



Forschungsberichte aus dem
Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Hrsg.: o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Joachim Ebner

**Einfluss von Druckgradienten
in der Gasströmung
auf die Dynamik schub-
spannungsgetriebener Wandfilme**

Band 22/2004



Universität Karlsruhe (TH)

Einfluss von Druckgradienten in der Gasströmung auf die Dynamik schub- spannungsgetriebener Wandfilme

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Joachim Ebner
aus Rheinfelden

Tag der mündlichen Prüfung:

19. Juli 2004

Hauptreferent:

o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Korreferent:

o. Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan

Forschungsberichte aus dem Institut für Thermische Strömungsmaschinen

herausgegeben von:

o. Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig
Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Universität Karlsruhe (TH)
Kaiserstr. 12
D-76128 Karlsruhe

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen
Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über
<http://dnb.ddb.de> abrufbar.

©Copyright Logos Verlag Berlin 2004

Alle Rechte vorbehalten.

ISSN 1615-4983

ISBN 3-8325-0684-5

Logos Verlag Berlin
Comeniushof, Gubener Str. 47,
10243 Berlin
Tel.: +49 030 42 85 10 90
Fax: +49 030 42 85 10 92
INTERNET: <http://www.logos-verlag.de>

Einfluss von Druckgradienten in der Gasströmung auf die Dynamik schub- spannungsgetriebener Wandfilme

von

Dipl.-Phys. Joachim Ebner

Karlsruhe 2004

Vorwort des Herausgebers

Der schnelle technische Fortschritt im Turbomaschinenbau, der durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt ist, verlangt einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messtechniken, die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten – hier denke ich an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen – genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Im vorliegenden Band der Veröffentlichungsreihe entwickelt Herr Ebner auf der Grundlage früherer Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen ein physikalisches Modell für die Simulation von Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen bei gleichzeitiger Beschleunigung der Strömung. Die Wandfilmströmung ist von großer technischer Relevanz und tritt unter anderem bei der luftgestützten Zerstäubung aus Wandfilmen in so genannten Airblastzerstäubern sowie im Saugrohr von Ottomotoren auf. Aufgrund der großen Komplexität dieser Bauteile in realen Anwendungen ist eine a priori Auslegung heute nicht möglich. Das neu entwickelte numerische Berechnungsverfahren liefert hier einen wichtigen Beitrag und kann unterstützend bei der Auslegung zukünftiger Designvarianten und Konzepte eingesetzt werden. Das Verfahren bietet damit ein großes Potenzial zur Kosten- und Zeitersparnis.

Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH). Mein besonderer Dank gilt dem ehemaligen Leiter des Instituts, Herrn Professor Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig, für die optimalen Rahmenbedingungen, die er für ein zielgerichtetes wissenschaftliches Arbeiten geschaffen hat. Weiterhin bedanke ich mich für die Freiräume bei der Konzeption und Durchführung meiner Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptreferats.

Mein herzlicher Dank richtet sich an Herrn Professor Dr.-Ing. Peter Stephan für sein Interesse an meiner wissenschaftlichen Arbeit sowie für die schnelle und unkomplizierte Übernahme des Korreferats.

Bei allen Kollegen und Mitarbeitern des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen bedanke ich mich für die gute Arbeitsatmosphäre und die bereitwillig gewährte Diskussionsbereitschaft. An dieser Stelle sind die Mitarbeiter der elektrischen und mechanischen Werkstätten sowie die Techniker hervorzuheben, die mich beim Aufbau der Versuchsanlagen und während der Durchführung der Experimente über das normale Maß hinaus unterstützt haben. Der technischen Zeichnerin, Frau Viola Sauter, danke ich für die großartige Unterstützung und die Beratung bei den konstruktiven Arbeiten. Bei Herrn Michael Lahm bedanke ich mich für die tatkräftige Unterstützung im Rechnerbereich, auf die ich bei der Durchführung der numerischen Arbeiten stets zählen konnte. Weiterhin möchte ich das große Engagement und die wertvollen Beiträge der zahlreichen studentischen Mitarbeiter würdigen, die mir bei der Erstellung der vorliegenden Arbeit sehr geholfen haben.

Für die kritische Durchsicht des Manuskripts bedanke ich mich bei Frau Kerstin van Loo und meiner Frau Antje. Herrn Dr.-Ing. Alfred Elsäßer und Herrn Dr.-Ing. Georg Maier danke ich für die wissenschaftliche Diskussion und die wertvollen Hinweise für die Erstellung der endgültigen Fassung meiner Dissertation. Mein besonderer Dank richtet sich an meinen langjährigen Zimmerkollegen und den Leiter der Forschungsgruppe "Zweiphasenströmungen", Herrn Dipl.-Ing. Olaf Schäfer, für die konstruktive und angenehme Zusammenarbeit.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern und meiner gesamten Familie herzlich für die vielfältige Unterstützung, die ich während meines Studiums und meiner wissenschaftlichen Tätigkeit erfahren habe.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	iii
Tabellen	vi
Symbole	vii
1 Einleitung	1
1.1 Einführung und Problemstellung	1
1.2 Zielsetzung und Vorgehensweise	4
2 Wissenschaftlicher Kenntnisstand	6
2.1 Turbulenter Impulsaustausch in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen	6
2.2 Turbulenter Wärme- und Stoffaustausch mit Flüssigkeitsfilm	12
2.3 Zusammenfassung der bisherigen Arbeiten	13
3 Methodik zur Beschreibung der Filmströmung	15
3.1 Physikalische Beschreibung des Wandfilms mit globalen Größen	15
3.2 Messtechnische Erfassung der relevanten Größen	16
3.2.1 Filmdicke und -struktur	17
3.2.2 Filmgeschwindigkeitsprofile	20
3.2.3 Bestimmung der Grenzflächenschubspannung aus der Gasphase	22
3.2.4 Wärme- und Stoffaustausch	23
4 Modell zur gekoppelten Berechnung der Zweiphasenströmung	24
4.1 Vorgehensweise bei der Berechnung der Zweiphasenströmung	24
4.2 Beschreibung der turbulenten Gasphase	25
4.2.1 Grundgleichungen	26
4.2.2 Beschreibung turbulenter Strömungen mit dem k,ε -Modell	28
4.2.3 Diskretisierung der allgemeinen Transportgleichung	30
4.2.4 Wandgesetz für den Impulsaustausch	32
4.2.4.1 Logarithmisches Wandgesetz	33
4.2.4.2 Berücksichtigung des Rauigkeitseinflusses	35
4.2.4.3 Erweitertes logarithmisches Wandgesetz	36

4.2.4.4	Modifiziertes Wandgesetz nach van Driest	37
4.2.5	Kopplung für den Wärme- und Stoffaustausch	40
4.2.6	Randbedingungen an der Phasengrenzfläche	42
4.2.7	Gittergenerierung	44
4.3	Modell zur Berechnung der Filmströmung	45
4.3.1	Charakterisierung der Filmeigenschaften	45
4.3.1.1	Rauigkeitswirkung schubspannungsgetriebener Wandfilme	46
4.3.1.2	Entwicklung einer Korrelation für den Formfaktor Ψ	47
4.3.1.3	Filminternes Geschwindigkeitsprofil	52
4.3.1.4	Filminterne Temperaturverteilung	55
4.3.2	Grundgleichungen	57
4.3.3	Differentialgleichungssystem für die numerische Behandlung	60
4.4	Struktur des gekoppelten Berechnungsverfahrens	65
5	Überprüfung des Rechenverfahrens	68
5.1	Beschleunigte Filmströmung im ebenen Kanal	68
5.1.1	Einfluss des verwendeten Grenzschnittansatzes	71
5.1.2	Einfluss der Grenzflächenschubspannung	75
5.1.3	Einfluss der Filmbeladung	77
5.1.4	Überprüfung der Übertragbarkeit in unterschiedliche Geometrien	78
5.2	Strömungen in rotationssymmetrischen Düsengeometrien	82
5.2.1	Einfluss der Grenzflächenschubspannung	85
5.2.1.1	Variation des Druckniveaus	85
5.2.1.2	Variation der Gasgeschwindigkeit	87
5.2.2	Einfluss der Filmbeladung	90
5.2.3	Einfluss der äußeren Kontur auf die Filmströmung	93
6	Behandlung praxisrelevanter Probleme	98
6.1	Analyse der Strömung in einer LPP-Vorverdunstungsstrecke	98
6.1.1	Einfluss der rückwärtigen Wandtemperatur $T_{w,Sz}$	99
6.1.2	Einfluss der Drallrichtung auf die Filmverdunstung	101
6.2	Zweiphasenströmung in einem Airblastzerstäuber mit Wandfilm	105
7	Zusammenfassung	112
	Literatur	115

Abbildungsverzeichnis

1.1	Airblastzerstäuber in modernen Flugtriebwerken	2
3.1	Rauigkeitswirkung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme	15
3.2	Filmdickenmesstechnik auf Lichtabsorptionsbasis	18
3.3	Filmdickenmessung mit einem Laserreflektionsverfahren	19
3.4	Aufbau des μ -LDA-Systems zur Analyse der filminternen Strömungsvorgänge .	21
4.1	Austauschgrößen zwischen dem Gaslöser und dem Filmmodul	24
4.2	Finites Volumen in konturangepassten Koordinaten	31
4.3	Vergleich unterschiedlicher Ansätze für die Rauigkeitskonstante $C(Re_{ks})$	39
4.4	Bestimmung der Grenzflächenschubspannung und der Sandkornrauigkeit	47
4.5	Formfaktor Ψ in Abhängigkeit von der Grenzflächenschubspannung $\tau_{G,W}$	49
4.6	Korrelation für den Formfaktor Ψ mit dimensionslosen Kennzahlen	51
4.7	Vergleich verschiedener Ansätze für das filminterne Geschwindigkeitsprofil . .	54
4.8	Wärmetransport in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen	56
4.9	Koordinatensystem zur Beschreibung schubspannungsgetriebener Filme	58
4.10	Energie- und Massenbilanz im Flüssigkeitsfilm in Richtung der Stromlinie x_S .	60
4.11	Differentielle Betrachtung der Strömung auf einem Flächenelement dA	64
4.12	Datenaustausch zwischen dem Gaslöser und dem Filmmodul	66
5.1	Strömungskanal für ebene Filmuntersuchungen ($H_{ein} = 90 \text{ mm}$, $H_{aus} = 30 \text{ mm}$)	69
5.2	Rechengitter des ebenen Strömungskanals ($400 \times 45 = 18000$ Gitterpunkte) . .	69
5.3	Überblick über das Strömungsfeld in der ebenen Messstrecke	70
5.4	Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ und des Druckgradienten dp/dx	72
5.5	Verlauf des Formfaktors Ψ und des dimensionslosen Druckgradienten p^+	73
5.6	Filmdickenverteilung h_F in der Düse ($u_{G,ein} = 20 \text{ m/s}$, $\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$)	73
5.7	Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion der Gasgeschwindigkeit $u_{G,ein}$. .	75
5.8	Filmdicke h_F als Funktion der Gasgeschwindigkeit $u_{G,ein}$ ($\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$) . . .	76
5.9	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($u_{G,ein} = 20 \text{ m/s}$)	77
5.10	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($u_{G,ein} = 10 \text{ m/s}$)	78
5.11	Strömungskanal für ebene Filmuntersuchungen ($H_{ein} = 40 \text{ mm}$, $H_{aus} = 20 \text{ mm}$)	79
5.12	Rechengitter des ebenen Strömungskanals ($350 \times 25 = 8750$ Gitterpunkte) . . .	79

5.13	Überblick über das Strömungsfeld in der ebenen Messstrecke	80
5.14	Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion der Beladung Λ_F	81
5.15	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$)	82
5.16	Rechengitter für rotationssymmetrische Strömungsfälle	83
5.17	Überblick über das Strömungsfeld in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 10^\circ$. .	84
5.18	Verlauf der Beladung Λ_F und die Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion des Drucks p	86
5.19	Filmdicke h_F als Funktion des Drucks p ($\Lambda_{F, \text{ein}} = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$) . .	87
5.20	Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion der Gasgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}}$. .	88
5.21	Filmdicke h_F als Funktion der Gasgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}}$ ($\Lambda_F = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$) . . .	88
5.22	Struktur des Wandfilms als Funktion des Drucks und der Gasgeschwindigkeit .	89
5.23	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 2 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$)	90
5.24	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 4 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$)	91
5.25	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 4 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$)	92
5.26	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 8 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$)	92
5.27	Überblick über das Strömungsfeld in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 22^\circ$. .	93
5.28	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 2 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$)	94
5.29	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 4 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$)	94
5.30	Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 8 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$)	95
5.31	Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion der dimensionslosen Koordinate x/L	96
5.32	Filmdicke h_F als Funktion als Funktion der dimensionslosen Koordinate x/L . .	96
6.1	Konzept für die magere Verbrennung unter Einsatz der Filmverdunstung	98
6.2	Strukturiertes Rechengitter der Vorverdunstungsstrecke	99
6.3	Filmdicke und Filmgeschwindigkeit als Funktion der Wandtemperatur	100
6.4	Filmtemperatur und Massenstrom als Funktion der Wandtemperatur	101
6.5	Filmlauflänge x_S und Drallwinkel α als Funktion der Ortskoordinate x	102
6.6	Filmdicke und Filmgeschwindigkeit als Funktion des Drallwinkels	103
6.7	Filmtemperatur und Massenstrom als Funktion des Drallwinkels	104
6.8	Konvektiver und konduktiver Wärmeeintrag in den Wandfilm	104
6.9	Schematische Darstellung des Airblastzerstäubers	105
6.10	Strukturiertes Rechengitter des Airblastzerstäubers	106
6.11	Überblick über das Strömungsfeld im Airblastzerstäuber	107
6.12	Filmdicke und Filmmassenstrom als Funktion des Sprühkegelwinkels	108

-
- 6.13 Filmtemperatur und kinematische Viskosität als Funktion des Sprühkegelwinkels 109
- 6.14 Verteilung des Kraftstoffdampfs bei einem Sprühkegelwinkel $\vartheta = 120^\circ$ 110

Tabellenverzeichnis

4.1	Konstanten des k,ε -Turbulenzmodells	29
4.2	Größen der allgemeinen Transportgleichung	31
4.3	Parameter der Anpassung an die van Driest-Wandfunktion	46
4.4	Stoffwerte der verwendeten Filmflüssigkeiten	48
6.1	Stoffwerte der Filmflüssigkeit an der Zerstäuberkannte	110

Symbolverzeichnis

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
<i>Lateinische Symbole</i>		
A	m^2	Fläche
A, B	–	Konstanten in der Korrelation zur Bestimmung des Sauter-Durchmessers SMD
A^+	–	Konstante im erweiterten Wandgesetz nach van Driest
b	m	Breite der Filmlauffläche
c_f	–	Schubspannungskoeffizient, $\tau_{G,W} = c_f \cdot \rho_G / 2 \cdot u_{G,\infty}^2$
$c_{f,t}$	–	Schubspannungskoeffizient im turbulenten Wandbereich, $\tau_{G,m} = c_{f,t} \cdot \rho_G \cdot u_{G,P}^2$
c_D	–	Massenkonzentration des Dampfs
c_p	$J/(kg K)$	spezifische Wärmekapazität
$C(Re_{ks})$	–	Konstante im logarithmischen Wandgesetz
C_1, C_2, C_μ	–	Konstanten des k, ε -Turbulenzmodells
d_T	μm	Tropfendurchmesser
D	–	Dämpfungsfunktion im Wandgesetz nach van Driest
D	m^2/s	Diffusionskoeffizient
$E(Re_{ks})$	–	Konstante im logarithmischen Wandgesetz, $E(Re_{ks}) = \exp(\kappa \cdot C(Re_{ks}))$
f_V	m/s^2	Beschleunigung durch Volumenkräfte
G_k	$N/(m^2 s)$	volumetrische Bildungsrate der Turbulenzenergie
h	m	Höhe
h	J/kg	spezifische Enthalpie
h_D	J/kg	spezifische Verdampfungsenthalpie
h_F	m	zeitlich gemittelte Filmdicke
h_F^*	m	effektive Filmdicke des Wärmeübergangs, $h_F^* = h_F / Nu_{eff}$
H	J	Enthalpie
H_{ein}, H_{aus}	m	Kanalhöhe am Ein- und Austritt
\dot{H}''	W/m^2	Enthalpiestromdichte
I	W	Lichtintensität
J	$(kg m)/s$	Impuls
j''	$kg/(m s^2)$	Impulsstromdichte
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
k_s	m	Korngröße der äquivalenten Sandkornrauigkeit
k'	$1/m$	Absorptionskonstante
L	m	Länge
m	kg	Masse

\dot{m}	kg/s	Massenstrom
M	kg/mol	Molmasse
n	–	Brechungsindex
N	–	Gesamtanzahl
Nu_{eff}	–	effektive Nusselt-Zahl der Filmströmung, $Nu_{eff} = (\alpha_{F,W} \cdot h_F) / \lambda_F$
On_F	–	Film-Ohnesorge-Zahl, $On_F = \sqrt{(v_F^2 \cdot \rho_F) / (\sigma_F \cdot h_F)}$
p^+	–	dimensionsloser Druckgradient
p	N/m ²	Druck
P_Q	–	P -Funktion für den Wärmeübergang an die Wand
P_{SD}	–	P -Funktion für den Stoffübergang an der Wand
Pr	–	Prandtl-Zahl, $Pr = (\mu \cdot c_p) / \lambda$
Pr_{eff}	–	effektive Prandtl-Zahl, $\mu_{eff} / Pr_{eff} = \mu / Pr + \mu_t / Pr_t$
Q	J	Wärme
\dot{Q}''	W/m ²	Wärmestromdichte
\Re	J/(mol K)	universelle Gaskonstante, $\Re = 8.314 \text{ J/(mol K)}$
Re_F	–	Film-Reynolds-Zahl, $Re_F = (u_{F,m} \cdot h_F) / \nu_F = \Lambda_F / \nu_F$
Re_{ks}	–	Rauigkeits-Reynolds-Zahl, $Re_{ks} = (u_\tau \cdot k_s) / \nu_G$
S	(*) ¹	Quellterm
Sc	–	Schmidt-Zahl, $Sc = \mu / (\rho \cdot D)$
Sc_{eff}	–	effektive Schmidt-Zahl, $\mu_{eff} / Sc_{eff} = \mu / Sc + \mu_t / Sc_t$
SMD	μm	Sauter-Durchmesser, $SMD = \sum_{i=1}^N d_{T,i}^3 / \sum_{i=1}^N d_{T,i}^2$
St	–	Stanton-Zahl des Wärme- und Stoffübergangs
St_t	–	Stanton-Zahl des Wärme- und Stoffübergangs im turbulenten Wandbereich
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
Tu	–	Turbulenzgrad, $Tu = \sqrt{u'^2} / u$
u, v, w	m/s, m/s, m/s	zeitlich gemittelte Geschwindigkeitskomponente in x, y, z - beziehungsweise x, r, φ -Richtung
u_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit, $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$
\vec{u}	(m/s, m/s, m/s)	dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor, $\vec{u} = (u, v, w)$
\dot{V}	m ³ /s	Volumenstrom
We	–	Weber-Zahl, $We = (\rho \cdot c^2 \cdot l) / \sigma$
We_F	–	Film-Weber-Zahl, $We_F = (\tau_{F,m} \cdot h_F) / \sigma_F$
\vec{x}	(m, m, m), (m, m, °)	Ortsvektor in kartesischen Koordinaten, $\vec{x} = (x, y, z)$ beziehungsweise in Zylinderkoordinaten, $\vec{x} = (x, r, \varphi)$
x, r, φ	m, m, °	Zylinderkoordinaten
x, y, z	m, m, m	kartesische Koordinaten

¹Die Einheiten der mit (*) gekennzeichneten Größen sind gleichungsabhängig

Griechische Symbole

α	°	Winkel der wandnahen Stromlinie
α	$W/(m^2 K)$	Wärmeübergangskoeffizient
β	°	Wellenflankenwinkel
γ	°	Winkel der Kontur des Strömungskanals in Richtung der Symmetrieachse, $\tan(\gamma) = dr/dx$
Γ	$Pa s$	Austauschkoeffizient der Diffusion
δ	–	Kronecker-Symbol in der Tensornotation
δy_0^+	–	Konstante im erweiterten Wandgesetz nach van Driest
Δ	–	Differenz
ε	m^2/s^3	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie k
η_Q	–	Wirkungskoeffizient rauher Wände
ϑ	°	Winkel zur optischen Achse
κ	–	Mischungswegkonstante
κ^*	–	modifizierte Mischungswegkonstante der Filmströmung
μ	$Pa s$	dynamische Zähigkeit
μ_{eff}	$Pa s$	effektive dynamische Zähigkeit, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$
ν	m^2/s	kinematische Zähigkeit
ν_t	m^2/s	Wirbelviskosität
λ	$W/(m K)$	Wärmeleitfähigkeit
λ_F	m	mittlere Wellenlänge der Filmströmung
λ_L	m	Laserwellenlänge
Λ_F	m^2/s	breitenbezogene Filmbeladung, $\Lambda_F = \dot{m}_F/(\rho_F \cdot b) = \dot{V}_F/b$
Ψ	–	Formfaktor der Filmrauigkeit, $\Psi = k_s/(2 \cdot h_F)$
Φ	(*) ¹	Transportgröße
ρ	kg/m^3	Dichte
$\sigma_\varepsilon, \sigma_k$	–	Konstanten des k, ε -Turbulenzmodells
τ	N/m^2	Schubspannung
$\tau_{F,m}$	N/m^2	räumlich gemittelte Schubspannung im Wandfilm, $\tau_{F,m} = (\tau_{F,O} + \tau_{F,W})/2 = \tau_{F,O} - dp/dx \cdot h_F/2$
$\tau_{G,m}$	N/m^2	räumlich gemittelte Schubspannung in der Grenzschicht, $\tau_{G,m} = \tau_{G,W} + \overline{\dot{m}_D'' \cdot u + dp/dx \cdot y}$
ξ, η, ζ	m, m, m	konturangepasste Koordinaten

Tiefgestellte Indizes

<i>aus</i>	ausströmend
<i>A</i>	auf der differentiellen Fläche liegend
<i>c</i>	Konzentration
<i>D</i>	Dampf
<i>eff</i>	effektiv
<i>ein</i>	einströmend
<i>F</i>	Film
<i>G</i>	Gas
<i>ges</i>	gesamt
<i>h</i>	Enthalpie
<i>i, j, k</i>	Indizes bei der Schreibweise in Tensornotation
<i>J</i>	Impuls
<i>k-ε</i>	abgeleitet aus dem <i>k,ε</i> -Turbulenzmodell
<i>kond</i>	konduktiv
<i>konv</i>	konvektiv
<i>Korr</i>	Korrelation
<i>L</i>	Laser
<i>lam</i>	laminar
<i>m</i>	mittel
<i>max</i>	maximal
<i>Mess</i>	Messung
<i>mol</i>	molekular
<i>n</i>	Index einer Stoffkomponente
<i>O</i>	Oberfläche
<i>P</i>	wandnächster Gitterpunkt
<i>Q</i>	Wärme
<i>Ref</i>	Referenzwert
<i>s</i>	Sandkornrauigkeit
<i>S</i>	Stromlinie
<i>SD</i>	Stoffdiffusion
<i>St</i>	Sättigung
<i>Sz</i>	Sekundärzone
<i>t, turb</i>	turbulent
<i>tot</i>	total
<i>T</i>	Tropfen
<i>V</i>	Volumen
<i>W</i>	Wand
<i>x, r, φ</i>	Komponente in <i>x, r, φ</i> -Richtung
<i>x, y, z</i>	Komponente in <i>x, y, z</i> -Richtung
<i>0</i>	Anfangswert, Bezugswert
<i>∞</i>	Freistromwert

Hochgestellte Indizes

+	dimensionslos
—	zeitlich gemittelt
*	modifizierte Größe im Filmmodell
'	turbulente Schwankung
'	auf die Breite bezogen
''	auf die Fläche bezogen
·	abgeleitet nach der Zeit
→	vektorielle Größe

1 Einleitung

1.1 Einführung und Problemstellung

Die kontinuierlich steigenden Passagierzahlen in der zivilen Luftfahrt führen zu einer erheblichen Zunahme des Verkehrsaufkommens. In diesem Bereich hat sich die Gasturbine aufgrund der großen Leistungsdichte und des außerordentlich guten Wirkungsgrads seit langem als Antriebstechnik durchgesetzt (Gersdorff und Grassmann (1996), Wittig (1999)). Neue Entwicklungstendenzen wie beispielsweise der Einsatz großer Bypassverhältnisse sowie die stetige Erhöhung des Wirkungsgrads, haben maßgeblichen Anteil an der unumstrittenen Vormachtstellung des Flugtriebwerks. Die weitere Erhöhung der Effizienz der Maschine beruht im Wesentlichen auf der Optimierung des thermodynamischen Kreisprozesses. Diese geht einher mit einem Anstieg der Verbrennungs- und der Turbineneintrittstemperatur sowie des Drucks in der Brennkammer, die durch den Einsatz neuer Werkstoffe und die Nutzung innovativer Kühlkonzepte an den thermisch hochbelasteten Bauteilen möglich sind.

Die genannten Möglichkeiten für die Optimierung des Wirkungsgrads wirken sich andererseits sehr nachteilig auf die Schadstoffemissionen aus. Insbesondere die Nutzung konventioneller Brennkammertechnologien, die durch teilweise vorgemischte Flammen gekennzeichnet sind, führen bei den hohen Verbrennungstemperaturen von über $T = 2100\text{ K}$ in modernen Triebwerken zu einem nicht vertretbaren Anstieg der Stickoxidemission. Deshalb wurden in den vergangenen Jahren eine Vielzahl neuer Brennkammerkonzepte vorgestellt, um diesen Interessenkonflikt aufzulösen und die Produktion thermischer Stickoxide (NO_x) zu verringern (Brehm und Schilling (1998), Steffens et al. (1999)).

So wird bei der RQL¹-Technik die brennstoffreiche Verbrennung in der Primärzone durch die intensive Zuführung von Mischluft in eine Flamme mit Luftüberschuss überführt. Dadurch wird der stöchiometrische Bereich der Verbrennung, bei dem die höchsten Temperaturen erreicht werden, schnell durchschritten. Die Zwischenprodukte der Verbrennung werden anschließend im mageren Bereich nachoxidiert, so dass auch das Kohlenmonoxid (CO) und die unverbrannten Kohlenwasserstoffe (UHC) weitgehend abgebaut werden. Ein weiteres Konzept stellt die magere Vormischverbrennung LPP² dar (Maier (2000)). Hier wird die Flammentemperatur durch die Verbrennung bei starkem Luftüberschuss niedrig gehalten, so dass die Entstehung thermischen Stickoxids vermieden wird. Im Allgemeinen tritt bei der LPP-Technik bei hohen Drücken und Temperaturen die Problematik der Selbstentzündung des Kraftstoffs in Erscheinung. Darüber hinaus muss das Phänomen des Flammenverlöschens beachtet werden sowie die unter ungünstigen Bedingungen auftretenden Verbrennungsinstabilitäten, die Brennkammerschwingungen induzieren können. Dadurch wird die Anwendung dieses Verfahrens in Fluggasturbinen erschwert. Insbesondere die Änderung des Betriebspunkts ist mit großen Schwierigkeiten verbunden. Aus Gründen der Betriebssicherheit wird diese Technik heute noch nicht in Fluggasturbinen genutzt. In stationären Gasturbinen zur Stromerzeugung wird die

¹Rich Burn Quick Quench Lean Combustion

²Lean Premixed Prevaporised Combustion

magere Vormischverbrennung bereits erfolgreich eingesetzt. Um das Potenzial der mageren Verbrennung im Bezug auf die Stickoxidemission auch in Flugtriebwerken zu nutzen, kann auf die gestufte Verbrennung (DAC³) zurückgegriffen werden (Bauer (2002)). Der Pilotbrenner arbeitet bei stöchiometrischen Bedingungen. Der stromab befindliche Hauptbrenner wird bei Volllast zugeschaltet und unter mageren Bedingungen betrieben. Damit ist im Teillastbereich ein sicherer Betrieb gewährleistet und die Stickoxidemission kann auch bei Volllast während der Startphase in Grenzen gehalten werden.

In früheren Arbeiten wurde nachgewiesen, dass bei den unterschiedlichen Konzepten der homogenen Durchmischung des Kraftstoffs mit der Verbrennungsluft in der Brennkammer eine elementare Rolle zukommt (Santavicca et al. (1993)). Bei der mageren Verbrennung können Kraftstoffstrahlen in der Primärzone zu einer signifikanten Verschlechterung der Schadstoffemission führen, da im Nahbereich der Tropfen des Sprays stöchiometrische Verhältnisse auftreten. Daher kommt den gemischaufbereitenden Komponenten – das heißt also den Brennstoffdüsen beziehungsweise den Zerstäubern moderner Gasturbinen – eine große Bedeutung zu.

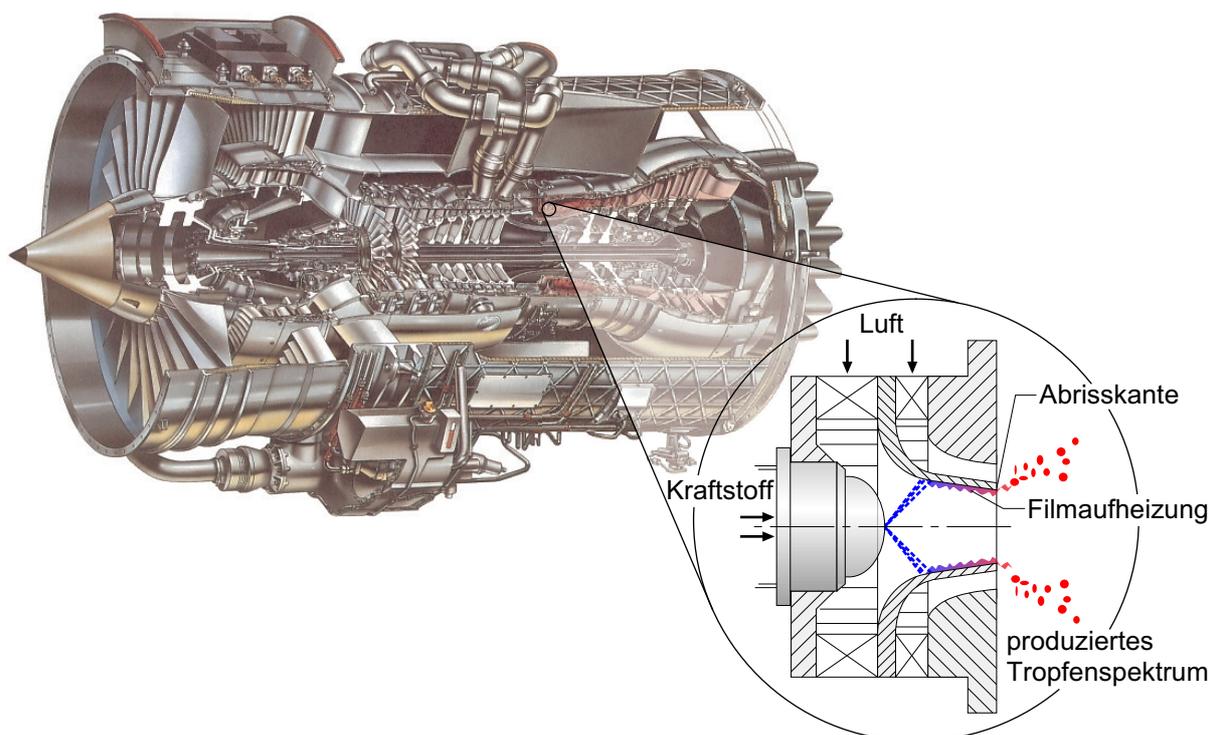


Abb. 1.1: Airblastzerstäuber in modernen Flugtriebwerken (Rolls-Royce BR715)

Die Zerstäubung des flüssigen Kraftstoffs wird in der Regel mit Hilfe so genannter Airblastzerstäuber realisiert. Abbildung 1.1 zeigt den Aufbau eines modernen Triebwerks der Firma Rolls-Royce Deutschland (BR715) für Flugzeuge der mittleren Schubklasse und die schematische Darstellung eines typischen Airblastzerstäubers. Der Kraftstoff wird mittels eines Druckzerstäubers auf der Achse zugeführt. Dieser ist so ausgelegt, dass die Tropfen des Sprays auf die Filmlegerlippe treffen und einen Wandfilm ausbilden. Der Flüssigkeitsfilm wird durch

³Double Annular Combustor

die Primärluft im inneren Strömungskanal vorwärts getrieben und zur Abrisskante transportiert. Auf seinem Weg wird der Kraftstoff aufgeheizt, wobei ein Teil an der Filmoberfläche verdunstet. An der Zerstäuberkante treffen die beiden Gasströme des inneren und äußeren Drallkanals aufeinander. In der entstehenden Scherschicht, die durch einen starken Impulsaustausch charakterisiert ist, wird die Flüssigkeitslamelle aufgrund der aerodynamischen Kräfte in ein sehr feines Tropfenspray zerstäubt. Der herausragende Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass das Zerstäubungsergebnis weitgehend unabhängig von der Kraftstoffmenge ist und im Unterschied zu Druckzerstäubern schon bei geringen Flüssigkeitsmengen eine ausgezeichnete Zerstäubung möglich ist (Aigner (1986), Lefebvre (1989)). Die Eigenschaften der Filmströmung nehmen im Wesentlichen über die temperaturabhängige Veränderung von Viskosität und Oberflächenspannung maßgeblichen Einfluss auf die Funktionsweise des Zerstäubers. Das Design der Filmlegerlippe ist deshalb von großer Bedeutung und stellt eine konstruktiv anspruchsvolle Aufgabe dar.

Die numerische Strömungssimulation hat bei der Auslegung und der Optimierung komplexer Bauteile in den vergangenen Jahren enorm an Bedeutung gewonnen. Dafür sind mehrere Gründe anzuführen. Die Vorhersagegenauigkeit der Verfahren konnte durch die vielfältigen Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet sehr verbessert werden. Die numerische Berechnung einphasiger Strömungen in der Verfahrenstechnik und im Turbomaschinenbau gehört heute zum Stand der Technik. Dies spiegelt sich auch darin wieder, dass eine Reihe kommerzieller Programmpakete für die Strömungsberechnung zur Verfügung stehen.

Im Unterschied dazu ist die Simulation mehrphasiger Strömungen, wie sie auch in Airblastzerstäubern vorzufinden ist, heute noch weitgehend Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten. Bei der Beschreibung der Tropfenausbreitung in turbulenter Gasströmung unter Berücksichtigung der Nachzerstäubung und der Tropfenverdunstung konnten in den letzten Jahren große Fortschritte erzielt werden (Schmehl et al. (1999a), Burger et al. (2002)). Die numerische Modellierung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase wurde in verschiedenen Dissertationen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) voran getrieben (Wurz (1979), Sill (1982), Himmelsbach (1992), Roßkamp (1998)) und stehen als Basis für die vorliegende Arbeit zur Verfügung.

In neuen Konzepten moderner Airblastzerstäuber werden beschleunigte Filmströmungen gezielt eingesetzt. Die treibende Gasströmung wird durch eine Verringerung des Strömungsquerschnitts stark beschleunigt, wie in Abbildung 1.1 schematisch angedeutet ist. Die Beschreibung der Filmausbreitung unter diesen Bedingungen ist noch weitgehend ungeklärt. Die Charakterisierung der zusätzlich auftretenden Effekte sowie deren physikalische Beschreibung und numerische Umsetzung ist Gegenstand dieser Arbeit. In Kombination mit dem Primärzerstäubungsmodell von Meier (2004) steht damit erstmals ein numerisches Verfahren zur Verfügung, das die vollständige Beschreibung der Strömung in einem Airblastzerstäuber erlaubt.

1.2 Zielsetzung und Vorgehensweise

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines physikalischen Modells für die beschleunigte Filmströmung sowie dessen numerische Umsetzung. Das Berechnungsverfahren für die interne Zweiphasenströmung in Airblastzerstäubern ist selbstverständlich auch in anderen Bereichen der Verfahrenstechnik und des Maschinenbaus einzusetzen, in denen schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen eine entscheidende Rolle zukommt. Beispielfhaft sei an dieser Stelle die Filmströmung im Ansaugtrakt von Ottomotoren erwähnt, in denen der Wandfilm als unerwünschter Nebeneffekt auftritt und das Kaltstartverhalten maßgeblich beeinflusst. Da das physikalische Modell nicht auf kraftstoffähnliche Fluide beschränkt ist, kann es auch für die Beschreibung vielfältiger Anwendungen im Bereich der Verfahrenstechnik genutzt werden, wie bei den Zweiphasenströmungen in Kühlsystemen.

Für die erfolgreiche Beschreibung des Wandfilms unter dem Einfluss der beschleunigten Gasströmung müssen die unterschiedlichen Effekte, die sich unter den gegebenen Bedingungen zusätzlich ergeben, identifiziert werden. Die Charakterisierung der komplexen Wechselwirkung an der Phasengrenzfläche Gas-Wandfilm sowie der Einfluss der veränderlichen Geometrie des Strömungsgebiets auf die Filmausbreitung sind von zentraler Bedeutung. Hieraus können die folgenden Teilaufgaben abgeleitet werden:

- Die Beschleunigung der Gasphase führt zu einer Erhöhung des Impulsaustauschs an der Phasengrenze. Der damit verbundene Anstieg der Grenzflächenschubspannung aufgrund des negativen Druckgradienten nimmt maßgeblichen Einfluss auf die Filmausbreitung.
- Die Beladung des Flüssigkeitsfilms ergibt sich als Funktion der Umfangslinie, die sich aufgrund der Form der berandeten Fläche kontinuierlich ändert. Der Effekt auf den Massen- und Impulsstrom muss in geeigneter Weise im Wandfilmmodell erfasst werden.
- Schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme sind als Grenzschichtströmung zu betrachten, so dass der äußere Druckgradient auch innerhalb des Wandfilms wirkt. Die zusätzliche Kraftkomponente muss in der Filmdynamik berücksichtigt werden.
- Das Filmberechnungsprogramm soll in Kombination mit beliebigen Strömungslösern für die Gasphase anwendbar sein. Insbesondere die Anbindung des Zweiphasencodes PROFILM an den institutseigenen Strömungslöser METIS steht im Mittelpunkt des Interesses.

Im Anschluss an die Entwicklung des physikalischen Modells und die Anbindung an den Strömungslöser für die Gasphase ist das numerische Verfahren einer kritischen Überprüfung zu unterziehen. Diese erfolgt entsprechend der auftretenden physikalischen Effekte in drei Schritten:

1. Untersuchung der Filmströmung in einem ebenen Strömungskanal bei beschleunigter Gasströmung und konstanter breitenbezogener Flüssigkeitsbeladung.

2. Diskussion der Wandfilmausbreitung in konischen Düsenkonfigurationen bei gleichzeitiger Beschleunigung der Gasströmung und Zunahme der Filmbeladung. Für eine Variation der Beschleunigungsparameter werden zwei unterschiedliche Düsengeometrien betrachtet.
3. Anwendung des Berechnungsprogramms unter praxisrelevanten Bedingungen im Hinblick auf die Nutzbarkeit des numerischen Verfahrens für reale Anwendungsfälle.

Die Validierung wird auf Basis der Ergebnisse umfangreicher experimenteller Untersuchungen durchgeführt, die zeitgleich zu dieser Arbeit im Rahmen eines begleitenden Forschungsprojekts erzielt wurden. Dabei wurden zwei unterschiedliche Konfigurationen eingesetzt, um die einzelnen physikalischen Effekte separat analysieren zu können.

2 Wissenschaftlicher Kenntnisstand

2.1 Turbulenter Impulsaustausch in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen

Flüssigkeitsfilme an festen Wänden treten in einer Vielzahl technischer Anwendungen im Bereich der Verfahrenstechnik und des Maschinenbaus auf (Mayinger (1982)). In Form von Rieselfilmen sind sie in Kühlsystemen vorzufinden, wobei hier der Gravitation eine entscheidende Rolle zukommt. Im Unterschied dazu sind verdunstende Kraftstofffilme unter dem Einfluss einer turbulenten Gasströmung zu sehen, die aufgrund der Scherkräfte an der Phasengrenzfläche Gas-Wandfilm vorwärts getrieben werden. Einerseits treten sie als unerwünschter Nebeneffekt auf wie beispielsweise bei der Saugrohreinspritzung in Ottomotoren. Insbesondere im Kaltstartbetrieb nimmt der Wandfilm maßgeblichen Einfluss auf die Gemischaufbereitung (Chmela und Werlberger (1992), Bamer und Oswatitsch (1993), Elsäßer (1998)). Zum anderen werden sie in flüssig befeuerten Gasturbinen gezielt in so genannten Airblastzerstäubern eingesetzt, in denen der Kraftstoff für die Verbrennung in der Brennkammer in kleine Tropfen dispergiert wird (Sattelmayer (1985), Aigner (1986), Lefebvre (1989)). Neben der Zerstäubung treten verdunstende Flüssigkeitsfilme in der Vormischzone von Brennkammern auf, in denen das Konzept der mageren Vormischverbrennung LPP¹ zum Einsatz kommt (Maybach (1959), Trifunovic (1975), Roßkamp (1998), Liedtke und Schulz (2003)). Die Ölfilme in den Triebwerkslagerkammern, die bei der Kühlung und Schmierung der hochbelasteten Lager in Fluggasturbinen in Erscheinung treten, werden sowohl durch die Schubspannung als auch die Gravitation stark beeinflusst, wie Glahn (1995) in seiner Dissertation eindrucksvoll zeigt.

Aufgrund der großen technischen Relevanz ist die Filmströmung seit langem Gegenstand intensiver Forschung. Einen umfassenden Überblick über die experimentellen und theoretischen Arbeiten in diesem Bereich geben unter anderem Wurz (1971), Hewitt (1978), Sill (1982), Himmelsbach (1992) und Elsäßer (1998). Da sich die instationäre, wellige Filmströmung einer detaillierten Analyse weitgehend entzieht, werden im Allgemeinen integrale Größen für die Beschreibung der komplexen Phänomene herangezogen (Wurz (1977), Sattelmayer (1985), Pfeiffer (1992)). Dennoch konnte in den letzten Jahren insbesondere durch die verbesserte Messtechnik Detailwissen über die Filmströmung geschaffen werden (Samenfink (1997), Elsäßer (1998), Busam et al. (2001)). Durch den Einsatz sehr leistungsfähiger Rechenanlagen wurden große Fortschritte bei der direkten numerischen Simulation schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme erzielt (Burkhardt (1999), Farrell (2000)). Die direkte numerische Berechnung von Filmströmungen in komplexen Strömungskonfigurationen ist derzeit nicht möglich, da sich die notwendigen Rechenzeiten noch im Bereich von mehreren Wochen bewegen und damit für eine ingenieurmäßige Nutzung nicht geeignet sind.

Erste Berechnungsmethoden für die Filmströmung wurden in den siebziger Jahren von Kuck (1972) und Trifunovic (1975) eingeführt. Dabei wurde die Filmströmung als ebene Grenz-

¹Lean Premixed Prevaporised Combustion

schichtströmung behandelt und mit Hilfe eines parabolischen gekoppelten Differentialgleichungssystems gelöst. Es wurden die Massen-, Impuls- und Energieerhaltung betrachtet, wobei die treibende Gasströmung mit Hilfe der bekannten Korrelationen für die ebene Platte beschrieben wurde. Die Vernachlässigung der Rauigkeit des Wandfilms für den Impulsaustausch sowie die eingeschränkte Anwendbarkeit der Korrelationen für die Durchströmung enger Kanäle ist an dieser Stelle kritisch zu bewerten. Pfeiffer (1992) setzt ein ähnliches Verfahren für die Abschätzung der Filmverdunstung in seiner Brennkammer ein, wobei er diabate Verhältnisse betrachtet, indem er einen rückwärtigen Wärmestrom in den Flüssigkeitsfilm zulässt. Eine Berücksichtigung der Rauigkeit des Wandfilms bei der Berechnung des Schubspannungskoeffizienten in Abhängigkeit von der Filmdicke geht auf einen Vorschlag von Whalley (1987) zurück und könnte zu einer signifikanten Verbesserung bei der Beschreibung des Impulsaustauschs an der Phasengrenze dienen.

Sill (1982) stellt ein gekoppeltes Berechnungsverfahren vor, wobei im Gegensatz zu Kuck (1972) bei der Behandlung der Gasgrenzschicht der Rauigkeit des Wandfilms Rechnung getragen wird. Der wandnahe Bereich über dem Film wird mit Hilfe von Wandfunktionen überbrückt. Basierend auf dieser grundlegenden Arbeit wurden am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) weiterführende Modelle entwickelt, bei denen die turbulente, dreidimensionale Gasströmung unter anderem mit Hilfe von Finite-Volumen-Verfahren gelöst und die Kopplung an die raue Filmoberfläche weiterhin mit Wandfunktionen realisiert wurde (Himmelsbach (1992), Roßkamp (1998)). Gerendás (1999) erweitert die Beschreibung für die Vorhersage des Verdunstungsverhaltens von Mehrkomponentenfilmen.

Die Auswirkung verschiedener Turbulenzmodelle auf die Filmausbreitung wurde von Sattelmayer und Wittig (1989) dokumentiert. Neben analytischen Ansätzen für das wandnahe Geschwindigkeitsprofil der Gasphase wurde dieses unter anderem mit dem 'Standard'- k,ϵ -Turbulenzmodell sowie 'Low-Reynolds'-Modellen (Lam und Bremhorst (1981), Chien (1982)) berechnet. Diese Untersuchungen zeigen, dass die Anwendung des 'Standard'- k,ϵ -Turbulenzmodells auf zufrieden stellende Ergebnisse führt. Himmelsbach (1992) merkt an dieser Stelle an, dass insbesondere in Strömungen mit geringen Spalthöhen die Voraussetzung der Isotropie der Turbulenz verletzt sein dürfte.

Für die erfolgreiche Modellierung der Filmströmung müssen die filminternen Strömungsvorgänge genau bekannt sein. Diese sind im Wesentlichen durch die Dicke und die Struktur des Flüssigkeitsfilms sowie dessen Strömungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Zusätzlich sind die Austauschvorgänge und die Wechselwirkungen an der Phasengrenzfläche von großer Bedeutung. Beispielsweise können die am Wellenkamm wirksamen Scherkräfte unter bestimmten Randbedingungen zum so genannten Tropfenabriss führen. In diesem Zusammenhang kann auf einer Vielzahl experimenteller Untersuchungen aufgebaut werden.

Der Tropfenabriss war bereits Thema der Arbeiten von van Rossum (1959) und Ishii und Grolmes (1975). Hierbei wurden basierend auf den im Wandfilm auftretenden Kräften Stabilitätskriterien abgeleitet, um das Einsetzen des Tropfenabrisses abschätzen zu können. Die grundlegende Arbeit von Ishii und Mishima (1989) ermöglicht die Vorhersage der Tropfenbeladung in der Gasströmung für ausgebildete Zweiphasenströmungen. Der Einlaufbereich solcher Strömungen liegt im Bereich mehrerer Meter, so dass sie vorwiegend in den Rohrleitungssystemen von

Kraftwerken beziehungsweise Pipelines auftreten. Im Rahmen früherer Arbeiten wurde gezeigt, dass aufgrund der kleinen Abmessungen der filmführenden Kanälen in Airblastzerstäubern sowie LPP-Vorverdunstungsstrecken der Massenanteil abgerissener Tropfen im Allgemeinen vernachlässigbar ist (Gerendás (1999), Ebner et al. (2002)). Inwiefern die Austauschvorgänge an der Phasengrenze durch Tropfenabriss beeinflusst werden, ist an dieser Stelle nicht abschließend zu beurteilen.

Die mittlere Filmdicke sowie die Oberflächenstruktur sind von elementarer Bedeutung für die Beschreibung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme. Zum einen dient sie der Überprüfung der numerischen Verfahren und zum anderen kann auf ihrer Basis die Rauigkeitswirkung des Wandfilms beschrieben werden. Einen Überblick über die aus der Literatur bekannten Messtechniken geben unter anderem Collier und Hewitt (1967), Hewitt (1978) und Sattelmayer et al. (1987). Photographische Verfahren haben allgemein den Vorteil, dass sie eine Momentaufnahme der Filmströmung zeigen und damit eine direkte Abschätzung der Rauigkeit erlauben (Wurz (1979), Sill (1982), Sattelmayer (1985)). Aus den Messdaten kann beispielsweise die Wellenlänge der Filmströmung ermittelt werden. Im Gegensatz dazu erweist sich eine quantitative Analyse der Filmdicken als recht aufwendig. Hierfür wurden eine Vielzahl unterschiedlicher Messtechniken entwickelt, auf die im Folgenden kurz eingegangen wird.

Kapazitive Sensoren wurden bereits von Gill et al. (1965), Marshall und Tiederman (1971) sowie Klanner (1972) erfolgreich eingesetzt. Bei diesen Messsystemen wird ausgenutzt, dass sich die Kapazität des Flüssigkeitsfilms proportional zu dessen Schichtdicke ändert. Ein bedeutender Vorteil dieser Methode ist die rückwirkungsfreie Bestimmung der Filmdicke. Klanner (1972) nutzt diese Messtechnik für die Analyse der Kraftstoffverteilung im Dieselmotor und gibt eine Übersicht über die exakte Geometrie der Sensoren. Ein signifikanter Nachteil der kapazitiven Filmdickenbestimmung liegt darin, dass sie sehr sensitiv auf Verunreinigungen und Gaseinschlüsse in der Filmflüssigkeit reagiert. Brown et al. (1978) wendet das Verfahren in Ringströmungen mit Wasserfilmen an und stellt umfangreiche Messungen der Filmdickenverteilung vor. Auch in neueren Arbeiten wurde die Messtechnik erfolgreich eingesetzt (Geraets und Borst (1988), Glahn (1995)). Simon (1990) nutzt bei seinen Untersuchungen die geringen Kosten der Sensoren aus, so dass er eine Vielzahl von Messpositionen am Umfang des Saugrohrs eines Vierzylindermotors realisieren kann. Glahn und Wittig (1995) gelingt es, die Verteilung der Filmdicke am Umfang einer realen Triebwerkslagerkammer sehr genau zu bestimmen.

In der Literatur wurden verschiedene optische Verfahren für die Bestimmung der Filmdicke vorgeschlagen, die sich allgemein durch eine sehr gute zeitliche und örtliche Auflösung auszeichnen. Beim Durchtritt eines dünnen Laserstrahls durch absorbierende Medien wird dessen Lichtintensität in Abhängigkeit von der aktuellen Filmdicke abgeschwächt. Für den Fall, dass die Absorptionskonstante zu gering ist, kann diese durch Zugabe von Farbstoff in die Flüssigkeit angepasst werden. Bei verdunstenden Flüssigkeitsfilmen birgt der Einsatz von Farbstoffen im Allgemeinen das Problem, dass sich die Konzentration bei der Verdunstung der leicht flüchtigen Komponenten fortlaufend ändert. Bereits Lilleleht und Hanratty (1961) sowie Cohen und Hanratty (1966) setzen ein Absorptionsmesssystem erfolgreich für die Untersuchung von Wasserfilmen ein. Sill (1980) stellt ein neuartiges Messsystem vor, bei dem eine Halogenlampe als Lichtquelle zum Einsatz kommt. Dieses Messsystem wurde

am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) im Rahmen verschiedener Arbeiten und Forschungsvorhaben kontinuierlich weiterentwickelt (Sattelmayer (1985), Himmelsbach (1992), Samenfink (1997)). Inzwischen steht ein vollständig aus faseroptischen Bauteilen aufgebautes System zu Verfügung. Die konsequente Verwendung optoelektronischer Komponenten erlaubt eine sehr einfache Justage der Messtechnik. In der aktuellen Version des Messsystems wird die Absorption von infrarotem Licht an den $O-H$ -Gruppen von wässrigen Lösungen und Alkoholen ausgenutzt, so dass auf die Verwendung von Farbstoffen grundsätzlich verzichtet werden kann. Zusätzlich wird dem eigentlichen Messstrahl ein weiterer sichtbarer Laserstrahl überlagert, für den keine Absorption auftritt und der zur Korrektur von Reflektionsverlusten herangezogen werden kann. Samenfink et al. (1996) stellen eine modifizierte Version des Systems vor, mit dem zusätzlich zur Filmdicke simultan der zeitliche Verlauf des Wellenflankenwinkels bestimmt werden kann. Auf Basis dieser Ergebnisse kann er die reale Geometrie der Oberfläche des Wandfilms rekonstruieren.

Driscoll et al. (1992) stellen ein auf laserinduzierter Fluoreszenz basiertes Messsystem für die experimentelle Bestimmung der Filmdicke vor. Die Vorteile der Messtechnik liegen in der guten örtlichen und zeitlichen Auflösung sowie dem Umstand, dass das Fluoreszenzlicht in Rückstreuung detektiert werden kann. Damit kann die Messtechnik sehr gut an die filmtragende Wand adaptiert werden ohne die Filmströmung zu stören. Die Autoren erzielen sehr gute Ergebnisse bei der Untersuchung von Wandfilmen im Auslauf eines Airblastzerstäubers. Nachteilig wirkt sich bei dieser Messtechnik aus, dass der Flüssigkeit fluoreszierende Medien zugegeben werden müssen. Bei der Untersuchung verdunstender Flüssigkeitsfilme treten damit die gleichen Probleme auf, wie bereits oben für die Zugabe von Farbstoffen diskutiert. Haug (1994) und Johnen (1995) setzen bei der Untersuchung der Kraftstoffaufbereitung in Verbrennungsmotoren ein LIF²-System ein und betonen, dass für die Untersuchung verdunstender Filme nur Zusatzstoffe zulässig sind, die eine vergleichbare Verdampfungscharakteristik aufweisen.

Ein völlig neuartiges Laserreflektionsverfahren (LFDM³), das die Reflektion eines fokussierten Laserstrahls an der Filmoberfläche ausnutzt, stellen Takamasa et al. (1998b) und Fujii et al. (1998) vor. Das Messsystem, das ursprünglich für die Bestimmung der Schichtdicke transparenter Medien in der Prozesstechnik entwickelt wurde, konnte in einer Reihe von Anwendungen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) erfolgreich eingesetzt werden (Busam et al. (2001), Ebner et al. (2002), Schober (2003)). Es zeichnet sich insbesondere durch die einfache Anwendung sowie die sehr gute örtliche Auflösung aus und wurde auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die Bestimmung der Filmdicke eingesetzt.

