

**Strömungs- und Wärmeübergangseffekte
an der rotierenden temperierten Zylinderwelle
unter Beachtung von Geometrieinflüssen**



Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
Institut für Thermodynamik

Verfasser: Dipl.-Ing. M. Sprenger

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Univ.-Prof. Dr.-Ing. C. Mundt

1. Berichterstatter: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. M. Pfitzner

2. Berichterstatter: Em. Univ.-Prof. Dr.-Ing. D. Geropp

Tag der Prüfung: 25. Oktober 2006

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad:
Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Ausbildungsoffizier und wissenschaftliche Hilfskraft an der Universität der Bundeswehr München in der Zeit vom 1. Februar 1999 bis zum 30.04.2003.

Die Anregung erhielt ich von Herrn Univ.-Prof. i. R. Dr.-Ing. D. Straub. Ihm und Herrn em. Univ.-Prof. Dr.-Ing. D. Geropp, der die Leitung des Korreferates übernommen hat, möchte ich für die Förderung und Unterstützung meinen herzlichen Dank aussprechen.

Herrn Professor Dr. rer. nat. M. Pfitzner, dem Leiter des Instituts für Thermodynamik, danke ich für die Gesamtbetreuung der Arbeit, die fachlichen Anleitungen sowie die vielen wertvollen Ratschläge. Vor allem freue ich mich, dass Professor Geropp und vor allem Professor Pfitzner während des wichtigen Abschnitts der Ergebnisauswertung und der Anfertigung der Niederschrift auch nach meiner Präsenz an der Universität der Bundeswehr München mich auf allen Gebieten intensiv betreut haben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. F.-X. Münch danke ich für sein großes Interesse an meiner Arbeit und für die Übernahme der messtechnischen Beratung.

Ferner danke ich den Mitarbeitern der Werkstatt der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik (TZL) und den Mitarbeitern des Medienzentrallabors (MZL) des Institutes für Thermodynamik für die Mithilfe beim Aufbau der Versuchseinrichtungen, hierbei insbesondere Herrn Dolnik und Herrn Beer. Gleichfalls gilt mein Dank Herrn Brandl, Herrn Hußmann und allen nicht namentlich genannten, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Schließlich bedanke ich mich auch bei meiner Frau Ute und meinen Töchtern Miriam und Tabea, die Ihren Anteil zum Gelingen dieser Arbeit beigesteuert haben.

Berlin-Ludwigfelde, im Mai 2006

Martin Sprenger

Übersicht

Turbulente Grenzschichtströmungen und deren Einflüsse auf den Wärmeübergang zwischen einer schnell rotierenden, temperierten Zylinderwelle und dem umgebenden Fluid werden in der vorliegenden wissenschaftlichen Untersuchung für unterschiedliche Geometrien vorgestellt und ausgewertet. Die in dieser Arbeit messtechnisch erfassten Wärmeübergangseffekte zeigen für hohe Rotations-Reynoldszahlen Re und bei großen Eckertzahlen Ec einen Rückgang der Nusseltzahl $Nu = f(Re, Ec, Eu, Pr, \text{Geometrie-Kennzahlen})$.

Die Arbeit behandelt und diskutiert unterschiedliche um die rotierende Zylinderwelle befindliche Außengeometrien, welche die dreidimensionale Wirbelstruktur im wandnahen Bereich der bewegten Wand wie auch im gesamten Strömungsraum prägen. Für den Fall des innerhalb eines geschlossenen Gehäuses rotierenden und aufgeheizten Zylinders konnte beispielsweise erstmals Intensität und Ort eines lokalen Temperaturmaximums vermessen und mit numerischen und aus der Literatur bekannten Ansätzen verglichen werden. Der aufgrund reibungsinduzierter Dissipationsenergie existente Temperaturanstieg generiert sich dabei aus dem Zerfall kleinster Mikrowirbel in unmittelbarer Wandnähe. Die hierfür notwendige Energie wird über Wirbelkaskaden aus großen, teilweise geometrieabhängigen Wirbeln bezogen, die in sämtlichen Schichten des um die rotierende Welle mitbewegten Fluids und in dreidimensionaler Form vorhanden sind.

Die vorliegenden Untersuchungen sollen sowohl für grundsätzliche Betrachtungen als auch für messtechnische und numerische Untersuchungen an rotierenden Zylinderwellen innerhalb einfacher oder komplexer Strömungskammern wichtige Anhaltspunkte für die Auslegung in der Ingenieurspraxis geben, z.B. für die Wahl verwendeter Werkstoffe, der optimierten Konstruktion, der effizienten Kühlluftauslegung zur Bauteilkühlung oder auch zur Berücksichtigung bei der Bestimmung von Bauteilbelastungen.

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen.....	V
1. Problemstellung.....	1
1.1 Gegenwärtiger Entwicklungsstand.....	5
1.1.1 Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchungen an der rotierenden Welle in freier Umgebung.....	7
1.1.2 Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchungen an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen axialsymmetrischen Gehäuse.....	14
1.1.3 Rotierende Zylinderwelle mit axialsymmetrischer Ringspaltströmung.....	17
1.1.4 Rotierende Zylinderwelle mit Queranströmung innerhalb einer rechteckigen Messstrecke.....	19
1.2 Zielsetzung und Aufgabenstellung der Arbeit.....	21
1.2.1 Ableitung relevanter Kennzahlen aus der Dimensionsanalyse.....	21
1.2.2 Ziele der Arbeit.....	23
1.2.3 Aufgabenstellung.....	24
2. Experimenteller Versuchsaufbau.....	26
2.1 Grundlagen der Versuchsanlage.....	27
2.1.1 Schwingungsuntersuchungen am Gesamtsystem.....	27
2.1.2 Konstruktion der Zylinderwellen.....	28
2.1.3 Wärmetauscher in rotierender Zylinderwelle.....	30
2.1.4 Schwingungsuntersuchungen am Wärmetauscher.....	31
2.1.5 System zur Temperierung der rotierenden Zylinderwand.....	33
2.1.6 Integration der Messsensorik.....	35
2.1.6.1 LDA-Traversal.....	36
2.1.6.2 Hitzdraht-Traversal.....	37
2.1.6.3 Integration weiterer Messsensorik.....	38
2.2 Angewandte Messverfahren.....	39
2.2.1 Hitzdraht-Anemometrie (HDA).....	40
2.2.1.1 Allgemeine Grundlagen.....	40
2.2.1.2 CTA-Verfahren.....	41
2.2.1.3 CCA-Verfahren.....	42
2.2.1.4 Richtungsempfindlichkeit beim CTA-Verfahren.....	43
2.2.1.5 Messgenauigkeit und Fehlermöglichkeiten.....	44
2.2.1.6 Wandeinfluss auf Hitzdrahtmessungen.....	44
2.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie (LDA).....	45
2.2.2.1 Allgemeine Grundlagen.....	45
2.2.2.2 Teilchenfolgevermögen in rotierenden Strömungen.....	48
2.2.2.3 Messgenauigkeit und Fehlermöglichkeiten.....	48
2.2.3 Infrarot-Thermografie.....	49
2.2.3.1 Einflüsse durch das Messobjekt.....	50
2.2.3.2 Einflüsse durch die Messstrecke.....	50
2.2.3.3 Einflüsse durch das Messgerät, messtechnische Aspekte.....	51
2.2.3.4 Fehlermöglichkeiten.....	51
2.2.4 Vergleich der angewandten Messverfahren.....	52
2.2.5 Abschätzung der resultierenden Messfehler.....	56

3. Versuchsdurchführung und Darstellung der Messergebnisse.....	60
3.1 Mittelungsmethodik.....	60
3.2 Turbulente Strömung im Versuchsaufbau.....	61
3.3 Wirbelbildung um die rotierende Zylinderwelle im Versuchsaufbau.....	62
3.4 Lokale Geschwindigkeitsverteilung.....	65
3.4.1 Gültigkeiten innerhalb der Grenzschicht.....	65
3.4.2 τ_w und c_f an rotierender Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse.....	66
3.4.3 Geschwindigkeitsverteilung um rotierende Zylinderwelle.....	70
3.4.3.1 Messdaten für unterschiedliche Durchmesser und Messverfahren.....	70
3.4.3.2 Vergleich der Messdaten für unterschiedliche Außengeometrien.....	71
3.4.3.3 Vergleich der Messdaten mit numerischen Ergebnissen.....	73
3.4.4 Unterschiede zwischen Geschwindigkeitsverläufen am rotierenden Zylinder und Grenzschichten an der ebenen Platte und im Rohr	75
3.5 Korrelationsgrößen und Frequenzanalyse in Grenzschichten um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse.....	77
3.5.1 Transfer von Produktion und Dissipation im wandnahen Bereich.....	83
3.6 Sekundärströmung im Versuchsaufbau.....	86
3.7 Turbulente Wirbelviskosität.....	91
3.8 Lokale Temperaturverteilung.....	94
3.9 Globaler Wärmeübergang.....	98
3.9.1 Grundlagen zur Auswertung.....	98
3.9.2 Durchführung der Messungen.....	99
3.9.3 Auswertung der Messdaten.....	100
3.9.4 Vergleich $Nu(Re)$ mit Numerischen Untersuchungen.....	107
4. Vereinfachte analytische Beziehungen zwischen Strömung und Wärmeübergang an der rotierenden Zylinderwelle.....	112
4.1 Abhängigkeiten relevanter Größen um die rotierende Zylinderwelle.....	113
4.1.1 Vereinfachte Erhaltungsgleichungen.....	113
4.1.2 Abhängigkeiten zwischen Viskosität $\mu_g(r)$ und Geschwindigkeit $v_\phi(r)$	114
4.1.3 Empirische Bestimmung eines universellen Geschwindigkeitsverlaufs.....	116
4.1.4 Beziehungen zwischen den wandnahen Verläufen $v_\phi(r)$ und $T(r)$	119
4.2 Theoretische Abschätzung des Verlaufs $Nu(Re)$	122
4.3 Vergleich diskutierter Wärmeübergangsuntersuchungen.....	125
5. Zusammenfassung und Bewertung.....	127
6. Literaturverzeichnis.....	130
Anhang A1: Dimensionsanalyse.....	135
Anhang A2: Erhaltungsgleichungen und Randbedingungen in Zylinderkoordinaten.....	138

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

A	m^2	Fläche
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit, $a = \lambda/(c_p \rho)$
C_i	–	Konstanten $\{i=1,2,3,\dots\}$
c_f	–	Wandreibungsbeiwert, $c_f = \tau_w/(1/2 \rho U_w^2)$
c_p	$J/(kg K)$	spezifische Wärme bei konstantem Druck
D_Z	m	Durchmesser der rotierenden Zylinderwelle
d	m	Durchmesser allgemein
d_p	m	Partikeldurchmesser
d_f	m	Abstand der Interferenzebenen
E^*	V	elektrische Spannung
E	J	gesamte (totale) Energie
E_{kin}	J	kinetische Energie
Ec	–	Eckertzahl, $Ec = U_w^2/(2 c_p \Delta T)$
Eu	–	Eulerzahl, $Eu = p/(\rho U_w^2)$
f	Hz	Frequenz
f_D	Hz	Doppler-Frequenz
g	m/s^2	Fallbeschleunigung
Gr	-	Grashofzahl, $Gr = (g \beta^* \Delta T L^3)/\nu^2$
H_Z	m	Höhe (bzw. Länge) der rotierenden Zylinderwelle
I^*	A	elektrischer Strom der HD-Sonde
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie der Schwankungsbewegung
k_s	m	Rauhheitshöhe bzw. Sandrauhigkeit
k_s^+	-	normierte Rauhigkeit, $k_s^+ = (k_s u_\tau)/\nu$
l	m	Mischungsweglänge bzw. Kolmogorov-Länge
L	m	Länge allgemein
m_Z	kg	Masse der Gehäusewand des rotierenden Zylinders
n	s^{-1}	Zylinderdrehzahl
Nu	–	Nusseltzahl, $Nu = (\alpha D_Z)/\lambda$
Pr	–	(molekulare) Prandtlzahl, $Pr = \nu/\alpha = (\mu/\rho)/\alpha = (\mu c_p)/\lambda$
Pr_{tur}	–	turbulente Prandtlzahl
p_{stat}	N/m^2	statischer Druck
q	W/m^2	Wärmestromdichte, $q = -\lambda (\partial T/\partial y)$
\dot{Q}_{el}	W	elektrischer Wärmestrom
r^*	–	Rückgewinnungsfaktor bzw. Recovery-Faktor
r, φ , z	m, –, m	radiale, tangentielle, axialsymmetrische Zylinderkoordinate
R^*	Ω	elektrischer Widerstand
R_i / R_a	–	Verhältnis Innen- zu Außenradius
R_B	m	Radius des geschlossenen Gehäuses (Behälter)

R_G	–	Gaskonstante
R_Z	m	Radius der rotierenden Zylinderwelle
r/R_Z	–	normierter radialer Abstand
r^+	–	normierter radialer Abstand, $r^+ = \frac{r \cdot u_\tau}{\nu}$
Re	–	Rotations-Reynoldszahl, $Re = (U_W D_Z)/\nu$
s	m	Spaltbreite zwischen inneren und äußeren Zylinder, $s = R_B - R_Z$
St	–	Stantonzahl, $St = q/(\rho c_p U_W \Delta T)$
$T(r)$	K bzw. °C	(absolute) örtliche Strömungstemperatur
T_W	K bzw. °C	Wandtemperatur der rotierenden Zylinderwelle
T_L	K bzw. °C	Gastemperatur im geschlossenen Behälter
ΔT	K bzw. °C	Temperaturdifferenz, $\Delta T = T_W - T_{Gas}$
T_∞	K bzw. °C	Gastemperatur in unendlicher Entfernung zur Zylinderwelle
Ta	–	Taylorzahl, $Ta = (\rho \Omega / \eta) \sqrt{R_i} (R_a - R_i)^{1,5}$
Tu	–	Turbulenzgrad
U_W	m/s	Wandgeschwindigkeit des rotierenden Zylinders
u^+	–	normierte Geschwindigkeit, $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$
u_τ	m/s	(Wand-) Schubspannungsgeschwindigkeit
v_i	m/s	kartesische Geschwindigkeitskomponenten $\{i=1, 2, 3\}$
v_r, v_φ, v_z	m/s	Geschwindigkeitskomponenten in zylindrischen Koordinaten
u, v, w	m/s	Geschwindigkeitskomponenten in kartesischen Koordinaten
x_i	m	kartesische Koordinaten $\{i=1, 2, 3\}$
y	m	Wandabstand senkrecht zur Oberfläche
y^+	–	normierter Wandabstand, $y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu}$

griechische Zeichen

α	W/(m ² ·K)	Wärmeübergangszahl
α_{tur}	m ² /s	turbulente Temperaturleitfähigkeit
β	–	Schnittwinkel der Laserstrahlen
β^*	1/K	isobarer thermischer Ausdehnungskoeffizient, $\beta^* = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$
δ_v	m	Dicke der viskosen Wandschicht
δ_{ij}	–	Kronecker-Delta
Δ	–	Differenz
ε	m ² /s ³	(direkte) Dissipation
Θ	–	dimensionslose Übertemperatur, allgem.: $\Theta(r) = (T(r) - T_\infty)/(T_W - T_\infty)$, für rotierenden Zylinder im Gehäuse: $\Theta(r) = (T(r) - T_B)/(T_W - T_B)$
φ	–	Winkelkoordinate
κ	–	von Kármán-Konstante
λ	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit
λ^*	m	Wellenlänge

λ_z	m	Wirbelgröße der Taylor-Wirbel
μ	kg/(m s)	dynamische Viskosität, $\mu = \rho \nu$
μ_g	kg/(m s)	gesamte Wirbelviskosität
μ_{tur}	kg/(m s)	turbulente Wirbelviskosität
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
σ_i	N/m ²	Normalspannungen {i = 1, 2, 3}
σ_k	–	Konstante
τ	s	Zeitkonstante
τ_{ij}	N/m ²	Schubspannung (allgemein)
τ_{tur}	N/m ²	turbulente Schubspannung
Φ	J/(m ³ s)	Dissipationsfunktion
Ω	s ⁻¹	Winkelgeschwindigkeit der rotierenden Zylinderwelle

Indizes

a	an der äußeren Zylinderwand
ax	axial
B	bezogen auf den Behälter bzw. auf die Außengeometrie
d	auf den Hitzdraht bezogen
el	elektrisch
f	auf das Fluid bezogen
g	gesamt
Gas	bezogen auf das Gas im äußeren Bereich
i, j, k	Komponente i, j, k oder laufender Index
i	an der inneren Zylinderwand
iso	isotherm
krit	kritisch
ref	Referenz
tur	turbulent
w	Wand der Zylinderwelle
Z	Zylinderwelle
∞	Größen in der Außenströmung für den Fall ohne Außengehäuse

Andere Zeichen

—	zeitlicher Mittelwert
'	zeitliche Schwankungsgröße
*	dimensionslose Darstellung

1. Problemstellung

Die Strömungs- und Turbulenzstruktur um eine rotierende Zylinderwelle und deren Einfluss auf den Wärmeübergang fällt bei einfachen wie bei komplizierten Kammergeometrien, die durchströmt oder geschlossen sein können, äußerst vielschichtig und komplex aus. Gerade die im Bereich zwischen bewegter Wand und dem umgebenden Fluid existenten Effekte treten in einer Zeit neu entwickelter Werkstoffe für effizient konstruierte Maschinen und deren Bauteilkühlung zunehmend in den Fokus aktueller wissenschaftlicher Untersuchungen, sowohl auf dem numerischen als auch auf dem experimentellen Sektor. In Gasturbinen und Turbomaschinen sind Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchungen beispielsweise zur Vorhersage der Lebensdauer einzelner Bauteile von zentraler Bedeutung, siehe Bild 1.

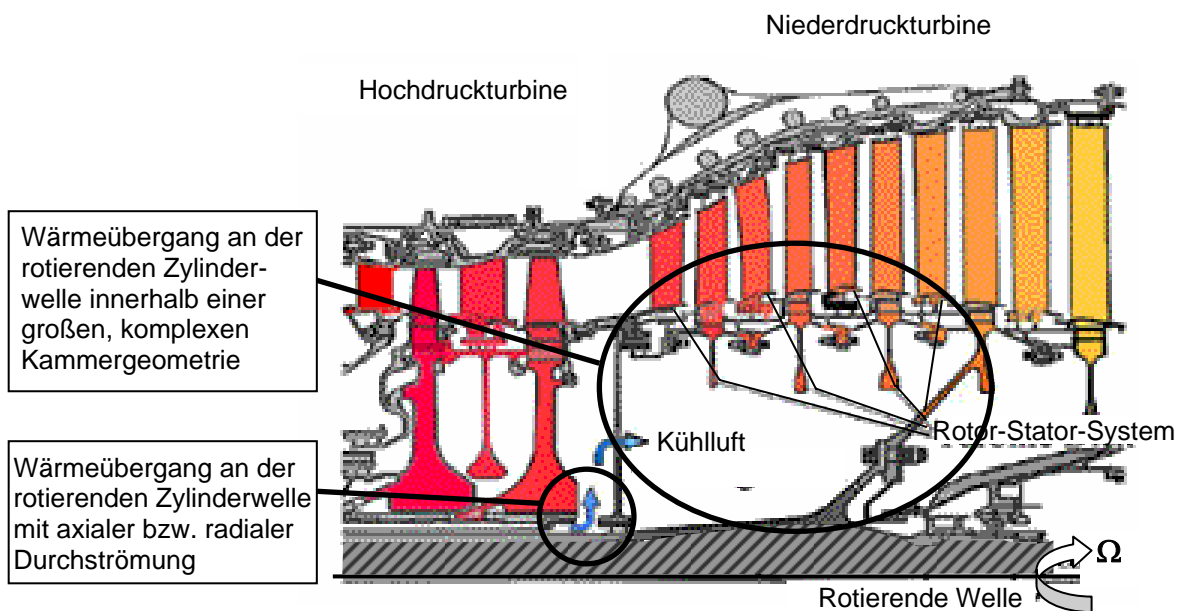


Bild 1: Wärmeübergang (rot) an einer rotierenden Zylinderwelle unter Berücksichtigung der Außengeometrie und einer evtl. Kühlluftdurchströmung (blau)

Die Problematik einer exakten messtechnischen Bestimmung des Wärmeübergangs bzw. detaillierte Aussagen zu den Strömungsfeldern äußern sich in der Komplexität der Geometrie und dem Zugang für Messensorik. Die interessierende dreidimensionale Grenzschicht um die rotierende Welle wird durch eine Vielzahl von Wirbelstrukturen in der Kammerströmung geprägt und trägt entscheidend zu Wärmeübergangseffekten, z.B. lokalen Temperaturmaxima, bei. Bild 2 zeigt, dass innerhalb einer realen Konstruktion der Wärmehaushalt jedes Bauteils bzw. der einzelnen Bauteilgruppen für die Lebensdauer des gesamten Triebwerks von Interesse ist. Um derartige Turbofan-Triebwerke leiser und vor allem noch sparsamer (< 3 Liter pro Passagier und pro 100 km) herstellen zu können, wird eine Verringerung des Nebenstromverhältnisses (heißes Turbinenabgas im Verhältnis zu Fanstrom und Kühlluft) von 1:6 auf 1:10 angestrebt.

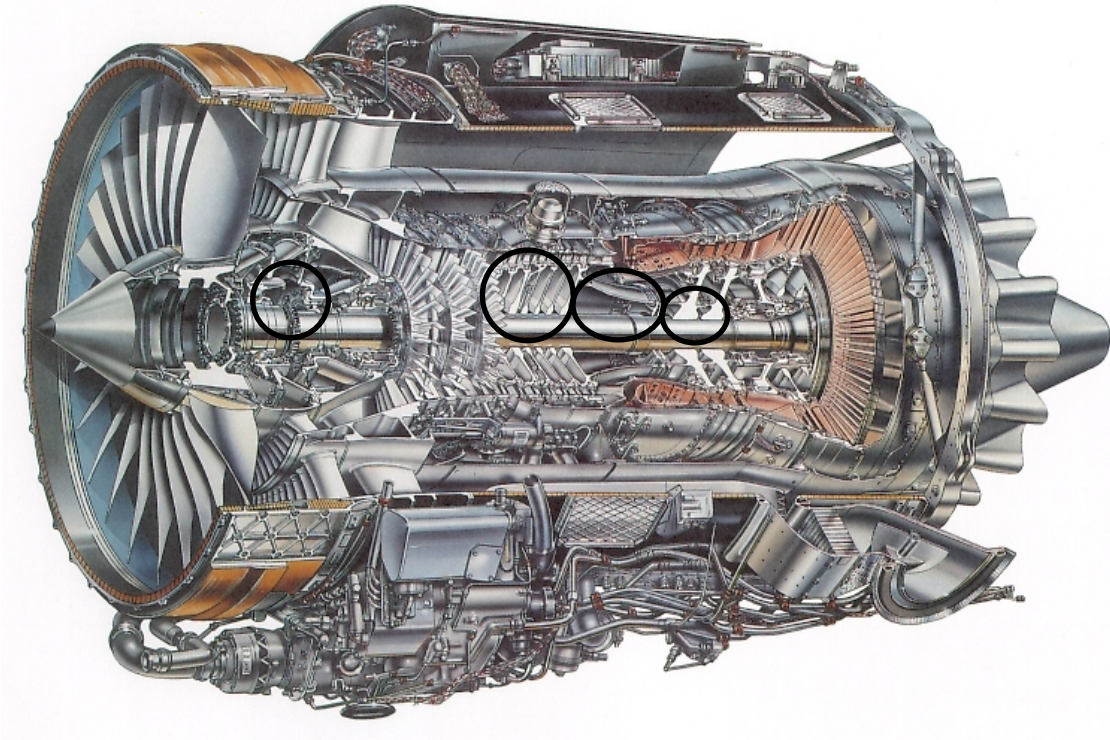


Bild 2: Turbofan-Triebwerk BR-710 (Hersteller: Rolls-Royce Deutschland). Markierungen zeigen geschlossene und offene Kammern um die rotierende Welle.

Effizienz ist auch der Schlüsselparameter für moderne Gasturbinen, Elektromotoren und Turbomaschinen und steht daher bei der heutigen Entwicklung und Auslegung im Fokus der Ingenieur-anwendung. Durch Berücksichtigung aero-thermodynamischer Vorgänge werden Vorteile, die sich in geringeren Bauteilbelastungen niederschlagen und damit einen entscheidenden Beitrag zu einem verbesserten Gesamtwirkungsgrad leisten, angestrebt.

Der vom thermodynamischen Kreisprozess entnommene Kühlluftstrom muss durch kleine Ringspalte oder Wellen- bzw. Scheibenbohrungen zu den kritischen, zu kühlenden Komponenten transportiert werden. Verluste entstehen hierbei prinzipiell in Form von Totaldruckverlusten (Wittig et al., 1997). Weitere nachteilige Effekte entstehen zwischen Verdichter und Turbine durch nicht adiabate, irreversible Strömungsvorgänge: Die unerwünschte Erwärmung der Kühlluft kann einerseits durch Wärmestrahlung in Kombination mit Wärmekonvektion in unmittelbarer Nähe der Brennkammer, andererseits durch Reibungswärme im Ringspalt entstehen. Die verantwortlichen Strömungseffekte innerhalb der Grenzschicht führen zu zusätzlichen Verlusten und behindern den Energieaustausch zwischen erwärmter rotierender Welle und dem umströmenden Kühlgas.

Neben der Analyse der Strömung und der Formulierung von Gesetzmäßigkeiten, theoretischen Annahmen oder Modellen sind auch die Klärung auftretender Einzeleffekte und deren Beachtung im Gesamtbild wichtig. Letzteres vorausgesetzt und in der vorliegenden Arbeit stets verinnerlicht, führt dies zur detaillierten Auswertung und Diskussion von Ergebnissen an

vereinfachten Geometrien und somit zu einem tieferen Verständnis der turbulenten Strömung und des Wärmeübergangs.

Um letztlich tatsächlich auftretende lokale und globale Größen möglichst genau abschätzen zu können, muss sich der Konstrukteur auch mit Fragestellungen zur turbulenten Grenzschichtströmung und zum Wärmeübergang zwischen rotierender Welle und Kühlgas und deren Einflüsse auf das gesamte rotierende System beschäftigen. Häufig greift die erste Auslegung auf eine vereinfachte Konstellation wie die des beheizten rotierenden Einzelzylinders, die innerhalb unterschiedlicher Geometrien rotiert, zurück, siehe Bild 3. Hiermit können wichtige Erkenntnisse auf die zumeist hochgradig komplexen Vorgänge der Strömungsmechanik und Thermodynamik transferiert werden.

Hilfestellung bei entwicklungstechnischen Auslegungen leisten die sich in einer permanenten Weiterentwicklung befindlichen CFD-Verfahren. Da diese jedoch bei der Simulation der technisch relevanten, inhomogenen Turbulenzstrukturen immer noch auf vereinfachende Modelle zurückgreifen müssen, muss jeder Einsatz von Turbulenzmodellen und Algorithmen für die Gewinnung quantitativ belastbarer Ergebnisse detailliert betrachtet, evaluiert und mit Messergebnissen verglichen werden. Unverzichtbar für die Validierung numerisch ermittelter Datensätze sind deshalb nach wie vor experimentelle Untersuchungen. Deren Genauigkeit und Anwendbarkeit ist wiederum durch die jeweils zur Verfügung stehenden Messverfahren und häufig durch einen nicht störungsfreien Zugang innerhalb komplizierter Geometrien begrenzt.

Hier ist der Ingenieur gefordert, zunächst die richtige Messtechnik an vereinfachten Geometrien effizient einzusetzen. Hieraus ergibt sich die zentrale Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit, die sich mit dem grundlegenden Verständnis der turbulenten Strömung um einen drehenden, aufgeheizten Einzelzylinder innerhalb eines großen Gehäuses befasst. Die Arbeit diskutiert den Einfluss unterschiedlicher um den rotierenden Zylinder angeordnete Gehäusewandungen. Diese prägen groß- wie kleinskalige dreidimensionale Wirbelstrukturen im wandnahen Bereich der bewegten Wand sowie im gesamten Strömungsvolumen. Schwerpunkt der Arbeit ist neben der detaillierten messtechnischen Erfassung turbulenter Strömungs- und Temperaturgrenzschichten die globale Ermittlung des Wärmeübergangs zwischen Gas und der schnell rotierenden Welle. Für den speziellen Fall der schnell rotierenden und geringfügig aufgeheizten Zylinderwelle werden dissipative Effekte in unmittelbarer Wandnähe erfasst, ausgewertet und diskutiert. Die gewonnenen Messdaten wurden mit unterschiedlichen CFD-Rechnungen verglichen und bewertet.

Für die experimentellen Untersuchungen wurden unter anderem die Hitzdraht-Anemometrie (Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschichten sowie Korrelationsmessungen), die Laser-

Doppler-Anemometrie (Grenzschicht-, Sekundärströmungs- und Korrelationsmessungen) sowie die Infrarot-Thermografie (globale Wärmeübergangsmessungen) als Messverfahren eingesetzt.

Im Zuge der Untersuchung dissipativer Effekte und unmittelbarer Wandnähe ergab sich der experimentelle Nachweis des Eckertzahl-Effekts: Lokale und globale Temperaturmessungen an der Versuchsanlage beweisen eine Umkehr geringer Wärmeströme bei hohen Drehzahlen und kleinen Temperaturdifferenzen zwischen bewegter Wand und dem umgebenden Gas. Der Eckertzahl-Effekt, der seine Wurzeln in der Erzeugung von Dissipationsenergie im Übergang zwischen laminarer Unterschicht und dem vollturbulenten Bereich hat, konnte experimentell nachgewiesen und mit der theoretischen Herleitung von Geropp (1969) für den Fall des rotierenden Zylinders in unbegrenzter Umgebung verglichen werden.

Die für die Erzeugung dieser Reibungsdissipation verantwortlichen Wechselwirkungen zwischen der turbulenten kinetischen Energie der Schwankungsbewegung und dem Wärmestrom von der aufgeheizten Wand in das umgebende Gas wurden lokal innerhalb der Grenzschicht und global für die gesamte Zylinderwelle für Rotations-Reynoldszahlen bis $Re = 2 \cdot 10^6$ ($U_W \sim 100$ m/s) aufgenommen und ausgewertet.

In einem vertiefenden Teil der Untersuchungen werden Vor- und Nachteile von Messdaten bzw. CFD-Ergebnissen verglichen. Für die bewusst einfach gewählte Geometrie einer Zylinderwelle im axialsymmetrisch umgebenden Gehäuse (entspricht einer Couette-Strömung mit großem Ringspalt) wurden weitere Erkenntnisse – beispielsweise Fliehkraft und Sekundärströmungseinflüsse – erarbeitet.

Auch die aus der Literatur vergleichend hinzugezogenen Daten wurden genutzt, um getroffene Aussagen zu stützen. Grundsätzlich zu beachtende Anhaltspunkte für die Auslegung ergeben sich unter anderem in der Wahl der Werkstoffe, einer effizienten Bauteilkühlung, der aero-thermodynamisch optimierten Konstruktion bzw. in der Berücksichtigung von Bauteilbelastungen. Schließlich liefert diese Arbeit Ansatzpunkte für erweiterte Modellierungen der turbulenten Strömungen mit Wärmeübergang und deren Implementierung in die CFD.

1.1 Gegenwärtiger Entwicklungsstand

Die bisherigen Veröffentlichungen auf dem Gebiet der Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchungen um eine rotierende zylindrische Welle in unterschiedlichen Außengeometrien werden in diesem Abschnitt aufgeführt und diskutiert. Dabei wird Bezug und Relevanz der einzelnen Arbeiten für die eigenen Untersuchungen herausgestellt. Bild 3 zeigt die wichtigsten Geometrieconfigurationen. Aus den vier dargestellten Strömungsbedingungen werden die für die eigene Arbeit wichtigsten Veröffentlichungen zu theoretischen, numerischen und experimentellen Untersuchungen am rotierenden Zylinder angeführt.

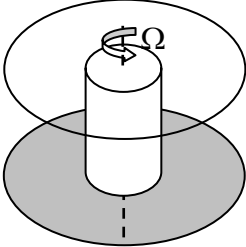
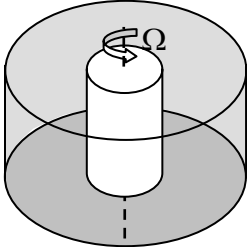
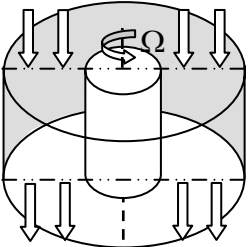
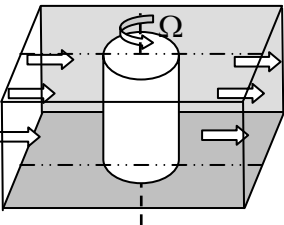
			
<p>Fall 1: Rotierende Zylinderwelle in freier Umgebung (ohne Gehäuse)</p>	<p>Fall 2: Rotierende Zylinderwelle innerhalb eines geschlossenen axialsymmetrischen Gehäuses</p>	<p>Fall 3: Rotierende Zylinderwelle mit axialsymmetrischer Ringspaltströmung</p>	<p>Fall 4: Rotierende Zylinderwelle mit Queranströmung innerhalb einer rechteckigen Messstrecke</p>

Bild 3: Einteilung wichtiger Untersuchungen am rotierenden Zylinder

Die hier aufgeführte und in der Messauswertung diskutierte Literaturübersicht konzentriert sich auf Untersuchungen der schnell rotierenden und aufgeheizten Zylinderwelle. Dabei werden die ersten beiden Fälle intensiver betrachtet, da deren Ergebnisse im Schwerpunkt mit eigenen Messdaten verglichen werden. Experimentelle, theoretische und numerische Arbeiten, die sich mit Wärmeübergangseffekten und dem Einfluss der Reibungsdissipation in den wandnahen Strömungsschichten beschäftigen, runden das Spektrum relevanter Veröffentlichungen ab.

Die für diese Arbeit wichtige Frage der Vergleichbarkeit von turbulenten Grenzschichten an einer rotierenden, gekrümmten Wand mit Grenzschichtströmungen an anderen einfachen Geometrien (z.B. die Strömung über eine ebene Platte oder einer Rohr- bzw. Kanalströmung) soll vorab anhand wichtiger Literaturstellen bedacht werden, da die Unterschiede in der Turbulenzstruktur im wandnahen Bereich für alle in Bild 3 dargestellten Fälle gleichsam relevant sind.

Dakos (1984) beweist in seinem Vergleich der turbulenten Grenzschichten einer aufgeheizten ebenen Platte gegenüber einer gekrümmten erwärmten Oberfläche, dass die Struktur und Intensität der Turbulenz von der Wandkrümmung beeinflusst werden. Durch den Einfluss der Krümmung treten in Abhängigkeit vom radialen Wandabstand y unterschiedliche Turbulenzintensitäten auf. Erst für sehr große Wandabstände $y \rightarrow \infty$ erfolgt ein Übergang zum Fall der Couetteströmung zwischen zwei parallelen Platten. Der Autor folgert, dass theoretische und experimentelle Grenzschichtuntersuchungen am rotierenden Zylinder nicht oder nur sehr bedingt mit turbulenten Grenzschichtströmungen über der ebenen Platte vergleichbar sind, siehe Bild 4.

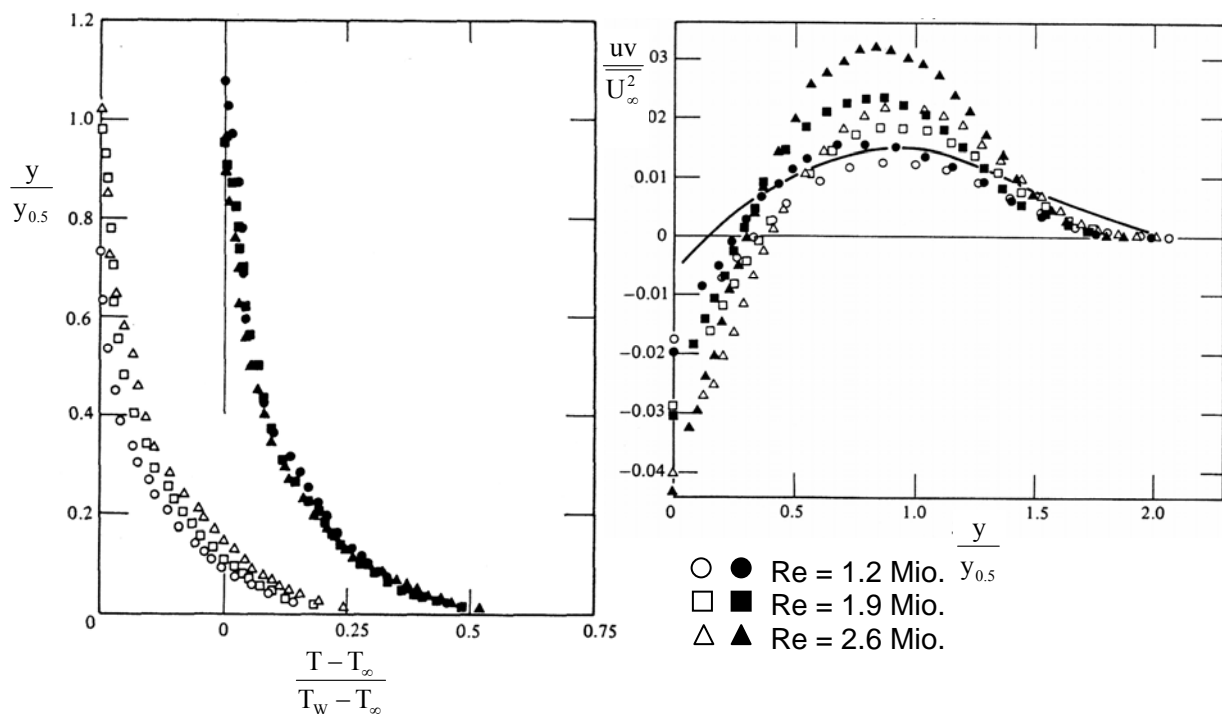


Bild 4:

links: Temperaturgrenzschicht an der ebenen / gekrümmten (leere / volle Symbole) Wand;
rechts: normierte gemittelte Korrelationsgrößen, Symbolik wie links. Quelle: Dakos (1984).

In einer umfangreichen AGAD-Untersuchung wurde der Krümmungseinfluss auf die Strömung und deren Impuls- und Wärmeaustausch von Bradshaw (1973) veröffentlicht. Die zusammenfassend angeführten Untersuchungen anderer Autoren erläutert Bradshaw und trägt sie im Ergebnis zusammen: Die Strömung um einen rotierenden Zylinder – im geschlossenen Gehäuse wie auch in freier Umgebung – zählt zu den Strömungen mit Krümmungseinfluss in unmittelbarer Umgebung der rotierenden Welle. Bradshaw wertet beispielsweise für die Bestimmung des Reibungsbeiwertes c_f den Einfluss der Krümmung deutlich höher als bei der Plattenüberströmung. Dieser Vergleich wird mit Messungen von van Dyke (1982) und Thoman (1972) untermauert. Der Einfluss der Reynoldsspannungen für eine Strömung um eine rotierende Zylinderwelle ändert sich bis zu 10%, hervorgerufen durch eine Erhöhung der Spannungsrate. Der vorgestellte Faktor $F = 1 + \text{const.} \cdot [(\partial v / \partial x) / (\partial u / \partial y)]$ ist mit dem in dieser

Arbeit verwendeten Recovery-Faktor r^* vergleichbar. Bradshaw konnte diese gravierenden Einflüsse der Krümmung nicht aus den gemittelten Erhaltungsgleichungen ableiten. Sein theoretischer Ansatz zur Erklärung gründet sich auf der These, dass der Krümmungseinfluss größere Änderungen in den Parametern höherer Ordnung des für die Turbulenzstruktur relevanten Gleichungssystems verursacht, vgl. hierzu auch Richardson (1963). Diese Ansätze sollten gerade bei der Wahl der CFD-Modelle und deren Modellierungstechniken als wichtiger zu bedenkender Aspekt gewertet werden.

Salhi und Omri (1999) zeigen anhand von numerischen Untersuchungen, dass die turbulente Strömung in unmittelbarer Wandnähe eines rotierenden Zylinders äußerst instabil ist. Das von Bradshaw (1969) aufgestellte Stabilitätskriterium wird in diesem Zusammenhang diskutiert. Zwar kann es nicht bestätigt werden, denn die in Wandnähe um eine rotierende Zylinderwelle existierenden Krümmungseinflüsse zeigen anhand von CFD-Rechnungen (SSG-Modell: Modell zweiter Ordnung von Speziale, Sarkar und Gatski), dass diese Strömung nicht mit einer Plattenströmung verglichen werden kann, siehe Bilder 10 a - c.

Diese Auffassung wird von anderen Autoren auch messtechnisch festgestellt, beispielsweise von Rotta (1972) oder Nakamura (1983). Derartige Untersuchungen geben einen vertiefenden Einblick in die Turbulenzstruktur um einen rotierenden Zylinder und liefern somit auch Erklärungen für die Wechselbeziehung des Energietransfers zwischen turbulenter kinetischer Energie der Schwankungsbewegung, Dissipation und Diffusion.

Auf den umfangreichen Fundus an theoretischen und experimentellen Arbeiten der Grenzschichtuntersuchungen mit Wärmeübergang an den einfachen Geometrien der Platten- und Rohrströmung wird im Rahmen dieser Arbeit nur dahingehend eingegangen, so dass relevante Unterschiede zwischen diesen und den in Bild 3 angeführten Fällen um den rotierenden beheizten Zylinder beobachtet werden. Es sei lediglich erwähnt, dass theoretische Arbeiten (Van Driest (1951), Hamel (1941)) und experimentelle Untersuchungen (Nikuradse (1932), Laufer (1954) und Richardson (1963)) mit zum Teil anderen Strömungsbedingungen im Rahmen späterer experimenteller und numerischer Betrachtungen diskutiert werden.

1.1.1 Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchung an der rotierenden Zylinderwelle in freier Umgebung

Yildiz (1964) präsentiert in einer experimentellen Arbeit detaillierte Messergebnisse zum globalen Wärmeübergang an einer rotierenden temperierten Zylinderwelle in freier Umgebung, vgl. Fall 1 in Bild 3. Durch Modifikation der Versuchsanlage beinhaltet das experimentelle Messprogramm Untersuchungen am rotierenden Einzelzylinder mit und ohne Außengehäuse, wobei zur Konfiguration rotierender Zylinder in freier Umgebung

alternativ auch der Einfluss einer zusätzlichen axialen bzw. radialen Zylinderanströmung untersucht wurde. Für Rotations-Reynoldszahlen $Re > 0.7$ Mio. zeigt sich, dass axiale Reynoldszahlen $Re_{ax} = (v_{ax} \cdot D_Z) / \nu \leq 0.34$ Mio. auf dem im freien Raum rotierenden Zylinder keinen signifikanten Einfluss auf den festgestellten globalen Wärmeübergang ausüben. Die Messpunkte in der Auftragung $Nu(Re)$ fallen dann mit den Daten ohne axiale Anströmung nahezu auf eine Linie, siehe Bild 5.

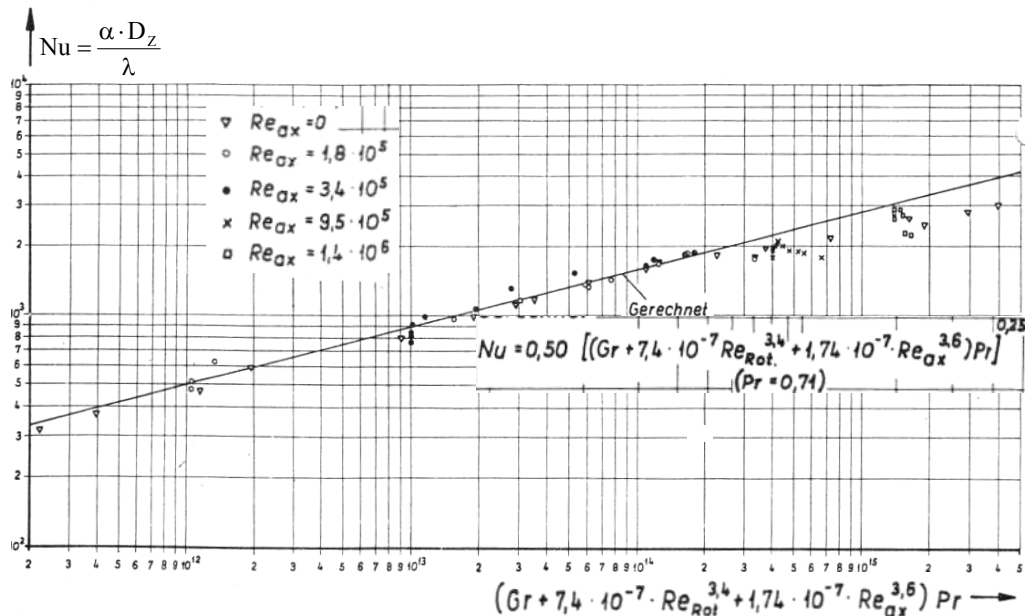


Bild 5: Globaler Wärmeübergang $Nu(Gr, Re, Re_{ax})$ an einer rotierenden Zylinderwelle mit Variation von Re_{ax} . Quelle: Yildiz (1964).

Die aus Stahl bestehende Zylinderwelle hat die Länge $L = 456$ mm, einen Durchmesser von $D_Z = 374$ mm und erreichte maximale Rotations-Reynoldszahlen $Re_{max} = 1.5$ Mio. Die Temperaturdifferenzen zwischen der rotierenden Zylinderwelle und dem umgebenden Gas (Luft) betragen $\Delta T = 66$ bzw. 44.5 K. Eine Abnahme des globalen Wärmeübergangs zwischen Außenwand der Zylinderwelle und umgebendem Gas wurde zwar von Yildiz festgestellt, jedoch haben die auftretenden Dissipationseffekte selbst bei sehr hohen Drehzahlen keinen so großen Einfluss auf den gesamten Wärmeübergang der Zylinderwelle erreichen können, als dass eine Umkehr des globalen Wärmestroms zustande gekommen wäre, da $Ec_{max} \leq 0.4$. Dennoch stellt Yildiz zweifelsfrei eine Abnahme des Wärmestroms fest, Bild 6.

Richardson (1963) fasst annähernd zur selben Zeit wie Yildiz die wichtigsten Arbeiten zum Wärmeübergang zwischen einer rotierenden Zylinderwelle und einem axialsymmetrischen Außengehäuse zusammen. Die Arbeit legt ähnliche Versuchsbedingungen zugrunde, wie sie für diese Arbeit an der rotierenden beheizten Zylinderwand gelten. Richardson arbeitet die theoretische Beziehung zwischen dem lokalen Geschwindigkeits- und Temperaturfeld heraus. Dabei stellt er fest, dass das Verhältnis der Korrelationen $\overline{u'v'}$ zu $\overline{v'T'}$ innerhalb der Grenzschicht nahezu konstant sein soll und daher von einer konstanten turbulenten Prandtlzahl Pr_{tur} ausgegangen werden kann.

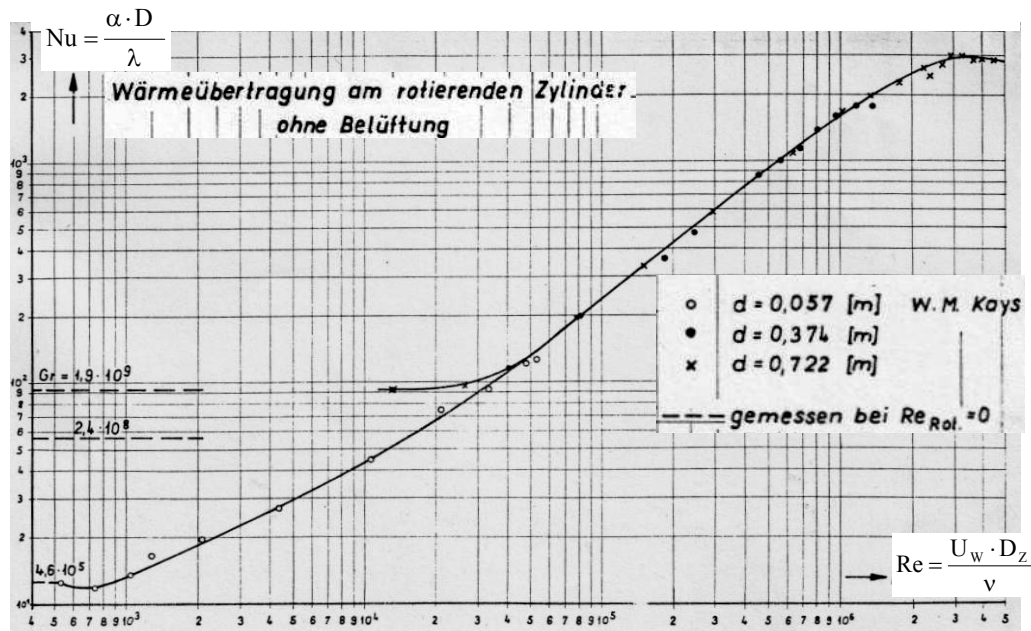


Bild 6: Globaler Wärmeübergang $Nu(Gr, Re)$ an einer rotierenden Zylinderwelle. Quelle: Yildiz (1964).

Bild 7 zeigt jedoch, dass der Verlauf $Pr_{tur}(y^+)$ in Wandnähe zwar nicht konstant ist. Der für diese Arbeit wichtige Bereich $y^+ < 30$, in dem die beschriebenen Eckertzahl-Effekte auftreten, besitzt aber eine nahezu konstante Prandtlzahl $Pr_{tur} \approx 0,95 \pm 0,05$. Vergleichbar mit Ausführungen von Dorfmann (1963) stellt auch Richardson fest, dass bei hohen Reynolds- und Eckertzahlen für eine Abschätzung des theoretischen Verlaufes $Nu = Nu(Re, Pr, Pr_{tur}, Ec)$ unter anderem die turbulente Prandtlzahl einen wichtigen Einfluss auf den Wärmeübergang haben muss. Diese Aussage findet in dieser Arbeit entsprechende Berücksichtigung bei der Diskussion eigener Messergebnisse und CFD-Rechnungen.

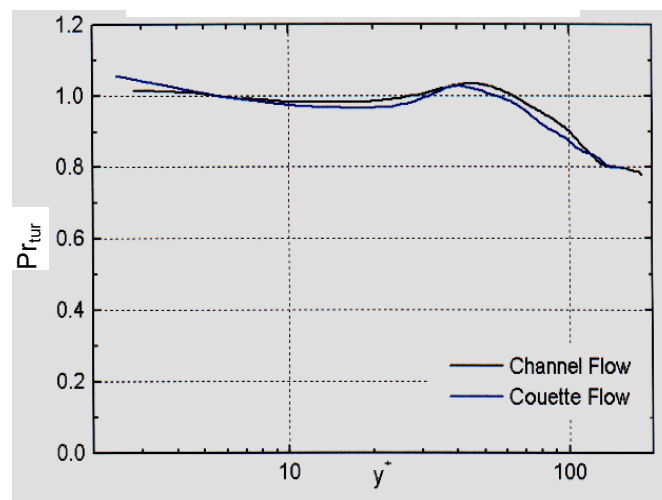


Bild 7: $Pr_{tur}(y^+)$ in turbulenten Kanal- bzw. Couetteströmungen (Quelle: Engine Research Centre, GBR 2004).

Dorfmann stellt heraus, dass die lokale Temperaturverteilung bei kleinen Wärmeströmen eine Funktion der gesamten örtlichen Wirbelviskosität $\mu_g(r)$ sein muss, wiedergegeben durch orts- und drehzahlabhängige Dissipationseffekte in der Strömung. Mit Messdaten anderer Autoren werden lokale Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturverläufe theoretisch erarbeitet, welche durch andere Autoren teilweise nicht bestätigt werden können, vergleiche hierzu z.B. Gersten (1992). Dorfmanns Modellierung der aus dem Widerstandsgesetz abgeleiteten Größe $C(\lambda)$ (vgl. Seite 11 unten) ist mit Gerstens Herleitung nicht deckungsgleich. Dennoch sind Dorfmanns Ausführungen als wichtige und hilfreiche Literaturstelle zu benennen, da aus seiner Arbeit wichtige Impulse und Betrachtungsansätze für viele theoretische und experimentelle Arbeiten an der rotierenden Zylinderwelle herangezogen wurden.

D. Geropp veröffentlichte 1969 seine Ergebnisse zum Wärmeübergang an einem geheizten, im freien Raum rotierenden, horizontalen Kreiszylinder. Der universelle Zusammenhang zwischen der Nusseltzahl und der Reynolds- und Eckertzahl sowie der molekularen und turbulenten Prandtlzahl sollte im Schwerpunkt ermittelt und anhand von Messdaten diskutiert werden. Ausgehend von den Grundgleichungen des Strömungs- und Temperaturfeldes an der rotierenden Zylinderwelle wurden die Bewegungs- und Energiegleichungen nach Dorfmann (1963) verwendet. Über die jeweilige Aufteilung der gesamten Viskosität μ_g bzw. der Wärmeleitfähigkeit λ_g jeweils zu einem molekularen und einem effektiven Anteil wird die Signifikanz der turbulenten Mischbewegung herausgestellt. Für die Bestimmung einer universellen Geschwindigkeitsverteilung setzt Geropp einen empirischen Ansatz ein, der aus eigenen Messdaten generiert wurde und sich zusätzlich auf den Zusammenhang $c_f(\text{Re})$ nach Theodorsen und Regier (1944) stützt. Die in Gl. 1.1 gezeigte universelle Geschwindigkeitsverteilung um eine in freier Umgebung rotierende Zylinderwelle gilt über das Wandgesetz von Dorfmann hinaus auch für größere Wandabstände.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{a}{\left(\frac{r}{R}\right)^n} + \frac{b}{\left(\frac{r}{R}\right)^m} + \frac{\sqrt{2/c_f} - (a+b)}{\left(\frac{r}{R}\right)^l} \quad (1.1)$$

$$a = 6, b = 3,3, n = 5,5, m = 2, l = 1000$$

Geropp implementiert diesen Ansatz in die vereinfachte eindimensionale Energiegleichung und bestimmt die lokale Temperaturverteilung $T(r)$ durch Integration über den radialen Wandabstand r . In einer dimensionslosen Form $\Theta(r/R)$ aufgetragen, skizziert Geropp das aufgrund von Dissipationseffekten lokal auftretende Temperaturmaximum. Zudem wird auch der globale Verlauf $\text{Nu}(\text{Re}, \text{Pr}, \text{Pr}_{\text{tur}}, \text{Ec})$ dargestellt, der erstmals an rotierenden Zylindern das bei hohen Reynolds- und Eckertzahlen auftretende Maximum zeigt. Für noch höhere Re und Ec wird durch die auftretenden Dissipationseffekte im theoretischen Verlauf sogar ein Abfall des rein global betrachteten Wärmeübergangs für Luft errechnet, siehe Bild 8 und vgl. die hierzu getroffenen Ausführungen von Straub (2000).

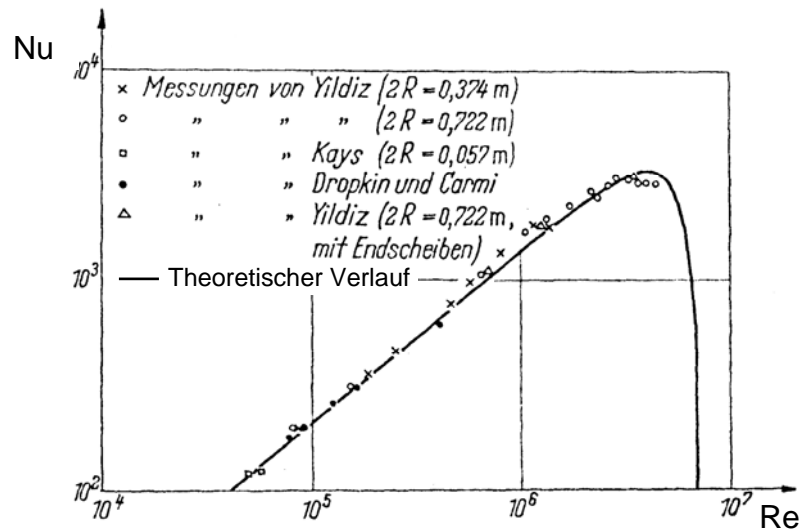


Bild 8: Globaler Wärmeübergang am rotierenden beheizten Zylinder nach Geropp (1969).

Dieser theoretische Verlauf $Nu(Re)$ wird unter anderem durch seine und von Yildiz (1964) erzeugten Messdaten um die rotierende Zylinderwelle ohne Außengeometrie gestützt. Geropps abschließender Vergleich der Temperaturverläufe am rotierenden Zylinder und der ebenen Platte deckt sich im Hinblick auf die Extrapolation des Verlaufs $Nu(Re)$, der Berücksichtigung der Krümmung und der Wahl relevanter Parameter wie der turbulenten Prandtlzahl Pr_{tur} für Luft oder dem Recovery-Faktor r^* mit den Ausführungen von Bradshaw (1973) und Richardson (1963). Insgesamt stellt die Untersuchung von Geropp eine äußerst interessante und häufig zitierte Arbeit dar, unter anderem bei Gersten (1992), Gschwendtner (2000) und Oesterle (1996).

Nakamura et al. (1983) führt detaillierte experimentelle Untersuchungen für die Größen $v_\phi^+(r^+)$ und $c_f(Re)$ in der turbulenten Grenzschichtströmung um einen rotierenden Zylinder in freier Umgebung durch, siehe Bilder 9 a bis c. Vor allem die Übergangsschicht zwischen der viskosen Unterschicht und dem vollturbulenten Bereich wird konsequent und detailliert herausgearbeitet. Unter anderem wird eine Funktion $C(\lambda)$ ¹ zur Bestimmung des Widerstandgesetzes, die sich mit Dorfmanns Ergebnis nicht deckt, ausgearbeitet, siehe hierzu Gersten (1992). Nakamura modelliert die Geschwindigkeitsverteilung am rotierenden Kreiszylinder und stellt über Randbedingungen einfache Lösungen für die Wirbelviskosität in Form einer Rampenfunktion und den normierten Geschwindigkeitsverlauf v_ϕ^+ dar. Dabei benennt er zwei Verläufe für den vollturbulenten Bereich in der Grenzschicht um einen rotierenden Zylinder: $v_\phi^+(r) \sim 1/(r^+)^2$ und $v_\phi^+(r) \sim 1/r^+$, siehe Bilder 9 a bis c. Aufgrund gleicher Zylinderdurchmesser und ähnlich hoher Rotations-Reynoldszahlen lassen sich seine Ergebnisse gut mit den eigenen Messdaten vergleichen, siehe Sprenger, Pfitzner und Münch (2003).

¹ $C(\lambda)$: Funktion zur Bestimmung des Widerstands einer Couetteströmung (nur hier steht λ für die Rohrreibungszahl),

$$C(\lambda) = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{4}{\lambda(1+\lambda)} + \frac{1}{1+\lambda^2} \lim_{r_2 \rightarrow R_a, r_1 \rightarrow R_i} \int_{r_1}^{r_2} \left[R_i \frac{d}{dr} \left(\frac{u^+}{r} \right) - \frac{1}{\kappa(r-R_i)} - \frac{\lambda^2}{\kappa(R_a-r)} \right] dr$$

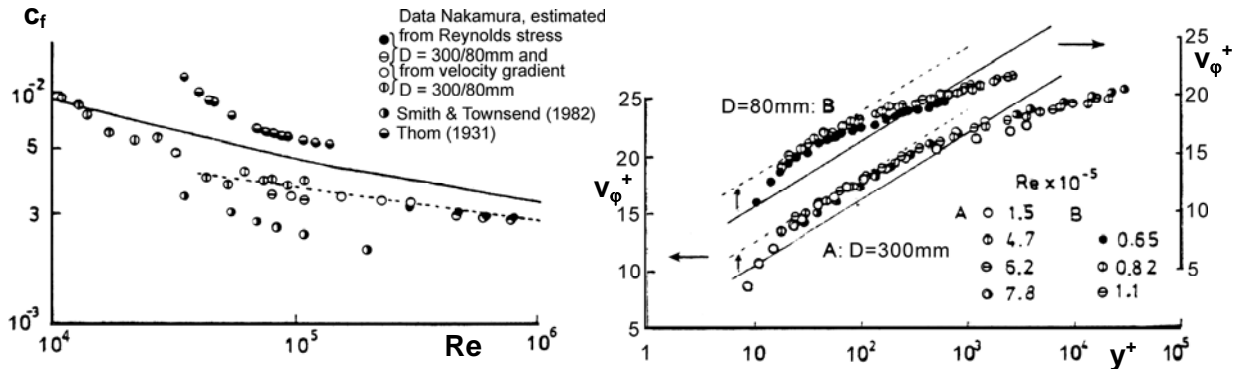


Bild 9 a und b: Wandreibungsbeiwert $c_f(Re)$ und normierter Geschwindigkeitsverlauf $v_\phi^+(y^+)$ am rotierenden Zylinder ($D_Z = 80 / 300$ mm) in freier Umgebung (Gas: Luft) nach Nakamura et al. (1983).

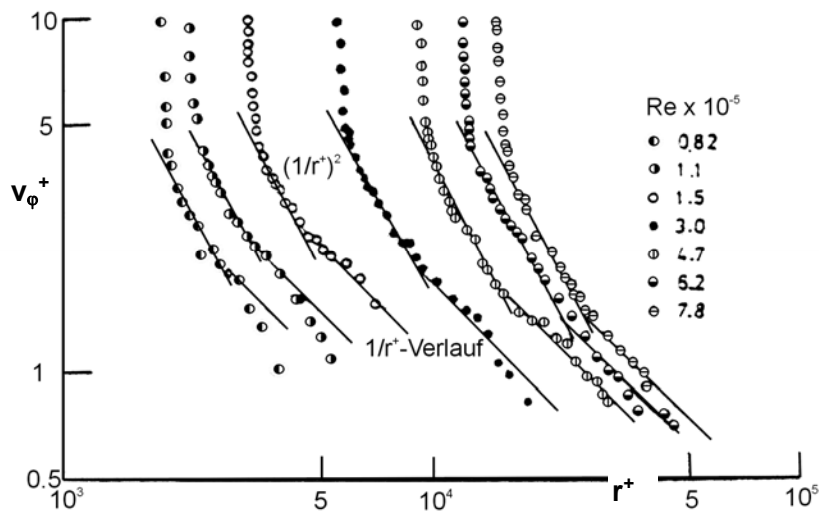


Bild 9 c: Logarithmische Darstellung der normierten Geschwindigkeit $v_\phi^+ = (U_W - v_\phi)/u_\tau$ über den normierten Radius r^+ . Darstellung der Bereiche $v_\phi^+(r) \sim 1/(r^+)^2$ und $v_\phi^+(r) \sim 1/r^+$ nach Nakamura et al. (1983).

Gersten et al. (1992) stellt in seinem Buch Strömungsmechanik auf sehr anschauliche und detaillierte Weise die turbulente Impulsübertragung am Beispiel der Couetteströmung mit und ohne Krümmung vor. Für den hier interessierenden Fall der gekrümmten Couetteströmung mit unendlichem Spaltabstand, also einem rotierenden Einzelzylinder im freien Raum, gliedert Gersten das Strömungsfeld in mehrere Teilschichten auf. Sowohl die Impuls- als auch die Viskositätsverteilung wird für diese unterschiedlichen Strömungsbereiche ausgearbeitet und theoretisch formuliert. Neben dem Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die wandnahe Grenzschicht werden detaillierte Herleitungen und Theorien vorgestellt und mit Messungen verglichen. Beispielsweise wird der Viskositätsverlauf $\mu_g(r)$ einer turbulenten, kalten Strömung am rotierenden Einzelzylinder mit Messdaten von Nakamura (1983) verglichen.

Eine umfangreiche Arbeit über unterschiedliche Turbulenz-Modellierungsansätze rundet die Untersuchungen rotierender Strömungen bei Gersten ab. In seinen theoretischen Ansätzen über den Einfluss der Dissipation im Temperaturverlauf einer gekrümmten Couetteströmung

erwähnt Gersten auch Richardson (1963), Dorfmann (1963) und Geropp (1969). Dabei teilt er die Auffassung von Richardson, dass eine universelle Geschwindigkeitsverteilung nicht exakt wiedergegeben werden kann, sondern sich eher innerhalb eines Bereichs, in dem sich die streuenden Messpunkte befinden, bestimmen lässt. Auch Gersten bestätigt, dass beim rotierenden Einzelzylinder infolge auftretender Dissipationseffekte der Verlauf der Nusseltzahl $Nu(Re)$ (siehe Bilder 6 und 8) bei wachsenden Rotations-Reynoldszahlen abnehmen kann.

Numerische Untersuchungen von Salhi und Omri (1999) bestätigen die von Nukamura (1983) vorgestellten Bereiche $v_\phi^+(r) \sim 1/r^+$ bzw. $v_\phi^+(r) \sim 1/(r^+)^2$ und einen daraus resultierenden Verlauf im vollturbulenten Bereich. Die destabilisierenden Krümmungseinflüsse verursachen Abweichungen zwischen CFD und Messung, siehe Bild 10 a. Das Verhalten der normierten Turbulenzgrößen $\sqrt{u'^2}/U_w$, $\sqrt{v'^2}/U_w$ und $\sqrt{w'^2}/U_w$ hat für Salhi und Omri auch Auswirkungen auf das Gleichgewicht zwischen der Produktion und Dissipation einer turbulenten wandnahen Strömung um die rotierende Zylinderwelle. Die Bilder 10 b und c zeigen, dass im Bereich $(r-r_0)/r_0 > 0.01$ ($r_0 \hat{=} R_Z = 300$ mm) zwischen Messdaten der Turbulenzintensität und CFD-Rechnungen für steigende Re zunehmend Abweichungen auftreten (verwendet wurde ein nichtlineares numerisches SSG-Modell 2. Ordnung nach Speziale et al. (1991)).

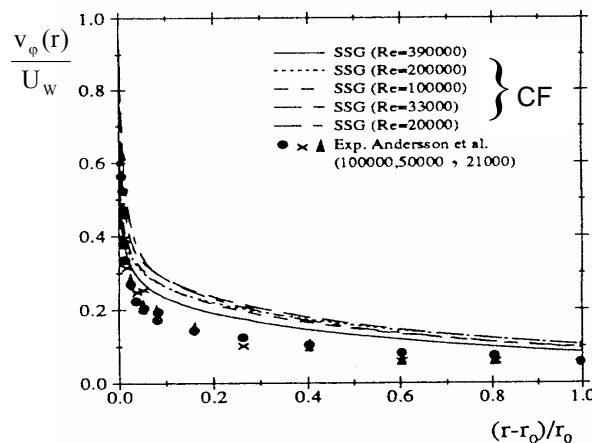
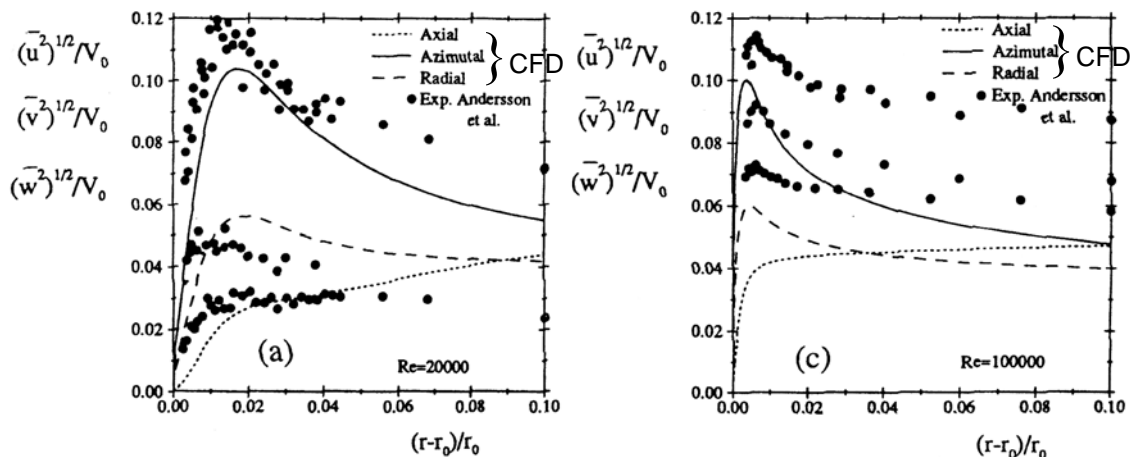


Bild 10 a: Abweichungen zwischen Messung und CFD-Rechnung, Salhi und Omri (1999).



