisierungen der Umströmung des *Roteiro*-Fußballs bei:
a) $Re = 0,83 \cdot 10^5$; b) $Re = 1,14 \cdot 10^5$; c) $Re = 1,37 \cdot 10^5$; d) $Re = 1,70 \cdot 10^5$;
e) $Re = 1,97 \cdot 10^5$; f) $Re = 2,26 \cdot 10^5$; g) $Re = 2,68 \cdot 10^5$; h) $Re = 3,50 \cdot 10^5$