Neben der Filmdicke kommt dem filminternen Geschwindigkeitsprofil bei der Modellierung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme eine entscheidende Rolle zu. Aus der Literatur sind verschiedene theoretische Ansätze für die Beschreibung des Massentransports in dünnen welligen Wandfilmen bekannt. Dabei steht die Frage im Vordergrund, inwiefern die Filmströmung laminaren beziehungsweise turbulenten Charakter aufweist. Basierend auf der Arbeit von Deissler (1954) schlägt Dukler (1960) ein laminar-turbulentes Geschwindigkeitsprofil vor. Mit Hilfe der exponentiellen Dämpfung des Mischungswegs in Abhängigkeit von der

²Laser Induced Fluorescence

³Laser Focus Displacement Meter

dimensionslosen Wandkoordinate schafft er einen kontinuierlichen Übergang in die viskose Unterschicht der Grenzschicht, die einen vorwiegend laminaren Charakter zeigt. In der Literatur sind eine Reihe weiterer laminar-turbulenter Ansätze bekannt, die sich im Wesentlichen durch die Formulierung des Dämpfungsterms unterscheiden (Spalding (1961), Iribarne et al. (1967)). Im Unterschied zu den vorherigen Arbeiten empfiehlt Lee (1965) die Verwendung eines turbulenten Profilansatzes für Rieselfilme. Wurz (1971) führt das Modell der Rollwellen ein, die sich in schubspannungsgetriebenen Wandfilmen auf der so genannten Grundfilmschicht abwälzen. Aufgrund der starken filminternen Austauschvorgänge schließt er darauf, dass die Filmströmung bis unmittelbar an die Wand einen turbulenten Charakter aufweist und der laminare Anteil in der Schubspannung zu vernachlässigen ist. Andererseits erzielen Himmelsbach (1992) und Pfeiffer (1992) auch mit einem laminaren Ansatz sehr gute Ergebnisse. Einen vollständigen Überblick über die verschiedenen theoretischen Ansätze geben unter anderem Mudawar und El-Marsi (1986), Elsäßer (1998) sowie Gerendás (1999).

Aufgrund der großen Unsicherheiten bezüglich der filminternen Transportvorgänge wurden vielfältige Anstrengungen unternommen, um die Strömung im Wandfilm experimentell zu erfassen. Die messtechnische Zugänglichkeit erweist sich als äußerst schwierig, so dass zunächst die Bestimmung der mittleren Transportgeschwindigkeit in den Mittelpunkt des Interesses rückte. Blows und Tanner (1974) stellen ein Verfahren vor, bei dem Kohlepartikel an der Filmoberfläche aufgebracht werden und mit Hilfe einer Doppelbelichtung photographisch die Oberflächengeschwindigkeit ermittelt werden kann. Prinzipiell ähnliche Messtechniken, die auf der Aufbringung verschiedenartiger Medien an der Filmoberfläche beruhen, schlagen Bruno und McCready (1988) sowie Hewitt (1978) vor. In diesem Zusammenhang ist auch die Messvorrichtung von Wittig et al. (1991) und Himmelsbach (1992) zu nennen, die an einer definierten Stelle den Farbstoff Methylenblau in den Film injizieren und die Farbstofffront stromab durch die Absorption eines Laserstrahls detektieren können. Über die Laufzeit kann unmittelbar auf die Geschwindigkeit der Wellenfront geschlossen werden.

In jüngerer Zeit wird versucht, die Filmströmung mit Hilfe laseroptischer Methoden zu erfassen, um detailliertere Informationen über die filminternen Strömungsvorgänge zu erlangen. Wie weiter oben erwähnt, erlauben diese Systeme eine absolut rückwirkungsfreie Untersuchung der komplexen Strömung. Insbesondere wurden große Anstrengungen unternommen, die aus der Literatur bekannte LDA⁴-Messtechnik in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen anzuwenden. Erste Erfolge erzielen Oldengarm et al. (1975), die das Messvolumen durch die Verwendung sehr kurzer Brennweiten in der sendeseitigen Optik minimieren und eine örtliche Auflösung von circa 40 μm im Film erreichen. Für die Untersuchung von Fallfilmen, die eine mittlere Dicke im Bereich mehrerer Millimeter besitzen, erscheint diese Auflösung ausreichend. Die Anwendbarkeit in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen, die im Allgemeinen sehr viel dünner sind, ist nicht zulässig. In vergleichbarer Weise gehen Paras und Karabelas (1992) bei der experimentellen Analyse in Ringströmungen vor, wobei das Messsystem auch hier für relativ dicke Wandfilme eingesetzt wird. Plimon (1991) setzt ein LDA-System ein, bei dem der Detektor oberhalb der Filmoberfläche unter einem off-axis Winkel von 45° angeordnet wird. Er kann für Filmströmungen bei gemäßigten Geschwindigkeiten in der Gasströmung, die zu relativ

⁴Laser Doppler Anemometer

glatten Oberflächenstrukturen führen, gute Ergebnisse erzielen. Elsäßer (1998) merkt an dieser Stelle an, dass das Gerät für Kraftstofffilme bei hoher Überströmgeschwindigkeit und starker Welligkeit nicht anwendbar sein dürfte.

Einen Durchbruch bei der Anwendung der LDA-Messtechnik in dünnen schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen stellt das von Wittig et al. (1997) und Elsäßer et al. (2000) am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) entwickelte Messsystem dar. Das Messvolumen wird durch entsprechende Maßnahmen in der sendeseitigen Optik minimiert und durch eine transparente Wand senkrecht von unten in den Wandfilm eingekoppelt. In vergleichbarer Weise zu Plimon (1991) wurde die Empfangsoptik unter einem bestimmten Winkel ausgerichtet, um einen definierten Bereich aus dem Messvolumen auszuschneiden. Der gravierende Unterschied besteht darin, dass Wittig et al. (1997) unter einem Winkel von 45° in Rückwärtsstreuung messen. Damit kann selbst bei sehr welliger Filmströmung bis in die Wellenkämme gemessen werden, wie die experimentellen Ergebnisse eindrucksvoll belegen. Zusätzlich kann das Messsystem in Kombination mit dem Filmdickenmesssystem nach Samenfink et al. (1996) betrieben werden, so dass die Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit von der Position in der Welle zu bestimmen sind. Die experimentellen Ergebnisse dieser Untersuchungen bestätigten die Annahme von Wurz (1971) bezüglich des Rollwellencharakters schubspannungsgetriebener Wandfilme.

Abschließend sei die PIV⁵-Technik erwähnt, die von Adomeit und Renz (1994) in Kombination mit der LIF⁶-Methode für die simultane Bestimmung des Geschwindigkeitsprofils und der Filmdicke eines laminaren Rieselfilms eingesetzt wurde. Dabei konnte die Abhängigkeit der Wandschubspannung von der aktuellen Position in der Welle nachgewiesen werden. Leider ist die Messtechnik nicht für beliebige Flüssigkeiten anwendbar. Für eine erfolgreiche Adaption der Messtechnik muss der Brechungsindex der Flüssigkeit derer des filmtragenden Glasrohrs entsprechen, da ein ungestörter optischer Zugang in den Wandfilm Voraussetzung für die Funktion ist.

Die turbulente Gasströmung über welligen Flüssigkeitsfilmen beziehungsweise rauen Oberflächen war Gegenstand vieler Untersuchungen (Ellis und Gay (1959), Gill et al. (1964), Cohen und Hanratty (1968), Wurz (1971)). Ein wichtiges Ergebnis dieser grundlegenden Arbeiten ist, dass die Schubspannung an der Phasengrenze aus einer Analyse des Gasgeschwindigkeitsprofils abgeleitet werden kann. Ellis und Gay (1959) schlagen ein Verfahren vor, das die Bestimmung der Grenzflächenschubspannung mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes ermöglicht, ohne dass die Rauigkeit der Oberfläche bekannt ist. Amanat (1979) gibt einen sehr umfangreichen Überblick über die Möglichkeiten für die Bestimmung der Schubspannung und geht dabei auch auf Messverfahren ein, die eine direkte Messung erlauben. Die Anwendbarkeit dieser Messtechniken in dünnen welligen Flüssigkeitsfilmen ist allerdings nur sehr eingeschränkt möglich. Sill (1982) setzt ein Verfahren ein, mit dem die Schubspannung und die Rauigkeit des Wandfilms simultan aus dem Gasgeschwindigkeitsprofil ermittelt werden kann. In vergleichbarer Weise wurde für die Schubspannung an der Phasengrenze auch in jüngeren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) vorgegangen (Sattelmayer

⁵Particle Image Velocimetry

⁶Laser Induced Fluorescence

(1985), Himmelsbach (1992), Roßkamp (1998), Elsäßer (1998)). Kays und Crawford (1980) sowie Moffat und Kays (1984) erweitern die Anwendbarkeit von Wandfunktionen über rauen Oberflächen für Strömungen mit negativem Druckgradient. Schober et al. (2003) wenden diesen Grenzschichtansatz, der auf der grundlegenden Arbeit von van Driest (1956) beruht, erstmals für die Analyse beschleunigter Filmströmungen erfolgreich an.

2.2 Turbulenter Wärme- und Stoffaustausch mit Flüssigkeitsfilm

Bei der Beschreibung schubspannungsgetriebener Kraftstofffilme unter brennkammertypischen Bedingungen, das heißt hohen Drücken und Temperaturen, kommt der korrekten Modellierung des Wärme- und Stofftransports eine elementare Bedeutung zu. Die komplexe Wechselwirkung zwischen der turbulenten Heißgasströmung und der welligen Filmoberfläche führt zu einem erhöhten Austausch, dessen theoretische und experimentelle Analyse schon seit geraumer Zeit Gegenstand der Forschung ist. Die Verwendung von Analogien für den Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch sind seit langem Stand der Technik (Mayinger (1982), Jischa (1982), Baehr und Stephan (1994)). Die raue Struktur des welligen Wandfilms sowie der verdunstende Flüssigkeitsmassenstrom an der Filmoberfläche führen jedoch zu Effekten, die die Analogiebetrachtungen empfindlich stören können und gesondert zu berücksichtigen sind (Ackermann (1937), Jayatilleke (1969), Burck (1969)).

Eine Reihe experimenteller Arbeiten zur Filmverdunstung sind dadurch gekennzeichnet, dass sehr dünne Flüssigkeitsfilme betrachtet wurden. Damit können filminterne Strömungsvorgänge sowie die Rückwirkung der Rauigkeit auf die Gasströmung vernachlässigt werden. Diese Verhältnisse werden durch die Verwendung von porösen Oberflächen als Untergrund für den verdunstenden Wandfilm realisiert (Splettstößer (1974), Schultz (1976), Metz (1986)). Während sich Splettstößer (1974) bei seinen Untersuchungen auf den laminaren Fall und adiabate Bedingungen beschränkt, dehnt Schultz (1976) seine Untersuchungen auf turbulente Strömungen aus. Greiner (1978) diskutiert in seiner Arbeit die Grenzen der Anwendbarkeit von Analogiemethoden für die Beschreibung der Verdunstung von Flüssigkeitsfilmen.

Die gleichzeitige Verdunstung und Erwärmung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme war Gegenstand der Untersuchungen von Kuck (1972), Trifunovic (1975), Sill (1982), Himmelsbach (1992), Roßkamp (1998) und Gerendás (1999). Insbesondere bei der Verdunstung des flüssigen Kraftstoffs in LPP-Brennkammern kommt dem gekoppelten Wärme- und Stoffaustausch eine große Bedeutung zu. Sill (1982) stellt im Unterschied zu den weiter oben genannten Arbeiten ein numerisches Verfahren vor, das den Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch gleichermaßen erfasst. Dabei wird erstmals auch die Rauigkeit des Wandfilms berücksichtigt. Im Rahmen zahlreicher experimenteller Arbeiten konnte gezeigt werden, dass die Rauigkeit schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme in turbulenter Gasströmung nicht vernachlässigbar ist (Wurz (1971), Sattelmayer (1985), Wittig et al. (1991)). Himmelsbach (1992) und Roßkamp (1998) führen diese Arbeiten in konsequenter Weise fort und erzielen signifikante Fortschritte bei der numerischen Beschreibung verdunstender Flüssigkeitsfilme unter technisch relevanten Strömungsrandbedingungen. Gerendás (1999) erweitert das Modell

für Mehrkomponentenfilme und gibt auch einen umfassenden Überblick über die in der Literatur bekannten Verfahren.

In jüngerer Zeit rückte die Strömung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme auf künstlich aufgerauten Oberflächen in den Mittelpunkt des Interesses. Die Rückwirkung der Rauigkeit der filmtragenden Wand auf die Strömungsvorgänge in schubspannungsgetriebenen Wandfilmen war Gegenstand der Arbeit von Engelland (1975). Er konnte einen deutlichen Anstieg des filminternen Impulsaustauschs nachweisen. Das Ziel der Arbeiten von Gambaryan-Roisman und Stephan (2002) sowie Helbig et al. (2002) ist, sich den erhöhten Wärmedurchgang im Wandfilm bei der Anwendung der LPP-Technik nutzbar zu machen. Der größere Wärmeeintrag führt zu einer schnelleren Aufheizung und Verdunstung der Filmflüssigkeit.

2.3 Zusammenfassung der bisherigen Arbeiten

Die umfassenden theoretischen und experimentellen Arbeiten im Bereich der Modellierung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme zeigen die große Bedeutung dieser Strömungsform für die Auslegung und Optimierung von Systemen für die Gemischaufbereitung in Gasturbinen und in ottomotorischen Anwendungen. Eine direkte numerische Simulation ist aufgrund des enormen Bedarfs an Rechenleistung heute noch nicht für die Vorhersage von Filmströmungen in komplexer Geometrie geeignet. Daher wird die Filmausbreitung und Verdunstung unter Verwendung zeitlich gemittelter Größen beschrieben. Dies stellt keine Einschränkung bezüglich der Genauigkeit der Vorhersage dar, solange die filminternen Austauschvorgänge korrekt modelliert werden. Im Allgemeinen sind in der Regel die Mittelwerte der Strömung von Interesse wie beispielsweise die Verdunstungslänge bei der Anwendung der Filmverdunstung für die magere Vormischverbrennung (LPP) oder die mittlere Dicke und Geschwindigkeit des Films an der Zerstäuberkannte eines Airblastzerstäubers (Roßkamp (1998)).

Die gekoppelte Beschreibung des Impuls-, Wärme- und Stoffaustauschs war Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen. Dabei wurden insbesondere in jüngerer Zeit Modelle entwickelt, die eine effektive numerische Berechnung der Filmströmung unter Einbeziehung aller relevanten physikalischen Größen erlaubt (Himmelsbach (1992), Pfeiffer (1992), Gerendás (1999)). Der Flüssigkeitsfilm wird dabei in Ausbreitungsrichtung diskretisiert, während senkrecht zur Wand eine integrale Betrachtung zum Einsatz kommt. Die Nutzbarkeit des Modells in verdrallter Strömung wurde von Roßkamp (1998) nachgewiesen. Allerdings ist die Anwendbarkeit auf Strömungsfälle bei konstantem Drallwinkel beschränkt, so dass die Betrachtung des Wandfilms unmittelbar in Richtung des Dralls erfolgen kann.

Über das Strömungsverhalten schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme unter dem Einfluss einer beschleunigten Gasströmung sind in der Literatur keine Informationen verfügbar. Der Effekt eines negativen Druckgradienten infolge der Beschleunigung der Hauptströmung und die damit verbundene stärkere Wechselwirkung an der Phasengrenzfläche Gas-Wandfilm ist weitgehend ungeklärt. Die Grenzschichtuntersuchungen über rauen Oberflächen zeigen jedoch, dass mit einem signifikanten Anstieg des Impulsaustauschs zu rechnen ist (Kays und Crawford (1980), Moffat und Kays (1984)). In konvergenten, achsensymmetrischen Strömungskonfigura-

tionen beziehungsweise bei einer signifikanten Änderung des Dralls, tritt zusätzlich eine unmittelbare Abhängigkeit des breitenbezogenen Filmmassenstroms von der Ortskoordinate auf. Auf Basis früherer Forschungsarbeiten ist daher ein physikalisches Modell zu entwickeln, das die oben aufgeführten Effekte in geeigneter Weise berücksichtigt. Insbesondere für die numerische Beschreibung des Flüssigkeitsfilms unter diesen Randbedingungen soll die vorliegende Arbeit einen wichtigen Beitrag liefern, um eine effektive und exakte Vorhersage der Filmströmung in technisch relevanten Strömungsfällen zu ermöglichen.

3 Methodik zur Beschreibung der Filmströmung

Als besonders tragfähig hat sich die Beschreibung der komplexen Filmströmung durch integrale Größen erwiesen. Dieser Ansatz wurde am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) bereits in einer Vielzahl experimenteller und numerischer Arbeiten eingesetzt, von denen an dieser Stelle die Wichtigsten genannt werden: Wurz (1971), Sill (1982), Sattelmayer (1985), Himmelsbach (1992), Pfeiffer (1992), Elsäßer (1998), Roßkamp (1998), Gerendás (1999).

Daher wird nachfolgend geklärt, inwieweit die instationäre, dreidimensionale und wellige Filmströmung mit Hilfe geeigneter Vereinfachungen in ein effektives und dabei genaues Modell für die erfolgreiche numerische Beschreibung überführt werden kann. Insbesondere für die Berechnung technisch relevanter Strömungen in komplexen Geometrien und unter brennkammertypischen Randbedingungen kommt diesem Punkt eine entscheidende Bedeutung zu. Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, gibt es heute Ansätze, die Filmströmung zu diskretisieren und mit Hilfe direkter numerischer Verfahren (DNS¹) zu lösen. Für die Berechnung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme in technischen Strömungskonfigurationen kommen diese Verfahren derzeit jedoch noch nicht in Frage. Die Rechenzeiten liegen selbst für sehr einfache Strömungsfälle und bei Verwendung leistungsfähiger Computer der neuesten Generation noch im Bereich mehrerer Wochen. Eine ingenieurmäßige Nutzung dieser Methode ist unter diesen Voraussetzungen und Einschränkungen derzeit nicht möglich.

3.1 Physikalische Beschreibung des Wandfilms mit globalen Größen

Für die Beschreibung der Filmausbreitung mit Hilfe globaler Größen müssen die entscheidenden physikalischen Parameter identifiziert werden. Dazu gibt Abbildung 3.1 einen Überblick über die in Realität vorliegenden Strömungsverhältnisse in Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen. Der Wandfilm wird durch die treibende Schubspannung $\tau_{F,O}$ an der Phasengrenzfläche vorwärts getrieben. Diese ergibt sich durch den Impulstransport

¹Direct Numerical Simulation

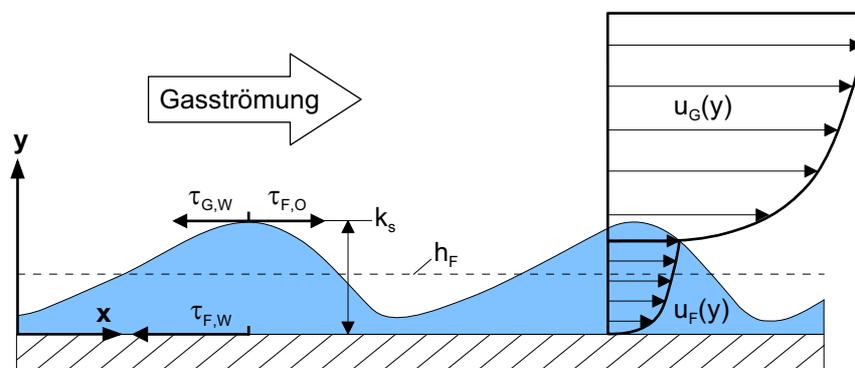


Abb. 3.1: Rauigkeitswirkung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme

der Gasgrenzschicht an die „feste“ Wand, der durch die Rauigkeitswirkung der welligen Filmstruktur stark beeinflusst wird. Die Rauigkeit der Filmströmung ist an die mittlere Filmdicke h_F gekoppelt und wird mit Hilfe der äquivalenten Sandkornrauigkeit k_s beschrieben, wie später im Detail diskutiert wird (siehe Kapitel 4.3.1.1).

In vergleichbarer Weise wird beim Wärme- und Stofftransport vorgegangen. Die komplexen Austauschvorgänge werden durch die integralen Größen der Filmströmung ausgedrückt, wobei die real vorliegenden Eigenschaften des Wandfilms mittels geeigneter Modellannahmen erfasst werden. Diese werden auf der Grundlage detaillierter experimenteller Ergebnisse entwickelt und mit Hilfe der dimensionslosen Kenngrößen der Filmströmung ausgedrückt, um die Allgemeingültigkeit der gefundenen Zusammenhänge sicherzustellen.

3.2 Messtechnische Erfassung der relevanten Größen

Gemäß der vorherigen Diskussion beruht das physikalische Modell der Filmströmung auf experimentellen Detailuntersuchungen. Mit Hilfe dimensionsloser Kennzahlen werden allgemein gültige Korrelationen für die Beschreibung des Impuls-, Wärme- und Stofftransports entwickelt. Zur Beschreibung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme dienen die Weber-Zahl We_F , die Reynolds-Zahl Re_F sowie die Ohnesorge-Zahl On_F . Die exakte Definition der relevanten Kenngrößen wird im Folgenden gegeben:

$$\begin{aligned} We_F &= \frac{\tau_{F,m} \cdot h_F}{\sigma_F} \quad \text{mit} \quad \tau_{F,m} = \frac{\tau_{F,O} + \tau_{F,W}}{2} \quad \text{und} \quad \tau_{F,W} = \tau_{F,O} - \frac{dp}{dx} \cdot h_F \quad (3.1) \\ Re_F &= \frac{u_{F,m} \cdot h_F}{\nu_F} = \frac{\Lambda_F}{\nu_F} \quad \text{mit} \quad \Lambda_F = \frac{\dot{m}_F}{\rho_F \cdot b} = \frac{\dot{V}_F}{b} \\ On_F &= \sqrt{\frac{\nu_F^2 \cdot \rho_F}{\sigma_F \cdot h_F}} \end{aligned}$$

Aus den obigen Betrachtungen ergeben sich die zu ermittelnden experimentellen Größen:

- zeitlich gemittelte Filmdicke $h_F(x) = \frac{\int h_F(x,t) dt}{\int dt} = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} h_F(x,t) dt$

- filminternes Geschwindigkeitsprofil $u_F(y)$ für den breitenbezogenen Impulstransport

$$j'_F(x) = \int_0^{h_F(x)} \rho_F u_F^2(x,y) dy$$

- Grenzschichtprofil der Gasströmung $u_G(y)$ für die Bestimmung der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ sowie der äquivalenten Sandkornrauigkeit k_s der welligen Oberflächenstruktur des Films
- Geschwindigkeitsverlauf außerhalb der Gasgrenzschicht zur Ermittlung des Druckgradienten $dp/dx = -\rho_G u_G du_G/dx$ entlang der filmtragenden Wand

- Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{F,W}$ des Flüssigkeitsfilms für die Beschreibung des konduktiven Wärmestroms $\dot{Q}''_{kond} = \alpha_{F,W} (T_{F,O} - T_{F,W})$

Diese Größen sind mit Hilfe verschiedener Messtechniken, die im Folgenden kurz erläutert werden, experimentell zu bestimmen.

3.2.1 Filmdicke und -struktur

Einen wesentlichen Parameter für die Beschreibung der Filmströmung stellt die zeitliche Filmdickenverteilung $h_F(x, t)$ dar. Aus dieser kann zum einen die mittlere Filmdicke $h_F(x)$ ermittelt werden, die als Basis für das physikalische Modell dient (siehe Kapitel 4.3). Zum anderen kann unter Verwendung der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit des Wandfilms auf die Oberflächenstruktur geschlossen werden, was Rückschlüsse auf die Rauigkeitswirkung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme zulässt (Elsäßer (1998)). Die Ergebnisse derartiger Untersuchungen sind mit denen photographischer Verfahren vergleichbar, die bereits von Wurz (1971) und Sill (1982) zur Analyse der Filmstruktur eingesetzt wurden.

Am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) stehen verschiedene laseroptische Messverfahren für die experimentelle Analyse der Strömung zur Verfügung, die eine berührungslose und rückwirkungsfreie Ermittlung der Filmdicke erlauben. Diese heben sich durch ihre hervorragende örtliche Auflösung von kapazitiven oder induktiven Messsystemen ab, die aufgrund der relativ großen Sensorabmessungen keine punktuelle Bestimmung der Filmdicke erlauben (Klanner (1972), Simon (1990), Glahn (1995)).

Das am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) entwickelte und auf Lichtabsorption basierte Filmdickenmesssystem wurde in einer Vielzahl experimenteller Arbeiten erfolgreich eingesetzt (Himmelsbach et al. (1994), Samenfink et al. (1996), Wittig et al. (1996)). Abbildung 3.2 gibt einen Überblick über das Messprinzip sowie den optischen Aufbau zur Bestimmung der Dicke schubspannungsgetriebener Wandfilme unter Berücksichtigung ihrer Welligkeit. Der Messeffekt beruht auf der starken Absorption infraroten Lichts in wässrigen Lösungen beziehungsweise in Alkoholen. Die Schichtdicke kann mit Hilfe des Lambert-Beerschen Gesetzes

$$h_F = -\frac{1}{k'} \ln \left(\frac{I_{Mess}}{I_0} \right) \quad (3.2)$$

aus der Primärintensität I_0 und der abgeschwächten Intensität I_{Mess} bestimmt werden, sofern die Absorptionskonstante k' der Flüssigkeit bekannt ist. Diese ist eine Stoffeigenschaft und stellt damit einen signifikanten Vorteil der Methode dar, da auf eine Einfärbung der Flüssigkeit verzichtet werden kann. Insbesondere bei der Analyse verdunstender Flüssigkeitsfilme birgt eine Einfärbung große Probleme, da unterschiedlich flüchtige Anteile nacheinander abdampfen können, wobei sich die Konzentration des Farbstoffs in der verbleibenden Filmflüssigkeit kontinuierlich erhöht.

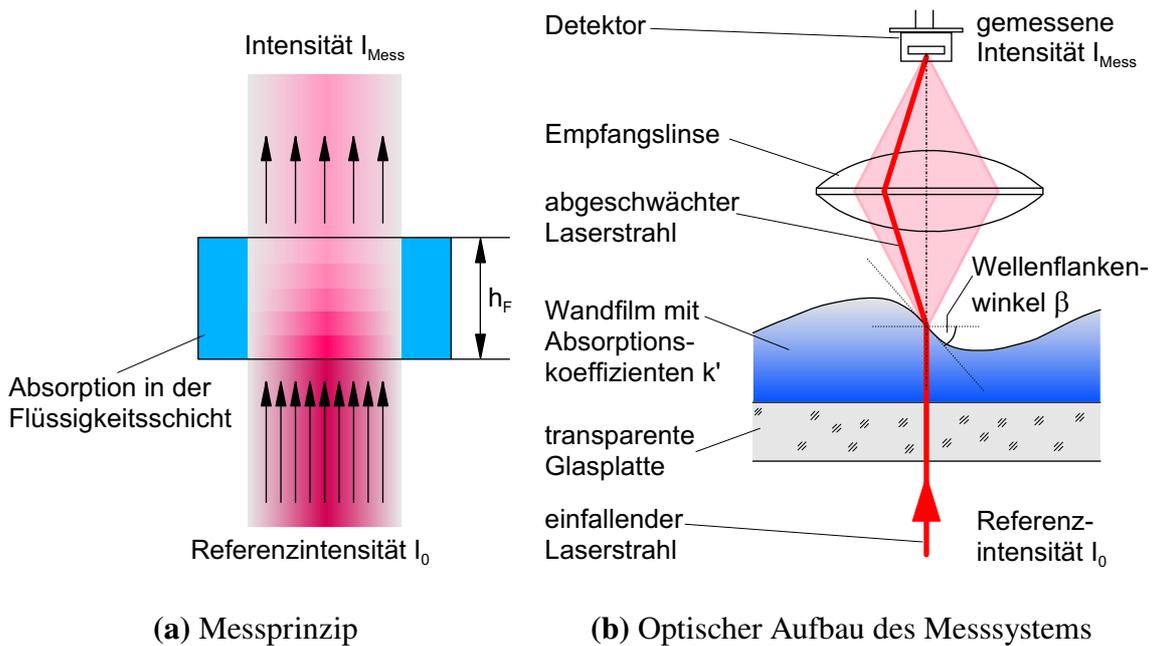


Abb. 3.2: Filmdickenmesstechnik auf Lichtabsorptionsbasis

Der optische Aufbau in Abbildung 3.2(b) zeigt, dass die Welligkeit des Flüssigkeitsfilms unbedingt zu beachten ist. Die Empfangsoptik ist in der Weise auszuführen, dass der an der Filmoberfläche abgelenkte Lichtstrahl auch für den maximal auftretenden Wellenflankenwinkel β_{max} vollständig auf den Photodetektor trifft. Andernfalls führt ein teilweises Abschneiden des Lichtstrahls zu einer fehlerhaften Messung, da der zusätzliche Verlust an Lichtleistung unmittelbar als größere Schichtdicke interpretiert wird. In der optoelektronischen Ausführung des Messsystems wird dem infraroten zusätzlich ein roter Laserstrahl im sichtbaren Spektralbereich überlagert, der nicht absorbiert wird und damit zur Korrektur der Reflektionsverluste verwendet werden kann (Samenfink (1997)).

Ein weitere Möglichkeit zur berührungslosen Bestimmung der Filmdicke bietet das Laserreflexionsverfahren (LFD²). Gegenüber den anderen optischen rückwirkungsfreien Messsystemen, die auf Lichtabsorption beruhen und bei denen der Sender und Empfänger im Durchlichtverfahren arbeiten, bietet diese Methode den bedeutenden Vorteil, dass ein optischer Zugang durch die filmtragende Wand für eine erfolgreiche Messung genügt. Daher ist diese Messtechnik insbesondere für detaillierte Messungen in komplexen technischen Systemen hervorragend geeignet. Abbildung 3.3 zeigt den optischen und elektronischen Aufbau des Systems. Das Messprinzip beruht auf der Reflexion eines konischen Laserstrahls an der Filmoberfläche, an der sich der Fokuspunkt der Sendeoptik befindet. Das zurück reflektierte Licht wird über einen halbdurchlässigen Spiegel im Strahlengang auf eine Lochblende abgebildet, hinter der ein Photodetektor positioniert ist. Die Frontlinse des Objektivs wird elektrisch angeregt und schwingt mit der Resonanzfrequenz des Feder-Masse-Systems. Bei einem einmaligen Durchlauf der Oszillation wird der reflektierte Lichtkegel genau dann scharf auf den Detektor abgebildet, wenn sich das Messobjekt (hier: die Filmoberfläche) im sendeseitigen Fokus befindet. Daraus

²Laser Focus Displacement Meter

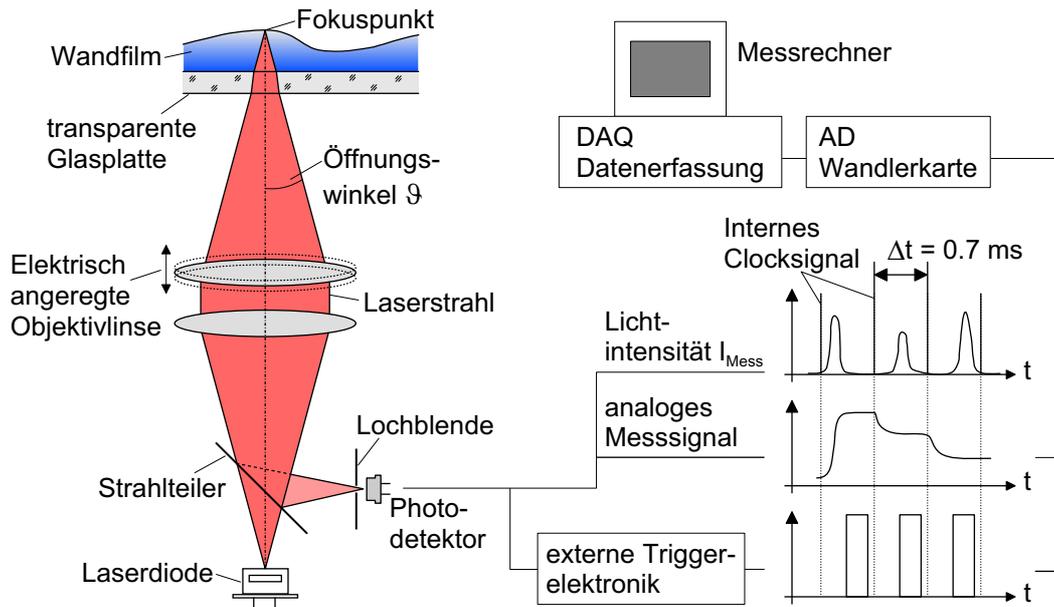


Abb. 3.3: Filmdickenmessung mit einem Laserreflektionsverfahren (LFD)

ergibt sich der in Abbildung 3.3 angedeutete zeitliche Intensitätsverlauf $I_{Mess}(t)$. Die Position der bewegten Objektivlinse kann dem Maximum der Intensität zugeordnet werden, so dass die Position des Messobjekts relativ zum Messsystem eindeutig bestimmt ist.

Auch bei dieser Messtechnik ist der Welligkeit des Flüssigkeitsfilms Rechnung zu tragen. Eine erfolgreiche Messung kann solange erfolgen, wie der Wellenflankenwinkel β kleiner ist als der halbe Öffnungswinkel ϑ der Optik des Messsystems. Andernfalls fällt kein reflektiertes Licht mehr in die Optik zurück und der Messeffekt verschwindet. An dieser Stelle ist zu beachten, dass sich aufgrund der Brechungserscheinungen am Übergang in den Flüssigkeitsfilm sowohl die Winkel als auch die Laufwege der Lichtstrahlen ändern. Dies beeinflusst zum einen die Empfindlichkeit des Systems in Bezug auf den Wellenflankenwinkel, und zum anderen ändert sich der Messbereich.

Für die Filmströmung auf einer ebenen Glasoberfläche kann der Öffnungswinkel ϑ_F im Film und die Streckung des Messbereichs gemäß

$$h_F = \frac{\tan(\vartheta)}{\tan(\vartheta_F)} \cdot h \quad \text{mit} \quad \vartheta_F = \arcsin \left[\frac{n_G}{n_F} \sin(\vartheta) \right] \quad \text{und} \quad n_G \approx 1.0 \text{ (Luft)} \quad (3.3)$$

berechnet werden (Takamasa et al. (1998b), Ebner et al. (2002)). Bei der Anwendung des Messsystems in zylindrischen Geometrien ergeben sich komplexere Zusammenhänge, da die Lichtstrahlen senkrecht und parallel zur gekrümmten Fläche unterschiedlich gebrochen werden. Dabei verschmiert der Fokuspunkt und die Streckung des Messbereichs hängt vom Abstand des Systems relativ zur gekrümmten Oberfläche ab, auf der sich der Wandfilm befindet (Takamasa et al. (1998a)).

Im Rahmen dieser Arbeit werden Untersuchungen mit kraftstoffähnlichen Flüssigkeiten durchgeführt, so dass das Laserreflektionsverfahren zur Bestimmung der Filmdicke einzusetzen

ist. Der Grund liegt darin, dass es gänzlich unabhängig von den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit arbeitet. Bei dem weiter oben beschriebenen Absorptionsmessverfahren tritt das Problem auf, dass die verwendete Ersatzflüssigkeit für Kraftstoffe (SHELLSOL D60 Öl) das Licht im infraroten Wellenlängenbereich nur unwesentlich absorbiert. Deshalb wird ein LFD-System der Firma Keyence (Modell LT8010) mit einer Messfrequenz $f = 1.5 \text{ kHz}$ und einem Messbereich $\Delta h = 0.6 \text{ mm}$ in Luft eingesetzt. Die Wellenlänge des Laserlichts liegt bei $\lambda_L = 670 \text{ nm}$. Der halbe Öffnungswinkel beträgt $\vartheta = 21.7^\circ$, so dass sich der Winkel in der Flüssigkeit bei einem Brechungsindex des Fluids $n_F = 1.432$ gemäß Gleichung 3.3 zu $\vartheta_F = 15.0^\circ$ ergibt und ein Messbereich $\Delta h_F = 0.9 \text{ mm}$ erzielt wird. Dies ist gleich bedeutend damit, dass die Filmdicke theoretisch bis zu einem Wellenflankenwinkel $\beta \leq \vartheta_F$ detektiert werden kann. Die größten Wellenflankenwinkel treten in den Wellenbergen auf, die insbesondere bei Flüssigkeiten mit niedriger Oberflächenspannung sehr steile Flanken aufweisen (Elsäßer (1998)). Um eine Verschiebung der mittleren Filmdicke h_F zu kleineren Werten aufgrund der vorzugsweise im Bereich der Wellenberge auftretenden Fehlmessungen weitgehend zu vermeiden, werden verschiedene Algorithmen eingesetzt, die den zeitlichen Filmdickenverlauf realitätsgetreu ergänzen.

Der Filmdickensensor besitzt sowohl einen digitalen als auch einen analogen Ausgang für das Messsignal. Die Übertragungsgeschwindigkeit der digitalen Schnittstelle liegt unterhalb der maximalen Messfrequenz, da das System ursprünglich für die Überwachung von Fertigungstoleranzen in automatischen Prozessabläufen bei deutlich geringeren Datenraten konzipiert wurde. Dabei werden stets mehrere Messwerte gemittelt, um eine sehr hohe Genauigkeit zu erzielen. Für die Messung der Struktur schubspannungsgetriebener Wandfilme hingegen wird die vollständige Messfrequenz benötigt. Dies ergibt sich unmittelbar aus den kurzen Wellenlängen des Flüssigkeitsfilms im Bereich $\lambda_F \approx 5 \text{ mm}$ sowie typischer mittlerer Transportgeschwindigkeiten $u_{F,m} \approx 1 \text{ m/s}$, so dass idealerweise 8 Messwerte pro Welle ermittelt werden sollten. Daher wurde eine externe Triggereinheit aufgebaut, mit deren Hilfe das Signal des Analogausgangs mit einer Analog-Digital-Wandlerkarte erfasst und ausgewertet wird. Aufgrund der beschränkten Auflösung der verwendeten 12-Bit-Karte nimmt die nominelle örtliche Auflösung des Messgerätes von $\Delta h = 0.1 \mu\text{m}$ auf einen Wert von $\Delta h_{\text{real}} \approx 0.5 \mu\text{m}$ ab. Damit ist für die Bestimmung von Filmdicken im Bereich $20 < h_F \leq 1000 \mu\text{m}$ immer noch eine ausgezeichnete Messgenauigkeit gegeben.

3.2.2 Filmgeschwindigkeitsprofile

Die Messung der Geschwindigkeitsverteilung in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen erweist sich aufgrund der sehr kleinen Abmessungen in Richtung der Filmhöhe als äußerst anspruchsvoll. Aus der Literatur ist bekannt, dass allein die Verwendung optischer Messtechniken eine rückwirkungsfreie Bestimmung der Geschwindigkeit in dünnen Flüssigkeitsfilmen erlaubt (Oldengarm et al. (1975), Paras und Karabelas (1992), Adomeit und Renz (1994)). In jüngster Zeit wurde am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) ein modifiziertes Lasermesssystem entwickelt, das auf einem standardisierten LDA³-

³Laser Doppler Anemometer

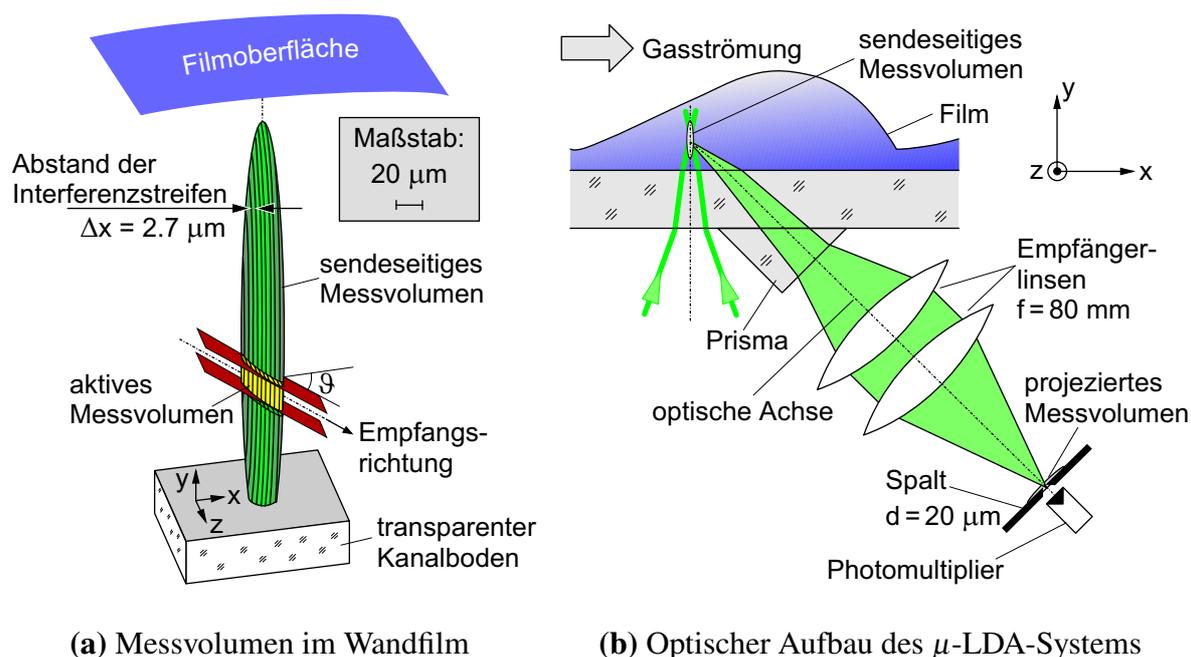


Abb. 3.4: Aufbau des μ -LDA-Systems zur Analyse der filminternen Strömungsvorgänge

System aufbaut (Wittig et al. (1997), Elsässer et al. (2000)) und mit dem das Geschwindigkeitsprofil mit sehr guter örtlicher Auflösung bestimmt werden kann. Abbildung 3.4 zeigt den optischen Aufbau des Systems.

Das sendeseitige Messvolumen des μ -LDA-Systems, das durch den transparenten Kanalboden in den Flüssigkeitsfilm eingekoppelt wird, ist in Abbildung 3.4(a) dargestellt. Das Messvolumen entsteht durch die Interferenz zweier kohärenter Laserstrahlen, die zum Schnitt gebracht werden, in deren Kreuzungspunkt. Die Filmflüssigkeit wird mit Partikeln dotiert, die beim Durchschreiten des Interferenzmusters Licht mit einer charakteristischen Frequenz abstrahlen, von der unmittelbar auf die Geschwindigkeit geschlossen werden kann. Für weitergehende Information zur prinzipiellen Funktionsweise eines LDA-Systems wird auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen (Wiedemann (1984), Durst et al. (1987), Ruck (1990)).

Bei dem modifizierten System am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) wurde das sendeseitige Messvolumen durch die gezielte Anpassung der Sendeoptik minimiert. Dennoch ist es noch deutlich zu groß, so dass nur mit dieser Maßnahme noch keine örtlich aufgelöste Messung des Geschwindigkeitsprofils im Flüssigkeitsfilm möglich ist. Daher wurde eine neuartige Empfangsoptik aufgebaut, die unter einem Winkel von 45° auf das sendeseitige Messvolumen ausgerichtet ist. Abbildung 3.4(b) zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus der Empfangsoptik. Der Spalt, hinter dem sich der Photomultiplier zur Messung des gestreuten Lichtsignals befindetet, wird mit Hilfe zweier Linsen durch eine 1 : 1-Abbildung in das sendeseitige Messvolumen projiziert. Dadurch wird vom Empfänger ein definierter Teil aus dem Messvolumen ausgeschnitten, der das so genannte aktive Messvolumen bildet. Mit dieser Methode kann eine örtlich hoch aufgelöste Messung des filminternen Geschwindigkeitsprofils realisiert werden. Details bezüglich des realen Aufbaus des μ -LDA-Systems sind in verschiedenen Arbeiten am ITS zu finden (Ebner (1996), Elsässer (1998)).

In diesen Arbeiten wurde auf Basis einer Feldmessung bei einer ausgedehnten Variation der unterschiedlichen Einflussgrößen ein neuer Ansatz für das filminterne Geschwindigkeitsprofil in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen entwickelt (Elsäßer (1998)). Dieser Ansatz wird im Rahmen dieser Arbeit für die Modellierung des Impulstransports im Wandfilm eingesetzt (siehe Kapitel 4.3.1.3).

3.2.3 Bestimmung der Grenzflächenschubspannung aus der Gasphase

Die Schubspannung $\tau_{F,O}$ an der Phasengrenze zwischen dem Wandfilm und der treibenden Gasströmung stellt eine elementare Größe bei der Beschreibung der Filmausbreitung dar. Aus dem Kräftegleichgewicht an der Phasengrenzfläche (siehe Abbildung 3.1) folgt unmittelbar, dass die treibende Schubspannung sowohl aus der Filmströmung als auch aus dem Grenzschichtprofil der Gasströmung zu ermitteln ist. Die Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ sowie die Wandschubspannung $\tau_{F,W}$ entziehen sich einer direkten Bestimmung, da die gängigen Sensoren unter dünnen Flüssigkeitsfilmen nur sehr schlecht einzubauen beziehungsweise zu kalibrieren sind (Roßkamp (1998)).

Die lokale Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ wird aus der Profilform der Gasströmung ermittelt. Sie umfasst sowohl die Newtonsche Schubspannung infolge des molekularen Austauschs als auch den Impulsverlust, der sich aufgrund des Formwiderstands an der rauen Oberfläche ergibt. Letzterer resultiert aus dem Druckverlust, der sich bei der Umströmung beziehungsweise bei der Ablösung der Gasströmung an den Rauigkeitselementen ergibt. Solange die Größe der Rauigkeitselemente im Vergleich zu den Abmessungen der durchströmten Geometrie klein ist, können die beiden Schubspannungsanteile zusammengefasst werden, wie dies von der Durchströmung rauer Kanäle bekannt ist (Bohl (1982)).

Ellis und Gay (1959) schlugen ein Verfahren zur Schubspannungsbestimmung aus dem Grenzschichtprofil vor, das auf der Anpassung der gemessenen Gasgeschwindigkeiten an das logarithmische Wandgesetz beruht. In vergleichbarer Weise wurde in den Arbeiten von Amanat (1979), Sill (1982), Sattelmayer (1985) und Roßkamp (1998) vorgegangen. Aus der Anpassung der Daten kann neben der Schubspannung $\tau_{F,O}$ an der Phasengrenzfläche auch die äquivalente Sandkornrauigkeit k_s der rauen Oberfläche bestimmt werden. In dieser Arbeit werden die Grenzschichtprofile mit Hilfe eines erweiterten Wandgesetzes ausgewertet, das auch bei einer Beschleunigung der Gasströmung seine Gültigkeit behält. Dies stellt eine signifikante Verbesserung zu den Ansätzen früherer Arbeiten dar. Im Detail wird der modifizierte Grenzschichtansatz nach Moffat und Kays (1984) in Kapitel 4.2.4.4 vorgestellt.

Die Gasgeschwindigkeitsprofile werden mit einem standardisierten LDA-System bestimmt, indem durch ein transparentes Seitenfenster unter einem sehr flachen Winkel gemessen wird (Elsäßer et al. (2000)). Durch diese Vorgehensweise wird eine sehr gute örtliche Auflösung senkrecht zur filmtragenden Wand erzielt. Bei den Grenzschichtuntersuchungen der Gasphase über dem Wandfilm stellte Schober (2003) fest, dass die gemessenen Geschwindigkeiten in Wandnähe wieder ansteigen. Der Grund hierfür liegt darin, dass das Messvolumen an der Filmoberfläche reflektiert wird. Damit ist der Nullpunkt bei der Auswertung der Daten

sehr genau bekannt. Erwartungsgemäß liegt der Umkehrpunkt für die Gasgeschwindigkeit im Bereich der mittleren Filmdicke h_F , die an jeder Messposition simultan bestimmt wird. In Kapitel 4.3.1.1 wird beispielhaft gezeigt, wie aus dem Grenzschichtprofil der Gasphase $u_G(y)$ und der mittleren Filmdicke h_F sowohl die Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ als auch die äquivalente Sandkornrauigkeit k_s der Filmströmung ermittelt werden kann.

3.2.4 Wärme- und Stoffaustausch

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf der Beschreibung des Impulsaustauschs zwischen der Gasströmung und dem Wandfilm. Insofern kommen dem Wärme- und Stoffaustausch nur eine untergeordnete Bedeutung zu. Um die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf verdunstende Filmströmungen, wie sie in technischen Systemen gegeben sind sicherzustellen, wird an dieser Stelle dennoch kurz auf die interessierenden physikalischen Größen sowie deren messtechnische Erfassung eingegangen.

Bei der experimentellen Bestimmung des konduktiven Wärmestroms durch den Flüssigkeitsfilm tritt allgemein das Problem auf, dass sich die Temperatur an der Filmoberfläche $T_{F,O}$ einer direkten experimentellen Bestimmung weitgehend entzieht. Der Einsatz von Thermoelementen sowie die Verwendung optischer Messmethoden wie beispielsweise Thermokameras scheiden aufgrund der Welligkeit der Flüssigkeitsfilms aus (Himmelsbach (1992)). Die Temperatur $T_{F,W}$ am Übergang zwischen dem Flüssigkeitsfilm und der tragenden Wand kann mit Hilfe von Thermoelementen ermittelt werden.

Zur Klärung des Wärmetransports im Wandfilm wird durch eine definierte Kühlung beziehungsweise Aufheizung der Filmlegerplatte eine eindimensionale Wärmeleitung realisiert (Scherer (1989)), so dass der resultierende Wärmestrom aus der Temperaturdifferenz im Trägermaterial zu bestimmen ist. Um die Aufheizung und Ausbreitung des Wandfilms unabhängig von den filminternen Austauschvorgängen betrachten zu können, sind nach Roßkamp (1998) adiabate Bedingungen an der Filmlegerplatte einzustellen. Diese können dadurch gewährleistet werden, dass an der Ober- und Unterseite der Filmlegerplatte ein Wandfilm gleicher Beladung aufgebracht und gasseitig aufgeheizt wird.

Unter Heißgasbedingungen lässt sich der verdunstete Filmmassenstrom relativ einfach durch geeignete Vorrichtungen für die vollständige Absaugung des Wandfilms realisieren. Bei Fluiden aus mehreren Komponenten kann die chemische Zusammensetzung bestimmt werden. Weitaus komplexer erweist sich die Analyse des dampfförmig in der Gasströmung vorliegenden Kraftstoffs, der sich aufgrund konvektiver und diffusiver Austauschvorgänge mit der Luft vermischt. Der Kraftstoffdampf muss mit Hilfe speziell konzipierter Sonden aus der Gasströmung entnommen werden (Gerendás (1999)). Alternativ zu der Sondenmesstechnik kann zukünftig ein am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) entwickeltes optisches Messsystem für die Bestimmung der Verteilung des Kraftstoffdampfs herangezogen werden. Das Messsystem basiert auf der Absorption an den $C-H$ -Bindungen des Kraftstoffs im fernen infraroten Wellenlängenbereich. Prommersberger und Maier (1999) setzten das Verfahren erfolgreich für die Analyse der Tropfenverdunstung unter brennkammertypischen Randbedingungen ein.

4 Modell zur gekoppelten Berechnung der Zweiphasenströmung

4.1 Vorgehensweise bei der Berechnung der Zweiphasenströmung

Für die numerische Berechnung von Zweiphasenströmungen sind in der Literatur zwei grundsätzlich unterschiedliche Ansätze bekannt. Ein möglicher Lösungsansatz beruht darauf, dass die Gleichungen zur Beschreibung der beiden Phasen zusammengefasst und gemeinsam gelöst werden. Diese Vorgehensweise wirkt sich sehr positiv auf die Stabilität und die Geschwindigkeit des Lösungsprozesses aus. Die so genannte Eulersche Methode wurde am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) zur Beschreibung der Sprühstrahlausbreitung bei Verwendung der Kontinuumsannahme bereits erfolgreich eingesetzt (Hallmann et al. (1993), Wittig et al. (1993), Klose et al. (2000)).

Demgegenüber werden bei der zweiten Methode die beiden Phasen in einer äußeren Iterationsschleife abwechselnd gelöst, bis sich eine konvergente Lösung des gesamten Strömungsproblems einstellt. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass die Modelle der jeweiligen Phase unabhängig voneinander entwickelt und verfeinert werden können. Damit kann eine deutlich höhere Genauigkeit erzielt werden. Bei der Simulation der Tropfenausbreitung in turbulenter Gasströmung unter Verwendung einer Lagrangeschen Beschreibung konnte dies in einer Vielzahl von Arbeiten gezeigt werden (Willmann (1999), Schmehl et al. (1999a), Schmehl (2002), Burger et al. (2002)). Die Nachteile dieser Methode sind der erhöhte Rechenaufwand und die aufwendigeren Maßnahmen zur Stabilisierung des numerischen Verfahrens.

Aufgrund des größeren Potenzials hinsichtlich der Genauigkeit wurde im Rahmen dieser Arbeit die unabhängige Berechnung der turbulenten Gasphase und der Filmströmung gewählt. Dieser Ansatz wurde am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) zur Berechnung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme bei konstanter Gasströmung bereits erfolgreich in den Arbeiten von Himmelsbach (1992), Roßkamp (1998) und Gerendás (1999) eingesetzt.

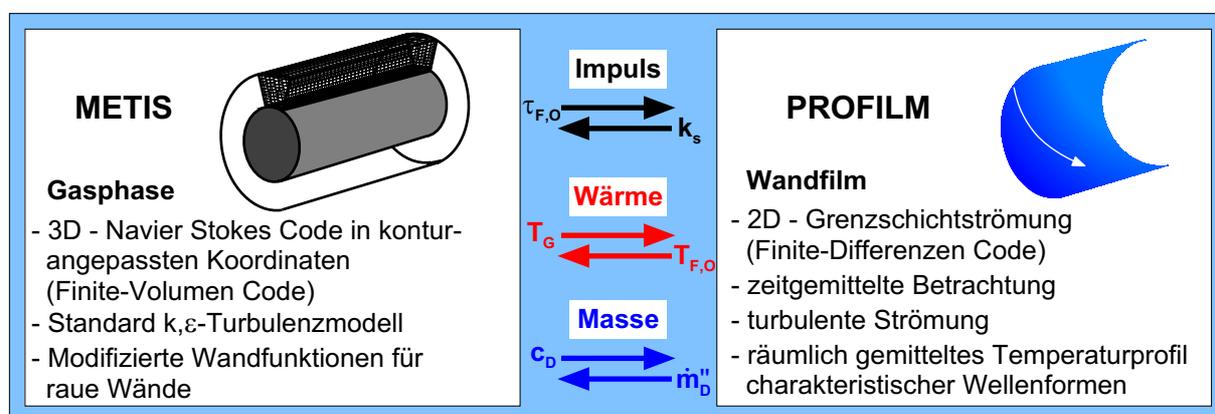


Abb. 4.1: Austauschgrößen zwischen dem Gaslöser und dem Filmmodul

Abbildung 4.1 gibt einen Überblick über die Struktur des Berechnungsverfahrens. Der Strömungslöser METIS wurde in einer Reihe numerischer Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) entwickelt (Noll (1986), Bauer (1989), Benz (1994), Giebert (1999)). Die Strömung der Gasphase wird in konturangepassten Koordinaten mit Hilfe der Finite-Volumen-Methode berechnet. Für die Beschreibung der Turbulenz kommt das aus der Literatur bekannte k,ε -Modell zum Einsatz (Lauder und Spalding (1972)). Bei der Bestimmung des gaseitigen Wärmetransports an die Filmströmung müssen die Dirichlet-Randbedingungen für feste Wände modifiziert werden. So tritt die Oberflächentemperatur $T_{F,O}$ des Wandfilms an die Stelle der Wandtemperatur $T_{G,W}$. Die Kopplung an das Grenzschichtprogramm PROFILM erfolgt über den Austausch von Quelltermen für Masse und Enthalpie. Zusätzlich werden die Eigenschaften der Oberfläche des welligen Wandfilms mit Hilfe der äquivalenten Sandkornrauigkeit an die Gasphase übergeben, um den erhöhten Impulsaustausch an der Phasengrenze richtig zu beschreiben. Die Filmströmung stellt ein typisches Anfangswertproblem dar und kann mit einem Finite-Differenzen-Verfahren berechnet werden. Die Kopplung an das institutseigene Programmpaket LADROP zur Berechnung der Sprühstrahlausbreitung wird durch den Austausch der Quellterme für die Masse und den Impuls der Tropfen realisiert (Schmehl et al. (1999b)). Der Fokus der vorliegenden Arbeit liegt auf der Weiterentwicklung und Erweiterung des Filmmodells für die Berechnung schubspannungsgetriebener Wandfilme auf gekrümmten Oberflächen. Daher wird an dieser Stelle auf die detaillierte Beschreibung der Kopplung der beiden Zweiphasencodes verzichtet.