Bilder 10 b und c: Turbulenzintensitäten am rotierenden Zylinder ohne Gehäuse (Gas: Luft) für Rotations-Reynoldszahlen $Re = 20000$ bzw. 100000 . Quelle: Salhi und Omri (1999).

1.1.2 Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchung an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen axialsymmetrischen Gehäuse

Die turbulente Strömung im Spalt zwischen konzentrisch angeordneten Zylindern, von denen der innere rotiert, ist ein klassisches Beispiel zur Erfassung und Beschreibung einer komplexen wirbelbehafteten Strömung. Nach ersten Untersuchungen von Lord Rayleigh und Couette war es Sir G. I. Taylor (1923, 1935), der kalte Strömungsvorgänge im geschlossenen Ringspalt theoretisch und experimentell untersuchte. Ausgehend von einer Couetteströmung beschreibt Taylor unter Beachtung seiner Stabilitätsbetrachtung die Entstehung von großskaligen Wirbelpaaren (Taylorwirbel), die bei niedrigen Drehzahlen Ω und für kleine Spaltweiten s senkrecht zur Hauptströmungsrichtung drehen, siehe Bild 11.

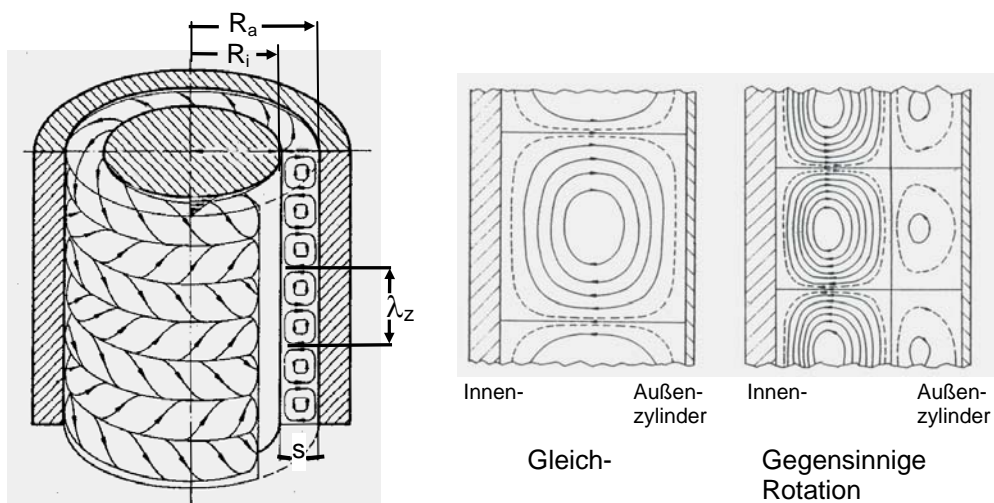


Bild 11: Links: Klassische Wirbelbildung im Ringspalt zwischen konzentrischen Zylindern, von denen der innere rotiert. Rechts: Darstellung der Wirbelbewegung (Isotachen) im Ringspalt für gleich- bzw. gegensinnig rotierende Zylinder nach Taylor (1923).

Die von Taylor theoretisch bestimmte Größe der gegensinnig drehenden Wirbelpaare (Wellenlänge λ_z) konnte in eigenen Versuchen bestätigt werden, s. Bild 54. Die Entstehung der Taylorwirbel und deren experimentelle Untersuchung liefern auch aufschlussreiche Erkenntnisse zur Sekundärströmung und zur großskaligen Wirbelbildung am eigenen Versuchsaufbau.

Während sich Taylor auf kleine Spaltweiten $s = R_a - R_i$ konzentrierte, berechnete Booz (1980) mit einem numerischen Verfahren und unter Anwendung der Finite-Differenzen-Methode die Taylor-Wirbelströmung für große Spaltweiten bzw. Radienverhältnisse $R_a/R_i \sim 2$ und für hohe Rotations-Reynoldszahlen $Re \sim 10^4$. Für diesen Fall, der mit dem eigenen Versuchsprogramm vergleichbar ist, wurden von Booz zwei gegensinnig rotierende, große Wirbelpaare detektiert, die von der Außengeometrie abhängen.

Becker und Kaye (1962) beschränkten sich nicht auf eine isotherme Couetteströmung, sondern berücksichtigten den Einfluss von Temperaturgradienten innerhalb der Ringspaltströmung. Die Temperaturdifferenz zwischen innerer und äußerer Wand bei Rotations-Reynoldszahlen $Re \leq 0.1 \cdot 10^6$ betrug $\Delta T > 10$ K, so dass sich für die Untersuchungen nur kleine Eckertzahlen $Ec < 0.03$ ergaben. Ein weiterer interessanter Aspekt wurde durch Angabe des Verhältnisses der ersten kritischen Taylorzahl Ta_{krit} – bezogen auf die isotherme Taylorzahl $Ta_{krit,iso}$ – angegeben, siehe Gleichung 1.2.

$$\frac{Ta_{krit}}{Ta_{krit,iso}} = \left(\frac{1}{1 - \beta^* (T_i - T_a) Pr/4} \right)^2 \quad (1.2)$$

mit

$$Ta_{krit} = \left(\frac{v_\varphi (R_a - R_i)}{v} \right)_{krit} \sqrt{\frac{b}{\frac{1}{2}(R_i + R_a)}} = 41.2$$

Dabei stellt β^* den thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Gases dar. Eine kühlere Zylinderinnenwand ($T_i < T_a \rightarrow Ta_{krit} < Ta_{krit,iso}$) trägt zur Destabilisierung der Strömung bei, während eine wärmere Zylinderinnenwand ($T_i > T_a \rightarrow Ta_{krit} > Ta_{krit,iso}$) den Beginn der Ausbildung von Taylorwirbeln hemmt. Das Verhältnis beträgt beispielsweise für Luft bei einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = +50$ K etwa $Ta_{krit}/Ta_{krit,iso} \sim 1.05$.

Pai (1943), ein Mitarbeiter von Kármáns, hat erstmals mit Hitzdrahttechnik die Geschwindigkeitsverteilung um einen rotierenden Zylinder innerhalb eines geschlossenen, axialsymmetrischen Gehäuses bei Wandgeschwindigkeiten $U_W \leq 4$ m/s vermessen. Seine Messergebnisse wurden damals angezweifelt, von Kármán hielt die Hitzdrahtdaten für weniger sensitiv als beispielsweise Ergebnisse aus Differenzdruckmessungen, die mit einem Pitot-Rohr erzielt wurden (siehe Bradshaw, 1973, S.27). Pai konnte seine Messungen schlecht reproduzieren und war sich nicht sicher, ob die kalte Strömung um einen rotierenden Zylinder zweidimensional sei und inwiefern stabile Taylor-Wirbel oder eine dreidimensionale Sekundärströmung im Versuchsaufbau entstehen.

Smith und Townsend (1982) konnten die von Pai beschriebenen Unterschiede detektieren und darstellen. Weiter beschäftigen sich die Autoren unter anderem mit dem Vergleich turbulenter Strömungen um ebene und gekrümmte Oberflächen. So werden Unterschiede einer Strömung um einen rotierenden Zylinder gegenüber einer Plattenüberströmung herausgearbeitet. Die geometrischen Abmessungen der Versuchsanlage ($D_Z = 305$ mm) sind mit den eigenen gut vergleichbar, jedoch beträgt die maximale Wandgeschwindigkeit lediglich $U_{W,max} = 9.8$ m/s, siehe Bild 12.

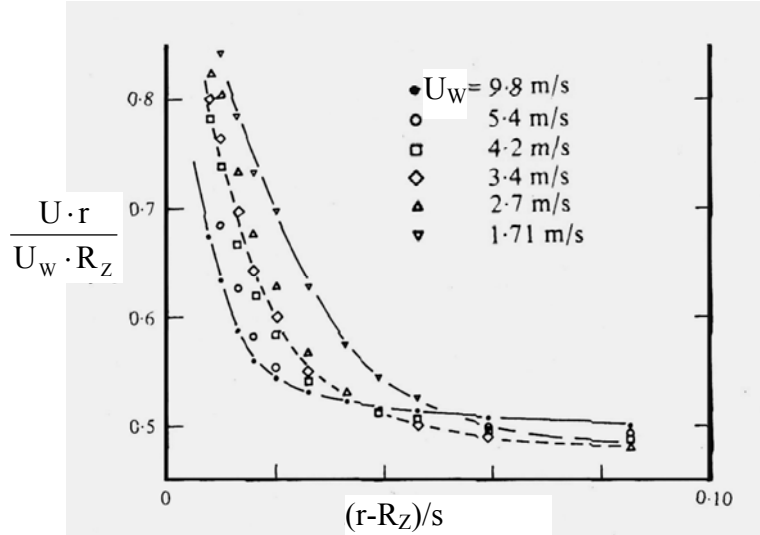


Bild 12: Normierte Umfangsgeschwindigkeiten um einen rotierenden Zylinder.
Quelle: Smith und Townsend (1982).

Der normierte Geschwindigkeitsverlauf zeigt eine Drehzahlabhängigkeit vom rotierenden inneren Zylinder. Mit der Einführung des Krümmungsparameters $\chi = (U/r)/(dU/dr)$, der im Außenbereich einen konstanten Wert annimmt, aber im wandnahen Bereich durch große Geschwindigkeitsgradienten relevant ist, stellen Smith und Townsend fest, dass sich in Wandnähe die Strömung auch für hohe Rotations-Reynoldszahlen Re gegenüber der Plattenüberströmung unterscheidet. Hiervon ist lediglich die laminare Unterschicht ausgenommen.

Kasagi (1975) untersuchte Transporteffekte in der turbulenten Grenzschicht um einen rotierenden Zylinder ($D_z = 82$ mm) im axialsymmetrischen Außengehäuse. Die lokalen Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe in Wandnähe, die mit Hitzdraht und Pitot-Drucksonden messtechnisch erfasst wurden, werden dabei von Zentrifugalkräften beeinflusst. Bild 13 zeigt, dass größere Abweichungen aufgrund von Zentrifugalkrafteinflüssen zwischen den zwei Messverfahren existieren. Die Abweichungen vergrößern sich bei steigenden Drehzahlen des Zylinders.

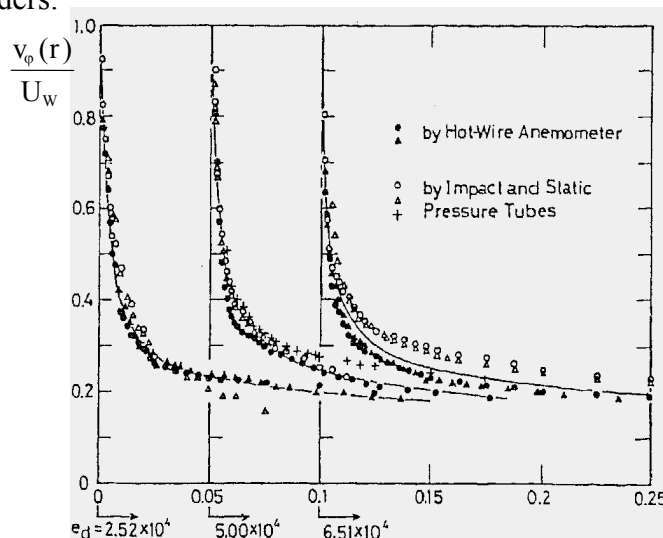


Bild 13: Mit unterschiedlichen Messverfahren ermittelter normierter Geschwindigkeitsverlauf. Quelle: Kasagi (1975).

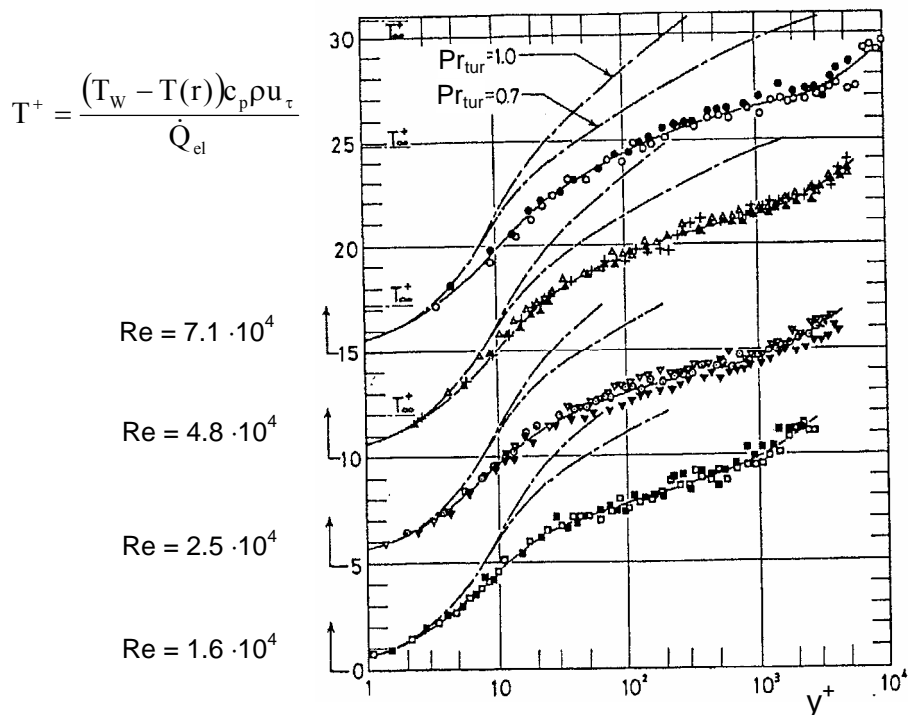


Bild 14: Lokale Temperaturverteilung um einen rotierenden Zylinder im Gehäuse, Kasagi (1975).

Bild 14 zeigt Messungen zum Temperaturverlauf am rotierenden beheizten Zylinder. Der mit \dot{Q}_{el} gegenüber dem umgebenden Gas (Luft) elektrisch aufgeheizte Zylinder besitzt einen stärkeren radialen Temperaturabfall gegenüber den aus der Energiegleichung generierten theoretisch bestimmten Verläufen mit $Pr_{tur} = 0.7$ bzw. 1.0 . Der Zentrifugalkrafteinfluss auf die Transporteigenschaften des Gases in Wandnähe zeigt sich drehzahlabhängig.

1.1.3 Rotierende Zylinderwelle mit axialsymmetrischer Ringspaltströmung

Becker (1957) veröffentlichte theoretische und experimentelle Untersuchungen zum globalen Wärmeübergang an einer rotierenden beheizten Zylinderwelle mit und ohne axiale Durchströmung. Hierbei charakterisiert er vier verschiedene Strömungszustände im Spalt der konzentrisch angeordneten Zylinderwellen: Laminare Strömung (Couetteströmung), laminare Strömung mit Taylorwirbeln, turbulente Strömung und turbulente Strömung mit Taylorwirbeln. Bilder 15 a und b zeigen detaillierte Messergebnisse einer turbulenten Strömung ohne bzw. mit axialer Durchströmung. Am Versuchsaufbau ließen sich Rotations-Reynoldszahlen $0 \leq Re \leq 12\,200$ und Taylorzahlen $0 \leq Ta \leq 530$ für die axiale Durchströmung bezogen auf die Spaltbreite realisieren. Dies entspricht bei einem Radius $R_i = 69.1$ mm der inneren Welle und einer Spaltbreite von $s = 8.3$ mm lediglich einer Wandgeschwindigkeit von $U_w \leq 2$ m/s der rotierenden Innenwelle.

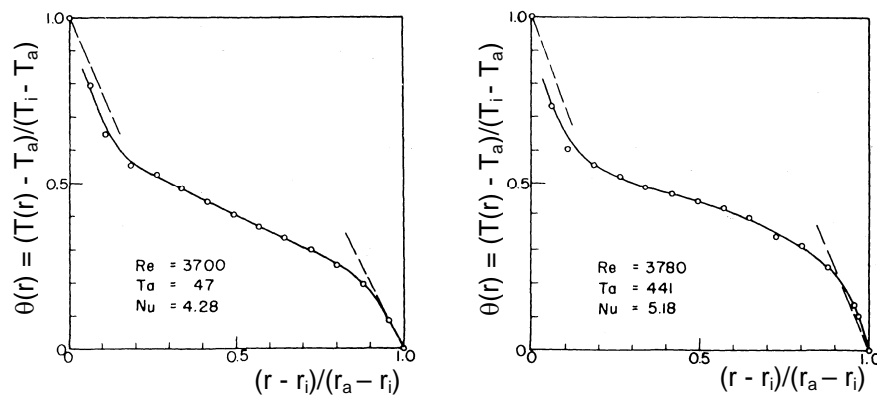


Bild 15 a und b: radialer Temperaturverlauf einer turbulenten Strömung um einen rotierenden Zylinder nach Becker (1957). Links ohne, rechts mit Taylorwirbel.

Becker benennt drei ursächliche hydrodynamische Vorgänge, die zu einer instabilen Strömung und somit zu unterschiedlichen Wärmeübergängen beitragen: Thermische, zentrifugale und viskose Instabilitäten. Eine Erhöhung der axialen Durchströmung ($v_{ax} \uparrow$ bzw. $T_a \uparrow$, Bild 16) führt bei gleichen Rotations-Reynoldszahlen Re zu einer Erhöhung der Nusseltzahl Nu und zu einem schwächeren Abfall der normierten lokalen Temperaturverteilung $\theta(r)$.

Pfitzer (1992) untersuchte die Strömung und den Wärmeübergang in einem turbulent durchströmten Ringspalt zwischen zwei rotierenden Zylinderwellen, welche sowohl gleich- als auch gegensinnig drehen können. Neben der experimentellen Bestimmung des Wärmeübergangs wurde auch ein theoretisches Modell für die voll ausgebildete Strömung und den Wärmetransport im rotierenden Ringspalt mit und ohne axiale Durchströmung beschrieben. Bei einem Außendurchmesser der rotierenden inneren Welle von $R_i = 154$ mm und einem Radienverhältnis von $R_i/R_a = 0.85$ wurden in verschiedenen Versuchsreihen Strömungs- und Temperaturfelder bei axialen Reynoldszahlen $0 < Re_{ax} < 30\,000$ und Rotations-Reynoldszahlen von $0 < Re < 20\,000$ vermessen. Die maximale Temperaturdifferenz ist im Ringspalt mit $\Delta T = 30$ K zu groß, um eine Eckertzahl $Ec > 1$ zu erzeugen. Daher wird in der theoretischen Betrachtung der Energiegleichung der relevante Dissipationsterm nicht berücksichtigt. Die Vorgehensweise bei der Modellierung der Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe wird von Pfitzer umfangreich ausgeführt, bei der Modellierung der Wirbelviskosität und der Wirbeldiffusion berücksichtigt er die auftretenden Zentrifugalkräfte in der rotierenden Strömung, welche die Turbulenzintensität und damit auch den zu bestimmenden Mischungsweg beeinflussen. Mit der verwendeten Messtechnik (LDA, 2D und 3D HDA) wurden keine detaillierten Messdaten in Wandnähe (Grenzschichtmessungen) erfasst.

Chung (2004) führte anhand von Large-eddy Simulationen Grenzschichtrechnungen an einer rotierenden und axial überströmten Zylinderwelle unter Variation des Verhältnisses U_w/v_{ax} durch. Bei einem Radienverhältnis $R_i/R_a = 0.5$ konzentrieren sich die dargestellten

numerischen Ergebnisse vor allem auf die Entstehung der turbulenten Strukturen bei unterschiedlichen $N = U_W/v_{ax}$. Die Destabilisierung der kalten Strömung an der gekrümmten Wand, so wie sie durch Bradshaw beschrieben worden ist, führt zu einem Anstieg der turbulenten Produktion in Wandnähe, siehe Bild 16.

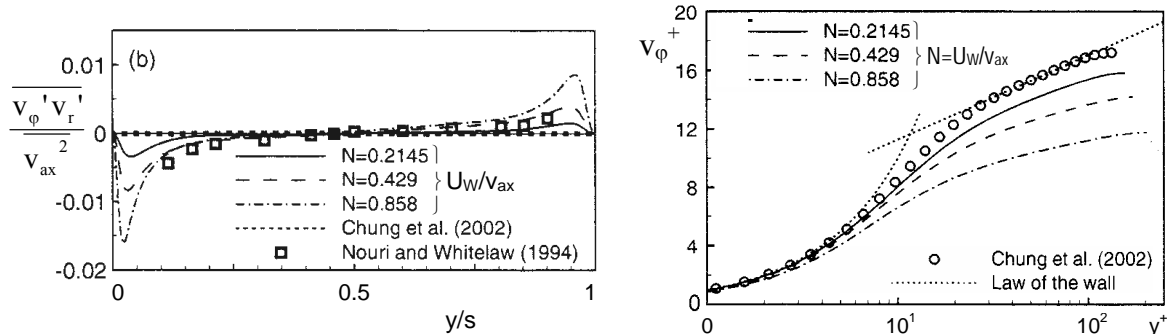


Bild 16: turbulente Korrelation, Chung (2004). Bild 17: Grenzschichtverlauf für unterschiedliche U_W/v_{ax} , Chung (2004)

Darüber hinaus stellt Chung fest, dass bei einem größeren Verhältnis U_W/v_{ax} sich der volllogarithmische Bereich in der Auftragung $v_\phi^+(y^+)$ abflacht, siehe Bild 17. Der Aspekt, dass der vollturbulente Bereich des Geschwindigkeitsverlaufs um den rotierenden Zylinder einen zur Plattengrenzschicht abweichenden Wert κ hat, wird in der eigenen Ergebnisdarstellung im Kapitel 3 weiter diskutiert.

1.1.4 Rotierende Zylinderwelle mit Queranströmung innerhalb einer rechteckigen Messstrecke

Die eigenen experimentellen Strömungs- und Wärmeübergangsuntersuchungen an einer rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse bauen auf bisherige Arbeiten an beheizten, quer angeströmten und rotierenden Zylinderwellen im geschlossenen Umlaufwindkanal (Oesterle (1996) und Gschwendtner (2000)) bzw. im offenen Eiffel-Windkanal (Peller/Straub (1984, 1986, 1988)) des Instituts für Thermodynamik der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität der Bundeswehr München auf. Für Wärmeübergangsuntersuchungen an der rotierenden Zylinderwelle in geschlossenen Gehäusen existieren nur wenige Untersuchungen, die den Bereich in unmittelbarer Wandnähe sowohl für große als auch für geringe Spaltweiten s behandeln.

Peller und Straub (1984, 1988) zeigten, dass beim quer angeströmten rotierenden Zylinder für kleine Geschwindigkeitsverhältnisse $U_W/v_{ax} < 2$ der Wärmeübergang wesentlich von der Queranströmung v bestimmt wird, wohingegen für $U_W/v > 2$ eine nahezu exponentielle Abhängigkeit von der Zylinderrotation nachgewiesen wird. Weiter führten Peller (1986) und Straub (1988) Grenzschichtmessungen für Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe an

einem im freien Raum rotierenden Zylinder durch und untersuchten Zusammenhänge zwischen radialem Temperaturverlauf und Strömungsablösung im Nachlauf des Zylinders.

Oesterle (1996) untersuchte an einer neuen Versuchsanordnung den Wärmeübergang am quer angeströmten rotierenden und beheizten Zylinder innerhalb einer rechteckigen Messstrecke, siehe Bild 18. Für hohe Rotations-Reynoldszahlen nähern sich die Werte für die Nusseltzahl $Nu(Re)$ dem Geropp'schen Ansatz, da für $Re > 5 \cdot 10^5$ kein signifikanter Einfluss der Anström-Reynoldszahl Re_∞ existiert. Ab einer Rotations-Reynoldszahl $Re \sim 10^6$ stellt Oesterle eine Abnahme des Wärmeübergangs fest.

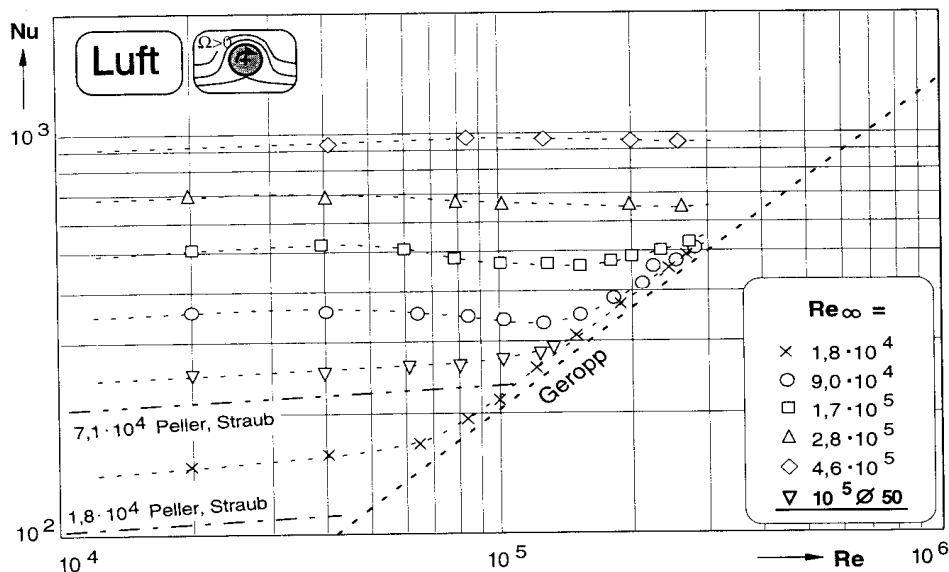


Bild 18: Wärmeübergang am rotierenden und quer angeströmten Zylinder innerhalb einer rechteckigen Messstrecke nach Oesterle (1996).

Die messtechnischen Untersuchungen von Gschwendtner (2000) wurden am gleichen Versuchsaufbau durchgeführt. Im Vergleich zum Verlauf $Nu(Re)$ von Geropp (Bild 8) stellt Gschwendtner für unterschiedliche Temperaturdifferenzen $\Delta T = 1 \dots 10$ K und für Rotations-Reynoldszahlen $0 < Re < 240\,000$ deutlich höhere Nusseltzahlen in den Messungen fest. Zudem zeigen Gschwendtners Messdaten, dass die Umkehr des Wärmeübergangs bei deutlich niedrigeren Rotations-Reynoldszahlen einsetzt. Eine Ursache hierfür wurde im Einfluss der Außenbewandung (große Versperrung der rechteckigen Messstrecke) gesehen, die bei den Geropp-Untersuchungen im freien Raum nicht existierten.

1.2 Zielsetzung und Aufgabenstellung der Arbeit

Der Wärmeübergang an der rotierenden temperierten Zylinderwelle, die in einem geschlossenen Gehäuse und umgeben von einem ruhenden Gas eingebaut ist, wird im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersucht und mit der Numerik verglichen. Auf der Basis von dezidierten Messdaten wird die Geschwindigkeitsverteilung ausgewertet und mit CFD-Rechnungen verglichen. Mit Hilfe des Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe und dem ermittelten Viskositätsverlauf $\mu_g(r)$ werden Beziehungen zum lokalen Temperaturmaximum hergestellt. Der Nachweis des lokalen Temperaturmaximums wird ferner zur Beschreibung auftretender Effekte des global ermittelten Wärmeübergangs $Nu(Re)$ zwischen rotierender Welle und umgebendem Gas verwendet.

1.2.1 Ableitung relevanter Kennzahlen aus der Dimensionsanalyse

Dem messtechnischen Programm ist eine Dimensionsanalyse vorangestellt, mit der sich entsprechende Ähnlichkeitszahlen ableiten lassen. Sie charakterisieren die unterschiedlichen physikalischen Größen des Strömungs- und Temperaturfeldes, die Stoffdaten des verwendeten Gases und insbesondere die unterschiedlichen geometrischen Randbedingungen der Versuchsanlage. Aufgrund des Bedürfnisses, die gewonnenen Ergebnisse auf andere Ausführungen zu übertragen, werden aus der Gesamtheit relevanter Parameter Q_n die wesentlichen Ähnlichkeitskenngrößen dimensionsfrei gehalten, siehe hierzu Zierep (1991), Gersten (1992), Eckert (1972) und Schlichting (1982). Die wesentlichen physikalischen Größen, welche die turbulente Strömung und den Wärmeübergang um eine rotierende Zylinderwelle in einem geschlossenen Gehäuse beeinflussen, setzen sich allgemein wie folgt zusammen:

$$\text{Allgemein:} \quad F(Q_1, \dots, Q_n) = 0 \quad (1.3)$$

$$Q_n := x_n [Q_n] \{Q_n\} \text{Einflussgröße Produkt von Maßzahl, Dimension und Einheit}$$

Rotierender und temperierter Zylinder:

$$F(\varphi, r, z, R_Z, R_B, H_Z, k_s, U_W, T_W, T_{\text{Gas}}, \rho_{\text{Gas}}, p_\infty, \nu, \lambda, c_p, \alpha) = 0 \quad (1.4)$$

Die entsprechenden Basiseinheiten der aufgeführten Einflussgrößen können aus dem Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen entnommen werden. Aus den Basisgrößen werden alle anderen auftretenden relevanten Größen als Potenzprodukt dieser Basisgrößen ausgedrückt. Während im physikalischen System die Basisgrößen Masse, Länge und Zeit existieren, wird im technischen System für Strömungen mit Wärmeübergang zusätzlich die Temperatur berücksichtigt. Die Basisgrößen A_m ($m = 4$) finden sich in einer Koeffizientenmatrix wieder, die als Π -Theorem von Buckingham bekannt ist, Gl. 1.5.

$$\Pi\text{-Theorem:} \quad \Pi = Q_1^{k_1} \cdot Q_2^{k_2} \cdot \dots \cdot Q_n^{k_n} \quad (1.5)$$

Führt man die Dimension ein, so ergibt sich Gl. 1.6.

$$[\Pi] = A_1^0 \dots A_m^0 = [Q_1]^{k_1} \dots [Q_n]^{k_n} = [A_1^{a_{11}} \dots A_m^{a_{m1}}]^{k_1} \dots [A_1^{a_{1n}} \dots A_m^{a_{mn}}]^{k_n} \quad (1.6)$$

Die zugehörige Koeffizientenmatrix lautet:

$$\begin{array}{cccc} a_{11}k_1 & a_{12}k_2 & \dots & a_{1n}k_n \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ a_{m1}k_1 & a_{m2}k_2 & \dots & a_{mn}k_n \end{array} \quad (1.7)$$

Durch Addition der Koeffizienten zu einer Summe ergibt sich für den Fall der rotierenden temperierten Zylinderwelle im Gehäuse ein homogenes lineares Gleichungssystem von $m = 4$ Gleichungen für $n = 16$ Einflussgrößen (k_1, \dots, k_n). Die Anzahl der unabhängigen Lösungen ergibt sich aus dem Rang $|\underline{r}|$ der Koeffizientenmatrix in Gl. 1.7. Daraus wird abgeleitet, dass das homogene lineare Gleichungssystem $n - |\underline{r}|$ unabhängige Lösungen besitzt. Sie entsprechen der Anzahl dimensionsloser Kennzahlen, siehe Dimensionstabelle in Anhang A1. Das Ergebnis aus A1 liefert einen funktionalen Zusammenhang $F(\Pi_1, \dots, \Pi_{n-|\underline{r}|})$, bezogen auf die Dimension. Der Rang dieser Koeffizientenmatrix ist $|\underline{r}| = 5$. Damit ergeben sich $n - |\underline{r}| = 11$ dimensionslose Größen $\Pi_1 - \Pi_3, \Pi_5 - \Pi_7, \Pi_9, \Pi_{11} - \Pi_{13}, \Pi_{15}, \Pi_{16}$.

Mit Hilfe einer Teilmatrix, deren Determinante von Null verschieden ist, und mit der Auswahl von vier Basisgrößen ($R_Z, U_W, \Delta T, \lambda$) werden die verbleibenden $k_n = 12$ Größen als Potenzprodukt der neuen Basisgrößen ausgedrückt, siehe Anhang A1. Für das experimentelle Messprogramm können somit folgende Größen untersucht werden:

$$v_\varphi^* = v_\varphi^* \{r^*, z^*, R_Z^*, R_B^*, H_Z^*, k_s, T_W^*, T_{Gas}^*, Re, c_p, \mu, \lambda, p_{Gas}\} \quad (1.8)$$

$$\Theta = \frac{T(r) - T_\infty}{T_W - T_\infty} = \Theta \{r^*, z^*, R_Z^*, R_B^*, H_Z^*, k_s, T_W^*, T_{Gas}^*, Ec, Pr, Re, Eu, c_p, \mu, \lambda, p_{Gas}\} \quad (1.9)$$

$$Nu = Nu \{R_Z^*, R_B^*, H_Z^*, k_s, Re, Pr, Ec, Eu, c_p, \mu, \lambda, p_{Gas}\} \quad (1.10)$$

Für das experimentelle Messprogramm wurde eine Versuchsanlage aufgebaut, in der die Zylinderwelle durch ein Heiz-/Kühlsystem temperiert werden kann und innerhalb eines großen evakuierbaren Behälters vertikal rotiert, siehe Bild 19 und Anhang A2.

Um den Aufwand der Versuchsanlage und des Versuchsprogramms etwas zu reduzieren, wurden die Größen H_Z und R_B sowie die Stoffdaten im Messprogramm konstant gehalten.

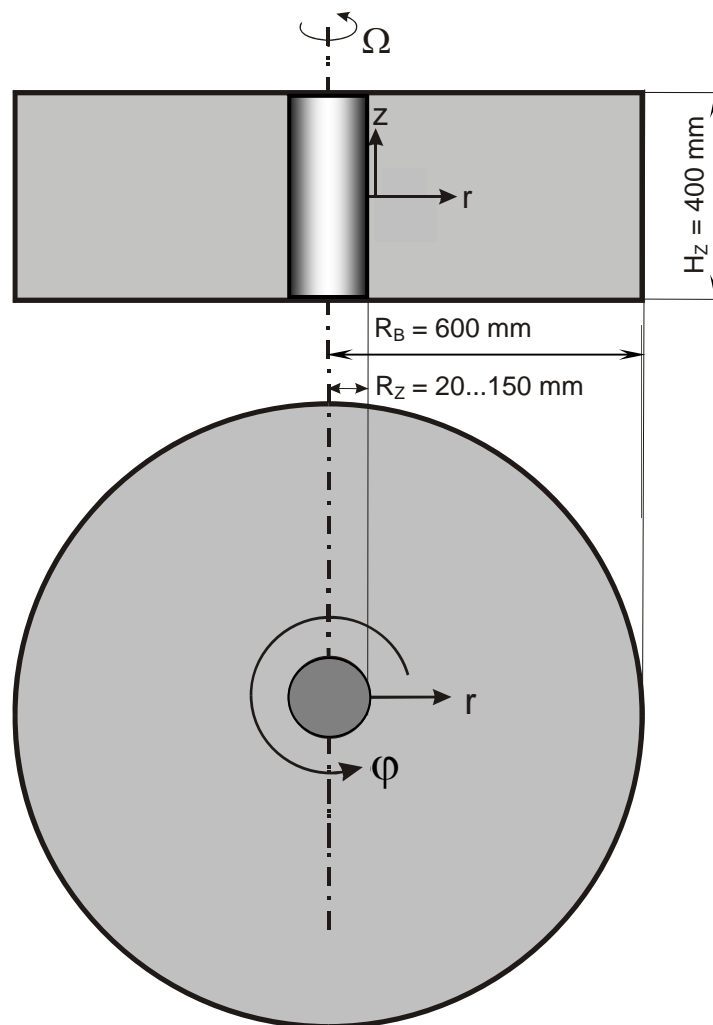


Bild 19: Versuchsanlage: Rotierende temperierte Zylinderwelle im geschlossenen Behälter

1.2.2 Ziele der Arbeit

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die systematische und detaillierte Vermessung lokaler Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschichten für unterschiedliche Betriebszustände der Versuchsanlage, vor allem unter Variation der Rotations-Reynoldszahl Re , der Eckertzahl Ec sowie unter Änderung des Gasdrucks bzw. der Gasart. Lokale Temperaturmessungen bei hohen Drehzahlen der Zylinderwelle ($Re > 0.5 \cdot 10^6$) sind in den bisherigen Veröffentlichungen nicht vertreten, ebenso fehlen umfangreiche experimentell festgestellte Aussagen zu den Strömungsvorgängen im Bereich $y^+ < 50$ an der rotierenden Zylinderwand, die für das Verständnis der Dissipationseffekte und das Auffinden des lokalen Temperaturmaximums sehr wichtig sind. Letztlich sollen die detaillierten Messdaten an der bewegten und gekrümmten Wand wichtige Informationen zu vorherrschenden Turbulenzintensitäten bereitstellen, so dass dem Leser ein wertvoller Beitrag für die praktische Abschätzung und CFD-Modellierung

vorliegt. Da neben den Krümmungseffekten auch die Außengeometrie um die rotierende Zylinderwelle Einfluss auf die Turbulenzstruktur und den Wärmeübergang in Wandnähe ausübt, wird dieser Aspekt in der vorliegenden Arbeit über die Literaturrecherche hinaus auch in den Messergebnissen weiter diskutiert. Schließlich wird der Einfluss des Gasdrucks und der Gasart auf den Temperaturverlauf und den gesamten Wärmeübergang im geschlossenen Behälter untersucht.

Die Messdaten der erfassten Geschwindigkeitsgrenzschichten werden zur Ermittlung von universellen Geschwindigkeitsverteilungen herangezogen und mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Durch die konsequente Verknüpfung von Messobjekt und Messsensorik konnte die Qualität der Messdaten insbesondere für hohe Drehzahlen gegenüber bisher veröffentlichten Messungen an rotierenden Zylinderwellen verbessert werden. Die an der bewusst einfach gewählten Geometrie gewonnenen Messdaten sollen mit CFD-Rechnungen (globaler Wärmeübergang, lokale Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung unter Berücksichtigung der Dissipation) verglichen und diskutiert werden.

1.2.3 Aufgabenstellung

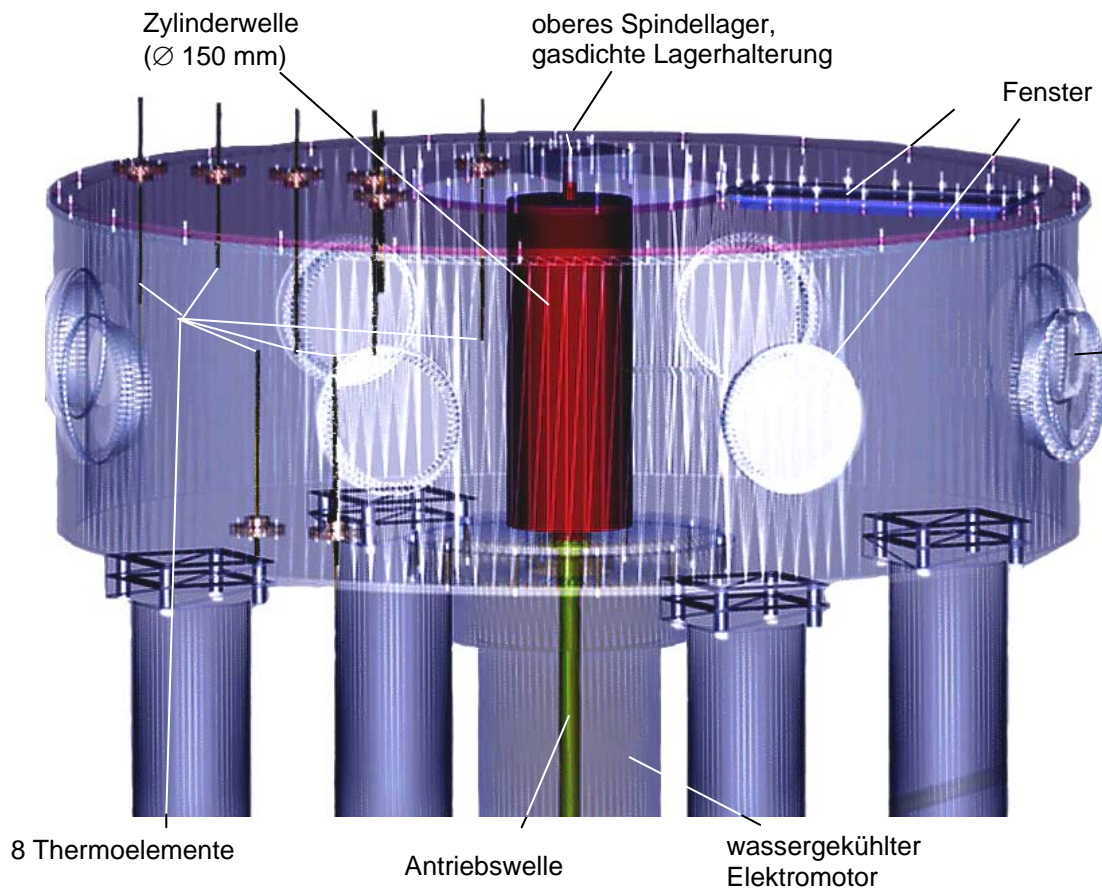
Im ersten Teil der Arbeit werden nach der Beschreibung der Versuchsanlage die Messtechnik vorgestellt und mögliche Messfehler bei der Durchführung der Experimente aufgeführt und analysiert. Insbesondere an die verwendete Hitzdrahtmesstechnik wurden höchste Ansprüche in Bezug auf die Signalverarbeitung, die Messung der Geschwindigkeits- und Temperaturgrößen und deren Turbulenzkorrelationen gestellt. Gerade bei diesen Messverfahren ergibt sich eine hohe Genauigkeit durch Beachtung der Sondengeometrien, der Kalibrierprozedur, der Temperatureinflüsse, der Sondenverschmutzung und letztendlich auch der Erfahrungen des Experimentators.

Über die gemessenen Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe hinaus werden im zweiten Teil weitere wichtige Größen wie beispielsweise die Sekundärströmung oder der Einfluss des Gasdrucks im Behälter untersucht. Schließlich wird der globale Wärmeübergang der gesamten Zylinderwelle für unterschiedliche Gase, Drücke und Drehzahlen vorgestellt.

Im dritten und letzten Teil dieser Arbeit sollen die wesentlichen Beziehungen zwischen dem globalen Wärmeübergang und der turbulenten Strömung um die rotierende, beheizte Zylinderwelle im Gehäuse dargestellt und mit Messdaten anderer Autoren verglichen werden. Weitere Variationen des Gasdrucks und der Einsatz unterschiedlicher Gase (Luft, Argon) runden das experimentelle Messprogramm ab und liefern wichtige Informationen zur drehzahl-, druck- und geometrieabhängigen Strömung und deren Wärmeübergangsverhalten an der rotierenden Zylinderwelle.

2. Experimenteller Versuchsaufbau

Für das angestrebte experimentelle Messprogramm wurde eigens eine speziell auf die Messtechnik abgestimmte Versuchsanlage neu konzipiert, konstruiert und aufgebaut, Bild 20. Die experimentellen Untersuchungen der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen um eine rotierende beheizte Zylinderwelle sollten in einem abgeschlossenen Behälter durchgeführt werden, um sowohl Druckvariationen als auch Gaswechsel zuzulassen.



Technische Daten der Versuchsanlage:

Behälter-Innendurchmesser R_B : 600 mm,	Höhe im Inneren H : 400 mm
Zylinder-Außendurchmesser R_Z : 20/40/75/150 mm	Zylinderhöhe H_Z : 399.5 mm

Anschlüsse:

Axialsymmetrische Flansche oben/unten ($D = 360$ mm, unterer Flansch wassergekühlt);
 oberes Fenster (100 x 330 mm) zur Adaption der Messsensorik;
 8 radiale Flanschfenster DN160; 8 Flansche DN50 mit eingeklebten Thermoelementen;
 spezielle Anschlüsse zur Evakuierung und Fremdgasbefüllung, inkl. Überdruckventil

Materialien:

Behälter: St37, 10 mm Wandstärke

Zylinderwellen: Aluminium Konstruktal AlCuMgZn (400 N/mm²), 10 bzw. 8 mm Wandstärke;

Antriebswelle sowie Deckel mit oberem Spindellager aus Werkzeugstahl C45

Elektromotor: gekühlter Asynchronmotor, druckölgeschmiert, 15 kVA Frequenzumformer 0-500 Hz

Bild 20: Versuchsaufbau zur experimentellen Untersuchung des Wärmeübergangs an der rotierenden, temperierten Zylinderwelle und technische Daten der Versuchsanlage.

2.1 Grundlagen der Versuchsanlage

Die gesamte Versuchsanlage lässt sich in folgende Einzelsysteme unterteilen:

- rotierende Zylinderwelle ($40 \text{ mm} \leq D_Z \leq 300 \text{ mm}$) mit fester Antriebswelle und einem oberen Spindellager,
- einen im Zylinder stehenden, gegen das obere Lager und den unteren Flansch des Elektromotors verspannten Rippen-Wärmetauscher,
- einen Elektromotor als Zylinderantrieb und den
- fest im Fundament verankerten massiven Behälter mit diversen Beobachtungsfenstern und Flanschen für die eingesetzte Messtechnik, siehe Bild 20.

Bei der Konzeption des experimentellen Aufbaus sind neben der Konstruktion der Versuchsanlage und den damit verbundenen Berechnungen (z.B. Steifigkeit bzw. Schwingungsempfindlichkeit oder Vakuumtauglichkeit der Anlage) vor allem die geometrischen Maße für die Messungen von Bedeutung, vgl. hierzu das experimentelle Messprogramm (Gl.1.4 und 1.8 - 1.10). Auch die fest gewählte Oberflächenrauigkeit k_s der Zylinderaußenwand und die Verhältnisse Zylinderhöhe zu Zylinderdurchmesser H_Z/D_Z bzw. Behälterhöhe zu Behälterdurchmesser H_B/D_B sind für die Messungen grundsätzlich relevant.

Die Konstruktion der Zylinderhöhe und somit der Behälterhöhe, in der die Zylinderwelle mit einem Spaltmaß von $0.25 \pm 0.1 \text{ mm}$ zwischen Zylinderenden und Behälterboden bzw. -deckel rotiert, wurden bezüglich der Wahl größtmöglicher Abmessungen bei gleichzeitig beachteten Sicherheitskriterien realisiert. Daher wurden die Zylinderwellen aus einem Vollguss hergestellt und auf Feinstmaß ($2 \mu\text{m}$ maximale Toleranz für R_Z) gefertigt. Aus der maximal möglichen Zylinderhöhe $H_Z = 399.5 \text{ mm}$ und der Dimensionierung unterschiedlicher Radien R_Z , wie sie z.B. in Triebwerken der Luftfahrt üblich sind, ergaben sich die Maße für den Behälter. Dieser ist mit $R_Z = 600 \text{ mm}$ in einer Größenordnung dimensioniert, in der er für den kleinsten Radius von Zylinderwelle Nr.1 mit $R_Z = 20 \text{ mm}$ (Radienverhältnis $R_Z / R_B = 30$) nahezu keinen Einfluss auf die Grenzschichtmessungen an der rotierenden Zylinderwand ausübt, vgl. hierzu auch Ausführungen von Dorfmann (1963).

Beim größten Zylinderradius von $R_Z = 150 \text{ mm}$ ergibt sich ein Radienverhältnis $R_Z / R_B = 4$ und ein Verhältnis $H_Z/R_Z = 2 \frac{2}{3}$. Für diese geometrische Anordnung, die sich zu Grenzschichtmessungen, insbesondere zur Auflösung der wandnahen Strömungsschichten optimal eignet, ergeben sich dreidimensionale Geometrieinflüsse in der Grenzschicht und in der Außenströmung. Letztere wird als Sekundärströmung bezeichnet und wurde unter anderem durch für den Versuchsaufbau angefertigte Plexiglaszylinder, die axialsymmetrisch in den Behälter eingebracht werden konnten, im Rahmen der Taylorwirbel-Untersuchungen ermittelt. Die Messungen waren mit Variationen der Spaltbreite $s = R_B - R_Z$ verbunden.

2.1.1 Schwingungsuntersuchungen am Gesamtsystem

Neben der Feststellung der Schwingungsempfindlichkeit des stabilen Behälters durch einen sogenannten Gongtest (Dämpfungsverhalten des Systems auf einen Einzelimpuls mittels radial und vertikal angebrachter Schwingungsaufnehmer) wurde vor allem die Unwucht der eingebauten und über den Elektromotor angetriebenen Zylinderwelle genau untersucht. Hierfür standen zwei Schwingungsaufnehmer zur Verfügung, welche die gesamte Schwingungsgeschwindigkeit für Frequenzen $0 \leq f \leq 300$ Hz im oberen Lager auf dem oberen Flansch und in der unteren Lagerung am Elektromotor aufgenommen haben.

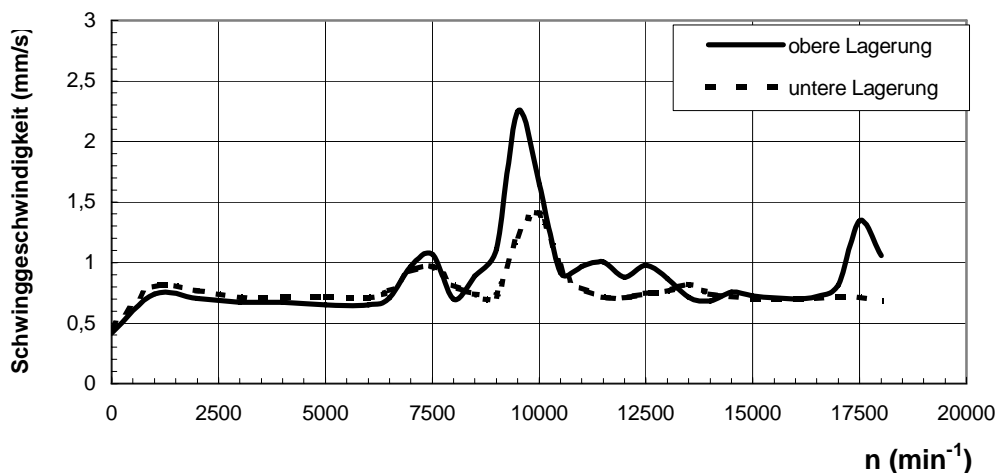


Bild 21: Schwingungsermittlung an rotierender Zylinderwelle Nr. 3 ($D_Z = 150\text{mm}$)

Bild 21 zeigt beispielhaft eine Schwingungszunahme bei $n = 9400 \text{ min}^{-1}$, der ersten Eigenschwingung des rotierenden Gesamtsystems von Zylinderwelle Nr. 3 und Rotoreinheit des Elektromotors. Weiter wurden im rotierenden System periodische Schwingungsformen detektiert. Neben der drehzahlabhängigen Grundschiwingung wurden deren Harmonische, besonders die 2- und 3-fache Grundschiwingung festgestellt. Darüber hinaus wurden auch hochfrequente Anteile der Lager registriert. Deren Analyse ermöglichte einen rechtzeitigen Austausch bei drohendem Defekt der stärker beanspruchten oberen Lager. Über die FFT-Auswertung ergaben sich oftmals auch Schwingungsanteile, die vom fest im Fundament des Gebäudes verankerten Behältergehäuse oder aber auch von elektrischen Feldern herrührten, Bild 27 (50 Hz-Maximum). Zusätzliche Schwingungsuntersuchungen wie z.B. am fest stehenden Wärmetauscher vervollständigen die Schwingungsuntersuchungen. Die durch die Rotation hervorgerufene Schwingung beeinflusst die eingesetzte Messsensorik nahezu überhaupt nicht, entsprechende Messfehler können als vernachlässigbar gewertet werden. Die erfolgreich durchgeführten Testläufe rechtfertigen aus diesen Gründen auch den hohen Aufwand bei der Konstruktion und Schwingungsanalyse der Einzelsysteme, in erster Linie der Konstruktion der Zylinderwellen.

Zur Adaption der Antriebswelle des rotierenden Zylinders (401 mm lang, $D = 25$ mm, siehe Bild 22) in die Hohlwelle des antreibenden Elektromotors ist das obere Ende der Hohlwelle mit einem geschliffenen Zylindersitz und einem Mitnehmer versehen, am unteren freien Ende wurde die Zylinderwelle fest mit der Hohlwelle verschraubt. Ein unterhalb des Motors angebrachter Flansch erfüllt zwei Aufgaben: Er sorgt für die Befestigung des in der Zylinderwelle stehenden Wärmetauschers, siehe Bild 24. Zusätzlich wird der temperierte Heliumstrom durch das Rohr des Wärmetauschers zur drehenden Zylinderinnenwand geleitet und befördert von dort das Helium auch wieder aus der Zylinderwelle hinaus, siehe Wärmetauscher im Bild 24 und Heiz-/Kühl-System im Bild 28. Die obere Lagerhalterung wurde mit zwei gegeneinander verspannten Spindellagern konzipiert. Durch eine Gleitpassung wurden die in der Halterung axial auftretende Längenausdehnung der fast einen Meter langen Zylinderwelle kompensiert und axiale Lagerbelastungen erheblich reduziert. Bei Betrieb wurde eine geringe Erwärmung der oberen Lagerhalterung ($< 40^\circ \text{C}$) registriert. Weitere Detailfragen, z. B. betreffend die radiale Ausdehnung der Zylinderwand durch Fliehkräfte bei hohen Drehzahlen oder axiale Längenausdehnungen bei Aufheizung der Wellen wurden zwar bedacht, deren Einflüsse jedoch als vernachlässigbar eingeordnet.

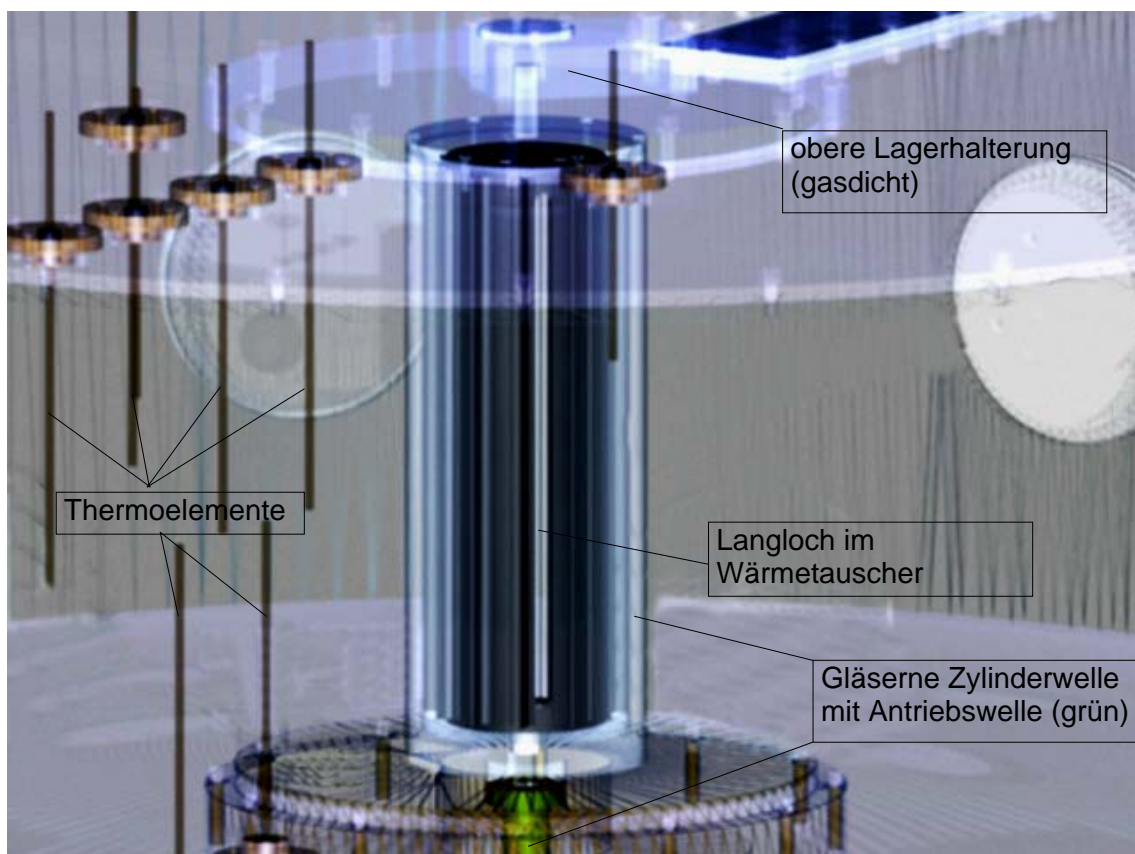


Bild 23: Stehender Wärmetauscher im rotierenden Zylinder (dieser hier durchsichtig); beide befinden sich im gläsernen Behälter.

2.1.3 Wärmetauscher in rotierender Zylinderwelle

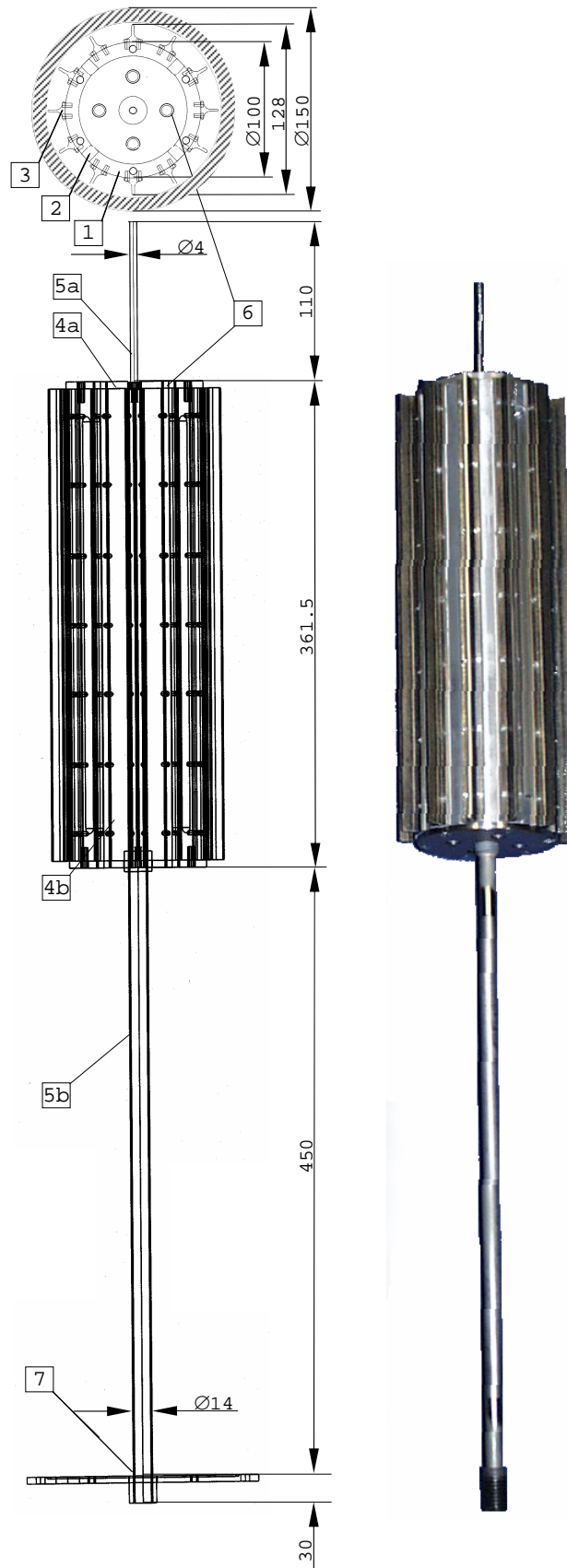


Bild 24: Konstruktion und Fotografie des stehenden Wärmetauschers für Zylinderwelle Nr. 3 und 4

Der Wärmetauscher steht innerhalb der rotierenden Zylinderwelle. Er wird frei schwebend gegen die obere Lagerhalterung und den unter dem Elektromotor befestigten Adapter fest verspannt. Der Abstand zur rotierenden Zylinderinnenwand beträgt weniger als 1 mm. Der Wärmetauscher besteht aus einem Aluminiumzylinder [1] mit vier Langlöchern [2] und zwölf Außenrippen [3], den oberen und unteren Befestigungsdeckeln [4a], [4b] mit oberen und unteren Spannröhren [5a], [5b] und vier innen verlaufenden Rohren [6], die eine gleichmäßige Absaugung des Heliumgases aus den zwölf Kammern nach oben und unten gewährleisten, siehe Bild 24. Anzahl, Größe sowie Spaltweite zwischen den Rippenenden und der bewegten Innenwand wurden bezüglich eines optimierten Wärmeaustausches recherchiert und konstruiert, siehe Hanagida (1991) und Shimada (1984). Innerhalb der Kammer entstehen gegensinnig rotierende Wirbelpaare, die den Wärmeaustausch zwischen Heliumgas und Zylinderinnenwand begünstigen, siehe Bild 25. Dadurch wird das bei hohen Drehzahlen an der rotierenden Innenwand entstehende lokale Temperaturmaximum derart beeinflusst, dass es keinen großen Einfluss auf den Wärmeübergang im Inneren des Zylinders ausübt. Nach der radialen Bewegung auf die Zylinderinnenwand strömt das Gas vertikal nach unten bzw. oben (dort über vier Saugrohre [6]) und wird durch den Ringspalt zwischen stehendem Halterrohr des Wärmetauschers [5b] und rotierender Antriebswelle des Zylinders in den Adapter unterhalb des Elektromotors [7] abgesaugt und gelangt von dort zurück ins Heiz-/Kühl-System.

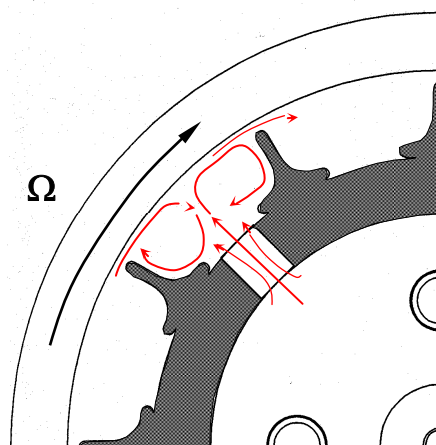


Bild 25: Heliumstrom zwischen Wärmetauscher und rotierendem Zylinder

2.1.4 Schwingungsuntersuchungen am Wärmetauscher

Aufgrund des gering konzipierten Abstandes (ca. 1 mm) zwischen stehendem Wärmetauscher und rotierendem Zylinder wurde aus Sicherheitsgründen eine statische und dynamische Schwingungsuntersuchung an dem insgesamt 951.5 mm langen Wärmetauscher durchgeführt. Statische Belastungsversuche mit radial angreifenden Kräften bis 50 N ergaben maximale radiale Auslenkungen von 0.5 ± 0.1 mm, für die dynamischen Schwingungsuntersuchungen

wurde der Wärmetauscher in die Versuchsanlage ohne rotierenden Zylinder eingebaut, siehe Bild 26. Durch die Unwucht bei laufendem Elektromotor übertrug sich die drehzahlabhängige Unwucht auf den eingebauten Wärmetauscher.

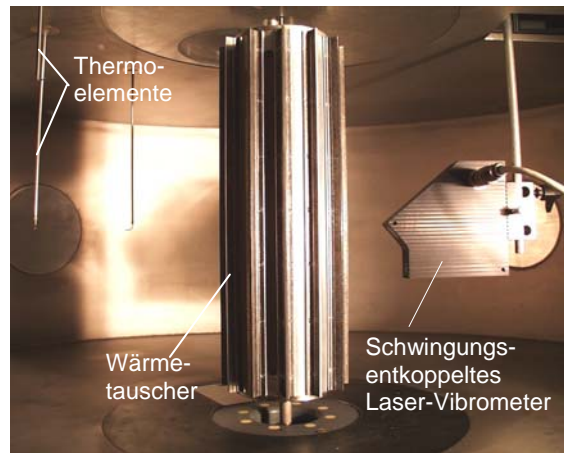


Bild 26: Schwingungsmessung am stehenden Wärmetauscher im Behälter

Auf mittlerer Höhe $H_B/2 = 200$ mm wurden die Schwingungen mit einem von der Labordecke schwingungsfrei abgehängten Laser-Vibrometer vermessen, siehe Bild 26. Mit einer Frequenz von 10 kHz tastet der Sensor den Abstand zur Oberfläche mit einer absoluten Genauigkeit von $1 \mu\text{m}$ ab (Messmethode: Triangulationsverfahren). Die maximalen Auslenkungen betragen im Betrieb 30 bis $50 \mu\text{m}$, bei einer Drehzahl von 3000 min^{-1} wurde eine maximale Auslenkung von $90 \mu\text{m}$ festgestellt. Die normierten FFT-Auswertungen zeigen zwei intensive bauteilabhängige Schwingungsmaxima im niederfrequenten Bereich ($f = 9.3$ bzw. 18.6 Hz). Letzteres ist bei 3000 min^{-1} maximal. Beide nehmen mit zunehmender Drehzahl wieder ab. Eine drehzahlunabhängige Intensität befindet sich bei $f = 50 \text{ Hz}$, hervorgerufen durch elektromagnetische Abstrahlung des Frequenzumformers. Eine drehzahlabhängige Frequenz ist im Bild 27 schwach erkennbar, z.B. für $n = 12000 \text{ min}^{-1}$ (200 Hz).

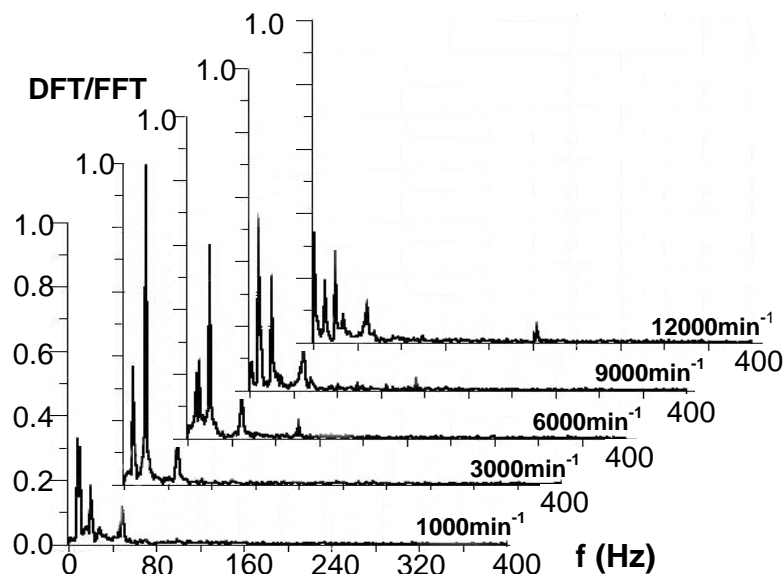


Bild 27: FFT-Schwingungsanalyse am stehenden Wärmetauscher

Die Regelung des Heiz-/Kühl-Systems entspricht einer Regelstrecke mit P-Verhalten und Verzögerung 3. Ordnung (p-T₃-Glied), die Regelgröße x (Temperaturverlauf $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}}$) hat im idealen Fall einen zeitlichen Verlauf wie in Bild 29, mit einem Proportionalbeiwert zwischen Eingangs- und Ausgangssignal, einer Verzugszeit T_u und der Ausgleichszeit T_g . Bild 30 zeigt die Regelstrecke des Heiz-/Kühl-Systems. Die Regeleinrichtung für diese Aufgabe besteht aus Temperatursensoren und Stellgliedern (Temperatur und Volumenstrom im Primär- als auch im Sekundärkreislauf).