Konsequenterweise konzentrieren sich die Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit im Wesentlichen auf Filmströmungen, bei denen die Flüssigkeit mit Hilfe so genannter Filmleger zugeführt wird. Hier kann auf die Betrachtung der Tropfen gänzlich verzichtet werden. Erfolgt die Filmbildung durch auf die Wand auftreffende Tropfen, ist deren Impulseintrag unbedingt zu berücksichtigen. Insofern sich die Betrachtung der Filmströmung in diesen Fällen nicht bis in den unmittelbaren Startbereich des Wandfilms erstreckt, in dem die Filmstruktur durch die einschlagenden Tropfen maßgeblich beeinflusst wird, kann die Beschreibung des Impulseintrags durch die Tropfen in Anlehnung an die Arbeit von Roßkamp (1998) in den Differentialgleichungen implementiert werden, wie später im Detail dargelegt wird.

4.2 Beschreibung der turbulenten Gasphase

Im vorherigen Abschnitt wurde dargelegt, wie die gekoppelte Berechnung der Zweiphasenströmung realisiert wird. Im Folgenden werden die grundlegenden Eigenschaften des Berechnungsprogramms METIS für die Simulation des turbulenten Strömungsfelds der Gasphase vorgestellt. Damit wird, in Verbindung mit dem Modell für die Filmströmung in Kapitel 4.3, ein umfassendes Verständnis für die gekoppelte numerische Behandlung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme geschaffen. Die wellige Filmströmung stellt für die Gasphase eine vom Ort abhängige und veränderliche Wand mit variabler Rauigkeit dar. Daraus ergeben sich unmittelbare Konsequenzen für die Beschreibung der turbulenten Gasströmung, die im Einzelnen diskutiert werden. Insbesondere wird detailliert auf die Modifikationen der Wandfunktionen für die Beschreibung des Impuls-, Wärme- und Stoffaustauschs an festen Wände eingegangen.

4.2.1 Grundgleichungen

Die Grundlage für die Beschreibung reibungsbehafteter Strömungen bilden die Erhaltungsgleichungen für die Masse, den Impuls und die Energie. In differentieller Form können die Grundgleichungen in kartesischen Koordinaten sehr einfach mit Hilfe der Einsteinschen Summenkonvention¹ geschrieben werden. Nachfolgend werden die Kontinuitätsgleichung, die Impuls- und die Energieerhaltung sowie die Erhaltungsgleichung für die Massenkonzentration des Dampfs in der indizierten Tensornotation eingeführt (Noll (1992b), Benz (1994)). Dabei wird zusätzlich die Reynoldssche Mittelung verwendet, bei der eine Zerlegung jeder beliebigen Transportgröße in einen zeitlichen Mittelwert Φ und in einen turbulenten Schwankungsterm Φ' erfolgt.

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = S_{\dot{m}} \quad (4.1)$$

Der Term auf der rechten Seite berücksichtigt die Massenquellen, die allgemein bei der Berechnung von Zweiphasenströmungen auftreten. Bei der Verdunstung von Tropfen, die in der turbulenten Gasströmung transportiert werden, treten die Quellen im gesamten Strömungsfeld auf. Zusätzlich wird bei der Berechnung von verdunstenden Flüssigkeitsfilmen Dampf in unmittelbarer Wandnähe freigesetzt. Dieser tritt somit nur am Rechengetriebsrand auf und wird der wandnächsten Zellschicht zugeordnet.

Navier-Stokessche Bewegungsgleichungen:

$$\frac{\partial (\rho u_j)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{u'_i u'_j}) + \rho f_{V,j} + S_{J,j} \quad (4.2)$$

mit $\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$

Die Impulserhaltung wird durch die Navier-Stokesschen Bewegungsgleichungen beschrieben, wobei durch den Term $f_{V,j}$ sämtliche Volumenkräfte erfasst werden. In Form von Zentrifugal-, Coriolis- und Auftriebskräften treten diese in Abhängigkeit vom verwendeten Bezugssystem auf. Bei der Berechnung von Zweiphasenströmungen sind auch in der Impulsgleichung externe Quellterme zu berücksichtigen.

Die Energieerhaltung wird in offenen Systemen im Allgemeinen mit Hilfe der Enthalpie ausgedrückt. Analog der Beschreibung des Stoff- und Impulstransports in der Strömung treten auch hier externe Quellterme auf. Diese sind dabei unmittelbar an die Dampfmassenquellterme der verdunstenden Flüssigkeit der Tropfen und des Wandfilms gekoppelt.

¹Die Einsteinsche Summenkonvention lautet: Über alle in einem Term doppelt auftretenden Indizes wird von eins bis drei summiert

Enthalpiebilanz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{u'_i h'}) + S_h \\ &+ \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Die turbulenten Schwankungen des Drucks in der Enthalpiegleichung können für Strömungen mit moderaten Machzahlen in der Regel vernachlässigt werden (Cebeci und Bradshaw (1984), Bradshaw (1996)). Die Schwankung der Schubspannung $\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}$ beschreibt den Energieaustausch bei der Dissipation von turbulenter kinetischer Energie in thermische, innere Energie (Giebert (1999)).

Bei der Beschreibung von Strömungen mit veränderlicher Zusammensetzung des Gases müssen die Dampfmassenkonzentrationen jeder Spezies n durch das Strömungsfeld transportiert werden. Dieser Fall tritt insbesondere bei der Verdunstung realer Kraftstoffe auf, wenn die unterschiedlich flüchtigen Bestandteile der Flüssigkeit nacheinander abdampfen (Gerendás et al. (1995), Prommersberger und Maier (1999)).

Massenkonzentration der Spezies $n, n = 1..N$:

$$\frac{\partial(\rho c_n)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i c_n) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial c_n}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{u'_i c'_n}) + S_{c,n} \quad (4.4)$$

Für die eindeutige Beschreibung der Strömung müssen die Erhaltungsgleichungen um die thermische Zustandsgleichung idealer Gase ergänzt werden. Damit ist die Verknüpfung zwischen dem Druck-, Temperatur- und Dichtefeld gegeben. Die Bestimmung der Dichte des Gasgemischs erfolgt mit Hilfe der Molmassen M_n und der Massenkonzentrationen der einzelnen Komponenten c_n sowie der universellen Gaskonstanten \mathfrak{R} .

$$\frac{p}{\rho} = \mathfrak{R} T \sum_{n=1}^N \left(\frac{c_n}{M_n} \right) \quad (4.5)$$

Zur Vereinfachung der oben aufgeführten Zusammenhänge wird der so genannte Wirbelviskositätsansatz von Boussinesq (1877) für die turbulenten Schwankungsterme eingesetzt. Dabei wird der Reynoldssche Schubspannungstensor in völliger Analogie zu den viskosen Spannungen aus den Gradienten der mittleren Geschwindigkeit bestimmt. Für den turbulenten Wärme- und Stofftransport werden an dieser Stelle die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t und die Schmidt-Zahl Sc_t eingeführt (Rodi (1978), Jischa (1982)).

$$\begin{aligned}
-\rho \overline{u'_i u'_j} &= \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \\
-\rho \overline{u'_i h'} &= \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial h}{\partial x_i} \\
-\rho \overline{u'_i c'_n} &= \frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial c_n}{\partial x_i}
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Mit der turbulenten kinetischen Energie gemäß

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \tag{4.7}$$

können die viskosen Anteile und die auf dem turbulenten Austausch basierenden Terme in den Erhaltungsgleichungen 4.1-4.4 zusammengefasst werden.

Daraus können unmittelbar die folgenden effektiv wirksamen Größen abgeleitet werden.

$$\begin{aligned}
\mu_{eff} &= \mu + \mu_t \\
\frac{\mu_{eff}}{Pr_{eff}} &= \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \\
\frac{\mu_{eff}}{Sc_{eff,n}} &= \frac{\mu}{Sc_n} + \frac{\mu_t}{Sc_{t,n}}, \quad n = 1..N
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Bei der Beschreibung turbulenter Strömungen müssen für die entsprechenden Austauschgrößen μ_t , Pr_t und Sc_t vereinfachende Annahmen getroffen werden. Aus der Literatur sind eine Reihe von Ansätzen bekannt, die sich in ihrer Genauigkeit und durch den verbundenen Rechenaufwand unterscheiden (Rodi (1980), Bradshaw (1996)). Für den turbulenten Impulsaustausch wird im Rahmen dieser Arbeit das in Forschung und Entwicklung etablierte k,ϵ -Modell eingesetzt. Dabei handelt es sich um ein Zwei-Gleichungsmodell, bei dem der wandnahe Bereich mit Hilfe von Wandgesetzen überbrückt wird.

4.2.2 Beschreibung turbulenter Strömungen mit dem k,ϵ -Modell

Zur Beschreibung des turbulenten Austauschs in Strömungen bei hohen Reynolds-Zahlen kann das k,ϵ -Modell eingesetzt werden. Dabei werden nur die relativ großen energietragenden Wirbel im Strömungsfeld betrachtet, deren turbulente kinetische Energie k aufgrund der Viskosität des Strömungsmediums in kleine Wirbelstrukturen dissipiert (Launder und Spalding (1974), Noll (1992b)).

Die allgemeine Ansatz für die Wirbelviskosität

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \tag{4.9}$$

führt in Kombination mit der Definition der Dissipationsrate gemäß

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (4.10)$$

unmittelbar auf die beiden Transportgleichungen für die Turbulenz der Strömung.

Die resultierenden Erhaltungsgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate ε ergeben sich zu

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} + G_k - \rho \varepsilon \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G_k - \rho C_2 \varepsilon) \quad (4.12)$$

mit der Definition für die volumetrische Bildungsrate der Turbulenzenergie gemäß

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \approx \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} . \quad (4.13)$$

Einen Überblick über die Konstanten des Modells gibt Tabelle 4.1. Sie wurden auf Basis einer Computeroptimierung für Strömungsprobleme mit ebener Mischungsgrenzschicht abgeleitet (Rodi (1978), Rexroth (1996)). In der Nähe von festen Wänden verlieren die Transportgleichungen für die Turbulenz ihre Gültigkeit. Daher muss der Bereich der wandnahen Turbulenz mit Hilfe von Wandgesetzen überbrückt werden. In Anlehnung an die einschlägige Literatur (Patankar (1980)) erfolgt in der Hauptströmung die Festlegung der turbulenten Prandtl-Zahl für den Wärmeübergang $Pr_t = 0.9$ und der turbulenten Schmidt-Zahl für den Stofftransport $Sc_t = 1.0$.

Aus der Literatur sind eine Reihe so genannter ‘Low-Reynolds’-Modelle bekannt, bei denen die Turbulenz im wandnahen Bereich der Strömung bis zur laminaren Unterschicht aufgelöst wird (Sieger (1993)). Allgemein verfolgen diese modifizierten Ansätze das Ziel, den Einsatzbereich und die Genauigkeit der k,ε -Methode zu erweitern (Wilcox (1993)). Der Rechenaufwand steigt dabei erheblich an, da die Strömung bis in unmittelbare Wandnähe sehr fein aufgelöst werden muss.

In der Praxis hat sich das ‘Standard’- k,ε -Turbulenzmodell als äußerst robust und leistungsfähig erwiesen. Bei den Strömungsfällen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, sind keine

C_1	C_2	C_μ	σ_k	σ_ε
1.44	1.92	0.09	1.0	1.3

Tab. 4.1: Konstanten des k,ε -Turbulenzmodells

signifikanten Unterschiede zwischen den verschiedenen Modellen zu erwarten, so dass der Einsatz rechenintensiver ‘Low-Reynolds’-Ansätze nicht zweckmäßig erscheint. Erschwerend kommt bei der gekoppelten Berechnung der Gasphase und der Filmströmung hinzu, dass sich die Rauigkeit der filmtragenden Wand während des Lösungsprozesses fortlaufend ändert. Der Einsatz hochwertiger Turbulenzmodelle bedingt somit unmittelbar die Verfügbarkeit einer automatisierten Gitteranpassung in der Nähe fester Wände, auf die bei der Verwendung von Wandgesetzen verzichtet werden kann.

4.2.3 Diskretisierung der allgemeinen Transportgleichung

Wie oben erläutert, wird heutzutage in Wissenschaft und Industrie die Reynoldsgemittelte Form der Erhaltungsgleichungen eingesetzt, um den Rechenaufwand in Grenzen zu halten. Dabei müssen für die vollständige Lösung eines Strömungsproblems die turbulenten Austauschgrößen mit Hilfe geeigneter Modelle beschrieben werden. Vereinfachend können die Erhaltungsgleichungen 4.1-4.4 sowie die beiden Gleichungen 4.11 und 4.12 für die Modellierung der Turbulenz mit dem k,ε -Modell in die allgemeine Form der Transportgleichung

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t}}_{\text{lokale zeitliche Änderung}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \Phi)}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{S_\Phi}_{\text{Quellterm}} \quad (4.14)$$

überführt werden. Die zeitliche Änderung der Transportgröße Φ im Strömungsfeld entspricht generell der Änderung durch konvektiven und diffusiven Austausch sowie deren Quellen und Senken. Tabelle 4.2 gibt einen umfassenden Überblick über die Diffusionskoeffizienten Γ_Φ und die Quellterme S_Φ für die entsprechende Transportvariable Φ .

Für die computergestützte Lösung der Grundgleichungen müssen die partiellen Differentialgleichungen in ein numerisch handhabbares algebraisches Gleichungssystem überführt werden. Dazu sind aus der Literatur verschiedene Diskretisierungsmethoden bekannt (Finite Volumen, Finite Differenzen, Finite Elemente, Spektralmethode), die sich in der Art der mathematischen Beschreibung unterscheiden (Noll (1993), Ferziger und Perić (1996)). Der am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) entwickelte Strömungslöser METIS beruht auf einem Finite-Volumen-Ansatz, bei dem das Strömungsfeld in eine endliche Anzahl differentieller Volumina zerlegt wird. Die Strömung wird mit Hilfe strukturierter Rechengitter in konturangepassten krummlinigen Koordinaten beschrieben (Bauer (1989)), um die Geometrie des Strömungsfelds möglichst realitätsgetreu abzubilden. Die Rechenzellen besitzen die Form von Hexaedern, wie in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Die krummlinigen Koordinaten (ξ, η, ζ) bilden die Kanten der Seitenflächen des Kontrollvolumens, in dessen Mittelpunkt P die Werte der Lösungsvariablen abgespeichert werden (‘cell-centered’). Die Nachbarnpunkte sind entsprechend der Kompassnotation mit Großbuchstaben bezeichnet, während die dazugehörigen Zellflächen mit Kleinbuchstaben indiziert werden.

Für die numerische Lösung des Strömungsproblems werden die Grundgleichungen zunächst in Richtung der krummlinigen Koordinaten transformiert. Die Integration über die einzelnen

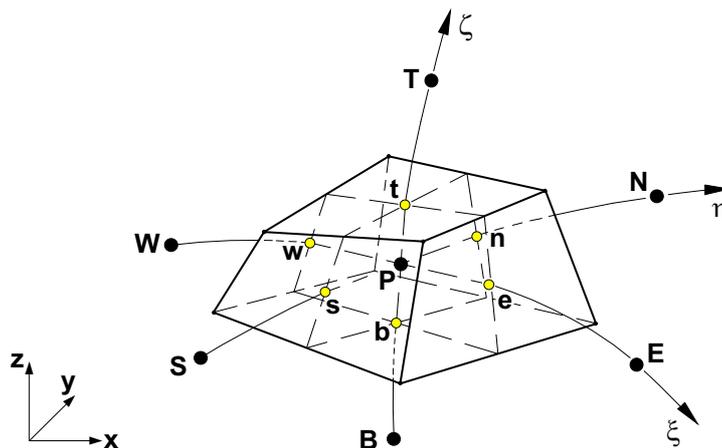


Abb. 4.2: Finites Volumen in konturangepassten Koordinaten

Volumina zur Bestimmung der konvektiven und diffusiven Flüsse kann mit Hilfe des Satzes von Gauß in Oberflächenintegrale überführt werden. Bei der Bilanzierung der Flüsse in einem Kontrollvolumen werden die Werte der Transportgrößen auf den Zellflächen benötigt, die a priori nicht bekannt sind. Diese müssen mit Hilfe eines Diskretisierungsverfahrens aus den Werten benachbarter Rechenpunkte ermittelt werden. Neben dem aus der Literatur bekannten Stromauf-Ansatz UPWIND, bei dem der Flächenwert durch den jeweils stromauf liegenden Knotenpunkt approximiert wird, sind im Programmpaket METIS weitere hochauflösende Diskretisierungsschemata implementiert. Beispielhaft sei der von Noll (1992a) am Institut für

Gleichung	Φ	Γ_Φ	S_Φ
Kontinuität	1	0	$S_{\dot{m}}$
Impuls	u_j	μ_{eff}	$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(p + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right) + \rho f_{V,j} + S_{J,j}$
Enthalpie	h	$\frac{\mu_{eff}}{Pr_{eff}}$	$u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \epsilon + S_h$
Stoff n	c_n	$\frac{\mu_{eff}}{Sc_{eff,n}}$	$S_{c,n}$
Turbulenz	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_k - \rho \epsilon$
	ϵ	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k} (C_1 G_k - \rho C_2 \epsilon)$

Tab. 4.2: Größen der allgemeinen Transportgleichung

Thermische Strömungsmaschinen (ITS) entwickelte MLU²-Ansatz erwähnt. Für die mathematische Lösung des algebraischen Gleichungssystems stehen verschiedene Lösungsverfahren zur Verfügung. Eine detaillierte Beschreibung der verschiedenen Diskretisierungsschemata, deren mathematische Umsetzung sowie der Lösung des resultierenden Gleichungssystems wird in einer Vielzahl aktueller numerischer Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) gegeben (Noll (1986), Benz (1994), Rexroth (1996), Hürst (1999), Giebert (1999)).

4.2.4 Wandgesetz für den Impulsaustausch

Die Kopplung für den impulsseitigen Austausch zwischen der turbulenten Gasströmung und dem welligen Flüssigkeitsfilm erfolgt unter Verwendung von Wandfunktionen. Dabei wird analog zu den Arbeiten von Sill (1982), Himmelsbach et al. (1994) und Roßkamp (1998) vorgegangen, indem die Rauigkeitswirkung des Wandfilms durch die äquivalente Sandkornrauigkeit ausgedrückt wird. Der Zusammenhang zwischen den Filmeigenschaften und der daraus resultierenden Rauigkeitswirkung wird im Detail in Kapitel 4.3.1 diskutiert.

Die Grundlage zur Beschreibung des Impulsaustauschs zwischen der turbulenten Gasströmung und dem Wandfilm ist durch die Grenzschichtgleichung für inkompressible Strömungen gegeben (Patankar und Spalding (1970), Jischa (1982)):

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial u}{\partial y} - \overline{u'v'} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = 0 \quad (4.15)$$

Die resultierende Schubspannung τ setzt sich aus dem molekularen Anteil τ_{mol} und dem turbulenten Schubspannungsanteil τ_{turb} zusammen. Mit Hilfe des Boussinesq-Ansatzes und der Einführung der so genannten Wirbelviskosität ν_t kann die resultierende Gesamtschubspannung durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_{mol} + \tau_{turb} \\ &= \rho (\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \quad \text{mit} \quad \tau_{turb} = -\rho \overline{u'v'} = \rho \cdot \nu_t \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \quad (4.16)$$

und Gleichung 4.15 ergibt sich zu

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = 0. \quad (4.17)$$

Bei der Diskussion der unterschiedlichen Ansätze für den impulsseitigen Austausch in turbulenten Grenzschichten ist es hilfreich eine dimensionslose Darstellung der beschreibenden Gleichungen zu verwenden. Gleichung 4.18 gibt einen Überblick über den Satz von dimensionslosen Variablen, die allgemein zur Anwendung kommen (Patankar und Spalding (1970), Jischa (1982)).

²Monotonised Linear Upwind

$$\begin{aligned}
u^+ &= \frac{u}{u_\tau} \quad \text{mit} \quad u_\tau^2 = \frac{\tau_w}{\rho} = \frac{c_f u_\infty^2}{2} \\
y^+ &= \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \\
v_0^+ &= \frac{v_0}{u_\tau} \\
p^+ &= \frac{\mu \cdot dp/dx}{\sqrt{\rho \cdot \tau_w^3}} \\
\mu^+ &= 1 + \frac{\nu_t}{\nu} \\
\tau^+ &= \frac{\tau}{\tau_w}
\end{aligned} \tag{4.18}$$

Unter Verwendung der Größen aus Gleichung 4.18 und der Annahme der Couette-Strömungstheorie mit $\partial u / \partial x \approx 0$ im wandnahen Bereich der Strömung ergibt sich nach Kays und Crawford (1980) die dimensionslose Form der Grenzschichtgleichung zu

$$\begin{aligned}
\tau^+ &= 1 + v_0^+ u^+ + p^+ y^+ \\
&= \mu^+ \frac{du^+}{dy^+} .
\end{aligned} \tag{4.19}$$

In Gleichung 4.19 charakterisiert der Term v_0^+ den Einfluss eines zusätzlichen Stoffstroms senkrecht zur Wand aufgrund von Transpiration beziehungsweise Verdunstung, während p^+ die Erhöhung der Schubspannung in Folge des vorliegenden Druckgradienten berücksichtigt. Im Weiteren werden die verschiedenen theoretischen und empirischen Ansätze für die Wirbelviskosität ν_t diskutiert, wobei besonderes Augenmerk auf ihre Anwendbarkeit für die Beschreibung der Gasphase über rauen Wandfilmen bei beschleunigter Strömung gelegt wird.

4.2.4.1 Logarithmisches Wandgesetz

Bei der Formulierung der Randbedingungen zur Berechnung turbulenter Strömungen wird häufig das logarithmische Wandgesetz eingesetzt. Die Gültigkeit der Wandfunktion ist dabei auf den Bereich der Strömung außerhalb der laminaren Unterschicht beschränkt, da die viskosen Effekte gegenüber den turbulenten vernachlässigt werden. Basierend auf dem Prandtl'schen Mischungswegansatz und unter Vernachlässigung von Druckgradienten entlang der Wand sowie von zusätzlichen Stoffströmen in der Grenzschicht durch Transpiration beziehungsweise Verdunstung lässt sich der Ansatz wie folgt zusammenfassen

$$\begin{aligned}\frac{v_t}{\nu_G} &= \kappa^2 y^{+2} \left| \frac{\partial u_G^+}{\partial y^+} \right| \\ p^+ &= 0 \\ v_0^+ &= 0\end{aligned}\quad (4.20)$$

und führt unmittelbar zu dem bekannten logarithmischen Zusammenhang (Cebeci und Bradshaw (1977))

$$u_G^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(E \cdot y^+) = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C. \quad (4.21)$$

Die zunächst unbekannte Integrationskonstante E beziehungsweise C tritt an dieser Stelle auf, da die Gesetzmäßigkeit erst im turbulenten Bereich der Strömung Gültigkeit hat und damit keine geschlossene Integration von Gleichung 4.19 möglich ist. Auf Basis experimenteller Untersuchungen konnten die Konstanten für hydraulisch glatte Wände zu $E = 8.0..9.0$ beziehungsweise $C = 5.1..5.5$ bestimmt werden (vgl. Schlichting (1982), Zierep (1987)).

Bei der Implementierung des Wandgesetzes in den Randbedingungen des Gaslösers wird in Anlehnung an die grundlegende Arbeit von Launder und Spalding (1974) vorgegangen. Dabei wird die Schubspannungsbestimmung mit den Größen des k,ε -Turbulenzmodells (siehe Kapitel 4.2.2) im wandnächsten Rechenpunkt verknüpft. Mit der Annahme, dass die Bildung und die Dissipation von Turbulenz im Gleichgewicht stehen, kann die Schubspannung im turbulenten Bereich der Grenzschicht gemäß

$$\tau_{G,W,k-\varepsilon} \equiv \tau_G(y_P) = \rho_G \sqrt{C_\mu} k_P \quad (4.22)$$

bestimmt werden (Huang und Bradshaw (1995)). Gleichung 4.22 ergibt sich dabei unmittelbar aus den grundsätzlichen Annahmen des k,ε -Turbulenzmodells, die einen direkten Zusammenhang zwischen der turbulenten kinetischen Energie k , deren Dissipation ε sowie der Wirbelviskosität ν_t herstellen, wie bereits in Kapitel 4.2.2 dargelegt wurde. Der jeweilige Wert für die turbulente kinetische Energie am wandnächsten Knotenpunkt wird bei der iterativen Berechnung des Strömungsfeldes der Gasphase ermittelt. In dem aufgeführten Zusammenhang ist bereits berücksichtigt, dass die Schubspannung über die gesamte Grenzschichtdicke konstant bleibt, wenn der Strömung kein zusätzlicher äußerer Druckgradient aufgeprägt wird.

Durch Einsetzen von Gleichung 4.22 in die oben aufgeführte Beziehung kann der folgende Zusammenhang für die Bestimmung der Wandschubspannung $\tau_{G,W}$ abgeleitet werden

$$\tau_{G,W} = \frac{\kappa \cdot u_{G,P} \cdot \rho_G \sqrt[4]{C_\mu} \sqrt{k_P}}{\ln\left(E \cdot y_P \cdot \sqrt[4]{C_\mu} \sqrt{k_P} \cdot 1/\nu_G\right)}. \quad (4.23)$$

Diese Formulierung, die üblicherweise in kommerziellen Strömungslösern zur Anwendung kommt, wurde auch in einer Vielzahl numerischer Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) erfolgreich eingesetzt (Noll (1986), Bauer (1989)). Für drallbehaftete Strömungen mit Wandfilmen entwickelte Roßkamp (1998), basierend auf einem Vorschlag von Kind et al. (1989), ein spezielles, modifiziertes logarithmisches Wandgesetz.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Anwendung von Wandgesetzen für den Impulsaustausch zwischen der turbulenten Gasströmung und einer festen Wand ein gängiges und erfolgversprechendes Verfahren darstellt. Im Weiteren gilt es zu klären, inwieweit die vorgestellten Ansätze erweitert werden müssen, um die Strömung über rauen Wänden bei gleichzeitiger Beschleunigung der Gasströmung mit hinreichender Genauigkeit beschreiben zu können.

4.2.4.2 Berücksichtigung des Rauigkeitseinflusses

Zunächst wird der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den Impulsaustausch diskutiert. Die Rauigkeit wird dabei mit Hilfe der Sandkornrauigkeit k_s charakterisiert, die eine gängige Vergleichsbasis für die Struktur und die Höhe der Rauigkeitselemente an festen Wänden schafft (Schlichting (1982)). Die mit der Sandkornrauigkeit gebildete Rauigkeits-Reynolds-Zahl

$$Re_{ks} = \frac{u_\tau \cdot k_s}{\nu_G} \quad (4.24)$$

dient zur Beschreibung der Rauigkeit in der Grenzschichtgleichung. Über die Konstante $C = C(Re_{ks})$ wird die Rauigkeit der Wand beziehungsweise die äquivalente Sandkornrauigkeit einer beliebig beschaffenen Oberfläche berücksichtigt. In der Literatur ist dokumentiert, dass im Wesentlichen drei Bereiche für die Abhängigkeit der Konstanten C beziehungsweise E existieren (Cebeci und Bradshaw (1977), Ligrani (1989)). Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Korrelation verwendet, die auf die Arbeit von Sattelmayer (1985) zurück geht und bereits von Himmelsbach (1992) erfolgreich eingesetzt wurde:

$$E(Re_{ks}) = e^{\kappa \cdot C(Re_{ks})} \quad (4.25)$$

$$C(Re_{ks}) = \begin{cases} 5.15 & Re_{ks} < 5 \\ 1.5497 + 19.1 \cdot \lg Re_{ks} - 14.4339 \cdot (\lg Re_{ks})^2 + 3.30869 \cdot (\lg Re_{ks})^3 - \frac{1}{\kappa} \ln Re_{ks} & 5 \leq Re_{ks} \leq 70 \\ 8.5 - \frac{1}{\kappa} \ln Re_{ks} & 70 < Re_{ks} \end{cases}$$

An dieser Stelle ist festzuhalten, dass die beschriebene Abhängigkeit des Impulsaustauschs von der Rauigkeit auf Ergebnissen experimenteller Arbeiten bei konstantem Strömungsquerschnitt basiert. Daher ist im Weiteren zu überprüfen, inwieweit die dargestellten Zusammenhänge auf Strömungen übertragen werden können, die einen signifikanten negativen Druckgradienten

aufweisen. Dieser Frage kommt eine zentrale Bedeutung zu, da insbesondere die Beschreibung von schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen in Düsenströmungen einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit darstellt.

4.2.4.3 Erweitertes logarithmisches Wandgesetz

Unter Beibehaltung der Annahme, dass der Stoffeintrag in die Grenzschicht aufgrund von Transpiration beziehungsweise Verdunstung vernachlässigt werden kann, kann Gleichung 4.19 auch für beschleunigte Strömungen analytisch gelöst werden. Dies ist allgemein ein signifikanter Vorteil des logarithmischen Wandgesetzes, da damit eine effektive Implementierung der Gesetzmäßigkeit in ein numerisches Verfahren möglich ist (Noll (1992b), Ferziger und Perić (1996)). Mit den folgenden Voraussetzungen und Vereinfachungen

$$\begin{aligned} \frac{v_t}{v_G} &= \kappa^2 y^{+2} \left| \frac{\partial u_G^+}{\partial y^+} \right| & (4.26) \\ p^+ &\neq 0 \\ v_0^+ &= 0 \end{aligned}$$

ergibt sich die Lösung der Grenzschichtgleichung zu

$$u_G^+ = \frac{1}{\kappa} \left[2 \left(\sqrt{1+p^+ y^+} - 1 \right) + \ln \left(\frac{4E \cdot y^+}{2+p^+ y^+ + 2\sqrt{1+p^+ y^+}} \right) \right]. \quad (4.27)$$

Bei der Anwendung der Korrelation für die Rauigkeitswirkung nach Gleichung 4.25, mit welcher der Oberflächenstruktur des welligen Wandfilms Rechnung getragen wird, muss mit äußerster Sorgfalt vorgegangen werden. Bereits Patankar und Spalding (1970) stellten fest, dass allgemein von einer Abhängigkeit der Integrationskonstanten E vom Druckgradienten auszugehen ist. Im Rahmen dieser Arbeit konnte jedoch festgestellt werden, dass mit Hilfe des erweiterten logarithmischen Wandgesetzes bei Verwendung der gegebenen Korrelation für den Rauigkeitseinfluss eine signifikante Verbesserung bei der Vorhersage von Filmströmungen bei beschleunigter Gasströmung erzielt werden kann. Eine detaillierte Diskussion des Einflusses des verwendeten Grenzschichtansatzes auf das Ergebnis der Filmberechnung erfolgt in Kapitel 5 bei der Validierung des Rechenverfahrens.

Bei der Herleitung der Berechnungsvorschrift für die Schließung der Randbedingungen im Strömungslöser muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass die Gesamtschubspannung in Abhängigkeit vom Wandabstand abnimmt, wenn ein äußerer Druckgradient wirksam ist (Kays und Crawford (1980)). Demnach verändert sich Gleichung 4.22 zu

$$\tau_{G,W,k-\varepsilon} \equiv \tau_{G(y_P)} - \frac{dp}{dx} \cdot y_P = \rho_G \sqrt{C_\mu} k_P - \frac{dp}{dx} \cdot y_P \quad (4.28)$$

und die Wandschubspannung $\tau_{G,W}$ kann gemäß

$$\tau_{G,W} = \frac{\kappa \cdot u_{G,P} \cdot \sqrt{\rho_G} \sqrt{\tau_{G,W,k-\varepsilon}}}{\left[2 \left(\sqrt{1 + p_P^+ y_P^+} - 1 \right) + \ln \left(\frac{4E(Re_{ks}) \cdot y_P^+}{2 + p_P^+ y_P^+ + 2\sqrt{1 + p_P^+ y_P^+}} \right) \right]} \quad (4.29)$$

während des Durchlaufs der Routine für die Dirichlet-Randbedingungen an festen Wänden im Gaslöser bestimmt werden.

Die Vernachlässigung des verdunstenden Kraftstoffs ($v_0^+ = 0$) stellt dabei keine Einschränkung des Wandgesetzes für die Berechnung schubspannungsgetriebener Wandfilme dar. Roßkamp (1998) konnte eindeutig nachweisen, dass die Verdunstungsraten unter brennkammertypischen Bedingungen in einem Bereich liegen, der die Vernachlässigung des Terms v_0^+ im Vergleich zur Rauigkeitswirkung der welligen Filmoberfläche rechtfertigt.

4.2.4.4 Modifiziertes Wandgesetz nach van Driest

Ein allgemein gültiges Wandgesetz geht auf einen Vorschlag von van Driest (1956) zurück. Der grundlegende Ansatz für die turbulente Wirbelviskosität ν_t ist in Gleichung 4.30 detailliert dargestellt.

$$\begin{aligned} \frac{\nu_t}{\nu_G} &= \kappa^2 \left(y^+ + \delta y_0^+ \right)^2 \left(1 - e^{-y^+/A^+} \right)^2 \left| \frac{\partial u_G^+}{\partial y^+} \right| \\ p^+ &\neq 0 \\ v_0^+ &\neq 0 \end{aligned} \quad (4.30)$$

Der Übergang vom voll turbulenten Bereich der Grenzschicht zur viskosen Unterschicht wird dabei mit Hilfe der Dämpfungsfunktion $D = (1 - \exp(-y^+/A^+))$ beschrieben (Kays und Crawford (1980), Granville (1985)). Damit kann der Grenzschichtansatz bis unmittelbar an die Wand angewendet werden, was einen grundlegenden Unterschied zum logarithmischen Wandgesetz darstellt. Letzteres kann erst im voll turbulenten Bereich der Grenzschicht ab einem dimensionslosen Wandabstand $y^+ \geq 30$ eingesetzt werden. Basierend auf obigen Annahmen kann eine allgemein gültige Wandfunktion abgeleitet werden, mit der gleichzeitig sowohl die Wandrauigkeit k_s , als auch der Druckgradient dp/dx berücksichtigt wird.

Ausgehend von Gleichung 4.19 ergibt sich der folgende differentielle Zusammenhang

$$\frac{du_G^+}{dy^+} = \frac{1}{2\kappa^2 \left(y^+ + \delta y_0^+ \right)^2 D^2} \left[\sqrt{1 + 4\kappa^2 \left(y^+ + \delta y_0^+ \right)^2 D^2 (1 + p^+ y^+) - 1} \right], \quad (4.31)$$

für den keine analytische Lösung angegeben werden kann. Auf die numerische Umsetzung dieser Gleichung zur Berechnung der Wandschubspannung $\tau_{G,W}$ wird später im Detail eingegangen. Auf Basis umfangreicher experimenteller Arbeiten entwickelten Moffat und Kays (1984) allgemein gültige Beziehungen für die Grenzschichtparameter A^+ und δy_0^+ . Ein vollständiger Überblick über die funktionalen Zusammenhänge für A^+ gemäß

$$A^+ = \frac{25.0 \cdot R}{a \left[v_0^+ + b \cdot p^+ / (1 + c \cdot v_0^+) \right] + 1.0} \quad (4.32)$$

und δy_0^+ wird im Folgenden gegeben:

$$a = \begin{cases} 7.1 & v_0^+ \geq 0.0 \\ 9.0 & v_0^+ < 0.0 \end{cases} \quad (4.33)$$

$$b, c = \begin{cases} b = 2.9, & c = 0.0 & p^+ > 0.0 \\ b = 5.24, & c = 10.0 & p^+ \leq 0.0 \end{cases}$$

$$R = \begin{cases} 1.0 & Re_{ks} \leq 7 \\ (4.007 - \ln Re_{ks}) / 2.061 & 7 < Re_{ks} < 55 \\ 0.0 & Re_{ks} \geq 55 \end{cases}$$

$$\delta y_0^+ = \begin{cases} 0.0 & Re_{ks} \leq 43 \\ 0.031 (Re_{ks} - 43) & Re_{ks} > 43 \end{cases}$$

Die Kopplung an das k, ε -Turbulenzmodell erfolgt analog der Diskussion des in Kapitel 4.2.4.3 beschriebenen logarithmischen Wandgesetzes. Die Integration von Gleichung 4.31 führt zu folgendem Zusammenhang

$$u_{G,P} = \int_0^{y_P} \frac{\tau_{G,W}}{\mu_G} \cdot \frac{du_G^+}{dy^+} \Big|_{\tau_{G,W,k-\varepsilon}} dy. \quad (4.34)$$

Die Bestimmung der Wandschubspannung erfolgt mittels eines iterativen Verfahrens. Der Wert der Wandschubspannung $\tau_{G,W}$ wird solange variiert, bis die Geschwindigkeit am wandnächsten Rechenpunkt $u_{G,P}$ mit ausreichend guter Genauigkeit abgebildet wird. Das Differential du_G^+/dy^+ wird mit der Schubspannung $\tau_{G,W,k-\varepsilon}$ ausgewertet, die gemäß Gleichung 4.28 aus den Größen des k, ε -Turbulenzmodells bestimmt wird. Um den Rechenaufwand zu begrenzen, wird das Integral mit Hilfe eines Runge-Kutta-Lösers 5. Ordnung gelöst. In der Regel werden ungefähr fünf Iterationen für die Bestimmung der Wandschubspannung $\tau_{G,W}$ benötigt. Als Einstiegswert für die iterative Berechnung wird die Schubspannung $\tau_{G,W}$ auf Basis des logarithmischen Wandgesetzes nach Gleichung 4.29 verwendet. Der Rechenaufwand steigt bei der Verwendung des hier

vorgestellten Ansatzes für die Beschreibung des Impulsaustauschs an der Phasengrenzfläche erheblich an. Daher empfiehlt es sich, zunächst mehrere äußere Iterationen des Filmprogramms PROFILM und des Strömungsprogramms METIS mit Hilfe des erweiterten logarithmischen Wandgesetzes durchzuführen, bis sich eine konvergente Lösung des Strömungsfeldes einstellt (siehe auch Kapitel 4.4). Anschließend kann die Genauigkeit der Rechnung durch einige Iterationen mit dem allgemein gültigen Wandgesetz verbessert werden.

Ein Vergleich des Ansatzes für die Rauigkeit nach Moffat und Kays (1984) mit früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) ist in Abbildung 4.3 gegeben. In dem Diagramm sind die Korrelationen verschiedener Autoren für die Konstante $C(Re_{ks})$ für Strömungen über rauen Wänden bei konstanter Gasgeschwindigkeit ($p^+ = 0$) und vernachlässigbarer Verdunstung ($v_0^+ = 0$) zusammengefasst. Während die Modelle von Cebeci und Bradshaw (1977) sowie Sattelmayer (1985) sich direkt auf die Rauigkeitskonstante C beziehen, greifen Moffat und Kays (1984) in den differentiellen Zusammenhang in Gleichung 4.31 ein. Daher müssen die Vergleichswerte durch numerische Integration dieser Gleichung ermittelt werden, indem im logarithmischen Bereich der Grenzschicht eine Tangente angelegt wird, deren Schnittpunkt mit der u_G^+ -Achse bei $y^+ = 1$ den entsprechenden Wert für die Konstante C liefert. Die Abweichungen sind unter den gegebenen Bedingungen relativ gering. Sie beschränken sich im Wesentlichen auf den Übergangsbereich von hydraulisch glatt zu einsetzender Rauigkeit beziehungsweise auf den Übergang zu voll rauher Wand, wenn die viskosen Effekte vernachlässigt werden können. Damit sind bei der gekoppelten Berechnung der Zweiphasenströmung keine merklichen Unterschiede für die Vorhersage der Filmströmung in Abhängigkeit des gewählten Ansatzes zu erwarten.

Die Anwendbarkeit der Korrelationen von Cebeci und Bradshaw (1977) sowie Sattelmayer (1985) ist auf den hier diskutierten Fall beschränkt. Der Ansatz von Moffat und Kays (1984) behält auch bei signifikanter Beschleunigung der Gasströmung ($p^+ < 0$) seine Gültigkeit. Daher wird dieser Ansatz bei der Berechnung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme

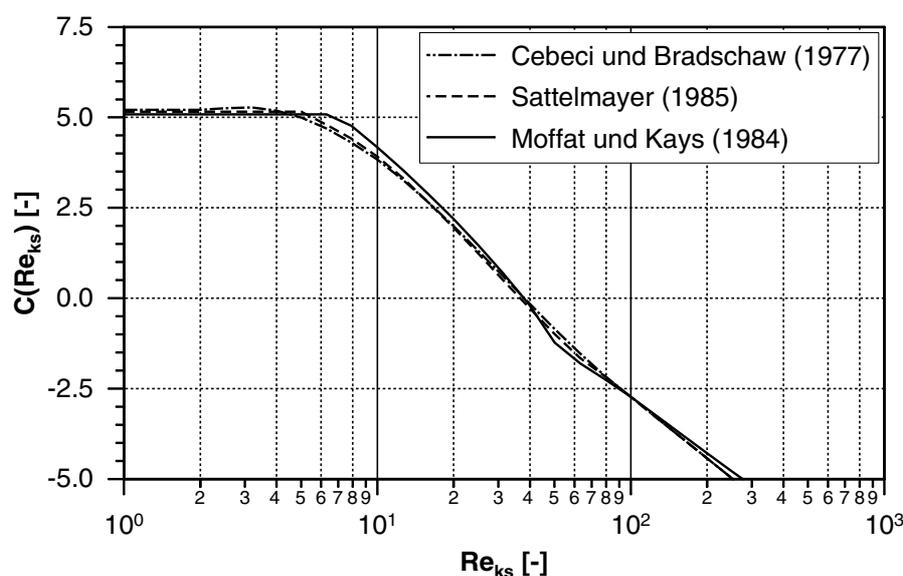


Abb. 4.3: Vergleich unterschiedlicher Ansätze für die Rauigkeitskonstante $C(Re_{ks})$

im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, da in vielen technischen Systemen eine signifikante Beschleunigung der turbulenten Gasströmung über dem Flüssigkeitsfilm auftritt.

4.2.5 Kopplung für den Wärme- und Stoffaustausch

Die Kopplung für den Wärme- und Stoffaustausch an der Phasengrenzfläche Gas-Wandfilm erfolgt in Anlehnung an die Vorgehensweise von Spalding (1977) und Himmelsbach (1992). Als Basis für die weitere Herleitung dient die Couette-Strömungstheorie. Zusätzlich fließt die Annahme ein, dass sich die Austauschvorgänge für den Wärme- und Stofftransport analog zum Impulsaustausch in der Grenzschicht verhalten. Unter diesen Voraussetzungen können Wandgesetze für den Wärme- und Stoffaustausch der folgenden Form formuliert werden

$$T_{tot}^+ = Pr_t (u^+ + P_Q) + (Pr_t - 1) \frac{u^{+2}}{2} \frac{\rho_G u_\tau^3}{\dot{Q}_{G,W}''} \quad (4.35)$$

$$= \frac{T_{G,W} - T_{G,tot}(y)}{T_\tau} = (T_{G,W} - T_{G,tot}(y)) \frac{\rho_G c_{p,G} u_\tau}{\dot{Q}_{G,W}''}$$

$$c_D^+ = Sc_t (u^+ + P_{SD}) \quad (4.36)$$

$$= \frac{c_{D,W} - c_D(y)}{c_\tau} = (c_{D,W} - c_D(y)) \frac{\rho_G u_\tau}{\dot{m}_D'' (1 - c_{D,W})},$$

in denen die turbulente Prandtl- beziehungsweise Schmidt-Zahl zur Bestimmung der mittleren freien Weglängen verwendet werden.

In den Gleichungen für den Wärme- und Stoffaustausch tritt die aus der Literatur bekannte P -Funktion nach einer Arbeit von Jayatilke (1969) gemäß

$$P_Q = 9.0 \left(\frac{Pr}{Pr_t} - 1 \right) \left(\frac{Pr_t}{Pr} \right)^{0.25} \quad (4.37)$$

$$P_{SD} = 9.0 \left(\frac{Sc}{Sc_t} - 1 \right) \left(\frac{Sc_t}{Sc} \right)^{0.25}$$

auf, mit deren Hilfe der Effekt der viskosen Unterschicht auf den Wärme- und Stoffaustausch berücksichtigt wird. Im wandnahen Bereich darf der molekulare Anteil in den Grenzschichtgleichungen gegenüber den turbulenten Termen, die über die turbulente Prandtl- und Schmidt-Zahl in die Gleichungen eingehen, nicht mehr vernachlässigt werden. Diese Aussage ist gleich bedeutend damit, dass der laminare Anteil in der Formulierung der effektiven Prandtl-Zahl Pr_{eff} und Schmidt-Zahl Sc_{eff} an Bedeutung gewinnt (siehe auch Kapitel 4.2.1).

Aus den Wandgesetzen in den Gleichungen 4.35 und 4.36 kann eine Formulierung der Stanton-Zahlen des Wärme- und Stoffübergangs der folgenden Form abgeleitet werden (Himmelsbach (1992)):

$$St_Q = \frac{-\dot{Q}''_{G,W}}{\rho_G u_{G,P} \left[h_{G,P,tot} - h_{G,W,tot} - (1 - Pr_t) \frac{u_{G,P}^2}{2} \right]} = \frac{c_{f,t}}{Pr_t \left(1 + P_Q \sqrt{c_{f,t}} \right)} \quad (4.38)$$

$$St_{SD} = \frac{-\dot{m}''_D (1 - c_{D,W})}{\rho_G u_{G,P} (c_{D,P} - c_{D,W})} = \frac{c_{f,t}}{Sc_t \left(1 + P_{SD} \sqrt{c_{f,t}} \right)} \quad (4.39)$$

Bei der Bestimmung des Impulsaustauschs an der Wand in Kapitel 4.2.4 wurden die Einflüsse eines signifikanten Druckgradienten sowie des verdunstenden Massenstroms detailliert berücksichtigt, was dort zu erheblich aufwendigeren Zusammenhängen führt. Beim Wärme- und Stofftransport wird daher eine vereinfachte Vorgehensweise nach Spalding (1977) gewählt. Der Druckgradient in der Hauptströmung und der Massenstrom senkrecht zur Wand werden durch eine räumliche Mittelung der Schubspannung über die Dicke der Grenzschicht erfasst. Nach Gleichung 4.19 ergibt sich für die mittlere Schubspannung $\tau_{G,m}$ unmittelbar der folgende Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \tau_{G,m} &= \tau_{G,W} + \overline{\dot{m}''_D \cdot u + dp/dx \cdot y} \\ &= \tau_{G,W} + \frac{\dot{m}''_D \cdot u_{G,P}}{1 + \frac{\sqrt{\tau_{G,W}}}{\sqrt{\rho_G} u_{G,P} \kappa}} + \frac{dp}{dx} \cdot \frac{y_P}{2} \end{aligned} \quad (4.40)$$

Durch die Verwendung der räumlich gemittelten Schubspannung $\tau_{G,m}$ bei der Bestimmung des Schubspannungskoeffizienten $c_{f,t}$ im turbulenten Wandbereich nach

$$c_{f,t} = \frac{\tau_{G,m}}{\rho_G u_{G,P}^2} \quad (4.41)$$

fließen der Druckgradient und der Massenstrom der verdunstenden Filmflüssigkeit direkt in die Berechnung des Wärme- und Stoffübergangs ein.

Bei der Wärmeübertragung an rauen Oberflächen tritt ein zusätzlicher Analogiedefekt zwischen Impuls- und Wärmetransport auf. Der Impulsaustausch an der Wand wird mit zunehmender Rauigkeit mehr und mehr über die Druckkräfte an den Rauigkeitselementen bestimmt. Der molekulare Austausch tritt in den Hintergrund, da die Ablösung der Strömung an den Rauigkeitselementen dominiert. Der Wärmeübergang ist hingegen stets an molekulare Vorgänge gekoppelt und damit in seiner Größe begrenzt. Zur Berücksichtigung des beschriebenen Effekts kommt ein modifizierter Ansatz von Sill (1982) zum Einsatz, der auf eine grundlegende Arbeit von Burck (1969) zurück geht.

Danach geht der Wirkungskoeffizient η_Q

$$\eta_Q = \lg\left(\frac{Pr^{0.33}}{Re_{ks}^{0.243}}\right) - 0.32 \cdot 10^{-3} Re_{ks} \lg(Pr) + 1.225 \quad (4.42)$$

$$\Rightarrow St_Q = \frac{\eta_Q c_{f,t}}{Pr_t (1 + P_Q \sqrt{\eta_Q c_{f,t}})}$$

unmittelbar als Korrektur in die Berechnung der Stanton-Zahl St_Q des Wärmeübergangs ein.

Himmelsbach (1992) schlägt eine analoge Vorgehensweise bei der Berechnung des Stoffaustauschs vor. Aufgrund der nicht ausreichend abgesicherten Datenbasis wurde auf diese Korrektur im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Der Definition der Stanton-Zahl St_{SD} des Stoffübergangs liegt reine Diffusion zu Grunde. Bei einseitiger Diffusion setzt eine zusätzliche konvektive Ausgleichsströmung ein, die in der Literatur als Stefanstrom bekannt ist. Dieser führt unmittelbar zu einer weiteren Erhöhung des Stoffaustauschs und kann durch eine Korrektur nach Ackermann (1937) berücksichtigt werden (Roßkamp (1998), Gerendás (1999)).

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass der Wärme- und Stoffübergang in Wandnähe hinreichend genau mit Hilfe der Beziehungen in den Gleichungen 4.38-4.42 berechnet werden kann. Dabei führt die Wandrauigkeit zu einer deutlichen Zunahme des Wärme- und Stoffaustauschs. Die Korrekturen, die notwendig sind, um den Einfluss der Rauigkeit in geeigneter Weise zu erfassen, wurden im Einzelnen beschrieben und diskutiert.

4.2.6 Randbedingungen an der Phasengrenzfläche

In diesem Kapitel wurde bereits umfassend dargestellt, dass die Filmströmung gaseitig als raue Wand modelliert wird, indem die Dirichlet-Randbedingungen für feste Wände modifiziert werden. Dabei werden die Grenzflächenrauigkeit k_s und die Filmoberflächentemperatur $T_{F,O}$ als Eigenschaften der filmtragenden Wand sowie die Quellterme der verdunstenden Filmflüssigkeit \dot{m}_D an das Strömungsrechenprogramm der Gasphase übergeben. Nachfolgend werden die Randbedingungen an der Phasengrenzfläche Gas-Wandfilm im Einzelnen diskutiert.

Das Kräftegleichgewicht an der Phasengrenzfläche führt unmittelbar darauf, dass die Wand-schubspannung an der Filmoberfläche $\tau_{F,O}$ betragsmäßig der aufgeprägten Schubspannung $\tau_{G,W}$ der Gasphase entspricht. Für den Wärme- und Stofftransport ist die Wandtemperatur $T_{G,W}$ von entscheidender Bedeutung, wie im Detail in Kapitel 4.2.5 beschrieben ist. Für die turbulente Gasströmung über welligen Wandfilmen hat dies zur Folge, dass diese Temperatur auf die Siedetemperatur der Filmflüssigkeit begrenzt ist. Der gaseitige Wärmestrom an die Wand $\dot{Q}_{G,W}$ gleicht definitionsgemäß dem konvektiven Wärmeeintrag \dot{Q}_{konv} in den Wandfilm, der neben dem konduktiven rückwärtigen Wärmestrom \dot{Q}_{kond} zur Aufheizung der Filmflüssigkeit beiträgt.

Einen detaillierten Überblick über die Randbedingungen für die impulsseitige Kopplung an den Wandfilm sowie für den Wärme- und Stoffaustausch geben die folgenden Zusammenhänge:

$$\begin{aligned}
 \tau_{G,W} &= -\tau_{F,O} \\
 T_{G,W} &= T_{F,O} \\
 \dot{Q}''_{G,W} &= -\dot{Q}''_{konv} \\
 k_s &= 2 \cdot \Psi \cdot h_F \ll r_W \\
 u_W &= u_{F,O} \ll u_{G,P}
 \end{aligned} \tag{4.43}$$

Die äquivalente Sandkornrauigkeit k_s ist in der Regel klein gegenüber den äußeren Abmessungen des Strömungsfeldes. Die Verdrängungswirkung des Wandfilms auf die Hauptströmung der Gasphase kann daher insoweit vernachlässigt werden, als dass die Höhe der Rauigkeitselemente bei der Erstellung des Gitters des Gaslösers nicht aufgelöst werden muss. Die Geschwindigkeit an der Filmoberfläche $u_{F,O}$ entspricht im Strömungslöser der Gasphase der Geschwindigkeit u_W einer bewegten Wand. Da die Filmgeschwindigkeit unter brennkammertypischen Bedingungen um Größenordnungen kleiner ist, als die Geschwindigkeit der Gasströmung $u_{G,P}$, kann dieser Effekt im Allgemeinen vernachlässigt werden (Himmelsbach (1992), Elsässer (1998)).

Für die Stoffdiffusion an der Filmoberfläche ist das treibende Konzentrationsgefälle zwischen dem Wandfilm und der Hauptströmung der Gasphase von entscheidender Bedeutung. Unmittelbar an der Oberfläche des Films herrscht der Sättigungsdruck $p_{D,St}$ der verdunstenden Filmflüssigkeit, der nur von der Oberflächentemperatur $T_{F,O}$ abhängt. Die lokale Massenkonzentration des Dampfs $c_{D,W}$ an der Phasengrenzfläche kann unter Verwendung der Zustandsgleichung idealer Gase und den Molmassen des Gases und der Filmflüssigkeit gemäß

$$\begin{aligned}
 c_{D,W} &= \frac{1}{1 + \frac{M_G}{M_D} \left(\frac{p}{p_{D,St}(T_{F,O})} - 1 \right)} \\
 &= f(p, T_{F,O})
 \end{aligned} \tag{4.44}$$

berechnet werden. Für eine gegebene Filmströmung ist diese eine Funktion des Druckes p und der Filmoberflächentemperatur $T_{F,O}$.

Bei der Formulierung der Stanton-Zahl St_{SD} des Stoffübergangs gemäß Gleichung 4.39 wird einseitige binäre Diffusion betrachtet. Dies ist gleich bedeutend damit, dass der verdunstende Flüssigkeitsmassenstrom an der Phasengrenzfläche nach Gleichung 4.39 zu

$$\begin{aligned}
 \dot{m}''_D &= St_{SD} \rho_G u_{G,P} \frac{c_{D,W} - c_{D,P}}{1 - c_{D,W}} \\
 \dot{m}''_G &= 0
 \end{aligned} \tag{4.45}$$

bestimmt werden kann, solange dort keine Quelle oder Senke des zweiten Stoffs (hier: Luft) vorliegt. Diese Voraussetzung ist bei schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen auf undurchlässigen Wänden allgemein erfüllt. Bei Filmströmungen auf porösen Oberflächen, die einen Gaseintritt an der Unterseite des Films ermöglichen, muss dieser Sachverhalt genauer untersucht werden.

4.2.7 Gittergenerierung

Bei der gekoppelten Berechnung der Gasströmung und des Wandfilms werden besondere Anforderungen an die Gittergenerierung gestellt. Zunächst muss das Rechengitter im Bereich des Anlaufs des Wandfilms in Strömungsrichtung verfeinert werden, da sich die Eigenschaften der Grenzschicht dort sehr stark ändern. Insbesondere treten große Gradienten der treibenden Schubspannung auf, die unmittelbar auf die einsetzende Rauigkeit der Wand zurückzuführen sind. Während die Auswirkungen auf die Hauptströmung der Gasphase in der Regel vernachlässigbar klein sind, kann die Wechselwirkung an der Phasengrenzfläche Gas-Wandfilm nur richtig wiedergegeben werden, wenn die örtliche Auflösung ausreichend fein gewählt wird. Bei Filmströmungen unter brennkammertypischen Bedingungen hat es sich bewährt, im Anlaufbereich des Wandfilms eine sehr feine Auflösung ($\Delta x_{max} = 0.5 \text{ mm}$) einzuhalten (Roßkamp (1998)).

Die Verwendung von Wandfunktionen zur Überbrückung des wandnahen Bereichs der Gasgrenzschicht bedingt, dass die dimensionslose Koordinate des wandnächsten Knotenpunkts senkrecht zur Wand im Bereich $y^+ = 30..300$ liegen muss, um die Wandgesetze stets in ihrem optimalen Gültigkeitsbereich anzuwenden (Huang und Bradshaw (1995), Rexroth (1996)). Bei Verletzung dieser Forderung muss mit erheblichen Einbußen bei der Genauigkeit der Strömungssimulation gerechnet werden. Zur Abschätzung der Lage des wandnächsten Knotenpunkts bei der Gittergenerierung wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren eingesetzt, das auf dem so genannten 1/7-Potenzgesetz für die Gasgeschwindigkeit beruht. Dabei kann mit Hilfe der Strömungsgeschwindigkeit $u_{G,\infty}$ der Hauptströmung und dem Rohrradius r_w sowie dem Grenzschichtansatz in Gleichung 4.27 der folgende Zusammenhang für die Koordinate des wandnächsten Rechenpunkts abgeleitet werden.

$$y_p \approx \left[\frac{\frac{v_G}{\kappa} \left[2 \left(\sqrt{1+p^+ y^+} - 1 \right) + \ln \left(\frac{4E(Re_{ks}) \cdot y^+}{2+p^+ y^+ + 2\sqrt{1+p^+ y^+}} \right) \right]}{u_{G,\infty}} r_w^{\frac{1}{7}} y^+ \right]^{\frac{7}{8}} \quad (4.46)$$

Bei beschleunigten Strömungen ist der dimensionslose Druckgradient p^+ vorab nicht bekannt. Realistische Werte für den Druckgradienten können jedoch aus einer vorgeschalteten Berechnung der Gasströmung bestimmt werden. Die Rauigkeitswirkung eines Wandfilms für bestimmte Strömungsrandbedingungen kann in der Regel nur auf Basis vergleichbarer Rechnungen sinnvoll abgeschätzt werden. Allerdings können mit charakteristischen Werten

für die Rauigkeitskonstante $C(Re_{ks}) \approx 0$ beziehungsweise $E(Re_{ks}) \approx 1$, die einer Rauigkeits-Reynolds-Zahl $Re_{ks} \approx 38$ entsprechen (siehe Abbildung 4.3), bereits sehr gute Schätzwerte für den wandnächsten Gitterpunkt y_p ermittelt werden. Bei der gekoppelten Berechnung des Strömungsfelds ändern sich die Stoffwerte in der Grenzschicht und die Strömungsrandbedingungen über dem Wandfilm fortlaufend. Daher muss die Lage des wandnächsten Knotenpunkts kontinuierlich überprüft werden, damit ein Versagen des Turbulenzmodells im wandnahen Bereich sicher ausgeschlossen werden kann.

4.3 Modell zur Berechnung der Filmströmung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Beschreibung der Dynamik und der Aufheizung von Wandfilmen bei beschleunigter Gasströmung. Strömungsinstabilitäten in der Gasphase fachen eine äußerst komplexe instationäre Strömung an. Die Druck- und Schubspannungsschwankungen an der Phasengrenzfläche führen unmittelbar zur Ausbildung von so genannten Rollwellen, die ihrerseits zu einem Anstieg der Turbulenz in der Gasphase führen. Damit verbunden ist eine Zunahme des Wärme- und Stoffaustauschs zwischen dem Wandfilm und der treibenden Gasströmung.

Aufgrund der großen Komplexität der Filmströmung entzieht sie sich, insbesondere für Strömungen unter brennkammertypischen Bedingungen, einer direkten numerischen Beschreibung. In Anlehnung an die Vorgehensweise früherer Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) wird der Wandfilm nicht über die Höhe aufgelöst, sondern durch eine Flüssigkeitsschicht mittlerer Dicke angenähert. Dementsprechend sind die Eigenschaften der Filmströmung durch Modellansätze zu erfassen, auf die nachfolgend im Detail eingegangen wird.

Bei der Berechnung der Zweiphasenströmung sind keine detaillierten Informationen über die filminterne Strömung notwendig. Vielmehr sind die integralen Eigenschaften des Films ausreichend für dessen Beschreibung. So werden zum Beispiel bei der Berechnung des Strömungsfelds in einem Airblastzerstäuber mit Wandfilm keine Details über die Filmströmung benötigt. Dagegen müssen mit hoher Genauigkeit die Filmtemperatur, die Filmgeschwindigkeit und die mittlere Filmdicke an der Zerstäuberkannte vorhergesagt werden. Diese Größen können in Verbindung mit den Stoffdaten der Filmflüssigkeit genutzt werden, um mit Hilfe von Primärzerstäubungsmodellen die Startbedingungen der Tropfen für die Sprühstrahlausbreitung in der Brennkammer zu berechnen (Meier et al. (1999)).

4.3.1 Charakterisierung der Filmeigenschaften

Die Modellbildung zur Beschreibung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme mit Hilfe integraler Größen erfordert die Abstraktion der komplexen Strömungsform. Im Rahmen dieser Arbeit wird der in Realität wellige Wandfilm durch einen Modellfilm mit gleicher mittlerer Filmdicke angenähert. Dabei weist der Modellfilm den gleichen Massen- und Impulstransport auf. Die Eigenschaften der komplexen Oberflächenstruktur, insbesondere deren Rauigkeitswirkung

auf die turbulente Gasströmung über dem Film sowie alle weiteren Charakteristika werden unter Verwendung geeigneter Annahmen und Ansätze mit Bezug auf die integralen Größen des Films ausgedrückt. Eine ähnliche Vorgehensweise bei der Beschreibung schubspannungsgetriebener Wandfilme wurde am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) bereits erfolgreich in den Arbeiten von Himmelsbach (1992), Pfeiffer (1992) und Roßkamp (1998) verwendet.

4.3.1.1 Rauigkeitswirkung schubspannungsgetriebener Wandfilme

Entscheidend für die Beschreibung der Filmausbreitung ist die Berücksichtigung der Rauigkeitswirkung des Wandfilms im gaseitigen Impulsaustausch. Aufbauend auf den Ergebnissen aus Kapitel 3.1 kann die äquivalente Sandkornrauigkeit k_s durch die mittlere Filmdicke h_F und den Formfaktor Ψ beschrieben werden, welcher der exakten Oberflächenstruktur des Flüssigkeitsfilms Rechnung trägt. Der von Wurz (1979) eingeführte Formfaktor Ψ

$$k_s = 2 \cdot h_F \cdot \Psi \quad (4.47)$$

hängt dabei in starkem Maße von den Strömungsrandbedingungen ab. Die veröffentlichten Zusammenhänge für den Formfaktor Ψ sind für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit nicht ausreichend, da insbesondere der Einfluss eines ausgeprägten Druckgradienten dp/dx bisher nicht berücksichtigt wurde (Sill (1982), Sattelmayer (1985), Roßkamp (1998)). Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine umfassende Analyse durchgeführt, um eine allgemein gültige Beziehung für den Formfaktor Ψ abzuleiten.

Im Folgenden wird exemplarisch die Vorgehensweise bei der Auswertung der experimentellen Daten aufgezeigt. Dazu sind in Abbildung 4.4(a) die gemessenen Gasgeschwindigkeitsprofile der Strömung in einem ebenen Kanal konstanter Höhe $H = 30 \text{ mm}$ für einen Wasserfilm bei einer Beladung von $\Lambda_F = 0.434 \text{ cm}^2/\text{s}$ beziehungsweise für die trockene Wand aufgetragen. Die erhöhte Reibung aufgrund der Oberflächenrauigkeit des Wandfilms führt zu geringeren Gasgeschwindigkeiten im wandnahen Bereich. Der Effekt auf die Hauptströmung ist dagegen vernachlässigbar klein.

Bereits in den Arbeiten von Amanat (1979), Sill (1982), Sattelmayer (1985) und Elsäßer (1998) konnte die Wandschubspannung $\tau_{G,W}$ und die äquivalente Sandkornrauigkeit k_s aus den Geschwindigkeitsprofilen der Gasströmung ermittelt werden, indem die experimentellen Daten an das logarithmische Wandgesetz angepasst wurden. Im Rahmen dieser Arbeit

$\Lambda_F \text{ [cm}^2/\text{s]}$	$\tau_{G,W} \text{ [N/m}^2]$	$k_s \text{ [}\mu\text{m]}$	\wedge	$h_F \text{ [}\mu\text{m]}$	\Rightarrow	$\Psi \text{ [-]}$
0.0	2.43	0				0
0.434	3.50	240		159		0.755

Tab. 4.3: Parameter der Anpassung an die van Driest-Wandfunktion
(Wasser, konstante Kanalhöhe $H = 30 \text{ mm}$, $u_G = 30 \text{ m/s}$)

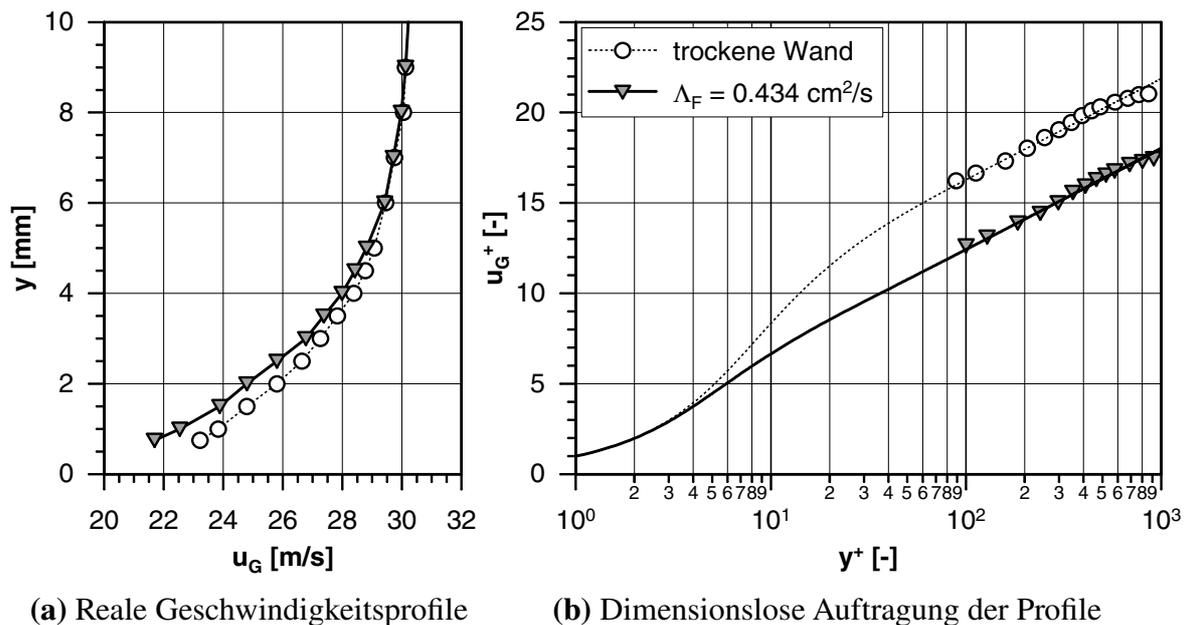


Abb. 4.4: Bestimmung der Grenzflächenschubspannung $\tau_{G,W}$ und der äquivalenten Sandkornrauigkeit k_s (Wasser, konstante Kanalhöhe $H = 30 \text{ mm}$, $u_G = 30 \text{ m/s}$)

wird in vergleichbarer Weise vorgegangen, mit dem entscheidenden Unterschied, dass der erweiterte Grenzschichtansatz nach van Driest gemäß Gleichung 4.31 zum Einsatz kommt. Insbesondere bei beschleunigter Strömung kann die Rauigkeitswirkung der Filmströmung auf die Grenzschicht nur mit Hilfe des aufwendigeren van Driest-Ansatzes in befriedigender Weise beschrieben werden, wie bei der Diskussion in Kapitel 4.2.4 umfassend dargelegt wurde.

Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die Parameter der Anpassung für den vorliegenden Strömungsfall. Diese Werte liegen der dimensionslosen Auftragung der Messdaten in Abbildung 4.4(b) zu Grunde. Der dimensionslose Wandabstand y^+ liegt für die gemessenen Grenzschichtprofile im Bereich $100 \leq y^+ < 1000$, was für Strömungen mit konstanter Gasgeschwindigkeit ausreicht. In diesem Fall ergibt das logarithmische Wandgesetz vergleichbare Ergebnisse. Für beschleunigte Strömungen muss der wandnahe Bereich der Gasgrenzschicht hingegen besser aufgelöst werden, da der Gültigkeitsbereich der Wandfunktionen allgemein in Abhängigkeit vom Druckgradienten dp/dx abnimmt (Schober et al. (2003)). Gemäß Gleichung 4.47 kann der Formfaktor Ψ aus der ermittelten äquivalenten Sandkornrauigkeit k_s und der mittleren Filmdicke h_F bestimmt werden. Für den vorliegenden Strömungsfall ergibt sich ein Zahlenwert $\Psi = 0.755$.

4.3.1.2 Entwicklung einer allgemein gültigen Korrelation für den Formfaktor Ψ

Nur bei exakter Kenntnis des Formfaktors Ψ bei beschleunigter Strömung kann die Simulation der Filmströmung gelingen. Deshalb muss eine neue Korrelation entwickelt werden, die alle Einflussgrößen in geeigneter Weise erfasst. Dabei kann die treibende Schubspannung $\tau_{G,W} = -\tau_{F,O}$ an der Filmoberfläche aus dem gemessenen Grenzschichtprofil der Gasphase

ermittelt werden. Dazu werden die Messdaten an den erweiterten Grenzschichtansatz aus Kapitel 4.2.4.4 in geeigneter Weise angepasst. Die parallel durchgeführten Filmdickenmessungen erlauben unmittelbar die Bestimmung des Formfaktors Ψ . Als Basis für die umfassende Analyse des Formfaktors schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme bei konstanter Gasgeschwindigkeit dienen die experimentellen Daten aus der Arbeit von Elsässer (1998). Die Rohdaten für die Filmdicke h_F und die Grenzschichtprofile der Gasphase $u_G(y)$ für beschleunigte Filmströmung wurden in einem begleitenden Forschungsvorhaben ermittelt und standen für die Auswertung zur Verfügung (Schober et al. (2003), Ebner et al. (2004)). Auf der Grundlage dieser umfangreichen Datenbasis wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals eine Korrelation für den Formfaktor Ψ vorgestellt, die erfolgreich um den Einfluss negativer Druckgradienten dp/dx bei beschleunigter Filmströmung erweitert werden konnte.

Eine Übersicht über die Stoffwerte der verwendeten Fluide wird in Tabelle 4.4 gegeben. Die physikalischen Eigenschaften der Filmflüssigkeiten wurden dabei in einem weiten Bereich variiert, um zum einen wasserähnliche Filmströmungen und zum anderen Kraftstofffilme zu erfassen. Insbesondere das synthetische SHELLSOL D60 Öl hat bei Raumtemperatur nahezu die identischen Stoffeigenschaften, wie der in flüssig befeuerten Gasturbinen eingesetzte Kraftstoff Heizöl bei typischen Temperaturen von circa $T_F = 90^\circ\text{C}$. Dies ist von großer Bedeutung, da die numerische Berechnung der düseninneren Zweiphasenströmung in Airblastzerstäubern mit Wandfilmen ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit darstellt.

Abbildung 4.5 gibt einen vollständigen Überblick über die gemessenen Formfaktoren Ψ in Abhängigkeit von der Schubspannung $\tau_{G,W}$. Diese Art der Auftragung der Daten in dimensionsbehafteter Form wurde gewählt, da sie einen direkten Vergleich der experimentellen Daten mit früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) erlaubt (Sill (1982), Sattelmayer (1985), Himmelsbach (1992)). Die Korrelation nach Sattelmayer (1985), die auf Basis umfangreicher Messungen in Filmströmungen mit Wasser bei konstant gehaltener Gasgeschwindigkeit abgeleitet wurde, ist zusätzlich in dem Diagramm enthalten. Die Daten für Wasser können im Bereich niedriger Schubspannungen $\tau_{G,W}$ sehr gut mit der Korrelation wiedergegeben werden. Zu höheren Schubspannungen hin zeigen sich jedoch unterschiedliche Tendenzen. Während die Korrelation einen Anstieg des Formfaktors mit der Schubspannung

Stoff	kinematische Zähigkeit ν_F [mm^2/s]	Dichte ρ_F [kg/m^3]	Oberflächenspannung σ_F [N/m]
Wasser	1.0	1000	0.073
Wasser : Glycerin 70:30	2.2	1080	0.070
Wasser : Glycerin 50:50	4.4	1120	0.070
Wasser : Glycerin 40:60	8.3	1160	0.070
SHELLSOL D60 Öl	1.6	781	0.026
Heizöl ($T_F = 90^\circ\text{C}$)	1.7	775	0.024

Tab. 4.4: Stoffwerte der verwendeten Filmflüssigkeiten ($T_F = 20^\circ\text{C}$)

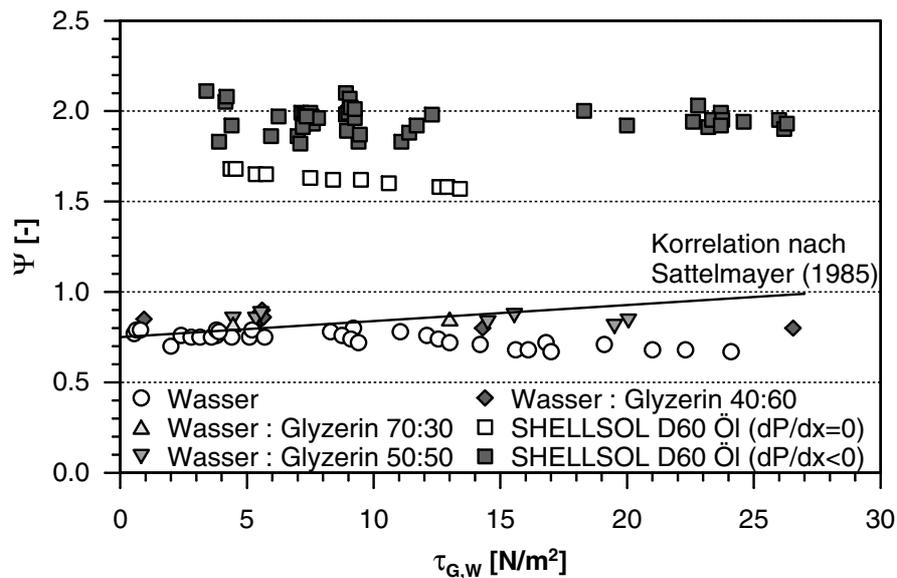


Abb. 4.5: Formfaktor Ψ in Abhängigkeit von der Grenzflächenschubspannung $\tau_{G,W}$

vorhersagt, zeigen die Messdaten eine leicht fallende Tendenz. Dieses Verhalten wurde bereits von Roßkamp (1998) festgestellt, der unter anderem die verbesserte Messtechnik als Grund identifizierte. Außerdem konnte bereits Sill (1980) zeigen, dass die Wellenlängen der Wandfilme mit zunehmender Schubspannung $\tau_{G,W}$ überproportional abnehmen. Bei vergleichbarer Filmstärke h_F bedeutet dies, dass im Mittel kleinere, aber dafür enger beieinander liegende Rauigkeitselemente vorliegen. Dies lässt auf Basis der Arbeiten von Schlichting (1936) und Coleman et al. (1984) nur den Schluss zu, dass der Formfaktor Ψ aufgrund der geringeren Rauigkeitswirkung mit der treibenden Schubspannung $\tau_{G,W}$ abnimmt. Die Korrelation von Roßkamp (1998) liefert für niedrige Schubspannungen ähnliche Werte, wie sie im Rahmen dieser Arbeit ermittelt wurden, wobei der Abfall bei höherer Schubspannung dort etwas stärker ausfällt.

Abbildung 4.5 zeigt deutlich, dass die Formfaktoren bei der Verwendung von SHELLSOL D60 Öl erheblich höher liegen, als die Werte für wässrige Lösungen bei konstanter Gasgeschwindigkeit u_G . Dies liegt insbesondere an der geringeren Oberflächenspannung σ_F der Filmflüssigkeit. Elsässer (1998) konnte bei Messungen mit Alkoholen (Methanol, Ethanol) zeigen, dass die Struktur von Wandfilmen niedriger Oberflächenspannung deutlich welliger erscheint. Die Erklärung dafür liegt darin, dass gerade die Oberflächenkräfte eine Minimierung der Fläche anstreben. Für die Berechnung von Kraftstofffilmen kann bei Anwendung der im Rahmen dieser Arbeit erweiterten Korrelation eine bessere Vorhersagegenauigkeit erwartet werden. Bei Strömungen mit signifikantem negativen Druckgradienten dp/dx nehmen die Werte für den Formfaktor Ψ noch einmal zu. Schober et al. (2003) stellte fest, dass Filmströmungen im Bereich einer starken Beschleunigung eine eher zweidimensionale Struktur aufweisen. Dies deutet darauf hin, dass an den Wellenkämmen aufgrund der zusätzlich wirkenden Druckkräfte die seitliche Ausgleichsströmung unterdrückt wird, die im Allgemeinen zu dreidimensionalen sichelartigen Oberflächenstrukturen führt. Im weiteren wird eine erweiterte Korrelation für den

Formfaktor Ψ vorgestellt, die die Effekte der Oberflächenspannung σ_F des Fluides als auch des aufgeprägten Druckgradienten dp/dx mit hinreichender Genauigkeit beschreibt.

Als Kennzahlen für die Filmströmung werden die Film-Weber-Zahl und die Film-Ohnesorge-Zahl

$$We_F = \frac{\tau_{F,m} \cdot h_F}{\sigma_F}, \quad On_F = \sqrt{\frac{\nu_F^2 \cdot \rho_F}{\sigma_F \cdot h_F}} \quad (4.48)$$

benutzt. Dabei ist die mittlere Schubspannung im Flüssigkeitsfilm $\tau_{F,m}$ gemäß

$$\tau_{F,m} = \frac{\tau_{F,O} + \tau_{F,W}}{2} = \tau_{F,O} - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \cdot h_F \quad \text{mit} \quad \tau_{F,W} = \tau_{F,O} - \frac{dp}{dx} \cdot h_F \quad (4.49)$$

zu berechnen. Damit wird bei der Modellbildung berücksichtigt, dass es sich bei dem Wandfilm um eine Grenzschichtströmung handelt. Der äußere Druckgradient wird dem Wandfilm durch die Hauptströmung der Gasphase aufgeprägt und ist in gleicher Weise zu berücksichtigen, wie bereits detailliert in Kapitel 4.2.4 für die Grenzschicht der Gasphase diskutiert wurde.

Auf die in diesem Zusammenhang häufig verwendete Film-Reynolds-Zahl Re_F nach

$$Re_F = \frac{u_{F,m} \cdot h_F}{\nu_F} = \frac{\Lambda_F}{\nu_F} \quad \text{mit} \quad \Lambda_F = \frac{\dot{m}_F}{\rho_F \cdot b} = \frac{\dot{V}_F}{b} \quad (4.50)$$

wurde im Rahmen dieser Arbeit verzichtet, da die breitenbezogene Filmbeladung kein direktes Maß für die Oberflächenstruktur der Filmströmung darstellt.

Basierend auf den umfangreichen experimentellen Daten konnte der folgende Zusammenhang

$$\Psi = We_F^{-0.035} \left(\frac{On_F}{On_{Ref}} \right)^{0.07} \left(\frac{\sigma_F}{\sigma_{Ref}} \right)^{-0.727} c(p^+) \quad (4.51)$$

$$\text{mit} \quad c(p^+) = \begin{cases} 0.63 & p^+ > -0.002 \\ 0.775 & p^+ \leq -0.002 \end{cases}$$

abgeleitet werden, der sowohl für Filmströmungen bei konstanter Gaseschwindigkeit als auch für Strömungen mit einem signifikanten negativen Druckgradienten eingesetzt werden kann. In der Korrelation werden die Stoffdaten von Wasser bei Umgebungsbedingungen als Referenzwerte für die Ohnesorge-Zahl $On_{Ref} = On_{H_2O}$ und die Oberflächenspannung $\sigma_{Ref} = \sigma_{H_2O}$ verwendet. Für eine detailliertere Beschreibung der Oberflächenstruktur des Films werden weitere Kennzahlen benötigt, die auf den Geometrieparametern des Films wie beispielsweise der Wellenlänge λ_F , der maximalen Höhe des Wellenkamms oder auch der Grundfilmdicke des

Films basieren. Diese Parameter stehen nicht in ausreichendem Maße zur Verfügung. Insbesondere der starke Einfluss der Oberflächenspannung σ_F der Filmflüssigkeit kann daher nicht mit Hilfe einer Kombination der dimensionslosen Kennzahlen der Filmströmung beschrieben werden. Dies ist darin begründet, dass in den Kennzahlen für den Film in den Gleichungen 4.48 und 4.50 nur die mittlere Filmdicke h_F als Parameter für die realen Dimensionen des Films eingeht. Es wurde darauf verzichtet einen komplizierten Zusammenhang der verfügbaren Kennzahlen herzuleiten, stattdessen wurde ein dimensionsloses Verhältnis der Oberflächenspannung gebildet, um deren Einfluss zu beschreiben. Dies hat seine Berechtigung darin, dass im Rahmen dieser Arbeit Filmströmungen mit technisch relevanten Fluiden betrachtet werden. Diese lassen sich bezüglich der Oberflächenspannung σ_F in zwei Klassen einteilen, die durch die Versuchsflüssigkeiten in Tabelle 4.4 sehr gut repräsentiert werden. Eine Erweiterung der Korrelation für Filmflüssigkeiten mit einer Oberflächenspannung σ_F , die signifikant von den Werten in Tabelle 4.4 abweichen, bedarf der weiteren experimentellen Überprüfung des Zusammenhangs in Gleichung 4.51.

Da der Einfluss der Weber-Zahl We_F dominant ist, und um die Genauigkeit der Korrelation einer kritischen Prüfung zu unterwerfen, sind die experimentellen Daten in Abbildung 4.6 in dimensionsloser Form aufgetragen. Dabei wurden die Werte für den Formfaktor Ψ so auf die Kennzahlen aus Gleichung 4.51 bezogen, dass lediglich die Abhängigkeit von der Weber-Zahl We_F übrig bleibt. Das Diagramm zeigt deutlich, dass die Messwerte sehr gut durch die Korrelation repräsentiert werden. Dies gilt insbesondere auch im Bereich hoher Film-Weber-Zahlen $We_F \geq 0.05$. Dies deutet darauf hin, dass die Korrelation auch bei erhöhtem Druckniveau anwendbar ist, wenn die Schubspannung $\tau_{F,O} \sim \rho_G u_{G,\infty}^2$ aufgrund der Dichteänderung ansteigt. Die Diskussion der Ergebnisse bei erhöhtem Druck in Kapitel 5.2 wird die hier getroffene Aussage bestätigen. Die zusätzlich in Abbildung 4.6 aufgetragenen Fehlerschranken zeigen, dass nahezu alle Messwerte mit einer Genauigkeit von $(\Psi_{Mess} - \Psi_{Korr})/\Psi_{Korr} \leq \pm 5\%$ wiedergegeben werden. Damit liegen die Abweichungen der Messpunkte von der Korrelation

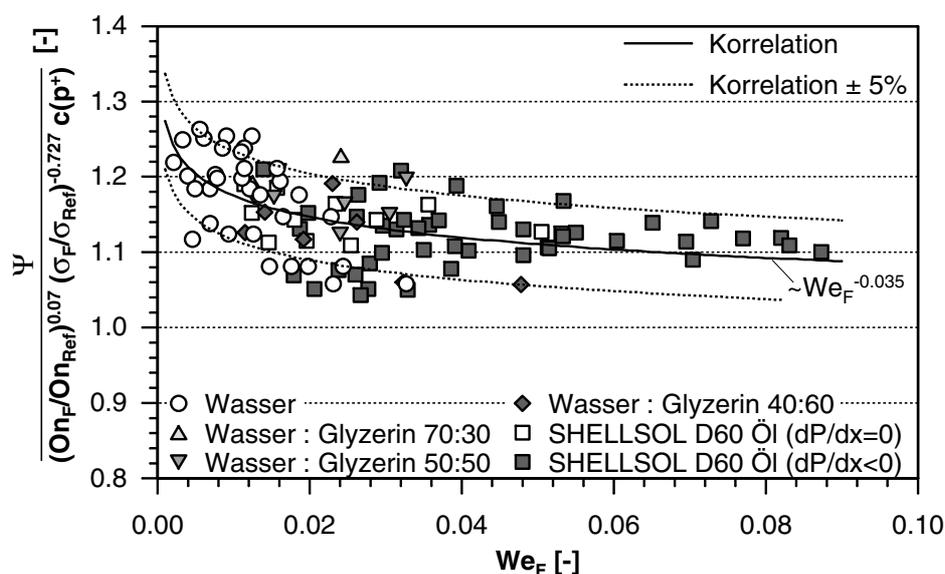


Abb. 4.6: Korrelation für den Formfaktor Ψ mit dimensionslosen Kennzahlen

deutlich unterhalb der allgemeinen Messunsicherheit, die sich bei der experimentellen Bestimmung der Schubspannung aus dem Grenzschichtprofil der Gasphase ergibt (Elsäßer (1998)). Zusammenfassend kann hier festgestellt werden, dass im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neuer Zusammenhang zwischen dem Formfaktor Ψ und den Kennzahlen der Filmströmung entwickelt wurde, der sowohl für die Beschreibung von Kraftstofffilmen bei konstanter treibender Gasströmung als auch bei beschleunigter Strömung eingesetzt werden kann. Damit steht ein wichtiger Baustein für die erfolgreiche Modellierung schubspannungsgetriebener Wandfilme in technisch relevanten Anwendungen zur Verfügung.

Aus Gleichung 4.51 und den Messdaten in Abbildung 4.5 geht unmittelbar hervor, dass der Formfaktor Ψ als Funktion des dimensionslosen Druckgradienten p^+ eine Stufenfunktion darstellt. Der Formfaktor nimmt ab einem Druckgradienten $p^+ \leq -0.002$ sprunghaft zu, und stellt somit einen charakteristischen Wert dar. Am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) werden derzeit weiterführende experimentelle Arbeiten durchgeführt. Hier soll mit Hilfe örtlich hoch aufgelöster Messungen geklärt werden, ob es einen kontinuierlichen Übergang gibt, oder ob ein plötzlicher Umschlag bei einem bestimmten Druckgradienten p^+ erfolgt. Um bei der numerischen Berechnung einen unstetigen Übergang zwischen den verschiedenen Bereichen zu vermeiden, wird der Formfaktor Ψ gemäß

$$\Psi = \begin{cases} \Psi_{p^+=0} & p^+ \geq -0.001 \\ \Psi_{p^+=0} + \left\{ \Psi_{p^+=0} - \Psi_{p^+=-0.002} \right\} \left\{ 1 + \frac{p^+}{0.001} \right\} & -0.001 > p^+ > -0.002 \\ \Psi_{p^+=-0.002} & p^+ \leq -0.002 \end{cases} \quad (4.52)$$

interpoliert, wobei $\Psi_{p^+=0} = \Psi(We_F, On_F, \sigma_F, p^+ = 0)$ und $\Psi_{p^+=-0.002} = \Psi(We_F, On_F, \sigma_F, p^+ = -0.002)$ gilt. Damit wird ein kontinuierlicher Übergang geschaffen, mit dem sehr gute Ergebnisse erzielt werden können, wie später bei der Überprüfung des Modells in Kapitel 5 gezeigt wird.

4.3.1.3 Filminternes Geschwindigkeitsprofil

Die korrekte Beschreibung der Charakteristika des internen Geschwindigkeitsprofils des Wandfilms ist in vielerlei Hinsicht von entscheidender Bedeutung für die erfolgreiche Modellierung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme. Zum einen legt der Gradient des Geschwindigkeitsprofils an der Wand unmittelbar die Wandschubspannung

$$\tau_{F,W}(x) = \mu_F \left. \frac{du_F(x,y)}{dy} \right|_W \quad (4.53)$$

fest und zum anderen muss die Integration über die Filmhöhe den breitenbezogenen Massen- und Impulsstrom

$$\begin{aligned} \dot{m}'_F(x) &= \int_0^{h_F(x)} \rho_F u_F(x, y) dy = \rho_F \Lambda_F(x) \\ j'_F(x) &= \int_0^{h_F(x)} \rho_F u_F^2(x, y) dy \end{aligned} \quad (4.54)$$

richtig wiedergeben.

Zur Beschreibung des filminternen Geschwindigkeitsprofils in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen sind aus der Literatur bereits zahlreiche theoretische und empirische Ansätze bekannt. Einen umfassenden Überblick über die verschiedenen Arbeiten geben Mudawar und El-Marsi (1986), Elsässer (1998) sowie Gerendás (1999). Basierend auf der Grenzschichtgleichung 4.19 und mit Hilfe des Boussinesq-Ansatzes für die Wirbelviskosität ν_t lassen sich die laminaren und turbulenten Ansätze in einfacher Weise darstellen.

Aufgrund der welligen Struktur schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme, die sich aus dem Abrollen der Wellenberge auf einer so genannten Grundfilmschicht ergibt, leitet Wurz (1971) einen voll turbulenten Charakter der Filmströmung bis an die Wand ab. Mit dem Ansatz

$$\frac{\nu_t}{\nu_F} = \kappa^2 y^{+2} \left| \frac{\partial u_F^+}{\partial y^+} \right| \Rightarrow \frac{du_F^+}{dy^+} = \frac{1}{2\kappa^2 y^{+2}} \left[\sqrt{1 + 4\kappa^2 y^{+2}} - 1 \right] \quad (4.55)$$

für die Wirbelviskosität mit der Konstanten $\kappa = 0.4$ ergibt sich die turbulente Profilform. Der Ansatz für die Wirbelviskosität ν_t gleicht dabei dem für das logarithmische Wandgesetz für den voll turbulenten Bereich der Grenzschicht der Gasphase mit dem Unterschied, dass Wurz (1971) die Integration bis an die Wand bei $y^+ = 0$ durchführt und den molekularen Schubspannungsanteil τ_{mol} in Gleichung 4.16 nicht vernachlässigt.

Ein laminar-turbulenter Ansatz geht auf van Driest (1956) zurück. Die Wirbelviskosität

$$\begin{aligned} \frac{\nu_t}{\nu_F} &= \kappa^2 y^{+2} \left(1 - e^{-y^+/26}\right)^2 \left| \frac{\partial u_F^+}{\partial y^+} \right| \\ \Rightarrow \frac{du_F^+}{dy^+} &= \frac{1}{2\kappa^2 y^{+2} \left(1 - e^{-y^+/26}\right)^2} \left[\sqrt{1 + 4\kappa^2 y^{+2} \left(1 - e^{-y^+/26}\right)^2} - 1 \right] \end{aligned} \quad (4.56)$$

ähnelt dabei stark dem Wandgesetz, das im Rahmen dieser Arbeit für die Beschreibung der Grenzschicht der Gasphase eingesetzt wird. Der exponentielle Dämpfungsterm stellt den kontinuierlichen Übergang vom turbulenten Bereich der Grenzschicht in die viskose Unterschicht her. Aus der Literatur sind eine Vielzahl weiterer laminar-turbulenter Ansätze bekannt, bei denen der Dämpfungsterm leicht modifiziert wird (Deissler (1954), Dukler (1960), Iribarne et al. (1967)). Deren Geschwindigkeitsverläufe unterscheiden sich aber nur unwesentlich von dem hier vorgestellten Ansatz.

In früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) wurde der Film mit Hilfe eines laminaren Profils beschrieben (Himmelsbach (1992), Pfeiffer (1992), Brandauer (1993)). Die Wirbelviskosität ν_t verschwindet in diesem Fall vollständig und führt unmittelbar zu dem bekannten linearen Geschwindigkeitsverlauf

$$\frac{\nu_t}{\nu_F} = 0 \quad \Rightarrow \quad u_F^+ = y^+ . \quad (4.57)$$

Wittig et al. (1997) konnten erstmals hoch aufgelöste Geschwindigkeitsmessungen in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen durchführen. Das modifizierte LDA-Messsystem, das im Rahmen dieser Arbeiten eingesetzt wurde, ist in Kapitel 3.2.2 beschrieben. Bei den umfangreichen Messungen wurden sowohl die Strömungsrandbedingungen als auch die Stoffeigenschaften der Filmflüssigkeit in weiten Bereichen variiert. Dabei konnte eindeutig nachgewiesen werden, dass die Filmströmung einen stark turbulenten Charakter aufweist und im wandnahen Bereich nicht mit dem laminaren Profil übereinstimmt (Ebner (1996), Elsäßer et al. (1997, 2000)). Nach Elsäßer (1998) kann das filminterne Geschwindigkeitsprofil sehr gut mit dem turbulenten Ansatz nach Wurz (1971) beschrieben werden, wenn die Mischungswegkonstante auf den Wert von $\kappa^* = 0.25$ reduziert wird. Diese Anpassung weist darauf hin, dass die interne Mischung aufgrund des Rollwellencharakters des Wandfilms nicht unmittelbar mit dem Impulsaustausch in turbulenten Strömungen gleichgesetzt werden kann.

Abbildung 4.7 gibt einen Überblick über die verschiedenen Profilansätze. Dabei stellen der turbulente Ansatz nach Wurz (1971) und der laminare Ansatz die beiden Extremfälle dar. Der Profilansatz nach van Driest (1956) zeigt bis zu einem dimensionslosen Wandabstand $y^+ \approx 5$ einen laminaren Charakter. Im Gegensatz dazu weichen die turbulenten Ansätze deutlich früher vom laminaren Profil ab. Das nach Elsäßer (1998) modifizierte Geschwindigkeitsprofil liegt zwischen dem voll turbulenten und dem laminar-turbulenten Ansatz.

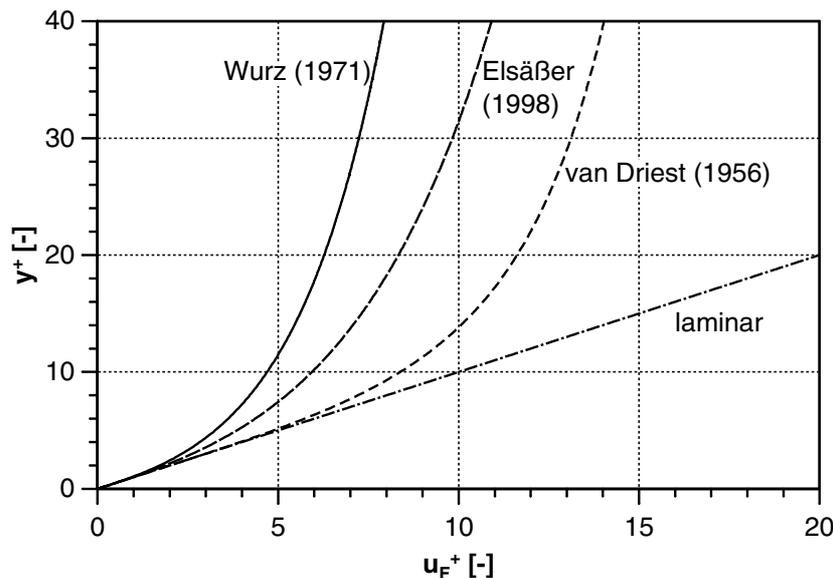


Abb. 4.7: Vergleich verschiedener Ansätze für das filminterne Geschwindigkeitsprofil

Die umfassende Analyse gemessener Geschwindigkeitsprofile in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen ergab, dass die Wandschubspannung $\tau_{F,W}$ mit Hilfe des modifizierten turbulenten Ansatzes beschrieben werden kann. Daher wird für die Modellierung des filminternen Impulsaustauschs und die Bestimmung der Wandschubspannung aus den globalen Größen der Filmströmung das Geschwindigkeitsprofil mit dem Grenzschichtansatz aus Gleichung 4.55 und der modifizierten Mischungswegkonstanten $\kappa^* = 0.23..0.25$ eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit werden auch Strömungen mit deutlich negativem Druckgradient dp/dx untersucht. Dieser wird dem Wandfilm durch die Hauptströmung der Gasphase aufgeprägt. Da die Filmströmung als Grenzschichtströmung zu beschreiben ist, muss bei der Bestimmung des Geschwindigkeitsprofils aus der dimensionslosen Form der Grenzschichtgleichung 4.19 der Druckgradient p^+ berücksichtigt werden. Damit ergibt sich das differentielle filminterne Geschwindigkeitsprofil zu

$$\frac{du_F^+}{dy^+} = \frac{1}{2\kappa^{*2}y^{+2}} \left[\sqrt{1 + 4\kappa^{*2}y^{+2}(1+p^+y^+) - 1} \right]. \quad (4.58)$$

Neben dem Impulsaustausch an die Wand über die Wandschubspannung $\tau_{F,W}$ muss auch der Massen- und der Impulsstrom des Films in Gleichung 4.54 richtig abgebildet werden. Elsäßer (1998) und Roßkamp et al. (1998) konnten zeigen, dass diese mit Hilfe eines einfachen Blockprofilansatzes für die Geschwindigkeit hinreichend genau wiedergegeben werden. Damit wird der breitenbezogene Massen- und Impulsstrom des Wandfilms gemäß

$$\dot{m}'_F(x) = \rho_F u_{F,m}(x) \cdot h_F(x) \quad \text{und} \quad \dot{J}'_F(x) = \rho_F u_{F,m}^2(x) \cdot h_F(x) \quad (4.59)$$

berechnet. Die hier vorgestellten Modellannahmen gehen unmittelbar in die Bestimmungsgleichungen für die Filmströmung ein, wie im Detail in Kapitel 4.3.3 dargestellt wird.

Aus den Gleichungen 4.58 und 4.59 geht hervor, dass im Rahmen dieser Arbeit ein Hybridansatz für die Modellierung des filminternen Impulsaustauschs verwendet wird. Die gewählte Vorgehensweise hat ihre Berechtigung darin, dass zum einen die realen Gegebenheiten im welligen Wandfilm sehr gut wiedergespiegelt werden und zum anderen eine sehr effektive numerische Beschreibung der Filmströmung möglich ist. Die Überprüfung des Rechenverfahrens in Kapitel 5 wird die getroffenen Annahmen bestätigen.

4.3.1.4 Filminterne Temperaturverteilung

Für die Bestimmung des Wärmewiderstands des Wandfilms kommt dem Ansatz für das filminterne Temperaturprofil eine entscheidende Bedeutung zu, da der Wärmestrom direkt an den Temperaturgradienten an der Wand gekoppelt ist. Insbesondere bei der Beschreibung der Filmverdunstung in der Vormischzone von Brennkammern, in denen das Konzept der mageren Vormischverbrennung LPP³ zum Einsatz kommt, wird die Aufheizung des Flüssigkeitsfilms

³Lean Premixed Prevaporised Combustion

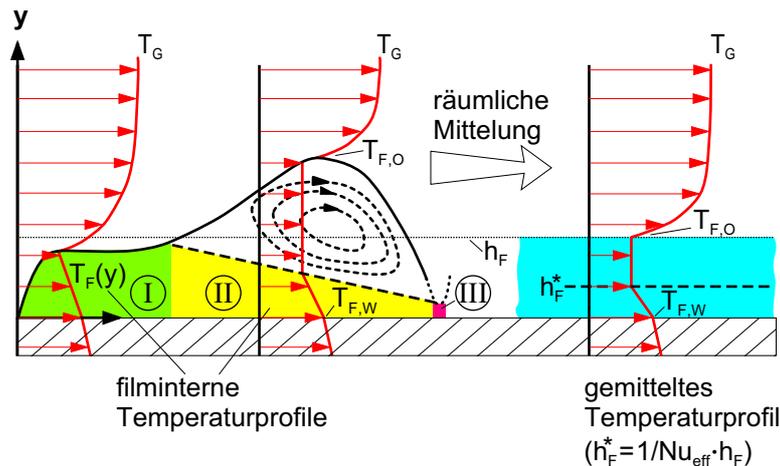


Abb. 4.8: Wärmetransport in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen

durch die Wärmezufuhr von der rückwärtigen Wand dominiert (Trifunovic (1975), Brandauer et al. (1995)). Daher ist an dieser Stelle zu klären, inwieweit der filminterne Wärmetransport durch die Wärmeleitung beziehungsweise durch den konvektiven Wärmestrom bestimmt ist.

Basierend auf der Annahme einer laminaren Filmströmung leitet Himmelsbach (1992) folgerichtig ab, dass der Wärmedurchgang durch den Film allein durch die Wärmeleitung beschreibbar ist. Neuere Untersuchungen der filminternen Strömungsvorgänge (Roßkamp et al. (1998), Elsäßer et al. (2000)) bestätigten jedoch die Modellvorstellung von Wurz (1977), nach der sich die Wellenkämme auf einer stets vorhandenen Grundfilmschicht abrollen. Auf dieser Grundlage leitet Roßkamp (1998) ein erweitertes Wärmeübergangsmodell ab. Dabei wird eine charakteristische Welle des Films in verschiedene Bereiche unterteilt, wie in Abbildung 4.8 schematisch dargestellt ist. In den Regionen der Welle, in denen kein starker Flüssigkeitsaustausch stattfindet und die Geschwindigkeitsprofile im Film laminaren Charakter zeigen (Elsäßer (1998)), wird reine Wärmeleitung angesetzt. Im Bereich der Wellenfront findet jedoch eine starke Durchmischung der Filmflüssigkeit statt, so dass dort von einer konstanten Temperatur (“Rapid Mixing”) ausgegangen werden kann. Allgemein können die Wandfilme durch charakteristische Wellen sehr gut abgebildet werden, deren Oberflächenstrukturen sich geometrisch ähnlich verhalten. Damit können Strukturuntersuchungen genutzt werden, um die entsprechenden Geometrieparameter für schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme abzuleiten. Die dazu notwendige Messtechnik wurde in Kapitel 3.2.1 vorgestellt. Die Integration entlang der Welle ergibt für kraftstofftypische Flüssigkeiten im Vergleich zu einem laminaren Ansatz einen deutlich erhöhten Wärmeübergang. Dies führt bei der räumlichen Mittelung unmittelbar zu einer niedrigeren effektiven Filmdicke h_F^* für die Wärmeleitung.

Ein Vergleich zwischen reiner Wärmeleitung bei laminarer Betrachtung des Films gemäß

$$\dot{Q}''_{\text{kond,lam}} = \lambda_F \frac{T_{F,O} - T_{F,W}}{h_F} \quad (4.60)$$

und dem, aufgrund der Wirbelströmung erhöhten Wärmestrom ergibt

$$\begin{aligned}\dot{Q}''_{kond} &= \alpha_{F,W} (T_{F,O} - T_{F,W}) = \lambda_F \frac{T_{F,O} - T_{F,W}}{h_F^*} \\ \Rightarrow Nu_{eff} &= \frac{\alpha_{F,W} \cdot h_F}{\lambda_F} = \frac{h_F}{h_F^*} = 3.44 ,\end{aligned}\quad (4.61)$$

wobei die effektive Nusselt-Zahl Nu_{eff} ein direktes Maß für den Anstieg des Wärmeübergangs darstellt. Der hier angegebene Wert für die effektive Nusselt-Zahl wurde aus den Geometrieparametern für Wandfilme unter brennkammertypischen Bedingungen abgeleitet (Roßkamp et al. (1998)) und kann damit allgemein für die hier untersuchten Filmströmungen eingesetzt werden. Bei gänzlich unterschiedlichen Fluiden und Strömungsrandbedingungen müssen die Parameter basierend auf Filmstrukturuntersuchungen neu ermittelt werden.

Über die effektive Nusselt-Zahl kann der erhöhte konvektive Austausch in geeigneter Weise abgebildet werden. Die Berücksichtigung des Wirbels im Wellenkamm im Wärmeübergangsmodell zeigt eindrucksvoll, dass die Modellbildung nur erfolgreich sein kann, wenn Detailkenntnisse der ablaufenden physikalischen Vorgänge bekannt sind. Dies erfordert zwingend Messtechnik mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung, wie sie im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wird.

4.3.2 Grundgleichungen

In der vorliegenden Arbeit werden schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme auf beliebig gekrümmten Oberflächen unter der Annahmen von Axialsymmetrie modelliert. Daher empfiehlt sich der Einsatz von Zylinderkoordinaten zur Beschreibung der Strömung. Als Basis für die Beschreibung der Filmströmung dienen die Erhaltungsgleichungen für die Masse, den Impuls und die Energie. Nach Schlichting (1982) und Jischa (1982) können die Grundgleichungen für stationäre Strömungen in Zylinderkoordinaten folgendermaßen geschrieben werden.

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} = 0 \quad (4.62)$$

Navier-Stokessche Bewegungsgleichungen in x, r, φ -Richtung:

$$\begin{aligned}u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} w \frac{\partial u}{\partial \varphi} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} \right] \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r} w \frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{w^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right] \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r} w \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{vw}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \right]\end{aligned}\quad (4.63)$$

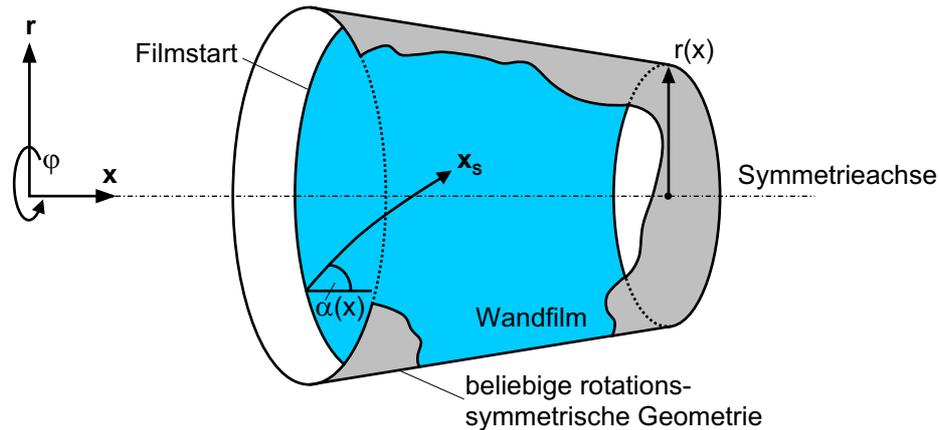


Abb. 4.9: Koordinatensystem zur Beschreibung schubspannungsgetriebener Filme in rotations-symmetrischer Geometrie

Energiegleichung:

$$\rho c_p \left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r} w \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) \quad (4.64)$$

Abbildung 4.9 gibt einen Überblick über die Strömungsverhältnisse eines dünnen Wandfilms auf einer beliebig angeordneten rotationssymmetrischen Fläche. Aufgrund der von der Gasströmung aufgeprägten Schubspannung unter dem Winkel $\alpha(x)$ an der Phasengrenzfläche folgt die Filmströmung der wandnahen Stromlinie x_s . Diese Näherung gilt allerdings nur, solange die Trägheit des Films im Vergleich zur treibenden Schubspannung der Gasphase vernachlässigt werden kann. Bereits Himmelsbach (1992) konnte zeigen, dass diese Annahme für dünne schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme unter brennkammertypischen Bedingungen gerechtfertigt ist. Im Weiteren ist an dieser Stelle zu klären, inwieweit die Navier-Stokesschen Bewegungsgleichungen für die Beschreibung dünner Wandfilme unter den gegebenen Bedingungen reduziert werden können.

Für die Vereinfachung der Erhaltungsgleichungen 4.62-4.64 werden auf Basis der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Strömungsfälle die folgenden Voraussetzungen getroffen:

- Die Filmdicke h_F ist im Allgemeinen um Größenordnungen kleiner als die maßgeblichen geometrischen Abmessungen des Bauteils sowie dem Verlauf der wandnahen Stromlinie. Damit können die Krümmungsterme in den Navier-Stokesschen Gleichungen vernachlässigt werden.
- Aufgrund der geringen Filmgeschwindigkeiten und dem sehr großen Verhältnis zwischen dem Krümmungsradius der Wand und der Filmdicke h_F entfallen die Druckterme senkrecht zur Filmströmung als Folge der Zentrifugalbeschleunigung der Flüssigkeit. Der Druckgradient in Ausbreitungsrichtung des Wandfilms muss im Vergleich zu früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) jedoch berücksichtigt werden. Das Modell für die Beschreibung schubspannungsgetriebener Wandfilme wird in

dieser Dissertation erweitert, um den Einfluss eines treibenden Druckgradienten infolge einer beschleunigten Hauptströmung der Gasphase in geeigneter Weise zu berücksichtigen.

- Der konduktive Wärmetransport in Filmausbreitungsrichtung kann im Vergleich zu den dominierenden Wärmeströmen senkrecht zur Wand vernachlässigt werden.
- Es werden stationäre Filmströmungen betrachtet, so dass die zeitabhängigen Terme in den Erhaltungsgleichungen verschwinden.
- Aufgrund seiner kleinen Abmessungen und Geschwindigkeiten kann die Filmströmung der Strömungsrichtung der Gasphase unter brennkammertypischen Bedingungen näherungsweise trägheitsfrei folgen. Daher tritt kein Schlupf zwischen der treibenden Gasströmung und dem Wandfilm auf.

Mit Hilfe dieser Voraussetzungen können die Grenzschichtgleichungen für die Filmströmung in Richtung der Filmausbreitung abgeleitet werden. Die Grundgleichungen können in den Variablen des Films entlang der Stromlinie x_s in folgender Weise ausgedrückt werden.

Massenerhaltung:

$$\frac{\partial u}{\partial x_s} + \frac{\partial v}{\partial y_s} = 0 \quad (4.65)$$

Impulserhaltung:

$$u \frac{\partial u}{\partial x_s} + v \frac{\partial u}{\partial y_s} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx_s} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y_s} \quad (4.66)$$

Energieerhaltung:

$$\rho c_p \left[u \frac{\partial T}{\partial x_s} + v \frac{\partial T}{\partial y_s} \right] = \frac{\partial}{\partial y_s} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y_s} \right) \quad (4.67)$$

Die Vorgehensweise bei der Vereinfachung der Erhaltungsgleichungen 4.62-4.64 im Rahmen dieser Arbeit entspricht dabei weitgehend dem Vorschlag von Roßkamp (1998), der einen detaillierten Überblick über die maßgeblichen Terme und die Abschätzung derer Größenordnungen gibt. Die Gleichungen 4.65-4.67 entsprechen den bekannten Reynoldsschen Grenzschichtgleichungen. Damit kann festgestellt werden, dass schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme unter den gegebenen Voraussetzungen als Grenzschichtströmung entlang der wandnahen Stromlinie beschrieben werden können.