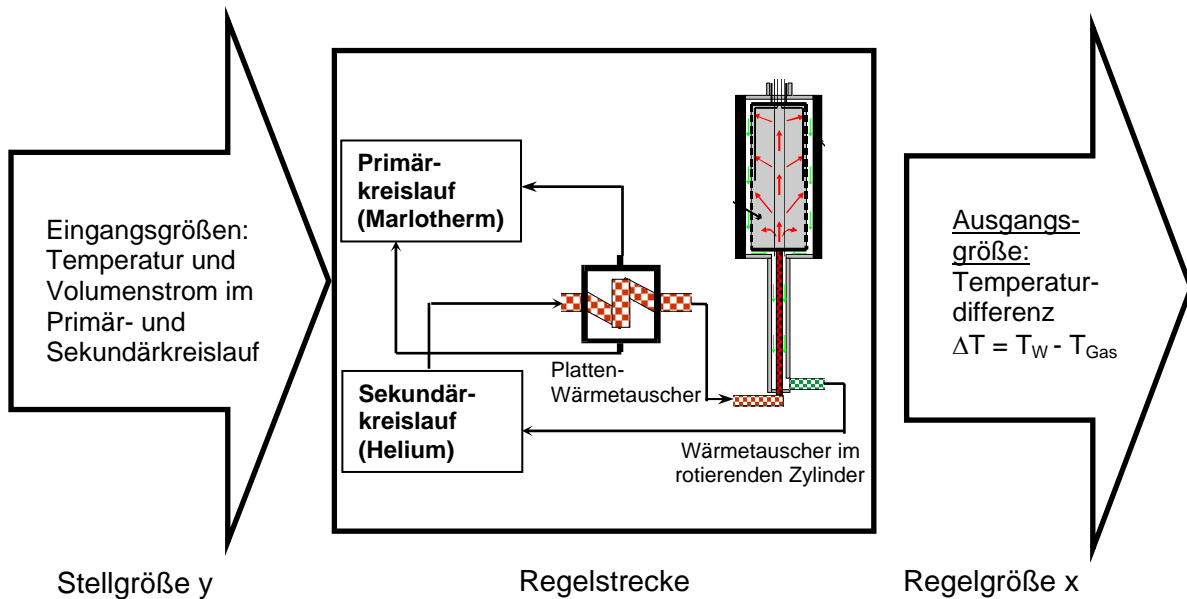


Bild 30: Regelstrecke des Heiz-/Kühl-Systems

Mit der Vorgabe, die Regelgröße x bei eingestellter Drehzahl in einen Beharrungszustand von $\Delta T = 1, 3, 5$ oder $10 \text{ }^\circ\text{C}$ (Toleranzbereich: $\pm 0.25 \text{ }^\circ\text{C}$) einzuregeln, wurde die Regelstrecke (Heiz-/Kühl-System) mit unterschiedlichen Einstellungen der Stellgrößen getestet. Die über die Anregelzeit t_{an} verzögerte Sprungantwort der Regelstrecke wurde unter Einsatzbedingung ermittelt und optimiert, siehe Schubert und Heise (2001). Der Verlauf gleicht Bild 31.

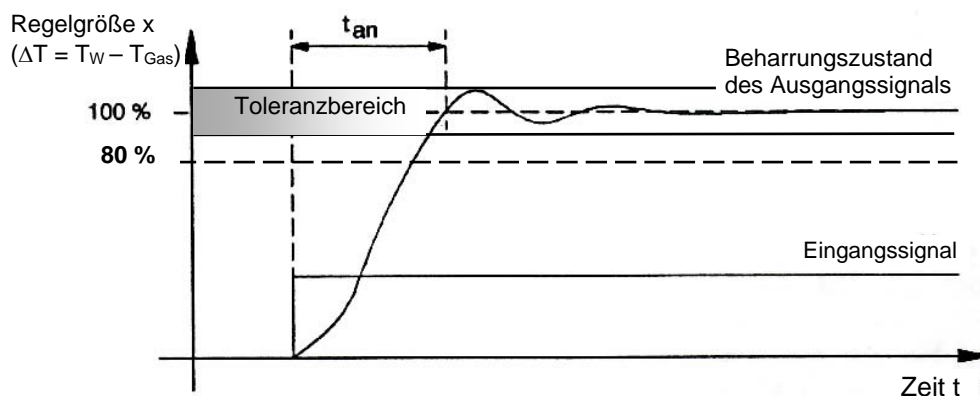


Bild 31: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz ΔT im Versuchsaufbau

Der Regelkreis hat während der Messphase (nach ca. 30 min. erreicht) die Aufgabe, die Regelabweichung der Temperaturdifferenz ΔT bei geringstem Zeitverzug in einen gewünschten Beharrungszustand optimiert einzuregulieren und möglichst schwingungsfrei innerhalb des Toleranzbereichs zu betreiben. Ein selbst erstelltes Programm verarbeitet sämtliche Daten der 18 Thermoelemente, 2 PT100, 2 Drucksensoren, des IR-Pyrometers und den Datentransfer zu Schnittstellengeräten (z.B. Thermostat, Membranpumpe, Massenstrom-Messgerät usw.). Insgesamt liefern während des Versuches rund 30 Sensoren relevante Daten.

2.1.6 Integration der Messsensorik

Die Integration der Sensorik in den Versuchsaufbau stellt hohe Anforderungen an Peripheriegeräte, z. B. an die Traversen und deren Haltevorrichtungen für Aufnahme und Positionierung der eingesetzten Hitzdrähte bzw. der LDA-Messsonde, siehe Bilder 32 bis 34.

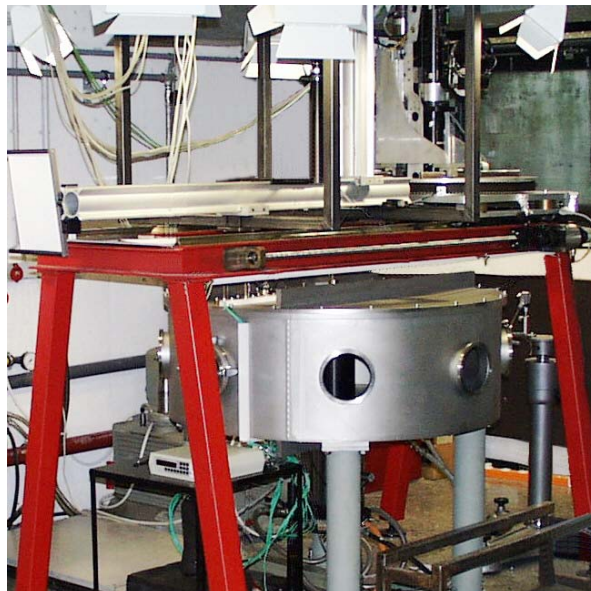


Bild 32: LDA-Traverse auf rotem Traversengestell im Labor

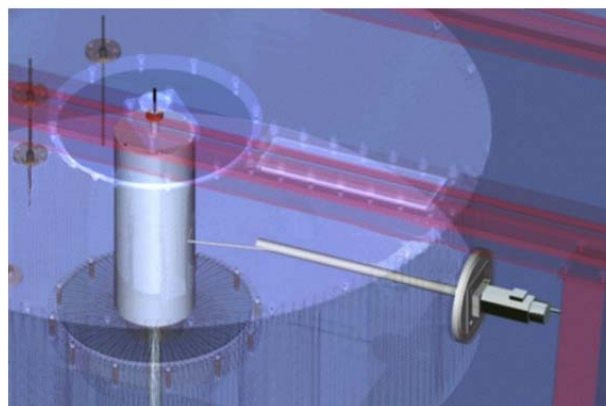


Bild 33: Hitzdraht-Traverse, gasdicht am Behälter befestigt. An der Zylinderwelle ist der Sondenhalter auf mittlerer Höhe $H_Z/2$ abgewinkelt.

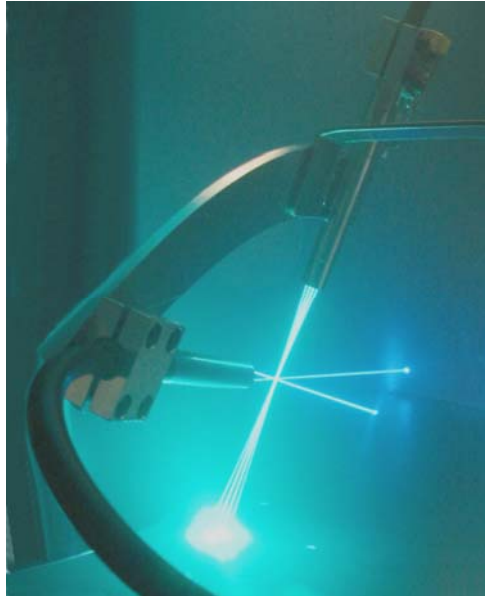


Bild 34: 3D-LDA-Messsensor im Behälter. Zweikomponenten-Laserkopf ist senkrecht fixiert und um 10° zur Rotationsachse des Zylinders angestellt. Die dritte Komponente zur Erfassung der achsparallelen Strömung ist senkrecht zum Zweikomponenten-Laserkopf fixiert.

2.1.6.1 LDA-Traverse

Zur Messung lokaler Temperatur- und Geschwindigkeitsgrößen durch Hitzdraht- bzw. Laser-Doppler-Anemometrie wurden zwei Traversen zur Positionierung der Messsensoren gefertigt. Für LDA-Messungen wurde eine Traverse mit vier Freiheitsgraden (drei translatorische, eine rotatorische, Firma Phytron) eingesetzt. Hochgenaue abgeschirmte Inkrementalaufnehmer steuern die Schrittmotoren mit einer Genauigkeit von $\Delta r = \pm 0.003 \text{ mm}$ ($\Delta z = \pm 0.005 \text{ mm}$) und einer Schrittweite von 0.01 mm in radialer bzw. 0.02 mm in achsparalleler Richtung (Zylinderkoordinaten). Die Halterung für die LDA-Sensoren wurde strömungsoptimiert konstruiert (Bild 35), so dass nur eine geringe Strömungsbeeinflussung vorlag, siehe Cattaneo (2002).

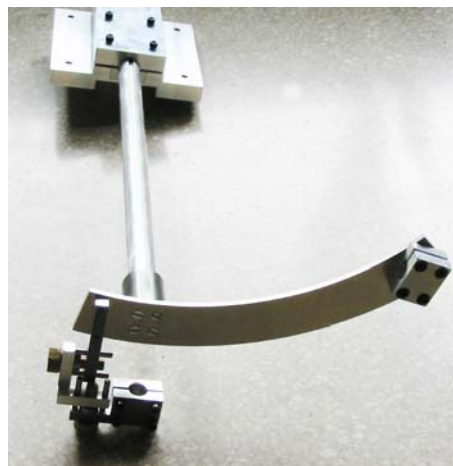


Bild 35: Halte- und Justiervorrichtung zur Fixierung der zwei LDA-Sensoren.

Bild 35 zeigt die Halterung mit zwei Befestigungsklemmen für die LDA-Messsonden (unterer Teil des Bildes). Eine Halteklemme besitzt zur Justage der durch die Laserstrahlen erzeugten Messvolumina ein Feingewinde mit Arretiervorrichtung. Der Abstand von Halte- und Justier- vorrichtung bis zum Messvolumen addiert sich aus einem optischen Abstand (Brennweite der Linse, 60 mm) und dem Abstand von der Befestigung bis zum Ende des Messensors (100 mm), so dass die Strömung nur eine geringe Störung der integrierten Halterung erfährt. Über eine schwingungsarme Verlängerung wird die Halterung außerhalb des Behälters mit der Traverse verbunden, siehe oberer Bereich in Bild 35. Schwingungsmessungen mit einem Piezosensor ergaben sowohl am roten Traversengestell und der Verfahreinrichtung als auch an der starren Halte- und Justier- vorrichtung innerhalb des Behälters im Messbetrieb eine geringe Schwingungsempfindlichkeit (maximale Auslenkung: $\Delta r = 0.06$ mm).

2.1.6.2 Hitzdraht-Traverse

Für die Positionierung der Hitzdrähte, insbesondere der achsparallelen Normaldrähte, wurde eine spezielle Traverse konstruiert und eingesetzt. Die Umsetzung der messtechnischen Aufgabe erforderte vor allem eine möglichst nahe und wandparallele Positionierung des Hitzdrahtes. Die radiale Positionsänderung sollte Verfährwege von wenigen μm gewährleisten können. Hinzu kamen weitere Anforderungen an die Konstruktion wie z.B. eine schwingungsarme Haltevorrichtung, vakuumtauglicher Einsatz von Traverse und Hitzdraht und ein möglichst einfacher Einbau nach Kalibrierung des Sensors, siehe Spitzer und Urban (2001). Das Positionieren und Ausrichten des Sondendrahtes wurde über ein Vergrößerungsglas beobachtet. Es wurde an dem in Bild 36 gezeigten Fenster fixiert.

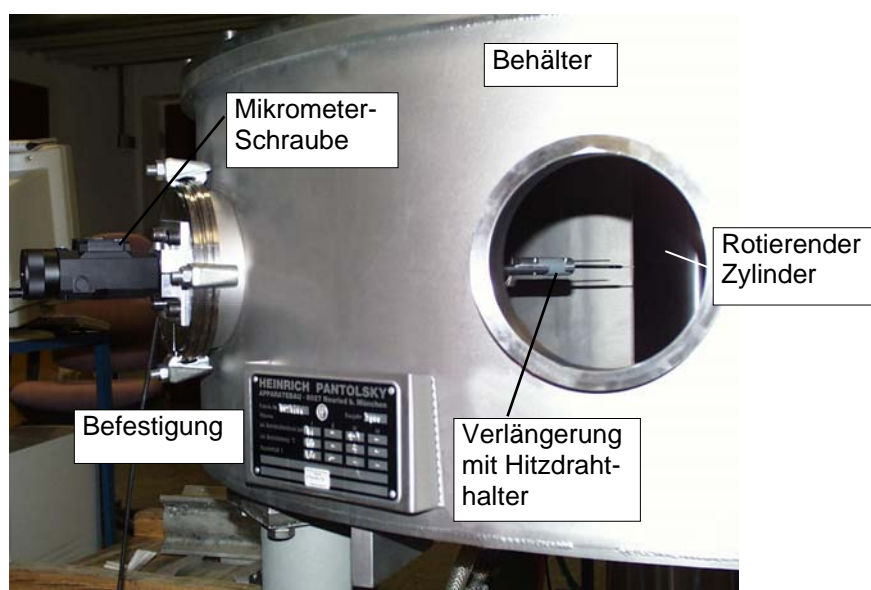


Bild 36: Hitzdraht-Traverse mit Halterung, Befestigung und Verfahreinrichtung.

Eine Mikrometerschraube (Verfahrweg 56 mm, Schrittweite 1 μm) bewegt den Hitzdraht senkrecht zur rotierenden Zylinderachse. Eine theoretische Abschätzung über die strömungsinduzierten Schwingungen ergab – bezogen auf die Länge des Hitzdrahtes – vernachlässigbare Auslenkungen in achsparalleler Richtung und nahezu keine Änderung in radialer Richtung ($\Delta z \cong \pm 0.05 \text{ mm}$ bzw. $\Delta r \cong \pm 0.01 \text{ mm}$). Die Positionierung des Hitzdrahtes stellt einen wichtigen Vorgang im Rahmen der Messvorbereitung dar. Zur Ausrichtung auf die Wandoberfläche und für das Heranführen der Sonde wurde die Spiegelung der glatten, schwarz eloxierten Zylinderoberfläche ausgenutzt. Durch diese auch von anderen Messtechnikern angewandte Vorgehensweise (vgl. Witt (1983)) konnten die Hitzdrähte für Grenzschichtmessungen optimal positioniert werden (minimaler Wandabstand von $y \leq 20 \mu\text{m}$). Zusätzlich wurden die Hitzdrähte zur wandnahen Seite außen angeschweißt ($D_{\text{Sondenzinken}} \cong 80 \mu\text{m}$), siehe Bild 51. Die Positionierung, Ausrichtung und Annäherung des Hitzdrahtes war der Schlüssel für eine erfolgreiche Messprozedur.

2.1.6.3 Integration weiterer Messsensorik

Neben Adaption von Hitzdraht- und LDA-Sensoren wurden weitere Messaufnehmer in den Versuchsaufbau integriert. Sie alle erfüllen die Forderung, vakuumtauglich und schwingungsunempfindlich zu sein. In der folgenden Tabelle sind alle eingesetzten Sensoren beschrieben.

Sensor	Kurzbeschreibung	Sensitivität	Einsatzbereich
IR-Pyrometer	gekühlter IR-Sensor, Messfleckdurchmesser 2 - 3 mm.	langwelliger Spektralbereich 8 - 14 μm , 0.02 - 4000 mbar. 0 - 50 $^{\circ}\text{C} \cong 0 - 20 \text{ mA}$, $\pm 0.1 \text{ }^{\circ}\text{C}$, Mittelungszeit 3s.	Messung T_W speziell kalibriert für kleinen Temperaturbereich 0 - 50 $^{\circ}\text{C}$.
Thermoelemente im Behälter	Miniatur-TE, $D = 1 \text{ mm}$, Thermopaar Cr-CrNi mit Vergleichsstelle. Ansprechzeit 1 - 8 s, 0.05 $^{\circ}\text{C}$ Genauigkeit.	Externe Bestimmung $U_{TE}(T)$ mittels PTB-kalibrierte PT100, 1 $^{\circ}\text{C} \cong 0.025 \text{ mV}$.	Messung T_L Im Behälter radial, in Umfangs- und Höhenrichtung angeordnet.
Thermoelemente im Heiz-/Kühl-System	Miniatur-TE, $D = 0.5 \text{ mm}$, Thermopaar Cr-CrNi mit Vergleichsstelle, Ansprechzeit 0.5 - 3 s bei 0.1 $^{\circ}\text{C}$ Genauigkeit.	Externe Bestimmung $U_{TE}(T)$ mittels PTB-kalibriertem PT100, 1 $^{\circ}\text{C} \cong 0.04 \text{ mV}$.	Messung $T_{\text{He, ein}}$ und $T_{\text{He, aus}}$ sowie Wärmeträger Ist-Temperatur
Drucksensor im Behälter	wird bei Gaswechsel ausgebaut.	Hochauflösender Sensor, 800 - 1200 mbar.	Gasdruckermittlung p_{Gas} im Behälter
Drucksensor im Heiz-/Kühl-System		Auflösung 0.1 - 4000 mbar = 0 - 10V, extern kalibriert.	Ermittlung des Helium-Überdruckes im Heiz-/Kühl-System
Gasstrom-Messgerät		0.004 - 0.6 kg/min, Gasart und Messzeit einstellbar	Messung Helium-Massenstrom im Heiz-/Kühl-System
Induktive Schwingungssensoren	seismisch fixierte Induktionsspule im Dauermagnetfeld, 3 - 2000 Hz.	Sensitivität von 21.2 mV pro 1 mm/s Schwinggeschwindigkeit Fehler < 3 % pro mm/s.	Ermittlung der dynamischen Unwucht und der Schwingfrequenzen (FFT).

Darüber hinaus wurden weitere Messsensoren und Messverfahren am Versuchsaufbau eingesetzt, diese jedoch nicht für jede Messung. Beispielhaft sei an dieser Stelle die Vielzahl von Messsensoren zur Einrichtung und ersten Inbetriebnahme der gesamten Versuchsanlage erwähnt. Somit konnten unnötige Belastungen der beanspruchten Bauteile bereits vor dem Beginn des experimentellen Programms weitestgehend ausgeschlossen werden.

2.2 Angewandte Messverfahren

Für die experimentelle Untersuchung turbulenter Strömungen mit Wärmeübergang an rotierenden und beheizten Zylinderwellen sind dynamische Messverfahren erforderlich. Der Messsensor, das erste Glied einer Kette von Mess- und Verarbeitungsprozeduren, muss die sich ändernden physikalischen Größen hinreichend genau erfassen und verarbeiten. Die gewünschte Information, sei sie lokaler oder globaler Art, sollte möglichst verlustfrei und trägheitslos quasi in Echtzeit vom System aufgenommen, übertragen, verarbeitet und dargestellt werden.

Die angewandten Verfahren zur Messung lokaler Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sind die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) bzw. Hitzdraht-Anemometrie (HDA), letztere für Geschwindigkeits- (CTA-Verfahren) und Temperaturmessungen (CCA-Verfahren). Folgende allgemein gültige bzw. speziell für den Fall des rotierenden Zylinders geltende Anforderungen werden an derartige Messsysteme gestellt:

- Die optimierte Integration der Messsensorik und der Einsatz berührungsfreier Messverfahren erhält weitestgehend die natürliche Strömung um die rotierende Zylinderwelle.
- Für Grenzschichtmessungen muss eine hohe räumliche Auflösung in Wandnähe realisiert werden. Eingesetzte Sensoren besitzen Dimensionen von $D_{mcv} \cong 80 \mu\text{m}$ (LDA) bzw. 5 oder gar $1 \mu\text{m}$ Durchmesser bei 0.3 – 2 mm Länge (HDA).
- Die verwendeten Messverfahren müssen bei allen Einzelprozeduren innerhalb der Messkette eine hohe zeitliche Auflösung besitzen. Für HDA wurden Messfrequenzen $f = 20\text{kHz}$ (CTA) bzw. $f = 3 \text{ kHz}$ (CCA) und Messzeiten von 20 - 120 s pro Messpunkt gewählt, so dass bis zu eine Million Einzelwerte der statistischen Auswertung zur Verfügung standen.
- Aufgrund existierender elektromagnetischer Einflüsse im Labor musste neben der Signalaufklärung ein hohes Signal/Rausch-Verhältnis angestrebt werden, indem die Systeme geschirmt und untereinander verbunden und abgeerdet wurden.
- Für die Bestimmung des lokalen Temperaturmaximums in der wandnahen Strömung sind neben Strömungs- und Temperaturgrenzschichtmessungen auch die zeitlich gemittelten Geschwindigkeits- und Temperaturschwankungen (simultan) zu messen.

2.2.1 Hitzdraht-Anemometrie (HDA)

Die Hitzdraht-Anemometrie ist ein häufig angewandtes Messverfahren zur Erfassung turbulenter Strömungsprozesse, deren Vorteile in der hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung liegen. Zur Vermessung turbulenter Wandgrenzschichten ist die Hitzdraht-Anemometrie das am meisten eingesetzte Verfahren, siehe Schlichting (1997) und Geropp (1978). Gegenüber dem LDA-Verfahren bietet die HDA den Vorteil, große Geschwindigkeitsgradienten im wandnahen Bereich am rotierenden Zylinder örtlich sehr gut aufzulösen. Als Nachteile müssen folgende Aspekte angeführt werden: Großer Kalibrieraufwand, komplizierte Justage der Sonde, diffizile Sondenführung und eine komplexe Mess- und Auswerteprozedur. Im Laufe der ungefähr 70-jährigen Anwendung existieren umfassende Beschreibungen zu den verwendeten Constant-Temperature-Anemometry (CTA) und Constant-Current-Anemometry (CCA), beispielsweise bei Bradshaw (1975), Lomas (1986) und Strickert (1974).

2.2.1.1 Allgemeine Grundlagen

Befindet sich der Hitzdraht im thermischen Gleichgewicht, kann die abgeführte Wärme annähernd durch die Grundgleichung für die Abkühlung eines Zylinders beschrieben werden.

$$\dot{Q}_{el} = \pi \cdot l \cdot \lambda_f \cdot Nu \cdot (T_d - T_f) = E_B^* / R_d \quad (2.1)$$

E_B^* Diagonalspannung der Messbrücke
 R_d Drahtwiderstand

Für Wärmeübergangsberechnungen senkrecht angeströmter Zylinder existieren eine Vielzahl empirischer Ansätze. In der Hitzdraht-Anemometrie wird häufig das bekannte King'sche Gesetz (1914) für nicht-isotherme Strömungen angewendet, Gl. 2.2.

$$E_B^* = (A + B \cdot (\rho \cdot v)^n) \cdot (T_d - T_f) \quad (2.2)$$

Neben der Anströmgeschwindigkeit v ist die Brückenspannung E_B^* von der Temperaturdifferenz $T_d - T_f$ abhängig. Diese muss demnach ständig gemessen und in die Umrechnungsprozedur einbezogen werden. Der Exponent $n \cong 0.5$ und die Konstanten A und B sind vom Sondentyp abhängig. Aus der messtechnischen Forderung, dass die Wärmeleistung \dot{Q}_{el} nur eine abhängige Größe enthalten soll, ergeben sich für die Hitzdraht-Anemometrie zwei Techniken:

- ⇒ CTA-Verfahren (Konstant-Temperatur-Methode): R_d konstant, $\dot{Q}_{el} = f\{I\}$
- ⇒ CCA-Verfahren (Konstant-Strom-Methode): I konstant, $\dot{Q}_{el} = f\{E_B^*\} = f\{R_d\}$

Die abgeführte (CTA) bzw. aufgenommene (CCA) Wärme kann nicht durch ein einheitliches Gesetz beschrieben werden. Für genaue Messungen sind individuelle Kalibrierungen der verwendeten Hitzdrahtsonden in der jeweils verwendeten Messschaltung unerlässlich.

Nach Untersuchungen von Bruun (1988) zeigt das einfache King'sche Gesetz oder andere Näherungen wie z.B. Polynomansätze eine gute Approximation aus den gewonnenen Werten der Kalibrierung, Bild 37.

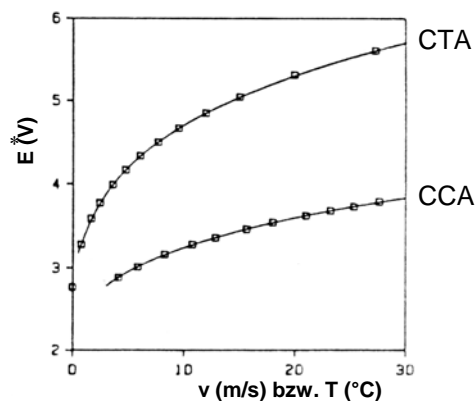


Bild 37: Kennlinien für CCA- und CTA-Verfahren

Der Vorteil der dünnen Drähte liegt in der schnellen Reaktion auf Geschwindigkeits- bzw. Temperaturänderungen. Als charakteristische Systemzeit bestimmt die Zeitkonstante τ den Frequenzgang (Amplitude) und die Phasenverschiebung der Brücke, Bild 38. Die Zeitkonstante τ betrug am eigenen Versuchsaufbau für das CTA-Verfahren $\tau < 30 \mu\text{s}$ und für das CCA-Verfahren $\tau < 1 \text{ ms}$.

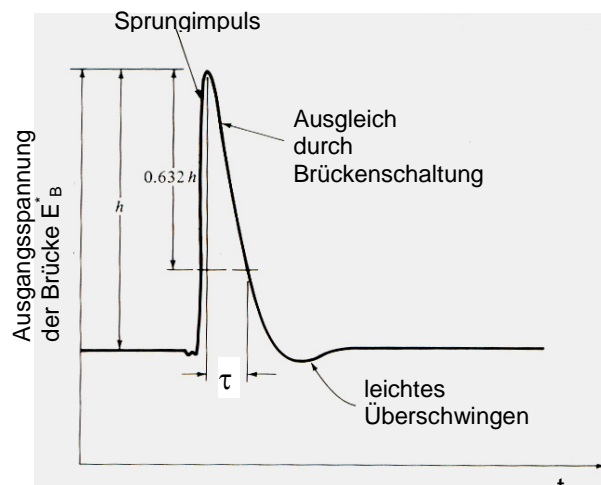


Bild 38: Elektronische Trägheit des Messsystems (HDA-Brücke) auf einen sprunghaften Geschwindigkeitsanstieg

2.2.1.2 CTA-Verfahren

Das CTA-Verfahren beruht auf dem Prinzip, dass ein dünner Draht (Probe), der zwischen zwei Haltezinken angeschweißt ist, elektrisch aufgeheizt wird und sich durch Anströmung in einem reproduzierbaren Verhältnis zur aufgenommenen elektrischen Leistung \dot{Q}_{el} abkühlt. Die elektrische Spannung E_d^* wird an einer Messbrücke abgegriffen, in welcher der Hitzdraht den veränderlichen Widerstand R_d darstellt, siehe Bild 39.

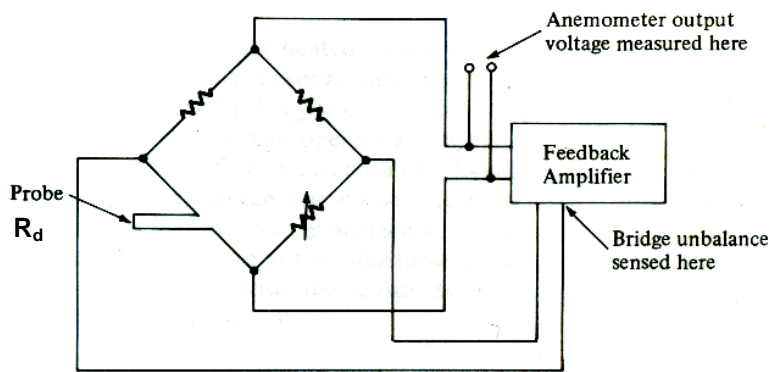


Bild 39: Brückenschaltung nach dem CTA-Verfahren. Quelle: Lomas (1985).

Für dieses Verfahren werden Eigenkonvektion, Wärmeleitung und Wärmestrahlung gegenüber der Zwangskonvektion aus folgenden Gründen vernachlässigt: Die Eigenkonvektion kann vernachlässigt werden, wenn $Re > Gr^{1/3}$ gilt (in Luft bei $v \geq 0.1 \text{ m/s}$). Eine Wärmeleitung in die kalten Haltezinken wird bei einem Verhältnis $l/d > 200$ vernachlässigt. Die Strahlungswärme ist für übliche CTA-Übertemperaturen von etwa $250 - 280 \text{ }^\circ\text{C}$ zu vernachlässigen.

2.2.1.3 CCA-Verfahren

Mit Hilfe eines vorgeschalteten Ballastwiderstandes R_b fließt ein sehr geringer Strom $I \leq 1 \text{ mA}$ über die Messbrücke. Der geringe Strom erzeugt ein nahezu geschwindigkeitsunabhängiges Signal und ist mit einer temperaturabhängigen Widerstandsmessung vergleichbar. Bei der Brückenschaltung im CCA-Verfahren wird der Sondenstrom konstant gehalten. Da dieser sehr klein ist, kann davon ausgegangen werden, dass sich das Verhältnis $T_d / T_f \cong 1$ nicht gravierend ändert. Über einen Regelwiderstand wird die Brücke abgeglichen und die Brückendiagonalspannung gemessen, Bild 40. Diese wird mit Hilfe einer Eichkurve ausgewertet.

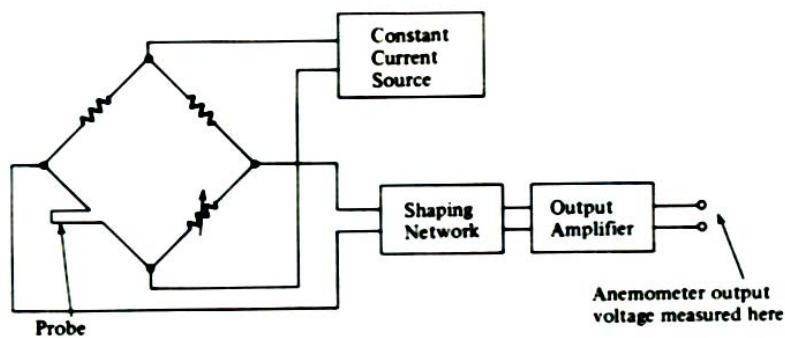


Bild 40: Brückenschaltung nach dem CCA-Verfahren. Quelle: Lomas (1985).

Zur Messung von Temperaturen und deren Schwankungen in Gasen werden Sonden mit sehr geringem Drahtdurchmesser $D_d \leq 1 \mu\text{m}$ und einem großen Verhältnis $l/d \geq 300$ verwendet. Die geometrische Vorgabe begründet sich aus den messtechnischen Vorteilen: schnelle thermische Reaktion des Drahtes bei Temperaturschwankungen und geringe Wärmeabgaben an das Fluid bzw. Wärmeabflüsse über die Haltezinken. Damit können neben der mittleren Temperatur auch Temperaturschwankungen mit Grenzfrequenzen bis zu $f_g \sim 1 - 3 \text{ kHz}$ aufgenommen werden. Vorteile der CCA-Schaltung zeigen sich in einem guten Signal-Rausch-Verhältnis und einer geringeren Komplexität des Messaufbaus sowie in einer guten Stabilität des Systems. Als Nachteile gelten neben der Trägheit des Sensors, dass der Draht für $v \rightarrow 0$ trotz geringer Sondenströme durchbrennen kann und der Kalibrieraufwand im Referenzbad sehr hoch ist, siehe Spitzer (2001).

2.2.1.4 Richtungsempfindlichkeit beim CTA-Verfahren

Die Wärmeabgabe \dot{Q}_{el} eines angeströmten Drahtes ist von der Anströmrichtung abhängig. Für einen Anstellwinkel γ normal und einen Schiebewinkel η tangential zu einem Normaldraht bzw. senkrecht zur Hauptströmungsrichtung gilt allgemein Gl.2.3 a-c, siehe Bild 41.

$$v_\varphi = v \cdot \cos\gamma \cdot \cos\eta \quad v_r = v \cdot \sin\gamma \cdot \cos\eta \quad v_z = v \cdot \sin\eta \quad (2.3 \text{ a, b, c})$$

Der Einfluss der tangential zum Hitzdraht befindlichen Komponente η ist bei Messungen mit Normaldrahtsonden vernachlässigbar (Kosinusgesetz), vgl. Hinze (1975). Aufgrund der Rotationssymmetrie des Drahtes ist auch keine Abhängigkeit vom Umfangswinkel γ gegeben.

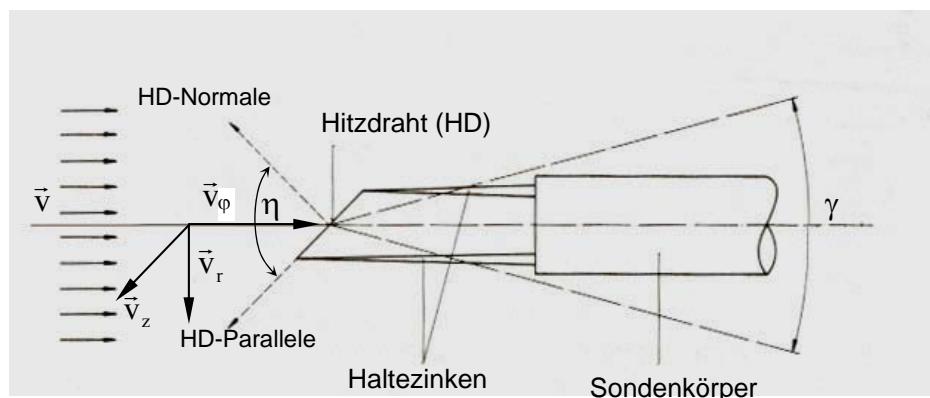


Bild 41: Anströmung und Winkelbeziehungen für die Normaldrahtsonde

Durch den Einfluss des Haltezinkens muss die Sonde für die Messung in der Position fixiert werden, wie sie kalibriert worden ist. Bezogen auf die Oberfläche der rotierenden Zylinderwelle wurde der Normaldraht mit einem Anstellwinkel $\gamma = 8 - 12^\circ$ eingebaut, so dass nicht der Sondenkörper, sondern der Hitzdraht die Zylinderwand zuerst berührt und folglich die wandnahen Messorte erreichen kann. Für Messungen mit Wandabständen $y \geq 10 \text{ mm}$ und kleinen

Strömungsgeschwindigkeiten $U_W \leq 30$ m/s ist ein Einfluss der Sekundärströmung auf eine Normaldrahtsonde zu berücksichtigen. Hier sind Daten der X-Draht- oder LDA-Messungen belastbarer.

2.2.1.5 Messgenauigkeit und Fehlermöglichkeiten

Das Strömungs- und Temperaturfeld um eine rotierende beheizte Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse zeigt ein dreidimensionales instationäres Verhalten, dessen Intensität vom Abstand y , dem Durchmesser D_Z und der Drehzahl n der Zylinderwelle abhängt und zusätzlich durch den geschlossenen Strömungsraum bestimmt wird. Während in unmittelbarer Wandnähe $y \leq 1$ mm und bei Wandgeschwindigkeiten $U_W \geq 30$ m/s die Tangentialkomponente v_φ dominiert, sind die komplexen Einflüsse der gekrümmten Zylinderwand auf die Messsensorik bezüglich auftretender Fehlermöglichkeiten schwer abzuschätzen. Der Außenbereich ($y > D_Z$) ist durch niedrige Strömungsgeschwindigkeiten und geometrieabhängige Wirbel gekennzeichnet. Messdaten für das gegebene Gesamtfeld im Außenbereich zeigen Grenzen für den bestmöglichen Einsatz der Hitzdrahttechnik auf: Die Unempfindlichkeit hinsichtlich des Vorzeichens ermittelter Geschwindigkeiten, die Richtungsempfindlichkeit und die Temperaturdrift sind hier für eine Normaldrahtsonde nicht gültig. Hier müssen mehrdimensionale Hitzdraht-Messdaten mit LDA-Messungen verglichen werden.

2.2.1.6 Wandeinfluss auf Hitzdrahtmessungen

Bei CTA-Messungen in unmittelbarer Wandnähe ($v_\varphi^+ < 30$) können die oben genannten thermoelektrischen Verfahren zu messtechnischen Verfälschungen führen. Elektrothermische Interferenzen zwischen der CTA-Sonde und der Wand wirken auf den beheizten Draht wie eine Wärmesenke und verursachen eine überhöhte Wärmeabgabe \dot{Q}_{el} , die eine Geschwindigkeitszunahme vorspiegelt, siehe Bild 42.

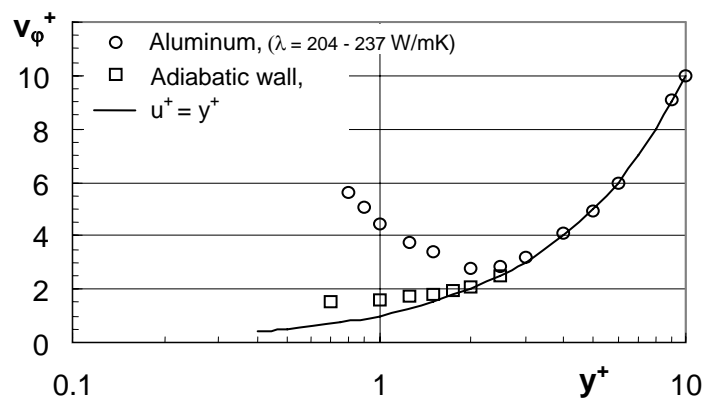


Bild 42: Hitzdrahtsignale an der ruhenden Wand ($D_d = 5\mu\text{m}$). Quelle: Durst (2001).

Beschreibungen aus der Literatur zeigen, dass eine generelle Korrekturfunktion für den Wandeffekt kaum zu extrahieren ist, da neben dem Wandmaterial auch das Überhitzungsverhältnis der Hitzdrähte zu berücksichtigen ist, Durst (2001). Der Wandeffekt an der kalten Zylinderwelle wurde durch Spannungsmessungen $E^*/E_0^*(y)$ ohne Rotation an der ruhenden Wand ermittelt, siehe Bild 43.

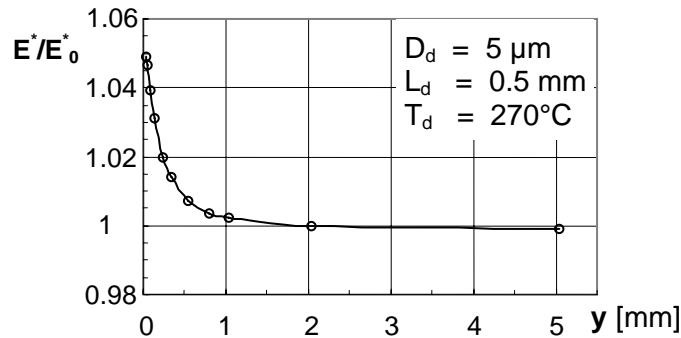


Bild 43: Wandeffekt von Zylinderwelle Nr.3 (Aluminiumwand) auf eine CTA-Normaldrahtsonde (Überhitzungsverhältnis 0.8).

Für die wandnahen Punkte ergab sich nach Umrechnung der Spannungszunahme E^*/E_0^* eine maximale Geschwindigkeitszunahme von 4%. Für das CCA-Verfahren existieren keine elektro-thermischen Wandeffekte, da der Sondenstrom sehr gering ist.

2.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie

2.2.2.1 Allgemeine Grundlagen

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist ein berührungsloses Verfahren zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten. Das optische Messprinzip basiert auf der Streulichtdetektion von in der Strömung mitbewegten Partikeln. Bewegen sich diese durch beleuchtete Bereiche, entsteht um das Partikel eine zu allen Seiten hin abstrahlende Lichtstreuung (Mie-Streuung), bestehend aus Reflexion, Beugung und Brechung des monochromatischen Laserlichtes. Durch den Anteil der Lichtbrechung ist die Intensität des Streulichts in ‚Vorwärtsrichtung‘ (Beobachter ist zur Laser-Lichtquelle ausgerichtet) ca. 10 mal größer als in ‚Rückwärtsrichtung‘, siehe Bild 44 a. Zusätzlich spielt der Partikeldurchmesser d_p für die Güte der Messung insgesamt und für die Streulichtintensität eine entscheidende Rolle: Das mitbewegte Partikel sollte nicht zu groß sein, damit es der dreidimensionalen turbulenten Strömung folgen kann und nicht in der Strömung um den rotierenden Zylinder ‚auszentrifugiert‘. Andererseits sollte es auch nicht zu klein sein, da die Streulichtintensität an kleinen Partikeln sehr gering ist, siehe Bild 44 b. Für die angewandte Messmethodik der Streulichterfassung in Rückwärtsrichtung (entspricht 180° in Bild 44a) erhält man andererseits ein stärkeres Streulichtsignal bei größeren Partikeldurchmessern d_p (siehe Bild 44b).

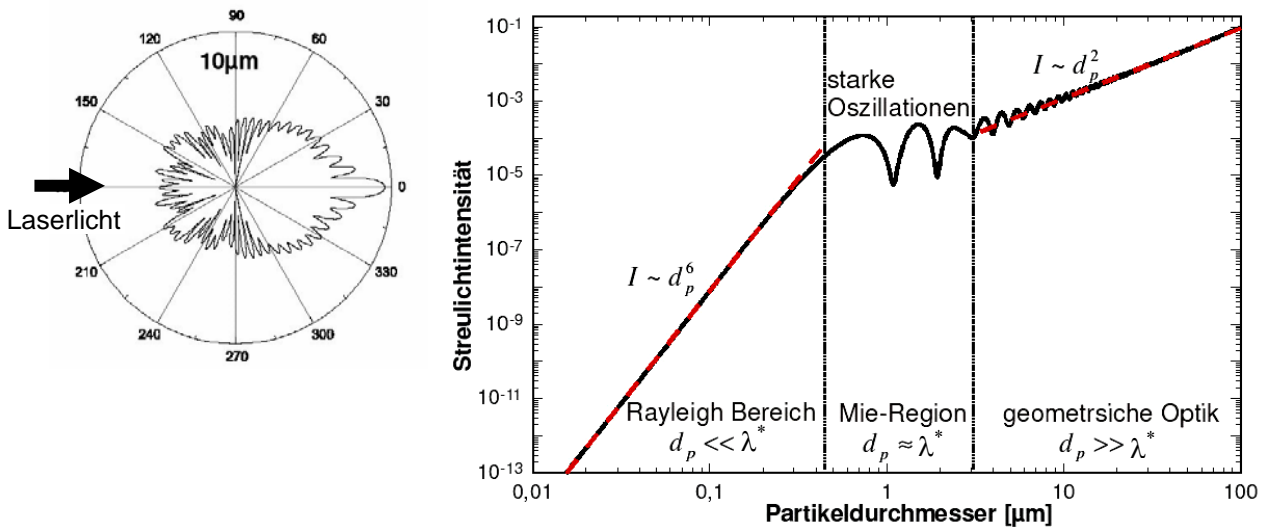


Bild 44 a (links): Richtungsabhängige Streulichtintensität am 10µm-Partikel
 Bild 44 b (rechts): Streulichtintensität I in Bezug auf Partikelgröße d_p

Durch die so genannte Interferenzmethode wird der Laserstrahl mit Hilfe eines Strahlteilers in zwei parallele Strahlen gleicher Intensität aufgeteilt und durch eine Linse zur Überschneidung gebracht (Schnittwinkel $\beta = 4^\circ\text{-}10^\circ$). Die sich schneidenden Laserstrahlen bilden im Schnittpunkt ein dreidimensionales Rotationsellipsoid mit fest stehenden Interferenzebenen, welches Messvolumen oder Measure Control Volume (mcv) genannt wird. Die Interferenzebenen im Messvolumen besitzen unterschiedliche Lichtintensitäten, siehe Bilder 45 und 46.

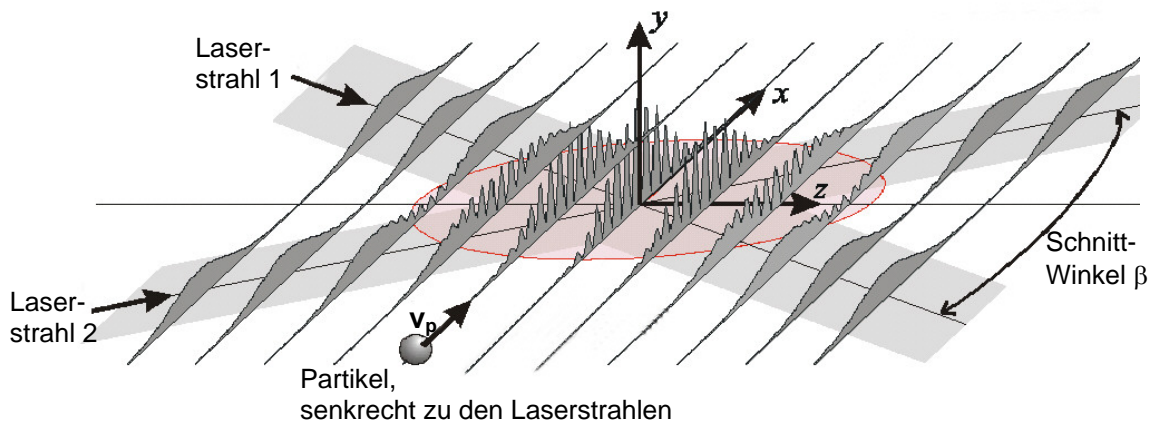


Bild 45: Intensitätsverteilungen im Messvolumen (rote Ellipsenfläche), hervorgerufen durch Interferenz zweier TEM₀₀- Laserstrahlen.

Das in Bild 45 mittig dargestellte Interferenzmuster im Messvolumen besteht aus sich abwechselnden lichtintensiven und lichtarmen Interferenzebenen. Die äquidistante Breite und der Abstand der Interferenzebenen d_f (Bild 46) setzt sich aus der Wellenlänge λ^* des Laserlichtes und dem Schnittwinkel β zusammen, siehe Gl. 2.4.

$$d_f = \frac{\lambda^*}{2 \sin \frac{\beta}{2}} \tag{2.4}$$

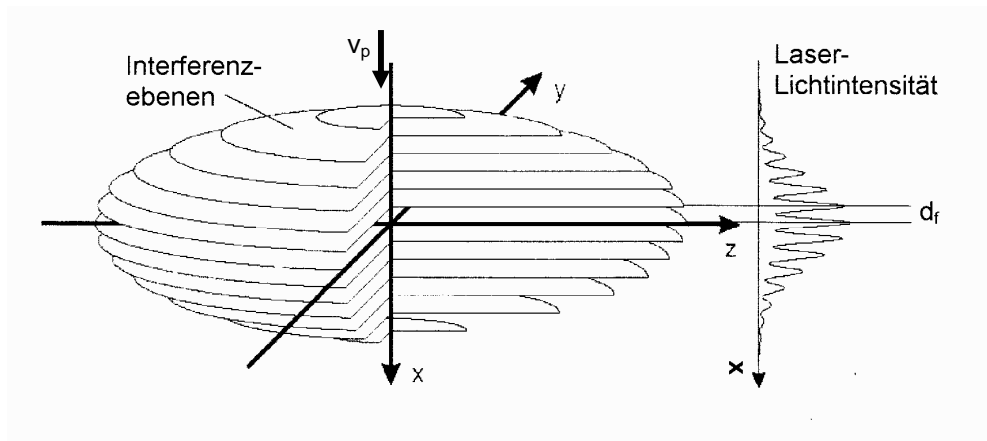


Bild 46: Interferenzebenen des Messvolumens, Ebenenabstand d_f und Lichtintensität.

Bei einem Durchmesser des Messvolumens von $d_{\text{mev}} \approx 100 - 200 \mu\text{m}$ (xy-Ebene, parallel zur Hauptströmungsrichtung) und einer Breite der Interferenzebenen von $d_f \approx 5 \mu\text{m}$ existieren insgesamt ca. 20 - 40 Interferenzebenen. Durchdringt das Partikel diese Lichtebenen mittig, wird Streulicht mit einer Intensitätsverteilung proportional zur Laser-Lichtintensität erzeugt, Bild 47.

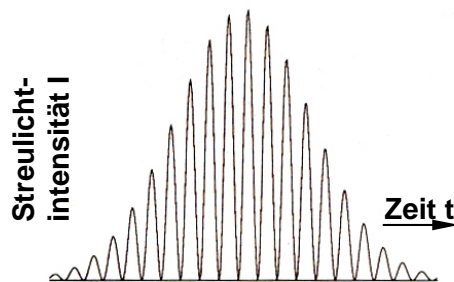


Bild 47: Streulichtsignal eines Partikels (Burst).

Das Signal eines Partikels wird als Burst bezeichnet und besitzt aufgrund der Beschaffenheit der Laserstrahlen (TEM_{00} -Mode) eine Gauß'sche Intensitätsverteilung. Das Streulichtsignal wird über eine Empfangsoptik auf einen lichtsensitiven Sensor fokussiert. Über nachfolgende Elektronik (Photo-multiplier) wird jeder Burst aufgearbeitet, verstärkt und ausgewertet. Mit dem Laserlicht eines Argon-Lasers (z. B. grüne Linie mit $\lambda^* = 514.5 \text{ nm}$), einem Schnittwinkel $\beta = 4.8^\circ$ ($d_f = 5.7 \mu\text{m}$) und einer senkrechten Partikelgeschwindigkeit von $v_{p\perp} = 10 \text{ m/s}$ beträgt die berechnete Doppler-Frequenz $f_D = v_{p\perp} / d_f = 1.75 \text{ MHz}$.

Mit geeigneten Signalprozessoren kann der Geschwindigkeitsbetrag ermittelt werden. Um auch die Strömungsrichtung (von welcher Seite das Partikel die Interferenzebenen durchläuft) bestimmen zu können, wird die Lichtwelle eines Laserstrahles manipuliert, so dass ein im Messvolumen ruhendes Partikel ein Signal in Höhe der so genannten ‚Frequenz Shift‘ (gewählt: $f_s = 40 \text{ MHz}$) abgeben würde. Durch diese Technik kann die Durchflugrichtung des

Partikels durch das Messvolumen bestimmt werden. Der Geschwindigkeitsbetrag normal zum Streifenmuster wird ermittelt, indem von der gemessenen Frequenz der Betrag der Shiftfrequenz f_s subtrahiert wird. Das Vorzeichen ergibt dann die Strömungsrichtung. Vertiefende Ausführungen hierzu finden sich unter anderem in den Lehrbüchern von Durst (1987), Ruck (1990) und Wiedemann (1984).

2.2.2.2 Teilchenfolgevermögen in rotierenden Strömungen

Mit der Laser-Doppler-Anemometrie sind nur dann zeitlich hoch auflösende Geschwindigkeitsmessungen realisierbar, wenn sich die Partikelbewegung der realen Strömung angleicht. Darüber hinaus gilt als weitere wichtige Forderung in der Anwendung der LDA, dass eine gleichmäßige Verteilung der Partikel (seeding) innerhalb der Strömung erreicht wird. Für die vorliegenden experimentellen Untersuchungen am rotierenden Zylinder müssen daher Zentrifugalkrafteffekte berücksichtigt werden, die Messfehler verursachen.

Um der Strömung unmittelbar folgen zu können, müssen die Partikel demnach möglichst klein sein. Die Sinkgeschwindigkeit eines $1\mu\text{m}$ -Wassertröpfchens beträgt beispielsweise in ruhender Luft ca. 0.03 m/s . Nach Ruck (1990) beträgt die Grenzfrequenz von Wasserpartikeln, die bei einer oszillierenden Strömung dieser folgen können, bei einem Partikeldurchmesser $d_p = 1\ \mu\text{m}$ 6 kHz , für $d_p = 2\ \mu\text{m}$ nur noch 1.5 kHz .

Die Güte der LDA-Messdaten ist neben dem Partikeldurchmesser d_p weiter von einer optimal justierten Laserlicht- und Streulicht-Empfangsoptik und der Wahl des Aerosols abhängig. Mit dem Aerosol DEHS-Silikonöl konnten gegenüber anderen Partikelstoffen (Wasser und TiO_2) in Probemessungen am Versuchsaufbau die besten Ergebnisse erzielt werden.

Mit diesen optimierten Einstellungen konnten LDA-Messungen am Versuchsaufbau bis zu einer Geschwindigkeit von $U_w = 30\text{ m/s}$ erfolgreich durchgeführt werden, siehe hierzu Cattaneo (2002).

2.2.2.3 Messgenauigkeit und Fehlermöglichkeiten

Die gewonnenen Messdaten werden durch eine spezielle Software im Zeit- bzw. Spektralbereich (PSD – power spectral density) dargestellt und gespeichert. Die anschließende Datenverarbeitung nimmt die statistischen Berechnungen strömungsmechanischer Größen vor.

Um systematische Fehlereinflüsse für LDA-Messungen auszuschließen und die Signalqualität zu steigern, muss ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis vorliegen. Mögliche Ursachen für Rauschen in den Signalen sind

- Lichtstreuungen an der Zylinderwand oder am Behälter,
- Rauschen des Lasers (Frequenz- und Intensitätsschwankungen),
- thermisches Rauschen der gesamten Elektronik, insbesondere bei schwachem Streulichtsignal und
- weitere Rauschquellen, z.B. das ‚Schrotrauschen‘ der Photo-Multiplier durch Elektronenemission.

Die aufgenommene Datenrate betrug 50 bis zu 2500 Hz, abnehmend zur rotierenden Zylinderwand und bei höheren Wandgeschwindigkeiten. Insgesamt wurden für LDA-Messungen bis $U_W \leq 30$ m/s Messgenauigkeiten von $|v_\varphi| < 3\%$ erreicht. Für lange Messaufnahmen im Außenbereich beträgt der absolute Messfehler sogar nur $|v_\varphi| < 1\%$ und ist in diesem Bereich deutlich belastbarer als Hitzdrahtdaten. Das Positionieren des Messvolumens wurde durch eine Phytron-Traverse mit einer radialen Genauigkeit von $\Delta r = \pm 0.003$ mm durchgeführt.

2.2.3 Infrarot-Thermografie

Mit der Feststellung, dass Wärmestrahlung und andere elektromagnetische Wellen wie z.B. sichtbares Licht oder Radiowellen wesensgleich sind, erfolgte Mitte des 19. Jahrhunderts die Formulierung der Strahlungsgesetze durch Kirchhoff, Boltzmann, Wien und Planck. Seit 1960 finden diese Erkenntnisse praktische Anwendung in Infrarot-Messgeräten, die seitdem ein breites Anwendungsgebiet in der Temperaturmessung für Wissenschaft, Militär und Industrie gefunden haben. Das Prinzip der Infrarot-Strahlungstemperaturmessung, zu denen die Infrarot-Thermografie und die Pyrometrie zählen, beruht auf dem physikalischen Gesetz, dass Körper mit Eigentemperaturen oberhalb des absoluten Nullpunktes elektromagnetische Strahlung emittieren, deren Wellenlänge und Strahldichte temperaturabhängig sind. Die Infrarotstrahlung erstreckt sich über einen Wellenlängenbereich $0.76 \mu\text{m} \dots \lambda^* \dots 100 \mu\text{m}$. Die spektrale Verteilung der von einem Schwarzen Strahler ausgesandten Strahlung wird durch das Planck'sche Strahlungsgesetz beschrieben, siehe Bild 48. Durch Integration dieser spektralen Strahlungsintensität über den gesamten Wellenlängenbereich λ^* formulierten Stefan und Boltzmann eine vereinfachte Beziehung zwischen spezifischer Ausstrahlung M und Temperatur T , siehe Gl. 2.5.

$$M = \sigma \cdot T^4 \quad (2.5)$$

mit $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-4}$, Stefan-Boltzmann-Konstante

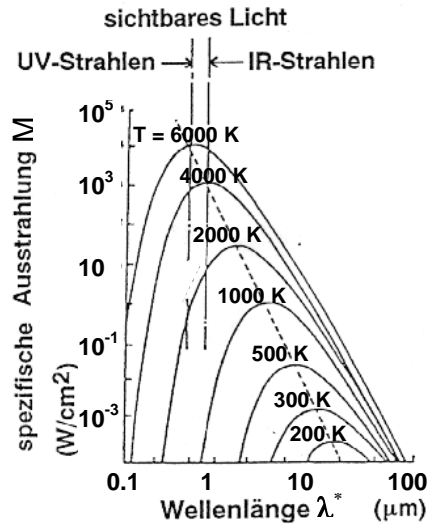


Bild 48: Planck'sches Strahlungsgesetz für einen Schwarzen Strahler ($\varepsilon = 1$).
Quelle: Schuster (2000).

Das Planck'schen Strahlungsgesetz zeigt ein temperaturabhängiges Intensitätsmaximum der ausgesandten Körperstrahlung. Bei Raumtemperatur beträgt diese $\lambda^*_{\max} \approx 10 \mu\text{m}$.

2.2.3.1 Einflüsse durch das Messobjekt

Da fast alle Messobjekte von dem idealen Schwarzen Strahler abweichen, muss der Einfluss des Messobjektes, speziell dessen Oberfläche, berücksichtigt werden. Neben der Oberflächenbeschaffenheit (z.B. Material, Beobachtungswinkel zur Flächennormalen, Rauigkeit, Oxidschicht auf der Oberfläche usw.) ist der spektrale Emissionsgrad ε relevant. Metalle haben meist einen niedrigen und stark von der Oberflächenbeschaffenheit abhängigen Emissionsgrad. Mit Hilfe eines Emissionslackes ($\varepsilon = 0.999$) wurde der Emissionsgrad ε jeder Zylinderwelle im geschlossenen Behälter experimentell zu $\varepsilon_Z = 0.98 \pm 0.01$ ermittelt.

2.2.3.2 Einflüsse durch die Messstrecke

Die Infrarot-Thermografie stellt ein berührungsloses Messverfahren dar, bei dem die vom Körper emittierte IR-Strahlung auf der Strecke Messobjekt - Messsensor durch das Gas (hier Luft) beeinflusst wird. In Luft absorbieren insbesondere Anteile von Wasserdampf und Kohlendioxid IR-Strahlung. Zusätzlich sind die Transmissionseigenschaften der Luft wellenlängenabhängig, Bild 49. Während im so genannten langwelligen atmosphärischen Fenster ($\lambda^* \approx 8 - 14 \mu\text{m}$) die Transmission τ auch über große Entfernungen gleichmäßig hoch ist, treten im kurzwelligen atmosphärischen Fenster ($\lambda^* \approx 3 - 5 \mu\text{m}$) Abschwächungen ab einigen Metern Entfernung auf.

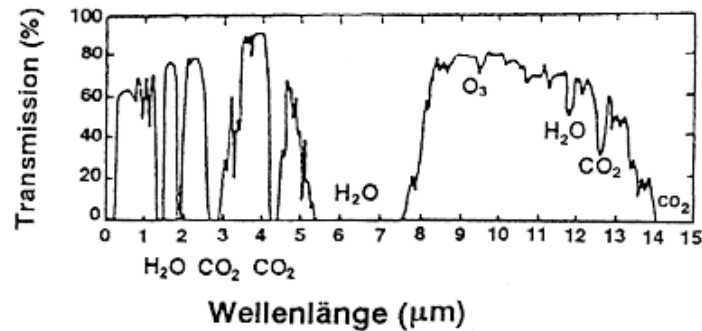


Bild 49: Transmissionsgrad τ von Luft (Abstand Messobjekt - Messsensor 10 m, $T_L = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_L = 1013 \text{ mbar}$, 85 % r. F.), Quelle: Glückert (1992).

2.2.3.3 Einflüsse durch das Messgerät, messtechnische Aspekte

Messgeräte für berührungslose Temperaturmessungen besitzen einen spektralen Messbereich, welcher von der Gesamtstrahlung M , die der Körper (temperierte rotierende Zylinderwelle) ausstrahlt, lediglich einen Bruchteil erfasst. Gegenüber berührenden Messmethoden ist die berührungsfreie IR-Thermografie aus folgenden Gründen am Versuchsaufbau vorteilhaft einsetzbar:

- Oberflächentemperatur der gesamten Zylinderwelle nahezu zeitgleich ($t = 1 \text{ s}$) messbar. Dabei muss bei Aufnahme der Gesamtstrahlung die Krümmung der Zylinderwand berücksichtigt werden.
- Zylinderwelle rotiert und ist daher für berührende Messverfahren schwer zugänglich.
- Zylinderwand hat bei geringen Temperaturunterschieden $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}} = 1 - 10 \text{ K}$ und aufgrund geringer Wandstärken (8 - 10 mm) nur eine geringe Wärmekapazität, die rasch und ohne Verzugszeit vom Messgerät erfasst wird.

2.2.3.4 Fehlermöglichkeiten

Aufgrund des physikalischen Messprinzips und der Tatsache, dass nur ein Teil der emittierten Körperstrahlung erfasst wird, sind Messfehler möglich. Insbesondere sind bei Messungen an der rotierenden beheizten Zylinderwelle folgende Fehlerquellen zu berücksichtigen, vgl. hierzu Sprenger (2002):

- Reflexionen auf der Oberfläche der Zylinder durch Strahlquellen außerhalb des Behälters,
- ungenau kalibrierte Umrechnungsfaktoren,
- falscher Abgleich der Temperaturen T_W und T_{Gas} und nachlässige Überprüfung von Offset und Rauschverhalten.

Um Temperaturmessfehler möglichst gering zu halten, wurden u. a. folgende Punkte in den Messprozeduren beachtet, vgl. Stege und Prott (2003):

- Temperaturabgleich im geschlossenen Behälter ($\Delta T = 0$ K, $U_W = 0$ m/s),
- Messergebnisse (Aufnahmen der gesamten Zylinderwelle) auf reflektierende Strahlquellen prüfen und diese ggf. entfernen und
- unmittelbar vor den Messungen Werte T_W und T_{Gas} durch mehrere Messeinrichtungen (Thermoelemente, IR-Pyrometer und Thermografiekamera) miteinander vergleichen.

2.2.4 Vergleich der angewandten Messverfahren

An der Versuchsanlage wurden zur lokalen und globalen Messung von Strömungs- und Temperaturfeldern um rotierende temperierte Zylinderwellen zusammenfassend folgende Messgeräte eingesetzt:

- 8 Thermoelemente zur Messung T_{Gas} im geschlossenen Behälter,
- PTB-kalibrierte PT100-Widerstandsthermometer zur Aufnahme T_{Gas} und zur Messung der Referenzbadtemperatur,
- IR-Strahlungs-pyrometer zur Messung T_W , langwelliger Spektralbereich 8 - 14 μm , Messfleckdurchmesser auf Zylinderoberfläche beträgt nur 2 mm,
- IR-Thermografiekamera zur Messung T_W über die gesamte Zylinderoberfläche, langwelliger Spektralbereich 8 – 14 μm , kalibrier- und einstellbar über Software-Bibliotheken,
- Hitzdraht-Anemometrie (CTA-Verfahren) zur Messung $v_\varphi(r)$, $v_r(r)$, $v_z(r)$, Bestimmung von mittleren, Schwankungs- und Korrelationsgrößen,
- Hitzdraht-Anemometrie (CCA-Verfahren) zur Messung lokaler Temperaturen $T(r)$ und deren Schwankungs- und Korrelationsgrößen. Einsatz auch in Kombination mit CTA (Tripeldrahtsonde) und
- Laser-Doppler-Anemometrie zur Erfassung lokaler Geschwindigkeitsgrößen $v_\varphi(r)$, $v_r(r)$ und $v_z(r)$. Bestimmung von Schwankungs- und Korrelationsgrößen. Vergleich mit Hitzdrahtmessungen.

Um Vor- bzw. Nachteile für die jeweilige Messsensorik herauszustellen, wird auf die Messverfahren und die dazu gehörigen Verarbeitungsprozesse im Folgenden eingegangen. Im Vordergrund stehen hierbei günstige Einsatzkriterien für Messaufgaben am Versuchsaufbau.

Thermoelemente

Zu den Vorteilen der am rotierenden Zylinder verwendeten Thermoelemente zählen die geringen Durchmesser ($D \leq 1\text{mm}$), deren stabiles Verhalten und die rauscharme Auflösung kleinster Temperaturdifferenzen. Unter der Verwendung einer konstanten Referenzstelle eignen sich die eingesetzten Miniatur-Thermoelemente optimal zur Erfassung von T_{Gas} im Außenbereich der Strömung. Nachteile zeigen sich im Zeitverhalten der Thermoelemente: Sie besitzen Reaktionszeiten von bis zu 4 Sekunden für rasche Temperaturänderungen $> 0.1\text{ °C/s}$.

PT100-Widerstandsthermometer

Gegenüber Thermoelementen ist die Messgenauigkeit der verwendeten Widerstandsthermometer noch höher. Ohne großen instrumentellen Aufwand und vor allem ohne Kalibrierung können sie mit Hilfe einer sensor-spezifischen Umrechnungsformel $T = T(R)$ (Polynom 4. Ordnung, ermittelt von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, PTB) Temperaturen bis zu 1 mK auflösen. Für den verwendeten Widerstand mit $R \approx 100\ \Omega$ ergibt sich bei $T \approx 300\text{ K}$ eine zu vernachlässigende mittlere Rauschspannung von $U = R \cdot I \approx 0.13\ \mu\text{V}$, siehe Weichert (1976).

IR-Strahlungspyrometer

Das IR-Strahlungspyrometer erfasst auf mittlerer Höhe $H_z/2$ der Zylinderwelle die Temperatur T_w . Dank der speziellen Kalibrierung über einen kleinen Temperaturbereich $0 < T < 50\text{ °C}$ erreicht das berührungslose Messverfahren eine sehr genaue Temperaturentauflösung von 0.1 K (Messdauer: 3 Sekunden pro gemitteltem Messwert). Weitere Vorteile liegen in einer am Versuchsaufbau adaptierten und vakuumtauglichen Ausführung, welche einen Einsatz des gekühlten Detektors bei Druckvariationen und Gaswechsel ohne Einschränkungen zulässt.

IR-Thermografiekamera

Der mit einem Stirling-Motor gekühlte HgCdTe-Detektor der IR-Thermografiekamera arbeitet nach dem Scanprinzip: Das komplette Bild (300 x 200 Pixel) wird zeilenweise über ein Spiegelsystem innerhalb einer Sekunde vermessen. Da nur ein Sensor das gesamte Thermogramm erstellt, ist die absolute Temperaturabweichung im gesamten Bild gleich und kann mühelos durch das IR-Strahlungspyrometer mittels vorhandener Programmbibliotheken abgeglichen werden. Die Messgenauigkeit beträgt für die im Behälter existierenden

Temperaturbereiche 0.1 K, die geometrische Auflösung ($\beta = 1.5 \text{ mrad}$) entspricht im Einsatz am Versuchsaufbau einem Messfleckdurchmesser von ca. 1 mm auf der Zylinderoberfläche, mit der variablen Optik konnte die gesamte Welle aufgenommen werden, indem die Kamera um 90° abgekippt wurde.