4.3.3 Differentialgleichungssystem für die numerische Behandlung

In Kapitel 4.3.2 wurde gezeigt, dass schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme mit Hilfe eines Grenzschichtansatzes zu beschreiben sind. Abbildung 4.10 gibt einen umfassenden Überblick über die Stoff-, Impuls- und Wärmeströme an einem differentiellen Element des Wandfilms in dessen Strömungsrichtung entlang der Stromlinie x_S . Im Folgenden werden mittels der Bilanzierung der Ströme an dem in Abbildung 4.10 dargestellten Kontrollvolumen sowie auf der Grundlage der ebenen Grenzschichtgleichungen die differentiellen Zusammenhänge zur Beschreibung der Filmströmung abgeleitet. Diese können dann sehr effektiv mit Hilfe geeigneter numerischer Verfahren gelöst werden.

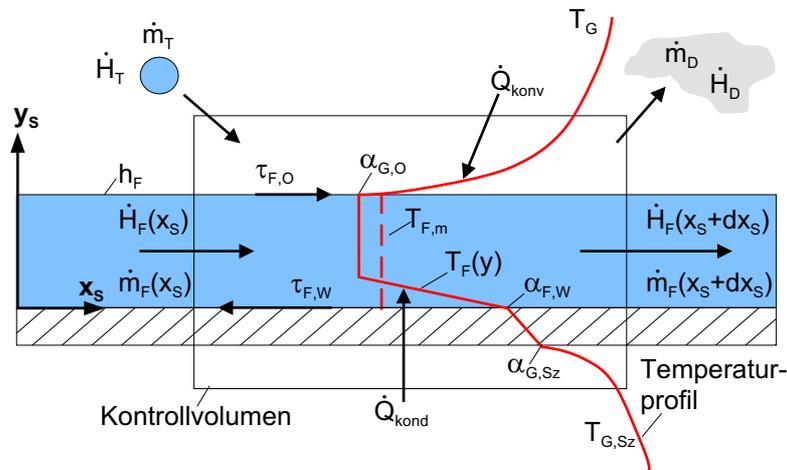


Abb. 4.10: Energie- und Massenbilanz im Flüssigkeitsfilm in Richtung der Stromlinie x_S

Die Änderung der Masse, des Impuls und der Enthalpie der Filmströmung bei Berücksichtigung der Tropfenquellterme sowie der Verdunstung an der Phasengrenzfläche führt auf die folgenden Zusammenhänge (Ebner et al. (2003)).

Masse:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \dot{m}_F}{\partial x_S} &= \frac{\partial}{\partial x_S} \int_0^{b(x_S)} \int_0^{h_F(x_S)} \rho_F u_F(x_S, y_S) dy_S dz_S \\ &= [-\dot{m}_D'' + \dot{m}_T''] \cdot b \end{aligned} \quad (4.68)$$

Impuls:

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_F}{\partial x_S} &= \frac{\partial}{\partial x_S} \int_0^{b(x_S)} \int_0^{h_F(x_S)} \rho_F u_F^2(x_S, y_S) dy_S dz_S \\ &= \left[(\tau_{F,O} - \tau_{F,W}) - \frac{dp}{dx_S} h_F - \dot{m}_D'' u_{F,O} + \dot{m}_T'' u_T \right] \cdot b \end{aligned} \quad (4.69)$$

Enthalpie:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \dot{H}_F}{\partial x_S} &= \frac{\partial}{\partial x_S} \int_0^{b(x_S)} \int_0^{h_F(x_S)} \rho_F c_{p,F} u_F(x_S, y_S) T_F(x_S, y_S) dy_S dz_S \\ &= \left[\dot{Q}''_{kond} + \dot{Q}''_{konv} - \dot{H}''_D + \dot{H}''_T \right] \cdot b \end{aligned} \quad (4.70)$$

Diese Gleichungen für die Kontinuität, die Impuls- und Energieerhaltung stellen ein System gekoppelter Differentialgleichungen dar. Im Folgenden wird gezeigt, wie mit Hilfe der in Kapitel 4.3.1 eingeführten Annahmen für das filminterne Geschwindigkeits- und Temperaturprofil ein einfaches gewöhnliches Differentialgleichungssystem für die breitenbezogene Filmbeladung \dot{m}'_F , die mittlere Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$ und die mittlere Filmtemperatur $T_{F,m}$ abgeleitet werden kann. Dazu müssen die Gleichungen 4.68-4.70 über die Filmhöhe h_F und die Breite des Films b integriert werden.

Unter Verwendung des Blockprofils für die Geschwindigkeitsverteilung über die Filmhöhe nach Gleichung 4.59 führt das Doppelintegral in der Kontinuitätsgleichung 4.68 auf folgenden Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_S} \int_0^{b(x_S)} \int_0^{h_F(x_S)} \rho_F u_F(x_S, y_S) dy_S dz_S &= \frac{\partial (\dot{m}'_F \cdot b)}{\partial x_S} \\ &= b \frac{\partial \dot{m}'_F}{\partial x_S} + \dot{m}'_F \frac{\partial b}{\partial x_S} \end{aligned} \quad (4.71)$$

Bei der Ableitung auf der rechten Seite dieser Gleichung ist zu beachten, dass die Breite des Films b an dieser Stelle im Unterschied zu früheren Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) (Pfeiffer (1992), Brandauer (1993), Roßkamp (1998)) keine Konstante darstellt, da sie sich aufgrund der Geometrie in Strömungsrichtung ändert. Durch Einsetzen des gefundenen Zusammenhangs in Gleichung 4.68 ergibt sich unmittelbar die differentielle Abhängigkeit der Filmbeladung als Funktion der Ausbreitungsrichtung x_S .

Filmbeladung \dot{m}'_F :

$$\frac{\partial \dot{m}'_F}{\partial x_S} = -\dot{m}''_D + \dot{m}''_T - \dot{m}'_F \frac{1}{b} \frac{\partial b}{\partial x_S} \quad (4.72)$$

In analoger Weise wird bei der Formulierung der Impulserhaltung vorgegangen. Das Doppelintegral in der Impulserhaltung kann mittels des breitenbezogenen Impulsstroms aus

Gleichung 4.59 in vereinfachter Form geschrieben werden.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_S} \int_0^{b(x_S)} \int_0^{h_F(x_S)} \rho_F u_F^2(x_S, y_S) dy_S dz_S &= \frac{\partial (u_{F,m} \cdot \dot{m}'_F \cdot b)}{\partial x_S} \\ &= \dot{m}'_F b \frac{\partial u_{F,m}}{\partial x_S} + u_{F,m} b \frac{\partial \dot{m}'_F}{\partial x_S} + u_{F,m} \dot{m}'_F \frac{\partial b}{\partial x_S} \end{aligned} \quad (4.73)$$

Damit lässt sich aus der Impulsgleichung 4.69 unmittelbar die folgende Differentialgleichung für die mittlere Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$ herleiten.

Mittlere Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$:

$$\frac{\partial u_{F,m}}{\partial x_S} = \frac{(\tau_{F,O} - \tau_{F,W}) - \frac{dp}{dx} h_F + \dot{m}''_T (u_T - u_{F,m})}{\dot{m}'_F} \quad (4.74)$$

Für die weitere Behandlung der Energieerhaltung wird zunächst die Definition der mittleren Filmtemperatur

$$T_{F,m} = \frac{\int_0^{h_F(x_S)} u_F(x_S, y_S) \cdot T_F(x_S, y_S) dy_S}{\int_0^{h_F(x_S)} u_F(x_S, y_S) dy_S} = \frac{\int_0^{h_F(x_S)} u_F(x_S, y_S) \cdot T_F(x_S, y_S) dy_S}{\frac{1}{\rho_F} \dot{m}'_F} \quad (4.75)$$

eingeführt. In dieser Gleichung wird zusätzlich der Blockprofilansatz für die Filmgeschwindigkeit berücksichtigt.

Durch Einsetzen des obigen Zusammenhangs in der Enthalpiegleichung 4.70 kann das Doppelintegral gemäß

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_S} \int_0^{b(x_S)} \int_0^{h_F(x_S)} \rho_F u_F(x_S, y_S) T_F(x_S, y_S) dy_S dz_S &= \frac{\partial (\dot{m}'_F \cdot b \cdot T_{F,m})}{\partial x_S} \\ &= \dot{m}'_F b \frac{\partial T_{F,m}}{\partial x_S} + T_{F,m} b \frac{\partial \dot{m}'_F}{\partial x_S} + T_{F,m} \dot{m}'_F \frac{\partial b}{\partial x_S} \end{aligned} \quad (4.76)$$

berechnet werden.

Die Enthalpiegleichung führt damit unmittelbar zu einer Differentialgleichung der folgenden Form für die mittlere Filmtemperatur $T_{F,m}$.

Mittlere Filmtemperatur $T_{F,m}$:

$$\frac{\partial T_{F,m}}{\partial x_S} = \frac{\dot{Q}''_{kond} + \dot{Q}''_{konv} - \left(\dot{H}''_D - c_{p,F} \dot{m}''_D T_{F,m} \right) + \left(\dot{H}''_T - c_{p,F} \dot{m}''_T T_{F,m} \right)}{c_{p,F} \dot{m}'_F} \quad (4.77)$$

Die Erhaltungsgleichungen sind im Rahmen dieser Arbeit in absoluten Größen formuliert. Damit ergeben sich die Quellterme in der Enthalpiegleichung in der folgenden Weise:

$$\dot{Q}''_{kond} = -\lambda_F \left(\frac{\partial T_F(y_S)}{\partial y_S} \right) \Big|_W = \lambda_F \frac{T_{F,O} - T_{F,W}}{h_F} \cdot Nu_{eff}, \quad (4.78)$$

$$\dot{Q}''_{konv} = \alpha_{G,F} (T_G - T_{F,O}), \quad \dot{H}''_D = \dot{m}''_D (h_D + c_{p,F} T_{F,O}), \quad \dot{H}''_T = c_{p,T} \dot{m}''_T T_{T,m}$$

Die Differentialgleichungen 4.72, 4.74 und 4.77 stellen schließlich ein gewöhnliches Anfangswertproblem dar. Für dessen Lösung müssen sinnvolle Anfangswerte bereit gestellt werden. Während die Startwerte für die Filmbeladung \dot{m}'_F und die Filmtemperatur $T_{F,m}$ sich unmittelbar aus der Strömung ergeben, muss der Startwert für die mittlere Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$ aus den lokal vorliegenden aerodynamischen Randbedingungen bestimmt werden. Dazu wird einem Vorschlag von Roßkamp (1998) folgend zunächst mit Hilfe eines Newton-Verfahrens unter Verwendung des modifizierten turbulenten Geschwindigkeitsprofils nach Gleichung 4.58 die mittlere Filmdicke h_F entsprechend der lokalen Wandschubspannung $\tau_{F,O}$ bestimmt. Mit dieser Filmdicke und dem Blockprofil für die Geschwindigkeit kann unmittelbar der Startwert der mittleren Geschwindigkeit $u_{F,m}$ bestimmt werden. Diese Startwerte für die Filmdicke und die Filmgeschwindigkeit entsprechen damit definitionsgemäß den Werten bei voll ausgebildeter Strömung. Dies stimmt an der Startposition des Films selbstverständlich nicht mit den realen Gegebenheiten überein. Dennoch bilden diese Startwerte eine gute Basis für die Berechnung des Films, so dass die Rechnung bereits wenige Millimeter stromab der Startposition des Wandfilms eingelaufen ist.

Das Geschwindigkeitsprofil in unmittelbarer Wandnähe, das die Wandschubspannung festlegt, ist aufgrund der Wellencharakteristik der Filmströmung mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Filmdicke überlagert (Elsäßer (1998)). Um den Gradienten an der Wand richtig zu beschreiben, wird dieser Effekt mit Hilfe der Streckung der Filmdicke h_F berücksichtigt, da ansonsten leicht überhöhte Wandschubspannungen ermittelt würden. Bei der Berechnung der Wandschubspannung $\tau_{F,W}$ des Films mit Hilfe des turbulenten Geschwindigkeitsansatzes erfolgt eine konstante Erhöhung der mittleren Filmdicke h_F um 20%. Dieser empirisch ermittelte Zahlenwert hat sich bereits in der Arbeit von Roßkamp (1998) als geeignete Korrektur bewährt. Zusätzlich liefert das Geschwindigkeitsprofil realistische Werte für die Oberflächengeschwindigkeit $u_{F,O}$ der Filmströmung an der Phasengrenzfläche. Dies ist von Bedeutung für die Charakterisierung der filmtragenden Wand bei der Kopplung mit dem Strömungslöser für die Gasphase.

Zur Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems wird ein Runge-Kutta-Löser 5. Ordnung mit adaptiver Schrittweitenregelung eingesetzt. Die Stoffdaten bei der Berechnung der

Filmströmung werden mit Hilfe der mittleren Temperatur $T_{F,m}$ bestimmt. Die erforderlichen Gasphasenrandbedingungen werden unmittelbar von den Ergebnissen der Gasphasenlösung übernommen, wie in Kapitel 4.4 detailliert gezeigt wird.

Bei der Berechnung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme in beliebigen rotations-symmetrischen Geometrien nach Abbildung 4.9 ist zu berücksichtigen, dass die Filmbeladung \dot{m}'_F eine Funktion der Geometrie und des Strömungswinkels α entlang der Wand ist. Die Filmbeladung

$$\dot{m}'_F = \frac{\dot{m}_F}{b} = \frac{\dot{m}_F}{2\pi r \cos(\alpha)} \quad (4.79)$$

$$\text{mit } \cos(\alpha) = \frac{\tau_{F,O}|_{x,r}}{\tau_{F,O}} \quad \text{und} \quad \vec{\tau}_{F,O}|_{x,r} = \begin{pmatrix} \tau_{F,O,x} \\ \tau_{F,O,r} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{\tau}_{F,O} = \begin{pmatrix} \tau_{F,O,x} \\ \tau_{F,O,r} \\ \tau_{F,O,\varphi} \end{pmatrix}$$

hängt damit in Zylinderkoordinaten direkt vom Radius r und dem Winkel der wandnahen Stromlinie α ab. Der Strömungswinkel α kann unmittelbar aus der Richtung der treibenden Schubspannung $\tau_{F,O}$ an der Phasengrenzfläche ermittelt werden, die dem Film von der Gasphase aufgeprägt wird. Dies gilt nur solange die Filmströmung der Strömungsrichtung trägheitsfrei folgt, wie bereits in Kapitel 4.3.2 diskutiert wurde.

Abbildung 4.11 gibt einen Eindruck der Strömungsverhältnisse auf einem differentiellen Flächenelement dA an der Wand. Die schematische Darstellung in Abbildung 4.11(a) zeigt, wie mit Hilfe der vektoriellen Aufspaltung der Schubspannung $\tau_{F,O}$ der Winkel der wandnahen Stromlinie ermittelt werden kann.

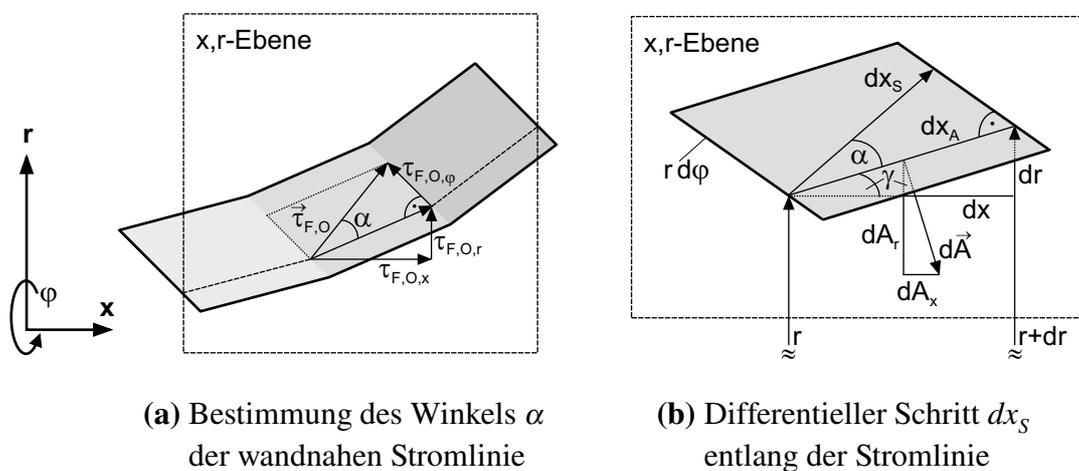


Abb. 4.11: Differentielle Betrachtung der Strömung auf einem Flächenelement dA

Der Einfluss der Filmbreite auf die aktuelle Filmbeladung \dot{m}'_F kann damit in Zylinderkoordinaten gemäß

$$\frac{1}{b} \frac{\partial b}{\partial x_s} = \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial x_s} + \frac{1}{\cos(\alpha)} \frac{\partial \cos(\alpha)}{\partial x_s} \quad (4.80)$$

erfasst werden. Dieser Zusammenhang zeigt, dass die Filmbeladung direkt von der Kontur der rotationssymmetrischen Geometrie abhängt. Eine Änderung des Winkels der wandnahen Stromlinie wirkt sich in analoger Weise aus. Bei Rohrströmungen mit konstantem Durchmesser entspricht der Winkel α der Definition des Drallwinkels. Bei LPP-Vorverdunstungsstrecken muss die Änderung des Dralls in Strömungsrichtung bei der Berechnung der Filmströmung berücksichtigt werden.

Bei der Verwendung strukturierter Gitter empfiehlt es sich, die Symmetrieachse x auch für die Beschreibung der Filmströmung zu verwenden, da die numerischen Ergebnisse im Allgemeinen als Funktion dieser Variablen dargestellt werden. In Abbildung 4.11(b) wird deutlich, dass die Berechnung der Filmströmung mit Hilfe des Koordinatensystems des Gaslösers in einfacher Weise realisiert werden kann. Ein differentieller Schritt dx auf der Symmetrieachse x kann gemäß

$$dx_s = \frac{dx}{\cos(\alpha) \cdot \cos(\gamma)} = \frac{dx}{\cos(\alpha) \cdot \cos\left(\arctan\left(\frac{dr}{dx}\right)\right)} \quad (4.81)$$

unmittelbar in eine differentielle Wegstrecke entlang der Stromlinie dx_s umgewandelt werden.

4.4 Struktur des gekoppelten Berechnungsverfahrens

Bereits in Kapitel 4.1 wurde umfassend dargestellt, dass die unabhängige Behandlung der Gasströmung und des Wandfilms Vorteile im Hinblick auf die Genauigkeit des Verfahrens bietet. Die gekoppelte Berechnung der Zweiphasenströmung ähnelt in diesem Punkt sehr stark der Vorgehensweise bei der numerischen Simulation der Sprühstrahlausbreitung mit der Lagrangeschen Methode (Schmehl et al. (1999b)). Entsprechend treten bei der Rückkopplung die gleichen Probleme bezüglich der Stabilität der Strömungssimulation auf. Durch geeignete Maßnahmen bei der Einkopplung der Quellterme und bei der kontinuierlichen Anpassung der Dirichlet-Randbedingungen der filmtragenden Wand kann der Lösungsprozeß stabil gehalten werden.

Abbildung 4.12 gibt einen Überblick über die Struktur des gekoppelten Berechnungsverfahrens zwischen dem Gaslöser und dem Filmmodul. Die Steuerung des Berechnungsverfahrens erfolgt mit Hilfe eines so genannten 'externen Skripts', in dem abwechselnd der Gaslöser und das Filmprogramm aufgerufen wird. Ein einmaliger Durchlauf des Gaslösers METIS und des Filmmoduls PROFILM wird im Weiteren als äußere Iteration bezeichnet. Zunächst wird die

Gasphasenlösung ohne Wandfilm bestimmt, die für die nachfolgende Filmberechnung als Randbedingung dient. Für die Extraktion der Daten aus dem Strömungsfeld der Gasphase wurde das Programmpaket METIS um eine spezielle Ausgaberroutine erweitert, die nur bei der gekoppelten Berechnung der Zweiphasenströmung aufgerufen wird. Die entsprechenden Daten werden in externen Dateien in Richtung der Symmetrieachse x mit der Schrittweite des vorliegenden Rechengitters abgelegt.

Vor dem Durchlauf des eigentlichen Wandfilmberechnungsmoduls PROFILM werden die Quellterme und die Randbedingungen eingelesen und in Abhängigkeit von der aktuellen Nummer der Iteration relaxiert. Aufgrund der adaptiven Schrittweitenregelung bei der Berechnung der Filmströmung stimmen die Koordinaten der Ergebnisse für den Wandfilm nicht mit denen des Rechengitters der Gasphase überein. Mit Hilfe einer speziellen Ausgaberroutine des Filmmoduls, in der eine lineare Interpolation zum Einsatz kommt, werden die Ergebnisse der Filmberechnung auf die Koordinaten des Gaslösers übertragen. Vor dem daran anschließenden Aufruf des Strömungslösers METIS werden die Quellterme der Filmberechnung eingelesen und relaxiert. Die Ein- und Ausgabesteuerung wird mit Hilfe vor- und nachgeschalteter Unterprogramme realisiert, die somit ein Pre- beziehungsweise Post-Processing darstellen.

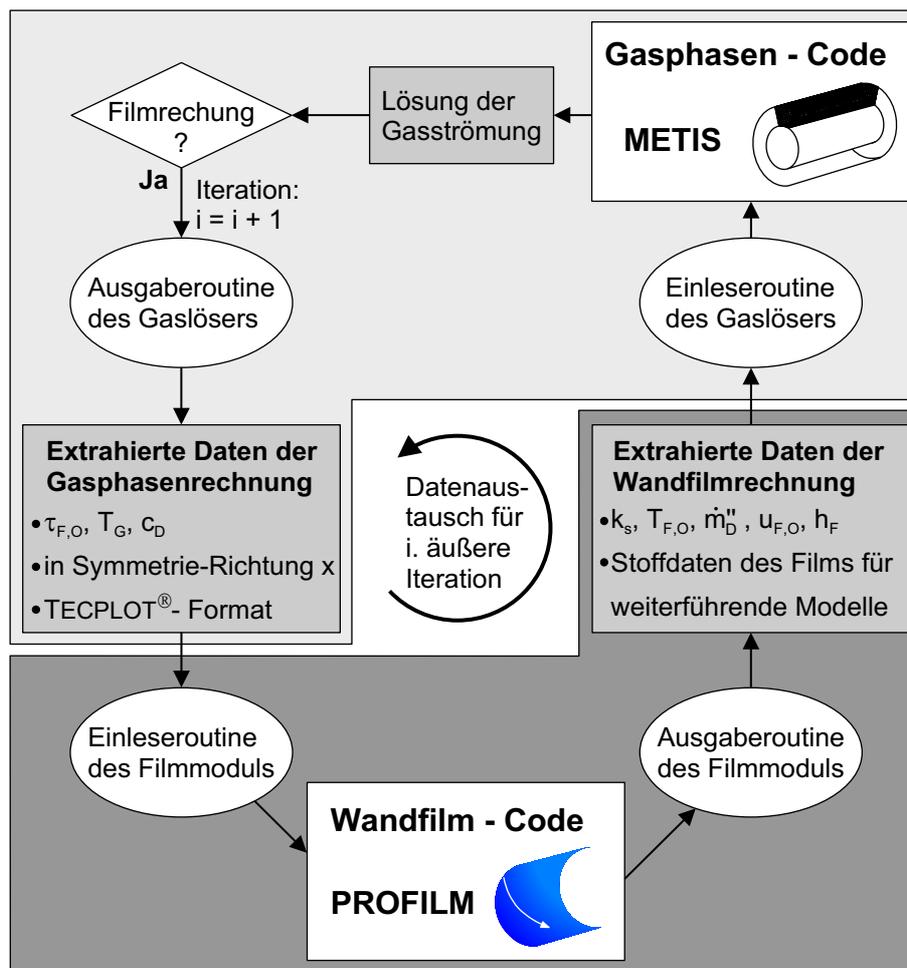


Abb. 4.12: Datenaustausch zwischen dem Gaslöser und dem Filmmodul

Die Konvergenzkontrolle der Gesamtlösung muss für die Gasströmung und den Wandfilm separat durchgeführt werden. Die konvergente Lösung des Strömungsfelds der Gasphase ist gegeben, wenn die Summe der Residuen einen charakteristischen Wert unterschreitet. Bei der Filmströmung werden die Datensätze von einer mit der nächsten äußeren Iteration verglichen. Die äußere Berechnungsschleife zwischen dem Gaslöser METIS und dem Grenzschichtprogramm PROFILM wird solange durchlaufen, bis keine Unterschiede in den Lösungen aufeinander folgender Iterationen mehr feststellbar sind. Dabei wird der Datenaustausch mit Hilfe externer Dateien realisiert, die im Format des kommerziellen graphischen Datenverarbeitungsprogramms TECPLOT[®] abgespeichert sind. Diese Methode bietet die Möglichkeit, den jeweiligen Datensatz einer Iteration unmittelbar nach Beendigung der Filmberechnung in das Programm TECPLOT[®] zu laden, so dass der Lösungsfortschritt sofort überprüft und die gekoppelte Berechnung gegebenenfalls abgebrochen werden kann. Für die jeweilige Zwischenlösung der Gasphase kann das Konvergenzkriterium herabgesetzt werden, so dass in der Regel nur etwa 500..1000 innere Iterationen des Gaslösers durchzuführen sind.

Zusätzlich zu den physikalischen Größen, die für die Berechnung der Gasströmung benötigt werden, gibt das Filmmodul PROFILM alle verfügbaren Informationen über den Wandfilm aus. An dieser Stelle sind beispielsweise die Stoffdaten der Filmflüssigkeit sowie die filminterne Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung zu nennen. Diese Daten stehen unmittelbar für weiterführende Zweiphasenmodelle zur Verfügung, wie beispielsweise für das derzeit am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) entwickelte Primärzerstäubungsmodell für die Vorhersage der Zerfallsprodukte bei der aerodynamischen Zerstäubung schubspannungsgetriebener Flüssigkeitsfilme in Airblastzerstäubern (Meier et al. (1999)).

Ein weiterer Vorteil der getrennten Berechnung der turbulenten Gasströmung und dem Wandfilm liegt darin, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Grenzschichtprogramm PROFILM in Kombination mit jedem beliebigen, auch kommerziellen Strömungslöser genutzt werden kann. Dazu muss der eingesetzte Code lediglich um die entsprechende Einlese- beziehungsweise Ausgaberroutine erweitert werden. Gegebenenfalls müssen zusätzlich die Wandfunktionen modifiziert werden, da in kommerziellen Programmen zur Berechnung turbulenter Strömungen in der Regel das grundlegende logarithmische Wandgesetz implementiert ist, wie es in Kapitel 4.2.4.1 diskutiert wurde.

5 Überprüfung des Rechenverfahrens

Um das numerische Berechnungsverfahren auf technisch relevante Strömungskonfigurationen anwenden zu können, erfolgt eine kritische Überprüfung anhand generischer Testfälle. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Beschreibung des Impulsaustauschs zwischen der treibenden Gasphase und dem Wandfilm, wenn die Gasströmung signifikant beschleunigt wird. Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, treten dabei zwei unterschiedliche Effekte auf. Zum einen nimmt die Schubspannung an der Phasengrenze Gas-Wandfilm aufgrund des wirksamen Druckgradienten deutlich zu, zum anderen variiert die Filmbeladung in rotationssymmetrischen Düsengeometrien in Abhängigkeit von der Ortskoordinate in Strömungsrichtung.

Um die verschiedenen physikalischen Effekte zu separieren, erfolgt die Validierung des neu entwickelten Modells in zwei unabhängigen Schritten. Zunächst wird die Zweiphasenströmung in einem ebenen Strömungskanal untersucht, bei der sich die Filmbeladung nicht ändert. Damit kann der Einfluss der beschleunigten Gasströmung auf die Filmdynamik bestimmt werden. In einem zweiten Schritt wird die Strömung in rotationssymmetrischer Geometrie analysiert, bei der sowohl eine signifikante Beschleunigung der Gasströmung als auch eine deutliche Änderung der Filmbeladung auftritt. Die im Folgenden diskutierten Filmuntersuchungen wurden mit dem synthetischen SHELLSOL D60 Öl durchgeführt, das die Stoffeigenschaften realer Kraftstoffe bei Raumtemperatur mit einem hohen Maß an Genauigkeit abbildet (siehe Kapitel 4.3.1.2).

Die Überprüfung des Berechnungsverfahrens erfolgt allgemein bei isothermen Randbedingungen und kalter Strömung. Auf Untersuchungen bei Heißgas-Bedingungen zur Überprüfung des Wärme- und Stoffaustauschs wurde im Rahmen dieser Arbeit verzichtet, da diese weitgehend in den Arbeiten von Himmelsbach (1992), Roßkamp (1998) und Gerendás (1999) behandelt wurden. Durch eine gezielte Variation des Drucks bei Raumtemperatur werden Schubspannungen in der Größenordnung erreicht, wie sie in der Strömung in Airblastzerstäubern bei brennkammertypischen Drücken und Temperaturen auftreten. Damit kann das Modell auf viele technisch relevante Strömungsfälle übertragen werden.

5.1 Beschleunigte Filmströmung im ebenen Kanal

Als erster Testfall wird ein ebener Strömungskanal betrachtet, bei dem die Gasströmung mittels einer Viertelkreisdüse stark beschleunigt wird. Abbildung 5.1 gibt einen vollständigen Überblick über die Geometrie für die experimentellen Untersuchungen, die von Schober et al. (2003) im Rahmen eines begleitenden Forschungsprojekts eingesetzt wurde. Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeiten dienen im Folgenden zur Überprüfung des Filmmodells. Die Beschleunigungsparameter der Strömung wurden in Anlehnung an technisch relevante Strömungsfälle eingestellt. Hoch aufgelöste örtliche Messungen der Filmdicke und der Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase konnten in der Düse durchgeführt werden, indem die Messposition konstant gehalten und die Düse relativ zu dieser verfahren wurde. Die Länge des Einlaufs wurde dabei so groß gewählt, dass ein Einfluss auf die erzielten experimentellen

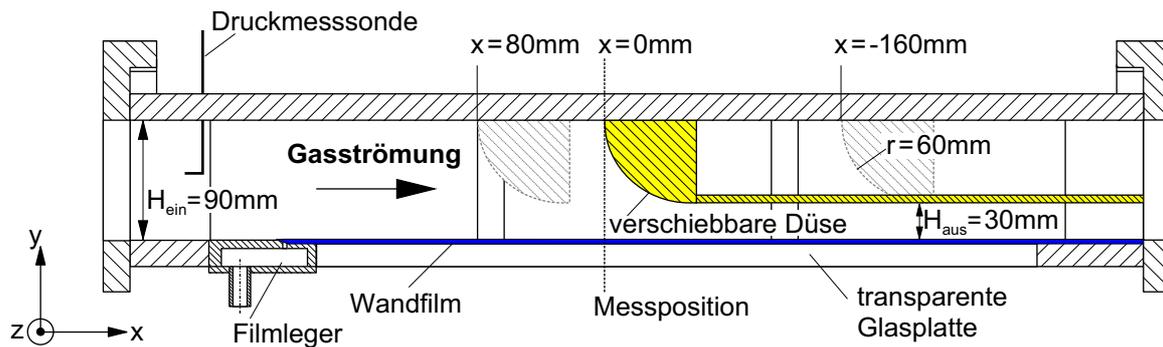


Abb. 5.1: Strömungskanal für ebene Filmuntersuchungen ($H_{ein} = 90 \text{ mm}$, $H_{aus} = 30 \text{ mm}$)

Ergebnisse ausgeschlossen werden kann. Eine exzellente optische Zugänglichkeit wurde durch die Verwendung von Glaseinsätzen realisiert.

In dieser Konfiguration wurden umfangreiche Messungen der Geschwindigkeiten in der Gasströmung sowie der Filmdickenverteilung am Kanalboden bei unterschiedlichen Randbedingungen durchgeführt. Insbesondere liegen die experimentellen Ergebnisse in dieser Geometrie der Korrelation für den Formfaktor Ψ für beschleunigte Strömungen nach Gleichung 4.51 zugrunde. Wegen seiner elementaren Bedeutung für das Verständnis der beschleunigten Filmströmung werden nachfolgend die grundlegenden Eigenschaften dieses Strömungsfalls im Detail diskutiert.

Zunächst wird auf die Generierung des strukturierten Rechengitters eingegangen, die gemäß der Diskussion in Kapitel 4.2.7 von großer Bedeutung für die Genauigkeit der Berechnung ist. Bei der Darstellung der Gittertopologie in Abbildung 5.2 wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit die Zellenanzahl halbiert. Die Startposition des Wandfilms liegt bei der Koordinate $x = 263 \text{ mm}$ stromab des Turbulenzgitters am Eintritt in das Rechengebiet. In diesem Bereich ist eine deutliche Verdichtung der Rechenzellen zu erkennen. Die Gittertopologie wurde gewählt um ideale Voraussetzungen für die Berechnung der Gasströmung sicherzustellen. Die Notwendigkeit für diese Verfeinerung ergibt sich dabei unmittelbar aufgrund der großen Gradienten der relevanten Strömungsgrößen an dieser Stelle. Des weiteren wurde das Gitter im Nahbereich der Düse verfeinert und in mehrere Blöcke aufgeteilt. Auf diese Weise wurde das strukturierte Gitter insoweit angepasst, dass eine Schräganströmung der Zellen im Nahbereich der Düse weitgehend

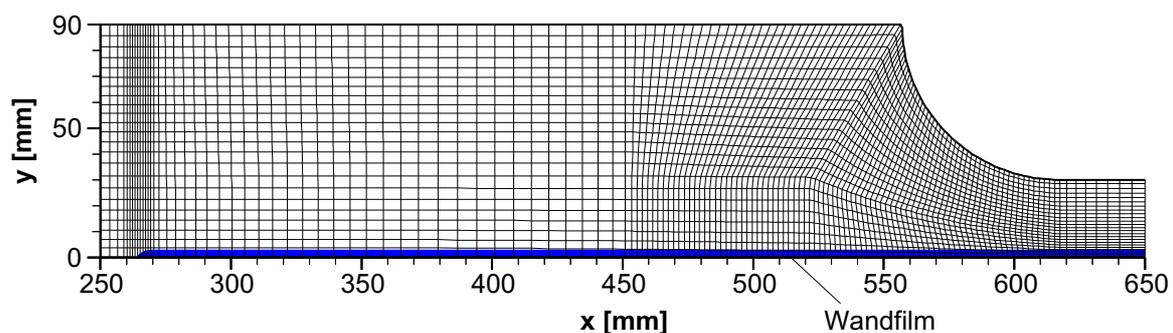


Abb. 5.2: Rechengitter des ebenen Strömungskanals ($400 \times 45 = 18000$ Gitterpunkte)

vermieden wird. Andernfalls ist mit Einbußen bei der Genauigkeit der Strömungssimulation der Gasphase zu rechnen (Peric (1985), Noll (1993), Rexroth (1996)).

Die Anpassung der Position des wandnächsten Rechenknotens entsprechend der lokalen Strömungsgeschwindigkeit, des Druckgradienten und der Rauigkeit ist deutlich zu erkennen. Damit die verwendeten Wandgesetze in Verbindung mit dem k,ε -Turbulenzmodell ihre Gültigkeit behalten, muss der dimensionslose Wandabstand im gesamten Strömungsfeld im Bereich $y^+ = 30..300$ liegen, wie in Kapitel 4.2.4 ausführlich beschrieben ist. Zur Einhaltung des Kriteriums nimmt die reale Größe der wandnächsten Zelle bereits weit stromauf der Position der Düse ab. Der kleinste Wandabstand befindet sich kurz vor Ende der Düse im Bereich maximaler Beschleunigung. Dort treten die größten Geschwindigkeiten und Schubspannungswerte auf. Das vorliegende Rechengitter konnte für alle Berechnungen bei einer Geschwindigkeit am Eintritt $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$ bei atmosphärischen Bedingungen verwendet werden, ohne die Forderung bezüglich des Wandabstands zu verletzen.

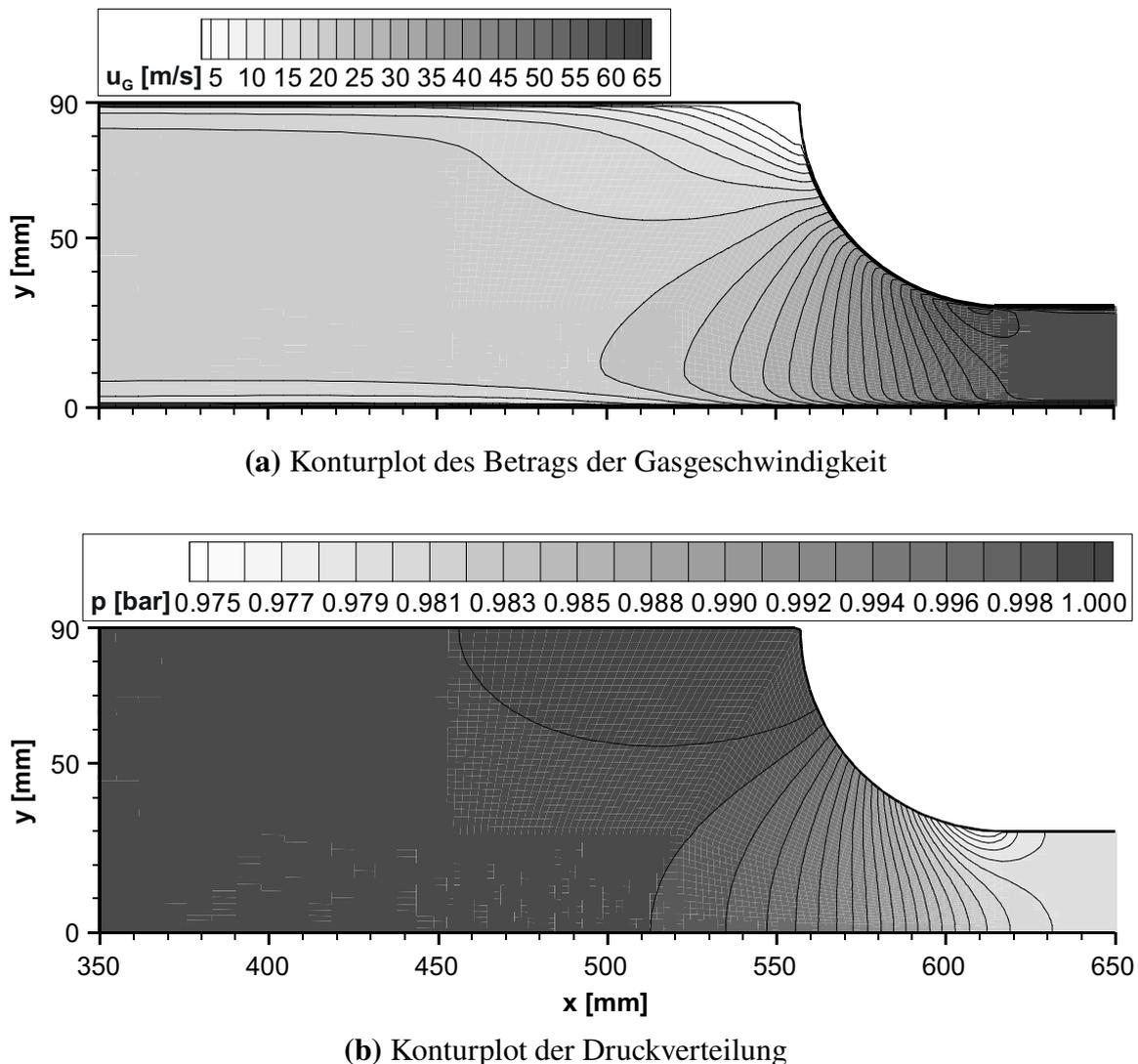


Abb. 5.3: Überblick über das Strömungsfeld in der ebenen Messstrecke ($H_{\text{ein}} = 90 \text{ mm}$, $H_{\text{aus}} = 30 \text{ mm}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$)

Abbildung 5.3 gibt einen umfassenden Überblick über das Strömungsfeld bei einer Geschwindigkeit am Eintritt $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$. Der Konturplot des Betrags der Strömungsgeschwindigkeit in der Gasphase zeigt die deutliche Zunahme der Geschwindigkeit als unmittelbare Folge der Verringerung des Strömungsquerschnitts. Am Eintritt in das Rechengebiet wird ein Blockprofil für die Gasgeschwindigkeit bei einem Turbulenzgrad $Tu = 4.5\%$ angenommen. Erwartungsgemäß steigt die Geschwindigkeit im Bereich der Düse auf Werte über $u_G = 60 \text{ m/s}$ an, da die Kanalhöhe um einen Faktor drei reduziert wird. Die Verdichtung der Isolinien im unmittelbaren Nahbereich der Düse deutet darauf hin, dass die Gasströmung dort stark beschleunigt wird. Dieses Ergebnis wird auch durch die Druckverteilung in Abbildung 5.3(b) bestätigt. Bei den gegebenen Strömungsverhältnissen ist das Geschwindigkeits- und das Druckfeld unmittelbar miteinander gekoppelt. Der Konturplot in Düsennähe zeigt, dass der Gradient der Beschleunigung zunächst kontinuierlich bis auf seinen Maximalwert ansteigt und im weiteren Verlauf abrupt abnimmt. Infolge der strömungstechnisch ungünstigen Umlenkung am Eintritt löst die Strömung stromauf der Düse an der Kanaloberseite ab, was sowohl in der Geschwindigkeits- als auch in der Druckverteilung klar zum Vorschein kommt. Das globale Strömungsfeld wird mit sehr guter Genauigkeit wiedergegeben. Aufgrund seiner Einfachheit stellt die gewählte Geometrie für die numerische Simulation der Gasphase kein größeres Problem dar. Daher wird an dieser Stelle auf einen detaillierten Vergleich mit gemessenen Geschwindigkeiten verzichtet. Die Qualität der Berechnung wird anhand der relevanten Grenzschichtparameter überprüft, für die ohne die korrekte Vorhersage des globalen Strömungsfelds keine sinnvollen Werte zu erwarten sind.

Im Weiteren ist zu klären, inwiefern die physikalischen Austauschgrößen an der Phasengrenze Gas-Wandfilm mit Hilfe der modifizierten Wandfunktionen des Gaslösers richtig ermittelt werden. Diese können a priori nur dann mit hinreichender Genauigkeit berechnet werden, wenn die globalen Größen der Strömung gut mit der Realität übereinstimmen.

5.1.1 Einfluss des verwendeten Grenzschichtansatzes

Den elementarsten Austauschparameter für die Berechnung der Filmströmung stellt die Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ dar. Diese wird, wie bereits mehrfach angesprochen, dem Wandfilm von der Gasströmung aufgeprägt. Zusätzlich zu dieser Kraft führt der Druckgradient dp/dx zu einer weiteren Beschleunigung der Filmströmung. Für den oben diskutierten Strömungsfall und bei einer Filmbeladung $\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ zeigt Abbildung 5.4 die gemessenen und berechneten Verläufe für die Schubspannung $\tau_{F,O}$ und den Druckgradienten dp/dx .

In dem Diagramm wird deutlich, dass der Druckgradient sehr gut mit dem am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) entwickelten Strömungslöser METIS wiedergegeben wird. Die gemessenen Werte wurden aus dem Geschwindigkeitsfeld der Gasphase ermittelt, das mit Hilfe eines LDA-Systems bestimmt wurde (siehe Kapitel 3.2.3). Dabei wurde der Druckgradient direkt aus der Geschwindigkeitsänderung entlang einer wandnahen Stromlinie berechnet.

Des Weiteren wird in Abbildung 5.4 ein Vergleich der unterschiedlichen Ansätze zur Bestimmung der Grenzflächenschubspannung aus Kapitel 4.2.4 angestellt, um deren Einfluss

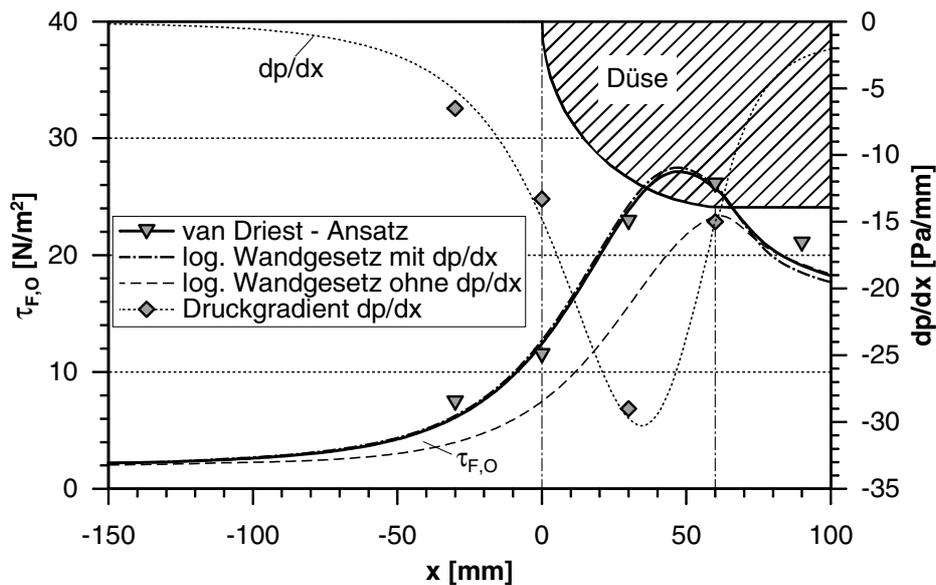


Abb. 5.4: Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ und des Druckgradienten dp/dx ($u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung)

auf die Vorhersage der Grenzflächenschubspannung zu klären. Der allgemein gültige van Driest-Ansatz und das logarithmische Wandgesetz unter Berücksichtigung des Druckgradienten liefern für diesen Strömungsfall annähernd identische Ergebnisse und geben die gemessenen Schubspannungswerte sehr gut wieder. Diese wurden aus Gasgeschwindigkeitsprofilen in der Düse in der Weise bestimmt, wie bereits in Kapitel 4.3.1.1 beispielhaft gezeigt wurde. Die Verwendung des logarithmischen Wandgesetzes in seiner ursprünglichen Form ohne Berücksichtigung des Druckgradienten führt hingegen zu einer deutlichen Unterschätzung der Schubspannung. Auffällig sind die unterschiedlichen Verläufe, die sich aufgrund des gewählten Grenzschichtansatzes ergeben. Das Maximum der Schubspannung liegt bei der Durchströmung einer Düsenkonfiguration allgemein im Bereich zwischen dem Minimum des Druckgradienten und der größten Strömungsgeschwindigkeit in der Gasphase am Ende der Düse. Beim ursprünglichen logarithmischen Wandgesetz ist die Schubspannung gemäß Gleichung 4.23 unmittelbar an das Maximum der Gasgeschwindigkeit gekoppelt. Damit kann der reale Verlauf der Schubspannung mit diesem Ansatz a priori nicht richtig vorhergesagt werden. Dies rechtfertigt die erheblich aufwendigere Bestimmung des Impulsaustauschs an der Phasengrenze, die als Folge der Diskussion in Kapitel 4.2.4 in dieser Arbeit zum Einsatz kommt.

Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf des Formfaktors Ψ und des dimensionslosen Druckgradienten p^+ . Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die gemessenen und berechneten Werte für die Schubspannung $\tau_{F,O}$ sowie für den Druckgradienten dp/dx gut übereinstimmen. Infolgedessen wird auch der dimensionslose Druckgradient p^+ durch die Rechnung richtig wiedergegeben. Der Formfaktor Ψ steigt im Bereich stromauf der Düse aufgrund der einsetzenden Beschleunigung der Strömung an, wie in Kapitel 4.3.1.2 erläutert wurde. Der Übergang von konstanter zu beschleunigter Gasströmung wird mit Hilfe von Gleichung 4.52 realisiert. Dabei ist der Verlauf des Formfaktors unmittelbar an die Größe des dimensionslosen Druckgradienten p^+ gekoppelt. Für ein besseres Verständnis sind die beiden Übergangsbereiche in Abbildung 5.5 eingetragen.

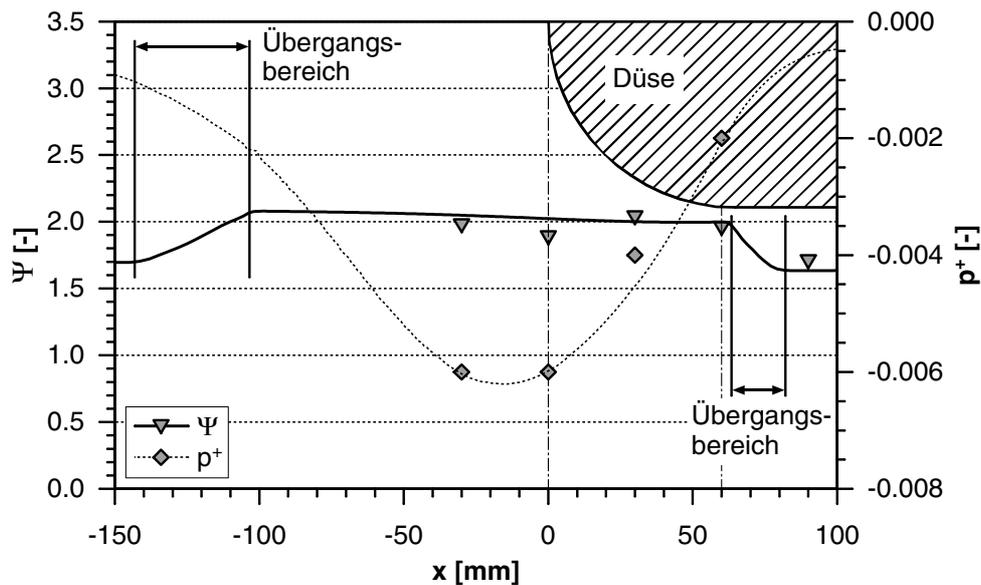


Abb. 5.5: Verlauf des Formfaktors Ψ und des dimensionslosen Druckgradienten p^+ ($u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung)

In dem Diagramm wird deutlich, dass die Übergangsfunktion zu einem stetigen Verlauf der interessierenden physikalischen Größen führt, der für die erfolgreiche numerische Simulation der Strömung von elementarer Bedeutung ist. Die berechnete Verteilung für den Formfaktor Ψ im Bereich der Düse wird durch die experimentell bestimmten Daten bestätigt.

Abbildung 5.6 zeigt schließlich, wie sich die verschiedenen Grenzschichtansätze auf den berechneten Filmdickenverlauf auswirken. Die Filmdicke wurde mit Hilfe des in Kapitel 3.2.1 detailliert beschriebenen Laser Focus Displacement Meter (LFDM) bestimmt. Wie weiter oben erläutert, kann die Position der Düse relativ zur Messposition mit großer Genauigkeit

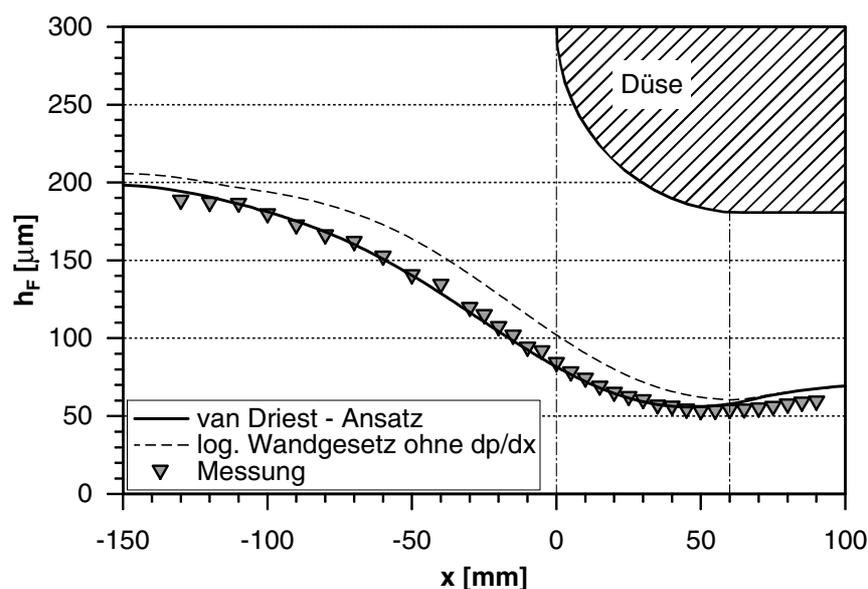


Abb. 5.6: Filmdickenverteilung h_F in der Düse ($u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$) (Fluid: SHELLSOL D60)

traversiert werden. Durch diese von Schober et al. (2003) gewählte Vorgehensweise bei der experimentellen Analyse der Strömung konnte der örtliche Verlauf der Filmdicke mit einer sehr hohen Auflösung ermittelt werden.

Der mit Hilfe des Moduls PROFILM berechnete Filmdickenverlauf bei Verwendung der Druck- und Schubspannungsverteilung, die sich mit dem erweiterten van Driest-Ansatz für diesen Strömungsfall ergibt, stimmt sehr gut mit der Realität überein. Die gemessenen Filmdicken im Bereich vor der Düse, in dem der Anstieg der Schubspannung an der Phasengrenze einsetzt, werden durch die Rechnung mit guter Genauigkeit vorhergesagt. Dies zeigt eindrucksvoll, dass mit der im Rahmen dieser Arbeit vorgeschlagenen Vorgehensweise beim Übergang von unbeschleunigter zu beschleunigter Strömung sehr gute Ergebnisse erzielt werden können. Damit wird die Übergangsfunktion für den Formfaktor Ψ nach Gleichung 4.52 indirekt bestätigt. Der Verlauf der Filmdicke in der Düse und dabei insbesondere die Position und die Größe des Minimums wird mit dem neuen Filmmodell mit sehr guter Genauigkeit beschrieben. Dies ist von großer Bedeutung für viele technisch relevante Anwendungen, in denen die Filmströmung unmittelbar stromab der Beschleunigungsstrecke abrupt endet. Ein gutes Beispiel dafür ist die Zweiphasenströmung in einem Airblastzerstäuber an der Abrisskante des filmführenden Spalts.

Dem entgegen liefert die Schubspannungsverteilung bei Anwendung des logarithmischen Wandgesetzes zu hohe Werte für die Filmdicke. Dies ist dabei eine unmittelbare Folge der Vorhersage zu geringer Schubspannungswerte $\tau_{F,O}$ an der Phasengrenze Gas-Wandfilm. Eklatant wirkt sich der unzulänglich beschriebene Schubspannungsverlauf auf die Berechnung der Filmdicke h_F im Bereich der Düse aus. Das Minimum der Filmdicke wird zum einen zu hoch bestimmt, zum anderen ist es an das Ende der Düse verschoben. Der Druckgradient dp/dx , der neben der Schubspannung $\tau_{F,O}$ zu einer Beschleunigung des Wandfilms führt, wurde auch in dieser Filmberechnung berücksichtigt. Aufgrund der dominierenden Wirkung der Schubspannung in diesem Strömungsfall tritt dennoch ein deutlicher Versatz des Minimums bei Verwendung des unzureichenden Grenzschichtansatzes in der Gasströmung auf.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass nur die korrekte Vorhersage des Verlaufs der Schubspannung und des Druckgradienten eine erfolgreiche Simulation des Wandfilms bei beschleunigter Strömung ermöglicht. Die Verschiebung der minimalen Filmdicke in die Düse infolge der Auswirkung des Druckgradienten auf die Schubspannungsverteilung ist von großer Bedeutung für die Beschreibung technisch relevanter Strömungsprobleme. Für die Strömung in einem Airblastzerstäuber bedeutet die vorherige Diskussion, dass die Länge der Zerstäuberkannte im Anschluss an die Beschleunigungsstrecke idealerweise sehr kurz zu halten ist, um ein Aufdicken des Films zu vermeiden. Aufgrund seiner Trägheit dickt der Wandfilm trotz der deutlichen Abnahme der Schubspannung erst kurz stromab dem Düsenende signifikant auf, wie später noch detailliert gezeigt wird. Unter Ausnutzung dieses Effekts kann mit Hilfe der Ergebnisse der Filmberechnung eine optimale Geometrie für das jeweilige Strömungsproblem gefunden werden.

5.1.2 Einfluss der Grenzflächenschubspannung

Um den Einfluss der treibenden Gasströmung auf die Filmausbreitung zu klären, wird eine Variation der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ durchgeführt. Diese kann gemäß der Beziehung

$$\tau_{F,O} = c_f \frac{\rho_G}{2} u_{G,\infty}^2 \quad (5.1)$$

durch die gezielte Änderung der Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase oder des Druckniveaus erfolgen. Im letzteren Fall nimmt die Schubspannung bei einem Anstieg des Anlagedrucks als Folge der Dichteerhöhung zu. Der in dieser Gleichung auftretende Schubspannungskoeffizient c_f ermöglicht eine alternative Beschreibung der Wechselwirkung zwischen der Gasströmung und dem Wandfilm zu der im Rahmen dieser Arbeit vorgeschlagenen Vorgehensweise mit Hilfe der äquivalenten Sandkornrauigkeit. Die Messstrecke für die Untersuchung der ebenen Filmströmung wurde für atmosphärische Bedingungen konzipiert. Der Einfluss der Grenzflächenschubspannung wird daher durch die Realisierung unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten geklärt. Eine Variation des Drucks wird später bei der Diskussion der Ergebnisse in rotationssymmetrischen Geometrien in Kapitel 5.2.1 betrachtet.

Abbildung 5.7 zeigt den Vergleich des Verlaufs der Grenzflächenschubspannung für zwei unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten. Die Filmbeladung $\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ wird konstant gehalten, während die Gasgeschwindigkeit am Eintritt in das Strömungsgebiet $u_{G,\text{ein}}$ verdoppelt wird. Gemäß Gleichung 5.1 ist in erster Näherung eine Vervierfachung der Schubspannung $\tau_{F,O}$ zu erwarten. In dem Diagramm wird deutlich, dass dieser einfache Zusammenhang nicht vollständig eingehalten wird.

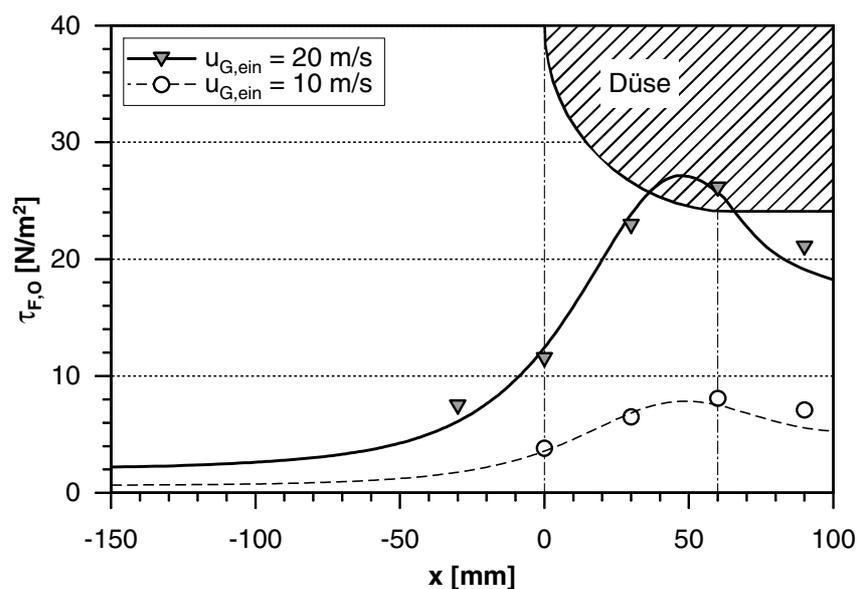


Abb. 5.7: Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion der Gasgeschwindigkeit $u_{G,\text{ein}}$ ($\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung)

Der Grund liegt in der komplexen Wechselwirkung zwischen der Filmströmung und der Grenzschicht der Gasphase. Die Rauigkeit des Wandfilms, ausgedrückt durch dessen äquivalente Sandkornrauigkeit k_s , hängt in hohem Maße von den Strömungsrandbedingungen ab, wie in Kapitel 4.3.1.1 beschrieben. Deren Rückwirkung auf die Gasphase und damit auf die Erhöhung der Grenzflächenschubspannung ist entsprechend den Ergebnissen der Diskussion in Kapitel 4.2.4 sehr vielschichtig. Hieraus lässt sich ableiten, dass der Schubspannungskoeffizient c_f unter diesen Bedingungen nicht als konstant angenommen werden kann. Dies erklärt unmittelbar die oben gefundenen Abweichungen.

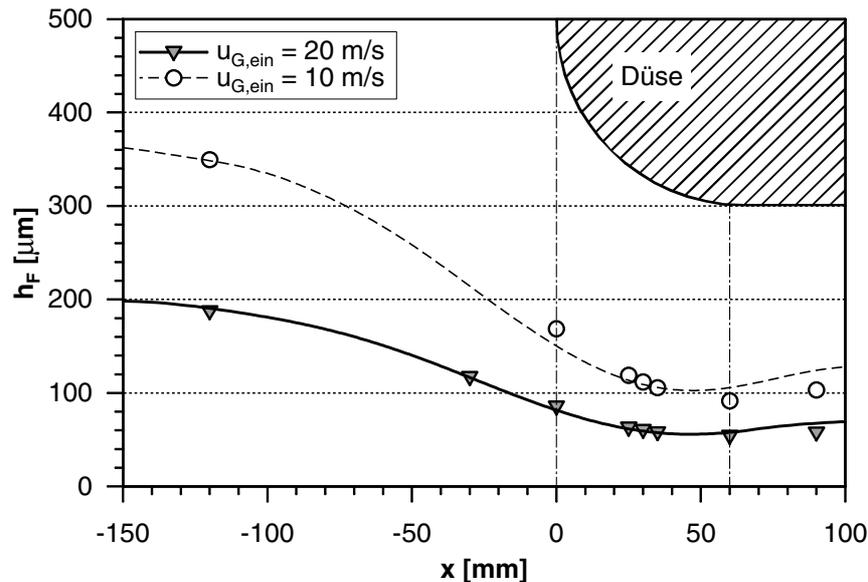


Abb. 5.8: Filmdicke h_F als Funktion der Gasgeschwindigkeit $u_{G,ein}$ ($\Lambda_F = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$)
(Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

Der Vergleich der Messwerte und der Berechnung der Grenzflächenschubspannung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Damit ist der Nachweis erbracht, dass der modifizierte van Driest-Ansatz für die Vorhersage des Impulsaustauschs bei unterschiedlichen Strömungsrandbedingungen anwendbar ist. Im Weiteren ist zu klären, inwiefern das Filmmodell in der Lage ist, die Filmdynamik mit hinreichender Genauigkeit zu beschreiben. Dazu sind in Abbildung 5.8 die Filmdickenverläufe für diesen Testfall aufgetragen. Die Filmdicke nimmt in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit u_G deutlich ab, wie für nicht beschleunigte Wandfilmströmungen bereits in den Arbeiten von Himmelsbach (1992), Elsäßer (1998) und Roßkamp (1998) nachgewiesen wurde. Für beide Gasgeschwindigkeiten am Eintritt in das Strömungsgebiet $u_{G,ein}$ werden die gemessenen Filmdickenverteilungen über die gesamte Länge des Strömungskanals hinreichend genau wiedergegeben. Der Impulsaustausch zwischen der Grenzschicht der Gasphase und dem Wandfilm bei ebener beschleunigter Filmströmung wird mit Hilfe des neu entwickelten Filmmodells allgemein sehr gut beschrieben.

5.1.3 Einfluss der Filmbeladung

Abschließend ist der Einfluss der Filmbeladung Λ_F auf ebene beschleunigte Filmströmungen zu klären, wobei der Vorhersagegenauigkeit des Berechnungsverfahrens besondere Beachtung geschenkt wird. In Abbildung 5.9 sind die Verläufe der Filmdicke h_F für unterschiedliche Beladungen des Wandfilms Λ_F bei konstanter Gasgeschwindigkeit am Eintritt $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$ aufgetragen.

In dem Diagramm ist klar ersichtlich, dass der Einfluss der Beladung Λ_F mit dem im Rahmen dieser Arbeit weiter entwickelten Modell für die Filmströmung sehr gut erfasst wird. Für die Variation der Filmbeladung in einem weiten Bereich kann eine gute Übereinstimmung zwischen der numerischen Simulation und den gemessenen Werten festgestellt werden. Insbesondere der Filmdickenverlauf in Düsennähe sowie die Größe und die Position des Minimums der Filmdicke wird richtig vorhergesagt.

Stromab der Düse weichen die berechneten Filmdickenwerte sichtbar von den Messungen ab. Wie bereits mehrfach angesprochen, werden Trägheitseffekte im Modell für die Filmströmung zur Vereinfachung der physikalischen Zusammenhänge vernachlässigt (siehe Kapitel 4.3). Der zuvor stark beschleunigte Wandfilm kann der abrupten Abnahme der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ sowie des Druckgradienten dp/dx am Ende der Düse nicht unmittelbar folgen, was entsprechend den vorherigen Ausführungen nicht im Filmmodell erfasst wird. Infolgedessen wird die Filmdicke in diesem Bereich geringfügig überschätzt. Konsequenterweise wirkt sich der Effekt mit zunehmender Beladung stärker aus, da die Trägheitsterme in den Grenzschichtgleichungen an Bedeutung gewinnen.

Allgemein stellt dieser Effekt für die Mehrzahl relevanter Strömungsfälle keine Einschränkung dar, da eine derart diskontinuierliche Reduktion der treibenden Grenzflächenschubspannung in den betrachteten technischen Anwendungen nicht auftritt. Bei der Zweiphasenströmung

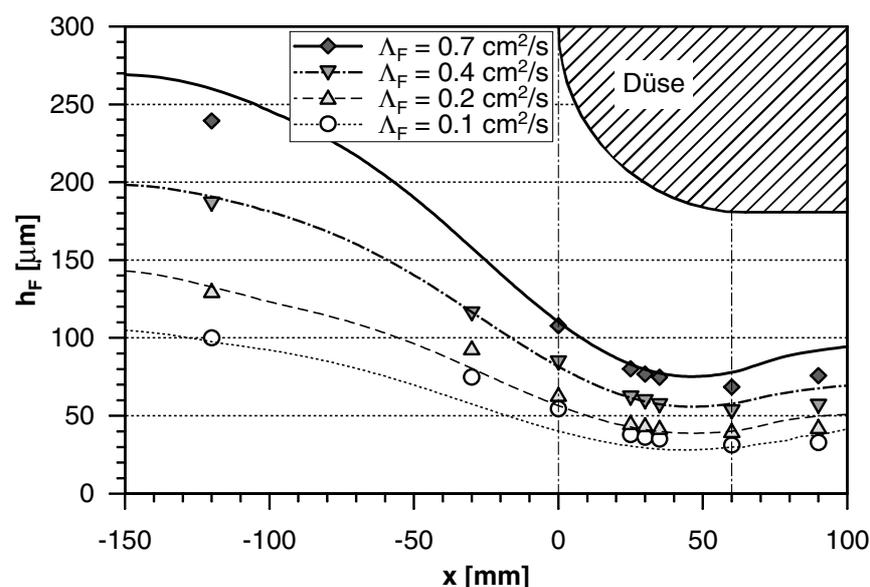


Abb. 5.9: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$)
(Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

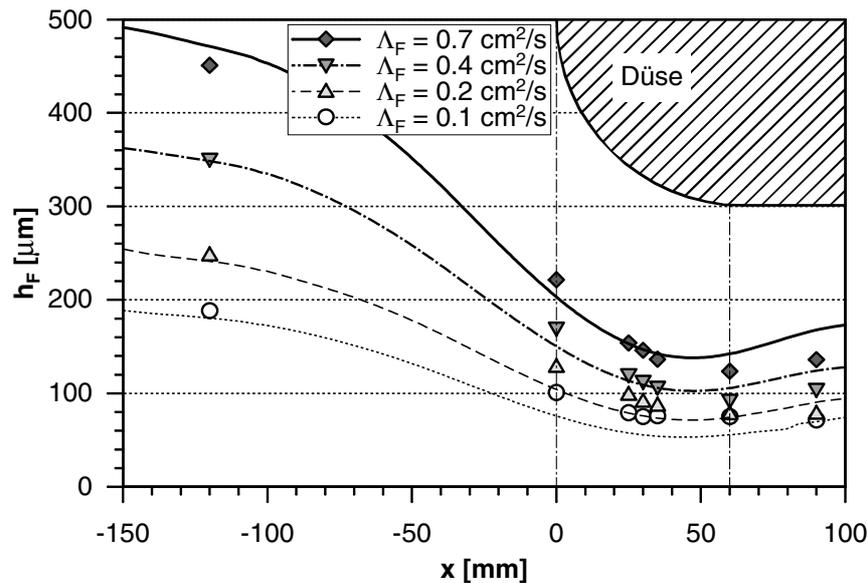


Abb. 5.10: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($u_{G, \text{ein}} = 10 \text{ m/s}$)
(Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

in der Vorverdunstungsstrecke bei magerer Verbrennung wird der Kraftstofffilm vollständig verdunstet. In Airblastzerstäubern endet die Filmströmung an der Zerstäuberkannte, die sich unmittelbar stromab der Beschleunigungsstrecke befindet. Dort wird die Filmflüssigkeit aufgrund der aerodynamischen Kräfte der überströmenden Luft sowie eines zusätzlichen rückwärtigen Luftstroms in kleine Tropfen zerstäubt, wie bereits in vorherigen Kapiteln erläutert wurde.

Abbildung 5.10 zeigt dieselbe Variation der Filmbeladung Λ_F für eine geringere Eintrittsgeschwindigkeit der Gasströmung $u_{G, \text{ein}} = 10 \text{ m/s}$. Auch hier kann eine gute Übereinstimmung zwischen Numerik und Experiment festgestellt werden. Die Abweichungen stromab der Düse sind vergleichbar mit denen bei der hohen Strömungsgeschwindigkeit und wurden im Rahmen der dortigen Diskussion bereits erklärt.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte gekoppelte Berechnungsverfahren den Einfluss der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ sowie der Filmbeladung Λ_F für den vorliegenden ebenen Strömungskanal sehr gut beschreibt. Insbesondere wurde die Korrelation für den Formfaktor Ψ bei beschleunigter Strömung in dieser Strömungskonfiguration abgeleitet. Im Weiteren gilt es zu klären, ob das Modell in abweichender Geometrie beziehungsweise bei unterschiedlichen Beschleunigungsparametern der Strömung zu vergleichbar guten Ergebnissen führt.

5.1.4 Überprüfung der Übertragbarkeit in unterschiedliche Geometrien

Zur Überprüfung der Übertragbarkeit des Modells in unterschiedliche Geometrien wird die Strömung in einem weiteren ebenen Strömungskanal analysiert. Abbildung 5.11 zeigt eine schematische Darstellung der Messstrecke, bei der die Gasströmung im Vergleich zu der Konfiguration aus Kapitel 5.1.1 gleichmäßig beschleunigt wird. Dafür wird zum einen der Strömungsquerschnitt um einen Faktor zwei reduziert; zum anderen wird die Form der

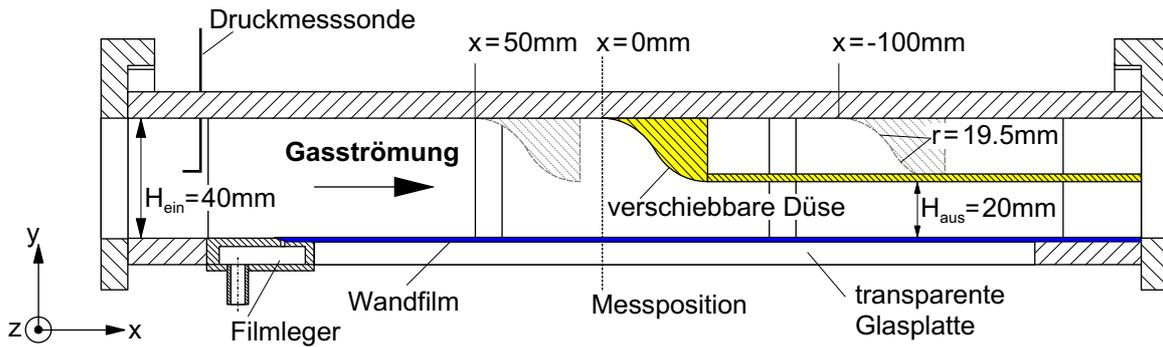


Abb. 5.11: Strömungskanal für ebene Filmuntersuchungen ($H_{ein} = 40 \text{ mm}$, $H_{aus} = 20 \text{ mm}$)

Düse insofern angepasst, dass die Hauptströmung weitgehend einer idealen reibungsfreien Potentialströmung entspricht. Die beiden gleichmäßig ineinander übergehenden Radien sorgen für eine kontinuierliche Beschleunigung der Gasströmung, so dass eine Ablösung stromauf der Düse vermieden wird, wie nachfolgend bei der Diskussion der Ergebnisse im Detail gezeigt wird. Bei der Messung der relevanten Strömungsgrößen wurde in analoger Weise vorgegangen wie in der ursprünglichen ebenen Geometrie, indem die Düse relativ zur konstant gehaltenen Messposition verschoben wurde.

Abbildung 5.12 gibt einen Überblick über das verwendete strukturierte Rechengitter. Bei der Generierung des Gitters, das aus insgesamt 8750 Zellen besteht, wurden entsprechend der Diskussion in Kapitel 4.2.7 die folgenden Punkte berücksichtigt: Der Abstand des wandnächsten Rechenpunkts wurde zur Einhaltung der Vorgaben für den dimensionslosen Wandabstand im Bereich der Beschleunigung kontinuierlich verringert und das Gitter wurde in Düsenähe zur Vermeidung von Schräganströmung der Rechenzellen angepasst; die Verdichtung des Rechengitters an der Startposition des Wandfilms bei der Koordinate $x = 263 \text{ mm}$ liegt außerhalb des dargestellten Ausschnitts. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass die Größe der Rechenzellen in diesem Bereich auf $\Delta x \approx 0.5 \text{ mm}$ reduziert wurden, um die Gradienten der Strömung richtig zu erfassen. Bei der Generierung des Rechengitters wurde damit in vergleichbarer Weise vorgegangen, wie es bereits in Kapitel 5.1 für die Strömung in der Viertelkreisdüse ausführlich beschrieben wurde.

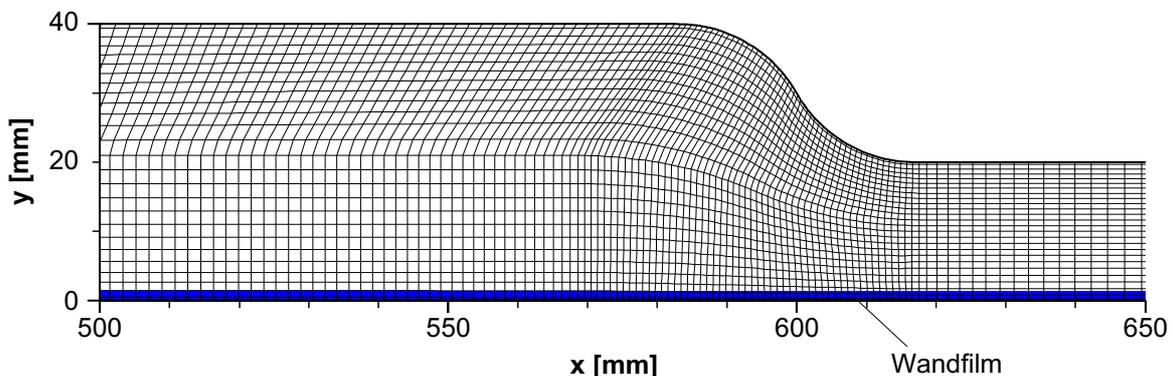


Abb. 5.12: Rechengitter des ebenen Strömungskanals ($350 \times 25 = 8750$ Gitterpunkte)

Für eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse der Strömung in der Viertelkreisdüse mit der aktuellen Geometrie wird kurz auf die Geschwindigkeits- und die Druckverteilung eingegangen. Abbildung 5.13 gibt einen vollständigen Überblick über das Strömungsfeld für eine mittlere Gasgeschwindigkeit am Eintritt $u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$. Damit liegen das resultierende Maximum der Geschwindigkeit sowie die auftretenden Druckgradienten im Bereich des in der vorherigen ebenen Geometrie im Detail diskutierten Strömungsfalls bei einer Eintrittsgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$ (siehe Kapitel 5.1). In den Diagrammen wird dieselbe Skalierung verwendet, so dass die Konturplots unmittelbar mit denen in Abbildung 5.3 vergleichbar sind.

In der Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 5.13(a) zeigt sich, dass die Strömung stromauf der optimierten Düsengeometrie kaum zur Ablösung neigt. Dies ist ein signifikanter Unterschied zur Strömung in der Viertelkreisdüse, in der ein ausgeprägtes Totwassergebiet im Bereich vor der Düse auftritt (vergleiche Abbildung 5.3(a)). In der Düse selbst kann eine sehr gleichmäßige Beschleunigung der Strömung festgestellt werden, was durch den äquidistanten Abstand der Isolinen zum Ausdruck kommt.

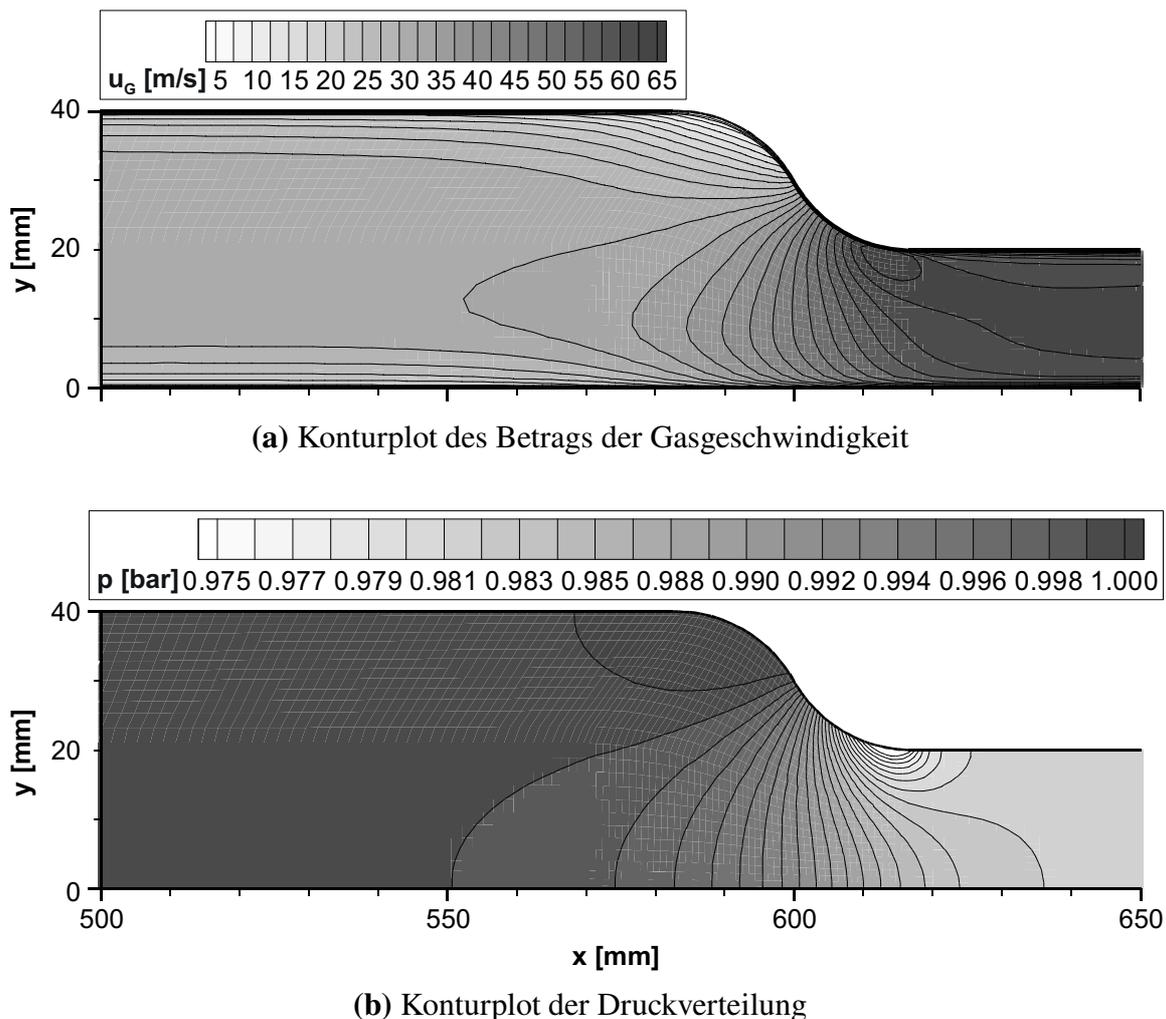


Abb. 5.13: Überblick über das Strömungsfeld in der ebenen Messstrecke ($H_{\text{ein}} = 40 \text{ mm}$, $H_{\text{aus}} = 20 \text{ mm}$, $u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$)

Der im vorherigen Abschnitt konstatierte gleichmäßige Geschwindigkeitsanstieg in der Gasströmung spiegelt sich auch in der Druckverteilung in Abbildung 5.13(b) wieder. Weiterhin wird in dem Konturplot deutlich, dass die Beschleunigung der Strömung sowie der Übergang bis zum Maximalwert der Geschwindigkeit symmetrisch verläuft. Dies ist gleich bedeutend damit, dass der Druckgradient dp/dx einen symmetrischen Verlauf zeigt. Dadurch ist ein weiterer charakteristischer Unterschied zu der Strömung in der Viertelkreisdüse gegeben, in der gemäß Abbildung 5.4 ein unsymmetrischer Verlauf des Druckgradienten gefunden wurde.

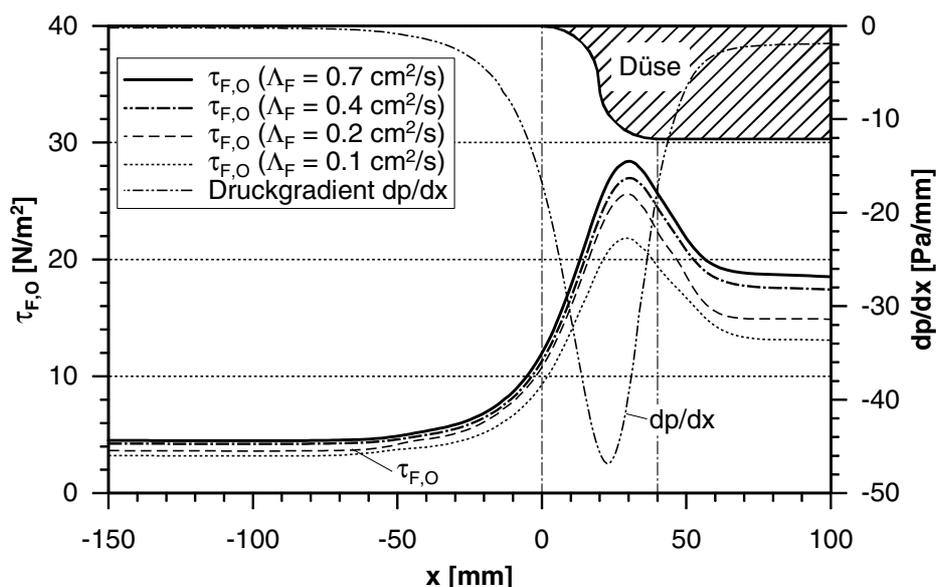


Abb. 5.14: Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion der Beladung Λ_F ($u_{G, ein} = 30 \text{ m/s}$)

Die Überprüfung der Übertragbarkeit erfolgt im Weiteren anhand einer Variation der Film-beladung Λ_F bei konstant gehaltener Eintrittsgeschwindigkeit der Gasströmung $u_{G, ein} = 30 \text{ m/s}$. In Abbildung 5.14 sind der Verlauf des Druckgradienten dp/dx sowie die Verteilungen der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ für die verschiedenen Strömungsfälle aufgetragen. Zunächst belegt der symmetrische Verlauf des Druckgradienten die vorherige Diskussion. Des Weiteren zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Schubspannung in Abhängigkeit von der Beladung, die sich als unmittelbare Folge der erhöhten Rauigkeitswirkung der Filmströmung einstellt. Auf den Vergleich mit gemessenen Werten wird an dieser Stelle aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. Dies stellt keine Einschränkung dar, da in Kapitel 5.1.1 bereits gezeigt werden konnte, dass die Grenzflächenschubspannung mit Hilfe des modifizierten van Driest-Grenzschichtansatzes hinreichend genau vorhergesagt wird. Zum anderen erfolgt eine indirekte Überprüfung beim Vergleich der gemessenen und berechneten Filmdicke. Diese kann nur dann richtig berechnet werden, wenn die zu Grunde liegende Schubspannungsverteilung der Realität entspricht.

Abbildung 5.15 zeigt die gemessenen und berechneten Filmdickenverläufe in der Düse. Die Messungen wurden von Schober (2003) mit einer sehr guten örtlichen Auflösung durchgeführt. Die Übereinstimmung der numerischen Berechnung mit den Messdaten ist offensichtlich. Lediglich im Bereich unmittelbar stromab der Düse sind infolge des Trägheitseffekts im Film

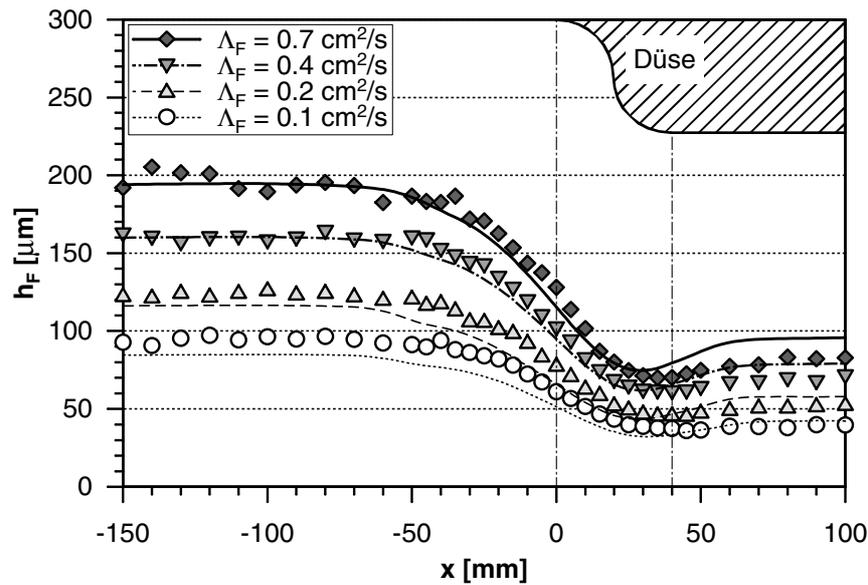


Abb. 5.15: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$)
(Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

nennenswerte Abweichungen zu erkennen, die bei der Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 5.1.3 bereits erklärt wurden.

An dieser Stelle kann zusammenfassend festgestellt werden, dass die beschleunigte ebene Filmströmung bei konstanter Filmbeladung Λ_F mit dem neuen Filmmodell sehr gut beschrieben wird. Insbesondere wurde nachgewiesen, dass die Korrelation für den Formfaktor Ψ , die für eine bestimmte Konfiguration abgeleitet wurde, in beliebige Geometrien übertragbar ist. Damit wird der Rauigkeitseffekt des Wandfilms bei beschleunigter Strömung allgemein richtig wiedergegeben. Im Weiteren ist der Einfluss einer veränderlichen Filmbeladung Λ_F auf die Genauigkeit des numerischen Verfahrens zu klären, die in rotationssymmetrischen Strömungskonfigurationen als Konsequenz der ortsabhängigen Filmbreite auftritt (siehe Kapitel 4.3.3).

5.2 Strömungen in rotationssymmetrischen Düsengeometrien

Für die umfassende Überprüfung des Filmmodells unter Berücksichtigung aller relevanten physikalischen Effekte wird die Strömung in rotationssymmetrischen Düsengeometrien analysiert. Wie bereits mehrfach angesprochen wurde, führt die Beschleunigung der treibenden Gasströmung zum einen zu einem Anstieg der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$, zum anderen wird der Wandfilm durch den wirksamen Druckgradienten dp/dx vorwärts getrieben. In rotationssymmetrischen Strömungskonfigurationen tritt zusätzlich der Effekt auf, dass die Filmbeladung Λ_F sich in Abhängigkeit von der Strömungskordinate kontinuierlich ändert. In Kapitel 4.3.3 wurde im Detail dargelegt, wie die Variation der Beladung in das Modell zur Berechnung der Filmströmung eingeht. Im Weiteren ist zu überprüfen, ob das Modell in der Lage ist, die reale Wandfilmströmung unter diesen technisch relevanten Randbedingungen realitätsgetreu abzubilden.

Im Folgenden werden zwei Düsen mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln betrachtet. Damit werden zum einen die Beschleunigungsparameter der Strömung variiert, da die Geschwindigkeitserhöhung entlang unterschiedlicher Lauflängen erfolgt; zum anderen ergeben sich verschiedene Abhängigkeiten für die Filmbeladung Λ_F . Abbildung 5.16 zeigt die Rechengebiete der beiden untersuchten Konfigurationen. Der Flüssigkeitsfilm strömt an der Innenwand der Düse. Die Gasgeschwindigkeit nimmt infolge der Verjüngung des Strömungsquerschnitts zu. In dieser Anordnung wird die Strömung aufgrund der Form der filmtragenden Wand beschleunigt. Dies führt zu erheblich größeren Schubspannungswerten an der Phasengrenze Gas-Wandfilm als bei der ebenen beschleunigten Strömung, wie bei der Diskussion der Ergebnisse gezeigt wird. Dies ist dadurch begründet, dass im Gegensatz zu der ebenen Filmströmung die Umlenkung der Gasströmung unmittelbar über dem Wandfilm erfolgt.

Bei der Generierung der beiden strukturierten Rechengitter wurde analog zu der in Kapitel 5.1 für den ebenen Fall dargestellten Weise vorgegangen. An der filmtragenden Wand wurde die Größe der wandnächsten Zelle entsprechend der lokalen Grenzflächenschubspannung und dem Druckgradienten eingestellt, um den Gültigkeitsbereich der Wandfunktionen nicht zu verlassen. Zusätzlich wurde das Rechengitter in radialer Richtung in der Nähe der Symmetrieachse verfeinert. Damit wird eine Verzerrung der Rechenzellen in diesem Gebiet weitestgehend vermieden, was von essentieller Bedeutung für die Genauigkeit und das Konvergenzverhalten der numerischen Simulation der Gasströmung ist. Die Berechnung der Gasphase erfolgt mit Hilfe eines Winkelsegments, das aus fünf Zellen in Umfangsrichtung besteht. In beiden Testfällen wird das Rechengebiet durch eine Gesamtzahl von 38500 Zellen repräsentiert.

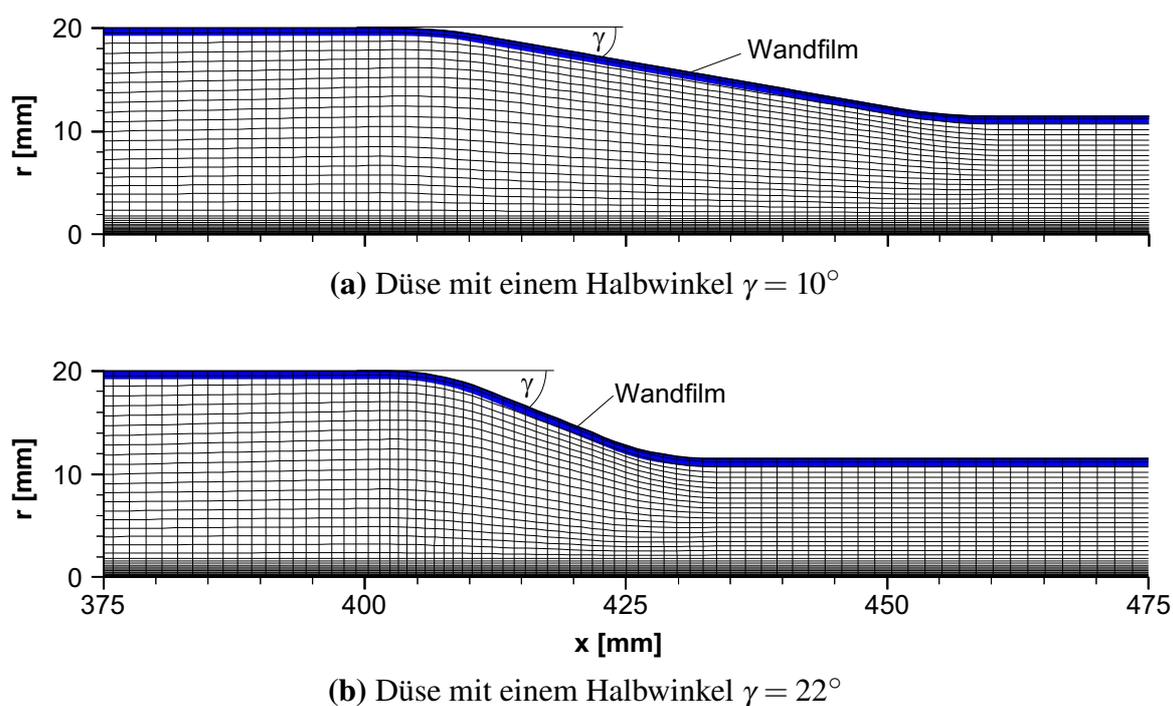


Abb. 5.16: Rechengitter für rotationssymmetrische Strömungsfälle (220 x 35 x 5 Gitterpunkte)

Abbildung 5.17 zeigt exemplarisch das Strömungsfeld in der Düse mit einem Kegelwinkel $\gamma = 10^\circ$ für ein Blockprofil der Gasgeschwindigkeit am Eintritt in das Rechenggebiet $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$ und bei einem Druck $p = 2 \text{ bar}$. Der Konturplot des Betrags der Strömungsgeschwindigkeit zeigt den Geschwindigkeitsanstieg in der Düse. Als Folge der Abnahme des Strömungsquerschnitts um den Faktor drei steigt die Geschwindigkeit auf Werte größer $u_G = 60 \text{ m/s}$ an. Das Zusammenrücken der Isolinien zeigt, dass der Geschwindigkeitszuwachs du_G/dx zum Ende der Düse hin ansteigt.

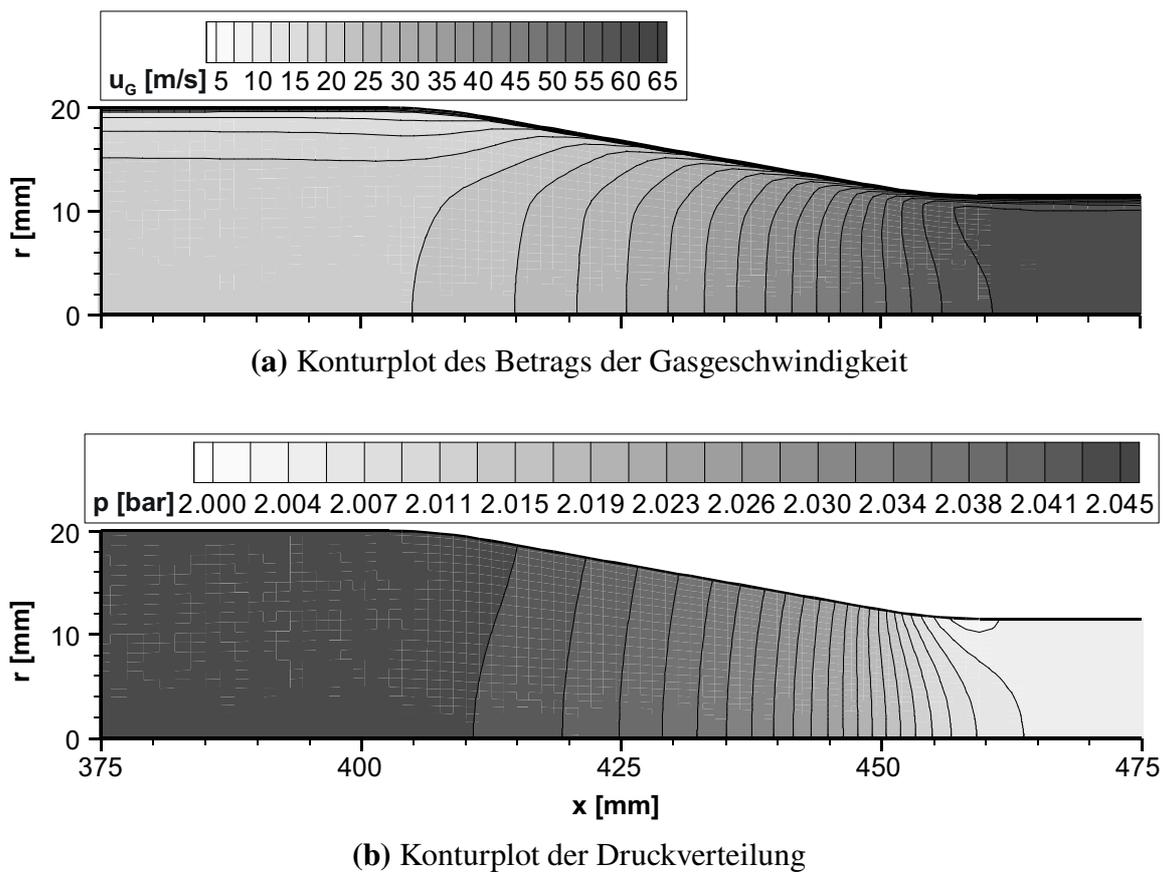


Abb. 5.17: Überblick über das Strömungsfeld in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 10^\circ$
 ($p = 2 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$)

Der berechnete Druckverlauf ist in Abbildung 5.17(b) dargestellt. Aufgrund der Symmetrierandbedingung stehen die Linien konstanten Drucks stets senkrecht auf der Achse. Das Gleiche ist entlang der filmtragenden Wand zu beobachten, da die Strömung parallel zur Wand verläuft. Der Druckgradient steigt entlang der Düse signifikant an, was sich in einer starken Verdichtung der Isolinien ausdrückt. Dies kann unmittelbar durch den Zusammenhang zwischen dem statischen Druck und der Strömungsgeschwindigkeit gemäß

$$\frac{dp}{dx} = -\rho_G u_G \frac{du_G}{dx} \quad (5.2)$$

erklärt werden. Zum einen nimmt das absolute Niveau der Strömungsgeschwindigkeit u_G zu. Zum anderen wurde bereits bei der Diskussion der Geschwindigkeitsverteilung festgestellt, dass der Geschwindigkeitszuwachs du_G/dx bei der Durchströmung der Düse ansteigt.

Auf eine experimentelle Validierung des berechneten Strömungsfelds der Gasphase wurde an dieser Stelle verzichtet, da sich die Messung der Gasgeschwindigkeit in der rotationssymmetrischen Geometrie aufgrund des Wandfilms an der Innenwand als äußerst aufwendig erweist. Zusätzlich wurde bei der Diskussion der Ergebnisse der ebenen Filmströmung bereits nachgewiesen, dass der am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) entwickelte Strömungslöser METIS das globale Strömungsfeld in Düsenkonfigurationen mit hinreichender Genauigkeit vorhersagt. Dennoch wurde zusätzlich eine Berechnung mit dem kommerziellen Programmpaket CFD-ACE™ durchgeführt, um die Simulation der Gasströmung einer kritischen Überprüfung zu unterwerfen. Für den vorliegenden Strömungsfall wurden keine nennenswerten Abweichungen gefunden. Damit können die Ergebnisse der numerischen Simulation der Gasströmung als sichere Grundlage für die Berechnung der Filmausbreitung mit dem Grenzschichtprogramm PROFILM verwendet werden.

5.2.1 Einfluss der Grenzflächenschubspannung

Der Einfluss der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ auf die Filmausbreitung in rotationssymmetrischen Düsengeometrien kann gemäß Gleichung 5.1 mit Hilfe einer gezielten Variation der Strömungsgeschwindigkeit der Gasphase untersucht werden. Alternativ dazu führt eine Erhöhung des Anlagendrucks zu einem Anstieg der Schubspannung. Dieser Effekt geht indirekt über die veränderliche Dichte der Gasphase in die Betrachtung ein. Folgerichtig wird in einem ersten Schritt die Vorhersagegenauigkeit des Filmmodells bei einer Variation des Druckniveaus und konstanter Gasgeschwindigkeit überprüft. Anschließend wird die Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ mit Hilfe unterschiedlicher Gasgeschwindigkeiten am Eintritt in das Strömungsgebiet variiert, um den Einfluss der Grenzflächenschubspannung auf das Strömungsverhalten des Wandfilms umfassend zu klären. Die nachfolgend aufgeführten Ergebnisse wurden in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 10^\circ$ erzielt. Der direkte Vergleich der Strömung in den beiden Konfigurationen zur Analyse des Einflusses unterschiedlicher Beschleunigungsparameter auf die Filmausbreitung erfolgt in Kapitel 5.2.3.

5.2.1.1 Variation des Druckniveaus

Zur Darstellung der Untersuchung des Druckeffekts auf die Filmströmung in rotationssymmetrischen Düsengeometrien ist in Abbildung 5.18 die Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ sowie der Verlauf der Filmbeladung in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 10^\circ$ aufgetragen. Die Beladung des Wandfilms Λ_F nimmt infolge der Reduktion des Radius r_W der Berandung zu. Der Zusammenhang in Gleichung 4.80 führt in der konischen Düse zu einem hyperbolischen Zusammenhang, so dass die Beladung im betrachteten Bereich von ihrem Initialwert $\Lambda_F = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$ an der Startposition des Flüssigkeitsfilms auf $\Lambda_F \geq 0.16 \text{ cm}^2/\text{s}$ ansteigt. Aufgrund der Kontinuitätsgleichung lässt dies zunächst einen Anstieg der Filmdicke erwarten.

Andererseits wird die Strömung in der Düse stark beschleunigt. Der erhöhte Impulsaustausch an der Wand bedingt die Zunahme der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$, was wiederum zu einer Beschleunigung des Wandfilms führt. Da die Konsequenzen der beiden gegenläufigen Effekte nicht unmittelbar abzuschätzen sind, ist an dieser Stelle nicht abschließend zu klären, ob der Film in der Düse aufdickt oder dünner wird. Es ist jedoch offensichtlich, dass die nachfolgenden Filmdickenverteilungen nur dann realitätsgetreu vorhergesagt werden kann, wenn das Modell für die Berechnung der Filmströmung beide Effekte in geeigneter Weise erfasst.

Abbildung 5.18 zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ vom statischen Druck p . Wie bereits mehrfach angesprochen wurde, kann dies unmittelbar auf den Anstieg der Dichte ρ_G zurückgeführt werden, der bei vergleichbarer Gasgeschwindigkeit eine Impulserhöhung in der Strömung zur Folge hat.

Auf Grundlage der berechneten Schubspannungs- und Druckverteilungen wird die Ausbreitung des Wandfilms bestimmt. Abbildung 5.19 zeigt den Vergleich berechneter und gemessener Filmdickenverläufe für die Variation des Drucks p bei konstanter Beladung $\Lambda_{F, \text{ein}}$ an der Startposition des Flüssigkeitsfilms. Um ein besseres Verständnis der düseninneren Strömung zu schaffen, ist in dem Diagramm zusätzlich der Bereich stromauf der Düse aufgetragen. Die berechneten Verläufe zeigen, dass sich der Wandfilm dort aufstaut. Dies steht in direktem Zusammenhang mit dem Totwassergebiet der Gasströmung, das bereits bei der ebenen beschleunigten Strömung in diesem Bereich gefunden wurde. Infolgedessen fällt die treibende Schubspannung auf sehr niedrige Werte ab und führt zu dem beobachteten Effekt. Aufgrund der schlechten optischen Zugänglichkeit dieses Teils der Messstrecke liegen für diesem Bereich keine experimentellen Daten vor.

Die gemessenen Filmdickenwerte in der Düse werden durch die Simulation für die unterschiedlichen Drücke allgemein sehr gut repräsentiert, wenngleich teilweise geringfügige Ab-

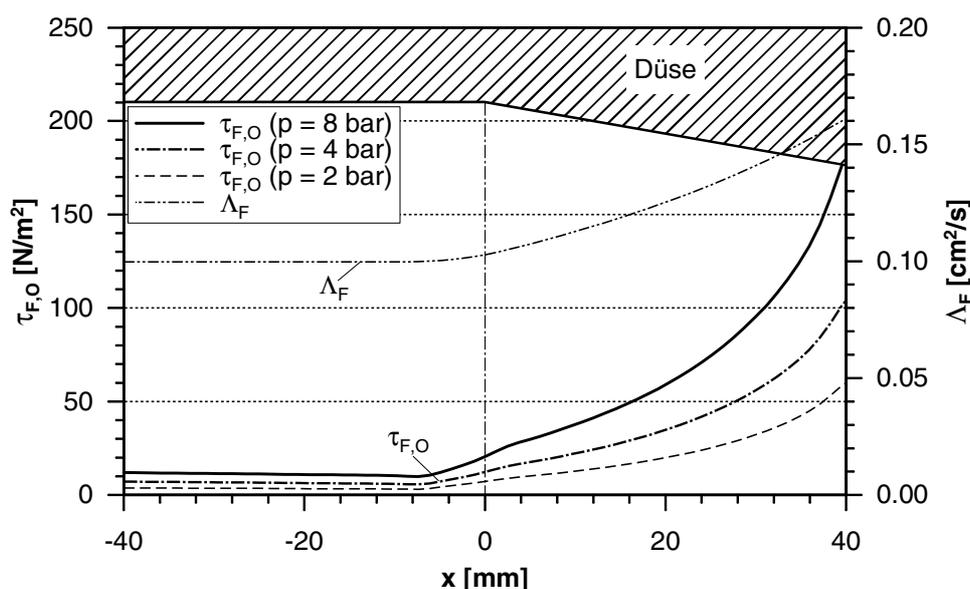


Abb. 5.18: Verlauf der Beladung Λ_F und die Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion des Drucks p ($\Lambda_{F, \text{ein}} = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $\gamma = 10^\circ$)

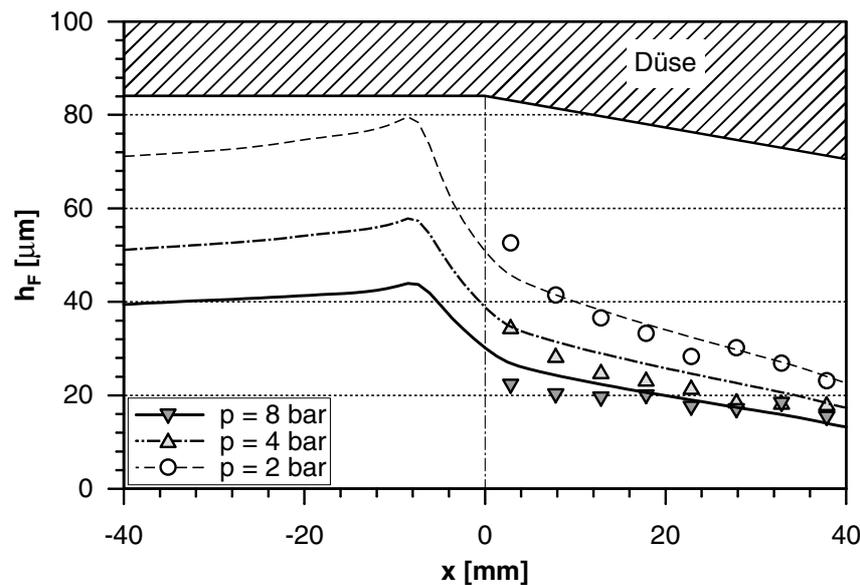


Abb. 5.19: Filmdicke h_F als Funktion des Drucks p ($\Lambda_{F, \text{ein}} = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $\gamma = 10^\circ$)
(Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

weichungen zu erkennen sind. An dieser Stelle ist nicht abschließend zu klären, inwieweit diese auf die numerischen Beschreibung beziehungsweise die äußerst schwierige messtechnische Erfassung der Filmdicke zurückzuführen sind. Die experimentelle Bestimmung der Filmdicke in rotationssymmetrischen Konfigurationen erweist sich als sehr komplex, wie in Kapitel 3.2.1 bei der Vorstellung der verschiedenen Filmdickenmesstechniken beschrieben wurde. Die gemessenen Daten sind daher mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, was auch eine Erklärung für die teilweise unregelmäßigen Verläufe der experimentell ermittelten Filmdickenwerte liefert. Zusammenfassend kann dennoch festgestellt werden, dass die vorhergesagten Tendenzen sowie die Absolutwerte für die betrachteten Strömungsfälle gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen.

5.2.1.2 Variation der Gasgeschwindigkeit

Der Vergleich der Schubspannung $\tau_{F,O}$ an der Phasengrenze Gas-Wandfilm bei einer Variation der Eintrittsgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}}$ ist in Abbildung 5.20 gegeben. Dabei wird der Einfluss der Gasströmung für zwei unterschiedliche Drücke untersucht. Die berechneten Verläufe zeigen einen deutlichen Anstieg der Grenzflächenschubspannung bei einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit. In dem Diagramm fällt auf, dass die Simulation für die Gasgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$ bei einem Druck von $p = 2 \text{ bar}$ annähernd identische Schubspannungswerte vorhersagt, wie bei der niedrigeren Geschwindigkeit auf dem höheren Druckniveau. Die Erklärung für diesen Effekt liefert Gleichung 5.1. Die Verdopplung der Dichte des Gases ρ_G infolge der Druckerhöhung steht im Gleichgewicht mit dem Anstieg der Geschwindigkeit, die quadratisch in die Schubspannungsbestimmung eingeht. Der Schubspannungskoeffizient c_f nimmt in beiden Fällen in etwa gleiche Werte an, da die Rauigkeitswirkung für eine bestimmte Flüssigkeit bei vergleichbaren Strömungsrandbedingungen ähnlich ist. Dies kommt bei der

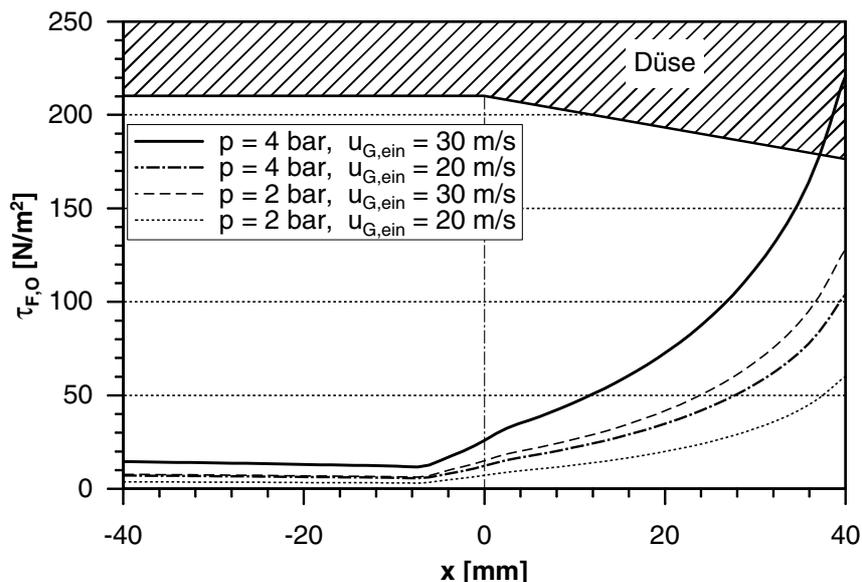


Abb. 5.20: Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion des Drucks p und der Gasgeschwindigkeit $u_{G,ein}$ ($\Lambda_{F,ein} = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\gamma = 10^\circ$)

Berechnungsvorschrift für den Formfaktor Ψ gemäß Gleichung 4.51 zum Ausdruck. In den hier betrachteten Fällen hängt dieser im Wesentlichen von der Film-Weber-Zahl We_F ab, die wiederum nur eine Funktion der Schubspannung und der Filmdicke ist. Damit ist zu erwarten, dass auch die Berechnung des Wandfilms für die beiden Fälle vergleichbare Ergebnisse liefert.