Hitzdraht-Anemometrie (CTA-Methode)

Hitzdrahtsonden besitzen eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung. Insbesondere für wandnahe Messungen an der rotierenden Zylinderoberfläche sind derart kleine Sondenabmessungen erforderlich, wie sie nur von achsparallel positionierten abgewinkelten Normaldrähten oder speziellen Grenzschicht-Hitzdrähten erbracht werden. Der Nachteil von Normaldrähten, lediglich den Betrag und nicht die Richtung der Strömung zu erfassen, wirkt sich ab radialen Abständen $y^+ > 200$ aus. Für diese und größere Abstände sind X-Draht- oder LDA-Daten belastbarer. Problematisch sind neben der komplexen Kalibrationsprozedur zusätzlich vor allem die Positionierung der Hitzdrähte und der Wandinfluss auf CTA-Sonden. Die verwendeten CTA-Sonden besitzen eine Grenzfrequenz $f_g \approx 35 \text{ kHz}$. Damit sind Hitzdrähte in der Lage, beispielsweise bei einer Wandgeschwindigkeit $U_w = 30 \text{ m/s}$ eine Detektion von Wirbeln bis zu einem Durchmesser von $D = U_w / (\pi \cdot f_g) = 270 \mu\text{m}$ festzustellen. Im Vergleich zum LDA-Messverfahren mit einer Grenzfrequenz von $f_g \approx 1.5 \text{ kHz}$ (Verwendung von $2\mu\text{m}$ -Partikeln) und einer ca. 40mal größeren räumlichen Auflösung des Messensors, eignet sich die Normaldrahtsonde optimal für Grenzschichtmessungen. Mehrdimensionale Sonden wie beispielsweise X-Draht oder die eingesetzte Tripeldraht-Sonde liefern verlässliche Messdaten der Korrelationsgrößen, insbesondere $\overline{v_\varphi'v_r'}$ und $\overline{v_r'T'}$. Als Nachteil muss eine für wandnahe Messungen zu grobe räumliche Auflösung der verwendeten mehrdimensionalen Sonden benannt werden.

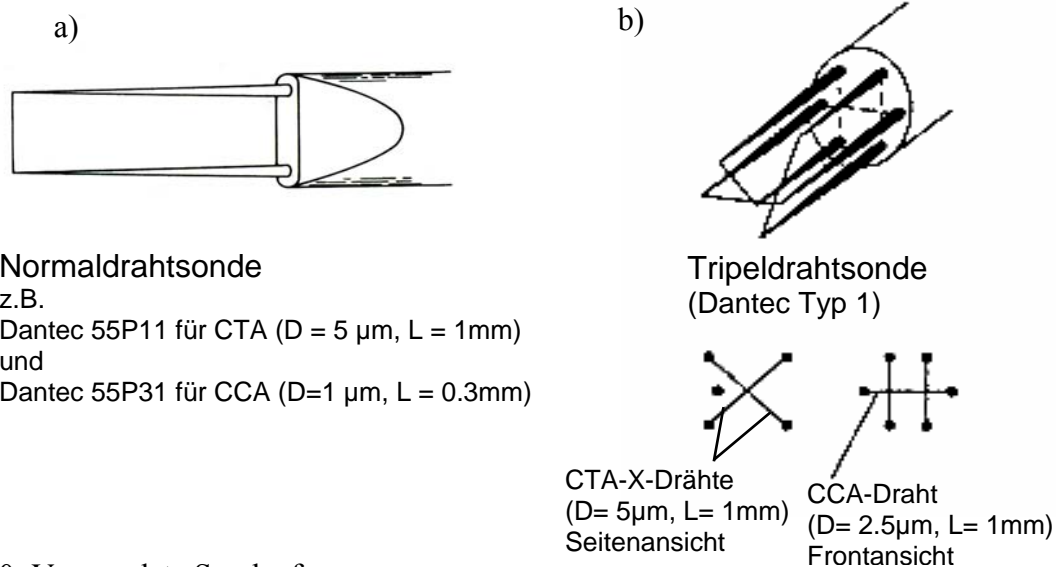


Bild 50: Verwendete Sondenformen:

a) Normaldrahtsonde, b) Tripeldrahtsonde

Hitzdraht-Anemometrie (CCA-Methode)

Das Einsatzspektrum der Hitzdrahtsonden zur Messung der wandnahen Temperaturschichten $T(r)$ beinhaltet folgende Vorteile gegenüber vergleichbaren Messverfahren wie z.B. Thermoelemente oder Widerstandsthermometer: Durch eine exzellente Auflösung des nur $1\ \mu\text{m}$ dicken, ca. $300\ \mu\text{m}$ langen und achsparallel zur Zylinderwelle angeordneten Drahtes ergeben sich detaillierte Temperaturmessungen. Nicht zuletzt ist durch die Sonderanfertigung des Drahtes an die ca. $80\ \mu\text{m}$ dicken Haltezinken die Detektion des lokalen Temperaturmaximums, das bei einem absoluten Wandabstand von ca. $100\ \mu\text{m}$ entsteht, überhaupt erst möglich geworden.

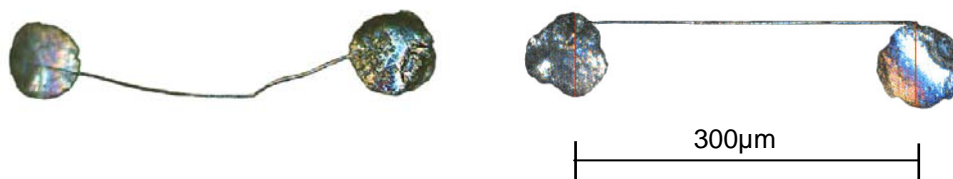


Bild 51: normal erhältlicher (links) und für detaillierte Messungen angefertigter (rechts) $1\ \mu\text{m}$ -Draht einer Dantec-Sonde 55P31.

Bild 51 zeigt, dass derartige Sensorik durch deren Präzision und Größe keine Alternative zu anderen Temperaturmessverfahren zulässt. Die thermische Reaktion der eingesetzten Sonden lässt für Temperaturmessungen Grenzfrequenzen bis zu $3\ \text{kHz}$ und eine maximale Signalauflösung von $1/100\ \text{°C}$ zu, vgl. Bruun (1995). Weitere Vorteile dieses Messverfahrens liegen in einem günstigen Signal-Rausch-Verhältnis, vor allem für tiefe Frequenzen. Die Elektronik ist stabiler als beispielsweise die der IR-Thermografiekamera. Nachteile liegen lediglich in der Wärmeträgheit des Drahtes.

Laser-Doppler-Anemometrie LDA

Mit Hilfe der LDA werden für $2.5\ \text{m/s} \leq U_w \leq 30\ \text{m/s}$ Geschwindigkeitsmessungen an der rotierenden Zylinderwelle durchgeführt. Das Vermögen des Aerosols, auch kleinskaligen Wirbeln und hohen Geschwindigkeitsgradienten strömungstreu zu folgen, führt für geringe Wandabstände $y^+ \leq 100$ und bei hohen Drehzahlen zu Messfehlern. Ferner führen Reflexionen an der Zylinderwand zu einem ungünstigen Signal-Rausch-Verhalten der Streulichtinformation, siehe Cattaneo (2002). Vorteile der LDA-Messtechnik liegen dem gegenüber in der zeitgleichen Erfassung von Streulichtsignalen für alle drei Komponenten in φ -, r - und z -Richtung.

LDA-Messungen dienen im vorliegenden experimentellen Messprogramm zur Erfassung folgender Größen:

- Vergleich von LDA-Daten mit Hitzdraht-Messdaten, sowohl für CTA-Normaldraht als auch für X-Drahtmessungen,
- Vermessung und Darstellung der Sekundärströmung im Behälter,
- Vergleich der Sekundärströmung mit numerischen Berechnungen (CFD),
- Bestimmung der Korrelationsgrößen (insbesondere $\overline{v_\phi'v_r'}$), Vergleich mit Hitzdraht-Daten.

2.2.5 Abschätzung resultierender Messfehler

Zusammenfassend werden in diesem Kapitel Messfehler in Form einer vergleichenden Genauigkeitsanalyse dargestellt. Für den Schwerpunkt des experimentellen Messprogramms ergaben sich für viele Rotations-Reynoldszahlen Re vergleichbare Resultate. Diese fanden sich innerhalb einer Bandbreite, welche durch nicht auszuschließende systematische, aber vor allem durch zufällige Fehler generiert wurde, wieder, vgl. hierzu Kerstin und Richardson (1963). Die Genauigkeit der Ergebnisse basieren auf dem Einsatz unabhängiger Messverfahren und auf der Auswertung statistisch unabhängiger Wiederholungsmessungen. Insgesamt stützen sich dadurch die messtechnisch gewonnenen Daten gegenseitig und sind im Vergleich zu theoretischen und numerischen Ergebnissen belastbarer.

Für die dynamische Erfassung der Temperatur $T(r)$ mit einer hohen lokalen Auflösung bietet die CCA-Hitzdrahttechnik keine Alternative. Dies gilt insbesondere bezüglich der Detektion des lokalen Temperaturmaximums in unmittelbarer Wandnähe. Die Temperaturschwankungen hingegen sind aufgrund ihrer hohen Frequenz und geringen Intensität nur bedingt mit dem Hitzdraht messbar und daher für die Ermittlung der tatsächlichen turbulenten Wärmeströme auch nur bedingt einsetzbar bzw. im Vergleich mit Messdaten anderer Autoren schwer einzuordnen, da z. B. Angaben zur Grenzfrequenz fehlen.

Bei der Bestimmung des globalen Wärmeübergangs stellen sich zu den Messfehlern zusätzliche Fehler durch theoretische Abschätzungen zur Wärmeableitung in der Welle ein, so dass die aus den Messdaten ermittelten Größen, vor allem die Nusseltzahl Nu , mit einem individuellen messpunktbedingten Fehlerbalken belegt werden.

Für die Fehlerbestimmung wurden relevante Daten aus den technischen Dokumentationen entnommen bzw. durch Vorversuche ermittelt. Die Beschreibung möglicher zufälliger und die Benennung der größtmöglichen Messfehler beziehen sich dabei auf redundant durchgeführte Messungen und statistisch unabhängige Auswerteverfahren.

Für die Darstellung der Messergebnisse im anschließenden Kapitel 3 gelten in Bezug auf die resultierenden Messfehler folgende Abschätzungen:

Messverfahren	Mess-Sensor	Messbereich	mögliche Messfehler	Messfehler / Genauigkeit
1. Mantel-Thermoelemente	Miniatur-TE D = 0.5 - 1 mm Messzeit: 1 – 5 s	lineares Verhalten $E = f(T)$ bis 200 °C	verschweißte Kontakte, thermische Schwankungen nachgeschalteter Elektronik	$\pm 0.125 \text{ mV} \cong \pm 0.05 \text{ } ^\circ\text{C}$
2. Widerstands-thermometer PT100	Pt-Rh-Sensor Messzeit: 1 - 5 s	109 - 113 Ω für eigene Messungen	Stabilität der nachgeschalteter Elektronik	$\pm 0.0010 \Omega \cong \pm 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$
3. Strahlungs-pyrometer	sensitiv bei 8 - 14 μm Messzeit: 3 s Messfleck auf Zylinder: 2 - 3 mm	Kalibrierung: 0 - 50°C sämtliche ,settings' (z.B. ϵ) einstellbar	Erfassung des Ausgangssignals 0 - 20 mA	Pyrometer: $\pm 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$ Elektronik: $\pm 0.005 \text{ mA} \cong \pm 0.0125 \text{ } ^\circ\text{C}$
4. Infrarot-Thermografie Kamera	Stirling-gekühlter HgCdTe-Detektor, 8 - 14 μm , 1Bild/s 200 x 300 Pixel	-40 °C - 1200 °C, geometrische Auflösung: 1.5 mrad, elektro-optischer Zoom : 6-fach Digitalisierungstiefe: 16 bit	konstante Detektortemp., Oberflächenkrümmung, Reflexionen auf der Oberfläche muss berücksichtigt werden	Detektor: $\pm 2 \text{ } ^\circ\text{C}$ absoluter F. nach Abgleich im Behälter: $\pm 0.1 \text{ } ^\circ\text{C}$ absoluter Messfehler $\pm 0.03 \text{ } ^\circ\text{C}$ relative Temperaturauflösung bei 30°C
				...

Messverfahren	Mess-Sensor	Messbereich	mögliche Messfehler	Messfehler / Genauigkeit
5. Hitzdraht-Anemometrie (CTA-Verfahren)	Normaldraht: 55P11* (D = 5 μm , L = 1 mm) X-Draht: 55P61* Tripeldraht-Sonde: wie 55P61* mit 2.5 μm Temperatur-Sonde senkrecht zur X-Draht-Ebene, Bild 50	Kalibrationsbereich 0.5 - 100 m/s entspricht ca. 1.350 – 2.850 V, A/D: 0-10 V, 12bit, 8 kanal parallel, sample & hold. Abtastrate: ≤ 30 kHz, 60 -150 s $y/R_z < 1$: 30 kHz, 60s $y/R_z > 1$: 10 kHz, 150s Zeitkonstante τ : 28 - 33 kHz	Kalibrierungsfehler für Kalibrierungsgeschwindigkeiten U < 1 m/s, maximale Abweichung für interpolierte Polynomfunktion gegenüber Stützstellen: ± 1 %. Weitere Fehler: Wandeinfluss, Positionierung zur rotierenden Zylinderwand, Fehler bei X-Drahtmessungen in Wandnähe aufgrund großer Geschwindigkeitsgradienten.	Kalibrationsbereich z.B. 0.5 - 30 m/s: ± 0.1 m/s bzw. $< \pm 0.01$ m/s statistisch gewertet: bei 30 kHz, 60 s = 1.8 Mio. Werte. Richtungsunempfindlichkeit: Fehler durch Messung v_φ und v_r .
6. Hitzdraht-Anemometrie (CCA-Verfahren)	Normaldraht: 55P31* (D= 1 μm , L= 0.3 mm) Sonderanfertigung, siehe Bild 51. Tripeldraht-Sonde mit 2.5 μm -Temperaturdraht senkrecht zur X-Draht-Ebene, s.o.	Kalibrationsbereich 15 - 35 °C, entspricht ca. 1 - 8.5 V für $I_s=0.2$ mA, gain 100, A/D: s.o. Abtastrate: 3 kHz, 120 s, Zeitkonstante τ : 1 - 3 kHz.	hohe zeitl. Stabilität $E = f(T)$, geringes thermisches Rauschen, elektronisches Rauschen des Zylinderantriebs durch HP gedämpft, geringer Wandeinfluss, exakte Positionierung unerlässlich: $\Delta y \leq 20 \mu\text{m}$.	D = 1 μm (2.5 μm): T(r) ± 0.05 °C (0.1 °C) bzw. $< \pm 0.01$ °C (0.02 °C) statistisch: bei 3 kHz, 120s = 0.36 Mio. Werte.

* Bezeichnungen Fa. Dantec Dynamics, 2740 Skovlunde, Denmark

Messverfahren	Mess-Sensor	Messbereich	mögliche Messfehler	Messfehler / Genauigkeit
7. Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)	violette (476 nm), blaue (488 nm) und grüne (514.8 nm) Linie eines 5.5 W ML Argonlasers, Sonde 1 mit blau und grün Sonde 2: violett, siehe Bild 34. Abstand Lichtebenen $\Delta x(\lambda) = 3.52 - 3.87 \mu\text{m}$, Schnittwinkel $\beta \cong 5^\circ$, Messung der Rückwärtsstreuung, akustisch mit 40 MHz geschiftet (Bragg-Zelle).	$f_D = 0.02 - 15 \text{ MHz}$ entspricht $v_\phi = 0.1 - 50 \text{ m/s}$, $f_D = 0.02 - 3 \text{ MHz}$ entspricht v_r bzw. v_z $0.1 - 10 \text{ m/s}$. Filter: HP: 20 kHz, TP: 15 MHz (v_ϕ), 3 MHz für v_r bzw. v_z . Zeitvergleich von 8 Nulldurchgängen ergibt f_D der ca. 2 μm -Partikel aus DEHS-Silikonöl. Datenrate: 0.1 - 2 kHz, Messwerte: 5000 – 10 000.	Teilchenfolgevermögen der 2 μm -Partikel: siehe Kap. 2.2.2. Intensität der Streulichtsignale optimiert, u.a. über die Verstärker- einstellung der Photo-Multiplier. Weitere Fehler: Lichtreflexionen bei Messungen in Wandnähe, Tröpfchenbildung an der Optik der Sondenköpfe, elektronische Fremdfelder stören und LDA-Auswerteeinheit (Counter), zu geringe Datenrate bzw. Messwerte.	Messungen mit hohem Rauschen oder Reflexionen wurden nicht ausgewertet. bei optimaler Teilchendichte maximal 3%, s. Leder (1983, 1992) bzw. guter Datenrate durch Streulicht-Intensität einer Gauß'schen Verteilungsfunktion (PDF).

3. Versuchsdurchführung und Darstellung der Messergebnisse

Ziel dieses Kapitels ist es, mit der im Kapitel 2 vorgestellten Sensorik Messwerte zu erzeugen, deren Auswertung und Darstellung zum Verständnis der Strömungs- und Wärmeübergangseffekte am rotierenden beheizten Zylinder im geschlossenen Gehäuse beitragen. Die vor den Messungen durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass zum einen die dediziert vorgestellte messtechnische Apparatur am Versuchsaufbau teilweise nur eingeschränkt einsetzbar ist. Im Detail stehen nach Beendigung einer Messwertaufnahme umfangreiche Messdaten zur Verfügung. Dazu addieren sich durch Sensor, Traverse und Softwareeinstellungen oft bis zu drei Dutzend Einzeleinstellungen, die in Abhängigkeit von der Aussage der Messdaten bei der Ergebnisdarstellung angeführt werden müssen.

Die Darstellung der gewonnenen Messdaten und ihrer Auswertung bietet eine Vielfalt möglicher Präsentationsformen. Beispielsweise soll der globale Wärmeübergang bei gleicher Drehzahl und vergleichbaren Temperaturdifferenzen ΔT für unterschiedliche Gase am rotierenden Zylinder erfasst, ausgewertet und verglichen werden. Die messtechnisch gewonnenen Erkenntnisse werden zum Teil mit Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Die Aufgabenstellung leitet die Darstellung der Messergebnisse mit dem Ziel, neben der Belastbarkeit der Messdaten vor allem deren Relevanz herauszuarbeiten und dem Leser in kompakter Form für die praktische Anwendung bereitzustellen.

3.1 Mittelungsmethodik

Für die Bestimmung von Strömungs- und Temperaturwerten wurde die so genannte Mittelung nach Reynolds angewandt. Gleichung 3.1 zeigt beispielhaft die statistische Behandlung der Geschwindigkeitskomponente v_φ .

$$\overline{v_\varphi}(r) = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t=t_0}^{t_0+t_1} v_\varphi(r, t) dt \quad (3.1)$$

Das Zeitintervall wurde in diesem Beispiel für die Hitzdrahtmessungen mit $t_1 = 60$ bis 120 s sehr groß gegenüber der größten örtlich auftretenden Wirbellebendauer gewählt. Insgesamt stellt sich die dreidimensionale turbulente Strömung um die rotierende beheizte Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse derart komplex dar, dass sie individuell für die jeweilige Messmethodik und in Abhängigkeit vom Messort betrachtet werden muss. Alle gemessenen Größen wurden zeitlich für eine ortsfeste Koordinate gemittelt. Die Messhäufigkeit je Zeitintervall wird durch die maximale Grenzfrequenz der eingesetzten Messverfahren beschränkt.

Die in Gl. 3.1 dargestellte Mittelungsweise nach Reynolds wird auf folgende Größen angewandt (jeweils inklusiv Mittelwert, gemittelte Schwankungs- und Korrelationsgrößen):

- Geschwindigkeitskomponenten v_ϕ , v_r und v_z ,
- Druck $p(r)$ und
- Temperaturmessung $T(r)$.

Für andere physikalische Größen wie z.B. die Viskosität μ_g , die Wärmeleitfähigkeit λ_g oder die Wärmekapazität c_p sind die Schwankungsgrößen gegenüber den mittleren Größen irrelevant und werden daher vernachlässigt.

3.2 Turbulente Strömung im Versuchsaufbau

Die turbulente Strömung um die rotierende Zylinderwelle im Behälter schafft einen Austausch von Impuls und Energie. Das gesamte Strömungs- und Temperaturfeld erzeugt ein drehzahlabhängiges, dreidimensionales und komplexes Wirbelgebiet, dessen Verhalten von der Intensität der turbulenten Scherspannung und den Temperaturschwankungen abhängt, einer zeitlichen Änderung unterliegt und direkte Auswirkungen auf den Energiehaushalt der Gesamtströmung ausübt. Die den gesamten Strömungsraum ausfüllende großskalige Sekundärströmung und Turbulenz beeinflusst die Wechselwirkung zwischen Wärme- und Impulsaustausch und ist stark von der Geometrie (Spaltweite s , Zylinderlänge bzw. -höhe H_z) abhängig. Bei der kleinskaligen Turbulenz in unmittelbarer Wandnähe spielt das Gleichgewicht zwischen turbulenter kinetischer Energie von Mikrowirbeln (Schwankungsbewegung) und der Erzeugung von Dissipation – abhängig von Art, Temperatur und Druck des vorhandenen Gases – eine erhebliche Rolle.

Somit treten im Raum zwischen rotierender Welle und fester Außengeometrie verschiedene Arten von Turbulenzstrukturen auf:

1. Reguläre bzw. geordnete große Wirbelstrukturen in der Außenströmung, hervorgerufen durch Druckgradienten bzw. Zentrifugalkrafteffekte in der gekrümmten Hauptströmungsbewegung. Hierzu zählen beispielsweise die untersuchten Taylor-Wirbel und die großskalige Sekundärströmung im Ringspalt
2. inhomogene Wirbelstrukturen in unmittelbarer Wandnähe, welche allgemein als dreidimensionale Turbulenz bezeichnet werden.

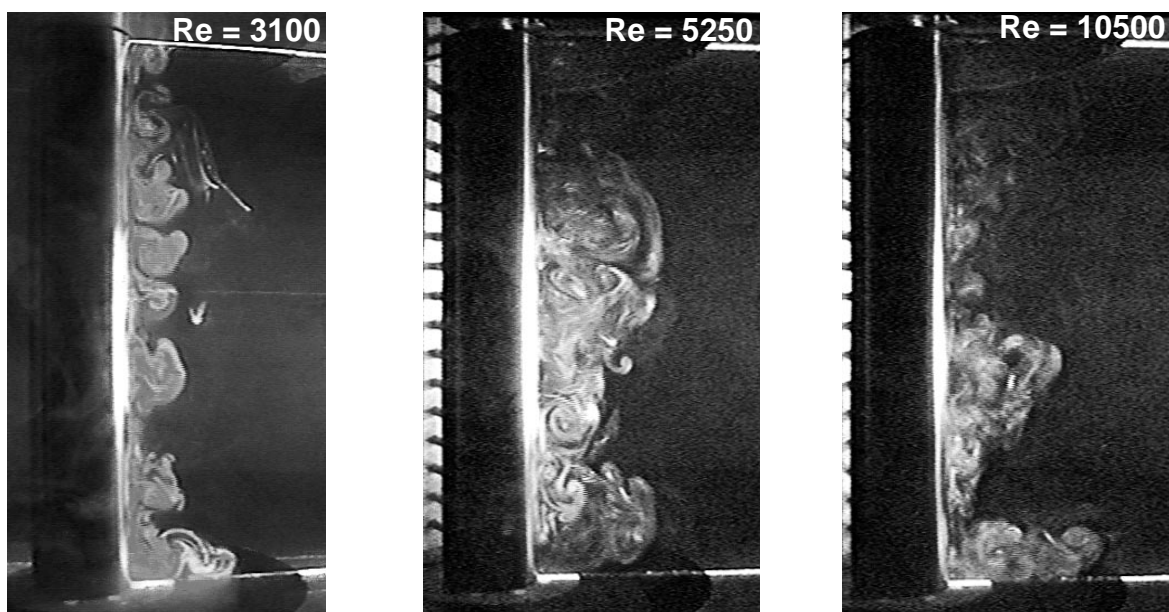
Die Grenzschichten in Wandnähe sind aufgrund hoher Geschwindigkeitsgradienten für hohe Rotations-Reynoldszahlen $Re > 10^5$ sehr dünn. Die Außengeometrie beeinflusst auch diesen Bereich, so dass Kenntnisse über die Wandschicht einer Plattenströmung für den Fall einer schnell rotierenden Zylinderwelle nicht adäquat sind und daher nicht übernommen werden dürfen. Lediglich für Wandabstände $y^+ \leq 10$ verliert die Krümmung ihren Einfluss auf die wandnahe Strömung, vgl. hierzu Bradshaw (1973).

Die turbulente Strömung um eine schnell drehende Zylinderwelle besteht für eine ortsfeste Betrachtungsweise aus einer unregelmäßigen Schwankungs- oder Mischbewegung, die der Hauptbewegung überlagert ist. Im vorliegenden Fall entspricht die Hauptbewegung der Strömung der Umfangsgeschwindigkeit $v_\varphi(r)$. Dieser wird kinetische Energie entzogen, deren Anteil in den Transportgleichungen der turbulenten kinetischen Energie als Produktionsterm ausgewiesen wird. Einen genaueren Aufschluss liefert die detaillierte Auswertung der Wirbelgrößen: Die größten Wirbelskalen sind durch geometrische Abmessungen des Versuchsaufbaus inklusive Zylinderwelle festgelegt. Neben diesen großskaligen Wirbeln bilden sich über eine Kaskade Wirbel unterschiedlichster Skalen, bis hin zu kleinsten Größen, den so genannten Mikroskalen, siehe Wilcox (1993), Schlichting (1982) und Rotta (1972).

Während vor allem bei großen Wirbelskalen turbulente kinetische Energie produziert wird, spielt bei den Mikroskalen die turbulente Viskosität μ_{tur} eine dominante Rolle, vgl. Eckert (1972). Energie wird den großskaligen Wirbeln entzogen („Loss“) und den Mikrowirbeln in Form von Dissipation zugeführt („Gain“). Der Einfluss der Wirbelgrößen auf den Energietransfer verstärkt sich bei Anstieg der Rotations-Reynoldszahl Re . Durch Analyse der Wirbelskalen einer turbulenten Strömung und deren Darstellung in Energiespektren ergeben sich entscheidende Aussagen über diesen Energietransfer, wie im Folgenden verdeutlicht wird.

3.3 Wirbelbildung um die rotierende Zylinderwelle im Versuchsaufbau

Zur Veranschaulichung der Wirbelstruktur zeigen die Bilder 52 a-c die Anfahrströmung im Inneren des Behälters. Die mit der Laserlichtschnitt-Methode erzeugten Aufnahmen zeigen Wirbelstrukturen, die senkrecht zum rotierenden Zylinder drehen.



Bilder 52 a-c: Wirbelbildung um die rotierende Zylinderwelle ($R_Z = 40$ mm, $R_B = 600$ mm, $H_Z = 400$ mm, Gas: Luft, $\rho_L = 960$ mbar, $T_L = 20$ °C, $\Delta T = 0$ K).

Weitere Erkenntnisse der ausgewerteten Aufnahmen ergaben sich im Hinblick auf die Sekundärströmung im Behälter: Großskalige, gegeneinander drehende Wirbel wurden qualitativ visualisiert, auftretende Randwirbel an den Enden der Zylinderwellen zeigen den Einfluss zwischen rotierender Welle und ruhendem Behälterboden bzw. -deckel. Letztere besitzen nur kleine räumliche Ausdehnungen. Werden die homogenen Wirbelpaare um den langsam drehenden Zylinder (Bild 52 links) durch einen konzentrisch aufgestellten zweiten ruhenden Plexiglaszylinder, der die Spaltweite s verringert, räumlich festgehalten, so entsteht eine der bekanntesten turbulenten Strömungsgrundformen: Die nach ihrem Entdecker benannten Taylor-Wirbel, siehe Bild 53.

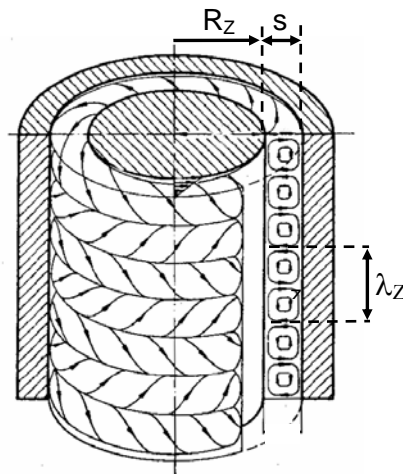


Bild 53: Taylor-Wirbel im Ringspalt. Quelle: Zieryp (1991).

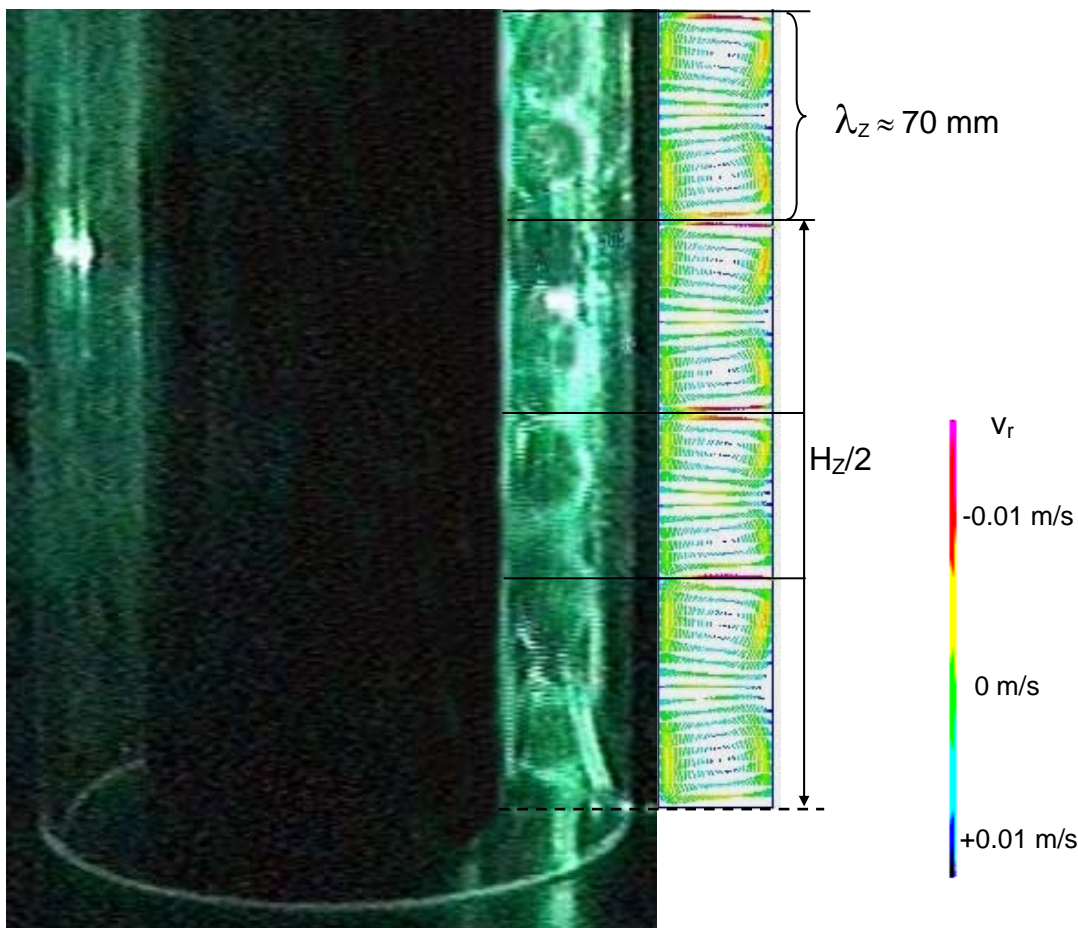
Die Entstehung der stabilen, gegeneinander drehenden Wirbel geht auf Reibungseinflüsse und auf radiale Zentrifugalkrafteffekte zurück: Auf das innere Fluid wirken größere Zentrifugalkräfte als auf das äußere. Wirbelzellen der Größe $\lambda_Z / 2$ mit jeweils gegensinnig drehenden Wirbelpaaren entstehen bei einer bestimmten Größe der Taylorzahl Ta , siehe Gl. 3.2.

$$Ta = \frac{\Omega_Z \cdot R_Z \cdot s}{\nu} \sqrt{\frac{s}{R_Z}} \quad (3.2)$$

Übersteigt das Zentrifugalkraftgefälle das Maß $Ta_{krit.} \geq 41.3$, so kommt es bis $Ta \leq 400$ zur Ausbildung einer regelmäßigen Wirbelanordnung. Für $Ta > 400$ liegt eine ungeordnete turbulente Strömungsform vor. Taylor beschrieb bereits 1923 in einer theoretischen Herleitung verschiedene Einflussgrößen, die sowohl für die Entstehung stabiler Wirbel als auch für den Umschlag zwischen stabiler und turbulenter Wirbelströmung an einem rotierenden Zylinder verantwortlich sind. Er unterstrich seine Theorie mit diversen Experimenten, vgl. Taylor (1923, 1935). In eigenen Untersuchungen wurde die Taylorzahl Ta für unterschiedliche Zylinderdrehzahlen Ω_Z und Spaltgrößen $s < R_Z$ durch Strömungsvisualisierung mit digitaler Videokamera aufgezeichnet, anhand des Bildmaterials ausgewertet und mit numerischen Untersuchungen verglichen, Bild 54. Die Ergebnisse zeigen drehzahl- bzw. geometrieabhängige Zusammenhänge (Wandeffekte) auf.

Ta [-]	Ω_Z [s ⁻¹]	R _Z [m]	s [m]	λ_Z [mm]
285	2.5	0.075	0.035	70
165	2.5	0.040	0.030	68
275	4.17	0.040	0.030	55
590	2.5	0.040	0.070	Turbulente Strömung

Der Einfluss des Schlankheitsgrades R_Z/H_Z spielt dabei in Bezug auf die Dreidimensionalität der Strömung (Sekundärströmung), aber auch auf den Wärmeübergang der temperierten Zylinderwelle eine wichtige Rolle, beispielsweise bei der Ermittlung des globalen Wärmeübergangs. Sie wird im Zuge weiterer Ergebnisdarstellungen behandelt.



Experiment:

Strömungsvisualisierung mittels Laserlichtschnitt
 $R_Z = 0.075$ m, $s = 0.035$ m, $H_Z = 0.4$ m,
 Gas: Luft, $\rho_L = 960$ mbar, $T_L = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T = 0$ K,
 $U_W \cong 1.2$ m/s, $Re = 12000$, $Ta = 285$.

Numerische Rechnung:

TascFlow Rechnung mit
 $k-\omega$ -Modell (SST) 1. Ordnung,
 375 000 Knoten,
 gleiche geometrische Verhältnisse
 und physikalische Größen.

Bild 54: Taylorwirbel in der Spaltströmung um die rotierende Zylinderwelle Nr. 3.

Vergleich zwischen Strömungsvisualisierung und numerischer CFD-Untersuchung.

3.4 Lokale Geschwindigkeitsverteilung

Die Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse erfolgte ohne Einsatz des Heiz-/Kühlsystems in der kalten Strömung. Kleinere Temperaturunterschiede während der Messwertaufnahme (z.B. bei Hitzdrahtmessungen) sind berücksichtigt worden. Die Zylinderwellen unterschiedlicher Durchmesser $D_z = 40 / 80 / 150$ und 300 mm sind für große Drehzahlbereiche $150 \leq n \leq 28000$ eingesetzt worden. Umfangreiche Messungen fanden an den Zylinderwellen Nr. 3 bis 5 ($D_z = 150 / 300$ mm) statt. Die Wandgeschwindigkeiten U_w betragen dabei $2.5 - 90$ m/s, dies entspricht Rotations-Reynoldszahlen $5000 \leq Re \leq 2 \cdot 10^6$.

3.4.1 Gültigkeiten innerhalb der Grenzschicht

Allgemein ergeben sich für turbulente Wandgrenzschichten am rotierenden Zylinder folgende Bereiche, vgl. auch Bild 17:

- Wandgesetz ('law of the wall', 'wall law' oder 'linear sublayer'),
- Logarithmisches Gesetz ('log law') und
- Gesetz über Geschwindigkeitsverlauf in der Außenströmung ('outer layer').

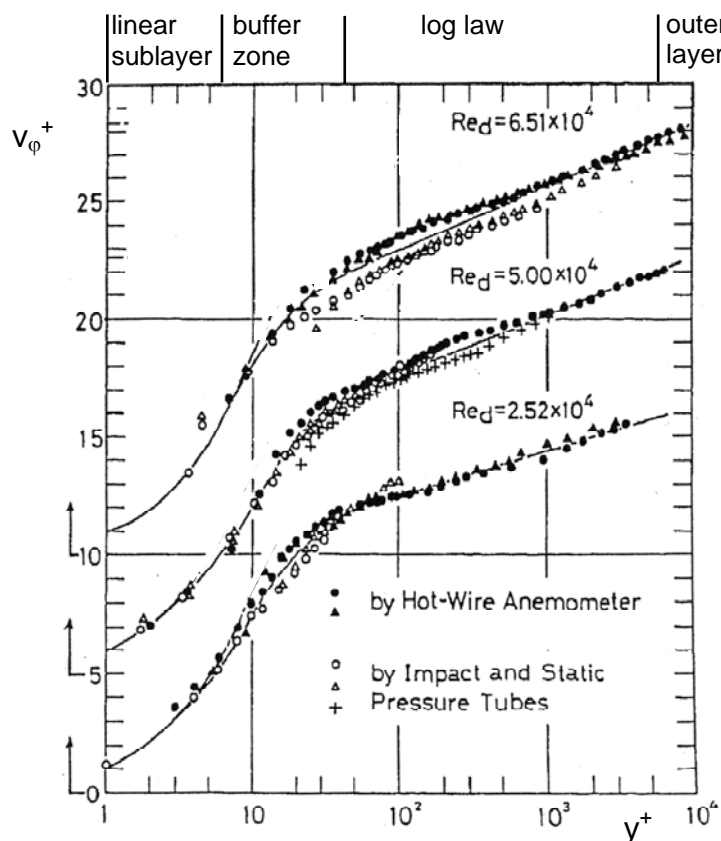


Bild 55: Bereiche einer turbulenten Wandgrenzschicht um die rotierende Zylinderwelle, Quelle: Kasagi (1975).

Das Wandgesetz resultiert aus den klassischen Untersuchungen von L. Prandtl und bezieht sich auf die Region in unmittelbarer Wandnähe, der laminaren Unterschicht. In dieser ist die molekulare Viskosität bestimmend für den Geschwindigkeitsverlauf. Sowohl das Wandgesetz als auch das Logarithmische Gesetz bilden sich aus den Abhängigkeiten der Strömung an der Wand heraus. Alle Bereiche hängen dabei neben den in Gleichung 3.3 angeführten Faktoren weiter von folgenden Einflüssen ab: Wandkrümmung der rotierenden Zylinderwelle, Oberflächenrauigkeit, Wandtemperatur, dem vorhandenen Gas und der Außengeometrie, vgl. hierzu Schubbauer (1962).

$$\frac{v_\varphi}{u_\tau} = f\left(\frac{u_\tau \cdot y}{\nu}\right) \quad (3.3)$$

In der laminaren Unterschicht nimmt diese Beziehung die in Gleichung 3.4 dargestellte Form an.

$$v_\varphi^+ = \frac{v_\varphi}{u_\tau} = y^+ = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu} \quad (3.4)$$

In der Unterschicht gilt für die Schubspannung $\tau = \tau_w$. Der Gültigkeitsbereich (Dicke der laminaren Unterschicht, Übergang zum vollturbulenten Bereich) ist dabei ebenfalls von o. a. Einflüssen abhängig. Für den anschließenden vollturbulenten Bereich von $60 \leq v_\varphi^+ \leq 450$ gilt die logarithmische Beziehung aus Gleichung 3.5.

$$v_\varphi^+ = \frac{v_\varphi}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \log\left(\frac{u_\tau \cdot y}{\nu}\right) + C \quad (3.5)$$

Die Konstanten κ und C werden in Abhängigkeit von den in Gl. 3.3 angeführten Faktoren und den o. a. Einflüssen experimentell ermittelt. In Kapitel 1 wurde bereits erwähnt, dass sich die Werte κ und C am rotierenden Zylinder von denen der längs überströmten Platte unterscheiden.

3.4.2 τ_w und c_f an rotierender Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse

Zur Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung um eine rotierende Zylinderwelle im axial-symmetrisch geschlossenen Gehäuse muss zunächst die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ und damit die Wandschubspannung τ_w ermittelt werden. Innerhalb der an einer Wand ausgebildeten Grenzschichtströmung wird die turbulente Schubspannung τ allgemein wie folgt definiert, Gl. 3.6.

$$\tau = -\rho \overline{u_1' u_2'} - u_1 \overline{\rho' u_2'} \quad (3.6)$$

Der erste Term auf der rechten Seite beinhaltet den Impulsaustausch, der zweite den Massenaustausch. Bei Strömungen mit vernachlässigbarem Kompressibilitätseinfluss kann der Massenaustausch in Wandnähe vernachlässigt werden. Für Grenzschichtuntersuchungen am rotierenden Zylinder mit Wandgeschwindigkeiten $U_w \leq 100$ m/s und entsprechender Rotations-Reynoldszahlen $Re \leq 2 \cdot 10^6$ gilt Gl. 3.7.

$$\tau = -\rho \overline{v_\varphi' v_r'} \quad (3.7)$$

In Verbindung mit dem in Gl. 3.8 a und b dargestellten Prandtl'schen Mischungswegansatz

$$\tau = \rho v l \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \quad \text{und} \quad v l = l^2 \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \quad (3.8 \text{ a, b})$$

und der in der Grenzschichttheorie eingeführten Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad \text{und} \quad \frac{\mu}{\rho u_\tau} = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \tau_w}} \quad (3.9 \text{ a, b})$$

wird der Wandreibungsbeiwert c_f an der Wand – wie in Gleichung 3.10 dargestellt – definiert, vgl. u. a. Schlichting (1997) und Rotta (1972).

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_w^2} \quad (3.10)$$

Der Wandreibungsbeiwert c_f , der auch von der Prandtlzahl und der Machzahl abhängen kann (diese Abhängigkeiten sind für die am rotierenden Zylinder durchgeführten Untersuchungen gering, siehe Lin (1959)) wird in Bild 56 in Abhängigkeit von der Rotations-Reynoldszahl Re dargestellt. Die Bestimmung $c_f(Re)$ erfolgte durch Auswertung der lokalen Geschwindigkeitsdaten in unmittelbarer Wandnähe. Für die Auswertung der Messpunkte $c_f(Re)$ verfuhr Nakamura (1983) ähnlich, bei der Bestimmung des Verlaufes (untere Gleichung der Legende in Bild 56) bezog dieser die Werte $\overline{v_\varphi' v_r'}$ zusätzlich in die Bestimmung des Wandreibungsbeiwertes $c_f(Re)$ mit ein.

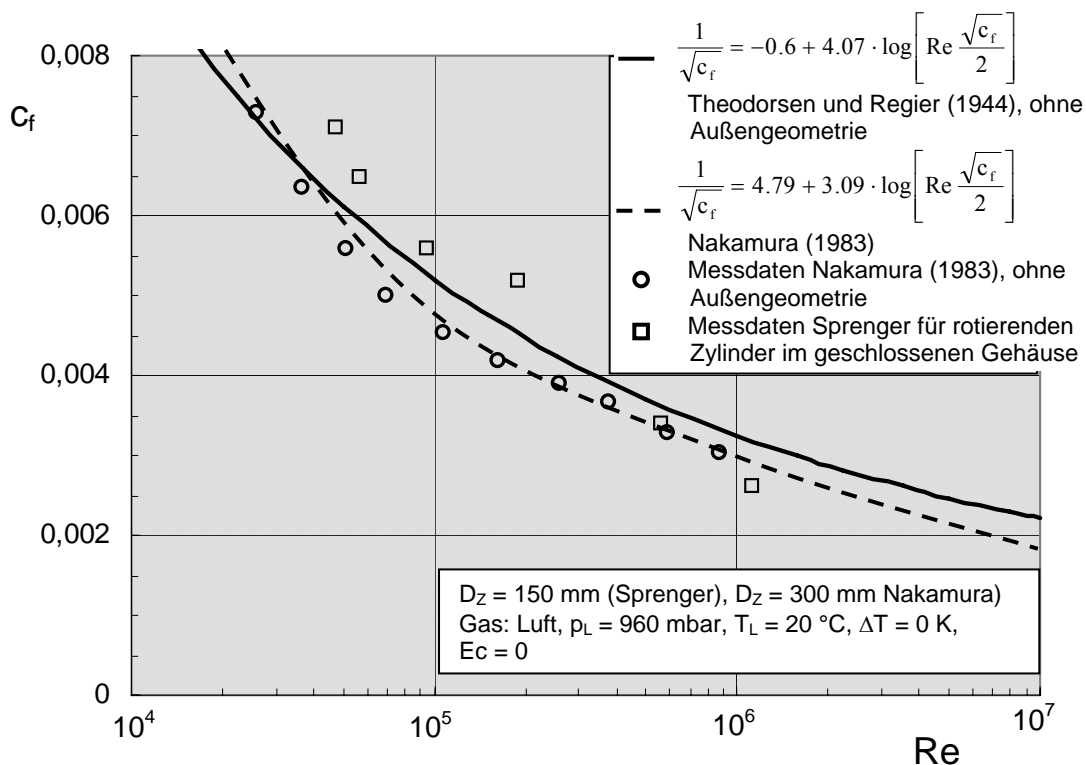


Bild 56: $c_f(Re)$ für rotierende Zylinderwelle mit und ohne Außengeometrie. Vergleich von Messdaten mit theoretischen Verläufen nach Theodorsen und Regier (1944) und Nakamura (1983).

Ein Vergleich mit anderen Strömungsformen wie beispielsweise der Strömung über einer ebenen Platte zeigt Bild 57 und Bild 58.

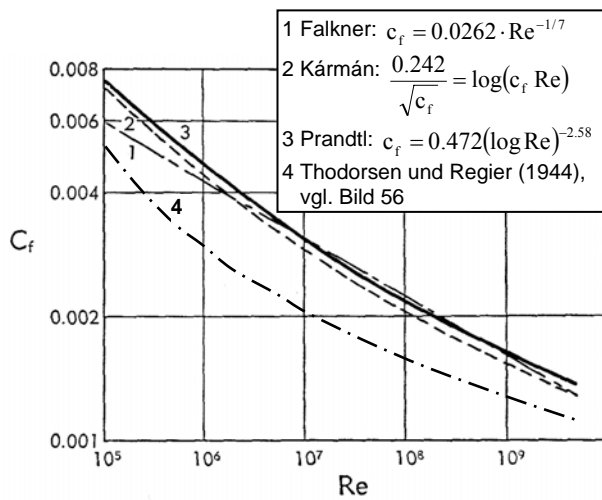


Bild 57: $c_f(\text{Re})$ -Verlauf an der überströmten Platte (theoretischer Ansatz von Falkner, van Kármán und Prandtl, nach Lin (1959))

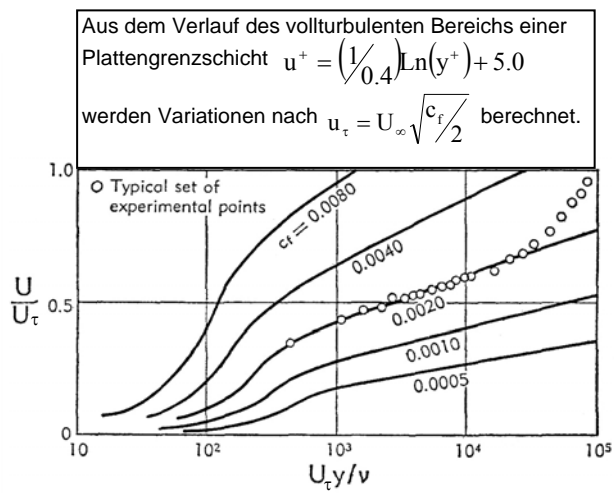


Bild 58: Auswirkungen unterschiedlicher Werte $c_f(\text{Re})$ auf den Grenzschichtverlauf $u^+(y^+)$, Clauser (1956)

Bild 57 zeigt drei Verläufe $c_f(\text{Re})$ für die Grenzschichtströmung an der ebenen Platte. Im Vergleich zu den Ergebnissen am rotierenden Zylinder sind die Werte $c_f(\text{Re})$ an der ebenen Platte größer. Clauser (1956) stellt den Einfluss des Wandreibungsbeiwertes c_f bezüglich des Grenzschichtverlaufes in Beziehung, siehe Bild 58. Die verantwortlichen Messdaten in Wandnähe sind sowohl für den Grenzschichtverlauf insgesamt, als auch für die Bestimmung von τ_w und c_f von großer Bedeutung. So führen niedrigere Werte $c_f(\text{Re})$ zu flacheren Geschwindigkeitsverläufen in der $u^+(y^+)$ -Darstellung.

Da die Wandreibungsbeiwerte c_f an der rotierenden Zylinderwelle kleiner sind als an der überströmten Platte, müssen nach den Ergebnissen in Bild 58 auch die Geschwindigkeitsverläufe für die rotierende Welle – wie in den eigenen Messungen festgestellt – in der $u^+(y^+)$ -Darstellung flacher ausfallen.

Über die allgemeinen Betrachtungen zu Transportprozessen in Wandnähe findet man anhand der Reynolds-Analogie eine Äquivalenz zwischen Impuls- und Wärmeaustausch in der Grenzschicht um einen rotierenden Zylinder, siehe Gleichungen 3.11 bis 3.13 a und b.

$$\tau_w = \mu \cdot r \left. \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) \right|_w = \mu \left(\frac{\partial \bar{v}_\phi}{\partial r} - \frac{\bar{v}_\phi}{r} \right) \quad (3.11)$$

$$q_w = \alpha \cdot r \left. \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{T}}{r} \right) \right|_w \quad (3.12)$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu/\rho}{\alpha} \quad ; \quad \text{Pr}_{\text{tur}} = \frac{\mu_{\text{tur}}/\rho}{\alpha_{\text{tur}}} \quad (3.13 \text{ a, b})$$

Über den allgemein bekannten Ansatz von Boussinesq (rechte Seite Gl. 3.11 und Gl. 3.12) erhält man unter Verwendung der jeweiligen turbulenten Austauschkoefizienten für Impuls und Wärme, μ_{tur} und α_{tur} , eine Beziehung für die turbulente Prandtlzahl Pr_{tur} , Gl. 3.13 b. Während der Prandtl'schen Mischungswegansatz aus Gl. 3.8 mit gleichen Längenverhältnissen eine turbulente Prandtlzahl von $Pr_{\text{tur}} \approx 1$ impliziert, zeigen hingegen Werte $Pr_{\text{tur}} \approx 0.9$ bessere Übereinstimmungen mit der aus Experimenten gewonnenen Größen für Luft, vgl. hierzu Clauser (1956). Für die untersuchten Rotations-Reynoldszahlen $Re < 2 \cdot 10^6$ bleibt dieser Wert über den Wandabstand y nahezu unverändert, siehe Lin (1959) und Bild 8.

Eine weitere aus den eigenen Messdaten bestimmte Größe ist die Wandschubspannung τ_w . Sie wurde aus dem Grenzschichtverlauf in Wandnähe (Extrapolation des Verlaufes mit Stützstellen der durch CTA-Hitzdraht erzeugten Messdaten) ermittelt. Die Bestimmung der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ zeigt Bild 59 zusammen mit dem Vergleich mit anderen Strömungsformen. Für weitere Betrachtungen sind der Vergleich mit numerischen CFD-Rechnungen und theoretischen Abschätzungen sehr wichtig. Vor allem die Ausführungen von White (1991) und Wilcox (1993 und 1997) entsprechen diesbezüglich dem Anspruch einer ausführlichen thematischen Beschreibung.

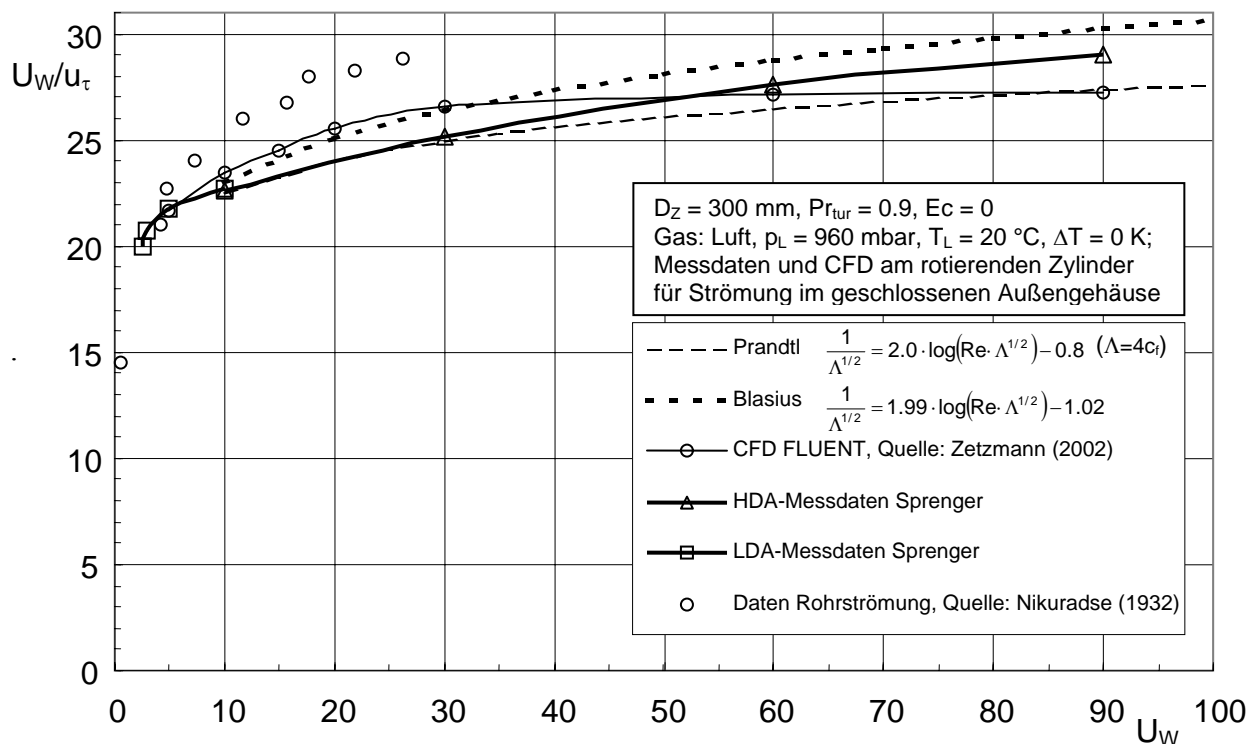


Bild 59: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeiten und Vergleich mit Ergebnissen für die Platten- (Blasius) und für die Rohrströmung (Prandtl, Nikuradse-Messdaten für Rohr mit $D = 100 \text{ mm}$). Quelle: White (1991).

3.4.3 Geschwindigkeitsverteilung um rotierende Zylinderwelle

3.4.3.1 Messdaten für unterschiedliche Durchmesser und Messverfahren

Bild 60 zeigt Messergebnisse für die normierte Geschwindigkeitsverteilung $\overline{v}_\varphi(r)/U_w$ um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen axialsymmetrischen Gehäuse. Die experimentellen Untersuchungen wurden auf mittlerer Höhe $z = H_z/2$ im Versuchsaufbau durchgeführt. Aus dem Verlauf ist ersichtlich, dass bei Variation von Wellendrehzahl, Wellendurchmesser und Messverfahren unterschiedliche Kurvenverläufe in der Auftragung r/R_z in der Nähe der Welle entstehen.

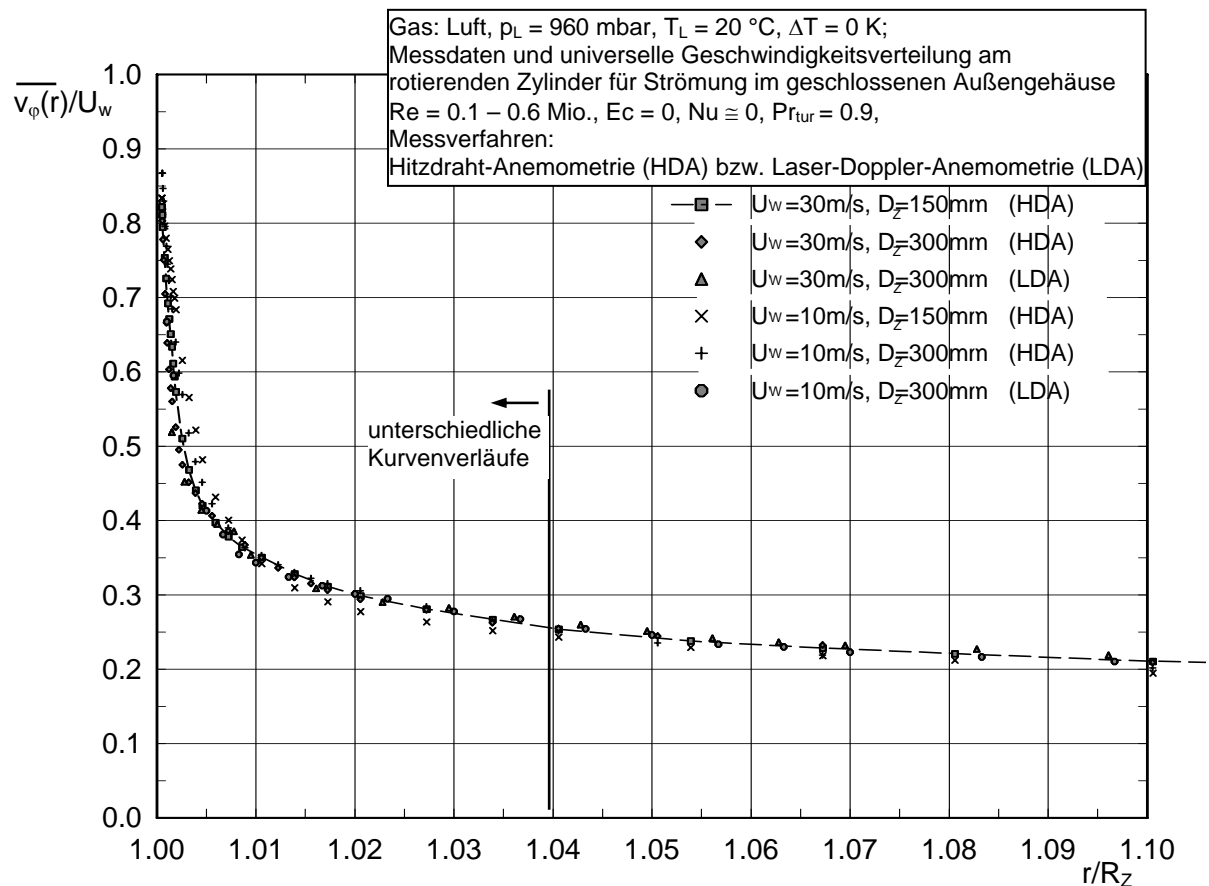


Bild 60: Geschwindigkeitsverlauf am rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse.

Die Auftragung über den normierten radialen Abstand r/R_z zeigt bereits den Zusammenhang zwischen der turbulenten Strömung und den Dissipationseffekten in Wandnähe: Im Bereich $1.002 < r/R_z < 1.05$, kann eine größere Streuung der Messwerte für die vorgenommenen Variationen (unterschiedliche Wandgeschwindigkeiten U_w , Wellendurchmesser D_z) ausgemacht werden. Für diesen Bereich ist in vertiefenden Untersuchungen eine größte Produktion turbulenter kinetischer Energie festzustellen und in der zur Wand gerichteten Zone ($r/R_z \cong 1.002$) soll nach Untersuchungen von Geropp (1969) das lokale Dissipationsmaximum für hohe Eckertzahlen, hervorgerufen durch die Energieumwandlung kleinster Wirbel, entstehen.

3.4.3.2 Vergleich der Messdaten für unterschiedliche Außengeometrien

Bild 61 vergleicht eigene Messdaten am rotierenden Zylinder im Gehäuse ohne Wandaufheizung mit Messungen anderer Autoren. Für Messungen in freier Umgebung (ohne Gehäuse) fällt der normierte Geschwindigkeitsverlauf im Außenbereich schneller ab.

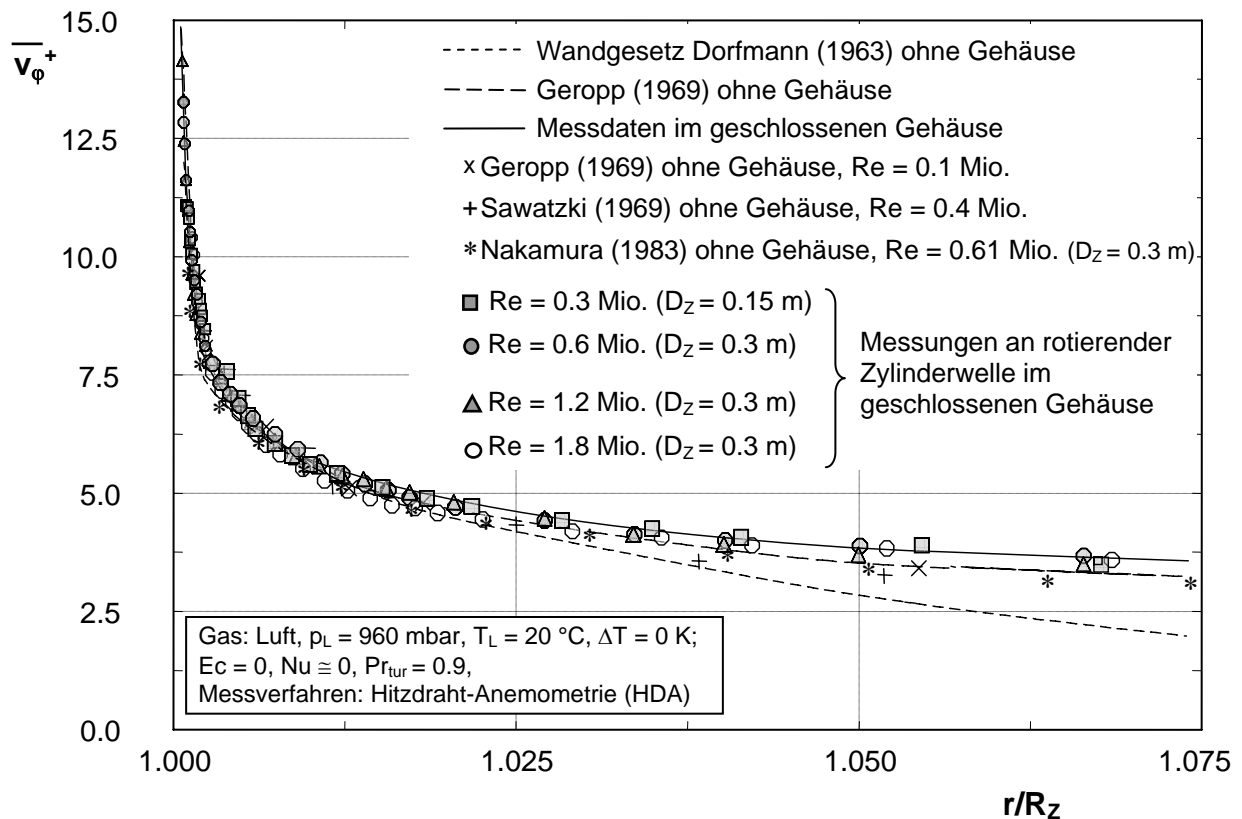


Bild 61: Gemittelter normierter Geschwindigkeitsverlauf am rotierenden Zylinder mit und ohne Gehäuse, Vergleich mit Messungen anderer Autoren.

Die innerhalb der geschlossenen Kammer gemessenen Grenzschichtverläufe zeigen neben einer Abhängigkeit von R_Z/H_Z weitere geometrieabhängige Einflüsse in der Spaltweite s und damit im Kammervolumen. Der Verlauf $\overline{v_\phi^+}(y^+)$ außerhalb des wandnahen Bereichs zeigt in Bild 61 für $r/R_Z > 1.01$ Abweichungen gegenüber Dorfmanns Wandgesetz. Dessen Wandgesetz bezieht sich auf kleine Spaltweiten $s/R_Z < 1$ im geschlossenen Gehäuse. Da der Abstand zur festen Außenwand am Versuchsaufbau mit $3 \leq s/R_Z \leq 28$ deutlich größer ist, ergibt sich für den Außenbereich ein Verlauf, der mit dem Geschwindigkeitsverlauf von Geropp (1969) vergleichbar ist. Dessen Messungen fanden ohne Außenzylinder (mit Endscheiben an den Zylinderenden) im freien Raum statt, wodurch eine geringere Geschwindigkeit ohne größere Sekundäreinflüsse im Außenbereich zu erklären ist.

Für die übliche Darstellung der turbulenten Grenzschicht werden bei der $u^+(y^+)$ -Darstellung die gemittelten Geschwindigkeiten $\overline{v}_\varphi(r)$ transformiert, siehe Gl. 3.14 a und b.

$$\overline{v}_\varphi^+ = U_w \left(1 - \frac{\overline{v}_\varphi(r)}{U_w} \right) / u_\tau \quad y^+ = \frac{(r - R_Z) \cdot u_\tau}{\nu} = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad (3.14 \text{ a, b})$$

Die mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ normierte Darstellung der Geschwindigkeit $\overline{v}_\varphi^+(y^+)$ wird auch deswegen für weitere Betrachtungen gewählt, da sie den relevanten wandnahen Bereich detailliert auflöst, siehe Bild 62.

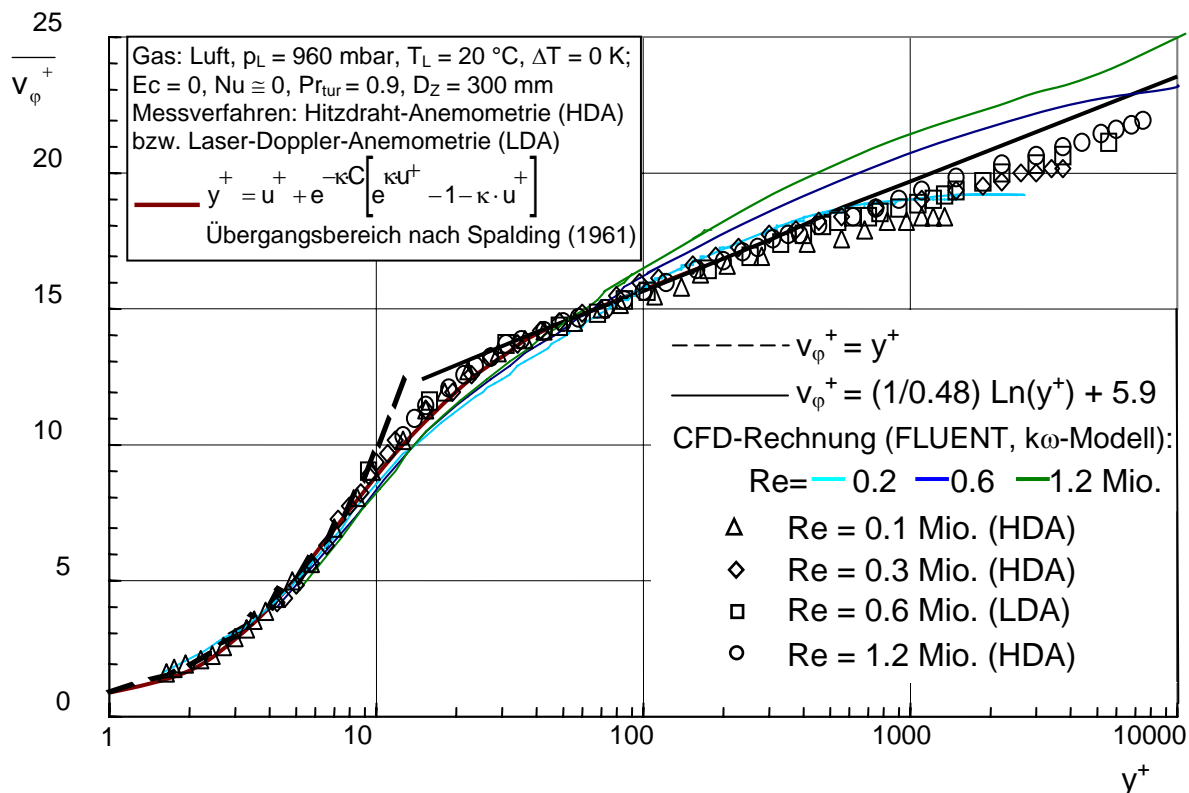


Bild 62: Normierter Geschwindigkeitsverlauf an rotierender Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse. Vergleich der Messdaten mit numerischen Ergebnissen.

Bei der Auswertung der LDA-Messdaten konnte im Gegensatz zu den Hitzdrahtmessungen mit der CTA-Normaldrahtsonde die v_φ - und v_r -Komponenten getrennt voneinander ermittelt werden. Für das von der Geometrie beeinflusste Strömungsfeld ergaben sich für $y^+ \geq 10$ (entspricht $y = 0.4 \text{ mm}$ bzw. $r/R_Z = 1.003$ für $U_w = 10 \text{ m/s}$ und $D_Z = 300 \text{ mm}$) folgende Einflüsse

- Wandkrümmung; Zylinderwellendurchmesser D_Z
- Zentrifugalkrafteffekte
- Außengeometrie
- Schlankheitsgrad R_Z/H_Z der rotierenden Zylinderwelle
- Kammervolumen bzw. Verhältnis s/R_Z .

Aufgrund dieser Effekte, die insbesondere für Wandabstände $y^+ \geq 10$ und für $U_w \leq 30$ m/s intensiv festzustellen sind, sind LDA-Messdaten belastbarer als eindimensionale Hitzdrahtdaten. Daher konnten LDA-Messdaten wesentlich zur Bestimmung der Steigung und des Achsenabschnittes der Gerade im vollturbulenten Bereich (log layer) – insbesondere bei geringen Wandgeschwindigkeiten $U_w = 2.5 / 5 / 10$ m/s – beitragen. HDA-Messdaten bestimmen insbesondere den Geschwindigkeitsverlauf für $y^+ \leq 30$. Für detaillierte Messungen im Übergang zwischen dem vollturbulenten Bereich (log layer) und der laminaren Unterschicht (sublayer), dem so genannten van Driest-Übergang, zeigt sich, dass die Hitzdraht-Technik hier die überlegene Messmethode darstellt.

3.4.3.3 Vergleich der Messdaten mit numerischen Ergebnissen

Sämtliche Messdaten müssen im vollturbulenten Bereich innerhalb einer schmalen Bandbreite aufeinander fallen. Die durchgeführten CFD-Rechnungen (verwendete Produkte: FLUENT, CFX-TASCFlow und ANSYS) zeigen einen Schwachpunkt bezüglich der Netzgenerierung: So vermochte keines der verwendeten Programme, für den vorhandenen Versuchsaufbau (Bild 20) eine detaillierte Auflösung in Wandnähe mit Knotenweiten $y^+ < 2$ zu realisieren, zum Teil war eine Berechnung für die laminare Unterschicht nicht möglich. Da das Netz im wandnahen Bereich nicht fein genug erzeugt werden konnte, beeinflusste dies neben anderen Einflüssen (große Geschwindigkeitsänderungen in Wandnähe, Zentrifugalkrafteffekte, Unterschiede in den Dimensionen turbulenter Wirbel usw.) das Konvergenzverhalten und somit die Qualität der Lösung, siehe Zetzmann (2002, 2003), Tjaden (2002) und Rakels (2002). Abweichungen zu den Messdaten sind daher vor allem aus der Dichte der erzeugten Netzknoten und aufgrund der unterschiedlichen Turbulenzmodelle erklärbar. Bild 62 zeigt auch Ergebnisse aus numerischen CFD-Untersuchungen, z.B. für FLUENT ($k\omega$ -SST-Modell mit Netzgenerierprogramm GAMBIT) in der hierfür maximal möglichen Wandauflösung. Der minimal mögliche Knotenabstand $\Delta y = 60 \mu\text{m}$ zur rotierenden Zylinderwelle ist für hohe Rotations-Reynoldszahlen $Re > 5 \cdot 10^5$ zu weit, um wichtige Informationen in diesem Bereich erfassen zu können: $60 \mu\text{m} \cong y^+ = 5$ (für $U_w = 30$ m/s, $Re = 0.6$ Mio.) bzw. $y^+ = 9$ (für $U_w = 60$ m/s, $Re = 1.2$ Mio.). Für diese Rechnung wurden dabei bis zu 174 900 Zellen je Ebene (radial 430 Knoten, axial 330 Knoten) implementiert.

Der Einsatz des CFD-Programms CFX-TASCflow (verwendetes Modell: $k\omega$ -SST-Modell) und dessen Programm zur Netzgenerierung HEXA zeigt aufgrund ähnlicher Probleme in der Netzgenerierung (Netz mit 150 Knoten in radialer, 40 Knoten in vertikaler und 84 Knoten in Umfangsrichtung) für ein dreidimensionales Netz mit insgesamt 504 000 Knoten ebenfalls Abweichungen zu den gemessenen Geschwindigkeiten: Besonders bei hohen Rotations-Reynoldszahlen $Re > 5 \cdot 10^5$ existieren in Wandnähe ($r/R_z \sim 0.1$) Unstetigkeiten, die für Abweichungen im Außenbereich verantwortlich sind, siehe Bild 63 und Rakels (2002).

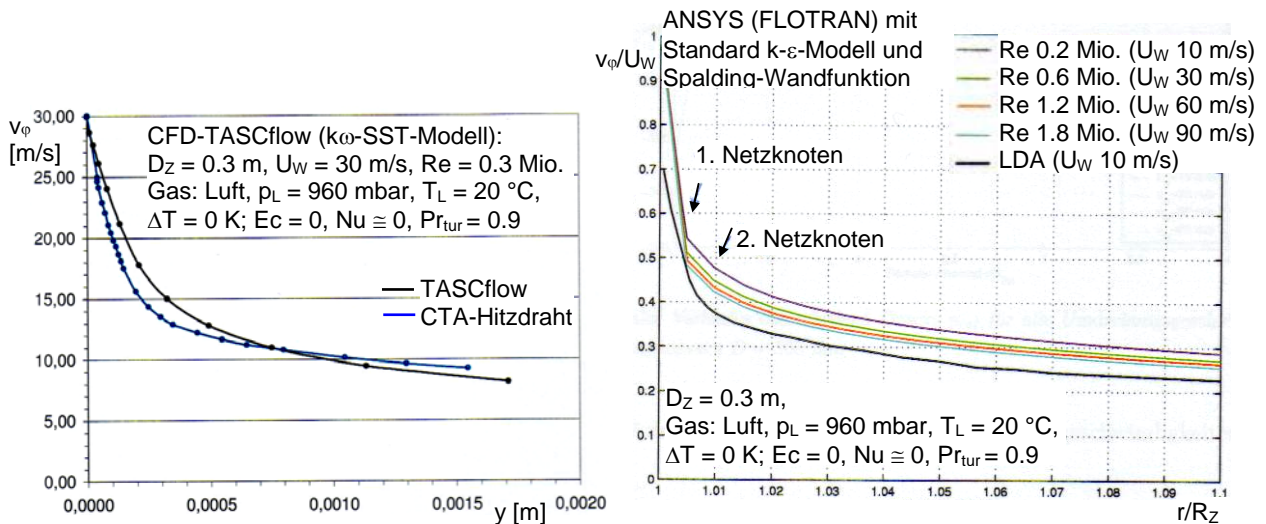


Bild 63 und 64: Numerische Ergebnisse zur Geschwindigkeitsverteilung um eine rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse. Vergleich mit Messdaten. Quellen: links: Rakels (2002), rechts Tjaden (2002).

Auch bei Rechnung mit dem Finite Volumen-Verfahren ANSYS und dessen Strömungslöser FLOTRAN wurde die Geschwindigkeitsverteilung um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse durch zu wenig wandnahe Knoten nicht richtig erfasst, siehe Tjaden (2002). Bild 64 zeigt bei Auflösung der wandnächsten Knotenpunkte deutlich Knicke im Verlauf. Dies verursacht zu geringe Werte für die Wandschubspannung τ_w verbunden mit einem unbefriedigenden Verlauf der Geschwindigkeit z. B. im vollturbulenten Bereich.

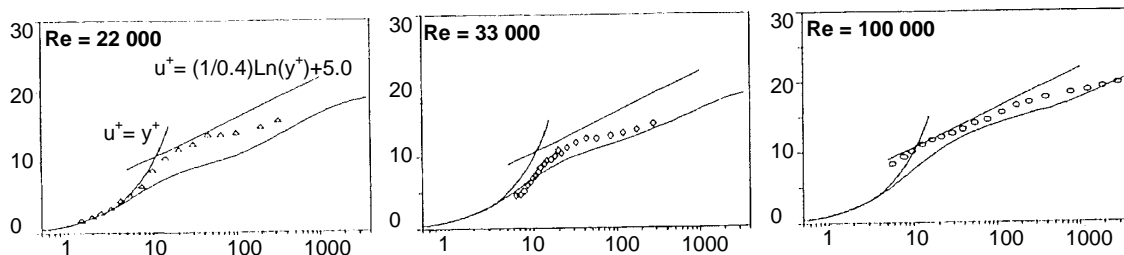


Bild 65: Vergleich von Messdaten (Punkte) mit numerischen Ergebnissen (Kurve) für den Fall des rotierenden Zylinders ohne Gehäuse. Quelle: Anderson et. al. (1993).

Bei detaillierten Untersuchungen zwischen belastbaren Messdaten in Wandnähe und deren Vergleich mit numerischen Rechnungen stützen die Ergebnisse von Anderson et. al. (1993) die eigenen Ergebnisse. Im Vergleich von CTA-Hitzdrahtmessdaten und numerischen Ergebnissen des *Low-Reynolds-Second-Moment-Closure*-Modells nach Launder und Shima (1989) stellen die Autoren fest, dass der Geschwindigkeitsverlauf in Wandnähe vor allem durch Wandkrümmungs- und Zentrifugalkrafteffekte sehr schwer numerisch zu erfassen ist. Daraus resultierende Abweichungen zwischen numerischer Rechnung und Messung zeigen Bild 65.

3.4.4 Unterschiede zwischen Geschwindigkeitsverläufen am rotierenden Zylinder und Grenzschichten an der ebenen Platte und im Rohr

Übereinstimmend mit eigenen Ergebnissen stellen Anderson et. al. (1993) zudem auch fest, dass die Wandkrümmungs- und Zentrifugalkrafteffekte einen Vergleich mit dem Geschwindigkeitsverlauf an der überströmten Platte nicht zulassen. Die Bilder 66 und 67 zeigen Grenzschichtverläufe verschiedener Autoren für die Plattenüberströmung und die Rohrströmung. Unterschiede in den Verläufen sind vor allem im Übergang von laminarer Unterschicht zum vollturbulenten Bereich und für den Verlauf im vollturbulenten Bereich selbst im Vergleich zum Verlauf am rotierenden Zylinder aus Bild 62 auszumachen. Sowohl der wandnahe als auch der äußere Bereich unterscheiden sich gegenüber Grenzschichtverläufen an einer geradlinigen Wand bzw. in der Strömung ohne Zentrifugalkrafteffekte, vgl. Bradshaw (1973).

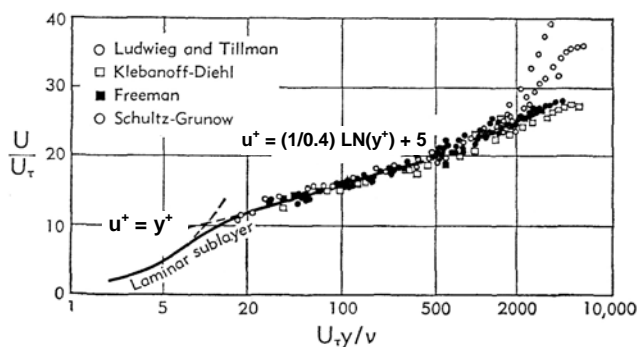


Bild 66: Grenzschichten an der eben überströmten Platte. Quelle: Clauser (1956).

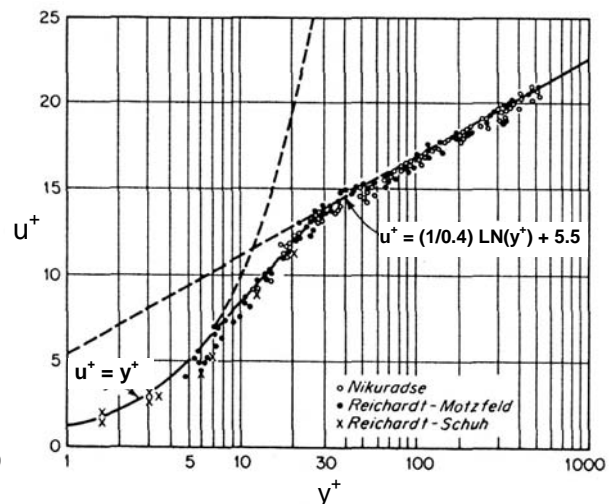


Bild 67: Grenzschichtverläufe im Rohr. Quelle: Eckert (1972).

Die in der Literatur z. B. bei White (1991), Schlichting (1997), Rotta (1952), Clauser (1956) veröffentlichten Unterschiede zwischen den Grenzschichtverläufen an der überströmten Platte bzw. der Rohrströmung werden zusammen mit Ergebnissen an der rotierenden Zylinderwelle im offenen (Nakamura 1983, Anderson 1993) bzw. im geschlossenen Gehäuse im folgenden herausgearbeitet:

- Der Streubereich der Messdaten in der vollturbulenten Grenzschichtzone (log law) verbreitert sich an der rotierenden Zylinderwelle bereits ab Werten $y^+ > 300$. Bei der Plattengrenzschicht setzt diese Aufweitung erst für normierte Abstände $y^+ > 600$ ein. Zusätzlich existiert in der Plattengrenzschicht ein abgesetzter Übergang in die Außenströmung (outer layer), wohingegen die Strömung um den rotierenden Zylinder in den Außenbereich flach übergeht ($1/r$ -Verlauf). Ein derartiger Übergang ähnelt dem Grenzschichtverhalten (und dem Übergang in den Außenbereich) einer Rohrströmung und ist mit Bild 67 eher vergleichbar.
- Ein Vergleich der durch unterschiedliche Messverfahren (HDA, LDA) erzeugten Daten zeigt zudem Einflüsse, die vom Abstand zur rotierenden Zylinderwelle abhängig sind. Vor

allem Zentrifugalkrafteffekte und die im Außenbereich intensiv auftretende großskalige Sekundärströmung wirken sich auf den Grenzschichtverlauf am rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse derart bestimmend aus, wie sie weder bei der Platten- noch bei der Rohrströmung zu beobachten sind. Dies manifestiert sich beispielsweise in einer höheren mittleren turbulenten Schwankungsbewegung, vgl. Anderson (1993).

- Cebeci (1972) erwähnt für Strömungen an gekrümmten Oberflächen und für Rohrströmungen einen Anstieg der von Kármán-Konstante κ auf Werte $0.41 \leq \kappa \leq 0.49$. Die von Kármán-Konstante κ wird in der Literatur aus Messungen für den Fall des rotierenden Zylinders ohne Gehäuse mit $\kappa = 0.46 \pm 0.04$ angegeben, s. Nakamura (1983, 1986), Anderson (1993). Nach Auswertung eigener Ergebnisse für die Wandschubspannung τ_w , dem Wandreibungsbeiwert c_f und dem linearen Anstieg des vollturbulenten Bereichs in der $v_\phi^+(y^+)$ -Darstellung ergibt sich aus den eigenen Messungen für den Fall des rotierenden Zylinders im geschlossenen Gehäuse der Wert $\kappa = 0.48 \pm 0.02$ (Platte: $\kappa = 0.41 \pm 0.01$; Rohrströmung: $\kappa = 0.44 \pm 0.02$). Die Konstante C zur Bestimmung des so genannten Achsenabschnittes beträgt für den Fall des rotierenden Zylinders im geschlossenen Gehäuse $C = 5.9 \pm 0.2$ (Platte: $C = 5.0 \pm 0.5$; Rohrströmung: $C = 5.5 \pm 0.5$). Dies ergibt für Grenzschichten am rotierenden Zylinder einen flacheren Anstieg im vollturbulenten Bereich und einen höheren Schnittpunkt zur Ordinate, verglichen mit dem üblichen Grenzschichtverlauf an einer Platte, siehe hierzu Bradshaw (1973), Nakamura (1986), Anderson (1993).
- Weitere Unterschiede lassen sich vor allem aus dem Geschwindigkeitsverlauf außerhalb der Grenzschicht finden: Während bei der überströmten Platte keine Änderung in Hauptströmungsrichtung außerhalb der Grenzschicht festgestellt wird ($U(y > \delta_{99})$ konstant), ergibt sich für den Verlauf $v_\phi(r)$ am rotierenden Zylinder mit oder ohne Außengehäuse, jedoch mit ausreichend großem Wandabstand $r \gg R_Z$ aus dem für rotierende Strömungen typischen $1/r$ -Verlauf außerhalb der Grenzschicht ($v_\phi \cdot r$ konstant), vgl. hierzu Taylor (1935), Owen (1989) und White (1991) bzw. Messungen von Wattendorf (1934), Nakamura (1986) und Anderson (1993).
- Für die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ bzw. die Wandschubspannung τ_w tritt für die Betrachtung in Zylinderkoordinaten der zusätzliche Term $\mu \cdot (v_\phi/r)$ als Subtrahend auf, vgl. Gl. 3.11. Dieser ist in Wandnähe kleiner als 1% des Wertes $\mu \cdot (\partial v_\phi / \partial r)$ und erzeugt daher im Vergleich zu Daten u_τ und $u(y)$ an der überströmten Platte, die im kartesischen Koordinatensystem ermittelt werden, kaum Unterschiede. Im Außenbereich ($r/R_Z > 1.05$) wird der Einfluss des zusätzlichen Terms $\mu \cdot (v_\phi/r)$ umso größer, je kleiner die Wandgeschwindigkeit U_w ist. Da aber im Außenbereich die turbulente Viskosität μ_{tur} deutlich größer ist als μ , ist $\mu \cdot (v_\phi/r)$ auch hier irrelevant, s. Bild 88.
- Bei allen diesen Vergleichen der Platten- und Rohrströmung mit der des rotierenden Zylinders muss jedoch stets folgendes berücksichtigt werden: Die Richtung der Geschwindigkeit $v_\phi(r)$ und der Wandschubspannung $\tau_{r\phi}(r = R_Z)$ am Zylinder sind gegenüber den Richtungen der Geschwindigkeit $v_z(r)$ bzw. der Wandschubspannung τ_w bei der Platten- und Rohrströmung um neunzig Grad gedreht. Somit werden unterschiedliche Strömungsanordnungen und -daten miteinander verglichen. Das bedeutet aber auch, dass die Turbulenz bzw. die turbulenten Korrelationsgrößen unterschiedlich sein müssen. Die unterschiedlichen Zahlenwerte der oben genannten Konstanten κ und C weisen bereits darauf hin.

3.5 Korrelationsgrößen und Frequenzanalyse in Grenzschichten um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse

Charakteristische Merkmale einer turbulenten Grenzschichtströmung wie z.B. Wirbelgrößen oder die Ausprägung der geometrieabhängigen Sekundärströmung um eine rotierende Welle können durch Korrelations- und Frequenzanalyse festgestellt und bewertet werden. Bei den Korrelationsgrößen handelt es sich um den Betrag der zeitlich gemittelten Schwankungsgrößen, siehe Gleichung 3.15 a-c. Die aussagekräftigsten experimentell ermittelten Werte der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit 1. und 2. Ordnung wurden dabei mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ normiert.

$$\frac{\sqrt{\overline{v_\phi'(r)^2}}}{u_\tau}, \quad \frac{\sqrt{\overline{v_r'(r)^2}}}{u_\tau}, \quad \frac{\sqrt{\overline{(v_\phi' v_r')(r)^2}}}{u_\tau^2} \quad (3.15 \text{ a, b, c})$$

Die mittleren Schwankungsgrößen wurden an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse mit verschiedenen Messverfahren (HDA, LDA) aufgenommen. Grenzschichtmessungen mit Hitzdrahttechnik (CTA-Normaldraht, achsparallel zum Zylinder fixiert) lieferten neben der Tangentialkomponente $v_\phi(r)$ auch einen Anteil der Radialkomponente, siehe hierzu Bild 41. Daher sind für den Bereich $y^+ \geq 10$ LDA-Messdaten aussagekräftiger als die eindimensionalen Hitzdrahtmessdaten, siehe Bild 68.

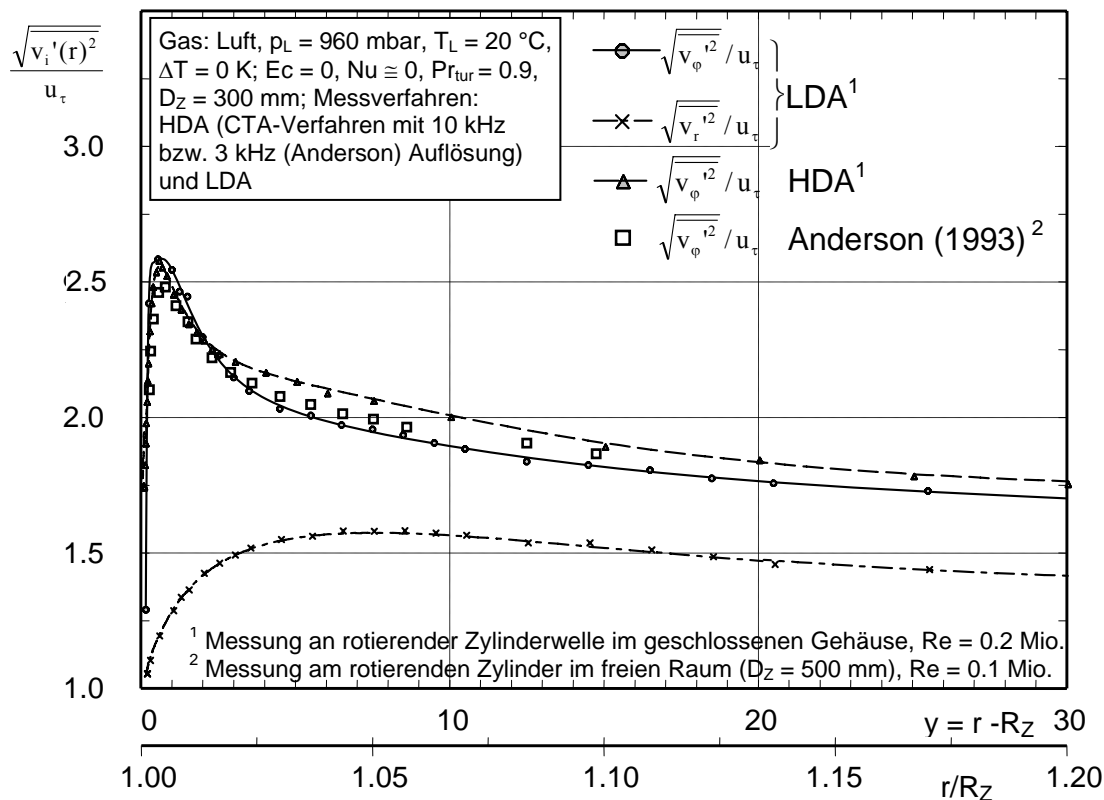


Bild 68: Normierte Schwankungsgeschwindigkeiten um rotierende Zylinderwelle.

Es ist nur bedingt möglich, bei hohen Drehzahlen und für geringe Wandabstände zwischen der Schwankungsgröße in Hauptströmungsrichtung (tangential zur Zylinderwand) und der Querschwankungsgröße in radialer Richtung zu unterscheiden. Wie bereits erwähnt sind LDA-Messdaten für Messungen $U_W > 30$ m/s und $y < 1.5$ mm nicht verfügbar, so dass nur die eindimensionale Hitzdrahttechnik hierzu Messdaten liefern kann. Ein Vergleich der Verläufe aus Bild 68 zeigt, dass der Einfluss der radialen Komponente bei $y < 1.5$ mm ($y^+ \cong 60$ für $U_W = 10$ m/s) verschwindet. Mit steigender Drehzahl der Welle nimmt in diesem Bereich innerhalb des geschlossenen Gehäuses der radiale Einfluss zu. Bei hohen Wandgeschwindigkeiten sind in Bild 69 bei $y \cong 1.5$ mm Maxima der Komponente $\sqrt{v_r'(r)^2} / u_\tau$ auszumachen.

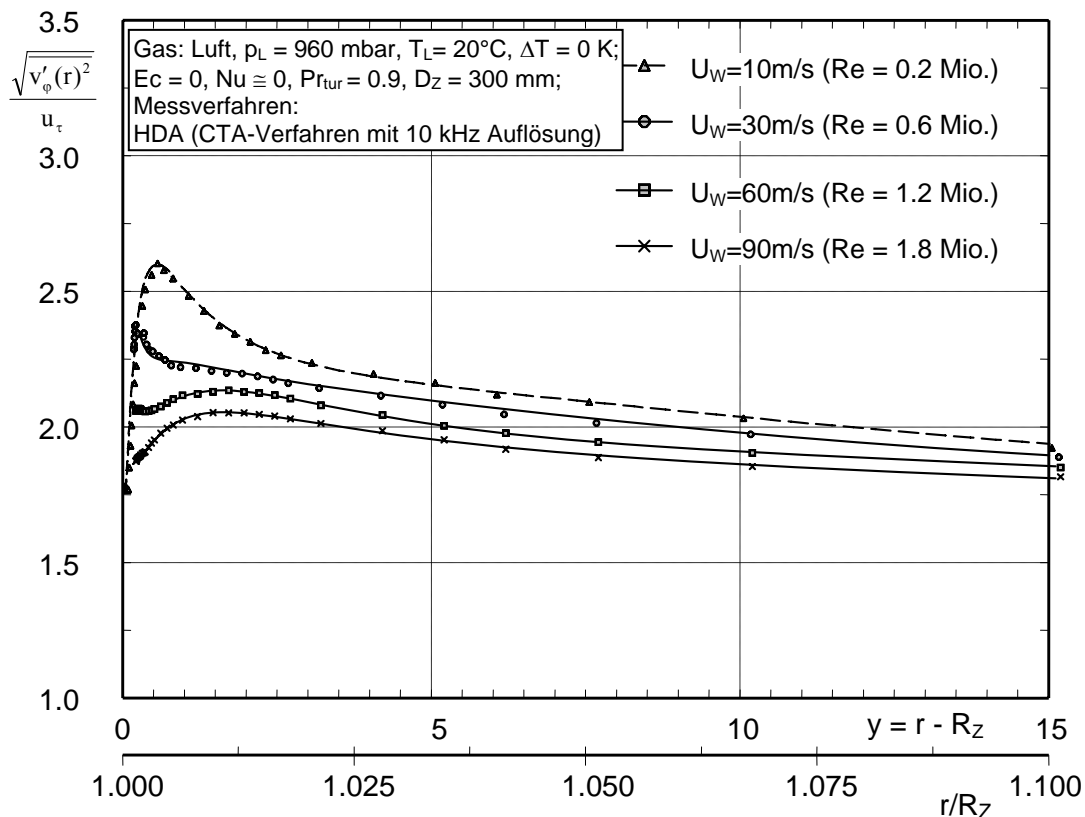


Bild 69: Einfluss der radialen Schwankungsgeschwindigkeit $\sqrt{v_r'(r)^2} / u_\tau$ auf Hitzdrahtmessungen mit dem Normaldraht, der achsparallel zur rotierenden Zylinderwelle fixiert ist. Zweites Maximum bei $y \cong 1.5$ mm: $y^+ \cong 50$ (Re 0.2 Mio.) bzw. 260 (Re 1.8 Mio.).

Während sich das Schwankungsmaximum der φ -Komponente für ansteigende Drehzahlen sukzessive zur rotierenden Zylinderwand bewegt, ist der radiale Schwankungsanteil für das lokal auftretende Schwankungsmaximum bei $y \cong 1.5$ mm verantwortlich und nimmt einen wichtigen Einfluss auf die Produktion turbulenter kinetischer Energie, so wie er in anderen Grenzschichten nicht festzustellen ist. Durch die Zentrifugalkrafteffekte, die Wandkrümmung und die Tatsache, dass die Geschwindigkeit an der rotierenden Zylinderwand maximal ist, wird die Strömung um die Zylinderwelle derart beeinflusst, dass ein Vergleich der Schwankungsgeschwindigkeiten in den Bildern 70 bis 72 deutliche Unterschiede aufweist.

Im Vergleich fällt auf, dass das Maximum der Schwankungsintensitäten in Hauptströmungsrichtung für alle drei Strömungsarten vergleichbar große Werte $(\sqrt{v'^2}/U)_{\max} \cong 0.12$ zeigt. Alle Verläufe wurden dabei mit der jeweiligen Referenzgeschwindigkeit U (Plattenströmung: U_∞ , Rohrströmung: Maximalgeschwindigkeit in Rohrmitte U_{\max} und rotierender Zylinder: U_w) normiert. Für die Platten- als auch für die Rohrströmung fällt im Vergleich zur Zylinderrotationsströmung auf, dass die Verläufe nach außen schneller abfallen, vgl. Bilder 70 bis 72.

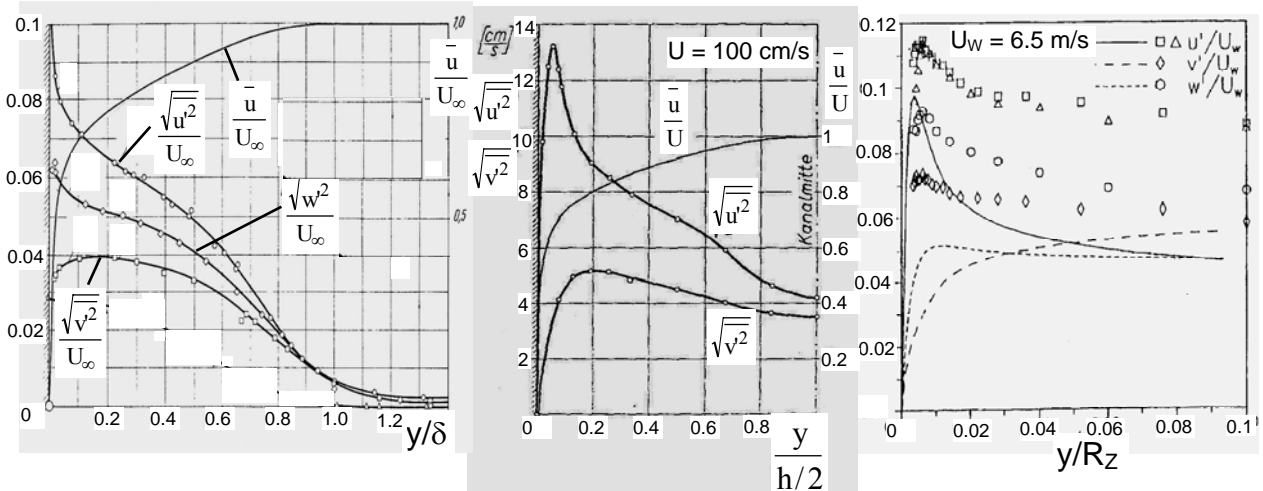


Bild 70, Bild 71, Bild 72:
 Normierte Schwankungsgeschwindigkeiten für die Plattenströmung (Bild 70, links. Quelle: Klebanoff 1955), für die Rohrströmung (Bild 71, mittig. Quelle: Reichardt 1938) und für den Fall des rotierenden Zylinders in freier Umgebung (Bild 72, rechts. Quelle: Anderson 1993).

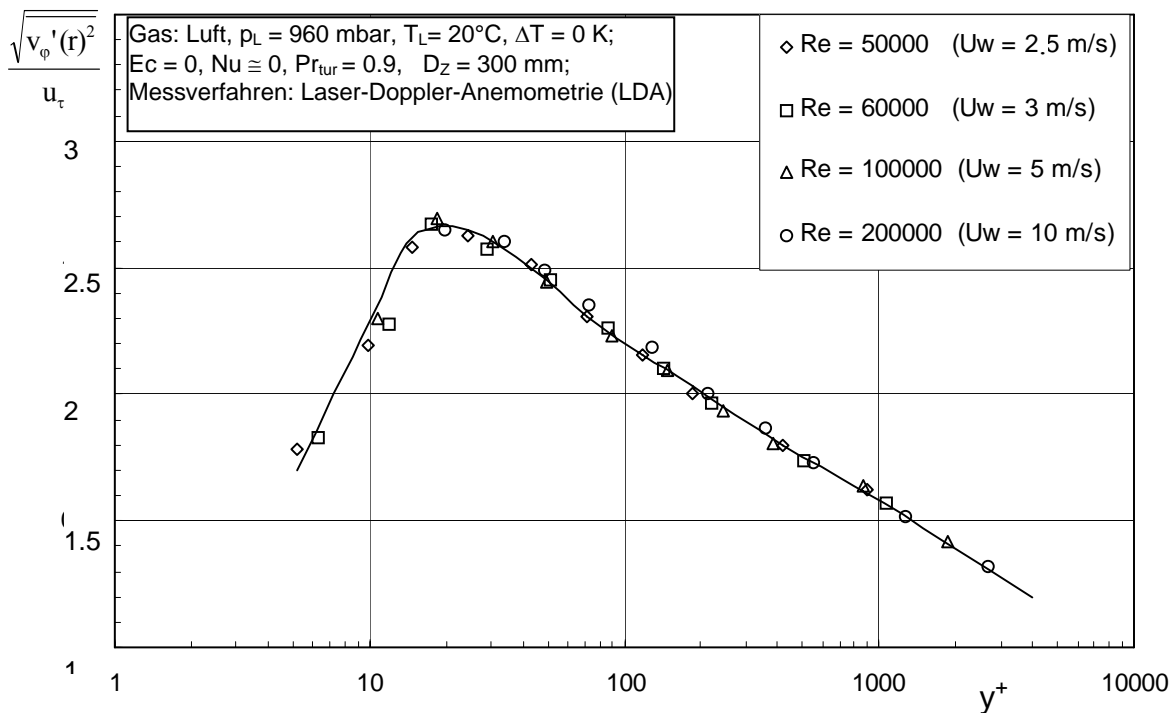


Bild 73: Mit u_τ normierte Schwankungsgeschwindigkeit $\frac{\sqrt{v_\phi'(r)^2}}{u_\tau}$ am rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse.

Bild 73 zeigt, dass bei einer Normierung der Schwankungsgeschwindigkeit $\sqrt{v_{\varphi}'(r)^2} / u_{\tau}$ die Messdaten der reinen φ -Komponente auf einer Linie liegen. Die vorherrschenden geometrischen Verhältnisse sind von ausschlaggebender Bedeutung für die Entstehung großskaliger Wirbel im geschlossenen Gehäuse. Die Wirbel, die als Ganzes Schwankungen in alle drei Raumrichtungen ausführen, besitzen unterschiedliche Größen bis hin zu kleinsten Wirbeln mit hohen Schwankungsfrequenzen in unmittelbarer Wandnähe. In der Konsequenz ist der gesamte Bereich demnach mit Mikro- und Makroturbulenzstrukturen belegt, was im Allgemeinen für eine numerische Betrachtung eine erhebliche Herausforderung darstellt.

Die gemittelten Werte für die Querschwangungsgeschwindigkeit $\frac{\sqrt{v_z'(r)^2}}{u_{\tau}}$ bzw. $\frac{\sqrt{w^2}}{U_{\infty}}$ achsparallel zur Oberfläche besitzen höhere Werte als $\frac{\sqrt{v_r'(r)^2}}{u_{\tau}}$ bzw. $\frac{\sqrt{v^2}}{U_{\infty}}$, vgl. Bilder 70 und 72 mit Bild 74.

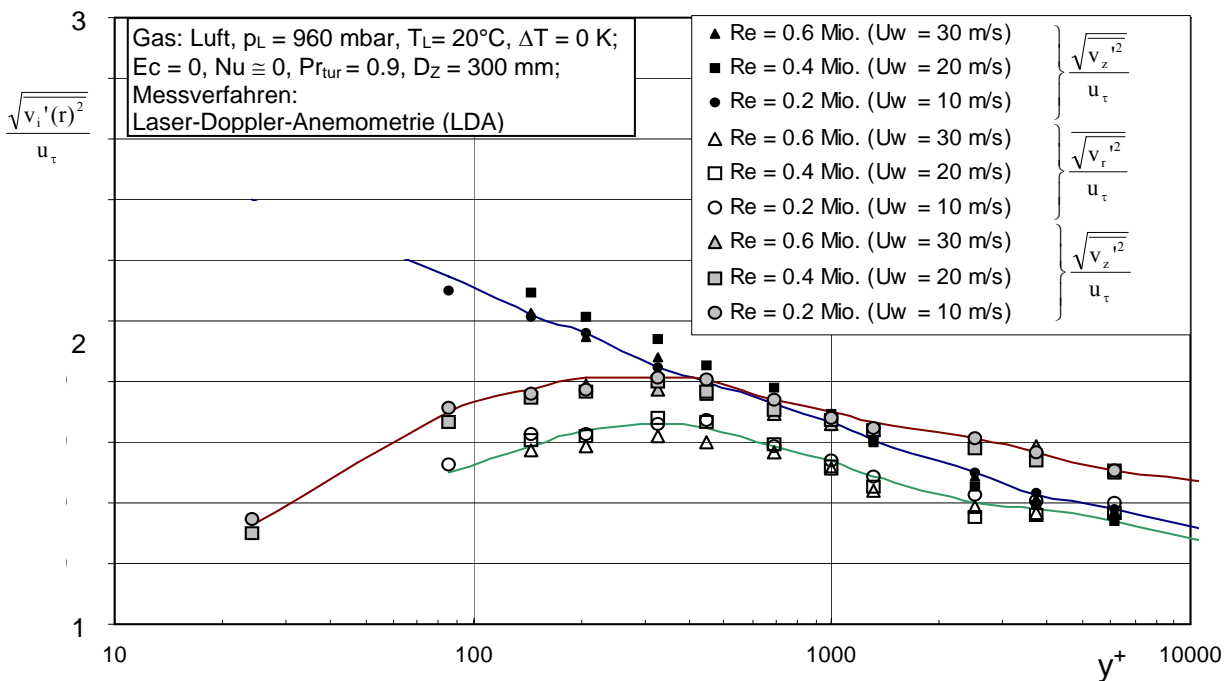


Bild 74: Halblogarithmische Darstellung der Schwankungsgeschwindigkeiten am rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse ($z = H_z/2$).

Die Schwankungsbewegung entzieht der Hauptbewegung kontinuierlich Energie, die letzten Endes in Reibungswärme umgewandelt wird. Schlichting (1997) führt die allgemeine turbulente Dissipation ε bzw. die Dissipationsfunktion Φ auf normierte Schwankungsbewegungen zurück, siehe Gleichung 3.16.

$$\Phi = \mu \left[2 \left(\frac{\partial v_{\varphi}'}{\partial \varphi} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v_r'}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v_z'}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_{\varphi}'}{\partial r} + \frac{\partial v_r'}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_{\varphi}'}{\partial z} + \frac{\partial v_z'}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_r'}{\partial z} + \frac{\partial v_z'}{\partial r} \right)^2 \right] \quad (3.16)$$

und $\varepsilon = -\nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}$ als turbulente Dissipation

Die turbulente Dissipation ε ist in der wandnahen Strömung ($y^+ < 100$) relevant und von der lokalen turbulenten kinetischen Energie in unmittelbarer Wandnähe abhängig. Insbesondere ist sie auch für das lokale Temperaturmaximum verantwortlich, das bei hohen Rotations-Reynoldszahlen Re und geringen Temperaturdifferenzen ΔT entsteht. Bei großen Geschwindigkeitsgradienten in der turbulenten Grenzschicht entstehen kleinste Turbulenzelemente, welche zur Umwandlung in Wärme beitragen, siehe hierzu Eckert (1973). Die Größen der Turbulenzelemente bzw. deren Wirbeldurchmesser können durch Frequenzanalyse bezüglich der frequenzabhängigen Intensität und örtlichen Verteilung der Schwankungsenergie wertvolle Informationen über den örtlichen Energiehaushalt der Strömung und auftretende Effekte wie z.B. der hier interessierende Eckertzahl-Effekt liefern.

In der Literatur findet man den Begriff des Spektrums einer turbulenten Strömung, z.B. bei Rotta (1972) oder Cebeci und Smith (1974). Bezeichnet f die Frequenz und $E(f) df$ den prozentualen Anteil des quadratischen Mittelwertes der Schwankungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung $\frac{\sqrt{v_\phi'(t)^2}}{u_\tau}$, der für einen Frequenzbereich $f + df$ ermittelt wird, so liefert $E(f)$ die spektrale Aufteilung von $\frac{\sqrt{v_\phi'(t)^2}}{u_\tau}$, vgl. Gl. 3.17.

$$\frac{\sqrt{v_\phi'^2}}{u_\tau} = \int_0^\infty E(f) df \quad (3.17)$$

Bild 75 zeigt Spektren für unterschiedliche Wandabstände y/δ einer turbulenten Grenzschicht an einer ebenen Platte, die von Klebanoff (1955) gemessen worden sind.

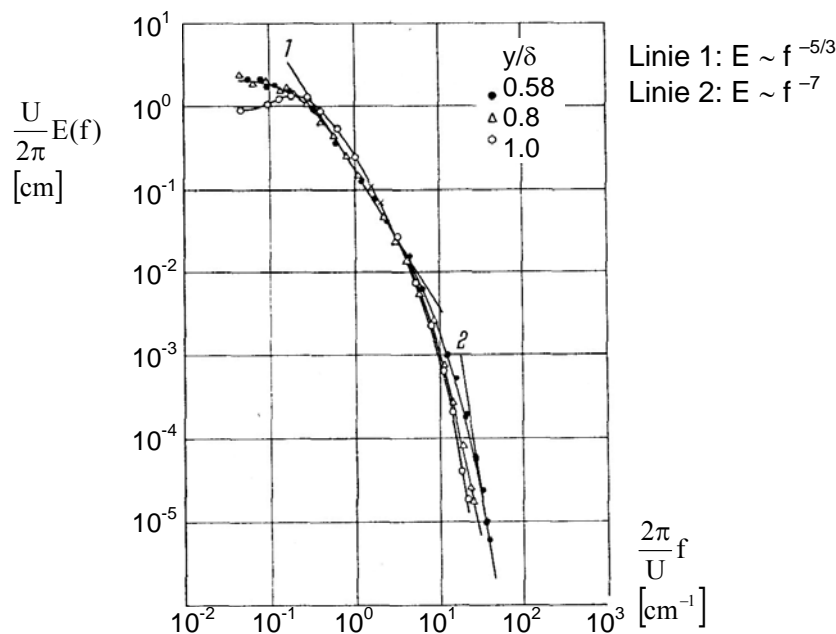


Bild 75: Frequenzspektren einer turbulenten Grenzschicht.
Quelle: Klebanoff (1955)

Mit Ausnahme vom Wert $y/\delta = 1$ verringern sich die Werte $E(f)$ mit wachsender Frequenz f kontinuierlich. Es ergeben sich annähernd geradlinige Bereiche, für die jeweils ein Frequenzabfall $E \sim f^{-5/3}$ bzw. für sehr hohe Frequenzen $E \sim f^{-7}$ festzustellen sind.

Bild 76 zeigt die mit einer Frequenz f von jeweils 20 kHz und einer Abtastzeit von 120 s aufgenommene Frequenzspektren eines Hitzdrahtes in der turbulenten Strömung um den rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse.

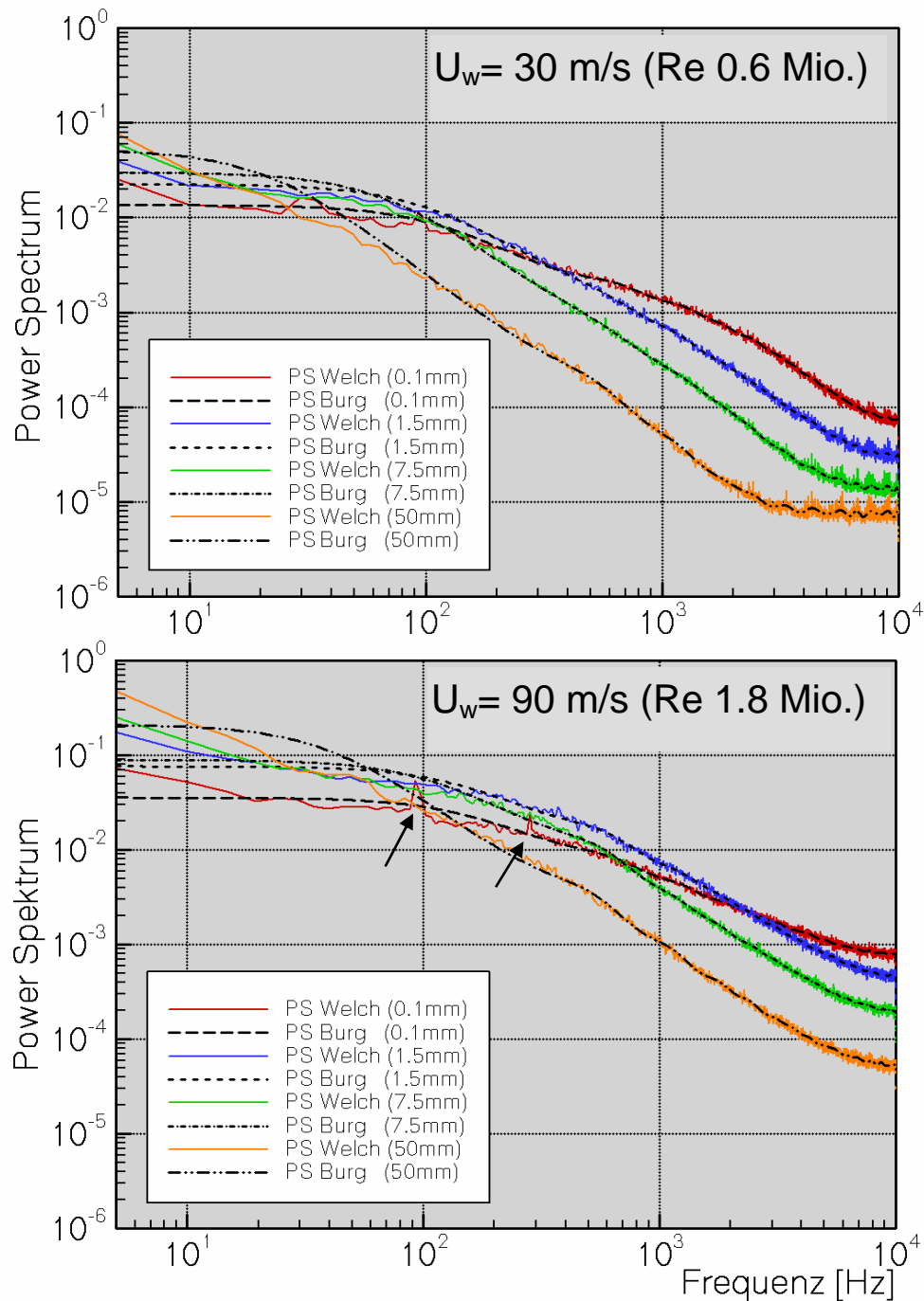


Bild 76: Frequenzspektren in der turbulenten Grenzschicht um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse für verschiedene Wandabstände y (Werte in Klammern).

Die Spektren zeigen monoton fallende Verläufe $E \sim f^{-5/3}$ mit steigender Frequenz. Lediglich die Drehfrequenz der rotierenden Zylinderwelle und dessen zweite Harmonische ergeben insbesondere für $U_w = 90 \text{ m/s}$ in unmittelbarer Wandnähe ($y = 0.1 \text{ mm}$, entspricht $y^+ \sim 20$) eine Unstetigkeit, siehe Pfeile in Bild 76 unten.

Für die Frequenzauswertung wurden zwei Klassen von Auswerteverfahren angewandt, siehe Marple (1987) und MatLab Programmbibliothek Signal Processing Toolbox (1994):

1. Parametrische Spektralschätzung nach Welch mit einer Auflösung von 4096 Werten pro Intervall $f + df$.
2. Parametrisches (ARN)-Verfahren nach Burg, in dem alle 2.4 Millionen Werte zur Bestimmung eines Ausgleichspolynoms herangezogen wurden.

Für ansteigende Rotations-Reynoldszahlen Re fallen die Frequenzspektren weniger stark ab. Somit entstehen am rotierenden Zylinder mehr Wirbel mit kleiner Größenordnung, während große Wirbelstrukturen für geringe Wandabstände y weniger häufig auftreten. Insbesondere in unmittelbarer Wandnähe und für hohe Drehzahlen (rote Frequenzintensität im unteren Spektrum Bild 76) zeigt das Frequenzspektrum diesen zunehmend verringerten Abfall und einen größeren Anteil hoher Frequenzintensitäten. Dies stellt einen direkten Bezug zur Entstehung dissipativer Effekte dar: Drehen diese kleinsten Wirbel in Wandnähe, ohne ihren Ort zu verändern, so zerfallen sie und wandeln Bewegungsenergie (Drehung) in Wärmeenergie (Dissipation) um, siehe Eckert (1972). An diesem Ort ist mit einem lokalen Anstieg der Temperatur zu rechnen.

3.5.1 Transfer von Produktion und Dissipation im wandnahen Bereich

Da hohe Frequenzanteile die Raten der Mikroskalen (kleinste Wirbel) und der Dissipation festlegen, werden aus den gewonnenen Frequenzspektren für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse folgende Ergebnisse abgeleitet, vgl. Cebeci und Smith (1974) und Eckert (1972):

- Ein Vergleich der Frequenzspektren in Bild 76 zeigt, dass bei Erhöhung der Wandgeschwindigkeit U_w von 30 m/s auf 90 m/s die Intensität insgesamt um eine Potenz zunimmt. Hohe Frequenzanteile und somit kleinste Mikrowirbel nehmen in Wandnähe für höhere Wandgeschwindigkeiten deutlich zu, niedrige Frequenzanteile nehmen ab.
- Aufgrund der gesamten Strömungssituation entstehen zur Wand Kaskaden von Wirbeln unterschiedlicher Größenordnung, wobei kleine Wirbel im Bereich hoher Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe anzutreffen sind.
- Letztendlich wird durch Wandkrümmung, Fliehkrafteffekte und Scherschichten die Produktion turbulenter kinetischer Energie entscheidend gefördert, Cebeci und Smith (1974).
- Die Mikroskalen tragen entscheidend zur Wandlung von Produktion in Dissipation bei und liefern somit den entscheidenden Beitrag zum lokalen Temperaturmaximum, welches letztlich für die Umkehr des globalen Wärmeübergangs bei hohen Eckertzahlen verantwortlich ist.

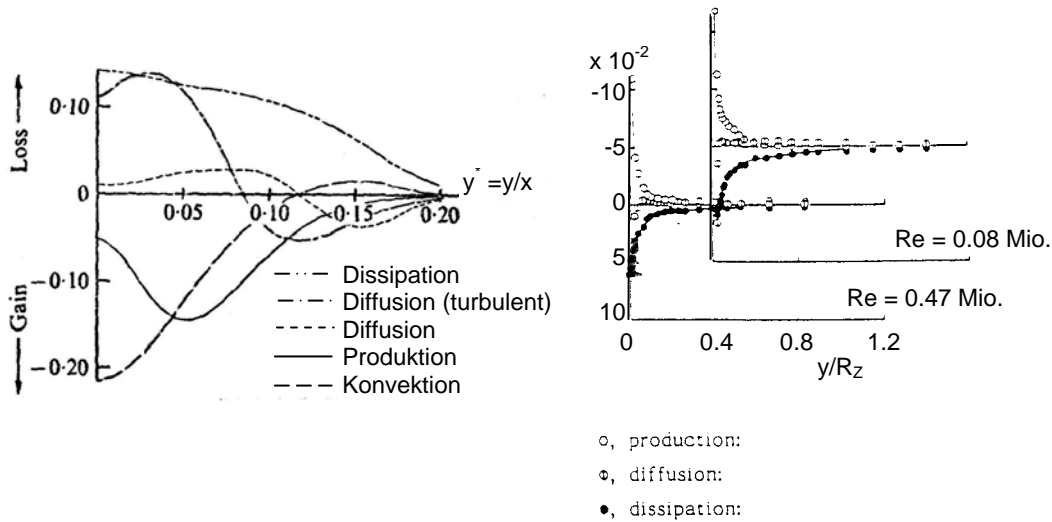


Bild 77: Links: Typische Verteilung von Produktion, Dissipation und Diffusion in der turbulenten Grenzschicht an der Platte. Rechts: Radiale Verteilung für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im freien Raum. Generell ist am Ort der maximalen Produktion die höchste Dissipation festzustellen. Für den Fall des rotierenden Zylinders steigen Produktion und Dissipation in Wandnähe schneller an. Quelle: Eckert (1972) und Nakamura (1983).

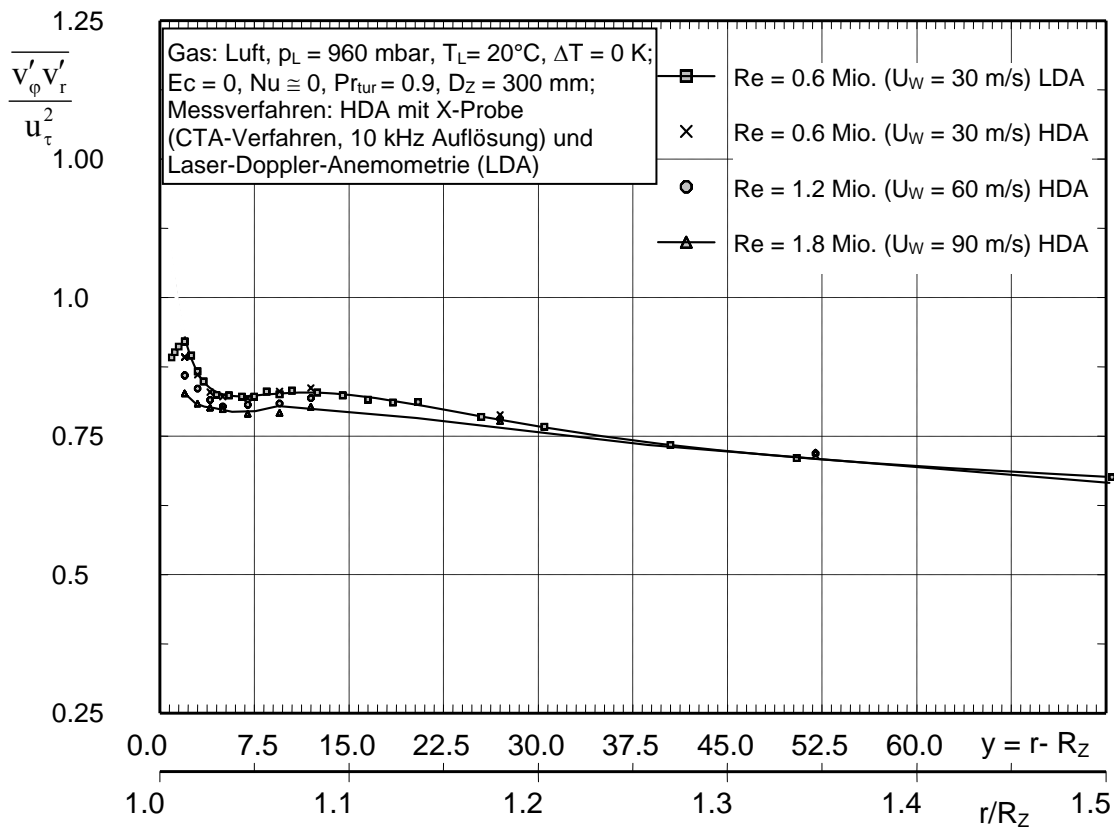


Bild 78: Korrelationsmessungen $\sqrt{v'_\phi v'_r} / u_\tau^2$ am rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse (LDA- und Hitzdrahtmessdaten).

Zusammenfassend kann zu den in den Bildern 68 bis 78 präsentierten Ergebnissen für den Fall der rotierenden Zylinderwelle Folgendes konstatiert werden:

- Aus den Frequenzspektren ist ersichtlich, dass erst in unmittelbarer Wandnähe, also im Bereich des Übergangs zwischen laminarer Unterschicht und vollturbulentem Bereich ($10 < y^+ < 100$) die für die Entstehung des lokalen Temperaturmaximums verantwortlichen drehzahl-, geometrie-, fluid- und transportabhängigen Prozesse auftreten: Hochfrequente Mikrowirbel im Bereich großer Geschwindigkeitsgradienten werden letztendlich dissipiert (Schlichting 1997 bzw. Eckert 1972) und sind für die lokale Temperaturerhöhung im Bereich $r/R_Z \approx 1.001$ verantwortlich. Die von der mittleren Schwankungsbewegung $\sqrt{v_\phi'^2}$ in Wärme übergeführte Energie gibt Schlichting in der Dissipationsfunktion Φ wieder: „Die dreidimensionale natürliche Turbulenz prägt sich im Allgemeinen der Strömung in Form von Wirbeln unterschiedlicher Größe und Drehgeschwindigkeit auf. Dabei entzieht sie der Hauptströmungsrichtung kinetische Energie, dessen Anteil in den Energiegleichungen als Produktionsterm ausgewiesen wird, und wandelt diese in turbulente Dissipation ε .“
- Einen genaueren Aufschluss liefert die detaillierte Auswertung der Wirbelgrößen: Die größten Längenskalen sind durch die geometrischen Abmessungen festgelegt, für den Fall des rotierenden Zylinders im geschlossenen Gehäuse durch den Durchmesser der Zylinderwelle D_Z , durch die Höhe H_Z und die Spaltweite $s = R_Z - R_B$. Neben dieser so genannten Sekundärströmung bilden sich in der turbulenten Strömung innerhalb des geschlossenen Gehäuses Wirbel unterschiedlichster Skalen bis hin zu kleinsten Größen, den so genannten Mikroskalen, aus, vgl. Wilcox (1993), Schlichting (1997) und Rotta (1972). Die Mikroskalen sind für die Entstehung turbulenter kinetischer Energie (*Gain*) verantwortlich. Durch Analyse der Wirbelskalen einer turbulenten Strömung können mit Hilfe von Energiespektren hierzu entsprechende Aussagen erfolgen, vgl. Eckert (1972).
- Die Dissipation ε (Gl. 3.16) bildet nach Ausführungen von Kolmogoroff (1941a und 1941b) zusammen mit der kinematischen Viskosität ν ein für die Strömung charakteristisches Längenmaß l_k (Kolmogoroff-Länge) an, Gl. 3.17.

$$l_k = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (3.17)$$

- Eine Abschätzung für l_k ist für numerische Berechnungen relevant, da ε orts- und geschwindigkeitsabhängig ist. Die von Kolmogoroff eingeführte Beziehung der Wirbeldimensionen zur Reynoldszahl $L/l_k \approx Re^{3/4}$ ergibt für den vorhandenen Versuchsaufbau kleinste Wirbel in Wandnähe mit $l_k \approx 10 \mu\text{m}$ bei einem angenommenen größten Wirbel mit $L \approx 0.3 \pm 0.1 \text{ m}$, der das gesamte Gehäuse ausfüllt.

3.6 Sekundärströmung im Versuchsaufbau

Die Darstellung der durch großskalige Turbulenz- bzw. Wirbelstrukturen geprägten Sekundärströmung in der Versuchsanlage ist in den Bildern 52 a bis c wiedergegeben. Zusätzlich zur qualitativen Visualisierung der auf die Strömung um die rotierende Zylinderwelle einwirkenden Wandeffekte sollen die in diesem Kapitel aufgeführten Messergebnisse und numerische CFD-Berechnungen vertiefende Aufschlüsse und Erkenntnisse zum geometrieabhängigen Gesamtströmungsbild geben.

In unmittelbarer Wandnähe ($y < 3$ mm, entspricht $y^+ < 90$ für $U_W = 10$ m/s und $y^+ < 530$ für $U_W = 90$ m/s), also im Bereich der großen Geschwindigkeitsgradienten, befinden sich die im vorherigen Abschnitt beschriebenen kleinsten Wirbelstrukturen. Die Strömungsvisualisierung mittels Laserlichtschnitt macht deutlich, dass für sämtliche Rotations-Reynoldszahlen Re sich großräumige Wirbel (Turbulenzballen) auf der Höhe $z = H_Z/2$ von der drehenden Zylinderwelle weg nach außen bewegen, siehe Pfeil in Bild 79.

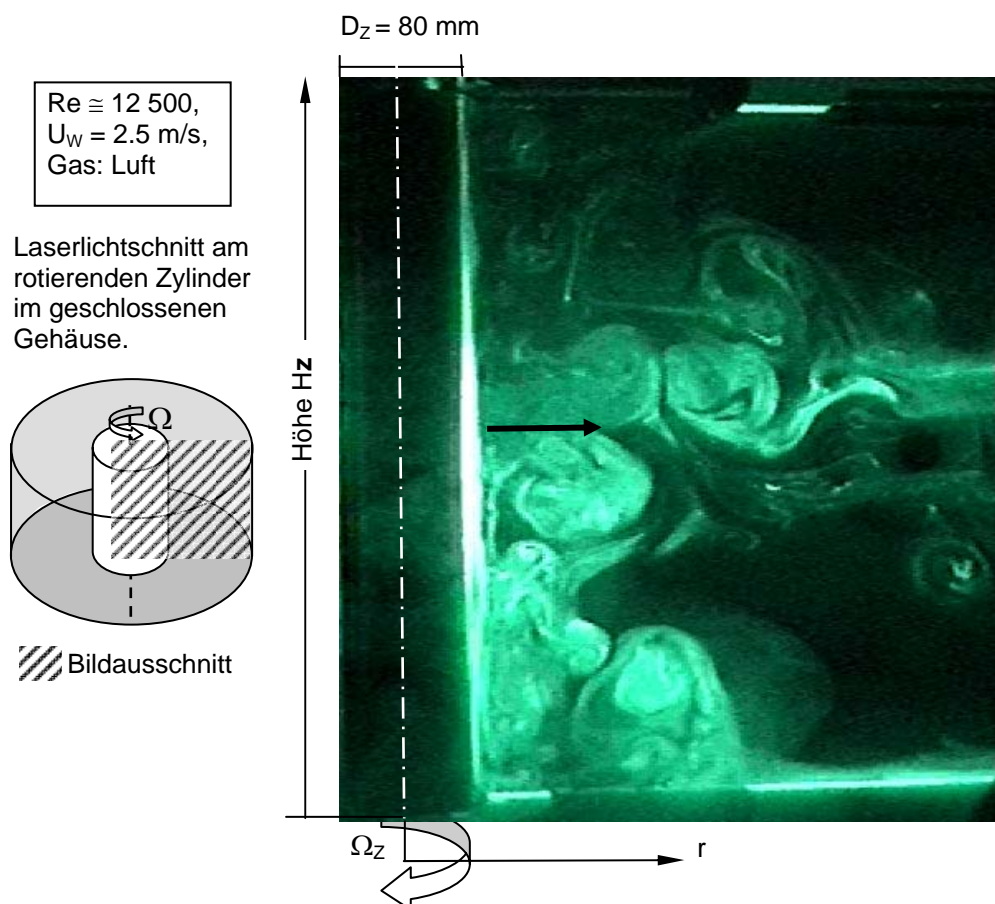


Bild 79: Wirbelbewegung an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse.

Bild 80 zeigt die gemittelten normierten Strömungsgrößen. Durch die Geometrie ergibt sich für die achsparallele Geschwindigkeitskomponente $v_z(r)/u_\tau$ ein drehzahlabhängiger Verlauf. In unmittelbarer Wandnähe ($r/R_Z < 1.01$) konnten keine belastbaren LDA-Messdaten erzeugt werden. In diesem Bereich fallen die Werte $v_z(r)/u_\tau$ und $v_r(r)/u_\tau$ auf Null ab. Die Messdaten zeigen, dass die normierten Geschwindigkeiten $v_\varphi(r)/u_\tau$ und $v_r(r)/u_\tau$ sich drehzahlunabhängig präsentieren.

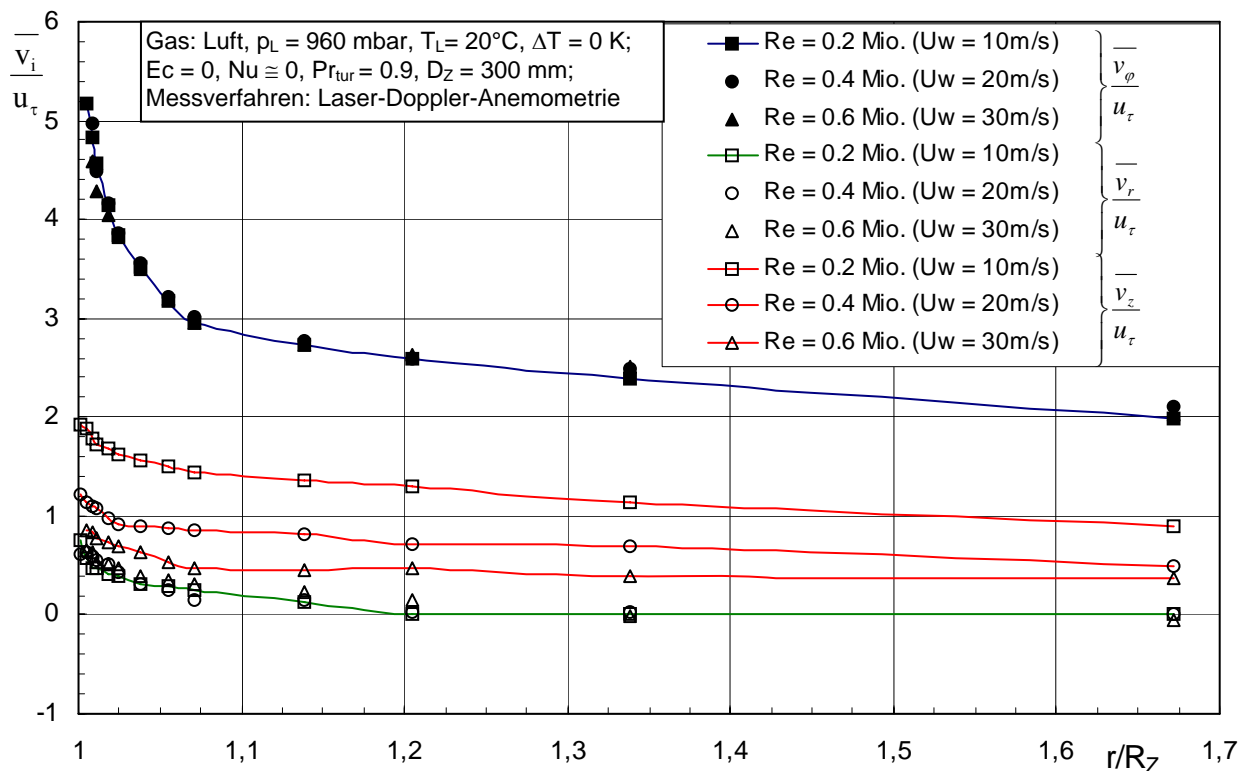


Bild 80: Normierte Geschwindigkeitsgrößen $\overline{v_\varphi}(r)/u_\tau$ (blau), $\overline{v_z}(r)/u_\tau$ (rot) und $\overline{v_r}(r)/u_\tau$ (grün) am rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse (LDA-Messdaten, gemessen auf Höhe $z = H_Z/2$ im Versuchsaufbau).