Dies wird unmittelbar in Abbildung 5.21 bestätigt, in der die berechneten Filmdickenverläufe den experimentell ermittelten Daten gegenübergestellt sind. Die berechneten Filmdickenverteilungen für die im vorherigen Abschnitt ausführlich diskutierten Strömungsfälle stimmen weitgehend überein. Ebenso liegen die gemessenen Filmdicken für die beiden Strömungsfälle sehr

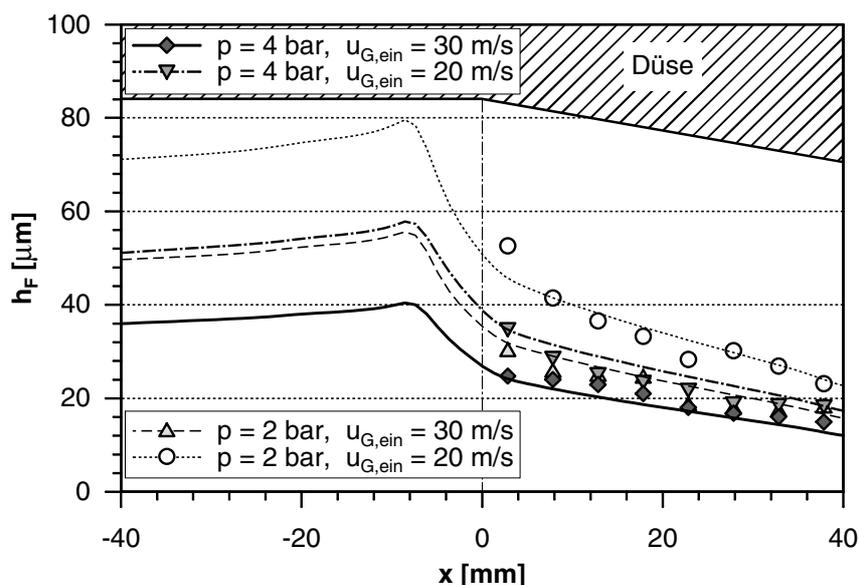


Abb. 5.21: Filmdicke h_F als Funktion des Drucks p und der Gasgeschwindigkeit $u_{G,ein}$ ($\Lambda_{F,ein} = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\gamma = 10^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

dicht beieinander. Damit wird die in der numerischen Beschreibung gefundene Analogie durch die experimentellen Daten in eindrucksvoller Weise bestätigt. Erwartungsgemäß werden für den Testfall bei erhöhtem Druck und maximaler Geschwindigkeit die geringsten Filmdickenwerte gefunden. Allgemein ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der numerischen Simulation und den Messwerten festzustellen.

Im Rahmen der experimentellen Arbeiten von Schober et al. (2003) wurde die Filmströmung visualisiert. Abbildung 5.22 gibt einen Überblick über die Struktur des Wandfilms (Fluid: SHELLSOL D60) bei ähnlichen Strömungsrandbedingungen wie bei den im vorherigen Abschnitt diskutierten Fällen. Der einzige Unterschied liegt darin, dass die Visualisierung für eine größere Filmbeladung $\Lambda_{F, \text{ein}} = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ durchgeführt wurde. Bei der Analyse der Wandfilmausbreitung in Abhängigkeit von der Filmbeladung im nachfolgenden Kapitel wird detailliert dargestellt, dass die oben beschriebene Analogie unabhängig vom absoluten Wert der Beladung Λ_F ist.

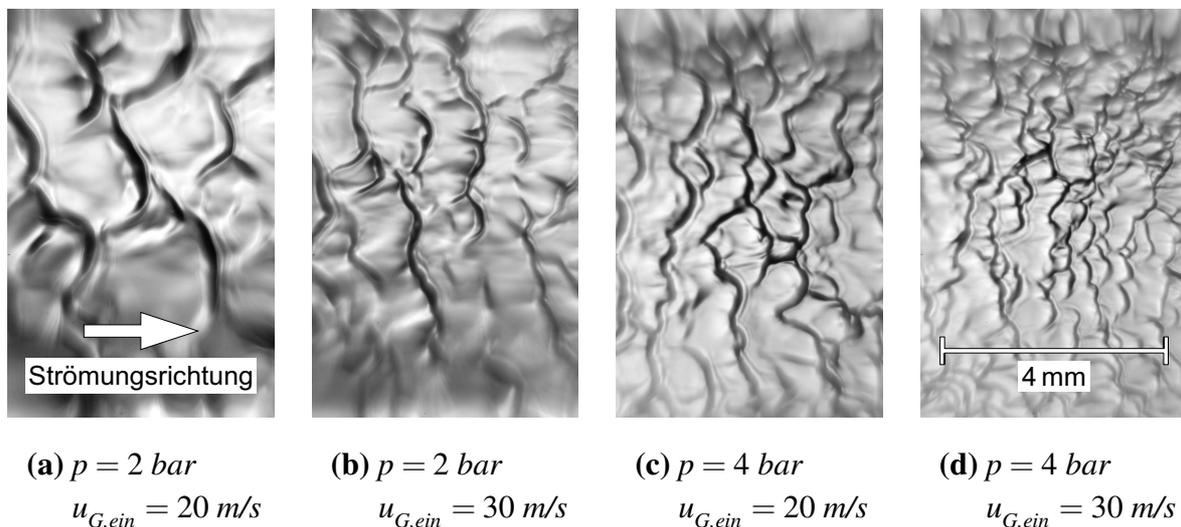


Abb. 5.22: Struktur des Wandfilms als Funktion des Drucks p und der Gasgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}}$ an der Position $x = 20 \text{ mm}$ ($\Lambda_{F, \text{ein}} = 0.4 \text{ cm}^2/\text{s}$), Quelle: Schober et al. (2003)

Die Abfolge der Bilder in Abbildung 5.22(a)-5.22(d) zeigt, wie sich die Oberflächenstruktur des Wandfilms bei einer Erhöhung der treibenden Grenzflächenschubspannung ändert. Die Wellenkämme rücken näher zusammen, so dass die mittlere Wellenlänge λ_F der Filmströmung abnimmt. Dies wirkt sich unmittelbar auf den Impulsaustausch zwischen dem Wandfilm und der Gasströmung aus, da die einzelnen Rauigkeitselemente näher zusammen rücken. Der Vergleich von Bild 5.22(b) und 5.22(c) bestätigt die vorherige Diskussion bezüglich der Analogie der beiden Strömungsfälle, da die Oberflächenstrukturen nahezu identisch erscheinen. An dieser Stelle konnte eindeutig nachgewiesen werden, dass eine Erhöhung des Drucks p sich in gleicher Weise auswirkt wie ein Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit u_G . Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte physikalische Modell zur Beschreibung der Filmströmung erfasst die relevanten Einflüsse in geeigneter Weise und gibt die realen Verhältnisse mit guter Genauigkeit wieder. Da die Übertragbarkeit des Modells gewährleistet ist, kann es insbesondere auch unter brennkammertypischen Randbedingungen eingesetzt werden.

5.2.2 Einfluss der Filmbeladung

In diesem Unterkapitel wird der Einfluss der Beladung Λ_F auf die Filmströmung für unterschiedliche Gasgeschwindigkeiten $u_{G, \text{ein}}$ am Eintritt in die Düse sowie für verschiedene Druckniveaus p diskutiert. Der umfangreiche Vergleich gemessener und numerisch berechneter Filmdickenverläufe dient an dieser Stelle dazu, die Vorhersagegenauigkeit des Berechnungsverfahrens zu dokumentieren. Weiterhin zeigt der Vergleich der Ergebnisse bei unterschiedlichen Drücken, dass die Analogie zwischen einer Geschwindigkeitserhöhung in der Gasphase und einem Druckanstieg für den gesamten Bereich technisch relevanter Filmbeladungen gegeben ist.

Abbildung 5.23 zeigt, dass die Filmdicke in der Düse nicht proportional mit der Beladung $\Lambda_{F, \text{ein}}$ ansteigt. Beispielsweise führt an der Position $x \approx 18 \text{ mm}$ eine Vervielfachung der Beladung lediglich zu einer Verdopplung der Filmdicke h_F . Der Grund dafür ist, dass die Rauigkeitswirkung als Funktion der Filmdicke zunimmt, was unmittelbar zu einer Erhöhung der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F, O}$ führt. Damit wird der Film stärker beschleunigt und dickt nicht so stark auf, wie die Änderung der Filmbeladung es zunächst erwarten ließe. Zusätzlich ist an dieser Stelle zu beachten, dass sich selbst bei vergleichbarer Schubspannung an der Phasengrenze die Filmdicke nicht verdoppeln würde, da es sich bei der Filmströmung um eine Grenzschichtströmung handelt, bei der die Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Wandabstand ansteigt. Zur Erfüllung der Massenbilanz ist damit von einer degressiven Zunahme der Filmdicke als Funktion der Beladung auszugehen.

Das numerische Berechnungsverfahren gibt die gemessenen Verteilungen hinreichend genau wieder, wenngleich die Filmdicke bei der hohen Beladung geringfügig überschätzt wird. Der Vergleich zwischen Messung und Rechnung zeigt insbesondere bei großen Filmhöhen, dass die berechneten Werte von den gemessenen abweichen. An dieser Stelle ist zu berücksichtigen,

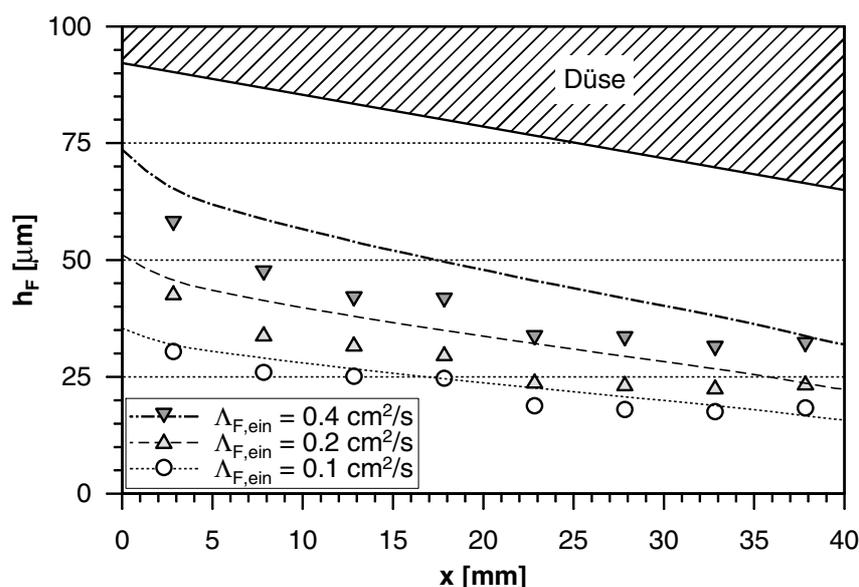


Abb. 5.23: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 2 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 30 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$) ($\gamma = 10^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

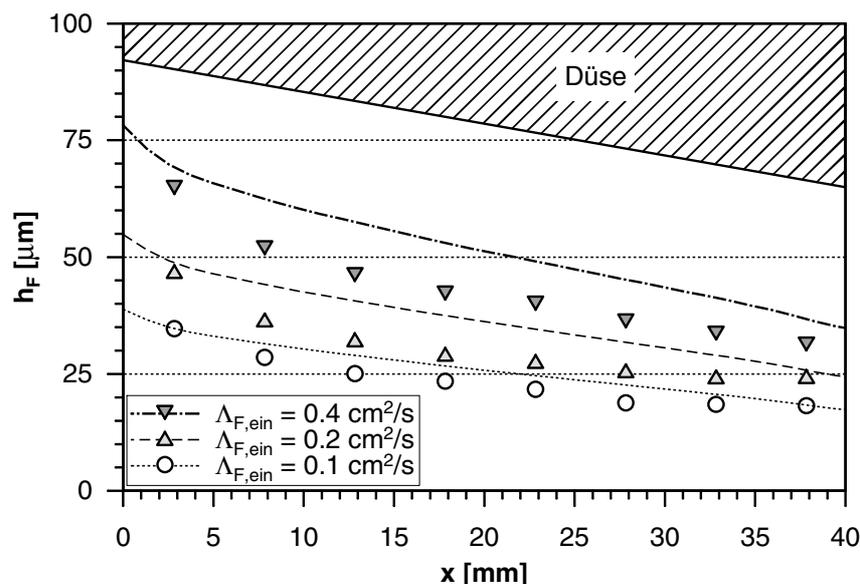


Abb. 5.24: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 4 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$) ($\gamma = 10^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

dass die Messgenauigkeit des LFDMM-Verfahrens mit zunehmender Filmdicke und Welligkeit geringer wird. Der prozentuale Anteil gültiger Messwerte nimmt ab, da aufgrund der steilen Flankenwinkel an den Wellenkämmen keine Messung möglich ist. Damit werden vorzugsweise die maximalen Erhebungen der welligen Oberflächenstruktur nicht mehr vollständig erfasst. Die Struktur wird zwar mit Hilfe verschiedener Algorithmen vervollständigt, um den Fehler bei der Bestimmung der mittleren Filmdicke gering zu halten, ein Unterschätzen des real vorliegenden Werts ist unter den gegebenen Bedingungen jedoch nicht vollständig auszuschließen. In Anbetracht dessen ist die Übereinstimmung zufrieden stellend. Insbesondere werden die Tendenzen für alle betrachteten Strömungsfälle sehr gut wiedergegeben.

Wie bereits diskutiert, wirkt sich eine Geschwindigkeitsänderung in der Gasströmung analog zu einer Erhöhung des Drucks aus. Dies kommt bei dem Vergleich der Filmdickenverläufe in Abbildung 5.23 und 5.24 eindrucksvoll zum Vorschein. In den beiden Fällen entspricht die Verdopplung des Drucks und der damit verbundenen Dichteänderung ρ_G des Gases gemäß Gleichung 5.1 ungefähr dem Anstieg der Gasgeschwindigkeit, der quadratisch in die Betrachtung eingeht. Sowohl die gemessenen als auch die berechneten Filmdickenverteilungen stimmen für alle untersuchten Filmbeladungen Λ_F weitgehend überein.

Zur Überprüfung der Übertragbarkeit des Filmmodells auf brennkammertypische Bedingungen wurden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen bis zu einem Druck $p = 8 \text{ bar}$ durchgeführt. Die Grenzflächenschubspannungen $\tau_{F,O}$, die sich bei „kalter“ Strömung und typischen Strömungsgeschwindigkeiten ergeben, sind mit denen bei hohen Drücken und Temperaturen im Triebwerk vergleichbar. Die Untersuchungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt, um die Filmausbreitung unabhängig von weiteren Einflüssen zu analysieren. In Kapitel 6 bei der Diskussion praxisrelevanter Strömungsfälle wird gezeigt, dass das Filmmodell auch in der Lage ist, die Verdunstung schubspannungsgetriebener Wandfilme infolge des gaseitigen und rückwärtigen Wärmeeintrags zu beschreiben.

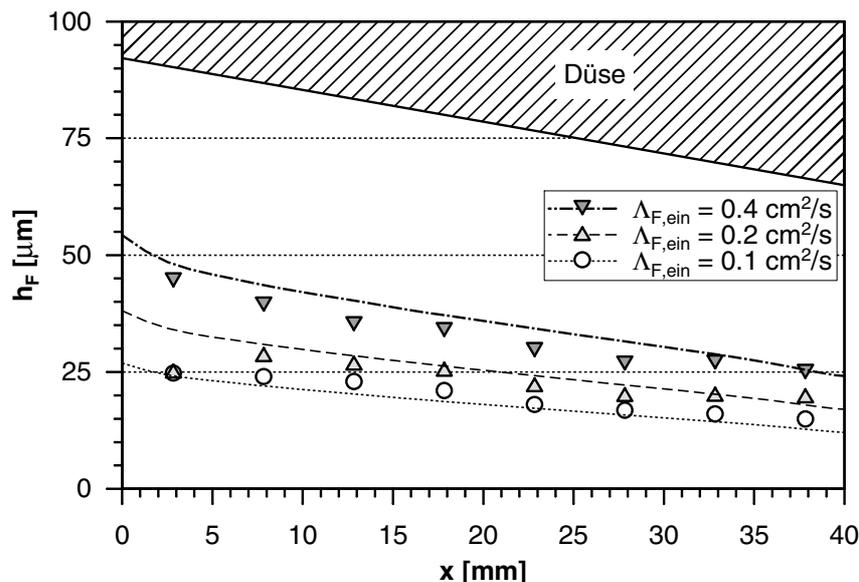


Abb. 5.25: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 4 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 30 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$) ($\gamma = 10^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

Der Vergleich von Abbildung 5.25 und 5.26 zeigt, dass die oben beschriebene Analogie zwischen Geschwindigkeits- und Druckanstieg auch bei erhöhtem Druckniveau zu finden ist. Auch für diese Fälle liefern sowohl die numerische Beschreibung als auch das Experiment vergleichbare Filmdickenverteilungen. Zusätzlich ist festzustellen, dass die berechneten und gemessenen Filmdicken signifikant besser übereinstimmen, als in den weiter oben betrachteten Strömungsfällen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das optische Filmdickenmesssystem bei dünnen, weniger welligen Filmströmungen eine bessere Validierung aufweist. Eine Unterbe-

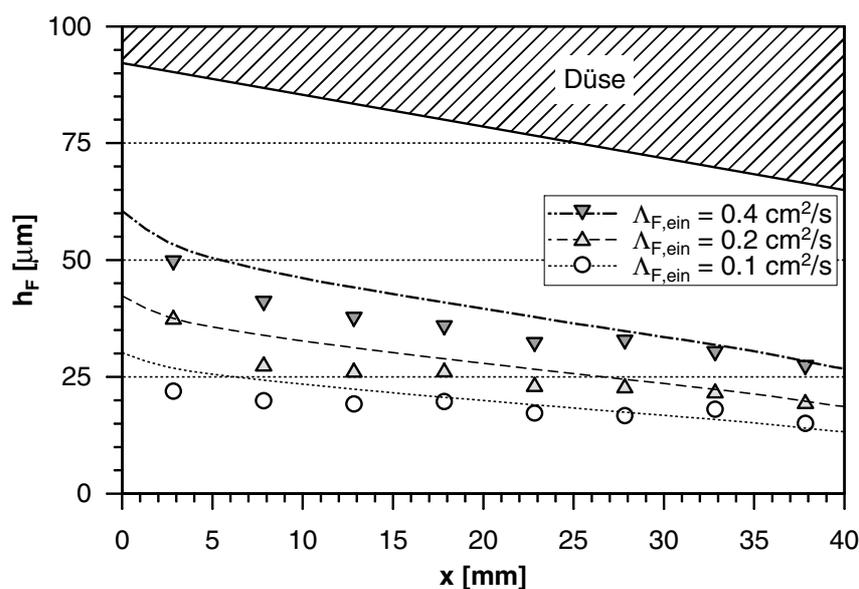


Abb. 5.26: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 8 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$) ($\gamma = 10^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

stimmung der Filmdicke aufgrund der Beschränkungen des Messsystems für Wandfilmströmungen auf gekrümmten Oberflächen kann an dieser Stelle ausgeschlossen werden.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass das Filmmodell die experimentellen Ergebnisse in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 10^\circ$ hinreichend genau vorhersagt. Im Weiteren ist der Nachweis zu führen, dass es in unterschiedliche Konfigurationen übertragen werden kann, wenn eine Variation der Beschleunigungsparameter der Strömung erfolgt.

5.2.3 Einfluss der äußeren Kontur auf die Filmströmung

Zur Überprüfung der Übertragbarkeit des numerischen Modells auf die Strömung in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 22^\circ$ wird zunächst das globale Strömungsfeld der Gasphase vorgestellt. In Abbildung 5.27 sind die Geschwindigkeits- und die Druckverteilungen bei gleicher Gasgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}}$ am Eintritt in das Rechengebiet aufgetragen, analog dem Strömungsfall, der am Anfang dieses Kapitels für die 10° -Düse diskutiert wurde. Auch der Druck p und die Temperatur T werden entsprechend eingestellt. Erwartungsgemäß tritt eine deutlich stärkere Geschwindigkeitszunahme in Strömungsrichtung auf, die sich in Abbildung 5.17 für die 22° -Düse in einer intensiveren Verdichtung der Isolinien in der Geschwindigkeits-

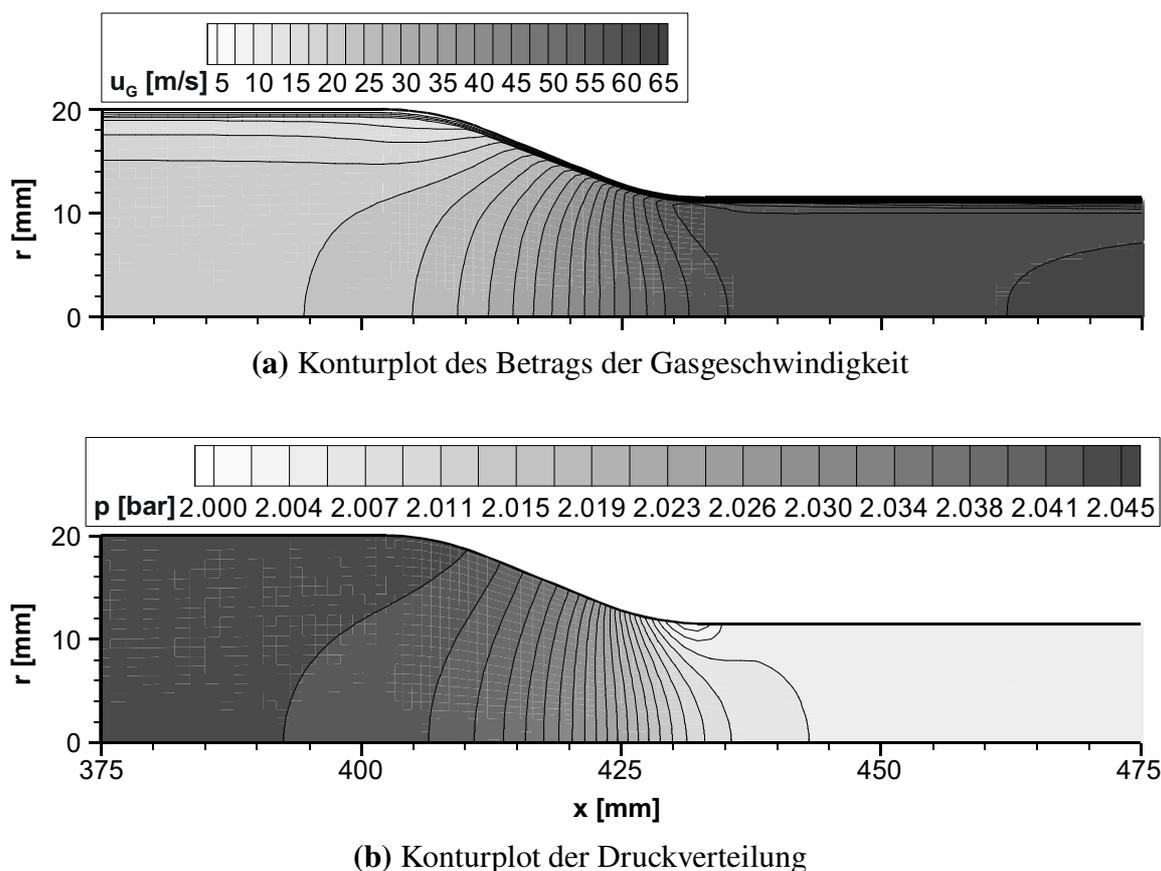


Abb. 5.27: Überblick über das Strömungsfeld in der Düse mit dem Halbwinkel $\gamma = 22^\circ$
 ($p = 2 \text{ bar}$, $u_{G, \text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$)

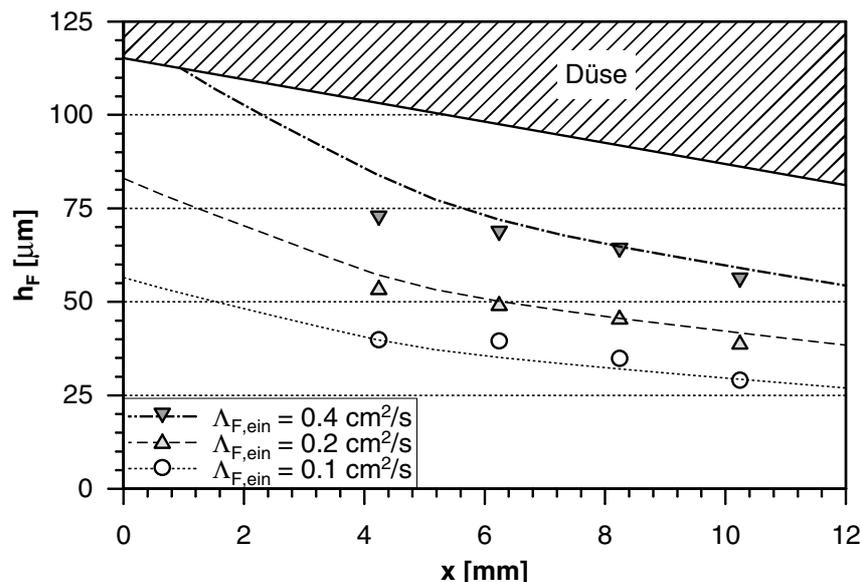


Abb. 5.28: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 2 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$) ($\gamma = 22^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

beziehungsweise in der Druckverteilung zeigt. Zusätzlich steigt die Filmbeladung im Vergleich zu der Strömung in der 10° -Düse schneller an, da der Strömungsquerschnitt und damit der Umfang auf einer kürzeren Lauflänge in Strömungsrichtung verringert wird.

Zunächst wird ein umfassender Vergleich zwischen numerischer Berechnung und experimentell ermittelten Daten für unterschiedliche Drücke p und Filmbeladungen $\Lambda_{F,\text{ein}}$ durchgeführt. Die Abbildungen 5.28-5.30 zeigen die Filmdickenverteilungen in der 22° -Düse für eine Variation des Drucks im Bereich $p = 2..8 \text{ bar}$. Aufgrund geometrischer Einschränkungen kann das

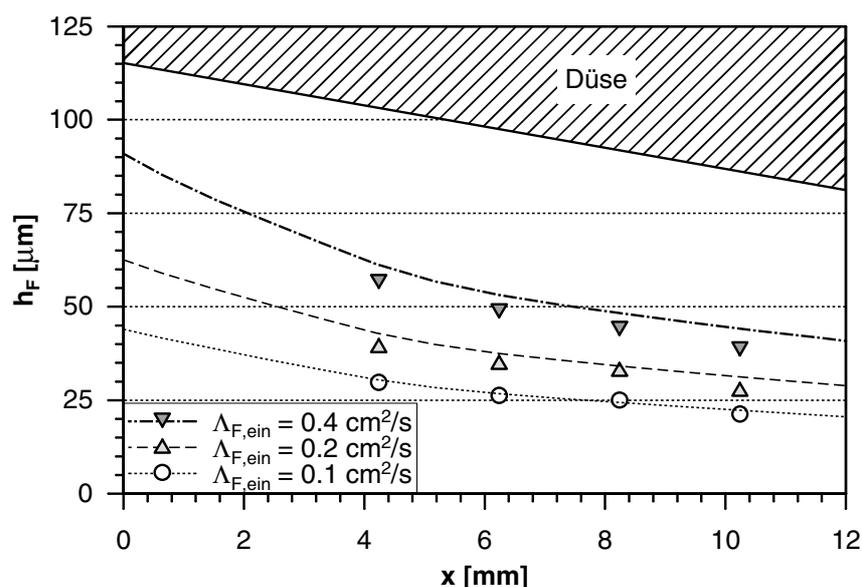


Abb. 5.29: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 4 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$) ($\gamma = 22^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

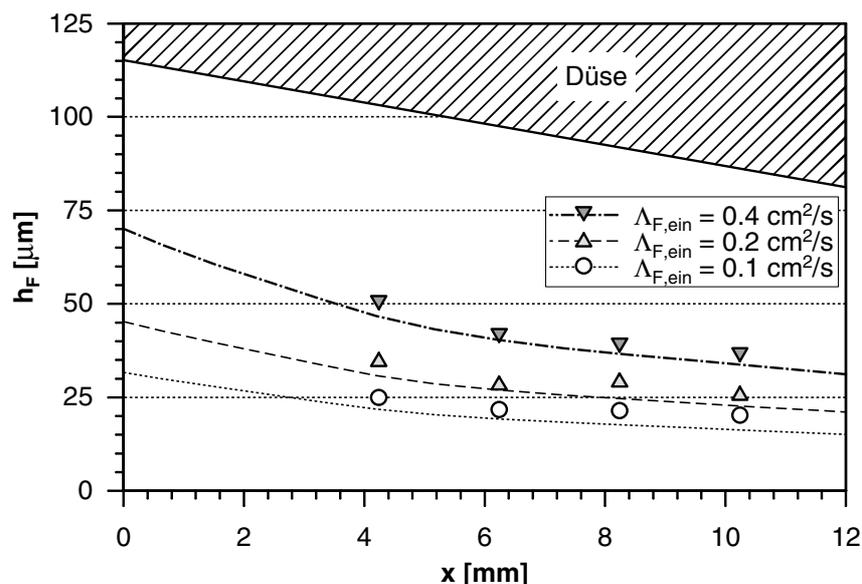


Abb. 5.30: Filmdicke h_F als Funktion der Beladung Λ_F ($p = 8 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$) ($\gamma = 22^\circ$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung, Fluid: SHELLSOL D60)

Filmdickenmesssystem lediglich in der Region in der Mitte der Düse eingesetzt werden, so dass nur für diesen Bereich experimentelle Vergleichsdaten vorliegen.

Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Werten ist festzustellen. Sowohl die Verläufe, als auch die absoluten Filmdickenwerte werden für diesen Bereich der Strömung mit einem hohen Maß an Genauigkeit wiedergegeben. Auch in dieser Konfiguration entzieht sich die Region am Eintritt in die Düse, in der ein Aufdicken des Wandfilms zu beobachten ist, der experimentellen Analyse. Für die Anwendbarkeit des Filmmodells für technisch relevante Strömungsfälle stellt diese Problematik keine Einschränkung dar, da in realen Anwendungen im Allgemeinen versucht wird, ein Aufstauen des Wandfilms zu vermeiden.

Um die Ergebnisse in den beiden Konfigurationen direkt miteinander vergleichen zu können, werden die Datensätze als Funktion der dimensionslosen Düsenkoordinate x/L aufgetragen. Diese ergibt sich für die unterschiedlichen Geometrien, indem die Laufkoordinate x auf die geometrische Länge der jeweiligen Düse L bezogen wird.

Abbildung 5.31 zeigt die Verläufe der Grenzflächenschubspannung $\tau_{F,O}$ für eine Gasgeschwindigkeit am Eintritt $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$ und zwei typischen Filmbeladungen $\Lambda_{F,\text{ein}}$ am Eintritt. Es wird deutlich, dass die Schubspannungen für beide Düsengeometrien in der gleichen Größenordnung liegen. Der typische Anstieg der Schubspannung infolge einer Erhöhung der Filmbeladung ist in beiden Fällen zu erkennen.

Auffällig ist, dass die Schubspannung $\tau_{F,O}$ für die 22° -Düse bis zu der Koordinate $x/L \approx 0.2$ kleinere Werte annimmt, zum Düsenende hin jedoch auf geringfügig größere Werte ansteigt. Der Grund dafür ist allein in der Strömung der Gasphase zu suchen. Diese wird am Eintritt in die 22° -Düse wegen des größeren Winkels am Übergang stärker verzögert, als dies in der 10° -Düse der Fall ist. Damit liegen in diesem Bereich geringere Strömungsgeschwindigkeiten vor, was unmittelbar zu kleineren Schubspannungswerten führt. Gegen Ende der Düse hin wird

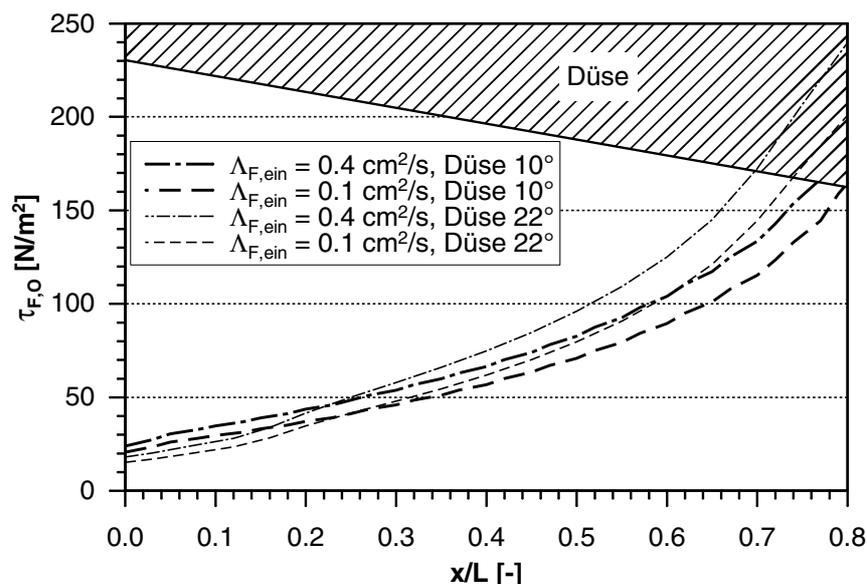


Abb. 5.31: Verlauf der Schubspannung $\tau_{F,O}$ als Funktion der dimensionslosen Koordinate x/L ($p = 2 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$)

die Gasphase in der 22° -Konfiguration hingegen erheblich stärker beschleunigt, da stromab der Düse eine zunehmende Einschnürung der Strömung auftritt. Dies lässt sich unmittelbar beim Vergleich der Konturplots der Druckverteilungen in den beiden Geometrien in Abbildung 5.17(b) beziehungsweise 5.27(b) klären. Das Gebiet mit Ablöseneigung fällt am Ende der 22° -Düse erheblich ausgeprägter aus, was die erhöhten Schubspannungswerte in diesem Bereich erklärt. Die beschriebenen Abhängigkeiten sind somit auf Trägheitseffekte in der Gasströmung zurückzuführen, denen am Ein- und am Austritt der Düse eine entscheidende Rolle zukommt. Der Wandfilm ist in diesem Zusammenhang von untergeordneter Bedeutung.

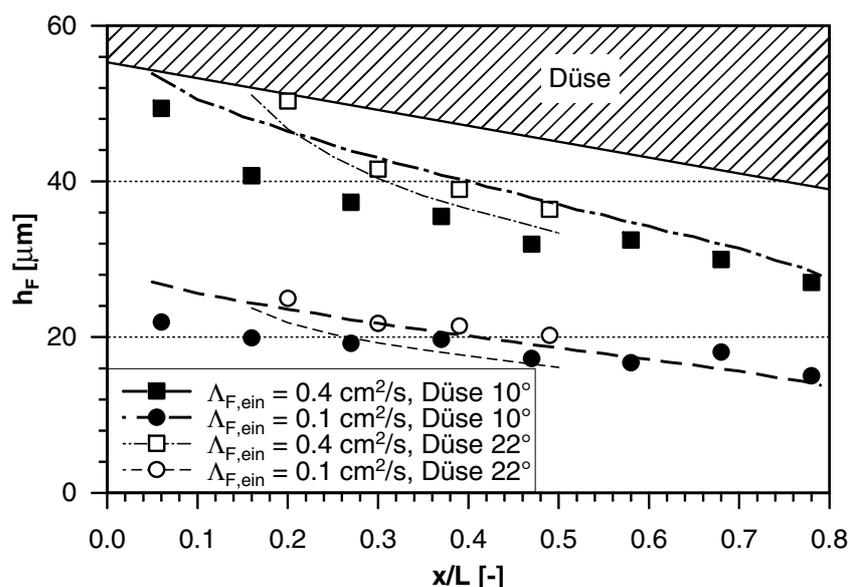


Abb. 5.32: Filmdicke h_F als Funktion als Funktion der dimensionslosen Koordinate x/L ($p = 8 \text{ bar}$, $u_{G,\text{ein}} = 20 \text{ m/s}$, $T = 293 \text{ K}$, Linien: Rechnung, Symbole: Messung)

Der Vergleich der berechneten und gemessenen Filmdickenverteilungen für die beiden Konfigurationen ist in Abbildung 5.32 gegeben. An dieser Stelle ist anzumerken, dass die Filmbeladung Λ_F in den beiden Düsen gleichermaßen ansteigt, da der Umfang sich in beiden Fällen umgekehrt proportional zur dimensionslosen Koordinate x/L ändert. Da die Schubspannung an der Phasengrenze $\tau_{F,O}$ sowie der Druckgradient dp/dx in beiden Konfigurationen vergleichbare Abhängigkeiten zeigen, ist davon auszugehen, dass sich auch die Filmströmung ähnlich verhält. Dies wird durch die experimentellen und numerischen Ergebnisse bestätigt. Die Filmdicken für beide Beladungen unterscheiden sich nur wenig. Der Schnittpunkt der numerisch berechneten Verläufe liegt konsequenterweise in dem Gebiet, in dem die Überschneidung der Schubspannungsverteilungen gefunden wurde. Die experimentellen Daten in der 22° -Düse sind auf den Bereich in der Mitte der Düse beschränkt. Die physikalischen Größen, die für die Filmausbreitung von Bedeutung sind, stimmen dort für beide Konfigurationen noch weitgehend überein, so dass bei den gemessenen Filmdicken nur geringfügige Unterschiede auszumachen sind.

In diesem Kapitel konnte eindeutig nachgewiesen werden, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte numerische Verfahren in unterschiedliche Geometrien übertragbar ist, wenn sich die physikalischen Gegebenheiten nicht grundlegend ändern. Damit konnte belegt werden, dass durch die Berücksichtigung des Druckgradienten erstmals Wandfilmströmungen auf gekrümmten Oberflächen bei beschleunigter Strömung richtig abgebildet werden können.

Im folgenden Kapitel wird das Modell auf technisch relevante Strömungsfälle angewendet, um grundlegende Effekte in Zweiphasenströmungen unter dem Einfluss einer starken Beschleunigung zu klären, in denen dem Strömungsverhalten des Wandfilms eine entscheidende Bedeutung zukommt.

6 Behandlung praxisrelevanter Probleme

Nach der kritischen und erfolgreichen Überprüfung des Berechnungsverfahrens an generischen Testfällen wird das vorgeschlagene Modell auf praxisrelevante Strömungsfälle angewendet. Auf diese Weise soll das übergeordnete Entwicklungsziel abschließend dokumentiert werden: Die Bereitstellung einer numerischen Methode für die Auslegung von Systemen zur Kraftstoffaufbereitung in Gasturbinenbrennkammern sowie ottomotorischen Anwendungen unter realen Betriebsbedingungen.

Zunächst wird die Zweiphasenströmung in einer LPP-Vorverdunstungsstrecke diskutiert, wobei ein besonderes Augenmerk auf das Verdunstungsverhalten des Wandfilms als Funktion der wandseitigen Aufheizung beziehungsweise des Dralls in der Hauptströmung gelegt wird. Anschließend wird die Filmausbreitung in einem Airblastzerstäuber diskutiert, bei dem der Kraftstoff durch einen Spalt auf der Filmlegerlippe aufgebracht wird. Hier stehen die dynamischen Eigenschaften des Wandfilms (mittlere Dicke und Strömungsgeschwindigkeit des Fluids) sowie die Stoffeigenschaften an der Zerstäuberseite im Mittelpunkt des Interesses. Letztere ändern sich kontinuierlich bei der Aufheizung des Flüssigkeitsfilms. Die korrekte Vorhersage dieser physikalischen Größen ermöglicht eine realistische Beschreibung der Zerstäubungsprozesse an der Abrisskante, da diese von der Strömungssituation und gleichermaßen von den Stoffeigenschaften geprägt wird.

6.1 Analyse der Strömung in einer LPP-Vorverdunstungsstrecke

Ein fortschrittliches Konzept für die magere Verbrennung, das auf der Verdunstung eines Kraftstofffilms basiert, wurde von Liedtke und Schulz (2003) entwickelt. Die neuartige Verbrennungsführung beruht darauf, dass die heißen Abgase der Verbrennung vor dem Verlassen

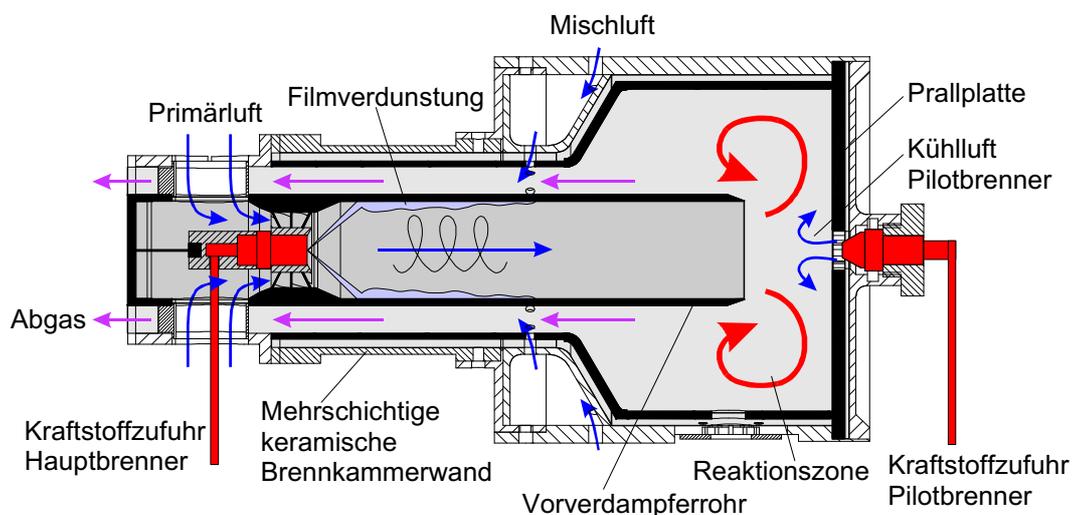


Abb. 6.1: Konzept für die magere Verbrennung unter Einsatz der Filmverdunstung (Liedtke und Schulz (2003))

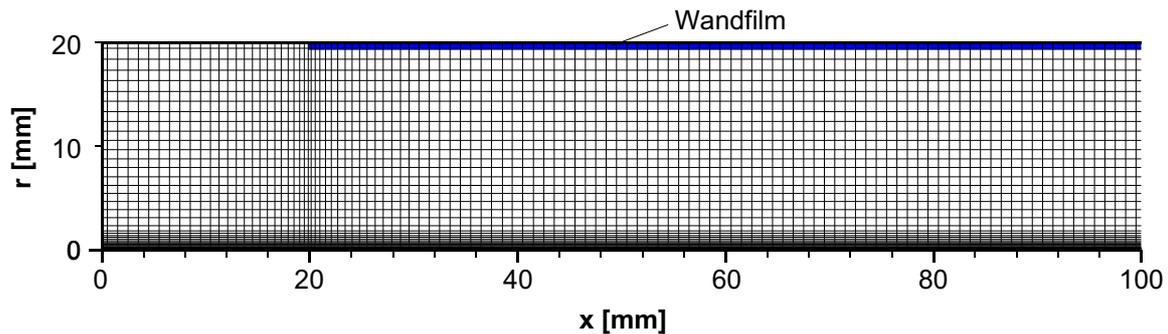


Abb. 6.2: Strukturiertes Rechengitter der Vorverdunstungsstrecke
($190 \times 35 \times 5 = 33250$ Gitterpunkte)

der Brennkammer im Gegenstromprinzip an der Außenseite des Verdampferrohrs vorbei geleitet werden. Eine schematische Darstellung der Umkehranordnung des Brenners ist in Abbildung 6.1 gegeben. Bei der gewählten Vorgehensweise wird die Rückwand des Verdampferrohrs durch die heißen Abgase, die eine Temperatur von bis zu $T = 1100..1400 \text{ K}$ erreichen, auf Wandtemperaturen im Bereich von $T_{w,Sz} = 600..700 \text{ K}$ aufgeheizt. Das Rohr besteht aus Edelstahl (V2A) bei einer Dicke von 5 mm . Die Wärmeleitfähigkeit des metallischen Trägermaterials beträgt $\lambda_w = 15 \text{ W/(mK)}$.

Der Kraftstoff wird durch einen Druckzerstäuber auf der Achse des Verdampferrohrs eingebracht. Die Tropfen des Kraftstoffsprays bilden circa 20 mm stromab einen Wandfilm aus. Liedtke (2003) stellt fest, dass der aufgesprühte Kraftstoff annähernd vollständig im Wandfilm verbleibt. Der Grund dafür liegt darin, dass unter den gegebenen Randbedingungen keine Reflektion der Tropfen des Kraftstoffsprays an der Wand auftritt und diese auch nicht aufgrund aerodynamischer Kräfte in der Gasströmung nachzerstäubt werden.

Abbildung 6.2 zeigt das strukturierte Rechengitter für die Vorverdunstungsstrecke des von Liedtke und Schulz (2003) entwickelten Brenners für die kleine bis mittlere Leistungsklasse. Die Stoffströme der Primärluft, die eingespritzte Kraftstoffmenge sowie die Wandtemperaturen an der Rückseite des Verdampferrohrs $T_{w,Sz}$ sind bekannt, so dass die Verdunstung des Kraftstofffilms separat betrachtet werden kann. Die entkoppelte numerische Berechnung ist möglich, da eine Stromaufwirkung der Flamme in das Verdampferrohr weitgehend ausgeschlossen werden kann. Diese wird im Bereich vor der Prallplatte durch das Aufplatzen der Drallströmung stabilisiert.

6.1.1 Einfluss der rückwärtigen Wandtemperatur $T_{w,Sz}$

Zunächst wird der Einfluss der rückwärtigen Wandtemperatur $T_{w,Sz}$ auf das Verdunstungsverhalten bei unverdrallter Strömung untersucht. Die Berechnung wurde für den Auslegungspunkt der Anlage bei einem Druck $p = 2 \text{ bar}$, einer Eintrittstemperatur $T_{G, \text{ein}} = 300 \text{ K}$ sowie einem Film-massenstrom $\dot{m}_{F, \text{ein}} = 3.7 \text{ g/s}$ durchgeführt. Der Luftmassenstrom durch das Verdampferrohr beträgt $\dot{m}_G = 100 \text{ g/s}$, was bei dem eingestellten Druck zu einer mittleren Gasgeschwindigkeit $u_{G, \text{ein}} \approx 35 \text{ m/s}$ führt. Die Versuchsanlage wird mit Dieselmotorkraftstoff betrieben, der für die numerische Berechnung durch n-Tetradekan angenähert wird. Dieses Alkan weist vergleichbare

Verdunstungseigenschaften auf und auch die Stoffeigenschaften, die für die Dynamik der Filmströmung von maßgeblicher Bedeutung sind, stimmen gut mit denen von Diesel überein. Die Verwendung von Einkomponentenfluiden als Ersatzflüssigkeit für die Beschreibung der Verdunstungsverhaltens realer Kraftstoffe wird seit langem bei der Verdunstung und der Ausbreitung von Tropfen erfolgreich eingesetzt. Insbesondere die Effekte bei der Aufheizung können qualitativ richtig abgebildet werden. Diese Vorgehensweise soll nun hier für den Wandfilm analog angewendet werden.

Zunächst sind in Abbildung 6.3 der berechnete Filmdickenverlauf h_F sowie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $u_{F,m}$ für rückwärtige Wandtemperaturen im für diese Anwendung relevanten Bereich $T_{W,Sz} = 600..700\text{ K}$ aufgetragen. Aus dem Diagramm geht hervor, dass die Verdunstungslängen zwischen $46 < \Delta x \leq 77\text{ mm}$ liegen. Die Berechnung bestätigt an dieser Stelle die von Liedtke und Schulz (2003) bei der Auslegung gewählte Länge für das Verdampferrohr $L = 200\text{ mm}$. Der Kraftstoff ist unter den relevanten Bedingungen stets bis zur Mitte vollständig verdunstet, so dass ein ausreichend großer Bereich für die homogene Durchmischung des Kraftstoff-Luft-Gemischs zur Verfügung steht. Dies erklärt unmittelbar die guten Abgaswerte, die mit dem neuartigen Konzept bei sehr kompakter Bauweise erzielt werden können. Die Filmgeschwindigkeiten liegen im Bereich $0.5 < u_{F,m} \leq 1.0\text{ m/s}$. Der Geschwindigkeitsanstieg im Startbereich des Wandfilms resultiert aus der Aufheizung der Filmflüssigkeit und der damit verbundenen Abnahme der dynamischen Zähigkeit μ_F . Der Wandfilm wird zunächst dünnflüssiger, ohne dass der Filmmassenstrom signifikant abnimmt, da nennenswerte Verdunstungsraten erst ab einer Filmtemperatur $T_{F,m} \approx 400..450\text{ K}$ auftreten.

Die Temperaturverteilung des Fluids $T_{F,m}$ sowie des im Wandfilm verbliebenen Flüssigkeitsmassenstroms \dot{m}_F ist in Abbildung 6.4 dokumentiert. Die steigende Wandtemperatur $T_{W,Sz}$ führt erwartungsgemäß zu einer schnelleren Aufheizung der Filmflüssigkeit, die mit einem früheren Einsetzen der Verdunstung verbunden ist. Dies wird durch den berechneten Verlauf

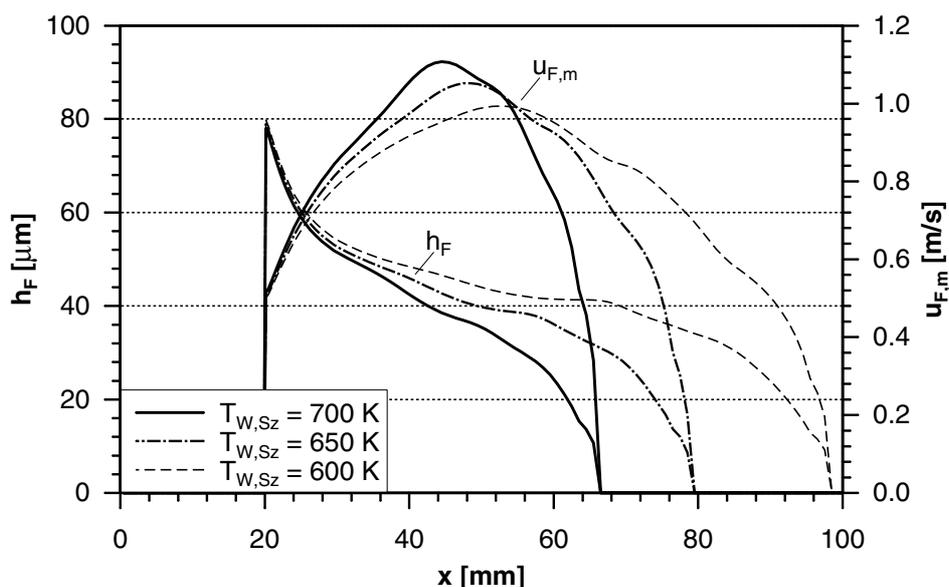


Abb. 6.3: Filmdicke h_F und Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$ als Funktion der Wandtemperatur $T_{W,Sz}$ ($p = 2\text{ bar}$, $T_{G, \text{ein}} = 300\text{ K}$, $u_{G, \text{ein}} = 35\text{ m/s}$, $\dot{m}_{F, \text{ein}} = 3.7\text{ g/s}$, n-Tetradekan)

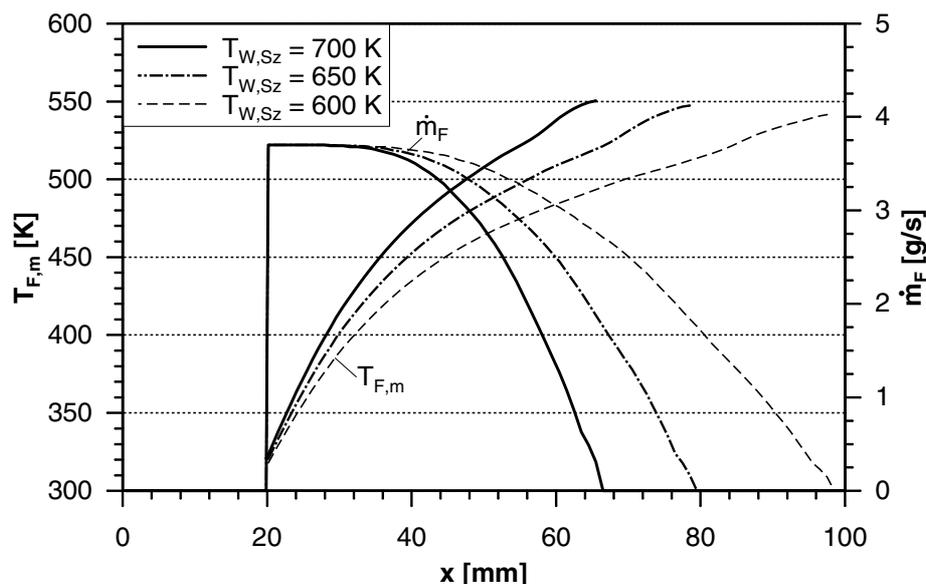


Abb. 6.4: Filmtemperatur $T_{F,m}$ und Massenstrom \dot{m}_F als Funktion der Wandtemperatur $T_{w,Sz}$ ($p = 2 \text{ bar}$, $T_{G, \text{ein}} = 300 \text{ K}$, $u_{G, \text{ein}} = 35 \text{ m/s}$, $\dot{m}_{F, \text{ein}} = 3.7 \text{ g/s}$, n-Tetradekan)

für den Filmmassenstrom sofort bestätigt. Während auf den ersten 20 mm der Vorverdunstungsstrecke die Filmmasse nur unmerklich abnimmt, ist nach dem Erreichen einer Filmtemperatur $T_{F,m} \approx 500 \text{ K}$ für alle Testfälle eine sehr schnelle Verdunstung festzustellen.