In Bild 81 werden die Beträge der gemittelten radialen Geschwindigkeit $\overline{v_{rz}}(r,z)$, die mit LDA in der r - z -Ebene für Höhen $z = 10/30/50/100/150/200$ und 300 mm innerhalb des Versuchsaufbaus vermessen worden sind, dargestellt. Da auch für hohe Rotations-Reynoldszahlen Re die maximale Geschwindigkeit der Sekundärströmung $0.05 \cdot U_w \leq \overline{v_{rz}} \leq 0.07 \cdot U_w$ beträgt, ergibt sich im Außenbereich um die rotierende Zylinderwelle aufgrund dort vorherrschender niedriger Umfangsgeschwindigkeiten $v_\varphi \approx v_{rz}$ ein sehr starker Einfluss der Sekundärströmung. Dieser nimmt einen gewichtigen Anteil für die Ausbildung einer stationären geometrieabhängigen Sekundärströmung ein, die auch die wandnahen Strömungsschichten an der rotierenden Zylinderwelle beeinflussen. Im Bereich der rotierenden Zylinderenden sind Wechselwirkungen zwischen der Welle und dem Behälterboden bzw. -deckel festzustellen.

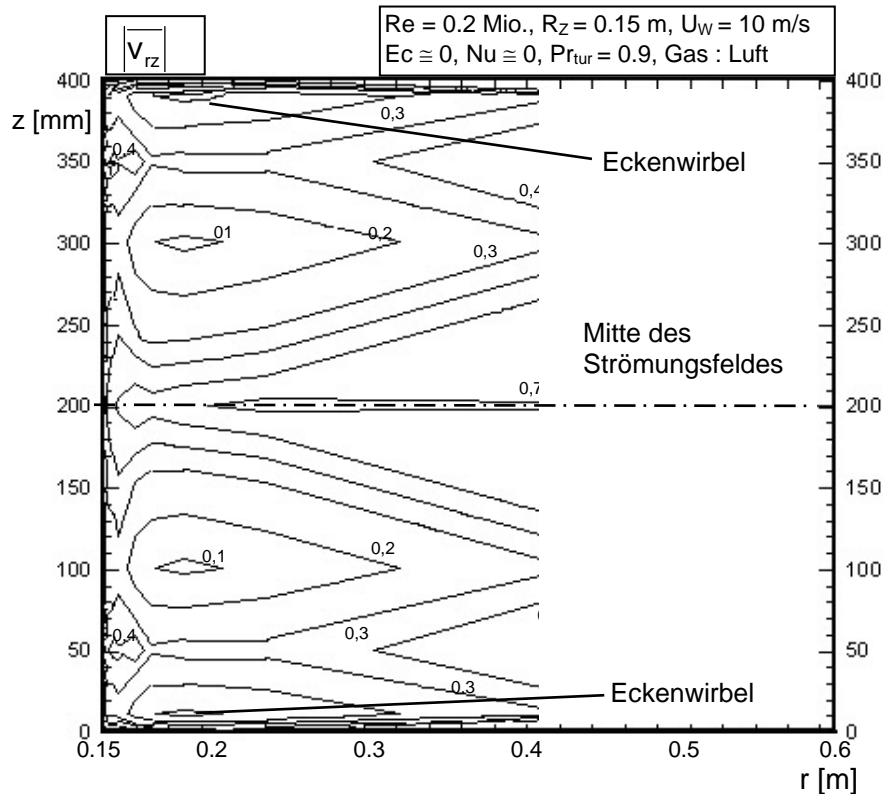


Bild 81: Betrag der gemittelten Geschwindigkeit $|\overline{v_{rz}}|$ in der geschlossenen Strömungskammer um die rotierende Zylinderwelle (interpolierte Isotachendarstellung aus LDA-Messdaten, Zylinderwand bei $r = 0.15$ m, Messbereich bis $r = 0.4$ m).

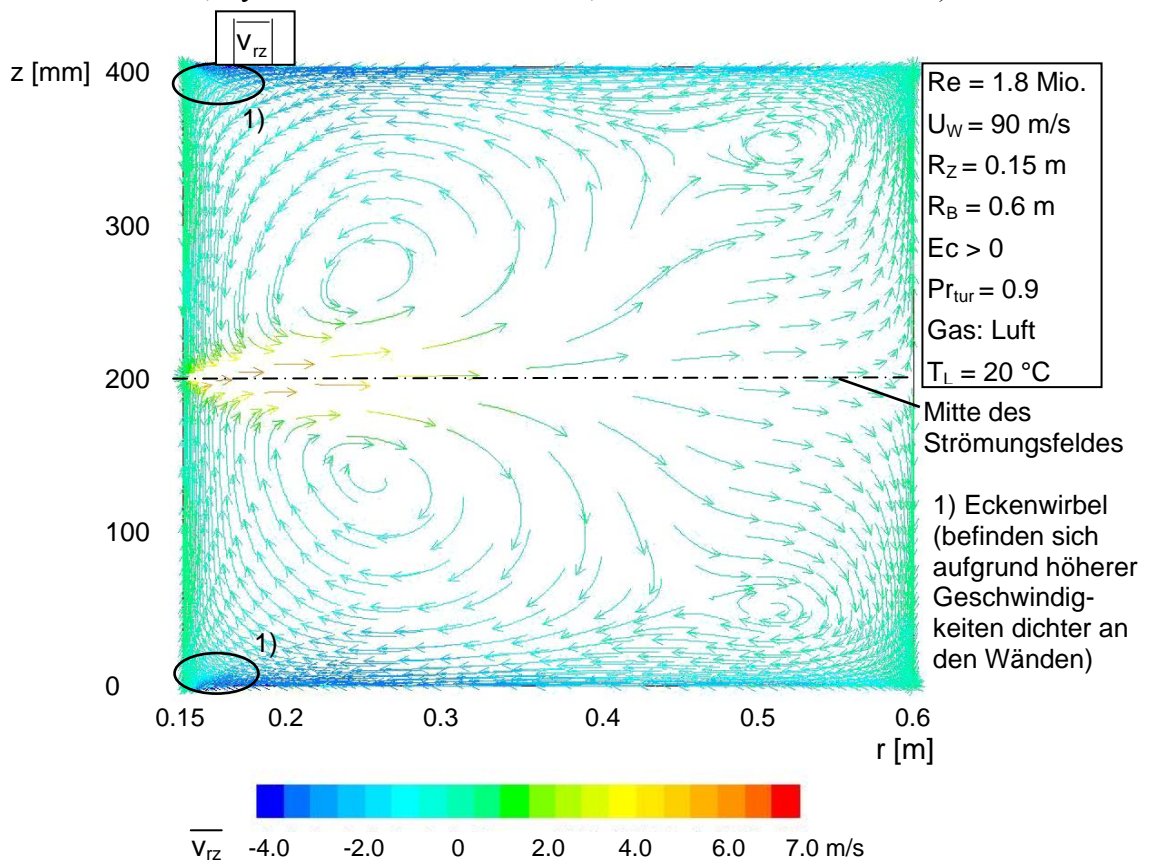


Bild 82: Sekundärströmung in der geschlossenen Strömungskammer um die rotierende Zylinderwelle (Numerische Simulation mit FLUENT $k-\omega$ -SST-Modell, Zylinderwand bei $r = 0.15$ m).

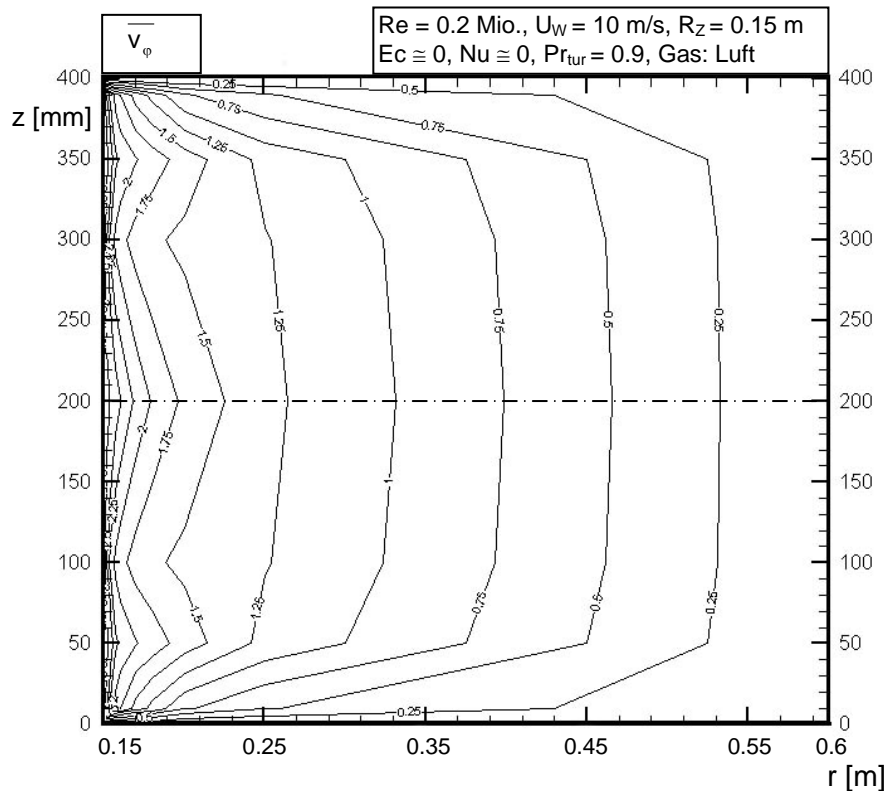


Bild 83: Umfangsgeschwindigkeit $\overline{v_\phi}$ um rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse (LDA-Messdaten, interpolierte Isotachendarstellung, Messbereich bis $r = 0.4 \text{ m}$).

$Re = 800$ (links) bzw. 1600 (rechts) in Wasser entspricht
 $Re = 0.05$ bzw. 0.1 Mio. in Luft, $U_W = 2$ bzw. 4 m/s , $D_Z = 76 \text{ mm}$
 Modell: 2D Computer-Code (r - z), *stream function-vorticity method* mit
 2^{nd} -order spatial differences,
 äquidistantes Gitter (100×100), Ringspaltbreite: 80 mm , Ringspalthöhe: 80 mm
 Zeitintegration: Runge-Kutta 4. Ordnung, $\delta t = 7.2 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, s. Kageyama et al.

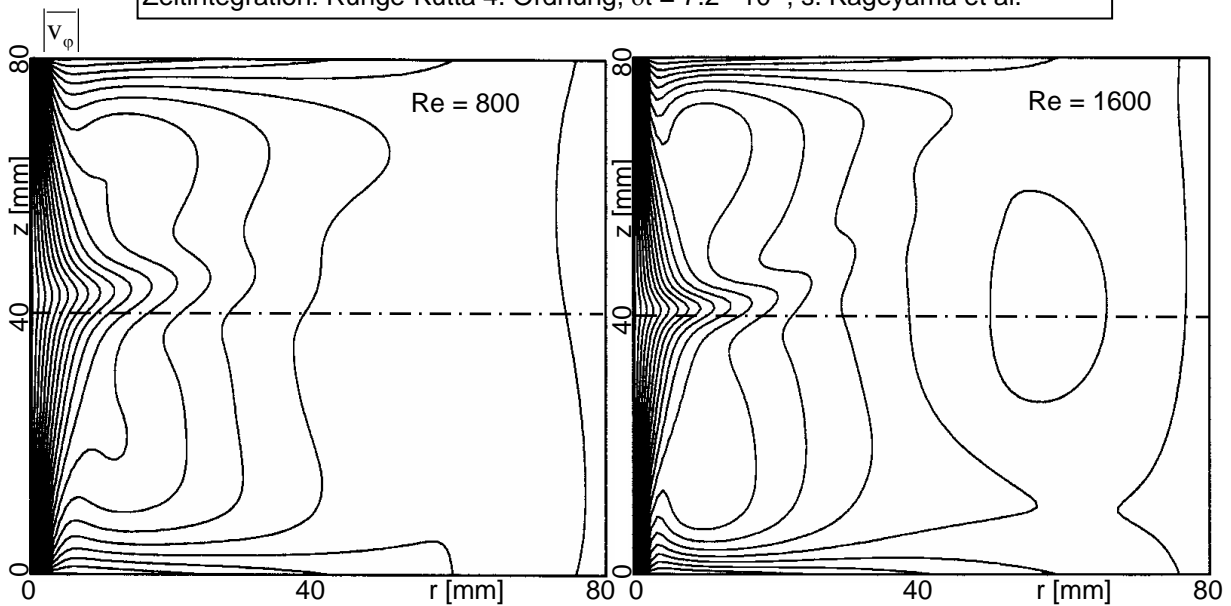


Bild 84: Vergleich der Isotachendarstellung $\overline{v_\phi} = \text{konstant}$ um den rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse (Zylinderwand links, numerische Untersuchungen, Fluid: Wasser). Quelle: Kageyama et al. (2004).

Vergleichend zu den eigenen Ergebnissen sind numerische Ergebnisse von Kageyama et al. (2004), die innerhalb eines mit Wasser gefüllten Behälters durchgeführt wurden, angeführt. Die Entwicklung der turbulenten großskaligen Wirbelstrukturen lassen sich mit eigenen numerischen Ergebnissen (Re-Vergleich siehe Bild 84 oben) prinzipiell vergleichen, wenngleich die eigenen Gehäuseabmessungen deutlich größer dimensioniert sind. Insbesondere sind zwischen den eigenen Ergebnissen und den numerischen Berechnungen von Kageyama folgende Übereinstimmungen festzustellen:

- Die Auswölbung $\overline{v_\varphi(r,z)}$ auf mittlerer Höhe $z = H_Z/2$ und in Wandnähe lassen sich mit dem so genannten Taylor-Proudman-Theorem erklären (vgl. Bild 85, s. Schlichting (1997)): Für niedrige Rotations-Reynoldszahlen Re überwiegen außerhalb der Grenzschicht des rotierenden Zylinders viskose Kräfte, die für eine Erhöhung von $\overline{v_{rz}(r,z)}$ – am stärksten auf mittlerer Höhe $H_Z/2$ – verantwortlich sind, Kageyama et al. (2004).
- Zusätzlich kann die klassische Ekman-Zirkulation angeführt werden: Da die Zentrifugalkraft im Außenbereich nicht mit dem Druckgradienten im Gleichgewicht steht, bilden sich radiale Strömungsgebiete („Jets“) aus. Sie verursachen an den Zylinderenden Eckenwirbel mit einem Durchmesser von ungefähr $H_Z/10$, vgl. Bilder 82 und 85, s. White (1991).

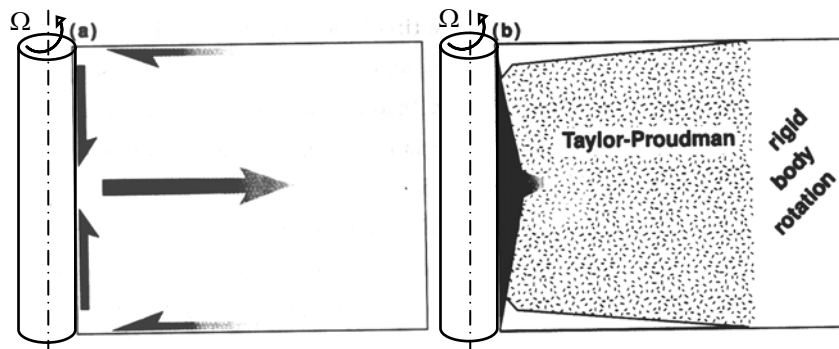


Bild 85: Sekundärströmung um einen rotierenden Zylinder im abgeschlossenen Behälter nach Kageyama et al. (2004):
 a) Ekman-Zirkulation in der r - z -Ebene,
 b) Auswölbung der Isotachen $v_\varphi(r) = \text{konstant}$ nach dem Taylor-Proudman-Theorem.

Bild 86 zeigt die Intensität der gemittelten radialen Schwankungsgeschwindigkeiten $\sqrt{\overline{v_{rz}^2}(r,z)}$ in der r - z -Ebene. Für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse ergeben sich im Bereich $H_Z/2$ und für Wandabstände $r/R_Z \sim 1$ maximale Schwankungsgeschwindigkeiten. Die messtechnisch und numerisch gewonnenen Ergebnisse zeigen in der r - z -Ebene, dass die geometrischen Verhältnisse um eine rotierende Zylinderwelle nicht nur die Sekundärströmung, sondern den gesamten Wirbel- und Energietransport bis in die Grenzschicht hinein beeinflussen.

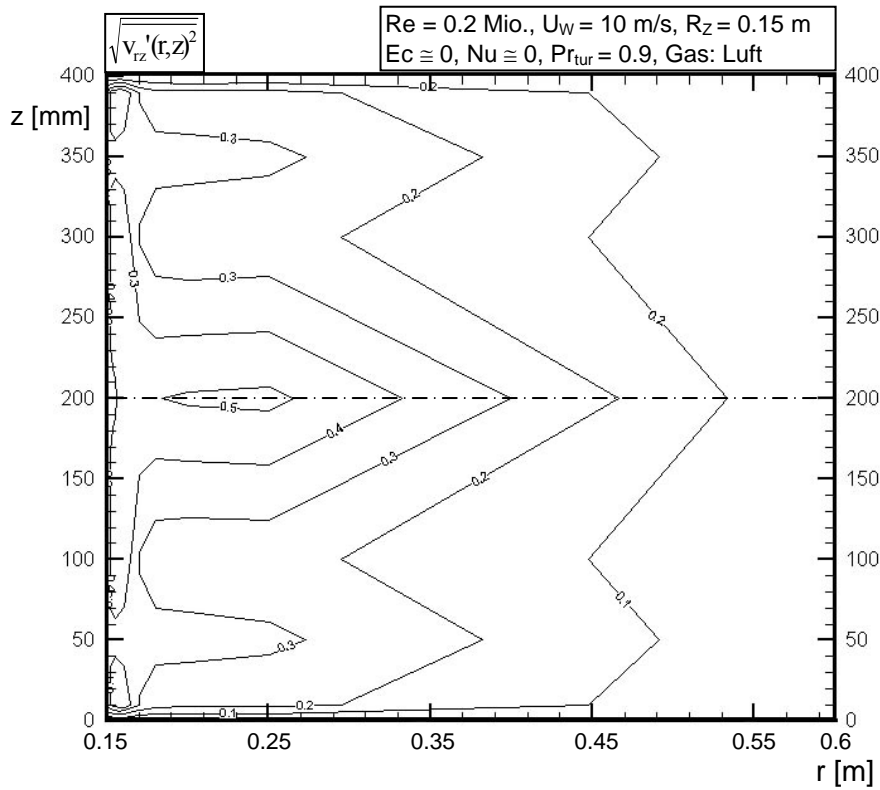


Bild 86: Radiale Schwangungsgeschwindigkeit $\sqrt{v'_{rz}(r,z)^2}$ um die im Behälter rotierende Zylinderwelle (interpolierte Isotachendarstellung aus eigenen LDA-Messdaten, Zylinderwand bei $r = 0.15$ m, Messbereich bis $r = 0.4$ m).

3.7 Turbulente Wirbelviskosität

Allgemein setzt sich der resultierende Spannungsvektor $\overline{\tau_{\varphi r, res}}$ aus einem molekularen und einem turbulenten Anteil zusammen, Gl. 3.18.

$$\overline{\tau_{\varphi r, res}} = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_\varphi}}{r} \right) - \overline{\rho v'_r v'_\varphi} \quad (3.18)$$

Neben dem molekularen Austausch von mittlerem Impuls (rechte Seite, erster Term) tritt eine intensive turbulente Durchmischung (rechte Seite, zweiter Term) hinzu. Die turbulente Schubspannung $\overline{\tau_{\varphi r, tur}}(r)$ ist im wandnahen Bereich $5 < y^+ < 150$ nahezu parallel zur Zylinderwand. Sie definiert sich nach Boussinesq zum Ausdruck in Gl. 3.19, vgl. Cebeci (1974).

$$\overline{\tau_{\varphi r, tur}} = -\overline{\rho v'_r v'_\varphi} \Rightarrow \mu_{tur} \left(\frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{v_r}}{\partial \varphi} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \approx \mu_{tur} \frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial r} \quad (3.19)$$

Die experimentelle Untersuchung der turbulenten Viskosität μ_{tur} an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse erlaubt Rückschlüsse zum Wirbeltransport und zum Energietransfer (Eckertzahl-Effekt), die mit der Boussinesq-Annahme aufgezeigt werden sollen. Im Gegensatz zur molekularen Größe ist sie eine im Strömungsfeld Veränderliche. Die messtechnisch indirekte Bestimmung der turbulenten Wirbelviskosität μ_{tur} ist problematisch, da μ_{tur} zur laminaren Unterschicht verschwindet, jedoch im van Driest-Übergang und zum vollturbulenten Bereich hin unterschiedlich intensive radial abhängige Änderungen besitzt. Bei einer numerischen Rechnung muss das verwendete Rechenetz vor allem den wichtigen Bereich $y^+ < 150$ in Wandnähe entsprechend fein auflösen. Die gesamte Schubspannung $\tau_g(r)$ ist in Gleichung 3.20 definiert.

$$\overline{\tau_g(r)} = (\mu + \mu_{\text{tur}}(r))r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) = (\mu + \mu_{\text{tur}}(r)) \cdot \left(\frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) \quad (3.20)$$

Die Gesamtviskosität $\mu_g(r) = (\mu + \mu_{\text{tur}}(r))$ wird messtechnisch aus dem Geschwindigkeitsgradienten $\frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r}$ und numerisch über die modellierten gemittelten Impulsgleichungen bestimmt. Um die jeweiligen Berechnungsansätze herzuleiten, existieren unterschiedliche methodische Ansätze, z.B. die Dimensionsanalyse oder phänomenologische Betrachtungen. Das bekannteste Modell ist jedoch der Prandtl'sche Mischungswegansatz $\mu_{\text{tur}} = \rho l^2 \left| \frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} \right|$ (Länge l empirisch bestimmt).

Mit Hilfe der experimentell ermittelten Geschwindigkeitsverläufe ergeben sich außerhalb der Grenzschicht konstante Werte für die Gesamtviskosität $\mu_g(r)$. Der Verlauf $\overline{v_\phi(r)} \cdot r$ ändert sich im Außenbereich nicht und entspricht einem konstanten $1/r$ -Verlauf, z. B.:

$$\left. \begin{array}{l} 10\text{m/s: } 1 - \frac{\overline{v_\phi(r)} \cdot r}{U_w \cdot R_z} = 0.785 \pm 0.01, \text{ mit } u_\tau = 0.44 \pm 0.05\text{m/s} \\ 30\text{m/s: } 1 - \frac{\overline{v_\phi(r)} \cdot r}{U_w \cdot R_z} = 0.77 \pm 0.01, \text{ mit } u_\tau = 1.19 \pm 0.02\text{m/s} \\ 60\text{m/s: } 1 - \frac{\overline{v_\phi(r)} \cdot r}{U_w \cdot R_z} = 0.805 \pm 0.01, \text{ mit } u_\tau = 2.30 \pm 0.02\text{m/s} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Für den} \\ \text{Außen-} \\ \text{Bereich} \\ r/R_z > 1 \\ \text{gilt ent-} \\ \text{sprechend: } \overline{v_\phi^+} = \frac{\overline{v_\phi}}{u_\tau} = -\frac{19.5 \pm 1}{r} \cdot R_z \end{array}$$

Da sich der aus den Messdaten am rotierenden Zylinder ermittelte lokale Geschwindigkeitsverlauf mit $v_\phi^+ = (1/0.48) \ln(y^+) + 5.9$ (siehe Bild 62) vom Grenzschichtverlauf einer ebenen Plattenströmung unterscheidet, ist für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse von einem für die gekrümmte Wand spezifischen Verlauf der turbulenten Viskosität $\mu_{\text{tur}}(r)$ auszugehen, vgl. hierzu die Ausführungen von Kerstin (1963).

Der Verlauf $\mu_{\text{tur}}(r)$ wird aus dem Geschwindigkeitsgradienten bestimmt, die hierzu verwendeten Verfahren nach Spalding und Clauser, die zwar für die Rohr- bzw. Kanalströmung aufgestellt worden sind, aber auch für den vorliegenden Falle der rotierenden Zylinderwelle eingesetzt werden können (siehe Gersten, 1992), beschreibt White (1991). Demnach wird für Bereiche außerhalb der laminaren Unterschicht (also im Einflussbereich der Wandkrümmung) die folgende Rampenfunktion definiert, Gl. 3.21 und 3.22.

$$R_z < r < r^* : (\mu + \mu_{\text{tur}}) = f(r) \quad (3.21)$$

$$r^* \leq r : (\mu + \mu_{\text{tur}}) = \text{const.} \quad (3.22)$$

Der drehzahlabhängige Parameter $r^* = R_z + y$ markiert den Übergang in einen konstanten Verlauf der Gesamtviskosität $\mu_g = (\mu + \mu_{\text{tur}}) = \text{const.}$, dies entspricht einem konstanten Wert $v_\phi \cdot r \cong \text{const.}$ im Außenbereich. Er kann aus eigenen Messdaten oder aus der Rampenfunktion nach Spalding und Clauser bestimmt werden, siehe Bild 88: $r^* \approx 0.15 + 0.014 \text{ m}$ für $Re = 0.2 \text{ Mio.}$ und $r^* \approx 0.15 + 0.013 \text{ m}$ für $Re = 0.6 \text{ Mio.}$

Im Bereich $\mu_g(r) = \text{const.}$ besitzt die Geschwindigkeit einen $1/r$ -Verlauf, im Bereich der linear ansteigenden Viskosität wurde erstmals von Nakamura (1983) ein $1/r^2$ -Verlauf für die Geschwindigkeit festgestellt und in unmittelbarer Nähe zur laminaren Unterschicht (van-Driest-Übergang), für den $\mu_g(r) = f(y^3)$ gilt, kann ein nahezu linearer Geschwindigkeitsverlauf mit großer Steigung festgestellt werden. Sowohl diese Feststellungen als auch der Verlauf $\mu_{\text{tur}}(r)$ decken sich mit Ausführungen von Gersten (1992).

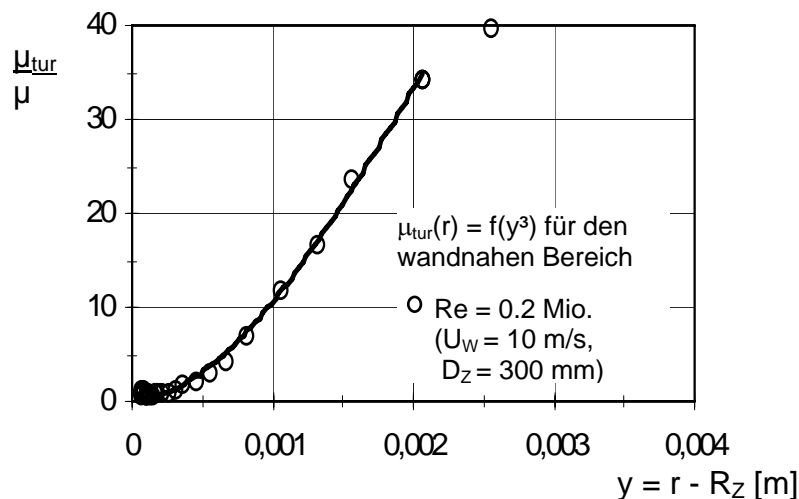


Bild 87: Radialer Verlauf der normierten turbulenten Viskosität $\mu_{\text{tur}}(r)/\mu$ für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse (Werte durch Geschwindigkeitsverlauf und mit Hilfe von Gleichung 3.19 ermittelt).

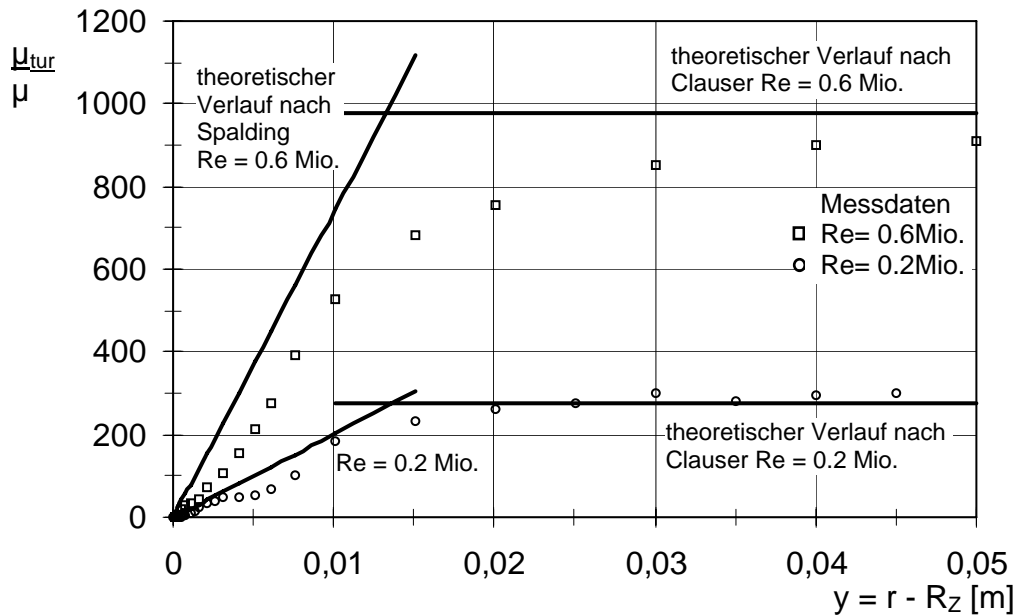


Bild 88: Verlauf der normierten turbulenten Viskosität $\mu_{tur}(r)/\mu$ an der rotierenden Zylinderwelle ($D_Z = 300$ mm) im geschlossenen Gehäuse (Rampenfunktionen nach Spalding und Clauser, siehe White 1991).

Der hier festgestellte Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsgradienten und turbulenter Viskosität spielt für den lokalen Verlauf der Temperatur in Wandnähe eine wichtige Rolle, da der lokale Temperaturverlauf an den Geschwindigkeitsverlauf gekoppelt ist, vgl. hierzu die Ausführungen von Kerstin (1963).

3.8 Lokale Temperaturverteilung

Aufgrund der um die rotierende Zylinderwelle vorherrschenden Strömungssituation (Geschwindigkeitsverlauf, Frequenzspektren, mittlere Schwankungsgeschwindigkeit und Korrelationsgrößen) sind in Wandnähe kleinste Turbulenzelemente (Mikroskalen) existent. Sie sind für die Umwandlung von turbulenter kinetischer Energie in Wärme verantwortlich. Die transferierte Energie, die durch die Mikrowirbel über eine so genannte Kaskade stufenweise an immer kleinere Skalen bis zur Dissipation weitergegeben wird, befindet sich vor allem im Übergang zwischen laminarer Unterschicht und dem vollturbulenten Bereich $5 < y^+ < 50$. Dem Einfluss der Wandkrümmung ist zuzuschreiben, dass durch die rotationssymmetrische Strömung um die rotierende Zylinderwelle eine erhöhte Schubspannung $\tau_{\varphi r, res}(r)$ festgestellt werden kann, s. Bradshaw (1973). Zusammen mit weiteren Effekten (Sekundärströmung, geometrische Abmessung des Gehäuses) bildet sie die Grundlage der Beziehung zwischen der turbulenten kinetischen Energie und den Dissipationsänderungen, die letztlich auch auf den lokalen Temperaturverlauf Einfluss nehmen.

Für die weitere Beschreibung werden der resultierende Spannungsvektor $\overline{\tau_{\varphi r, \text{res}}}(\mathbf{r})$ und der Wärmestromvektor $\overline{\dot{q}_{r, \text{res}}}(\mathbf{r})$ in den Gleichung 3.23 und 3.24 angegeben. Sie setzen sich jeweils aus molekularen und turbulenten Anteilen zusammen.

$$\overline{\tau_{\varphi r, \text{res}}} = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_{\varphi}}}{r} \right) - \rho \overline{v'_{\varphi} v'_{\varphi}} \quad (3.23)$$

$$\overline{q_r} = -\lambda \frac{\partial \overline{T}}{\partial r} + \rho c_p \overline{v'_r T'} \quad (3.24)$$

Für die turbulenten Größen für Impuls bzw. Wärmestromdichte gelten mit dem Gradienten-Transportansatz analog Gl. 3.25 bzw. mit dem Ansatz nach Fourier Gleichung 3.26.

$$\overline{\tau_{r, \text{tur}}} = \rho \overline{v'_r v'_{\varphi}} = -\rho \mu_{\text{tur}} \frac{\partial \overline{v_{\varphi}}}{\partial r} \quad (3.25)$$

$$\overline{q_{r, \text{tur}}} = \rho c_p \overline{v'_r T'} = -\rho c_p \alpha_{\text{tur}} \frac{\partial \overline{T}}{\partial r} \quad (3.26)$$

Die turbulente Wirbelviskosität μ_{tur} und die turbulente Temperaturleitfähigkeit α_{tur} sind Größen, die von der lokalen Turbulenzintensität und deren Wirbelabmessungen (Skalen) abhängig sind, siehe Gersten (1992). Aufgabe eines Turbulenzmodells ist es, einen Zusammenhang zwischen der turbulenten Wärmestromdichte α_{tur} und der gemittelten lokalen Temperatur herzustellen. α_{tur} ist gemäß Gl. 3.26 proportional zur Korrelation der Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen $\overline{v'_r T'}$ und ist somit vom mittleren Geschwindigkeitsfeld abhängig. Die im folgenden dargestellten Messergebnisse widmen sich der Aufgabe, für den Fall der rotierenden und temperierten Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse den durch die wandnahe Strömungssituation beeinflussten lokalen Temperaturverlauf und dessen Beziehung zu oben beschriebenen Einflüssen herauszustellen. Wie bei den Messungen der Geschwindigkeitsgrenzschicht interessiert auch für die lokale Temperaturverteilung vor allem der Bereich in unmittelbarer Wandnähe der rotierenden, temperierten Zylinderwelle. Die Darstellung des Temperaturverlaufes $T(r)$, der mittels Hitzdraht bei einer vorherrschenden Temperaturdifferenz $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}}$ gemessen wurde, erfolgt über die normierte Temperatur $\Theta(r)$, Gl. 3.27.

$$\overline{\Theta(r)} = \frac{\overline{T(r)} - T_{\text{Gas}}}{\Delta T} = \frac{\overline{T(r)} - T_{\text{Gas}}}{T_W - T_{\text{Gas}}} \quad (3.27)$$

Die messtechnische Erfassung der Größe $\overline{\Theta(r)}$ stellt im wandnahen Bereich große Anforderungen an den Versuchsaufbau und an den Einsatz sämtlicher Messgeräte: Da das bei Eckertzahlen $Ec > 1$ entstehende lokale Temperaturmaximum für Wandabstände $y^+ \approx 10$ (entspricht einem absoluten Wandabstand von $y \approx 100 \mu\text{m}$ bei $U_W = 90 \text{ m/s}$) erwartet wird, müssen höchste Ansprüche an die örtliche Positionierung der Messsonden (Durchmesser des achsparallel angeordneten Hitzdrahtes: 1 bzw. $2.5 \mu\text{m}$) und an die Genauigkeit des Messverfahrens insgesamt gestellt werden, vgl. Kapitel 2. Da sich sowohl die Außenströmung als auch die

rotierende Wand während der Messung innerhalb eines Temperaturbereichs ändert, wird die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}} = \text{konst.}$ über das Heiz-/Kühl-System im Schwankungsbereich innerhalb vorhandener und nachregelbarer Grenzen eingestellt.

$$\overline{\Theta(r)} = \frac{\overline{T(r)} - T_{\text{Gas}}}{T_W - T_{\text{Gas}}}$$

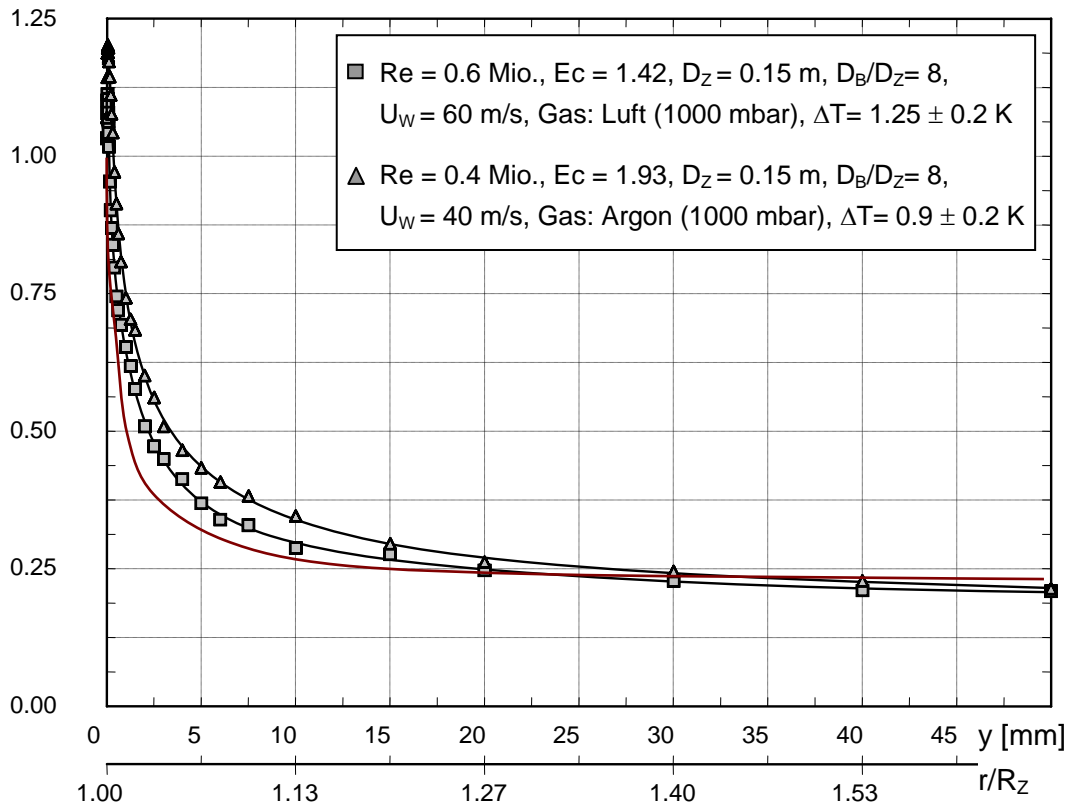


Bild 89: Gemittelter normierter Temperaturverlauf $\overline{\Theta(r)}$ um eine rotierende und schwach beheizte Zylinderwelle. Roter Verlauf: Numerische Berechnung (Daten wie für Messung in Luft). Quelle: Rakels (2002).

Bild 89 zeigt den radialen Temperaturverlauf im wandnahen Bereich. In dieser Darstellung ist ein Temperaturabfall $\overline{\Theta(r)} \sim 1/(r/R_Z)$ im Außenbereich $r/R_Z > 1.3$ festzustellen. Die Temperatur geht außerhalb der Temperaturgrenzschicht mit den ermittelten konstanten Werten für die Schwankungsgeschwindigkeiten $\frac{v_\phi'(r)}{u_\tau}$, $\frac{v_r'(r)}{u_\tau}$ und $\frac{v_z'(r)}{u_\tau}$ einher, vgl. Bilder 73 und 74.

Im wandnahen Bereich fällt auf, dass bei Eckertzahlen $Ec > 1$ normierte Temperaturen $\overline{\Theta(r)} > 1$ vom Hitzdraht aufgezeichnet worden sind. Daher wurde der in Bild 89 dargestellte Temperaturverlauf im wandnahen Bereich $r/R_Z < 1.012$ detailliert aufgelöst, Bild 90. Der Ort des messtechnisch ermittelten lokalen Temperaturmaximums bestätigt die bisherigen Ausführungen: Aufgrund vorhandener geometrie- und strömungsinduzierter Effekte existiert an der rotierenden temperierten Zylinderwelle eine Umwandlung von turbulenter kinetischer Energie der Schwankungsbewegung in Dissipationswärme. Für die in Bild 89 bzw. 90 vorgestellten

Rotations-Reynoldszahlen Re befindet sich das lokale Temperaturmaximum im Bereich $r/R_z \sim 1.001$, dies entspricht einem normierten Abstand von $y^+ \approx 10$ ($y \approx 0.1$ mm). Dieser Bereich ist auch in den Verläufen der Frequenzspektren durch starke hochfrequente Anteile (Mikroskalen) aufgefallen. Bezüglich der Intensität des lokalen Temperaturmaximums deuten Vergleiche mit theoretischen Ergebnissen von Geropp (1969) darauf hin, dass der Wert $\overline{\Theta(r)}_{\max}$ für $Ec \sim 2$ in Geropps Ergebnisdarstellung $1.15 < \overline{\Theta(r)}_{\max} < 1.25$ beträgt.

$$\overline{\Theta(r)} = \frac{\overline{T(r)} - T_{\text{Gas}}}{T_{\text{W}} - T_{\text{Gas}}}$$

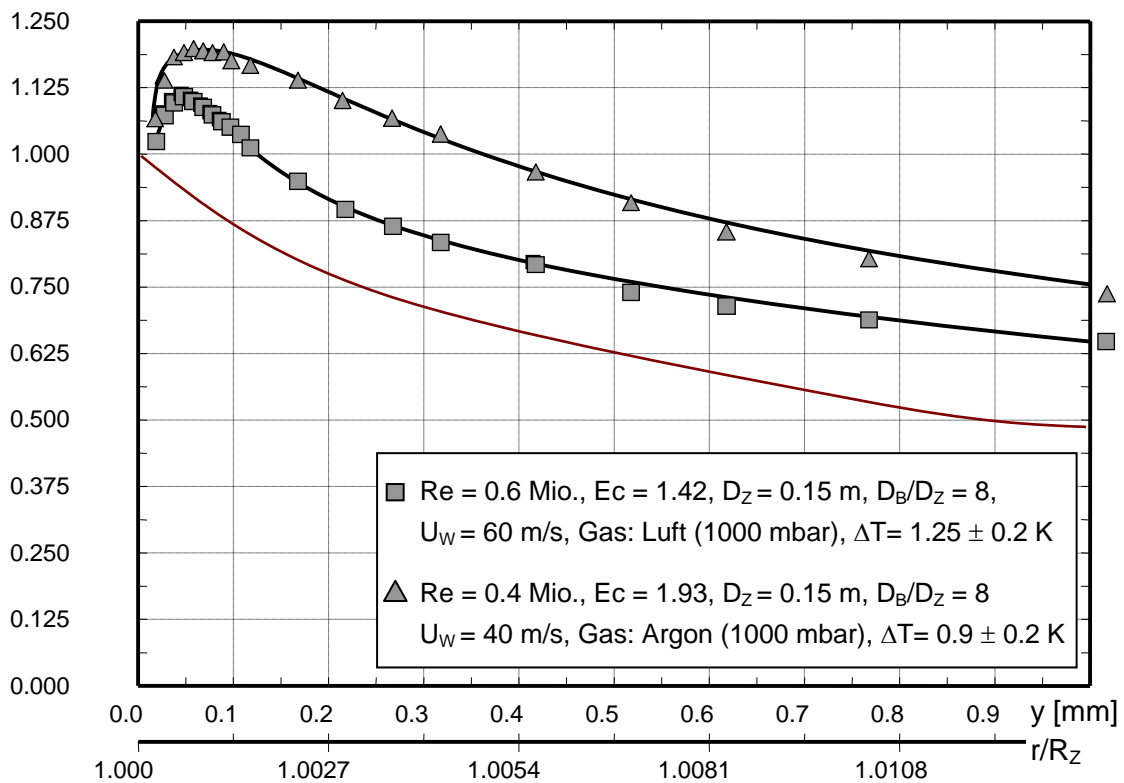


Bild 90: Temperaturverlauf $\overline{\Theta(r)}$, Auflösung des wandnahen Bereichs. Roter Verlauf: Numerische Berechnung (Daten wie für Messung in Luft). Quelle: Rakels (2002).

3.9 Globaler Wärmeübergang

Die Ergebnisse zur lokalen Temperaturverteilung verifizieren neben dem Verlauf $\overline{\Theta(r)}$ auch den Ort des lokalen Temperaturmaximums $\overline{\Theta(r)}_{\max}$. In Verbindung mit den vorgestellten Strömungsgrößen wurden bereits unterschiedliche Beziehungen zwischen Temperatur- und Geschwindigkeitsverlauf um die rotierende Zylinderwelle vorgestellt. Ihre detaillierte Auswertung lässt bereits Rückschlüsse auf die Intensität des durch Dissipationseffekte erzeugten Temperaturmaximums zu. Die aufgrund der Nähe zur rotierenden Wand messtechnisch schwer zu erfassende Größe $\overline{\Theta(r)}_{\max}$ leitet zu Untersuchungen des global bewerteten Wärmeübergangs an der Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse über.

3.9.1 Grundlagen zur Auswertung

Vor der Präsentation der experimentell gewonnenen Ergebnisse zum globalen Wärmeübergang werden zunächst nach einer kurzen Beschreibung notwendiger Grundlagen das angewandte Messverfahren und die Messwertaufnahme beschrieben. Der globale Wärmeübergang wird im Allgemeinen mit dem Ansatz nach Newton und einer daraus abgeleiteten Nusseltzahl beschrieben, Gl. 3.28.

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot \Delta T \quad (3.28)$$

Die globale Wärmeübergangszahl α hängt vor allem von den beschriebenen Strömungsverhältnissen zwischen drehender Zylinderwelle und der Geometrie des Gehäuses ab. In der Strömung führen die einzelnen Fluidelemente Schwankungsbewegungen aus, die für $Ec > 1$ einen Energietransfer hervorrufen können. Da der Wärmeaustausch bei zunehmender Turbulenz wächst, entsteht an der schnell rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle, die eine geringe Temperaturdifferenz $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}}$ von +1 bis +3 K aufweist, das lokale Temperaturmaximum $\overline{\Theta(r)}_{\max}$. In der Literatur wird dieser Effekt bei globaler Betrachtungsweise durch einen Rückgewinnungsfaktor r^* berücksichtigt, siehe Gl. 3.29 und vgl. hierzu Eckert (1972), Schlichting (1997), Cebeci und Bradshaw (1988).

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot \left[T_W - \left(T_{\text{Gas}} + r^* \frac{U_W^2}{2 \cdot c_p} \right) \right] \quad (3.29)$$

Der Rückgewinnungsfaktor r^* hat für die turbulente Strömung Werte $0.87 < r^* < 0.89$, siehe Eckert und Weise (1942). Für die im Versuch häufig verwendete Temperaturdifferenz von $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}} = +1.25$ K (z.B. $T_W = 294.25$ K, $T_{\text{Gas}} = 293$ K, Gas: Luft) ergibt sich beispielsweise mit $U_W = 60$ m/s ein negativer Wert für den letzten Faktor aus Gl.3.29.

$$\left[T_W - \left(T_{\text{Gas}} + r^* \frac{U_W^2}{2 \cdot c_p} \right) \right] = 294.25\text{K} - \left(293\text{K} + 0.88 \frac{(60\text{m/s})^2}{2 \cdot 1009 \text{ J/kg} \cdot \text{K}} \right) = -0.32\text{K}$$

Bei positiver und global betrachteter Wärmeübergangszahl α sowie positivem Wert für die Zylinderoberfläche A würde sich nach dem Beispiel ab $U_W > 53.5$ m/s der Wärmestrom \dot{Q} umkehren und die gesamte Zylinderwelle würde sich trotz $T_W > T_{\text{Gas}}$ erwärmen.

3.9.2 Durchführung der Messungen

Für die experimentell zu bestimmende Wärmeabgabe \dot{Q} der rotierenden und gegenüber dem umgebenden Gas wärmeren Zylinderwelle spielt die Eckertzahl Ec eine wesentliche Rolle. Sie gibt das Verhältnis der kinetischen Energie zur Enthalpiedifferenz in Wandnähe wieder. Der allgemeine Einfluss der Eckertzahl lässt sich aus der Energiegleichung für das Temperaturfeld sehr anschaulich herleiten. Da der Wärmeübergang an der Wand ein Vorgang der Wärmeleitung ist, gilt Gleichung 3.30.

$$\alpha_w = -\frac{\lambda}{\Delta T} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_Z} \quad (3.30)$$

Die Nusseltzahl Nu kennzeichnet den globalen Wärmeübergang von der Zylinderwelle an das Gas. Sowohl Zylinderdurchmesser D_Z als auch die global betrachtete Wärmeleitfähigkeit des Gases λ sind im Versuch feste Werte und nur die Wärmeübergangszahl α ist variabel, Gl. 3.31.

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D_Z}{\lambda} \quad (3.31)$$

Praktisch erfolgte die Erfassung der Messdaten mit der Infrarot-Thermografiekamera und einem Strahlungspyrometer. Nach Erreichen eines Zustandes, bei dem sich die Temperaturdifferenz ΔT nahezu konstant verhielt, konnten die drehzahlabhängigen Teilmessungen durchgeführt werden. Bei Aufzeichnung der gesamten Zylinderoberfläche durch die Infrarot-Thermografiekamera wurde festgestellt, dass T_W in Achsrichtung nahezu konstant ist und nur im oberen und unteren Viertel durch den Einfluss des Gehäuses um 0.2 °C abweicht, siehe Bild 91.

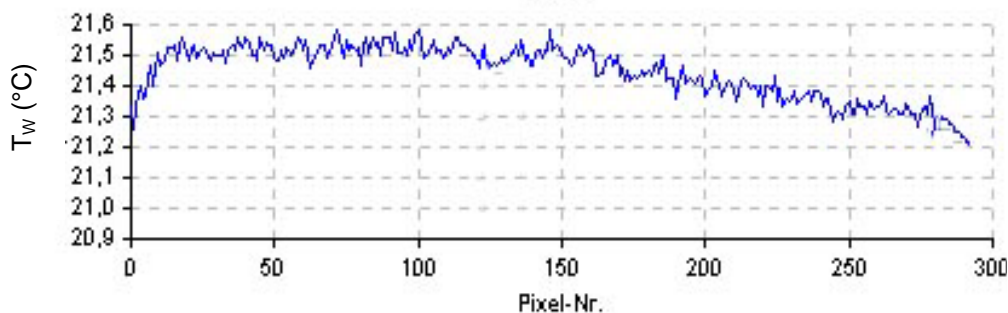


Bild 91: Oberflächentemperatur der rotierenden Zylinderwand ($Re = 0.6$ Mio., $D_Z = 300$ mm, $H_Z = 400$ mm, Pixel Nr.0: $z = 400$ mm, oben, Pixel Nr. 290: $z = 0$ mm, unten).

Die drehzahlabhängige Wärmeübergangszahl α lässt sich über die gemessene Temperatur T_W und den physikalischen Eigenschaften des Zylinders (Geometrie, Material, Masse usw.) durch Gleichung 3.32 bestimmen.

$$\alpha = \frac{\dot{Q}_Z}{A \cdot \Delta T} = \frac{\dot{Q}_Z}{A \cdot (T_W - T_{\text{Gas}})} \quad (3.32)$$

Die Aufnahme der Messdaten \dot{Q}_Z und ΔT vollzog sich nach folgendem Schema: Nachdem die Messgeräte eingerichtet und die gewünschte Temperaturdifferenz ΔT einen stabilen Wert (Beharrungszustand) durch das Heiz- /Kühl-System erreichte, wurde die temperierte Zylinderwelle auf die jeweils gewünschte Drehzahl n gebracht. Die Aufnahme der Messdaten erfolgte nach einer Reaktionszeit der Messsensoren (maximale Trägheit 5s, Trägheit der Thermoelemente $T_{68\%} = 2\text{s}$). Nach 10 bis 20 Sekunden stellten sich konstante Temperaturen T_{Gas} ein, T_W änderte sich an der Oberfläche ohne nennenswerte Zeitverzögerung, siehe Bilder 92 und 94.

3.9.3 Auswertung der Messdaten

Am Beispiel einer Auswertung der Messdaten soll die Bestimmung des globalen Wärmeübergangs durch die Nusseltzahl Nu veranschaulicht und erklärt werden: Nach Abgleich der Messsysteme wurde zuerst die angestrebte Temperaturdifferenz $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}} = 1 \text{ K}$ über einen Zeitraum von 300 s ohne Rotation innerhalb einer vorgegebenen Toleranz ($\pm 0.25 \text{ K}$) vom Heiz-/Kühl-System erreicht. Bild 92 zeigt exemplarisch die während dieses Versuches aufgenommenen Messdaten: Die Wandtemperatur T_W (rot) und die innerhalb von 10 s gemittelte Wandtemperatur T_W (dunkelrot) sowie die Gastemperatur T_{Gas} (blaue Linie). Letztere wurde in der Außenströmung bei $r = 550 \text{ mm}$ ($z = 200 \text{ mm}$) im geschlossenen Gehäuse erfasst.

Die drehzahlabhängigen Temperaturverläufe T_W und T_{Gas} machen die Umkehr des globalen Wärmeübergangs deutlich: Sobald die Zylinderwelle mit niedriger Drehzahl rotiert (Bild 92, Zeitabschnitt: 11:23:00 bis 11:27:00), wird die Zylinderwand durch das Gas (hier Luft) abgekühlt. Für höhere Drehzahlen (Bild 92, ab 11:27:00 mit $U_W > 40 \text{ m/s}$) erhöhen sich jedoch Wand- und Gastemperatur T_W und T_{Gas} . Da T_{Gas} im geschlossenen System trotz Wärmeaufnahme nicht größer wird als T_W , muss der Temperaturanstieg der rotierenden Zylinderwand unter anderem von den drehzahlabhängigen Dissipationseffekten abhängig sein, siehe Geropp (1969), Peller und Straub (1984), Österle (1995) und Gschwendtner (2000).

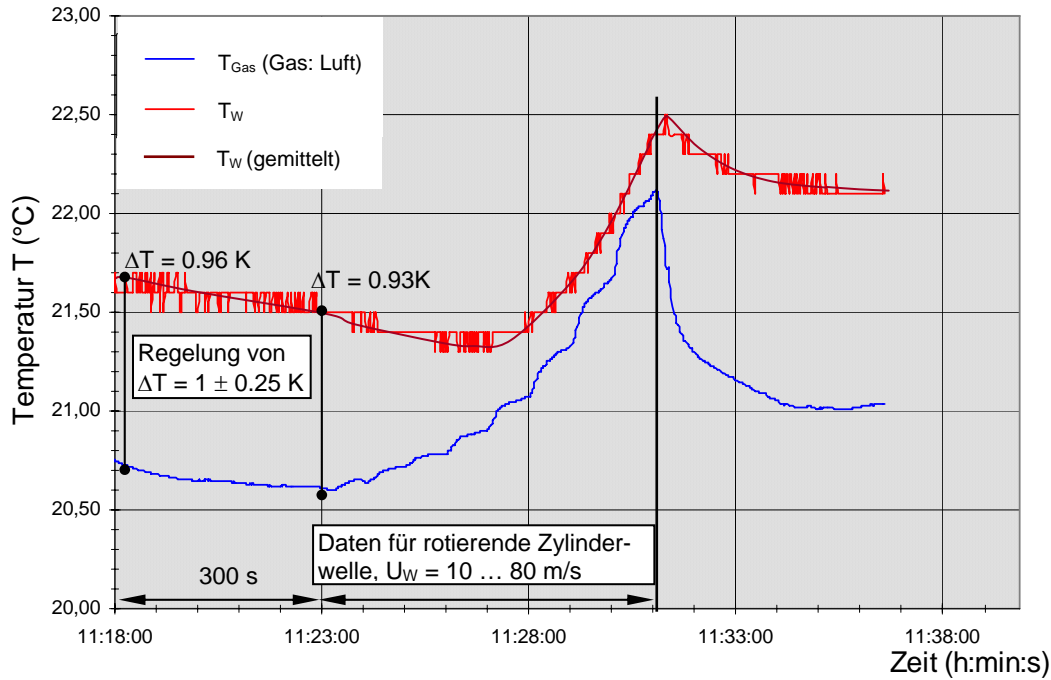


Bild 92: Drehzahlabhängige Temperaturverläufe T_w und T_{Gas} zur Ermittlung des globalen Wärmeübergangs $\dot{Q}_Z(n)$ einer rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle.

Die über die Zylinderwand und an das Gas (Luft) im geschlossenen Gehäuse abgegebene Wärmemenge ΔQ_Z wird in Gleichung 3.33 für $\Delta T = 0.95 \text{ K}$ bestimmt (vgl. Bild 92, Zylinderwelle Nr.5, $D_Z = 300 \text{ mm}$, Wandstärke: 8 mm , Höhe $H_Z: 400 \text{ mm}$).

$$\begin{aligned} \Delta Q_Z &= m_Z \cdot c \cdot \Delta T = \rho_Z \cdot V_Z \cdot c_{Al,20^\circ C} \cdot \overline{\Delta T} \\ &= 2710 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \left[\frac{\pi}{4} \left((0.3\text{m})^2 - (0.284\text{m})^2 \right) \cdot 0.4\text{m} \right] \cdot 896 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \cdot 0.95\text{K} = 6771\text{J} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Die Temperatur der Zylinderinnenwand wird durch das Heiz- /Kühl-System nahezu konstant gehalten. Nach Änderung der Drehzahl und einer Übergangszeit von maximal 20 s stellt sich ein konstanter Wärmestrom $\dot{Q}_Z(n)$ zwischen Zylinderwand und Gas im Gehäuse ein, Bild 93.

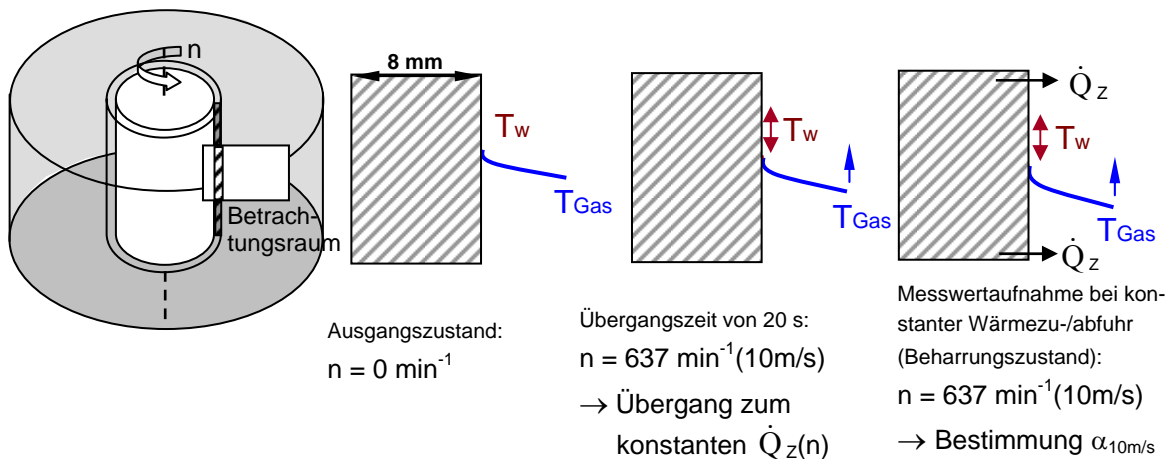


Bild 93: Drehzahlabhängige Temperaturänderungen an der Zylinderwand (grau schraffiert).

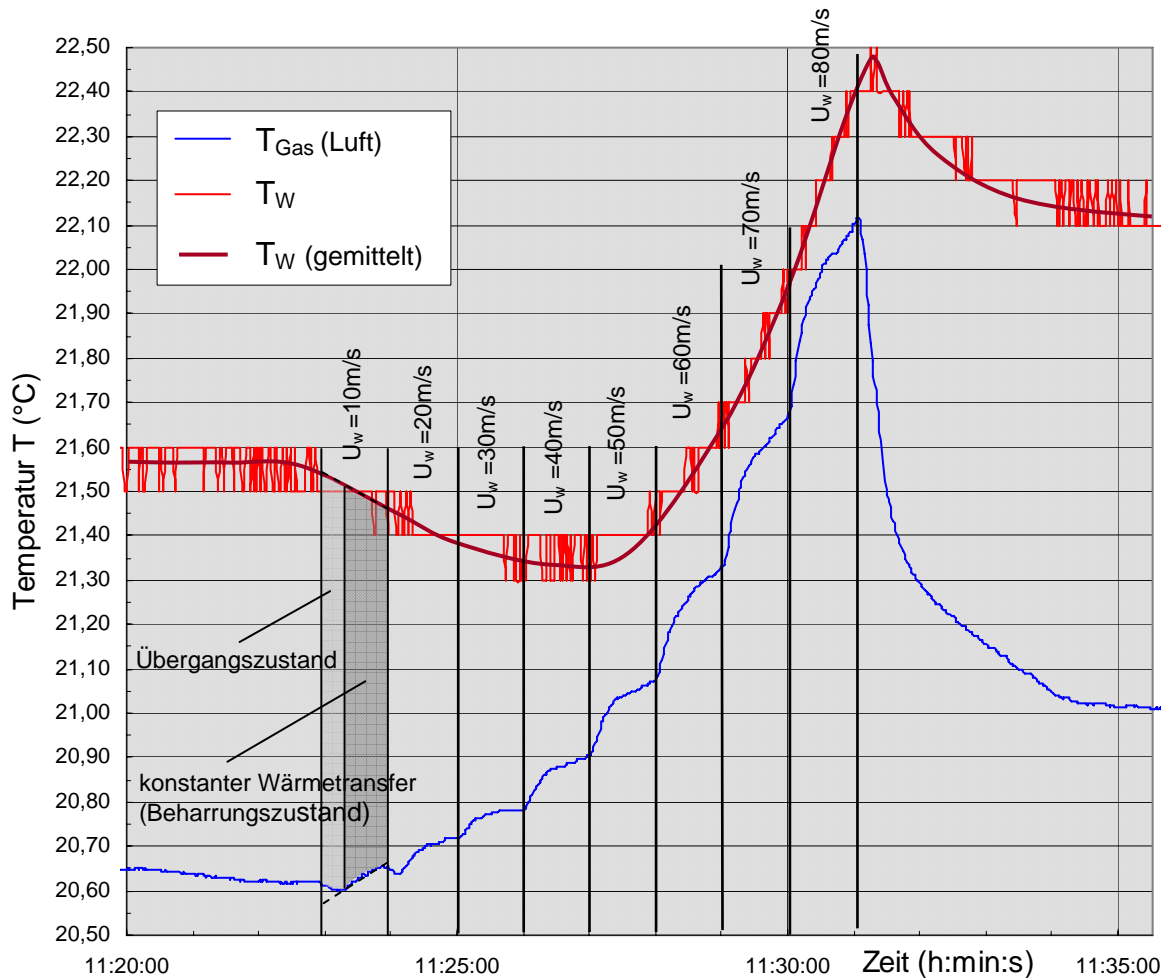


Bild 94: T_W und T_{Gas} (Messort: $r = 550 \text{ mm}$, $z = 200 \text{ mm}$) im geschlossenen Gehäuse.

Die Auswertung der Temperaturdaten erfolgt hier exemplarisch für $U_w = 10 \text{ m/s}$. Für alle anderen Wandgeschwindigkeiten gilt die gleiche Vorgehensweise. Im Beobachtungszeitraum von 40 s, für den ein nahezu konstanter Wärmetransfer gilt (Beharrungszustand), ergibt sich für $U_w = 10 \text{ m/s}$ aus den aufgezeichneten Daten eine quantitative Temperaturänderung von insgesamt 0,067 K. Gleichung 3.34 zeigt die Temperaturänderung pro Sekunde.

$$\Delta \dot{T} = 0.001667 \pm 0.0002 \text{ K/s} \quad (3.34)$$

Die abgegebene Wärmemenge $\dot{Q}_Z(n)$ pro Sekunde, die lediglich nur über die äußere Zylinderwand mit der Masse m_a abgegeben wird, zeigt Gl. 3.35. Hierbei wurde ein nahezu linearer Temperaturverlauf innerhalb der 8 mm dicken Zylinderwand angenommen. Da die Temperatur an der Zylinderinnenwand vom Heiz-/Kühl-System konstant gehalten wird, bezieht sich der Wärmetransfer auf ca. $m_a \approx m_Z/2$.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{10 \text{ m/s}} &= m_a \cdot c_{Al, 20^\circ\text{C}} \cdot \Delta \dot{T} = m_Z/2 \cdot c_{Al, 20^\circ\text{C}} \cdot \Delta \dot{T} \\ &= 7.955 \text{ kg} \cdot 0.5 \cdot 896 \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \cdot 0.001667 \frac{\text{K}}{\text{s}} = 5.94 \text{ W} \end{aligned} \quad (3.35)$$

Die Wärmeübergangszahl $\alpha_{10m/s}$ zwischen Zylinderwelle und umgebenden Gas berechnet sich aus dem Wärmetransfer $\dot{Q}_{Z,10m/s}$, der Austauschfläche A und der während des Beharrungszustands vorherrschenden gemittelten Temperaturdifferenz $\overline{\Delta T_{10m/s}} = \overline{T_W} - \overline{T_{Gas}}$, s. Gl. 3.36.

$$\alpha_{10m/s} = \frac{\dot{Q}_{Z,10m/s}}{A \cdot \overline{\Delta T_{10m/s}}} = \frac{5.94 \text{ W}}{0.377 \text{ m}^2 \cdot 0.88 \text{ K}} = 17.84 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \quad (3.36)$$

Schließlich ergibt sich mit der globalen Wärmeleitfähigkeit für das Gas Luft $\lambda_{Luft} = 0.0207(1 + 0.003 \cdot 9[^\circ\text{C}])$ die globale Nusseltzahl $Nu_{10m/s}$, Gl. 3.37.

$$Nu_{10m/s} = \frac{\alpha_{10m/s} \cdot D_Z}{\lambda_{Luft}} = \frac{17.84 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \cdot 0.3 \text{ m}}{0.022 \frac{\text{W}}{\text{mK}}} = 244 \pm 30 \quad (3.37)$$

Die Auswertung $Nu(Re)$ für alle Wandgeschwindigkeiten $0 \leq U_W \leq 80 \text{ m/s}$ zeigt Bild 95. Die Verläufe $Nu(Re)$ und $Ec(Re)$ führen zu einer zentralen Aussage dieser Arbeit. Sie sind von sämtlichen in Gl. 1.9 und Gl. 1.10 angegebenen Größen abhängig.

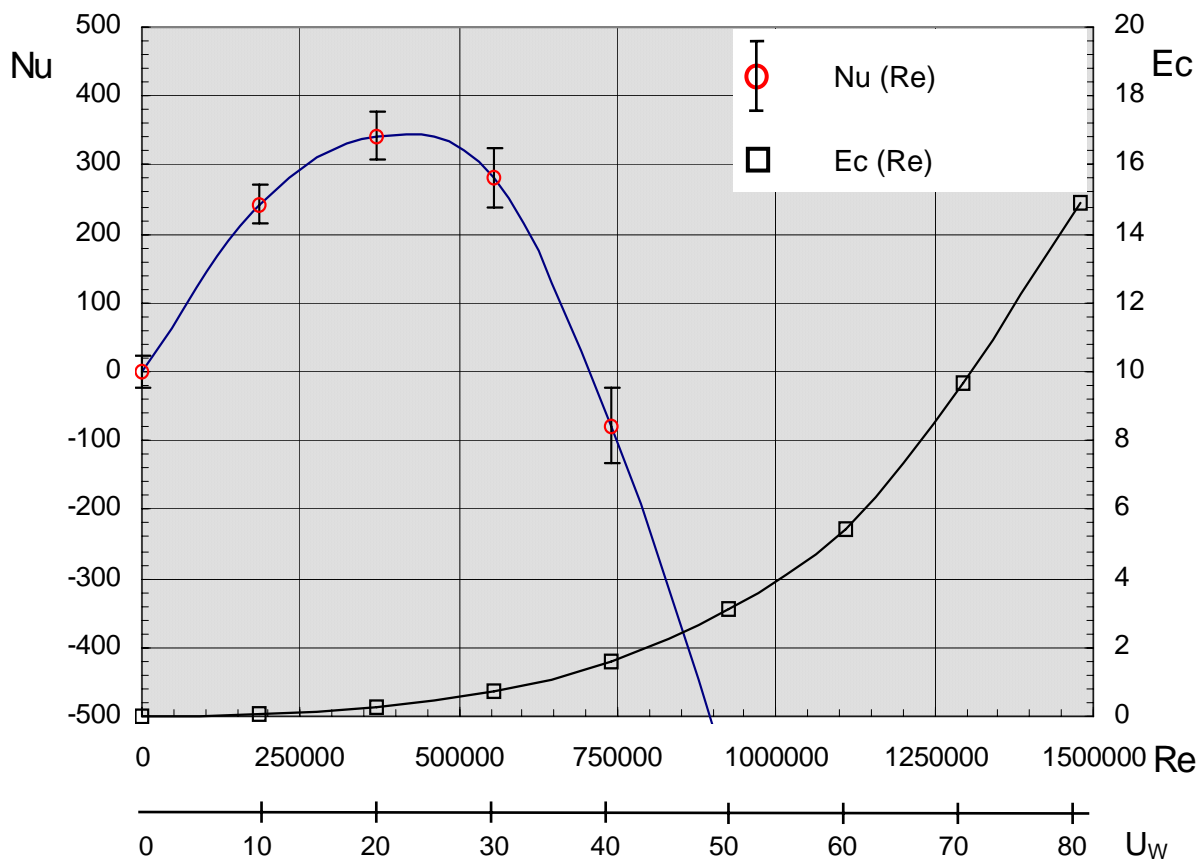


Bild 95: Aus den Temperaturdaten bestimmte Verläufe $Nu(Re)$ und $Ec(Re)$ für den Fall der rotierenden, schwach beheizten Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse ($D_Z = 300 \text{ mm}$, Gas: Luft).

Die wichtigsten Erkenntnisse in Bezug auf den globalen Wärmeübergang $Nu(Re)$ an der rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse können wie folgt zusammengefasst werden:

- Für niedrige Rotations-Reynoldszahlen Re existiert zwischen Zylinderwelle und dem im geschlossenen Gehäuse befindlichem Gas ein Wärmestrom, der von der Wellenoberfläche in das umgebende Gas gerichtet ist. Die Zylinderwelle kühlt sich ab ($T_W \downarrow$) und die Gastemperatur im Gehäuse erhöht sich ($T_L \uparrow$). Aus diesem Sachverhalt ergeben sich positive Wärmeübergangszahlen α und eine positive globale Nusseltzahl Nu .
- Für steigende Drehzahlen ($Re \uparrow$) ist aufgrund auftretender Dissipationseffekte in unmittelbarer Wandnähe ($y^+ \approx 10$) eine lokale Temperaturerhöhung festzustellen. Diese behindert die Wärmeabgabe $\dot{Q}_Z(n)$, so dass die Temperatur T_W nun nicht weiter absinken kann. Für eine globale Betrachtung bedeutet dies, dass weniger Wärmeenergie an das umgebende Gas abgegeben wird. Somit verringert sich die aus den Messdaten bestimmte Wärmeübergangszahl α . Die Nusseltzahl $Nu(Re, Ec, Pr, Eu, \text{Gasart}, R_Z, H_Z, R_B)$ steigt nicht mehr weiter an (stagniert), Bild 95.
- Erhöht sich die Drehzahl weiter ($Re \uparrow \uparrow$), so entsteht ein lokales Temperaturmaximum $T_{\text{Gas,max}}$. $T_{\text{Gas,max}}$ nimmt für den Fall kleiner Temperaturunterschiede ΔT einen höheren Wert als T_W an: $T_{\text{Gas,max}} > T_W$. Der Verlauf $Nu(Re, Ec, Pr, Eu, \text{Gasart}, R_Z, H_Z, R_B)$ durchläuft ein Maximum und ändert dann das Vorzeichen in der Steigung.

Lokal betrachtet dreht sich der Wärmestrom $\dot{Q}_Z(n)$ im wandnahen Bereich um, global ergibt sich zwischen Zylinderwand und dem Gas im Außenbereich der beschriebene Eckertzahl-Effekt: Die gegenüber dem Gas wärmere und schnell rotierende Zylinderwelle erwärmt sich mit zunehmender Drehzahl n weiter und gibt keine Wärme an das umgebende Gas ab, vgl. hierzu auch die Ausführungen von Yildiz (1964).

Die im Bild 95 dargestellte Eckertzahl Ec (Verhältnis der kinetischen Energie $U_W^2/2$ zur drehzahlabhängigen Enthalpiedifferenz mit der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}}$) steigt während der Messung aus folgenden Gründen nichtlinear an: Neben der Steigerung der Wandgeschwindigkeit U_W nimmt im Zuge der sukzessiv vorgenommenen Drehzahlerhöhungen $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}}$ für steigende Rotations-Reynoldszahlen Re ab. Dies ist darauf zurückzuführen, dass T_{Gas} im geschlossenen Gehäuse für steigende Drehzahlen zunimmt, s. Bild 94.

Die Berechnung der Wärmeübergangszahl α zeigt: Mit der Definition nach Gleichung 3.32 erhält α einen negativen Wert für hohe Rotations-Reynoldszahlen Re . Konsequenterweise muss somit auch die global betrachtete Verlauf $Nu(Re)$ gemäß Gleichung 3.31 für negative α einen negativen Wert einnehmen. Bild 96 zeigt die messtechnisch erfassten Verläufe $Nu(Re)$ für verschiedene Temperaturdifferenzen ΔT , Bild 97 zeigt den Einfluss des Gasdruckes auf den Verlauf des globalen Wärmeübergangs $Nu(Re)$.

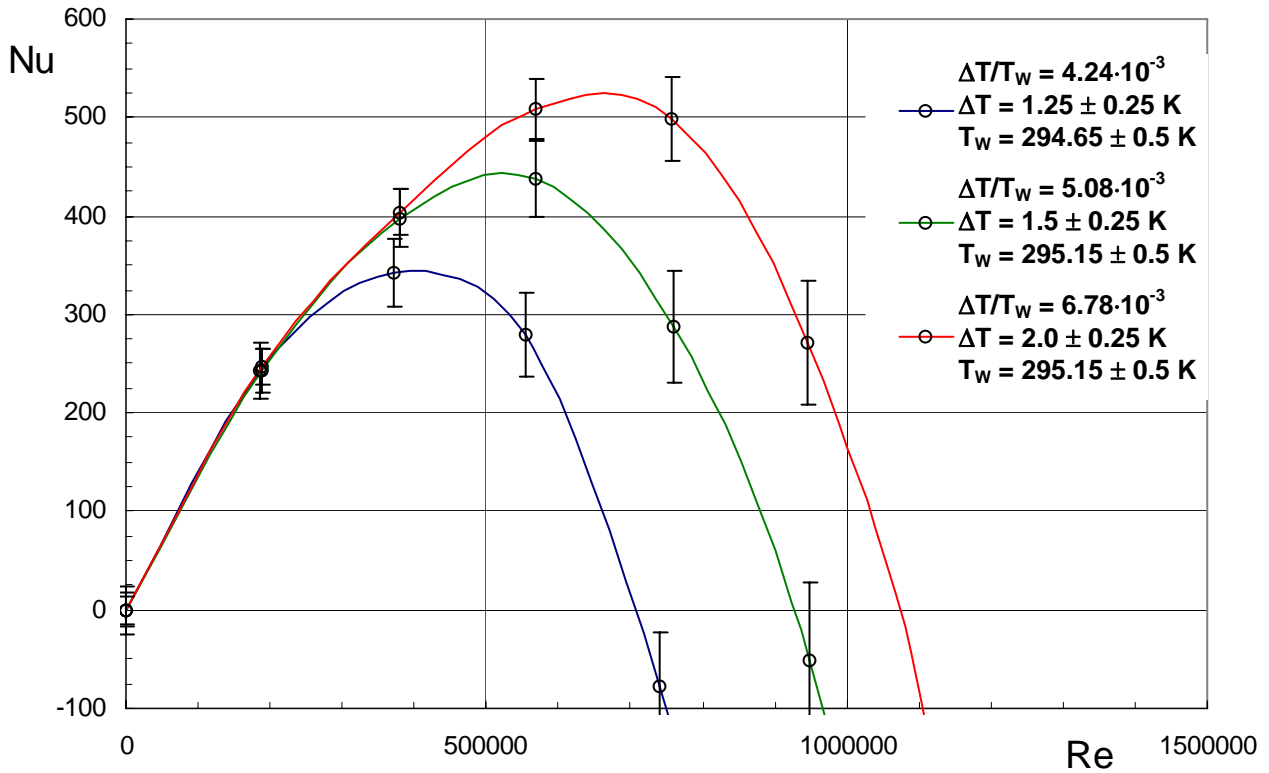


Bild 96: Verlauf des globalen Wärmeübergangs $Nu(Re)$ an der rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle ($D_Z = 300 \text{ mm}$, $\Delta T = T_w - T_{\text{Gas}} = 1.25 \dots 2.0 \pm 0.25 \text{ K}$, Gas: Luft, $p_L = 974 \text{ mbar}$).

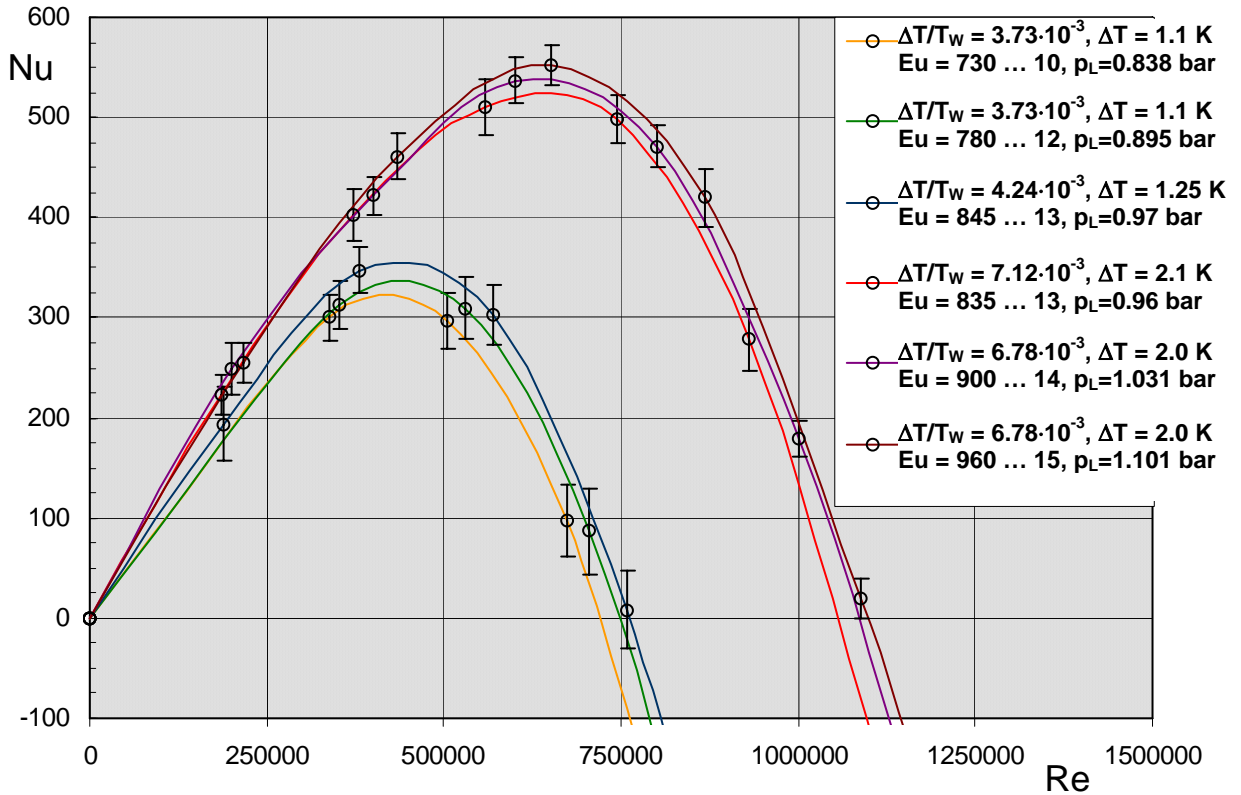


Bild 97: $Nu(Re)$ an der rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse, Variation des Gasdruckes ($D_Z = 300 \text{ mm}$, Gas: Luft).

Bei Variation des Gasdruckes, der durch die Eulerzahl $Eu(p_L, U_W, \rho_L)$ beschrieben werden kann, ist in Bild 97 für die unterschiedlichen Temperaturdifferenzen $\Delta T = 1.1 \pm 0.25 \text{ K}$ und $2.0 \pm 0.25 \text{ K}$ zu erkennen, dass der globale Wärmeübergang für steigende Gasdrücke stärker ansteigt und sich erst für größere Drehzahlen umkehrt.

Bild 98 zeigt die Umkehr des globalen Wärmeübergangs, der mit einer IR-Kamera visualisiert wurde. Die Thermografieaufnahmen zeigen die Wandtemperatur T_W der rotierenden aufgeheizten Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse. Bei Erhöhung der Drehzahl (Bildbetrachtung von links nach rechts) wird folgendes festgestellt: Bis zu Wandgeschwindigkeiten $U_W \leq 40 \text{ m/s}$ gibt die Zylinderoberfläche Wärme an das umgebende Gas ab und die Wandtemperatur T_W sinkt. Für $U_W > 40 \text{ m/s}$ wird die gesamte Welle durch auftretende Dissipationseffekte (Eckertzahl-Effekt) erwärmt, vgl. auch Bild 94.

Die rechte Aufnahme in Bild 98 zeigt, dass Einflüsse der Geometrie (Gehäuseboden und -deckel, Größe des Ringspalts) – auch aufgrund der Wärmeleitung λ_Z der Zylinderwand – vorhanden sind.

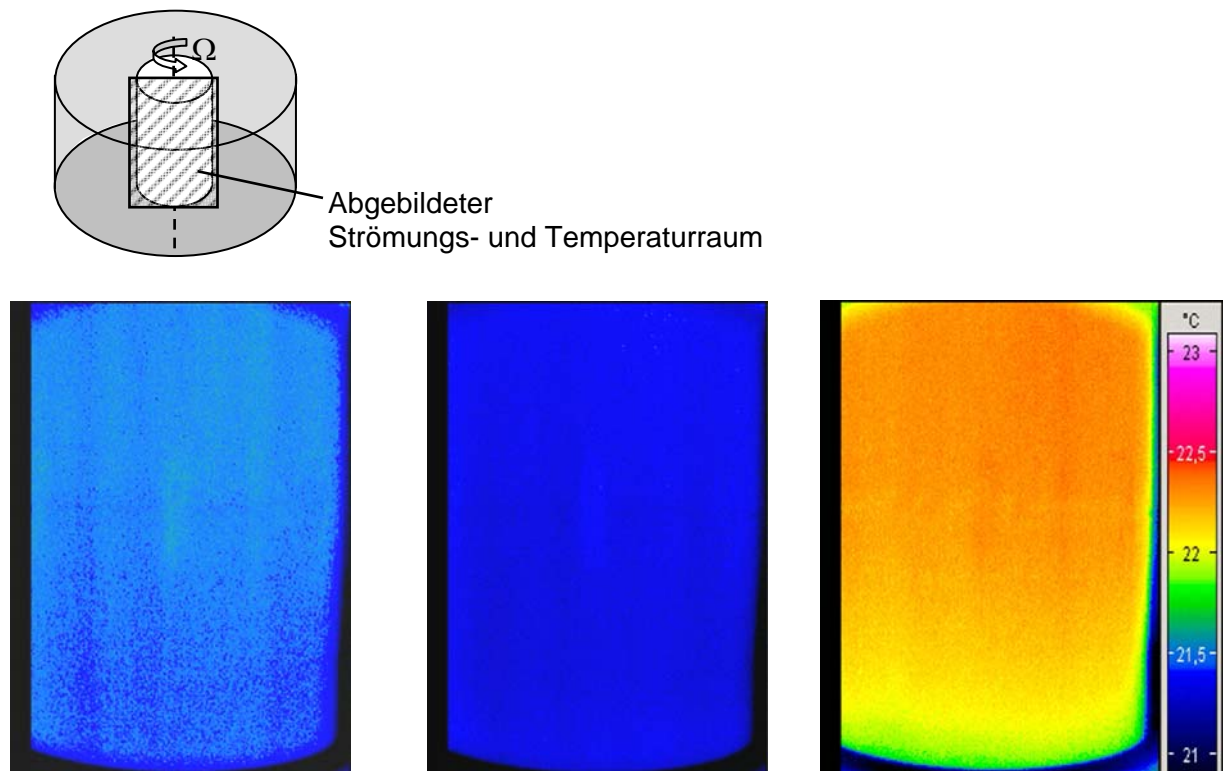


Bild 98: IR-Thermografieaufnahmen zur redundanten Bestimmung von T_W , wobei $T_W > T_{\text{Gas}}$. Visualisierung des globalen Wärmeübergangs an der rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle (i. V. m. Bild 94, $z = H_Z/2$, Gas: Luft, $p_L = 976 \text{ mbar}$):

- | | |
|---------|--|
| Links: | $U_W = 10 \text{ m/s}$, $Ec = 0.1$, $T_W = 21.5 \text{ °C}$, $Eu = 850$. |
| Mitte : | $U_W = 30 \text{ m/s}$, $Ec = 0.7$, $T_W = 21.25 \text{ °C}$, $Eu = 95$. |
| Rechts: | $U_W = 80 \text{ m/s}$, $Ec = 15$, $T_W = 22.3 \text{ °C}$, $Eu = 13$. |

3.9.4 Vergleich $Nu(Re)$ mit Numerischen Untersuchungen

Neben der experimentellen Methode steht der numerische Weg zur Lösung realer Strömungen mit Wärmeübergang zur Verfügung. Für den Fall der im Gehäuse rotierenden, schwach aufgeheizten Zylinderwelle besteht auch die Möglichkeit einer analytischen Abschätzung, welche weitere Vergleiche und eine grobe Hilfestellung für die bisher beschriebenen Effekte bietet, siehe hierzu auch Wärmeübergangsbetrachtungen in der Grenzschicht von Van Driest (1951a) und Kapitel 4. Für die numerische Simulation sind im Allgemeinen zwei Schritte erforderlich:

1. Entwicklung eines physikalisch-mathematischen Modells aus einem Satz von Grundgleichungen der Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichungen in differentialer oder integraler Form. Die Gleichungssysteme (Matrix) werden punktförmig auf Stützstellen (Knoten eines Rechnernetzes) inklusive Rand- und Anfangsbedingungen aufgestellt.
2. Lösung des Gleichungssystems des physikalisch-mathematischen Modells, in der Art, dass
 - a) Näherungslösungen eines diskreten Systems entwickelt und Fehler unterhalb einer vorgegebenen Schwelle erreicht werden,
 - b) Lösungen für Grenzwerte von Parametern (z.B. $Re \rightarrow \infty$) oder Koordinaten gesucht werden und aus dieser so genannten asymptotischen Methode Näherungslösungen für endliche Parameter gewonnen werden.
 - c) Bestimmung einer analytischen Lösung der Grundgleichungen mit akzeptablen Vereinfachungen.

Der Vergleich zwischen dem experimentell bestimmten Verlauf $Nu(Re)$ und der numerischen Untersuchung muss vor allem den bisher herausgearbeiteten Aspekt berücksichtigen, dass der für die Dissipationseffekte wichtige wandnahe Bereich $y^+ \approx 10$ und die im gesamten Strömungsgebiet hierauf wirkenden Effekte in der numerischen Modellierung beschrieben werden können. Bei der numerischen Untersuchung der Strömung um eine rotierende Zylinderwelle treten bekannte Problematiken bzw. Schwachstellen der CFD-Modellierung auf (vgl. Jooss, 2001): Die rotationssymmetrische Strömung im axialsymmetrisch geschlossenen Gehäuse steht unter Einflüssen von Flieh- und Corioliskräften, so dass sich die Strömung in einem so genannten Nichtgleichgewicht befindet, siehe hierzu beispielsweise Ergebnisse zu Wärmeübergangsuntersuchungen an einem rotierenden Kühlkanalmodell, Rathjen (2003). Weitere Herausforderungen an die CFD sind durch die starken Geschwindigkeitsgradienten in unmittelbarer Wandnähe zusammen mit Wirbelskalen kleinster bzw. größter Abmessungen ($Re_{\max}^{3/4} = 2 \text{ Mio.}^{3/4} = L/l \rightarrow$ für $L \cong 0.2 \text{ m}$ haben kleinste Wirbelskalen eine Länge bzw. Durchmesser von $4 \mu\text{m}$) gegeben.

Aus diesen Gründen können aus den numerischen Ergebnissen und deren Vergleich mit Messdaten nicht nur für die praktische Anwendung, sondern auch für die Weiterentwicklung der CFD-Modellierung interessante und ergänzende Aussagen gewonnen werden, beispielsweise in Bezug auf Turbulenzmodellierungen mit Wärmeübergangsaussagen, siehe Menter et. al. (2002). Bezüglich der numerischen Berechnung der Strömung ist grundsätzlich bekannt, dass das k - ω -Modell – insbesondere das SST-Modell² – für rotierende Strömungen besser geeignet ist als das häufig eingesetzte k - ε -Modell. Reynoldsspannungsmodelle haben den Nachteil, dass die Vorgeschichte der Strömung berücksichtigt werden muss. Gerade diese ist jedoch durch die rotationssymmetrische Strömung äußerst komplex, siehe Menter (2002). LES (*Large Eddy Simulation*) und DNS (*Direct Numerical Simulation*) kommen daher auch für den hier vorliegenden Fall nicht in Frage.

Insbesondere für die Modellierungen der Wandfunktionen, die für den hier vorliegenden Fall im wandnahen Bereich $y^+ < 50$ der rotierenden Zylinderwelle besonders wichtig sind, ist bekannt, dass diese Auswirkungen auf das gesamte Strömungsfeld haben, Wilcox (1993). Die häufig eingesetzte Betrachtung des turbulenten Energiegleichgewichts (lokale Produktion entspricht der Dissipationsrate) berücksichtigt im Gegensatz zu so genannten Nichtgleichgewichts-Wandfunktionen die an der rotierenden Welle auftretenden Druckgradienten zu wenig. Deshalb müssen für die Gleichgewichts-Wandfunktionen (*equilibrium models*) zusätzliche Modellierungen (Schemata) implementiert werden.

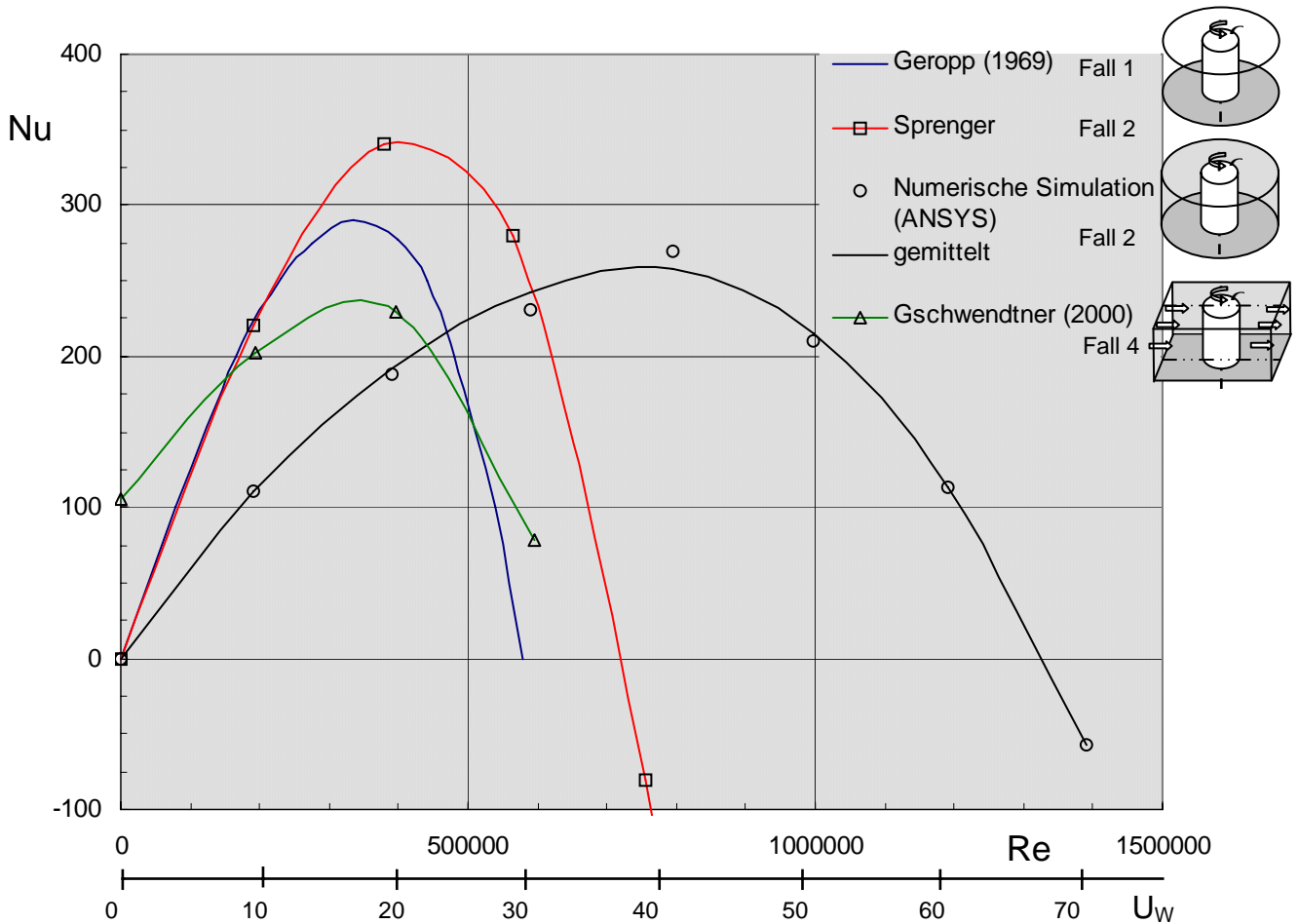
Für die numerische Untersuchung zum Verlauf des globalen Wärmeübergangs $Nu(Re)$ wurde die kommerzielle Software ANSYS 5, ein klassisches Finite-Volumen-Verfahren, verwendet. Anhand von Gleichungssystemen, die in Teilgebieten an den Knotenpunkten der Volumina aufgestellt werden, werden Formfunktionen niedriger Ordnung gewählt, deren Näherungslösungen für die Bestimmung des Gesamtgebietes bereitgestellt werden, siehe Tjaden (2002). Anstelle der partiellen Differentialgleichungen werden integrale Verfahren eingesetzt, wobei an den Elementknoten der gewählten Volumina (in Zylinderkoordinaten) die jeweiligen Integralausdrücke durch algebraische Ansätze ersetzt werden. Zusätzliche Einstellungen wie beispielsweise die so genannten *transient thermal analysis* (Bestimmung der Temperaturverteilung unter Einwirkung zeitlich abhängiger Lastbedingungen) und das *coupled field* (Berücksichtigung weiterer physikalischer Vorgänge, z. B. auftretende Corioliskräfte) erlauben eine detaillierte und realistischere numerische Behandlung.

² SST: Shear Stress Transport. Modifikation des Zweigleichungs-, Low-Reynoldszahl Standard k - ω Modells. Bei dieser Version kommt es zu einem Wechsel vom k - ω Modell im Inneren der Grenzschicht zum High-Reynoldszahl k - ε Modell außerhalb der Grenzschicht. Im Weiteren ist noch die turbulente Viskosität anders definiert.

Für den Fall der rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse wurde wie folgt vorgegangen:

1. Netzgenerierung: Symmetrien wurden bei der Geometrieerstellung ausgenutzt, in 60° bis 360° -Segmenten sind für die Rechnung 5-10 Knoten in Umfangsrichtung, 100-200 in radialer und 40 in achsparalleler Richtung verwendet worden. Die Netzgenerierung erlaubte trotz Konzentration der Stützstellen auf die wandnahen Bereiche einen minimalen Knotenabstand zur rotierenden Wand von $y_{\min} = 0.2$ mm, so dass das für geringere Wandabstände vorhandene lokale Temperaturmaximum durch die vorgegebenen wandnahen Funktionen berücksichtigt werden muss.
2. Modellierungen: Für die Modellierung des Bereichs zwischen dem ersten Knoten und der Zylinderwand stehen Modelle nach *Van Driest* (Modifikation des Prandtlschen Mischwegmodells mit Dämpfungsfunktion), *Launder-Spalding* und das Modell von *Baldwin-Lomax* (unterschiedliche turbulente Wirbelviskositäten für den Innen- und Außenbereich) zur Verfügung. Für die durchgeführten CFD-Rechnungen wurde neben dem $k-\omega$ -Modell das *Launder-Spalding*-Modell zusammen mit einem *MSU*-Schema (Diskretisierung des Druckterms) und dem *SUPG*-Schema (gekoppelte Transportgleichungen für Moment, Turbulenz und Energie) eingesetzt, vgl. hierzu Tjaden (2002). Das nach Launder und Spalding (1974) entwickelte Modell wurde im Programm ANSYS-FLOTTRAN verwendet, es berücksichtigt sowohl die viskose Unterschicht als auch den Übergang in den vollturbulenten Bereich, vgl. ANSYS Theory Manual (2001).
3. Unter den angegebenen Randbedingungen, die vollständig im Anhang A2 aufgeführt sind, konnten wichtige Aspekte – beispielsweise die Tatsache, dass die Geschwindigkeit an der Wand die maximale Strömungsgeschwindigkeit darstellt – berücksichtigt werden.

In Bild 99 werden Verläufe $Nu(Re)$, die aus eigenen Messungen, Messdaten anderer Autoren und aus numerischer Simulation gewonnen wurden, aufgeführt. Ergebnis: Durch die Knotendichte wird beim numerisch bestimmten Verlauf das lokale Temperaturmaximum in Wandnähe unzureichend erfasst. Tjaden (2002) zeigt neben diesen Ergebnissen die Abhängigkeit des Verlaufes $Nu(Re)$ vom gewählten wandnächsten Knotenpunkt des Netzes: Wird das Netz so angepasst, dass unabhängig von der Wandgeschwindigkeit (und somit u_τ) sich die erste berechnete Koordinate (Knoten) bei $y^+ \approx 30$ befindet (statt $y^+ \approx 220$ für $U_w = 90$ m/s), so ändern sich die Verläufe $Nu(Re)$ gravierend, Bild 100.



Fall 1: Rotierende Zylinderwelle in freier Umgebung (ohne Gehäuse). Mit den Messdaten von Yildiz (1964) $D_z = 57$ bis 722 mm, $H_z = 508$ mm übereinstimmender theoretisch bestimmter Verlauf von Geropp (1969), vgl. Gl. 1.1 und Bild 9. $Pr = 0.7$, $Pr_{tur} = 0.9$, $\Delta T = 1.25$ K, $T_L = 293$ K, $p_L = 1$ bar
 Fall 2: Rotierende Zylinderwelle innerhalb eines geschlossenen axialsymmetrischen Gehäuses, $D_z = 300$ mm, $H_z = 400$ mm, $D_z = 300$ mm, $Pr = 0.7$, $Pr_{tur} = 0.9$, $\Delta T = 1.25$ K, $p_L = 0.96$ bar, $T_L = 295$ K
 Fall 4: Rotierende Zylinderwelle mit Queranströmung innerhalb einer rechteckigen Messstrecke, $D_z = 50$ mm, $H_z = 150$ mm, Breite x Höhe des Kanals: 400×150 mm, Anström-Reynoldszahl = 16000

Bild 99: Verlauf des globalen Wärmeübergangs $Nu(Re)$ für die rotierende, schwach temperierte Zylinderwelle (Für Fall 3 liegen keine Daten für $Re > 100000$ vor, siehe Kap. 4.3).

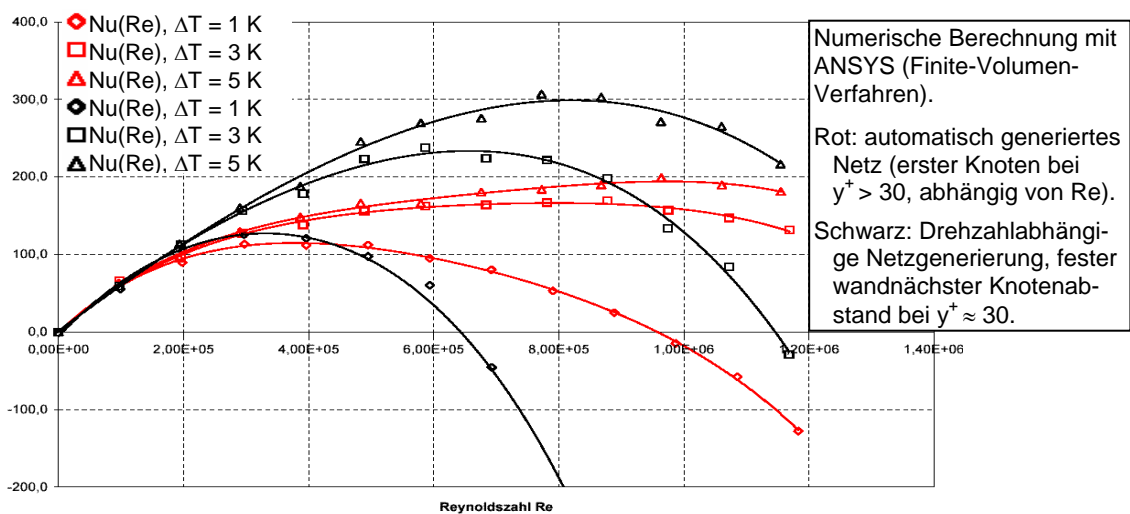


Bild 100: Einfluss des für die CFD-Rechnung generierten Netzes auf den numerisch bestimmten Verlauf $Nu(Re)$ für Fall 2. Quelle: Tjaden (2002).

Zunächst kann beim Vergleich der Verläufe $Nu(Re)$ grundsätzlich festgestellt werden, dass die experimentellen und numerischen Ergebnisse für den Fall 2 (rotierende Zylinderwelle im Gehäuse), aber auch für Fall 1 (rotierender Zylinder ohne Gehäuse) und Fall 4 (quer angeströmter rotierender Zylinder im rechteckigen Gehäuse) eine Umkehr des globalen Wärmeübergangs wiedergeben. Unterschiede im Einfluss der Rotations-Reynoldszahl Re auf den Wert Nu_{\max} und in der Größe der Werte Nu können folgende Ursachen haben: unterschiedliche Geometrieinflüsse, Beschaffenheit der Zylinderwelle (H_Z/D_Z , Oberfläche) und angewandte Messverfahren. Bezüglich der numerischen Untersuchungen wird im Ergebnis festgestellt: trotz sorgfältiger Behandlung der oben beschriebenen bekannten Problematiken bzw. Schwachstellen der CFD-Modellierung für die komplexe Strömung um die rotierende Welle zeigen die Ergebnisse Abweichungen in der Intensität (-25%) und vor allem im Einfluss der Rotation. $Nu(Re)_{\max}$ wird erst für annähernd doppelt so hohe Drehzahlen festgestellt.

Im Vergleich zur theoretischen Bestimmung des Verlaufs $Nu(Re)$ durch Geropp für den rotierenden Zylinder ohne Gehäuse (Fall 1) ergibt sich ein um 15% größerer, aber dennoch gut vergleichbarer Wert für $Nu(Re)_{\max}$, der an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse für annähernd gleiche Rotations-Reynoldszahlen Re zustande kommt. Messungen von Yildiz (1964), die für höhere Temperaturdifferenzen ΔT durchgeführt worden sind und daher nicht mit Daten aus Bild 99 verglichen wurden, bestätigen zudem die Theorie, siehe Bild 8. Der Gschwendtner-Verlauf für den Fall des quer angeströmten rotierenden Zylinders im rechteckigen Gehäuse fällt dagegen niedriger aus. Dies ist auf geometrische Einflüsse ($H_Z/D_Z = 3$, Breite des Kanals bezogen auf den Zylinderdurchmesser $b/D_Z = 8$) und vor allem auf die Anströmung zurückzuführen.

Folgende Fehler sind im Rahmen der durchgeführten CFD-Rechnungen für den Fall der rotierenden, schwach beheizten Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse festzuhalten:

1. Modellierung der wandnahen Schicht. Der in diesem Bereich zu bestimmende intensive Dissipationsanstieg (Singularitäten) wird teilweise durch numerische Fehler, vor allem aber durch die zu geringe Knotendichte in Wandnähe nicht korrekt bestimmt. Bei Variationen des Abstandes (Zylinderwand – 1. Knoten) ergaben sich unterschiedliche Ergebnisse, beispielsweise im Wärmeübergang, vgl. hierzu auch Untersuchungen von Wilcox (1993). Zusätzlich war auch die Güte der CFD-Rechnung vom Ort des ersten Knotenpunktes abhängig.
2. Behandlung der Mischungsweglänge l : Aufgrund der Turbulenz in Wandnähe und weiterer Effekte (z.B. Flieh- und Corioliskräfte) zeigen die Messdaten (Schwankungsgeschwindigkeiten, Frequenzanalysen), dass sich l nicht proportional zum Wandabstand ändert, sondern dass Mikroskalen überproportional zur Wand an Intensität zunehmen.

Das Strömungsmodell *equilibrium turbulent flows* soll diesen Aspekt berücksichtigen, ist jedoch wahrscheinlich für den vorliegenden Fall der um die Zylinderwand mitbewegten Strömung nicht optimal ausgelegt, vgl. hierzu Jooss (2001).

3. Für hohe Wandgeschwindigkeiten konvergiert der Druckwert immer schlechter, da wahrscheinlich sowohl die Änderungen in Wandnähe als auch die für hohe Drehzahlen zunehmende Sekundärströmung nicht ausreichend berücksichtigt werden kann, siehe Tjaden (2002). Bei Variation des Rechengebietes (60° bzw. 360°-Segment) ergaben sich Unterschiede im Druckverlauf. Ein volles 3D-Gitter (360°-Segment) mit vielen Knoten wäre die beste Lösung (> 576.000 Knoten).
4. Schließlich spielt die Modellierung der Wärmeübertragung aufgrund der Kopplung von turbulentem Strömungsfeld und Temperaturfeld eine entscheidende Rolle. In diesem Fall benötigt der zu bestimmende Wärmefluss eine deutlich höhere Netzauflösung, was beispielsweise unter anderem Blottners (1990) Rechnungen bestätigen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden: Die Entwicklung von CFD-Programmen wurde in den letzten Jahren intensiv vorangetrieben. Dennoch ist es nur bedingt möglich, komplexe Strömungen wie die um eine im geschlossenen Gehäuse schnell rotierende und schwach aufgeheizte Zylinderwelle, die zusätzlichen Volumenkräften (Flieh- und Corioliskräfte) ausgesetzt sind, inklusive Wärmeaustausch zu berechnen. Die Diskrepanz zwischen simuliertem und experimentell ermitteltem Verlauf $Nu(Re)$ ist daher noch recht groß.

4. Vereinfachte analytische Beziehungen zwischen Strömung und Wärmeübergang an der rotierenden Zylinderwelle

In den vorangegangenen Kapiteln wurden vor allem experimentelle, aber auch numerische Problemstellungen der Strömung und des Wärmeübergangs an der rotierenden Zylinderwelle untersucht. Die Ergebnisunterschiede zwischen Numerik und Messungen, deren Ursachen insbesondere im Kapitel 3. erläutert werden, sind z. T. beträchtlich, wenn auch die Physik tendenziell richtig beschrieben wird.

Daher werden im Folgenden vereinfachte analytische Beziehungen hergeleitet, die die Kopplung des Strömungs- und Temperaturfeldes an rotierenden Zylinderwellen beschreiben und qualifizieren können. So werden universelle Ansätze für den Geschwindigkeitsverlauf $v_\varphi(r)$ und den damit gekoppelten Temperaturverlauf $T(r)$ formuliert. Damit ist es u. a. auch möglich, explizite Aussagen über den Ort und die Größe des Temperaturmaximums $T(r)_{\max}$ und der Veränderung des Wärmeübergangs an der Zylinderwand in Abhängigkeit aller relevanten Kennzahlen einer Versuchsanlage zu machen. Neben den physikalischen Erkenntnissen werden damit zugleich einfache Grundlagen für die Ingenieurspraxis geschaffen, mit denen wichtige Abschätzungen auch für andere Versuchsanlagen (z.B. Geometrien) zur Thematik der rotierenden Zylinderwelle vorgenommen werden können.

Der vorliegende analytische Formelmechanismus für den Fall der rotierenden, schwach aufgeheizten Zylinderwelle wird mit eigenen und fremden Messdaten verglichen und mit analytisch geschlossenen Lösungen aus der Literatur getestet.

4.1 Abhängigkeiten relevanter Größen um die rotierende Zylinderwelle

Während CFD-Modellierungsansätze darum bemüht sind, beispielsweise einen Zusammenhang zwischen der turbulenten Wirbelviskosität $\mu_{\text{tur}}(r)$ und den Größen $v_\varphi(r)$, $v_r(r)$, $v'_\varphi(r)$ und $v'_r(r)$ oder aber auch eine Beziehung zwischen der turbulenten kinetischen Energie k und der Dissipation ε herzustellen, sollen hier für den Spezialfall der turbulenten Strömung um die rotierende, schwach beheizte Zylinderwelle die wichtigsten Abhängigkeiten zwischen Strömungs- und Temperaturfeld aus den vereinfachten Erhaltungsgleichungen abgeleitet werden. Denn die Einflüsse sehr unterschiedlicher Geometrieberandungen um die rotierende Zylinderwelle führen im Allgemeinen auf komplexe dreidimensionale, druckabhängige Strömungs- und Temperaturfelder. Eine detaillierte und umfassende Darstellung dieser Felder anhand des im Anhang aufgeführten umfangreichen Differentialgleichungssystems und der Turbulenzmodelle sind nur sehr bedingt möglich, siehe hierzu auch Kapitel 3.9.4.

Daher sind analytisch geschlossene Lösungsansätze für das Verständnis der physikalischen Sachverhalte und deren Abhängigkeit von einer großen Anzahl der Kennzahlen (Anhang A1) überzeugender als aufwendige numerische Ergebnisse.

4.1.1 Vereinfachte Erhaltungsgleichungen

Das im Anhang A2 erläuterte System der vollständigen Erhaltungsgleichungen, einem System gekoppelter partieller Differentialgleichungen in Zylinderkoordinaten, kann unter bestimmten Bedingungen in ein System gekoppelter gewöhnlicher Differentialgleichungen vereinfacht werden. Diese sind einer analytischen Lösung leichter zugänglich als die vollständigen Erhaltungsgleichungen.

Die Bedingungen der Vereinfachung des Gleichungssystems im Falle des stationären Strömungs- und Temperaturfeldes lassen sich auf Messergebnisse in Bild 80 der vorliegenden Arbeit begründen, siehe auch Kasagi (1975).

$$\overline{v_{z,\text{max}}} < 0.1 \cdot U_W \rightarrow \overline{v_z} \ll \overline{v_\varphi}, \quad \overline{v_{r,\text{max}}} < 0.1 \cdot U_W \rightarrow \overline{v_r} \ll \overline{v_\varphi}, \quad \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial z} \approx 0 \quad (4.1 \text{ a, b, c, d})$$

Im Folgenden werden alle mittleren Geschwindigkeiten in achsparalleler und radialer Richtung sowie sämtliche Ableitungen nach φ und z für die Betrachtung von Abhängigkeiten relevanter Größen nicht berücksichtigt. Hierdurch ist die Kontinuitätsgleichung Gl. 4.2 automatisch erfüllt. Die Vereinfachungen in Gl. 4.1 a - d gelten streng nur für den wandnahen Bereich; denn die Ergebnisse der Untersuchungen zur Sekundärströmung um die Zylinderwelle

im Gehäuse zeigen, dass im Außenbereich ($r/R_Z > 2$ für $R_Z = 150$ mm) $v_z(r)$ und $v_r(r)$ vergleichbar groß sind wie die in diesem Bereich sehr niedrige Umfangsgeschwindigkeit $v_\varphi(r)$, s. Bilder 80 - 83. Das System der vereinfachten Erhaltungsgleichungen lautet somit:

$$\text{Kontinuitätsgleichung:} \quad \frac{\partial \overline{v_r}}{\partial r} + \frac{\overline{v_r}}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \overline{v_z}}{\partial z} = 0 \quad (4.2)$$

$$\text{Bewegungsgleichung in } r\text{-Richtung:} \quad \rho \frac{\overline{v_\varphi}^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial r} \quad (4.3)$$

$$\text{Bewegungsgleichung in } \varphi\text{-Richtung:} \quad 0 = \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \overline{\tau_{r\varphi}}) \quad (4.4)$$

$$\text{Energiegleichung:} \quad 0 = \overline{\tau_{r\varphi}} \left(\frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\varphi}}{r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial (r \cdot \overline{q_r})}{\partial r} \quad (4.5)$$

$$\text{mit} \quad \overline{\tau_{r\varphi}} = \mu \left(\frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\varphi}}{r} \right) - \rho \overline{v_r' v_\varphi'} = (\mu + \mu_{\text{tur}}) \left(\frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\varphi}}{r} \right) = \mu_g \left(\frac{\partial \overline{v_\varphi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\varphi}}{r} \right) \quad (4.6 \text{ a})$$

$$\overline{q_r(r)} = -\lambda \frac{\partial \overline{T(r)}}{\partial r} + \rho c_p \overline{v_r'(r) T'(r)} = -\underbrace{\rho c_p (\alpha + \alpha_{\text{tur}}(r))}_{\lambda_g} \frac{\partial \overline{T(r)}}{\partial r} \quad (4.6 \text{ b})$$

$$\text{Randbedingungen für } 0 < z < H_Z: \quad r = R_Z: \quad v_\varphi = U_W \quad \text{und} \quad T = T_W \quad (4.6 \text{ c})$$

$$r = R_B: \quad v_\varphi = 0 \quad \text{und} \quad T = T_\infty \quad (4.6 \text{ d})$$

Eine analytisch geschlossene Lösung dieses Gleichungssystems ist für den Fall des rotierenden Zylinders ohne Gehäuse, d. h. für $R_B = \infty$, in der schon mehrfach zitierten Arbeit von Geropp (1969) angegeben:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Ec}, \text{Pr}, \text{Pr}_{\text{tur}}, T_W/\Delta T, R_B/R_Z = \infty) \quad (4.7)$$

Die formelmäßige Zusammenhänge dieser Lösung lassen sich ohne großen Aufwand auch für den Fall des rotierenden Zylinders mit koaxialem Zylindergehäuse, d. h. für $R_B < \infty$, übertragen.³ Diese Lösungserweiterung entspricht weitgehend dem Strömungs- und Temperaturfeld der in der Arbeit experimentell untersuchten Versuchsanlage.

4.1.2 Abhängigkeiten zwischen Viskosität $\mu_g(r)$ und Geschwindigkeit $v_\varphi(r)$

Die gesamte (effektive) Schubspannung $\overline{\tau_g(r)} = \overline{\tau_{r\varphi}(r)}$ innerhalb der Grenzschicht um die rotierende Zylinderwelle ergibt sich in Analogie zum gesamten (effektiven) Wärmestrom $\overline{q_r(r)}$, siehe Gl. 4.6a. Sie ergibt sich unter der Annahme der aus der Fachliteratur (z.B. Schlichting, 1997) bekannten allgemeinen Boussinesq-Approximation aus Gl. 4.8, vgl. White (1991), Wilcox (1997), Oertel (1995) und Kasagi (1975).

$$-\rho \overline{v_i' v_j'} = \mu_{\text{tur}} \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \overline{v_k' v_k'} \delta_{ij} \quad (4.8)$$

³ Diesen Hinweis verdanke ich Professor Geropp, Universität Siegen.

Setzt man Gl. 4.6a in Gl. 4.4 ein, so ergibt sich Gl. 4.9, bzw. nach Integration Gl. 4.10.

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 (\mu + \mu_{\text{tur}}(r)) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) \right] = 0 \quad (4.9)$$

$$(\mu + \mu_{\text{tur}}(r)) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) = \frac{C_1}{r^3} \quad (4.10)$$

Der Lösungsansatz in Gleichung 4.11 zeigt die Beziehung zwischen $\mu_{\text{tur}}(r)$ und $v_\phi(r)$. Interessant ist zudem der für rotationssymmetrische Strömungen typische Nenner auf der rechten Seite mit dem Faktor r^3 , vgl. Kapitel 6 in White (1991).

$$\mu_g(r) = (\mu + \mu_{\text{tur}}(r)) = \frac{C_1}{r^3 \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) \right]} \quad (4.11)$$

Mit den in Gl. 4.12 a - e formulierten Randbedingungen an der rotierenden Zylinderwelle erhält man für die Konstante C_1 den Ausdruck in Gl. 4.13.

$$\mu_{\text{tur}}|_{r=R_Z} = 0 \quad \mu_g|_{r=R_Z} = \mu \quad \overline{v_\phi}|_{r=R_Z} = U_W \quad \tau_w = \mu \frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} \Big|_{r=R_Z} = \rho \cdot u_\tau^2 \quad (4.12 \text{ a, b, c, d})$$

$$C_1 = \mu \cdot \left| r^3 \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) \right] \right|_{r=R_Z} = \left| \mu r^2 \frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} - \mu r \overline{v_\phi} \right|_{r=R_Z} = R_Z^2 \mu \frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} \Big|_{r=R_Z} - \mu U_W R_Z = R_Z^2 \tau_w - \mu U_W R_Z \quad (4.13)$$

Die normierte Gesamtviskosität $\mu_g(r)/\mu$ ergibt sich aus Gl. 4.11 in Verbindung mit Gl. 4.13 und Gl. 4.12 d zu Gl.4.14.

$$\frac{\mu_g(r)}{\mu} = \frac{R_Z^2 \tau_w - \mu U_W R_Z}{\mu r^3 \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) \right]} = \frac{R_Z^2 \frac{\tau_w}{\mu} - U_W R_Z}{r^2 \left[\frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\phi}}{r} \right]} = \frac{R_Z^2 \left(\frac{u_\tau^2}{\nu} - \frac{U_W}{R_Z} \right)}{r^2 \left[\frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\phi}}{r} \right]} \quad (4.14)$$

Die normierte Gesamtviskosität $\mu_g(r)/\mu$ unterteilt sich analog zur Betrachtung des Strömungsbereichs in drei Bereiche, siehe auch die Ergebnisse der so genannten turbulenten Schichtenströmung in Bild 87 und 88. Für ein vertiefendes Verständnis dieser Ausführungen sei an dieser Stelle auf Townsend (1976) und Nakamura (1984) verwiesen. Für den Geschwindigkeitsverlauf $v_\phi(r, \mu, \mu_{\text{tur}}(r))$ im wandnahen Bereich ergibt sich folgende Abhängigkeit für den Fall der rotierenden Zylinderwelle Gleichung 4.15:

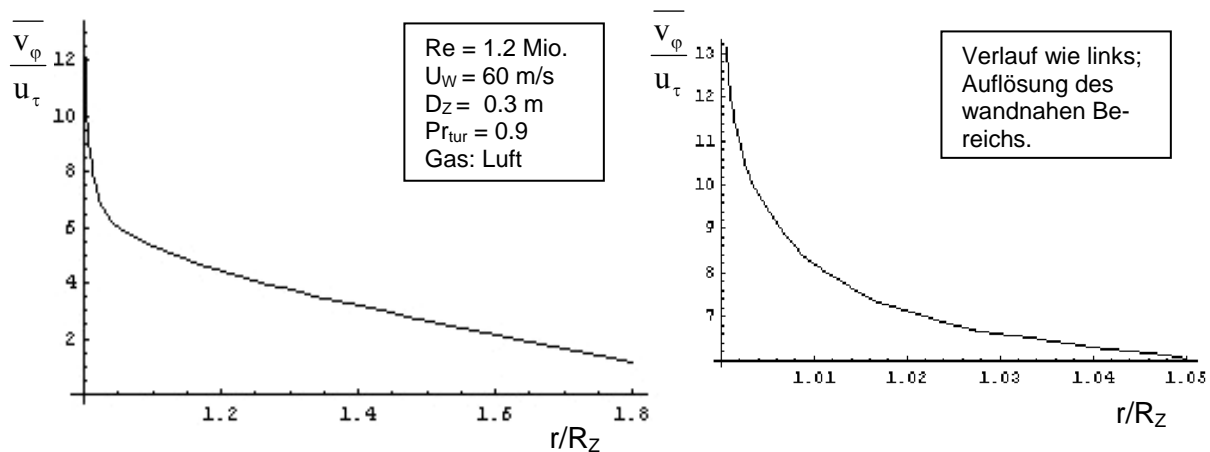
$$\left(\frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} - \frac{\overline{v_\phi}}{r} \right) = \frac{R_Z^2 \left(\frac{u_\tau^2}{\nu} - \frac{U_W}{R_Z} \right)}{r^2 \frac{\mu_g(r)}{\mu}} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial \overline{v_\phi}}{\partial r} = \frac{\overline{v_\phi}}{r} + \frac{\mu}{\mu_g(r)} \frac{R_Z^2}{r^2} \left(\frac{u_\tau^2}{\nu} - \frac{U_W}{R_Z} \right)$$

Der entscheidende Faktor für die Produktions- und Dissipationsvorgänge in Wandnähe der rotierenden temperierten Zylinderwelle ist vor allem die radiale Geschwindigkeitsänderung $\partial v_\phi / \partial r$. Die Viskosität $\mu_g(r) = (\mu + \mu_{tur}(r))$ ist von dem Geschwindigkeitsgradienten direkt abhängig.

4.1.3 Empirische Bestimmung eines universellen Geschwindigkeitsverlaufs

Die Bestimmung eines universell gültigen radialen Geschwindigkeitsverlaufs für die rotierende Zylinderwelle ohne Außengehäuse geht auf Untersuchungen von Geropp (1969), Nakamura (1984) und Gersten (1992) sowie theoretischen Untersuchungen von Dorfmann (1963) zurück. Gersten und Nakamura stellen hierzu fest, dass Differenzen in den veröffentlichten Messwerten beim rotierenden Einzelzylinder vorliegen. Daher wurde für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse besondere Sorgfalt auf die Erzeugung belastbarer Messdaten $v_\phi(r)$ gelegt. Insbesondere der wandnahe Bereich und der Übergang in die Außenströmung besitzen große Änderungen im Geschwindigkeitsabfall, siehe hierzu Bild 101a bei $r/R_Z \approx 1.05$ bzw. Bild 101b.



Bilder 101a und b: Gesamter bzw. wandnah aufgelöster radialer Geschwindigkeitsverlaufs an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse.

Dorfmann (1963) und Taylor (1935) erläutern hingegen ein Vorgehen, das unter anderem anhand verschiedener Entwicklungen der Bessel-Funktion die Geschwindigkeitsverteilung um einen rotierenden Zylinder für niedrige Drehzahlen wiedergibt. Geropp (1969) verwendet in seinen Untersuchungen zum universellen Geschwindigkeitsverlauf um die rotierende Zylinderwelle ohne Außengehäuse die Reihenentwicklung für $v_\phi / u_\tau = f(r/R_Z)$ aus Gleichung 1.1. Die Konstanten wurden anhand eigener Messdaten festgelegt und gelten für den hier interessierenden Bereich hoher Rotations-Reynoldszahlen $10^4 < Re < 2 \cdot 10^6$.

Eine universelle Geschwindigkeitsverteilung $v_\phi / u_\tau = f(r/R_Z)$, welche über einen großen Drehzahlbereich $500 < n < 15\,000 \text{ min}^{-1}$ ($10^4 < Re < 2 \cdot 10^6$, $R_Z = 20 \dots 150 \text{ mm}$) gilt und für den

Fall der rotierenden Welle im geschlossenen Außengehäuse über den normierten Radius r/R_Z aufgetragen wird, kann aufgrund großer Änderungen im Verlauf $v_\varphi/u_\tau = f(r/R_Z)$ sehr gut mit einer Potenzreihe ausgedrückt werden, siehe Gl. 4.16.

$$\text{Ansatz für den Geschwindigkeitsverlauf: } \frac{\overline{v_\varphi(r)}}{u_\tau} = \sum_i C_i \cdot \left(\frac{r}{R_Z} \right)^{-10^{(i-1)}} \quad (4.16)$$

Die Parameter C_i sind allerdings drehzahlabhängig, so dass der für steigende Drehzahlen n zunehmend steiler ausfallende wandnahe Geschwindigkeitsverlauf für hohe Potenzen $-10^{(i-1)}$ entsprechend berücksichtigt ist. Im Außenbereich ist gleichzeitig bei ausreichend großer Spaltweite s durch $i = 1$ eine Potenz von $-10^{(i-1)} = -10^0 = -1$ gegeben und somit ein $1/r$ -Verlauf berücksichtigt. Aus der Validierung eigener Messdaten müssen für die Bestimmung eines universellen Geschwindigkeitsverlaufs folgende Sachverhalte bedacht werden:

- Die Grenzschicht um einen rotierenden Zylinder besteht aus drei Schichten unterschiedlicher Dicke: Vor allem die Wandschicht wird für hohe Drehzahlen n sehr klein und ist daher messtechnisch schwer erfassbar. Der Übergangsbereich $r/R_Z \approx 1.05$ muss ebenfalls mit größter Sorgfalt vermessen werden, um hier den Geschwindigkeitsverlauf richtig zu erfassen. Sowohl die Wandschicht als auch die Übergangsschicht bestimmen schließlich die richtige Vermessung der Außenströmung.
- Der Geschwindigkeitsverlauf um eine rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse ändert sich nicht nur mit der Wandgeschwindigkeit U_W . Zusätzliche Auswirkungen der Strömung sind auch durch das Auftreten geschwindigkeitsabhängiger Effekte (Coriolis- und Zentrifugalkräfte, Sekundärströmung) oder der festgestellten Abhängigkeit $v_\varphi/u_\tau = f(r/R_Z)$ vom Strömungsraum, also von H_Z/R_Z oder s/R_Z , gegeben.

Somit kann ein universeller Geschwindigkeitsverlauf um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse für $500 < n < 15\,000 \text{ min}^{-1}$ und mit den Parametern $H_Z/R_Z \geq 2.67 \dots 10$ und $s/R_Z = (R_B - R_Z)/R_Z \geq 3 \dots 29$ durch Gleichung 4.17 dargestellt werden.

$$\frac{\overline{v_\varphi(r)}}{u_\tau} = C_1 \cdot \left(\frac{r}{R_Z} \right)^{-1} + C_2 \cdot \left(\frac{r}{R_Z} \right)^{-10} + C_3 \cdot \left(\frac{r}{R_Z} \right)^{-100} + C_4 \cdot \left(\frac{r}{R_Z} \right)^{-1000} + C_5 \cdot \left(\frac{r}{R_Z} \right)^{-10000} \quad (4.17)$$

Die Koeffizienten C_i ergeben sich aus den eigenen Experimenten in Abhängigkeit von U_W und Re , dargestellt in Bild 102.

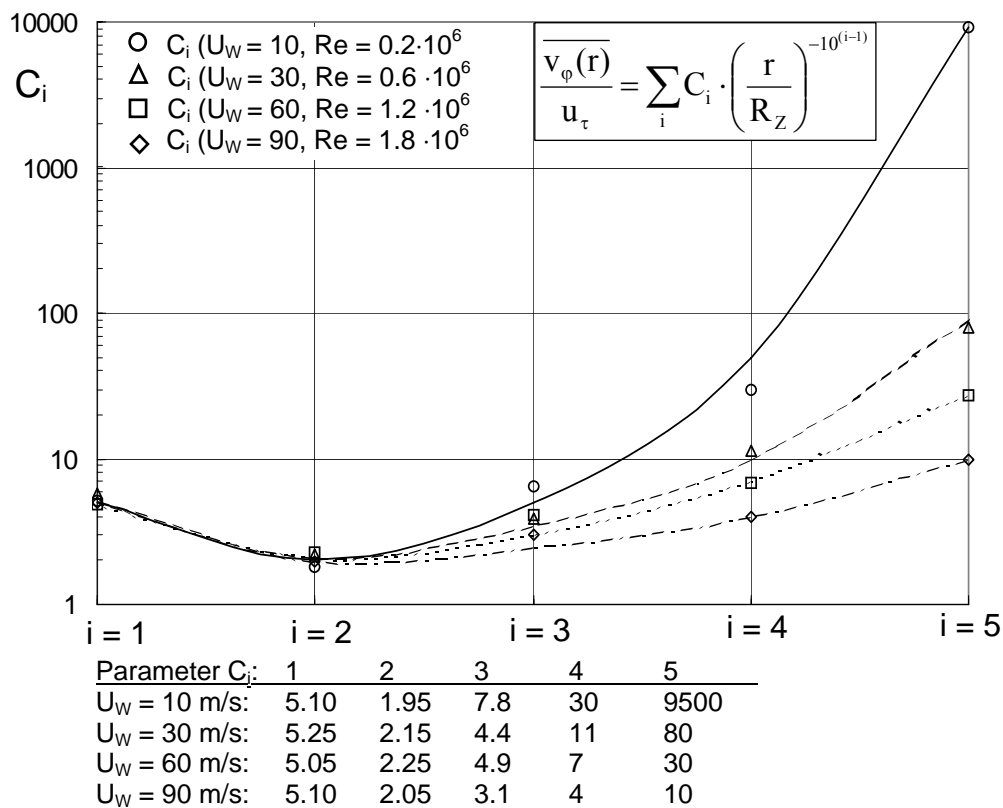


Bild 102: Geschwindigkeitsabhängige Parameter C_i zur Bestimmung einer universellen Geschwindigkeitsverteilung um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse ($R_Z = 150$ mm, Gas: Luft).

Aus den Verläufen $C_i(U_W, Re)$ ist ersichtlich, dass für kleine Werte i ($i = 1, i = 2$), also die für den Außenbereich relevanten Koeffizienten, die C_i -Werte annähernd gleich groß sind. Erst für $i = 4$ bzw. $i = 5$ sind die für den wandnahen Bereich relevanten Koeffizienten C_i sehr unterschiedlich.

Die universelle Geschwindigkeitsverteilung kann auch in der üblichen $u^+(y^+)$ -Darstellung durch Invertierung der Geschwindigkeit nach Gl. 3.14 a und b aufgetragen werden. Der Vorteil liegt in der detaillierteren Auflösung des interessierenden wandnahen Bereichs. Bild 103 zeigt den aus Hitzdraht-Messdaten gewonnenen Verlauf um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse im Vergleich zum Grenzschichtprofil nach Spalding (1961), das für die ebene Plattenüberströmung aufgestellt worden ist. Der Vergleich verdeutlicht im Übergangsbereich zwischen laminarer Unterschicht und vollturbulentem Bereich, der dem van Driest-Übergang bei $5 < y^+ < 50$ entspricht, einen von den Messwerten abweichenden Verlauf. Die Unterschiede sind auf die Strömungseffekte zurückzuführen, die an der gekrümmten Wand der rotierenden Zylinderwelle auftreten.

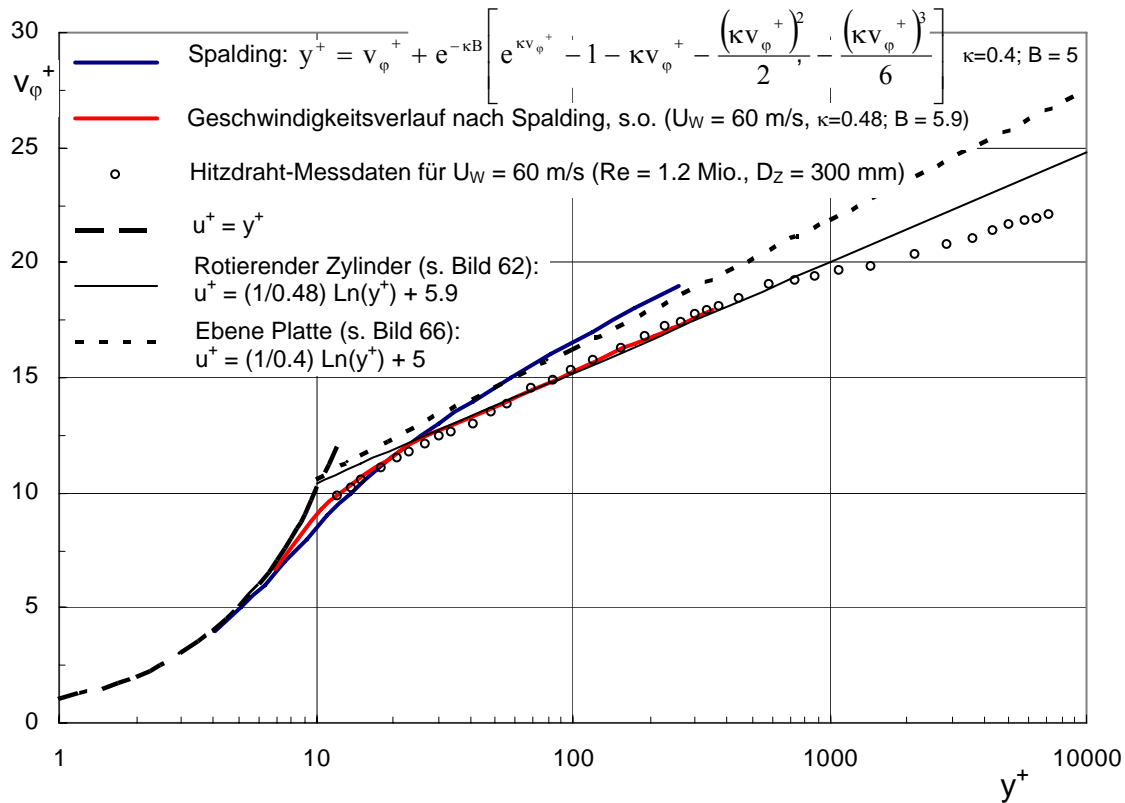


Bild 103: Vergleich des universellen Geschwindigkeitsverlaufs an der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse mit dem universellen Verlauf an der ebenen Platte. Blauer und roter Verlauf nach Spalding (1961).

4.1.4 Beziehungen zwischen den wandnahen Verläufen $v_{\varphi}(r)$ und $T(r)$

Anhand einer theoretischen Betrachtung von van Driest (1951) soll diskutiert werden, welche Beziehungen zwischen Geschwindigkeit $v_{\varphi}(r)$ und Temperatur $T(r)$ im wandnahen Bereich für den Fall der rotierenden, schwach temperierten Zylinderwelle existieren. Dabei sollen die belastbaren Messdaten $v_{\varphi}(r)$ dazu beitragen, die aufgrund der drehzahlabhängigen Dissipationseffekte entstehenden lokalen als auch globalen Wärmetransferprozesse, die zu dem lokal gemessenen Temperaturmaximum $T(r)_{\max}$ führen, erklärbar zu machen. Die im wandnahen Bereich für $y^+ < 50$ auftretenden relevanten Größen sollen dabei benannt und deren Einfluss auf die Wärmeübergangseffekte teilweise durch numerische Ergebnisse betrachtet werden.

Die vereinfachte Energiegleichung in Zylinderkoordinaten in Gleichung 4.5 enthält den zeitlich gemittelten Wärmestromvektor $\overline{q_r(r)}$, der sich nach dem Fourierschen Ansatz zusammensetzt (Gl. 4.6 a). In Anlehnung an die molekulare Prandtlzahl Pr , dem Quotienten aus kinematischer Zähigkeit ν und Temperaturleitfähigkeit α , wird das Verhältnis der turbulenten Transportkoeffizienten μ_{tur} und α_{tur} als turbulente Prandtlzahl Pr_{tur} definiert, siehe Gleichung 4.18.

$$\text{Pr}_{\text{tur}}(r) = \frac{\mu_{\text{tur}}(r)/\rho}{\alpha_{\text{tur}}(r)} = \frac{\overline{v'_\phi v'_r(r)}}{v'_r T'(r)} \cdot \frac{\overline{\partial T(r)/\partial r}}{\overline{\partial v_\phi(r)/\partial r}} \quad (4.18)$$

Der radiale Verlauf von $\text{Pr}_{\text{tur}}(r)$ ist in Wandnähe ($y^+ < 50$) annähernd konstant, siehe Bild 8. Aus Gleichung 4.6 a ergibt sich mit $\text{Pr} = (\mu/\rho)/\alpha$ und unter Berücksichtigung von Gl. 4.18 für den zeitlich gemittelten Wärmestrom $\overline{q_r(r)}$ Gl. 4.19.

$$\overline{q_r(r)} = -c_p \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_{\text{tur}}(r)}{\text{Pr}_{\text{tur}}(r)} \right) \frac{\partial \overline{T(r)}}{\partial r} = -(\lambda + \lambda_{\text{tur}}(r)) \frac{\partial \overline{T(r)}}{\partial r} \quad (4.19)$$

Im vollturbulenten Bereich der Grenzschicht, also außerhalb der laminaren Unterschicht, überwiegen turbulente Transportgrößen μ_{tur} bzw. λ_{tur} und bestimmen weitgehend das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil an den rotierenden beheizten Zylinderwand. Sie sind auch für die Dissipationseffekte und das lokale Temperaturmaximum $T(r)_{\text{max}}$, das in unmittelbarer Wandnähe bei $y^+ \sim 10$ gemessen worden ist (Bild 90), verantwortlich.

Eine vereinfachte Bestimmung des normierten Temperaturverlaufs $\Theta(r)$ ist aufgrund der beschriebenen Abhängigkeiten zwischen dem Geschwindigkeitsverlauf $v_\phi(r)$ und $\mu_{\text{tur}}(r)$ (Gln. 4.7 - 4.15), dem Prandtlschen Mischungswegansatz (Gln. 3.6 - 3.9) und durch die Kopplung zwischen Geschwindigkeitsgradienten und der lokalen Temperatur $T(r)$ (Gl. 4.18) in Wandnähe möglich. Van Driest (1951) stellte unter Berücksichtigung, dass sich das betrachtete Fluid wie ein ideales Gas verhält, eine Beziehung zwischen den Größen $v_\phi(r)$ und $T(r)$ auf. Sie wurde aus der vereinfachten thermischen Energiegleichung der Grenzschichttheorie abgeleitet und gilt streng genommen nur für den Fall der Wandgrenzschicht längs einer beheizten, temperierten Platte und $\text{Pr} = 1$. Bei einer Übertragung der Van-Driest-Beziehung auf den Fall der rotierenden, beheizten Zylinderwelle müssen die zusätzlich an der gekrümmten Oberfläche auftretenden Abhängigkeiten wie der Druckgradient oder auftretende Zentrifugalkräfte zusätzlich zu Gleichung 4.20 beachtet und diskutiert werden.

$$\begin{aligned} \frac{T(r)}{T_\infty} &= \frac{T_w}{T_\infty} - \left(\frac{T_w}{T_\infty} - 1 \right) \frac{v_\phi^*(r)}{U_w} + \frac{U_w^2}{2c_p T_\infty} \frac{v_\phi^*(r)}{U_w} \left(1 - \frac{v_\phi^*(r)}{U_w} \right) \\ \Theta(r) &= \frac{T(r) - T_\infty}{\Delta T} = 1 - \frac{v_\phi^*(r)}{U_w} + \text{Ec} \frac{v_\phi^*(r)}{U_w} \left(1 - \frac{v_\phi^*(r)}{U_w} \right) \end{aligned} \quad (4.20)$$

Mit der hier gültigen invertierten Geschwindigkeit $v_\phi^*(r) = U_w \left(1 - \frac{v_\phi(r)}{U_w} \right)$.

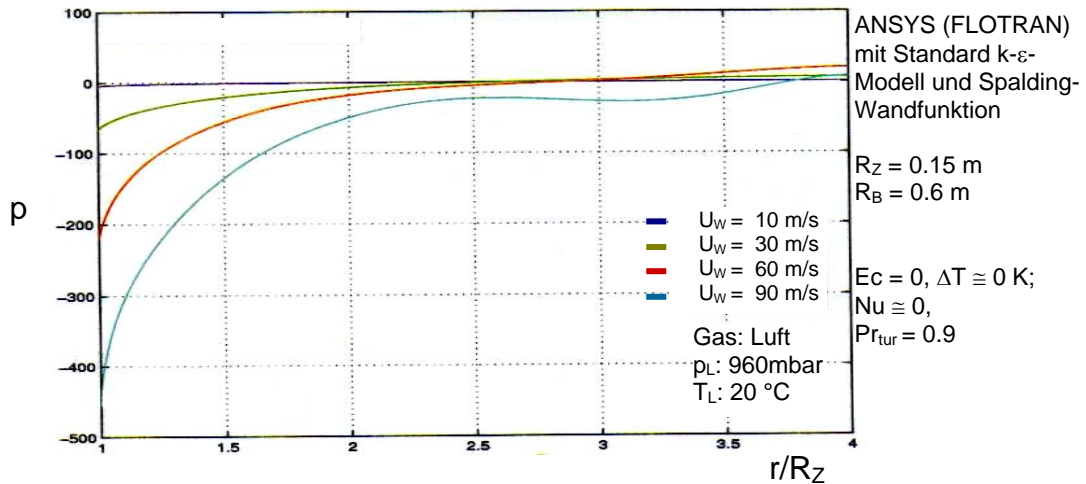


Bild 104: Numerisch bestimmter Druckverlauf um den rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse.

Bild 104 zeigt den radialen Verlauf des Druckes $p(r)$ um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse. Die drehzahlabhängigen Verläufe geben den Einfluss der voneinander abhängigen Druck- und Fliehkräfte (Gl. 4.3) um den rotierenden Zylinder wieder. Da der Gradient $\partial p/\partial r$ positiv ist, müsste gemäß der Energiegleichung (Gl. A 2.3) die druckabhängigen Größen von den temperaturabhängigen λ -Termen abgezogen werden. Da van Driest den Druckgradient bzw. auftretende Zentrifugalkräfte nicht berücksichtigt hat, dürften die durch Gleichung 4.20 ermittelten normierten Temperaturen höher ausfallen als die an der rotierenden, temperierten Zylinderwelle gemessenen. Bild 105 zeigt, dass für sehr hohe Drehzahlen der lokale Temperaturverlauf insbesondere in Luft von der van-Driest-Beziehung abweicht. Dennoch geben beide Verläufe ein lokales Temperaturmaximum $T(r)_{max}$ bzw. $\Theta(r)_{max}$ bei $y^+ \sim 10$ (entspricht $(r/R_Z)_{90\text{m/s}} = 1.0003$ bzw. $(r/R_Z)_{60\text{m/s}} = 1.0007$) wieder.

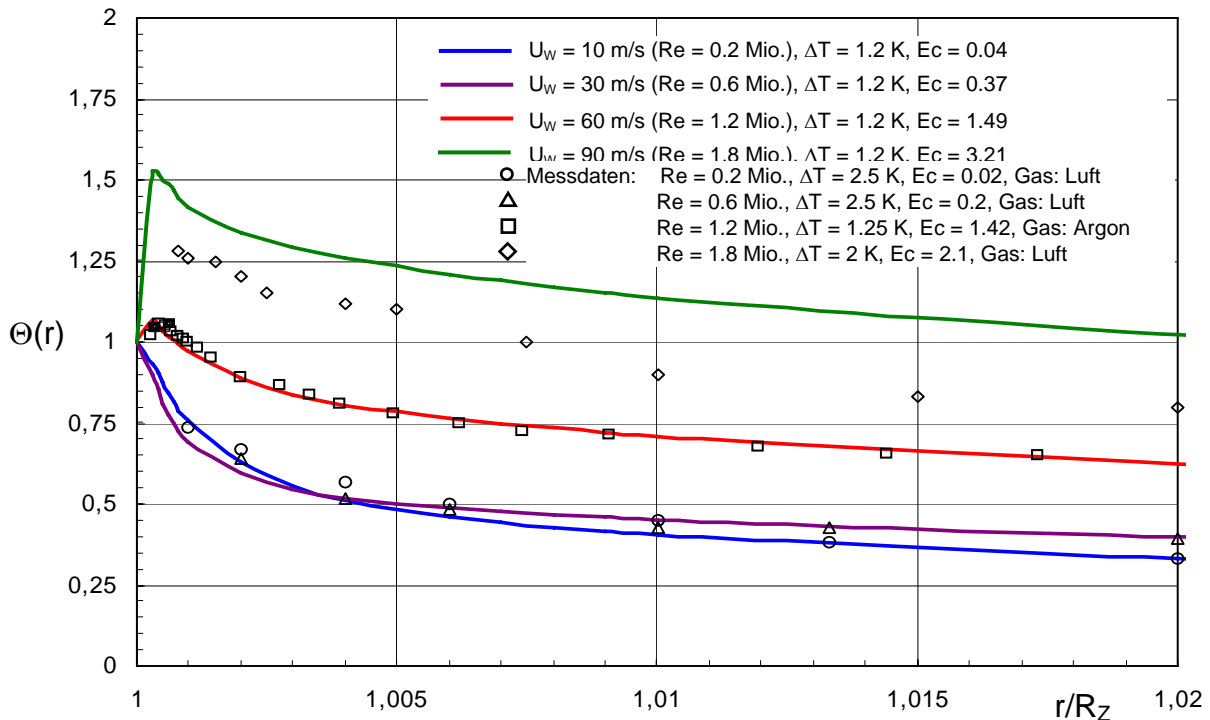


Bild 105: Aus der Geschwindigkeitsverteilung ermittelte Temperaturverläufe $\Theta(r)$ ohne Druckgradient, s. Gl. 4.20 und Vergleich mit Messdaten an der rotierenden Zylinderwelle mit Druckgradient ($R_Z = 0.15 \text{ m}$, $Pr_{tur} \cong 0.9$).

Da die Betrachtung für geringe Temperaturdifferenzen erfolgte, wurden die Stoffwerte ρ , λ und μ und die spezifische Wärmekapazität c_p als konstant angenommen. Bei großen Rotations-Reynoldszahlen Re und für Betrachtung der wandnahen Strömung $r/R_Z \leq 1.01$ auf mittlerer Höhe $H_Z/2$ existieren für die jeweiligen Grenzschichten um die rotierende Welle komplexe Strömungseigenschaften, die bei der van-Driest-Beziehung und aufgrund der Vereinfachungen in Gl. 4.1 a - d am rotierenden Zylinder nicht berücksichtigt worden sind, sehr wohl aber in den Messdaten implementiert sind. Auch die durchgeführten und in Kap. 3.9 vorgestellten numerischen Rechnungen haben nicht alle Einflüsse in Wandnähe der rotierenden Zylinderwelle beachtet.

Dennoch hat auch die theoretische Betrachtung aufgezeigt, dass in der Übergangsschicht bei $5 \leq y^+ \leq 50$ für hohe Eckertzahlen ein lokales Temperaturmaximum $T(r)_{\max}$ entsteht, das vor allem durch den Geschwindigkeits- und Druckgradienten und die um den rotierenden Zylinder vorhandenen Wirbelstrukturen generiert wird.

4.2 Theoretische Abschätzung des Verlaufs Nu(Re)

Die Dissipationseffekte um eine rotierende und aufgeheizte Zylinderwelle können in einen Zusammenhang dimensionsloser Kennzahlen überführt werden. Bezüglich des physikalischen Hintergrundes derartiger Umformungen für die Kennzahlen Nu , Re und Ec sei auf die im Anhang A1 ausgeführte Dimensionsanalyse verwiesen. Insbesondere für die hier interessierende Kennzahl der Wärmestromdichte wird eine Beziehung eingeführt, die als Nusseltzahl bezeichnet wird, Gl. 4.21.

$$Nu := \frac{\alpha \cdot D_Z}{\lambda} = - \frac{\lambda}{\Delta T} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_w \cdot D_Z = - \frac{D_Z}{\Delta T} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_w \quad (4.21)$$

Mit Hilfe der im Kapitel 4.1 theoretisch bestimmten und für die Wandgrenzschicht um die rotierende, geringfügig aufgeheizte Zylinderwelle dargestellten lokalen Verläufe $\Theta(r)$ (Bild 105) sollen hier die globalen Auswirkungen auf die gesamte Zylinderwelle abgeschätzt werden. Dabei wird angenommen, dass im wandnahen Bereich $y^+ \leq 50$ das Geometrieverhältnis $\Pi_6 = H_Z/D_Z$ praktisch keinen Einfluss hat. Diese Annahme ist jedoch mit Vorbehalt anzuwenden, wie die Messungen in Bild 52 und 74 verdeutlichen. Die intensive geometrieabhängige Sekundärströmung im Außenbereich beeinflusst auch das Strömungs- und Temperaturfeld in unmittelbarer Wandnähe. Dies unterstreichen die Verläufe $Nu(Re)$ in Bild 99 bzw. 107: Sie zeigen für den rotierenden Zylinder ohne Außengehäuse (Fall 1, s. Bild 3) Unterschiede zum Fall des rotierenden Zylinders im geschlossenen Gehäuse.

Durch den in unmittelbarer Nähe zur rotierenden Zylinderwelle und bei geringen Temperaturdifferenzen $\Delta T = T_W - T_{\text{Gas}} \leq 2.5 \text{ K}$ entstehenden lokalen Temperaturverlauf $T(r)$ kann der Verlauf des globalen Wärmeübergangs $\text{Nu}(\text{Re})$ wie folgt abgeschätzt werden: Unter Beachtung der Beziehung für die Nusseltzahl gemäß Gleichung 4.21 zeigt sich, dass sich Änderungen der Geradensteigung im wandnahen Temperaturverlauf $(dT/dr)_W$ auf den Verlauf $\text{Nu}(\text{Re})$ auswirken, Bild 106.

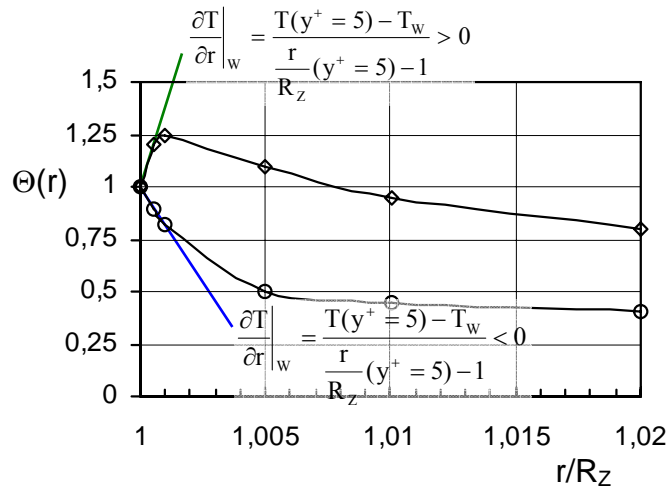


Bild 106: Bestimmung der Steigung des lokalen Temperaturverlaufs im wandnahen Bereich für $U_W = 10 \text{ m/s}$ (blau) bzw. 90 m/s (grün), vgl. hierzu Bild 105.

Bild 106 zeigt, dass die Steigung durch Berücksichtigung des Temperaturwertes T_W und eines zweiten Temperaturwertes, der sich in der laminaren Unterschicht bei $y^+ = 5$ befindet, bestimmt worden ist. Bezüglich der farbigen Verläufe aus Bild 105, welche die van-Driest-Beziehung wiedergeben, konnten die entsprechenden Werte berechnet werden. Für die gewonnenen Messdaten $\Theta(r)$ (Symbole in Bild 105 und Bild 106) wurden die Verläufe zwischen wandnächstem Messpunkt und Wandwert für die Bestimmung der Steigung $(\partial T/\partial r)_W$ interpoliert.

Eine Änderung oder gar eine Umkehr des globalen Wärmeübergangs wird dann erreicht, wenn innerhalb der wandnahen Strömung ein lokales Temperaturmaximum $T(r)_{\text{max}} > T_W$ entsteht. Das lokale Temperaturmaximum verhält sich dabei wie eine gedachte Heizmanschette und bildet einen Widerstand, der auch durch eine kühlere Queranströmung nur schwer beeinflusst werden kann, siehe hierzu die theoretischen Ausführungen von Geropp (1969) und Felduntersuchungen zum quer angeströmten rotierenden und aufgeheizten Zylinder von Gschwendtner (2001). Bild 107 zeigt den Bereich, für den sich der globale Wärmeübergang $\text{Nu}(\text{Ec}, \text{Re}, \text{Eu}, \text{Pr}, \text{Pr}_{\text{tur}})$ in Abhängigkeit von Eckert- und Rotations-Reynoldszahlen ändert.

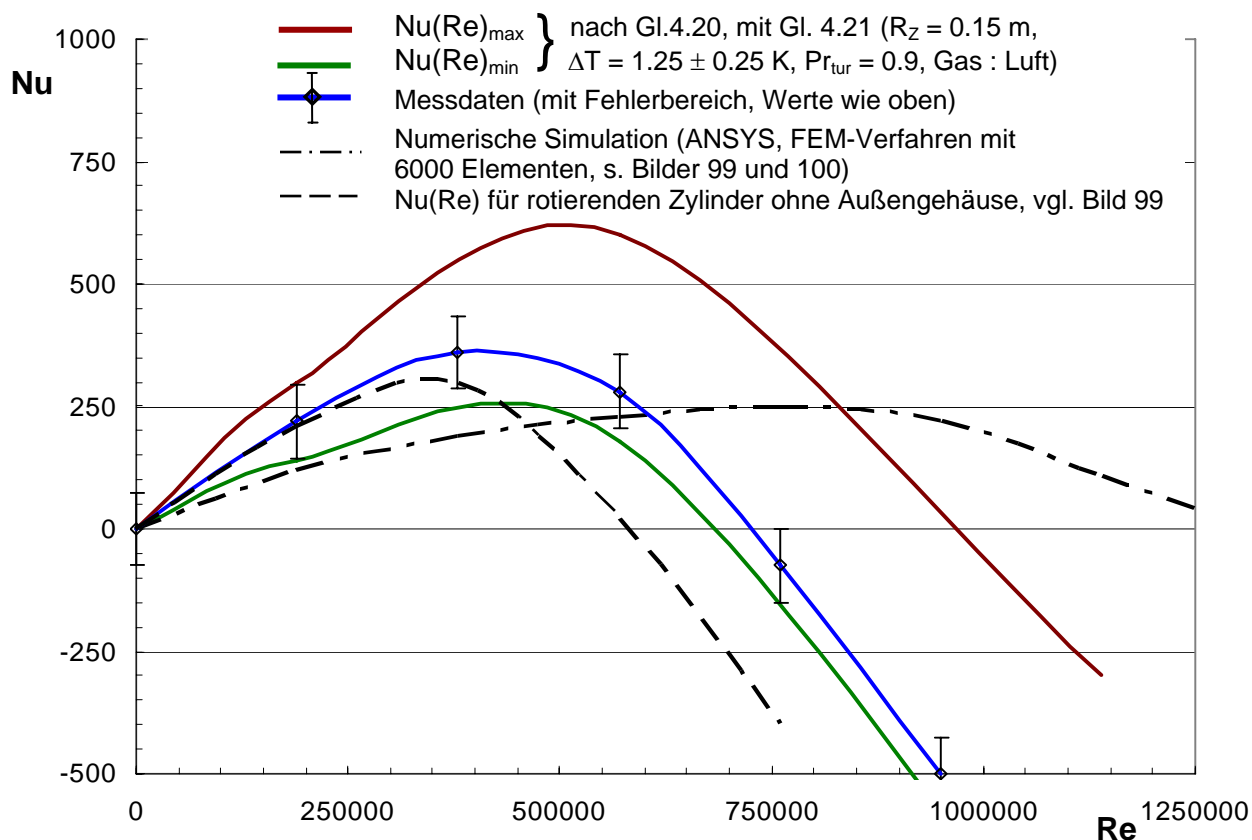


Bild 107: Globaler Wärmeübergang $Nu(Re)$ nach Gleichung 4.29 und 4.30, Vergleich mit Messdaten um den rotierenden Zylinder im geschlossenen Gehäuse mit $D_Z = 0.3$ m, $H_Z = 0.4$ m, $D_B = 1.2$ m, der numerischer Simulation (s. Kap. 3.9.4, gleiche Abmessungen) und dem Verlauf $Nu(Re)$ am rotierenden Zylinder ohne Außengehäuse mit $D_Z = 0.3$ m.

Flankierend zu den Ausführungen der im Kapitel 3.9 vorgestellten Messergebnisse $Nu(Re)$ findet im Vergleich zur numerischen Simulation mit ANSYS die Umkehr des Wärmeübergangs für weniger hohe Rotations-Reynoldszahlen statt, vgl. Bild 99.

Die Intensität von $Nu(Re)_{\max}$ ist sowohl in der messtechnischen Erfassung, als auch bei der theoretischen Abschätzung äußerst diffizil. Aus diesem Grunde ergibt sich unter den in Bild 107 angegebenen Bedingungen für die Messdaten einen Fehlerbereich von 25%. Durch die einfache theoretische Abschätzung $Nu(Re)_{\max}$, der über den aus der van-Driest-Beziehung ermittelten lokalen Temperaturverlauf (s. Bild 105 und 106) durchgeführt worden ist, ergibt sich eine realistische Unsicherheit von ca. 90% ($395 \leq Nu(Re)_{\max} \leq 750$).

4.3 Vergleich diskutierter Wärmeübergangsuntersuchungen

Für die selbst ermittelten und die anderer Autoren angeführten Wärmeübergangsuntersuchungen wird im Folgenden zu Vergleichszwecken eine Kennzahlmatrix aufgestellt, welche die unterschiedlichen Versuchsbedingungen gemäß Bild 108 verdeutlichen. Der Leser erhält die Möglichkeit, eine erste Einschätzung der Größenordnungen derjenigen Kennzahlen zu treffen, die den größten Einfluss auf den globalen Wärmeübergang $Nu(Re, Ec, Pr, usw.)$ an der rotierenden Zylinderwelle ausüben. Die eigenen Untersuchungen richten sich nach der experimentellen Mess-Programmfunktion, die sich aus geometrischen Größen und aus folgenden Kennzahlen ergibt, vgl. Gleichung 1.10 und Anhang A1.

$$Nu = Nu\{R_Z^*, R_B^*, H_Z^*, k_s, Re, Pr, Ec, Eu, T_W / \Delta T\} \quad (4.22)$$

Dabei wurden am eigenen Versuchsaufbau der Radius des Außengehäuses R_B sowie die Höhe der jeweiligen Zylinderwelle H_Z nicht geändert. Zudem wurden in den eigenen Untersuchungen auch keine Variation der Oberflächenrauigkeit k_s der rotierenden Zylinder und der festen Wände (Behälterdeckel und -boden sowie das Außengehäuse) angestrebt, siehe Kapitel 2.1.

Die in den Kapiteln 1.1.1 bis 1.1.4 vorgestellten Untersuchungen anderer Autoren werden gemäß der aktuellen Mess-Programmfunktionen im tabellarischen Vergleich hinzugezogen, so dass daraus und aus den unterschiedlichen geometrischen Konfigurationen (z.B. Wärmeübergang am rotierenden Zylinder mit und ohne Außengehäuse) bereits in den absoluten Größen der Kennzahlen wesentliche Unterschiede festzustellen sind.

Der zusätzliche Vergleich der jeweiligen Messergebnisse mit den Ergebnissen der numerischen Untersuchungen soll für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse vertiefend hinzugezogen werden. Für die ausführliche Diskussion der numerischen Ergebnisse sei auf Kapitel 3.9.4 verwiesen.

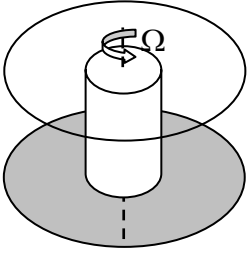
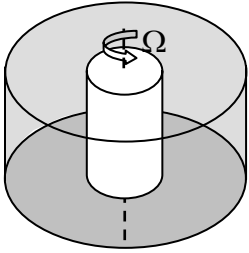
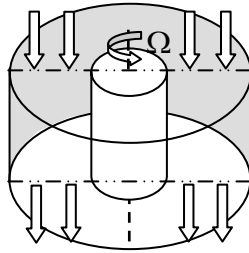
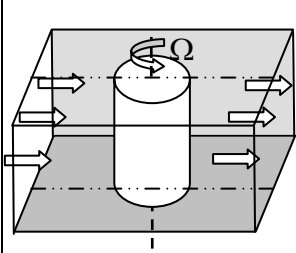
			
Fall 1: Rotierende Zylinderwelle in freier Umgebung (ohne Gehäuse)	Fall 2: Rotierende Zylinderwelle innerhalb eines geschlossenen axialsymmetrischen Gehäuses	Fall 3: Rotierende Zylinderwelle mit axialsymmetrischer Ringspaltströmung	Fall 4: Rotierende Zylinderwelle mit Queranströmung innerhalb einer rechteckigen Messstrecke

Bild 108: Grundsätzlich betrachtete Konfigurationen am rotierenden Zylinder

	Geometrische Größen			Rotations- Reynoldszahl		Prandtzahl	Eckertzahl	Nus:			
	R_z [m]	R_z/R_B	H_z [m]	$Re \cdot 10^6$	U_w [m/s]				Gas	Pr	Ec
Fall 1: Etemad (1955)	0.05	-	0.36	0 - 0.065	0 - 20	Luft	0.72	< 0.1	14.5 - 15	$Nu = 0.1 Re^{2/3} \approx 0 - 180^*$	
Kays (1958)	0.028	-	0.552	0 - 0.05	0 - 14	Luft	0.72	< 0.1	7 - 10	$Nu(0.05, \Delta T = 40 K) = 100^*$	
Kasagi (1975)	0.041	-	0.56	0 - 0.3	0 - 57	Luft	0.72	< 0.1	11	$Nu(0.05, \Delta T = 27 K) = 100 - 130^*$	
Yildiz (1964)	0.17/0.36	-	0.451	0 - 4.54	0 - 67	Luft	0.72	< 0.1	4 - 42	$Nu_{max}(3.0, \Delta T = 15 K) = 3000$	
Geropp (1969): theoretischer Verlauf, Vergleich u. a. mit Yildiz-Messdaten											$Re(Nu=0) \approx 8 \cdot 10^6$
Fall 2: Becker (1957)	0.035	1.24	1.4	0 - 0.1	0 - 23	Luft	0.72	< 0.1	10 - 20	$Nu(0.1, \Delta T = 30 K) = 100^*$	
Eigene Untersuchungen	0.075	8	0.4	0 - 0.85	0 - 90	Luft	0.72	0 - 1.43	235	150 (0.4)	0.8
	0.15	4	0.4	0 - 1.52	0 - 80	Luft	0.72	0 - 3.2	235	330 (0.4)	0.75
	0.15	4	0.4	0 - 1.52	0 - 80	Luft	0.72	0 - 1.58	147	520 (0.7)	1.1
Numerische Rechnung	0.075	8	0.4	0 - 1.14	0 - 120	Luft	0.72	0 - 2.37	98	240 (0.7)	1.15
	0.15	4	0.4	0 - 1.52	0 - 80	Luft	0.72	0 - 3.17	293	250 (0.8)	1.35
Fall 3: Becker (1962)	0.035	1.24	1.4	0 - 0.1	0 - 23	Luft	0.72	< 0.1	10 - 20	$Nu(0.1, \Delta T = 30 K) = 100^*$	
				$Re_{ax} \leq 0.012$							
Pfitzer (1992)	0.077	1.11	1.56	0 - 0.02	0 - 16	Luft	0.72	< 0.1	k. A.	$Nu(0.02, Re_{ax} = 0.002) \approx 50^*$	
				$Re_{ax} \leq 0.03 \leq 20$							
Fall 4: Oesterle (1996)	0.025	3 - 8	0.15	0 - 1.2	0 - 63	Luft, He, Ar		< 1.0	0 - 30	Luft: $Nu(0.12) = 500^*$	
	-0.058			Anströmung: $Re \leq 1.0$		CO_2, SF_6				Ar: $Nu(0.14) = 800^*$	
										$CO_2: Nu(0.16) = 1000^*$	
										He: $Nu(0.12) = 100^*$	
										SF ₆ : $Nu(1.2) = 2500^*$	
Gschwendtner (2000)	0.025	8	0.15	0 - 0.24	0 - 75	Luft		< 1.0	0 - 59	$Nu_{max}(0.16, \Delta T = 5 K) = 500$	
				Anströmung: $Re \leq 0.23$						$Nu_{max}(0.04, \Delta T = 1 K) = 220$	
										$Re(Nu=0) \approx 0.11$	

* (kein Maximum)

** (Werte in Kelvin)

5. Zusammenfassung und Bewertung

Die rotierende Zylinderwelle stellt ein wichtiges Bauteil innerhalb einer Strömungsmaschine dar, da sie das Drehmoment von der Turbine an den Verdichter bzw. Fan abgibt. Die durch Wärmeleitung aufgeheizte Zylinderwelle wird teilweise axial überströmt (siehe Bild 2) oder durch zusätzlich eingebrachte kalte Luft innerhalb des Gehäuses gekühlt. Die innerhalb komplexer Gehäusegeometrien auftretende dreidimensionale Strömung um die schnell rotierende Welle ist Gegenstand umfangreicher numerischer und experimenteller Untersuchungen. Messungen, welche die natürliche Strömung in derartigen Kammern nur sehr wenig beeinflussen, sind äußerst diffizil. Häufig sind zudem keine Übereinstimmungen zwischen experimentellen und numerischen Untersuchungen festzustellen. Aus diesen Gründen werden vereinfachte Außengeometrien für detaillierte Untersuchungen um die rotierende, beheizte Zylinderwelle angestrebt. Hierzu eignen sich die vier in Bild 3 dargestellten Versuchsaufbauten. Die dadurch erreichte Reduzierung relevanter geometrischer Variablen bzw. durch Beeinflussung der wesentlichen Kennzahlen Re , Nu , Ec , Eu können in Einzeluntersuchungen Variationen derart gewählt werden, dass wichtige Beziehungen und Abhängigkeiten detailliert untersucht werden können. Deren Auswertung und Vergleich bildet die Basis für belastbare Aussagen zum Strömungs- und Temperaturfeld.

Die hier vorliegende Arbeit beinhaltet experimentelle Untersuchungen zum Strömungs- und Temperaturfeld um die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen, axialsymmetrisch angeordneten Außengehäuse. Sowohl für lokale Grenzschichtprofile, als auch für globale Messungen im gesamten Strömungsraum, wurden durch Variation der Kennzahlen vor allem die Beziehung zwischen wandnahe Temperatur- und Geschwindigkeitsverlauf herausgearbeitet.

Lokale und globale Messergebnisse um die rotierende Zylinderwelle wurden mit numerischen Untersuchungen bzw. durch theoretische Betrachtungen, die auf der vereinfachten Energiegleichung basieren, durchgeführt. Die Ergebnisse des Geschwindigkeitsverlaufs $v_\varphi(r)$ wurden vor allem im wandnahen Bereich ($y^+ < 100$) diskutiert und mit Messungen anderer Autoren verglichen. Der messtechnisch ermittelte Grenzschichtverlauf um die rotierende Zylinderwelle wurde auf die übliche $u^+(y^+)$ -Darstellung übertragen. Für den vollturbulenten Bereich ergibt sich dabei die Beziehung $v_\varphi^+ = (1/0.48) \ln(y^+) + 5.9$. Die Diskussion über die Vergleichbarkeit von Grenzschichtverläufen an ebenen bzw. gekrümmten Oberflächen wurde z. B. bezüglich des Verlaufes des Wandreibungsbeiwertes $c_f(Re)$ geführt, da dieser von wandnahen Wirbelstrukturen bzw. von dem im Frequenzspektrum festgehaltenen Energiehaushalt der Strömung abhängt.

Die innerhalb dieser Strömung vorliegende lokale Temperaturverteilung $T(r)$ bzw. $\Theta(r)$ ist an das Geschwindigkeitsfeld gekoppelt und bei ansteigender Wandgeschwindigkeit U_w wird ein

Anstieg der Turbulenz festgestellt. Im Bereich des wandnahen intensiven Geschwindigkeitsgradienten findet ein wachsender Transport kleinster Wirbel zur Wand hin statt. Diese werden an der laminaren Unterschicht in Dissipation transferiert und erwärmen dort das Fluid lokal. Das so entstehende lokale Temperaturmaximum $T(r)_{\max}$, konnte messtechnisch erfasst werden und hebt sich in einatomigen Gasen wie beispielsweise Argon ($c_{p,Ar} \cong \frac{1}{2} c_{p,Luft}$) besonders deutlich hervor, siehe Bild 90.

Die lokalen Messungen stützen die Untersuchungen zum globalen Wärmeübergang $Nu(Re)$ zwischen der gesamten rotierenden und aufgeheizten Zylinderwelle und dem umgebenden Gas bei Eckertzahlen $Ec > 1$. Sie geben die Dissipationseffekte innerhalb der Strömung wieder und können somit aufgrund der Umkehr des Verlaufes $Nu(Re)$ die Existenz eines lokalen Temperaturmaximums $\Theta(r)_{\max} > 1$ bestätigen.

Für die eingesetzten Messsysteme und die vorgenommenen Messungen selbst wurden Fehlerabschätzungen durchgeführt und angegeben. Zusammen mit der beschriebenen Sensorik zeigt die Fehlerabschätzung, wie diffizil und komplex, insbesondere lokale Messungen in unmittelbarer Wandnähe sind, beispielsweise für das Erreichen einer örtlichen Unsicherheit von nur $20 \mu\text{m}$ für den Hitzdraht oder der Summierung möglicher Messfehler für $\Theta(r)$.

Das experimentell ausgewertete lokale Temperaturmaximum $\Theta(r)_{\max} > 1$ wurde mit Hilfe des Geschwindigkeitsgradienten und einer theoretischen Abschätzung von van Driest (1951) verglichen, siehe Bild 105. Die experimentell ermittelten Geschwindigkeitsdaten dienen zur Bestimmung einer Geschwindigkeitsverteilung $v_{\varphi}^{+}(r/R_Z)$ um den rotierenden Zylinder für unterschiedliche Drehzahlen n bzw. Wandgeschwindigkeiten $U_W = 10 - 90 \text{ m/s}$. Vor allem der große Geschwindigkeitsgradient im wandnahen Bereich und der Verlauf von diesem Bereich in die Außenströmung wurden durch die Wahl der Potenzen $v_{\varphi}^{+} = f(r/R_Z)^i$ berücksichtigt. Im Außenbereich ergab die turbulente Strömung um den rotierenden Zylinder im großen Außengehäuse für alle Drehzahlen einen $1/r$ -Verlauf, siehe Bild 102. Bild 103 zeigt eine von Spalding (1961) aufgestellte Beziehung $y^{+} = f(v_{\varphi}^{+}, \kappa, B)$, die für den Fall der rotierenden Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse und für den Fall der ebenen Plattenüberströmung angewandt und verglichen wurde. Die Verläufe unterscheiden sich aufgrund unterschiedlicher Werte für Steigung κ und Achsenabschnitt B . Die Abweichungen im Übergang zur laminaren Unterschicht weichen aber zusätzlich durch die Effekte, die die Wandkrümmung hervorruft, und aufgrund von Fliehkrafteffekte ab.

Gemessene Daten für die Geschwindigkeitsgrenzschicht und die Wandschubspannung τ_w wurden mit numerischen Untersuchungen verglichen. CFD-Rechnungen mit CFX-TascFlow für untersuchte großskalige Wirbel (Taylorwirbel) und FLUENT bzw. ANSYS für die Geschwindigkeitsgrenzschichten und die Sekundärströmung im Behälter wurden mit Hitzdraht und LDA-Messdaten verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass beispielsweise die

geometrieabhängigen Wirbelstrukturen auch die Strömung im wandnahen Bereich beeinflussen. Abweichungen zwischen Messdaten und CFD wurden diskutiert und lassen sich wie folgt zusammenfassen: Um das Verhalten der turbulenten Strömung um die rotierende Zylinderwelle vollständig beschreiben zu können, müssen auch die kleinsten Schwankungen einer Strömung durch räumliche und zeitliche Diskretisierung erfasst werden. Die räumliche Schrittweite, die kleiner als die kleinsten Wirbel sein muss, ist für den vorliegenden Fall schnell rotierender Wellen kleiner als $10\ \mu\text{m}$, siehe S. 85. Die zeitliche Schrittweite muss kleiner sein als die Dauer der kleinsten Schwankungen, hier also weniger als $50\ \mu\text{s}$, s. Bild 76.

Weitere numerische Untersuchungen mit ANSYS bestätigen die Umkehr des globalen Wärmeübergangs in der Darstellung $Nu(Re)$, s. Bilder 99 und 100. Die ANSYS-Rechnung bestimmt die Umkehr des globalen Wärmeübergangs im Vergleich zu den Messungen erst für höhere Rotations-Reynoldszahlen Re , vermutlich aufgrund des zu grob aufgelösten wandnahen Bereichs und der universellen Wandfunktion, s. Bild 107.

Insgesamt werden bei den vorgestellten Dissipations- und Wärmeübergangseffekte und der Umkehr des globalen Wärmeübergangs Übereinstimmungen mit theoretischen und numerischen Ansätzen festgestellt, wobei eigene Messdaten eher mit Messungen anderer Autoren (rotierender Zylinder ohne Außengehäuse bzw. mit Queranströmung innerhalb einer rechteckigen Messstrecke, siehe Bild 99) übereinstimmen. Die verantwortliche Strömungsstruktur wurde umfassend aufgearbeitet (Kapitel 3.2), die Kopplung an das Temperaturfeld entsprechend aufgezeigt (Kapitel 3.5). Die gewonnenen Ergebnisse tragen zum Verständnis der wandnahen Wirbelstruktur um die bewegte, gekrümmte Oberfläche bei, sind aber auch für Betrachtungen zur turbulenten Wirbelviskosität μ_{tur} (Kapitel 3.7) und deren Beziehung zum Geschwindigkeitsgradienten $\partial v_\phi / \partial r$ (Gl. 4.11) des gekrümmten Strömungsfeldes nutzbar. Aussagen zum Energietransport großskaliger Wirbel und zur Turbulenzenergie liefern die Ergebnisse in Kapitel 3.5 und 3.6.

Weitere Untersuchungen zum Wärmeübergang an rotierenden und temperierten Bauteilen, wie beispielsweise einer axial durchströmten Kammer, in der innen und gegebenenfalls auch außen die Wand bewegt wird, könnten auf die hier vorgestellten Ergebnisse aufbauen. Zudem würden sich hierbei Untersuchungen mit Druck- und Gasvariation anbieten, so wie sie bei Oesterle (1996) bei Untersuchungen zum globalen Wärmeübergang um den rotierenden Zylinder mit Queranströmung innerhalb einer rechteckigen Messstrecke vorgenommen worden sind. Hierzu sind weiterführende Forschungsarbeiten am Institut für Thermodynamik der Universität der Bundeswehr München geplant.

6. Literaturverzeichnis

- Andereck, C. D.; Liu, S.; Swinney, H. L. (1986): Flow regimes in a circular Couette System with independently rotating cylinders. *Journal Fluid Mech.* 164, 155-183.
- Anderson, H.; Johansson, B.; Löfdahl, L.; Nilsen, P. (1993): Turbulence in the Vicinity of a rotating Cylinder in a Quiescent Fluid: Experiments and Modelling. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows, Munich 1991.
- ANSYS Theory Manual (2001): Theory Manual, Release 5.7. Canonsburg, Pensilvania. SAS IP Inc., 12. Auflage.
- Baehr, H.D. (1989): Thermodynamik. Springer-Verlag, Berlin, 7. Auflage.
- Becker, K. (1957): An Experimental and Theoretical Study of Heat Transfer in an Annulus with an inner Rotating Cylinder. Diss. Massachusetts Inst. of Techn. MIT.
- Becker, K.; Kaye, J. (1962): The influence of a Radial Temperature Gradient on the Instability of Fluid Flow in an Annulus with an Inner Rotating Cylinder. *J. of Heat Transfer*, Trans. ASME 84, 106-110.
- Blottner, F.G. (1990): Accurate Navier-Stokes Results for the Hypersonic flow over a Spherical Nosetip. *AIAA Jor. of Spacecraft and Rockets* 1990, 113 – 122.
- Booz, O. (1980): Numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen für Taylor-Wirbel-Strömungen im weiten Spalt. Diss. Universität Stuttgart.
- Bradshaw, P. (1969): The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* 36(1), 171-191.
- Bradshaw, P. (1973): Effects of Streamline Curvature on Turbulent Flow. AGARD No. 169.
- Bradshaw, P. (1975): An introduction to turbulence and its measurement. Pergamon Press, Oxford.
- Bruun, H.H. (1988): Velocity calibration relationship for hot-wire anemometrie. *J. Phys. E.; Sci. Instrum.* 21, 225-232.
- Bruun, H.H. (1995): Hot-wire anemometry. Oxford Science Pub.
- Cattaneo, F. (2002): Konstruktion einer justierbaren Laserkopfhalterung für LDA-Messungen, Studienarbeit 02/09 LRT-10, UniBw München.
- Cattaneo, F. (2002): Strömungsuntersuchungen am rotierenden Zylinder mittels Laser-Doppler-Anemometrie. Diplomarbeit 02/06 LRT-10, UniBw München.
- Cebeci, T.; Smith (1974): Analysis of Turbulent Boundary Layers. Academ. Pr. Inc. Orlando.
- Cebeci, T.; Bradshaw, P. (1988): Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer. Springer-Verlag, New York.
- Chew, Y.T. et al. (1998): The dynamic response of a hot-wire anemometer: Part II. A flush-mounted hot-wire and hot-film probes for wall shear stress measurements. *Meas. Sci. and Technol.* 9, 764-778.
- Chung, S.Y. (2004): Large-eddy simulation of turbulent mixed convection in a vertical annulus with a rotating inner cylinder. *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Vol.5.
- Clauser, F.H. (1956): The turbulent boundary layer. *Adv. Appl. Mech.* 4, 1-51.
- Dakos, T.; Verriopoulos, C.A.; Gibson, M. M. (1984): Turbulent flow with heat transfer in plane and curved wall jets. *J. Fluid Mech.*, Vol. 145, 339-360.
- Dorfmann, L.A. (1963): Hydrodynamic Resistance and the Heat Loss of Rotating Solids. Oliver & Boyd, Edingburgh.
- Durst, F.; Melling, A.; Whitelaw, J.H. (1987): Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie. Wissenschaft und Technik, Verlag G. Braun.
- Durst, F. et al. (2001) : In situ calibration of hot wires close to highly heat-conducting walls. *Experiments in Fluids* 31, 103-110.
- Eckert, E.; Drake, R. M. (1972): Analysis of Heat and Mass Transfer. Mc Graw-Hill, Tokyo.

- Eckert, E.R.G.; Weise, W. (1942): Messung der Temperaturverteilung auf der Oberfläche schnell angeströmter unbeheizter Körper. *Forsch. Ing. Wes.* Bd.13, 246-254.
- Engine Research Centre (2005): University Wisconsin-Madison, www.erc.wisc.edu.
- Geropp, D. (1969): Der turbulente Wärmeübergang am rotierenden Zylinder. *Ing.-Archiv*, Bd. 38, 195-203.
- Geropp, D. (1978): Grenzschichttheorie I und II, Vorlesungen an der Universität-GH-Siegen.
- Gersten, K.; Herwig, H. (1992): *Strömungsmechanik*. Vieweg Verlag, Braunschweig.
- Glückert, U. (1992): *Erfassung und Messung von Wärmestrahlung*, VDI-Verlag München.
- Gschwendtner, M. (2000): Das Eckert-Zahl-Phänomen - Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang an einer bewegten Wand am Modellfall eines rotierenden Zylinders. *Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 7, Nr.383*.
- Hamel, G. (1941): Über die Potentialströmung zäher Flüssigkeiten. *ZAMM*, Bd. 21, 129-139.
- Hanagida, T.; Kawasaki, N. (1991): Pressure Drop and heat transfer characteristics of axial air flow through an annulus with a deep slotted outer cylinder and a rotating inner cylinder. *Trans. JSME*, 57 (538), 2099-2103.
- Hinze, J.O. (1975): *Turbulence*. McGraw-Hill Book Company, New York.
- Jischa, M. (1982): *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg-Verlag, Braunschweig, Wiesbaden.
- Jooss, A. (2001): Genauigkeitskontrolle und lokale Netzadaption zur effizienten Strömungsberechnung. Diss. Fakultät Maschinenbau, Universität Karlsruhe.
- Kageyama, A.; Ji, H.; Goodman, J.; Chen, F. (2004): Numerical and Experimental Investigation of Circulation Flow in Short Cylinders for Liquid Metal Experiment of Magnetorotational Instability. *J. Phys. Soc. Jpn*.
- Kasagi, N.; Hirata, M. (1975): Transport Phenomena in Near-Wall Region of Turbulent Boundary Layer around a Rotating Cylinder. ASME-publication, New York.
- Kerstin, J.; Richardson, P.D. (1963): Wärmeübertragung in turbulenten Grenzschichten. *Forsch. Ing.-Wes.* 29, Nr.4, 93-104.
- King, L.V. (1914): On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometrie. *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 214, 373-432.
- Klebanoff, P.S. (1955): Characteristics of Turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NACA-R-1247; auch NACA-TN-3178 (1954).
- Kolmogorov, A.N. (1941a): Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr großen Reynoldsschen Zahlen. *Dokl. Akad. Wiss. USSR*, Bd. 30, 301-305.
- Kolmogorov, A.N. (1941b): Die Energie-dissipation für lokal isotrope Turbulenz. *Dokl. Akad. Wiss. USSR*, Bd. 32, 16-18.
- Laufer, J. (1954): The Structure of Turbulence in Fully Developed Pipe Flow. Rep. 1174, Nat. Advisory Com. For Aeronautics.
- Launder, B.E.; Shima, N. (1989): Second-Moment Closure of the near wall sublayer: Development and Application. *AIAA J.* 27, 1319-1325.
- Launder, B.E.; Spalding, D.B. (1974): The numerical Computation of Turbulent Flows, *Computer Methods. Apl. Fl. Mech. And Eng.*, 3, 269-289.
- Leder, A. (1983): Laser-Doppler-Untersuchungen und einige theoretische Überlegungen zur Struktur von Totwasserströmungen. *Fortschr.-Ber. VDI-Z.*, Nr. 78.
- Leder, A. (1992): *Abgelöste Strömungen: physik. Grundlagen*. Vieweg-Verl., Braunschweig.
- Lieneweg, F. (1976): *Handhabung der technischen Temperaturmessung*. Vieweg-Verlag, Braunschweig.
- Lin, C. C. (1959): *High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion. Vol. 5: Turbulent Flow and Heat Transfer*. Princeton Univ. Press.
- Lomas, C. G. (1986): *Fundamentals of hot wire anemometry*. Cambridge Univ. Press, U.K.

- Marple, S. L. (1987): Digital Spectral Analysis. Englewood Cliffs, New York.
- MatLab Programmbibliothek Signal Processing Toolbox (1994): The MathWorks Inc., www.wathworks.com.
- Menter, F. R.; Vieser, W.; Esch, T. (2002): Heat Transfer Predictions using Advanced Two-Equation Turbulence Models. CFX-VAL10/0602 (CFX Technical Memorandum).
- Münch (1986): Untersuchungen zur Profilverzögerungsschicht und Nachlaufentwicklung an einer ebenen Verzögerungskaskade bei inkompressibler Strömung. Diss. FB 12 Verkehrswesen, TU Berlin.
- Nakamura, I.; Ueki, Y.; Yamashita, S. (1983): A universal velocity distribution and turbulence properties in the shear flow on a rotating cylinder in a quiescent fluid. Proceedings Fourth Symposium on Turbulent Shear Flows. Karlsruhe, 2.21 to 2.26.
- Nikuradse, J. (1932): Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren. VDI-Forschungs-Heft 356. VDI-Verlag, Berlin.
- Oertel, H.; Laurien, E. (1995): Numerische Strömungsmechanik. Springer-Verlag.
- Oesterle (1996): Zur Topologie der Feld- und Grenzschichtstrukturen beim Wärmeübergang am querangeströmten beheizten und rotierenden Zylinder. Untersuchungen für Fluide unterschiedlicher Prandtl-Zahl. Fortschr.-Ber. VDI-Reihe 7 Nr. 299, VDI Verlag Düsseldorf.
- Owen, J.M. (1989): Heat Transfer in rotating disc systems. Vol.1: Rotor-Stator-Systems. Ed. W. D. Morris (Wiley, Taunton, Somerset, England).
- Pai, S. (1943): Turbulent flow between rotating cylinders. NACA TN 892.
- Peller, H.; Lippig, V.; Straub, D.; Waibel, R. (1984): Thermodynamic Experiments with a Heated and Rotating Circular Cylinder in Crossflow, Part 1: Subcritical Heat Transfer Measurements. Exp. in Fluids 2, p. 113-120.
- Peller, H. (1986): Thermodynamic Experiments with a Heated and Rotating Circular Cylinder in Crossflow, Part 2.1: Boundary layer profiles and location of separation points. Exp. in Fluids 4, p. 223-231.
- Peller, H.; Straub, D. (1988): Thermodynamic Experiments with a Heated and Rotating Circular Cylinder in Crossflow, Part 2.2: Temperature Boundary Layer Profiles. Exp. in Fluids 6, p. 111-114.
- Pfitzer, H. (1992): Konvektiver Wärmetransport im axial durchströmten Ringspalt zwischen rotierenden Hohlwellen. Diss. TU Darmstadt.
- Rakels, F. (2002): Numerische Simulation des turbulenten Wärmeübergangs an drehenden, beheizten Zylinderwellen mit CFX-TASCflow. Diplomarbeit LRT-10, UniBw München.
- Rathjen, L. (2003): Experimentelle Wärme- und Stoffübertragungsuntersuchungen an einem rotierendem Kühlkanalmodell mit Rippen. Diss. FB Maschinenbau, Uni. Darmstadt.
- Reichardt, H. (1938): Messungen turbulenter Schwankungen. Naturwissenschaften 404 und ZAMM 18, 358-361.
- Richardson, P.D.; Kerstin, J. (1963): Heat transfer across Turbulent, incompressible Boundary layers. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 6, 147-189. Auch: Forsch. Ing.-Wes., Bd. 29, 93-104.
- Rotta, J. C. (1972): Turbulente Strömungen. Teubner Verlag, Stuttgart.
- Ruck, B. (1990): Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik. AT-Fachverlag, Stuttgart.
- Salhi, A.; Omri, M. (1999): An analysis of the destabilizing curvature effects on the turbulent flow over a rotating cylinder. Eur. Phys. J. B 8, 463-475.
- Schlichting, H.; Gersten, K. (1997): Grenzschicht-Theorie. Braun-Verlag, Karlsruhe.
- Schubert, Heise (2001): Unterstützung bei der Auslegung und Konzeption eines Heiz-/Kühl-Systems für den Versuchsaufbau 'Rotierender Zylinder' und Erstellung eines rechnergestützten Steuer- und Regelungsprogramms zum Temperieren einer drehenden Zylinderwelle. Studienarbeit LRT-10, UniBw München.

- Schuster, N.; Kolobrodov, V. (2000): Infrarotthermografie. Wiley-Vch-Verlag, Berlin.
- Shimada, R., Kumagai, S. (1984): Enhancement of heat transfer from a rotating cylinder by means of surface projektions. Trans. JSME, 50 (450), 486-493.
- Smith, G. P., Townsend, A. A. (1982): Turbulent Couette Flow between concentric cylinders at large Taylor numbers. J. Fluid Mech., 123, 187-217.
- Spalding, D.B. (1961): A Single Formula for the Law of the Wall. J. Appl. Mech., Vol. 28, 455-457.
- Speziale, C.G.; Sarkar, S.; Gatski, T.B. (1991). J. Fluid Mech. 227, 245.
- Spitzer, M., Urban, D. (2001): Konstruktion einer Hitzdrahttraverse und Einrichtung eines Kalibrationsverfahrens zur Temperaturmessung an rotierenden Zylinderwellen mit Ergebnisdarstellung. Studienarbeit LRT-10, UniBw München.
- Sprenger, M. (2002): Infrarotthermografie, Skript zum Strömungs- und Wärmetechnischen Messpraktikum. UniBw München.
- Sprenger, M., Pfitzner, M., Münch, F.-X. (2003): Grenzschichtuntersuchungen mit Wärmeübergang im Bereich großer Reynoldszahlen an einer rotierenden beheizten Zylinderwelle. Tagungsband DGLR-2003-072.
- Stege, A., Prott, C. (2003): Globaler Wärmeübergang an beheizten, rotierenden Zylindern in turbulenten Strömungen. Studienarbeit 03/36 LRT-10, UniBw München.
- Straub, D. (2000): Das Eckertzahl-Phänomen: Erklärung und Bewertung der Veröffentlichung von Geropp (1969). Interner Bericht LRT-10 (Thermodynamik) der Universität der Bundeswehr München.
- Strickert, H. (1974): Hitzdraht- und Hitzfilmanemometrie. VEB-Verlag Technik Berlin.
- Taylor, G. I. (1923): Stability of a Viscous Liquid contained between two rotating Cylinders. Phil. Trans. Royal Society (London) A 223.
- Taylor, G. I. (1935): Distribution of Velocity and Temperature between concentric rotating Cylinders. Proc. Royal Society A 151.
- Theodorsen, T.; Regier, A. (1944): Experiments on drag of rotating discs and cylinders and streamline rods at high speeds. NACA Report 793.
- Thomann, H. (1972): Direct measurements of skin friction in a turbulent boundary layer. Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, Vol. 94, 1972, pp. 666-674.
- Tjaden, H. (2002): Numerische Simulation der turbulenten strömung mit Wärmeübergang an rotierenden, beheizten Zylinderwellen mit ANSYS/FLOTRAN. Diplomarbeit Nr. 02/07 LRT-10, UniBw München.
- Townsend, A.A. (1976): The Structure of Turbulent Shear Flow. 2nd Ed. 393, Cambridge University Press.
- Van Driest, E. R. (1951): Turbulent boundary layer in compressible fluids. J. Aeron. Sci., Vol. 18, 145-160.
- Van Dyke, M.D. (1982): An Album of Fluid Motion. The Parabolic Press, Stanford, CA.
- Wattendorf, F. L. (1934): A study of the effect of Curvature on Fully Developed Turbulent Flow, Proc. Roy. Soc. A148, p. 586.
- Weichert, L. (1976): Temperaturmessung in der Technik. Lexika-Verlag, Berlin.
- White, F. M. (1991): Viscous Fluid Flow. Mc Graw-Hill, New York.
- Wiedemann, J. (1984): Laser-Doppler-Anemometrie. Springer-Verlag, Berlin.
- Wier, M.; Römer, L. (1987): Experimentelle Untersuchung von stabil und instabil geschichteten turbulenten Plattengrenzschichten mit Bodenrauigkeit. Z. Flugwiss. Weltraumforsch. 11, S. 78-86.
- Wilcox, D. C. (1993): Turbulence Modelling for CFD. DCW Industries, Inc.
- Wilcox, D. C. (1997): Basic Fluid Mechanics. DCW Industries, Inc.
- Witt, H. T.; Watmuff, J. H. (1983): Some effects of rotation on turbulent boundary layers. In: Proceedings Fourth Symposium on Turbulent Shear Flows. Karlsruhe, 3.14 to 3.20.

-
- Wittig, S.; Jacobsen, K.; Schelling, U.; Kim, S. (1997): Heat Transfer in Stepped Labyrinth Seals. ASME-Paper 87-GT-92.
- Yildiz, A. (1964): Zum Wärmeübergang am Kommutator. Diss. TU Berlin.
- Zetzmann, D. (2002): Variation gegebener CFD-Programmstrukturen zur Berechnung und Simulation von rotationssymmetrischen Strömungen. Studienarbeit 02/17 LRT-10, UniBw München.
- Zetzmann, D. (2003): Untersuchung verschiedener Netz- und Turbulenzmodelle in einer rotationssymmetrischen Strömung. Diplomarbeit LRT-10, UniBw München.
- Zierep, J. (1991): Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre. Braun-Verlag, Karlsruhe.

Anhang A1: Dimensionsanalyse

Die Ähnlichkeitsmechanik und damit verbunden die Ähnlichkeitskenngrößen dienen zur Ableitung von Gesetzmäßigkeiten, die eine Übertragung von Versuchsergebnissen, die an Modellen (hier: rotierende temperierte Zylinderwelle im geschlossenen Behälter) gewonnen wurden, auf die wirkliche Ausführung erlaubt. Zu beachten ist dabei, dass alle für den Vorgang wesentlichen Ähnlichkeitskenngrößen (s. Tabelle 1 bzw. Gleichungen 1.8 - 1.10) bei dem Modellversuch denen der wirklichen Ausführung entsprechen.

Koeffizienten k_1, \dots, k_n	k_1	k_2	k_3	k_4	k_5	k_6	k_7	k_8	k_9	k_{10}	k_{11}	k_{12}	k_{13}	k_{14}	k_{15}	k_{16}
Einflussgröße	φ	r	z	R_Z	R_B	H_Z	k_s	U_W	T_W	$\Delta T = T_W - T_{Gas}$	ρ_{Gas}	p_{Gas}	v	λ	c_p	α
Basisgröße kg											1	1		1		1
Basisgröße m		1	1	1	1	1	1	1			-3	-1	2	1	2	
Basisgröße s								-1				-2	-1	-3	-2	-3
Basisgröße K									1	1				-1	-1	-1

Tabelle 1: Dimensionstabelle mit Koeffizientenmatrix

Bei komplexen Dimensionstabellen ist die Dimensionsanalyse mitunter nur zu lösen, wenn von der Vielzahl der beteiligten Parameter diejenigen ausscheiden, die auf die betreffenden Untersuchungen keinen entscheidenden Einfluss haben. Zudem ist zu klären, welche Ähnlichkeitskenngrößen sich nahezu konstant verhalten und welche verändert werden sollen. Daher wird in Tabelle 2 eine Teilmatrix gebildet, deren Determinante von Null verschieden ist.

Koeffizienten	k_4	k_8	k_{10}	k_{14}
Einflussgröße	R_Z	U_W	$\Delta T = T_W - T_{Gas}$	λ
Basisgröße kg				1
Basisgröße m	1	1		1
Basisgröße s		1		-3
Basisgröße K			1	-1

Tabelle 2: Teilmatrix

Nach Tabelle 2 sind den vier Größen R_Z , U_W , ΔT und λ die Basisgrößen m, s, K und kg zugeordnet. Die verbleibenden elf Größen werden im Folgenden als Potenzprodukt dieser vier Größen R_Z , U_W , ΔT und λ ausgedrückt, vgl. Zierep (1972).

$$\Pi = \varphi^{X_1} \cdot r^{X_2} \cdot z^{X_3} \cdot \underline{R_Z^{X_4}} \cdot R_B^{X_5} \cdot H_Z^{X_6} \cdot k_s^{X_7} \cdot \underline{U_W^{X_8}} \cdot T_W^{X_9} \cdot \underline{\Delta T^{X_{10}}} \cdot \rho_{\text{Gas}}^{X_{11}} \cdot p_{\text{Gas}}^{X_{12}} \cdot v^{X_{13}} \cdot \underline{\lambda^{X_{14}}} \cdot c_p^{X_{15}} \cdot \alpha^{X_{16}} \quad (\text{Gl. A1.1})$$

Die verbleibenden elf hierauf abgeleiteten dimensionslosen Kennzahlen werden in geometrische und physikalische Kennzahlen unterteilt.

Dimensionslose örtliche Variable:

$$\Pi_1 \Rightarrow \varphi \quad \rightarrow \text{Umfangswinkel (stets dimensionslos)}$$

$$\Pi_2 \Rightarrow \frac{r}{R_Z} \quad \rightarrow \text{auf den Zylinderradius bezogener radialer Abstand von der Rotationsachse}$$

$$\Pi_3 \Rightarrow \frac{z}{R_Z} \quad \rightarrow \text{auf den Zylinderradius bezogene Wellenlänge bzw. Zylinderhöhe}$$

Geometrische Kennzahlen:

$$\Pi_5 \Rightarrow \frac{R_B}{R_Z} \quad \rightarrow \text{auf den Zylinderradius bezogener Radius der Außen- bzw. Behältergeometrie}$$

$$\Pi_6 \Rightarrow \frac{H_Z}{R_Z} \quad \rightarrow \text{auf den Zylinderradius bezogenes Längenverhältnis der Zylinderwelle}$$

$$\Pi_7 \Rightarrow \frac{k_s}{R_Z} \quad \rightarrow \text{auf den Zylinderradius bezogene Oberflächenrauigkeit der Zylinderwelle}$$

Physikalische Kennzahlen:

$$\Pi_9 \Rightarrow \frac{T_W}{\Delta T} \quad \rightarrow \text{auf die Temperaturdifferenz bezogene Wandtemperatur der Zylinderwelle}$$

$$\Pi_{11} \Rightarrow \frac{\rho_{\text{Gas}} \cdot U_W^2 \cdot v}{\lambda \cdot \Delta T} = \text{Pr} \cdot \text{Ec} = \text{Br} \quad \rightarrow \text{Brinkmannzahl} \quad \rightarrow \text{Br/Ec} = \text{Pr} \rightarrow \text{Prandtlzahl}$$

$$\Pi_{12} \Rightarrow \frac{p_{\text{Gas}}}{U_W^2 \cdot \rho_{\text{Gas}}} = \text{Eu} \quad \rightarrow \text{Eulerzahl}$$

$$\Pi_{13} \Rightarrow \frac{2R_Z \cdot U_W}{v} = \text{Re} \quad \rightarrow \text{Rotations-Reynoldszahl}$$

$$\Pi_{15} \Rightarrow \frac{U_W^2}{2c_p \cdot \Delta T} = \text{Ec} \quad \rightarrow \text{Eckertzahl}$$

$$\Pi_{16} \Rightarrow \frac{\alpha \cdot 2R_Z}{\lambda} = \text{Nu} \quad \rightarrow \text{Nusseltzahl}$$

Anhand der abgeleiteten Kennzahlen können die experimentellen Ergebnisse bei unterschiedlichen Versuchsanordnungen leichter verglichen und im Hinblick auf den Eckertzahl-Effekt leichter beantwortet werden, siehe Bild 3 und Bild 99 sowie Kapitel 4.3.

Bei der globalen Betrachtung des Wärmeübergangs spielen die dimensionslosen örtlichen Variablen keine Rolle. Somit lässt sich bei Betrachtungen zum globalen Wärmeübergang für jede Versuchsanordnung folgende Beziehung wiedergeben:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Ec}, \text{Eu}, \text{Pr}, T_W/\Delta T, R_B/R_Z, H_Z/R_Z, k_s/R_Z)$$

Insbesondere wird bei dieser Betrachtungsweise sehr deutlich, wie stark die geometrischen Kennzahlen der verschiedenen Versuchsanordnungen den Wärmeübergangsverlauf am rotierenden Zylinder beeinflussen können.

Anhang A2: Erhaltungsgleichungen und Randbedingungen in Zylinderkoordinaten

Der allgemeine Ortsvektor $\vec{r}(r, \varphi, z)$ in einem rotationssymmetrischen Koordinatensystem um die **rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse** zeigt Bild A2.1.

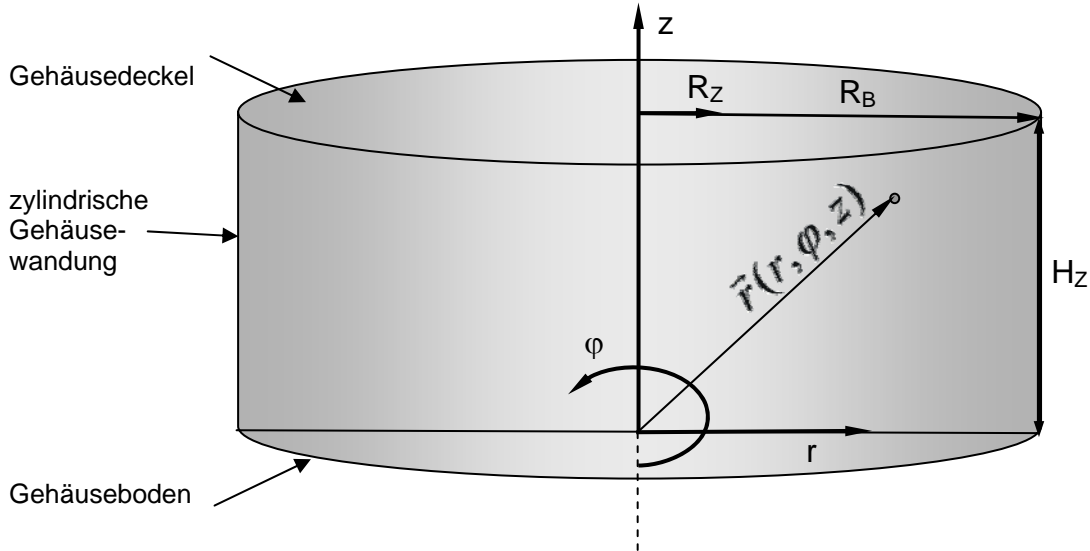


Bild A2.1: Koordinatensystem für die rotierende Zylinderwelle im geschlossenen Gehäuse.

Für diesen Fall und mit der Annahme konstanter Stoffgrößen ρ, μ, λ, c_p lauten nach M. Jischa (1982) und White (1974) die Grundgleichungen zur Beschreibung des gekoppelten Strömungs- und Temperaturfeldes wie folgt:

Kontinuitätsgleichung in Zylinderkoordinaten

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v_\varphi) + \frac{\partial}{\partial z} (v_z) = 0 \quad (\text{A 2.1})$$

Impulsgleichungen um die rotierende Zylinderwelle

r-Komponente:

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{A 2.2 a})$$

$$+ \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right] + \rho g_r$$

phi-Komponente:

$$\rho \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} \quad (\text{A 2.2 b})$$

$$+ \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_\varphi) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi}{r^2} + \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial z^2} \right] + \rho g_\varphi$$

z-Komponente:

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{A 2.2 c})$$

$$+ \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] + \rho g_z$$

Die allgemeine thermische Energiegleichung (Wärmetransportgleichung) lautet im vorliegenden Fall:

$$\begin{aligned} \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) &= \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot p \cdot v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (p \cdot v_\varphi) + \frac{\partial}{\partial z} (p \cdot v_z) + \\ &+ \lambda \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \mu \left[2 \left(\left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right) + \right. \\ &\left. + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A 2.3})$$

Zustandsgleichung des Gases:

$$p = \rho \cdot R_G \cdot T \quad (\text{A 2.4})$$

Hierzu kommen im Fall turbulenter Strömungen turbulente Schließungsbedingungen bzw. Turbulenzmodelle hinzu, siehe Gersten (1992).

Randbedingungen:

Auf dem rotierenden Zylinder und der ruhenden zylindrischen Gehäusewandung

$$0 < z < H_Z, \varphi \text{ beliebig} \quad \Rightarrow \quad \begin{array}{lll} r = R_Z: & v_\varphi = U_W, & T = T_W \\ r = R_B: & v_\varphi = 0, & T = T_\infty^* \end{array} \quad (\text{A 2.5 a})$$

Auf dem ruhenden Gehäusedeckel und dem Gehäuseboden

$$\left. \begin{array}{l} z = 0 \text{ und } z = H_Z, R_Z < r < R_B, \\ \varphi \text{ beliebig:} \end{array} \right\} \begin{array}{lll} v_r = 0, & v_\varphi = 0, & v_z = 0. \\ T = T_\infty^* \end{array} \quad (\text{A 2.5 b})$$

T_∞^* : Auf der Wandung des ruhenden Gehäuses kann T näherungsweise der Umgebungstemperatur T_∞ der Versuchsanlage gleichgesetzt werden. Denn wenn für das Gas ein Abstand $y > R_Z$ von der Zylinderwand gilt, konnten im Experiment keine Temperaturabweichungen, die größer als der Toleranzwert sind, festgestellt werden, siehe Kapitel 2.2.5. Streng genommen muss jedoch der Wärmestrom durch die Gehäusewand bei extremen Temperaturverhältnissen berücksichtigt werden.