Bei der Verdunstung auf dem metallischen Träger fällt allgemein auf, dass die Endtemperaturen im Bereich $T_{F,m} = 530..550 \text{ K}$ liegen. Nach Brandauer (1993) ist in diesem Temperaturfenster bei der Verwendung von Diesel mit einer starken Belagbildung zu rechnen. Diese tritt als Folge der Verkokung der schwer flüchtigen Anteile des Kraftstoffs auf. Die Untersuchungen von Liedtke (2004) belegen, dass am Ende der Filmströmung ein definierter Bereich von circa 5..10 mm Länge vorliegt, in dem Beläge von bis zu einer Schichtdicke von 1 mm gebildet werden. Der Einsatz des metallischen Trägermaterials ist unter diesem Gesichtspunkt kritisch zu bewerten.

Das Ziel aktueller Forschungsarbeiten ist daher das metallische Verdampferrohr durch eine poröse Keramik zu ersetzen, um höhere Wandtemperaturen realisieren zu können. Damit kann der kritische Temperaturbereich schnell durchschritten werden. Die Porosität erlaubt das Eindringen von Dampfblasen in das Trägermaterial. Dadurch kann der so genannte Leidenfrosteffekt umgangen werden, der bei einer Temperatur oberhalb der Siedetemperatur der Flüssigkeit durch Blasenbildung an der Wand zum Abheben des Wandfilms führen kann.

6.1.2 Einfluss der Drallrichtung auf die Filmverdunstung

Für ein besseres Verständnis der drallbehafteten Strömung im Verdampferrohr wird zunächst auf die Auswirkungen des Dralls auf die Filmausbreitung eingegangen. Roßkamp (1998) stellt in seiner Arbeit einen Vergleich zwischen unverdrallter und verdrallter Strömung an, wobei er die Stoffströme gemäß Gleichung 4.80 anpasst, um im Bezug auf die Filmbeladung Λ_F sowie der lokalen Überströmgeschwindigkeit u_G der Gasphase vergleichbare Verhältnisse zu schaffen. Bei diesen Untersuchungen wurde der Nachweis erbracht, dass der Drall aufgrund der

Zentrifugalkomponente einen erhöhten Impulsaustausch an der Phasengrenzfläche bedingt. Der damit verbundene Anstieg der Schubspannung $\tau_{F,O}$ führt unmittelbar auf geringere Filmdicken h_F für die verdrehte Strömung.

Im Unterschied zu diesem numerischen Experiment, das zur Klärung des Dralleinflusses auf die Filmströmung diente, sind die Anforderungen in der realen Anwendung grundlegend unterschiedlich. Der Massendurchsatz der Primärluft und des Brennstoffs ist durch die Verbrennung festgelegt, so dass der Drall maßgeblichen Einfluss auf die lokal vorliegenden Strömungsverhältnisse am Wandfilm nimmt. Die Variation des Drallwinkels steht nur insofern zur Diskussion, als dass er eine Möglichkeit bietet, massiven Einfluss auf die Wechselwirkung zwischen der treibenden Gasströmung und dem verdunstenden Flüssigkeitsfilm zu nehmen. Eine Erhöhung des Drallwinkels führt im Allgemeinen zu einem Anstieg der Druckverluste. Vor diesem Hintergrund ist der Nutzen, der sich durch den Einsatz der Drallströmung für das Verdunstungsverhalten ergeben kann, stets im Zusammenhang mit dem erhöhten Aufwand einer kritischen Überprüfung zu unterziehen.

Die Analyse des Dralleinflusses erfolgt bei dem erhöhten Druck $p = 15 \text{ bar}$ und einer Gastemperatur $T_G = 800 \text{ K}$ über dem Film sowie in der Strömung auf der Rückseite des metallischen Verdampferrohrs. Mit Hilfe dieser Testfälle wird der Nachweis erbracht, dass das physikalische Modell der Filmströmung sowie die numerische Umsetzung für Strömungen unter brennkammertypischen Bedingungen anwendbar sind. Dabei wird die Verdunstung des Kraftstofffilms bei drallfreier Strömung mit der Strömung bei einem Drallwinkel am Eintritt von $\alpha = 30^\circ$ beziehungsweise $\alpha = 45^\circ$ verglichen. In Abbildung 6.5 sind die Verläufe des Drallwinkels α und der Filmlauflänge x_s entlang der Stromlinie für die verschiedenen Fälle aufgetragen. In dem Diagramm wird deutlich, dass sich der Drallwinkel für die gesamte Lauflänge des Wandfilms in den drallbehafteten Strömungsfällen nur unwesentlich ändert. Daraus ergeben sich die näherungsweise linearen Zusammenhänge zwischen der Filmlaufkoordinate x_s

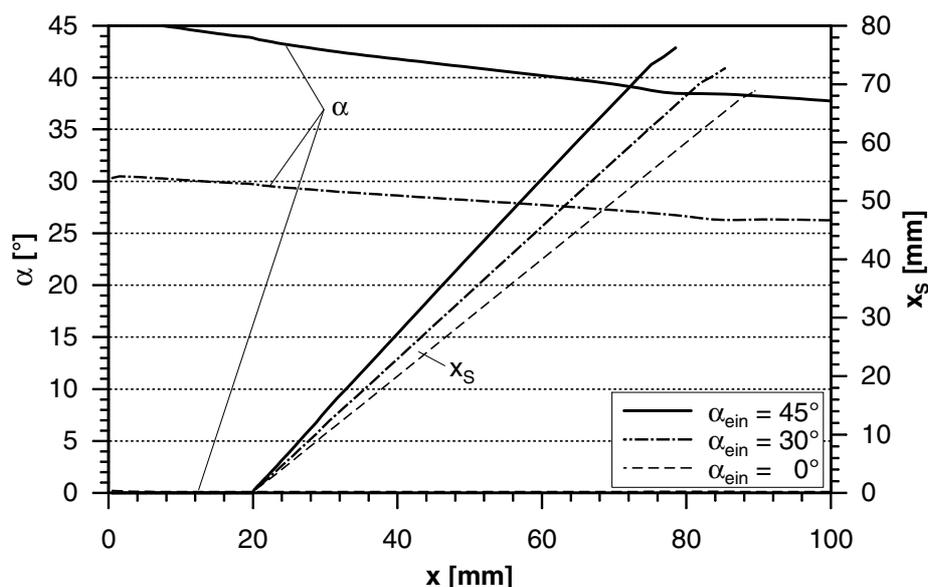


Abb. 6.5: Filmlauflänge x_s und Drallwinkel α als Funktion der Ortskoordinate x ($p = 15 \text{ bar}$, $T_G = 800 \text{ K}$, $u_{G,\text{ein}} = 35 \text{ m/s}$, $\dot{m}_{F,\text{ein}} = 3.7 \text{ g/s}$, n-Tetradekan)

und der Position auf der Achse x . Für jede Position x auf der Achse liegen die Lauflängen bei drallbehafteter Strömung oberhalb derer für den drallfreien Fall, was unmittelbar auf die längere Wegstrecke entlang der gekrümmten Stromlinie zurückzuführen ist.

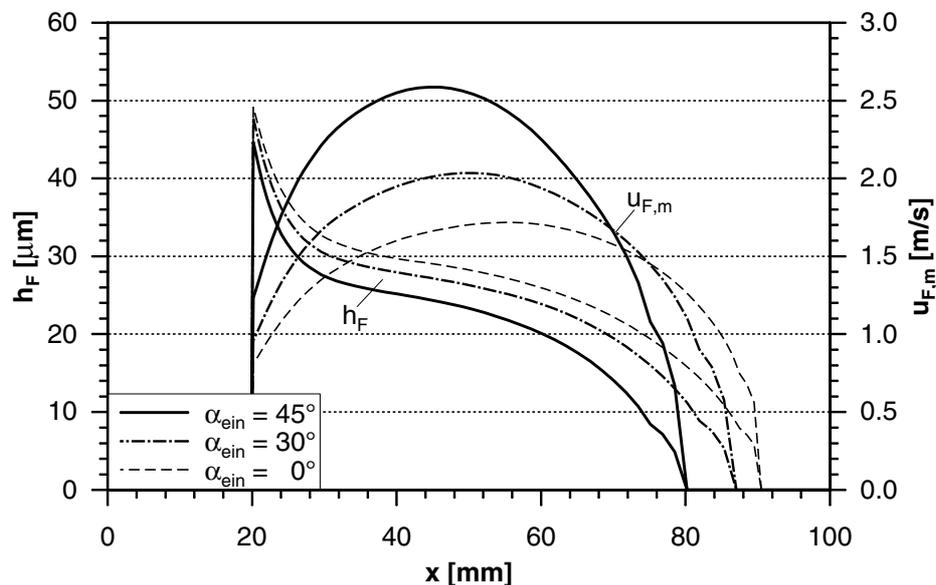


Abb. 6.6: Filmdicke h_F und Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$ als Funktion des Drallwinkels α_{ein} ($p = 15 \text{ bar}$, $T_G = 800 \text{ K}$, $u_{G,ein} = 35 \text{ m/s}$, $\dot{m}_{F,ein} = 3.7 \text{ g/s}$, n-Tetradekan)

Abbildung 6.6 gibt einen Überblick über die berechneten Filmdickenverteilungen h_F und die Verläufe der mittleren Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$. Obwohl sich die breitenbezogene Filmbeladung Λ_F in den drei Testfällen deutlich unterscheidet, sind die Filmdicken im Bereich der Startposition des Kraftstofffilms von gleicher Größe. Die Erklärung dafür gibt die mittlere Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$ in diesem Bereich, die in Abhängigkeit vom Drallwinkel zunimmt. Dies ist dadurch begründet, dass die Überströmgeschwindigkeit der Gasphase im Fall der Drallströmung erheblich ansteigt. Die Zunahme der Schubspannung und die Beschleunigung der Filmströmung kompensieren in den beiden Fällen den Effekt, der sich durch den Anstieg der Filmbeladung Λ_F ergibt.

Die Verdunstungslängen liegen zwischen $60 < \Delta x \leq 71 \text{ mm}$ und nehmen mit zunehmendem Drallwinkel ab. Dies ist gleich bedeutend damit, dass der Wandfilm unter dem Einfluss der drallbehafteten Gasströmung auf einer kürzeren Lauflänge aufgeheizt wird. Die Filmdicken sind im Startbereich, in dem noch keine nennenswerte Verdunstung auftritt, vergleichbar groß. Daraus lässt sich unmittelbar schließen, dass die Rauigkeitswirkung des Films in den drei Fällen ähnlich ist und deshalb nicht maßgeblich für den erhöhten Wärmeeintrag in den Flüssigkeitsfilm verantwortlich sein kann.

Die schnellere Aufheizung bei drallbehafteter Strömung und die daran gekoppelte Verdunstung der Filmflüssigkeit ist auch in Abbildung 6.7 dokumentiert. Vergleichbar zu der Diskussion der Strömungsfälle im vorherigen Kapitel kann auch hier festgestellt werden, dass der Wandfilm zunächst nur unwesentlich verdunstet, bis ein charakteristischer Temperaturwert überschritten wird. Wie oben bereits erläutert, ist die Abnahme der Filmdicke h_F beziehungsweise der

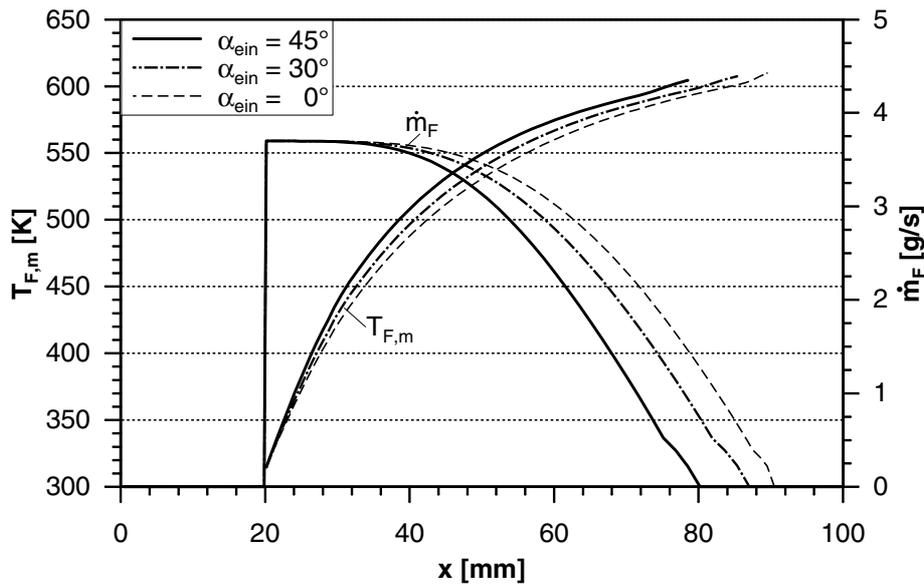


Abb. 6.7: Filmtemperatur $T_{F,m}$ und Massenstrom \dot{m}_F als Funktion des Drallwinkels α_{ein} ($p = 15 \text{ bar}$, $T_G = 800 \text{ K}$, $u_{G,ein} = 35 \text{ m/s}$, $\dot{m}_{F,ein} = 3.7 \text{ g/s}$, n-Tetradekan)

Anstieg der mittleren Filmgeschwindigkeit $u_{F,m}$ in diesem Bereich auf die sich ändernden Stoffeigenschaften des Fluides zurückzuführen.

Abschließend wird der Frage nachgegangen, welcher physikalische Effekt für die kürzeren Verdunstungslängen bei drallbehafteter Strömung verantwortlich ist. Dazu ist in Abbildung 6.8 der gasseitige konvektive Wärmeeintrag \dot{Q}''_{konv} und der wandseitige konduktive Wärmeeintrag \dot{Q}''_{kond} in den Flüssigkeitsfilm aufgetragen. Während der wandseitige Wärmestrom in den verschiedenen Strömungsfällen kaum Unterschiede zeigt, nimmt der konvektive Wärmeeintrag mit wachsendem Drall erheblich zu.

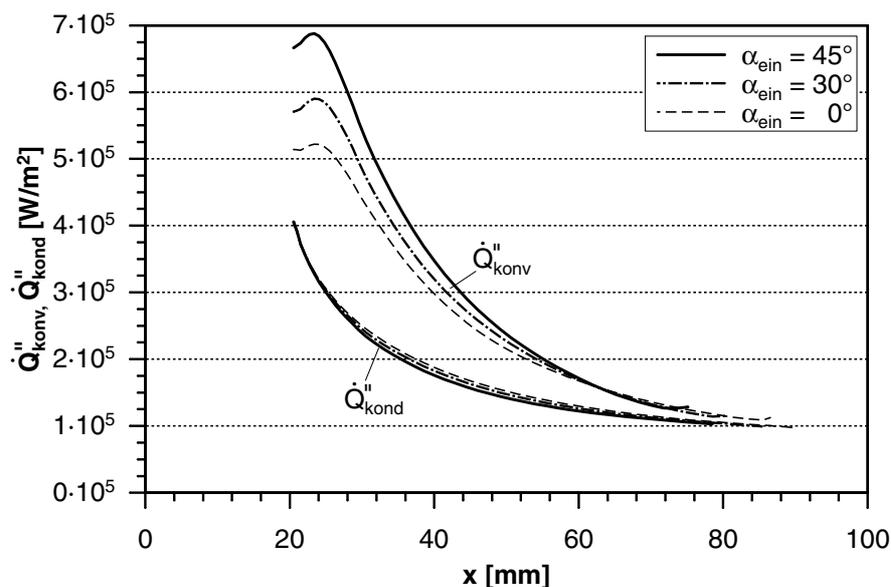


Abb. 6.8: Konvektiver \dot{Q}''_{konv} und konduktiver \dot{Q}''_{kond} Wärmeeintrag als Funktion des Drallwinkels α_{ein} ($p = 15 \text{ bar}$, $T_G = 800 \text{ K}$, $u_{G,ein} = 35 \text{ m/s}$, $\dot{m}_{F,ein} = 3.7 \text{ g/s}$)

In der vorhergehenden Diskussion wurde gezeigt, dass die Filmdicke aufgrund der Dynamik der Filmströmung keine starke Abhängigkeit vom Drallwinkel aufweist. Damit ist die schnellere Verdunstung für den Fall drallbehafteter Strömungen nicht auf die Eigenschaften der Filmströmung und insbesondere nicht auf dessen Rauigkeitswirkung zurückzuführen. Vielmehr beruht der beobachtete Effekt auf der Abhängigkeit des konvektiven Wärmeübergangs an der Filmoberfläche von der Reynolds-Zahl der Gasströmung und dem dadurch intensivierten Austausch an der Phasengrenze (Jischa (1982), Baehr und Stephan (1994)).

6.2 Zweiphasenströmung in einem Airblastzerstäuber mit Wandfilm

Ein wesentlicher Anlass für die Untersuchung beschleunigter Filmströmungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit liegt darin, die Strömungsvorgänge bei der Gemischaufbereitung in Airblastzerstäubern mit einer hohen Genauigkeit vorhersagen zu können. Konsequenterweise wird die Anwendbarkeit des gekoppelten Berechnungsverfahrens für den Wandfilm abschließend am Beispiel der Strömung in einem realen Airblastzerstäuber dokumentiert. Dazu gibt Abbildung 6.9 einen Überblick über die Geometrie des Zerstäubers, der bereits Gegenstand verschiedener experimenteller Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) war (Meier et al. (1999), Schober et al. (2002)), in denen die instationäre Verbrennung beim Auftreten von Brennkammerschwingungen im Mittelpunkt des Interesses stand. Die Primärluft strömt durch ein Plenum in die beiden Drallkanäle ein, die die Filmlegerlippe beidseitig umströmen. Der Kraftstoff wird mit Hilfe eines Druckzerstäubers eingebracht, der sich auf der Mittelachse befindet. Die Tropfen des Sprays treffen auf die Filmlegerlippe und bilden dort einen Wandfilm aus, der durch die Gasströmung im inneren Kanal an die Abrisskante transportiert wird. In der Scherschicht zwischen den beiden Gasströmen wird der Flüssigkeitsfilm zerstäubt. In der schematischen Darstellung des Zerstäubers wird deutlich, dass die Filmlauflänge unmittelbar vom Sprühkegelwinkel des Druckzerstäubers auf der Achse abhängt. Eine Designvariante des vorliegenden Airblastzerstäubers sieht die Flüssigkeitsversorgung mit Hilfe so genannter Filmleger vor, in denen der Kraftstoff durch einen Spalt definierter Höhe direkt auf der Filmlegerlippe aufgebracht wird.

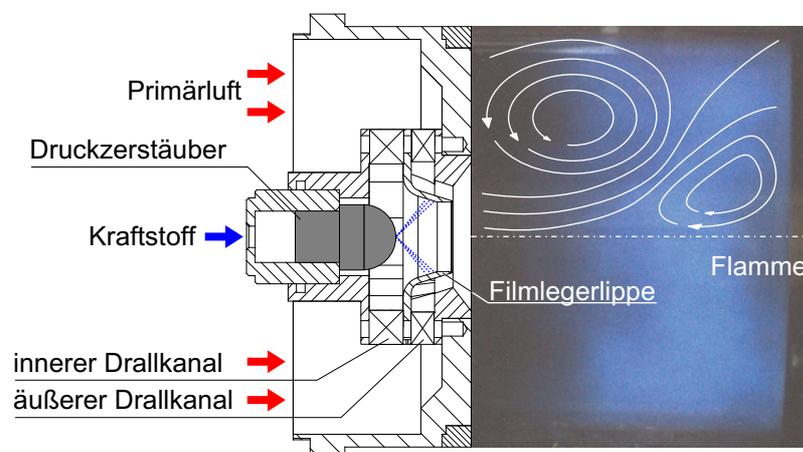


Abb. 6.9: Schematische Darstellung des Airblastzerstäubers (Schober et al. (2002))

Bei der folgenden Analyse der Strömungsvorgänge im Airblastzerstäuber liegt das Augenmerk auf der Filmströmung. Die Tropfenausbreitung des Sprays des Druckzerstäubers, die Primärzerstäubung an der Abrisskante sowie die stromab auftretende Verbrennung wird nicht betrachtet. Vielmehr werden die Filmeigenschaften als Funktion der Filmlauflänge analysiert und die sich daraus ergebenden Auswirkungen auf die Funktionsweise des Zerstäubers diskutiert. Die Lauflänge des Wandfilms ist bei festgelegter Gesamtlänge der Filmlegerlippe direkt an den Sprühkegelwinkel des Druckzerstäubers gekoppelt, beziehungsweise durch die Position des flüssigkeitsführenden Spalts auf der Filmlegerlippe vorgegeben.

Abbildung 6.10 zeigt das Rechengitter im Nahbereich des Zerstäubers. Das Rechengebiet ist aus insgesamt vier Blöcken aufgebaut und besteht in Umfangsrichtung aus fünf Zellen, die jeweils einen Winkel von 5° umfassen. Die Brennkammer wird nicht vollständig beschrieben, sondern durch ein Strömungsgebiet mit den Abmessungen der Primärzone bis zur Mischlufteinblasung angenähert (Radius: $r_w = 50 \text{ mm}$, Länge: $L = 98 \text{ mm}$). An dieses Gebiet schließt ein weiterer Rechenblock an, in dem die Strömung in einem schmalen Ringkanal stark beschleunigt wird, um den Drall bis zum Austritt aus dem Rechengebiet nahezu vollständig abzubauen. Dies ist für die Einhaltung der Neumann-Randbedingungen am Austritt erforderlich. Durch die gewählte Vorgehensweise wird das Aufplatzen des Wirbels in der Brennkammer, der für die Stabilisierung der Flamme verantwortlich ist, nicht im Detail richtig wiedergegeben (siehe Abbildung 6.11). Die Strömung im Nahbereich des Zerstäubers ist davon weitgehend unabhängig, so dass die Vereinfachungen im Hinblick auf die signifikante Verringerung des Rechenaufwands gerechtfertigt sind. In Abbildung 6.10 sind die unterschiedlichen Auftreffpunkte der Tropfen für die Sprühkegelwinkel $\vartheta = 120^\circ$, 90° und 60° eingetragen. Die Diskussion des Einflusses der unterschiedlichen Filmlaufängen auf die Funktionsweise des Airblastzerstäubers ist Gegenstand der folgenden Ausführungen.

Das düseninnere Strömungsfeld des Airblastzerstäubers ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Die numerische Berechnung wurde bei einem Druck $p = 4 \text{ bar}$ und einer Gastemperatur $T_G = 700 \text{ K}$ durchgeführt. Der Massenstrom der Primärluft beträgt $\dot{m}_G = 70 \text{ g/s}$, die sich zu gleichen Teilen auf den inneren und äußeren Drallkanal aufteilt. Daraus ergeben sich die im

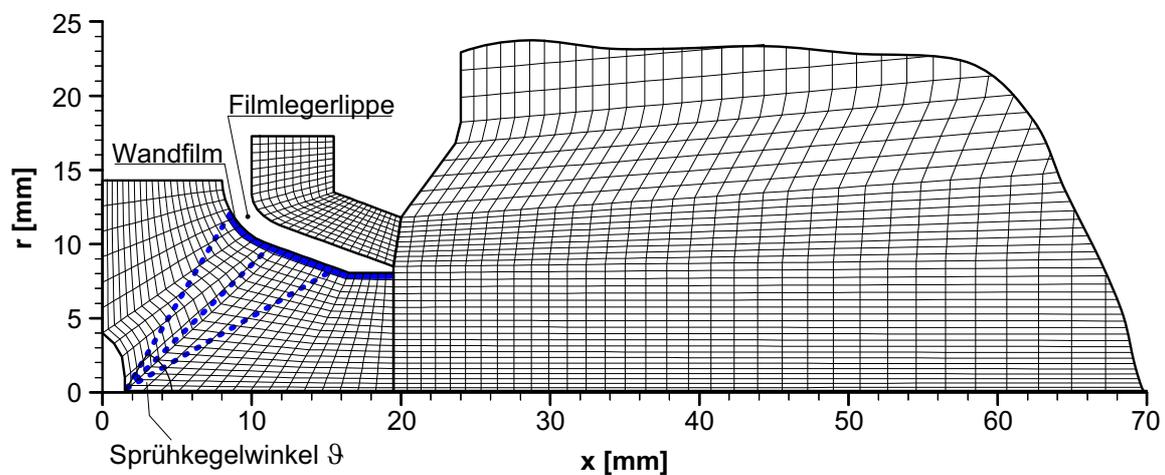


Abb. 6.10: Strukturiertes Rechengitter des Airblastzerstäubers
(4 Blöcke, 16625 Gitterpunkte)

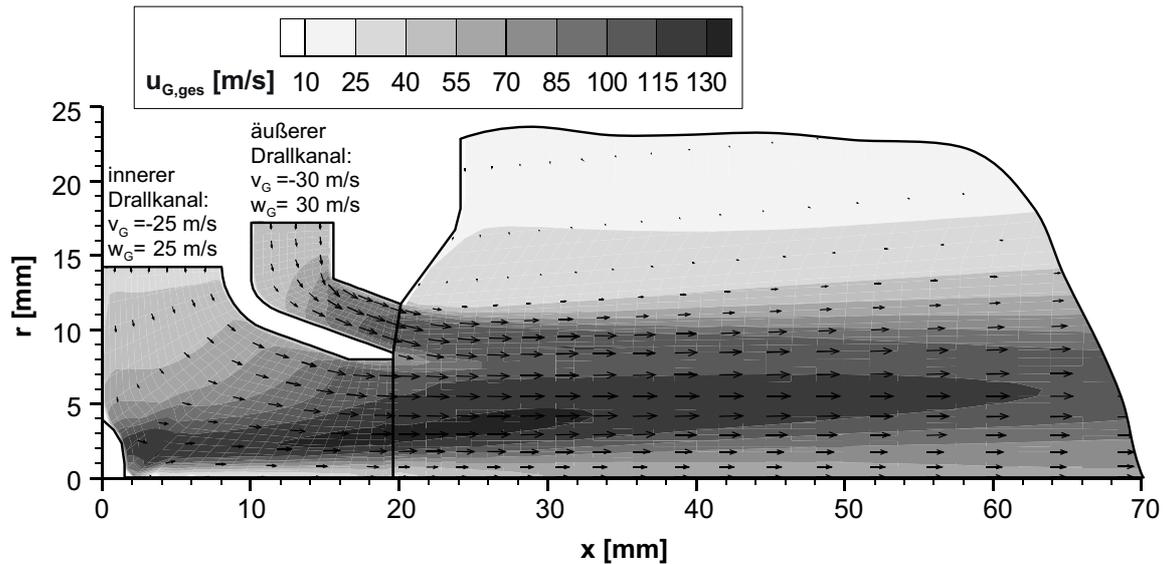


Abb. 6.11: Überblick über das Strömungsfeld im Airblastzerstäuber ($p = 4 \text{ bar}$, $T_G = 700 \text{ K}$)
 Konturplot der Geschwindigkeit $u_{G,ges}$ und Vektorfeld im Radialschnitt

Diagramm eingetragenen Geschwindigkeiten an den beiden Eintritten in das Strömungsgebiet. Die Durchströmung der beiden Kanäle erfolgt bei gleich gerichtetem Drall mit einem Winkel von 45° , was sich in den identischen Werten für die Radial- und Umfangskomponente der Geschwindigkeiten widerspiegelt. Der Konturplot zeigt den Betrag der Gasgeschwindigkeit im Nahbereich des Airblastzerstäubers. In der Scherschicht stromab der Abrisskante treten sehr hohe Geschwindigkeiten von bis zu $u_{G,ges} = 130 \text{ m/s}$ auf. Die starke Beschleunigung im Bereich der Filmlegerlippe wird auch in der vektoriellen Darstellung der Geschwindigkeit im Radialschnitt deutlich. Aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeiten im Bereich der Abrisskante kann von einer guten Primärzerstäubung ausgegangen werden.

Aus der Literatur ist bekannt, dass die Zerstäubungsgüte maßgeblich von den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit abhängt (Aigner (1986), Lefebvre (1989)). Die kinematische Viskosität ν_F , die Dichte ρ_F sowie die Oberflächenspannung σ_F bestimmen die resultierenden Tropfengrößen maßgeblich. Bei Kraftstoffen sind die Stoffeigenschaften direkt an die Temperatur gekoppelt. Daher konzentriert sich die folgende Diskussion auf die Ausbreitung und die Aufheizung des Wandfilms in Abhängigkeit von der effektiven Filmlauflänge.

Abbildung 6.12 zeigt die berechneten Verläufe der mittleren Filmdicke h_F und des Film-massenstroms \dot{m}_F als Funktion der Position entlang der Filmlegerlippe. Für eine realistische Beschreibung des Kraftstoffs werden die Untersuchungen mit n-Dodekan durchgeführt, so dass auch die Verdunstung realitätsgetreu vorhergesagt wird. Exemplarisch wird der Filmdickenverlauf des Druckzerstäubers mit dem Sprühkegelwinkel $\vartheta = 120^\circ$ diskutiert. In diesem Fall wird der Wandfilm an der Position $x = 9 \text{ mm}$ entlang der Symmetrieachse erzeugt. Aufgrund der Ablöseneigung bei der starken Umlenkung im Eintrittsbereich des inneren Drallkanals dickt der Flüssigkeitsfilm zunächst auf, bevor sich die Filmdicke h_F im Bereich der Beschleunigung signifikant verringert. Am Ende der Beschleunigungsstrecke beim Übergang in den zylindrischen Teilbereich nimmt die Filmdicke abermals zu. Das Minimum befindet

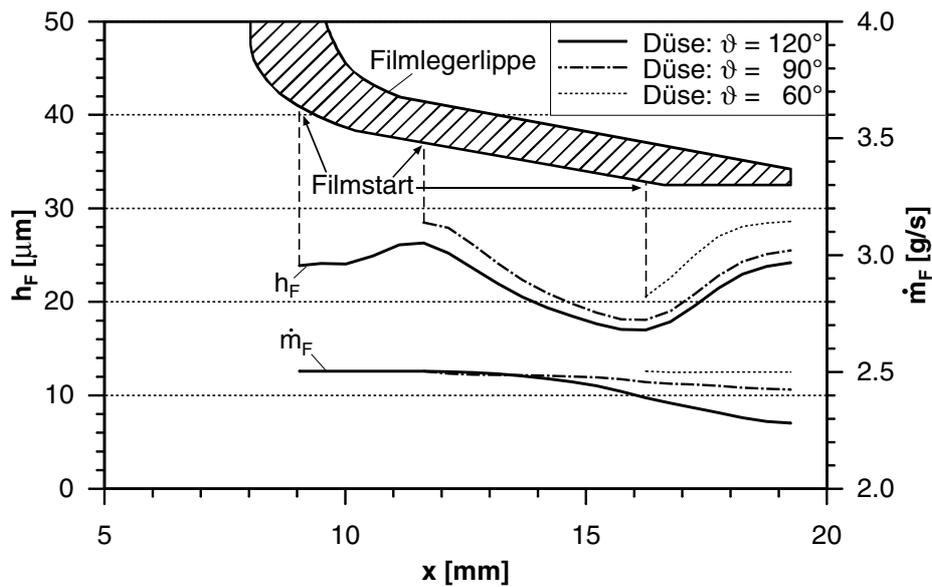


Abb. 6.12: Filmdicke h_F und Filmmassenstrom \dot{m}_F als Funktion des Sprühkegelwinkels ϑ ($p = 4 \text{ bar}$, $T_G = 700 \text{ K}$, $\dot{m}_G = 70 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{F,\text{ein}} = 2.5 \text{ g/s}$, n-Dodekan)

sich innerhalb des Airblastzerstäubers, wie gemäß den Ausführungen in Kapitel 5.1.1 aufgrund des Einflusses des Druckgradienten auf die Schubspannung an der Phasengrenze zu erwarten ist. Zusätzlich neigt die Strömung an der Knickstelle aufgrund des unstetigen Übergangs zur Ablösung, so dass die Schubspannung weiter abnimmt und zu einer weiteren Zunahme der Filmdicke am Ende des Filmlegers führt.

Bei den weiter stromab gebildeten Wandfilmen für die Düsen mit den Sprühkegelwinkeln $\vartheta = 90^\circ$ beziehungsweise $\vartheta = 60^\circ$ liegen die Filmdicken allgemein oberhalb des weiter stromauf erzeugten Kraftstofffilms (Düse: $\vartheta = 120^\circ$). Die treibende Schubspannung ist in dem Bereich der starken Beschleunigung für die unterschiedlichen Fälle annähernd identisch, da sie nicht durch die Rauigkeit des Wandfilms, sondern im Wesentlichen durch den starken Druckgradienten gesteuert wird. Der Grund für die unterschiedlichen Dicken liegt vielmehr darin, dass sich die Filmflüssigkeit stark aufheizt und sich die Stoffdaten maßgeblich ändern. Insbesondere die kinematische Zähigkeit ν_F nimmt deutlich ab. Dies führt unmittelbar zu einem Anstieg der mittleren Filmgeschwindigkeit, beziehungsweise zu einer Verringerung der mittleren Filmdicke. Die unterschiedliche Änderung des Filmmassenstroms \dot{m}_F aufgrund der Verdunstung ist nicht für die Abnahme der Filmdicke verantwortlich. Die in Abbildung 6.12 dargestellten Verläufe zeigen, dass selbst bei der größten Filmlauflänge lediglich 10% des aufgetragenen Kraftstoffmassenstroms $\dot{m}_{F,\text{ein}} = 2.5 \text{ g/s}$ bis zur Abrisskante verdunstet.

Die Aufheizung des Wandfilms und die damit verbundene Rückwirkung auf die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit ist in Abbildung 6.13 dokumentiert. Die Starttemperatur des Kraftstoffs wird in den drei Testfällen konstant gehalten und liegt in dem brennkammertypischen Bereich von $T_{F,m,\text{ein}} = 355 \text{ K}$. Die unterschiedliche Aufheizung der Tropfen entlang der verschiedenen langen Flugbahnen beziehungsweise des Kraftstoffs im Bauteil bei der Verwendung von Filmlegern ist an dieser Stelle zu vernachlässigen. In Abhängigkeit von der Filmlauflänge sind signifikante Unterschiede in den Temperaturverläufen zu erkennen. Während bei der größten Laufhöhe eine

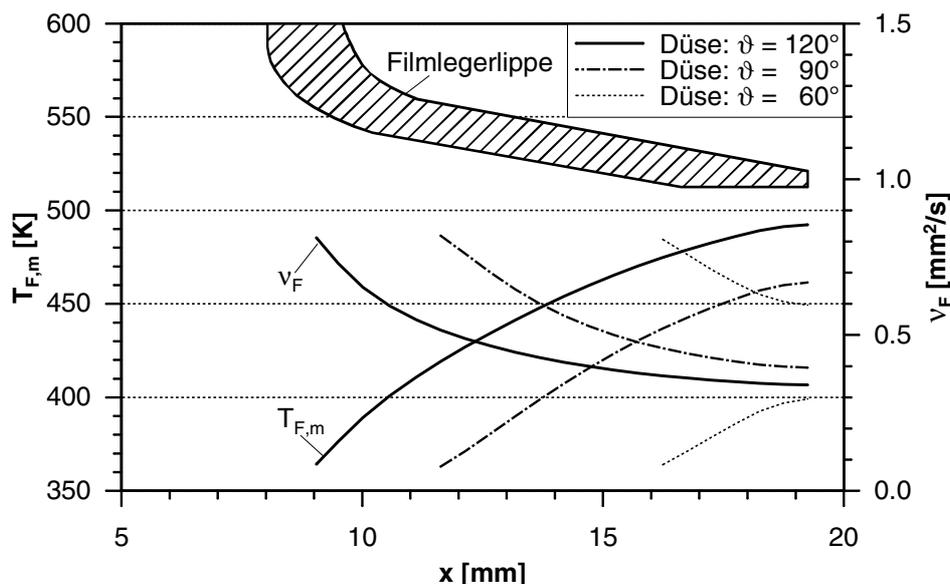


Abb. 6.13: Filmtemperatur $T_{F,m}$ und kinematische Viskosität ν_F als Funktion des Sprühkegelwinkels ϑ ($p = 4 \text{ bar}$, $T_G = 700 \text{ K}$, $\dot{m}_G = 70 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{F, \text{ein}} = 2.5 \text{ g/s}$, n-Dodekan)

Temperatur von $T_{F,m} \approx 500 \text{ K}$ erreicht wird, liegt der Temperaturanstieg für den Fall mit dem kürzesten Weg lediglich bei $\Delta T_{F,m} \approx 45 \text{ K}$.

Bei der Diskussion der Verdunstung in einer LPP-Vorverdunstungsstrecke in Kapitel 6.1 wurde dargelegt, dass erst ab einem bestimmten Temperaturniveau mit signifikanten Verdunstungsraten zu rechnen ist. Dieses liegt bei dem verwendeten Kraftstoff (n-Dodekan) im Bereich $T_{F,m} \approx 400..450 \text{ K}$. Daher ist bei der kurzen Filmlauflänge keine nennenswerte Abnahme des Filmmassenstroms zu beobachten.

Die Auswirkung der Filmaufheizung auf die Stoffeigenschaften wird exemplarisch anhand der kinematischen Viskosität ν_F gezeigt. Diese nimmt im Fall der beiden größeren Filmlauflängen um mehr als einen Faktor zwei ab, während sie sich bei dem kurzen Laufweg lediglich um etwa 30% verringert. In Tabelle 6.1 wird für die verschiedenen Fälle ein Überblick über die für die Zerstäubung relevanten Stoffeigenschaften der Filmflüssigkeit an der Abrisskante gegeben. Im Weiteren wird kurz deren Auswirkung auf das zu erwartende Zerstäubungsergebnis diskutiert, indem die Stoffdaten für die Abschätzung des so genannten Sauter-Durchmessers SMD mit Hilfe einer aus der Literatur bekannten Korrelation eingesetzt werden. Dieser charakteristische Durchmesser beschreibt den Tropfendurchmesser eines monodispersen Sprühstrahls, der das gleiche Verhältnis von Oberfläche zu Volumen wie die Gesamtheit des vorliegenden Kollektivs besitzt.

Nach einer Beziehung von El-Shanaway und Lefebvre (1980) kann der Sauter-Durchmesser für Airblastzerstäuber mit Filmaufbringung gemäß

$$SMD \sim \left(1 + \frac{\dot{m}_F}{\dot{m}_G}\right) \left[A \left(\frac{\sigma_F}{\rho_G u_{G, \text{aus}}^2 2r_{W, \text{aus}}} \right)^{0.6} \left(\frac{\rho_F}{\rho_G} \right)^{0.1} + B \left(\frac{\rho_F \nu_F^2}{\sigma_F 2r_{W, \text{aus}}} \right)^{0.5} \right] \quad (6.1)$$

Sprühkegelwinkel ϑ [°]	kinematische Zähigkeit	Dichte	Oberflächenspannung
Filmstart $x_{F, \text{ein}}$ [mm]	ν_F [mm ² /s]	ρ_F [kg/m ³]	σ_F [N/m]
$\vartheta = 120^\circ$, $x_{F, \text{ein}} = 9 \text{ mm}$	0.34	590	0.008
$\vartheta = 90^\circ$, $x_{F, \text{ein}} = 11.6 \text{ mm}$	0.40	620	0.011
$\vartheta = 60^\circ$, $x_{F, \text{ein}} = 16.2 \text{ mm}$	0.60	670	0.016

Tab. 6.1: Stoffwerte der Filmflüssigkeit an der Zerstäuberkannte

bestimmt werden, wobei sich die Zahlenwerte für die beiden Konstanten zu $A = 0.33$ und $B = 0.068$ ergeben. Vergleichbare Korrelationen und weiterführende Ansätze sind unter anderem in den Arbeiten von Aigner (1986) und Lefebvre (1989) zu finden. Die Gasgeschwindigkeit $u_{G, \text{aus}}$ und der Radius $r_{W, \text{aus}}$ beziehen sich an dieser Stelle auf den Austritt des inneren Drallkanals. Dabei entspricht der erste Term in Gleichung 6.1 der Definition der Weber-Zahl und beschreibt den Einfluss des Impulsaustauschs zwischen der Gasströmung und dem Wandfilm auf das Zerstäubungsergebnis. Der Effekt der Stoffeigenschaften der Filmflüssigkeit auf die Zerstäubung wird durch den zweiten Term erfasst, der in seiner Formulierung der Ohnesorge-Zahl gleicht.

Ausgehend von Gleichung 6.1 und unter Verwendung der berechneten Tropfengröße für die kürzeste Filmlauflänge als Referenzwert ist festzustellen, dass sich der Sauter-Durchmesser für den Strömungsfall mit dem Sprühkegelwinkel von $\vartheta = 120^\circ$ um circa 35% verringert. Bereits bei der mittleren Filmlauflänge (Düse: $\vartheta = 90^\circ$) nimmt die mittlere Tropfengröße um 20% ab. Die genaue Analyse der beiden Terme in Gleichung 6.1 zeigt, dass die signifikante Abnahme der Oberflächenspannung σ_F unter den gegebenen Strömungsbedingungen der dominierende Effekt ist. Demgegenüber spielt die Abnahme der kinematischen Viskosität ν_F sowie der Dichte

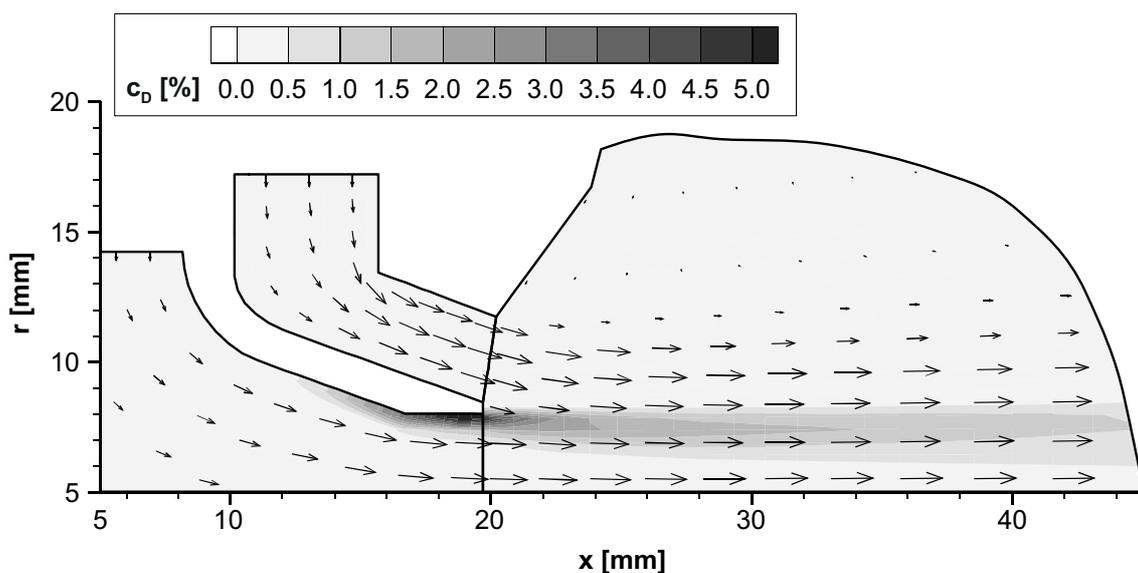


Abb. 6.14: Verteilung des Kraftstoffdampfs bei einem Sprühkegelwinkel $\vartheta = 120^\circ$
 ($p = 4 \text{ bar}$, $T_G = 700 \text{ K}$, $\dot{m}_G = 70 \text{ g/s}$, $\dot{m}_{F, \text{ein}} = 2.5 \text{ g/s}$, n-Dodekan)

ρ_F der Filmflüssigkeit eine untergeordnete Rolle. Der große Einfluss der Filmeigenschaften auf die Zerstäubungsvorgänge im Airblastzerstäuber zeigen die große Bedeutung, die der korrekten Vorhersage der Filmausbreitung und damit auch der Filmaufheizung zukommt.

Abschließend wird auf die Verteilung des verdunsteten Kraftstoffs im Nahbereich des Airblastzerstäubers eingegangen. Abbildung 6.14 zeigt den Konturplot der Massenkonzentration c_D des Kraftstoffdampfs. Es ist deutlich zu sehen, dass sich der Kraftstoffdampf aus der Filmverdunstung im Wesentlichen in der Scherschicht zwischen den Gasströmen des inneren und äußeren Drallkanals befindet. Die Verteilung des Kraftstoffdampfs im Bereich stromab der Abrisskante ändert sich in signifikanter Weise, wenn die Primärzerstäubung sowie die Ausbreitung und die Verdunstung der Tropfen berücksichtigt werden. Ein besonderes Augenmerk ist auf die hohe Dampfmassenkonzentration von bis zu 5% am Ende der Filmlegerlippe zu richten, die sich alleine aufgrund der Filmverdunstung an dieser Stelle ergibt. Es bleibt damit festzuhalten, dass im Bereich des Wandfilms in Airblastzerstäubern mit dem Auftreten zündfähiger Gemische zu rechnen ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und verfeinerte numerische Verfahren für die Beschreibung beschleunigter Filmströmungen sehr gut auf technisch relevante Strömungsprobleme übertragbar ist und die wesentlichen physikalischen Effekte in geeigneter Weise erfasst. Da das Modell insbesondere auch in komplexen Strömungsgeometrien eingesetzt werden kann, steht ein leistungsstarkes numerisches Werkzeug für die Auslegung und Optimierung von technischen Systemen zur Verfügung, in denen schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen eine tragende Rolle zukommt.

7 Zusammenfassung

Die Funktionsweise vieler technischer Systeme im Maschinenbau und in der Verfahrenstechnik wird maßgeblich durch schubspannungsgetriebene Wandfilmströmungen bestimmt. In Verbrennungskraftmaschinen treten diese in Form von Kraftstofffilmen in Erscheinung und nehmen dort starken Einfluss auf die Gemischaufbereitung. So erfordert die exakte Vorhersage der Gemischbildung in der Brennkammer moderner Fluggasturbinen, die in der Regel mit Hilfe von Airblastzerstäubern realisiert wird, ein umfassendes Verständnis der düseninneren Strömungsvorgänge. Dabei müssen insbesondere für die gekoppelte Berechnung der Wandfilmströmung, der Primärzerstäubung an der Abrisskante, der Tropfenausbreitung in der Brennkammer sowie der Verbrennung die einzelnen physikalischen Prozesse mit einem hohen Maß an Genauigkeit beschrieben werden. Andernfalls ist eine abgesicherte Auslegung des komplexen Gesamtsystems nicht möglich.

Bei der Simulation der Ausbreitung und der Verdunstung eines Kraftstoffsprays in turbulenter Gasströmung unter Verwendung einer Lagrangeschen Methode wurden in jüngster Zeit große Fortschritte erzielt. Die Entwicklung eines Modells für den Primärzerfall an der Abrisskante ist Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH). Auch die Modellierung des Wandfilms war bereits Gegenstand einer Vielzahl experimenteller und numerischer Untersuchungen. Trotz umfangreicher Arbeiten in der Vergangenheit ist die exakte physikalische Beschreibung des Wandfilms mit dessen Dynamik, Wärme- und Stoffübergang auf einfache Geometrien beschränkt. Eine Beschleunigung in der Hauptströmung der Gasphase beziehungsweise ein veränderlicher breitenbezogener Filmmassenstrom als Folge der Kontur der filmtragenden Wand werden nicht erfasst.

Zentraler Gedanke der vorliegenden Arbeit ist daher, auf der Grundlage früherer Arbeiten am ITS ein physikalisches Modell für die beschleunigte Filmströmung auf gekrümmten Oberflächen zu entwickeln und dieses in ein numerisches Berechnungsverfahren zu überführen. Damit steht erstmals ein numerisches Werkzeug zur Verfügung, das die vollständige Beschreibung der Zweiphasenströmung in der komplexen Geometrie eines Airblastzerstäubers erlaubt. Alternativ kann das Verfahren in vielen Bereichen der Verfahrenstechnik und des Maschinenbaus genutzt werden, in denen schubspannungsgetriebene Flüssigkeitsfilme von zentraler Bedeutung sind. Die große Flexibilität ergibt sich unter anderem daraus, dass die Anwendbarkeit des Filmmodells nicht auf kraftstoffähnliche Flüssigkeiten beschränkt ist, sondern ebenso für wässrige Lösungen beziehungsweise Alkohole einzusetzen ist.

Für die erfolgreiche Modellbildung müssen zunächst die zusätzlich auftretenden physikalischen Effekte bei beschleunigter Filmströmung identifiziert werden. Der erhöhte Impulsaustausch, der sich aufgrund der Beschleunigung in der Gasgrenzschicht ergibt, führt zu einem signifikanten Anstieg der Grenzflächenschubspannung an der Phasengrenze. Für die numerische Beschreibung der turbulenten Gasphase hat dies konkret zur Folge, dass die Dirichlet-Randbedingungen an festen Wänden in geeigneter Weise anzupassen sind. Dazu wird für den Impulsaustausch ein modifiziertes Wandgesetz nach Moffat und Kays (1984) eingeführt, bei dem der Übergang in die

viskose Unterschicht mit Hilfe einer exponentiellen Dämpfungsfunktion realisiert wird. Die gewählte Formulierung der Randbedingungen erlaubt es, den Einfluss der Beschleunigung und der Wandrauigkeit gleichzeitig zu berücksichtigen. Die Berechnung der Gasströmung wird mit Hilfe des Strömungslösers METIS realisiert, der am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) in einer Reihe numerischer Arbeiten entwickelt wurde. Die Gasphase wird in konturangepassten Koordinaten mit Hilfe der Finite-Volumen-Methode gelöst und ermöglicht damit eine realitätsgetreue Berechnung der Strömung in technisch relevanten Konfigurationen.

Das physikalische Modell für den Wandfilm ist dadurch gekennzeichnet, dass die wellige Filmströmung weitgehend abstrahiert wird. Die realen Eigenschaften werden durch geeignete Modellannahmen berücksichtigt, die auf der Basis umfangreicher experimenteller Arbeiten abgesichert sind. Im Unterschied zu früheren Arbeiten fließt die Änderung der Filmbeladung, die sich in komplexen Geometrien als unmittelbare Folge der Kontur der filmtragenden Wand ergibt, in die Formulierung der Differentialgleichungen für die Massen-, Impuls- und Energieerhaltung ein. Der Grenzschichtcharakter der Filmströmung erfordert weiterhin, dass der von der Hauptströmung der Gasphase aufgeprägte Druckgradient als zusätzliche Kraftkomponente in der Filmdynamik berücksichtigt wird. Die numerische Umsetzung des Modells erfolgt in dem Grenzschichtprogramm PROFILM, das die korrekte Vorhersage der Filmausbreitung auf beliebig geformten Oberflächen in achsensymmetrischen Konfigurationen erlaubt. Die klare Trennung der Simulation der beiden Phasen ist bei der gekoppelten Berechnung durch den Austausch der relevanten Größen mit Hilfe externer Datendateien gegeben. Auf diese Weise kann das Filmmodul problemlos an beliebige, auch kommerzielle Programmpakete für die Simulation der Gasphase angebunden werden.

Für die umfassende Überprüfung des numerischen Verfahrens wird es in einem ersten Schritt in zwei ebenen Strömungsgeometrien angewendet, um damit den Effekt der Beschleunigung der Gasströmung auf die Filmausbreitung zu analysieren. Der Vergleich der Berechnungen mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen zeigt eine gute Übereinstimmung. Insbesondere die Übertragbarkeit des Filmmodells in unterschiedliche Geometrien ist gegeben. Der erhöhte Impulsaustausch in der Gasgrenzschicht führt zu einer Zunahme der Schubspannung an der Filmoberfläche. Zusätzlich kann eine Verschiebung des Maximums der Grenzflächenschubspannung in die Düse festgestellt werden, so dass auch das Minimum der Filmdicke in diesem Bereich vorhergesagt wird. Die begleitenden Filmdickenmessungen bestätigen die berechneten Verteilungen.

In einem zweiten Schritt wird die Strömung in verschiedenen konischen Düsenkonfigurationen untersucht. In der rotationssymmetrischen Geometrie geht die Beschleunigung der Gasströmung einher mit einem signifikanten Anstieg der Filmbeladung. Die numerischen Berechnungen geben die experimentellen Daten auch unter diesen Bedingungen sehr gut wieder. Damit ist der Nachweis erbracht, dass sowohl der Impulsaustausch zwischen der Gasströmung und dem Wandfilm bei beschleunigter Strömung als auch die Beschreibung des Einflusses der sich kontinuierlich ändernden Filmbeladung in geeigneter Weise im Modell erfasst sind. Bei der Untersuchung der Filmströmung in den konischen Düsen wird unter anderem eine Variation des Anlagendrucks und der Gasgeschwindigkeit durchgeführt. Bei dem Vergleich

der Ergebnisse ist festzustellen, dass die Erhöhung der Dichte der Luft im Gleichgewicht mit dem Anstieg der Geschwindigkeit in der Gasphase steht. Dies wird auch durch begleitende Strömungsvisualisierungen einer zeitgleich durchgeführten Forschungsarbeit bestätigt.

Die beschriebene Vorgehensweise bei der kritischen Überprüfung des gekoppelten numerischen Verfahrens in zwei unabhängigen Schritten dient dazu, die einzelnen physikalischen Effekte in beschleunigten Filmströmungen separat zu betrachten. Die Ergebnisse der Untersuchungen in den generischen Strömungskanälen bestätigen, dass das Filmmodell in beliebige rotations-symmetrische Geometrien übertragbar ist. Folgerichtig wird es abschließend für die Analyse praxisrelevanter Strömungsfälle eingesetzt, wobei seine Nutzbarkeit für die Vorhersage der Strömung in realen Anwendungen eindrucksvoll dokumentiert wird.

Aus den obigen Ausführungen geht hervor, dass am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe (TH) eine Reihe leistungsfähiger numerischer Werkzeuge für die Simulation der düseninneren Strömungsvorgänge in Airblastzerstäubern existieren. Dennoch ist in verschiedenen Bereichen noch ein Verbesserungspotenzial gegeben. Aus dem Themenbereich der vorliegenden Arbeit ergeben sich weiterführende Forschungsaktivitäten: Zunächst ist die detaillierte Analyse des Impulseintrags bei der Filmbildung durch einen Sprühstrahl zu nennen, die an dieser Stelle für eine weitere Verbesserung der bisherigen Modelle für die komplexen Austauschvorgänge dienen kann. Die Tropfen-Wand-Interaktion war bereits Gegenstand einer Reihe von Forschungsarbeiten, wobei der Fokus auf den resultierenden Sekundärtropfen lag. Über die Auswirkungen des Impulseintrags der Tropfen auf die Filmdynamik, die Oberflächenstruktur und den Wärmedurchgang sind keine Informationen verfügbar. Ziel aktueller Forschungsarbeiten ist es, ein umfassendes Verständnis der instationären Vorgänge beim Auftreten von Brennkammerschwingungen zu schaffen, die vorwiegend bei der mageren Vormischverbrennung (LPP) auftreten. Die Rückwirkung der instationären Gasströmung auf den Wandfilm und der damit verbundene Effekt auf die Funktionsweise des Airblastzerstäubers sind weitgehend ungeklärt. Ein weiterer interessanter Themenkomplex ergibt sich aus der Fragestellung, inwieweit direkte numerische Verfahren (DNS) zukünftig unterstützend bei der Modellbildung für die Filmströmung eingesetzt werden können.

Literaturverzeichnis

- Ackermann, G. (1937): *Wärmeübergang und molekulare Stoffübertragung im gleichen Feld bei großen Temperatur- und Partialdruckdifferenzen*. VDI-Forschungshefte, Bd. 381, S. 1 – 16.
- Adomeit, P. und Renz, U. (1994): *Simultane Messung der Geschwindigkeitsverteilung und der Dicke eines welligen Rieselfilms*. Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik. 3. Fachtagung der Deutschen Gesellschaft für Laseranemometrie, 5. – 7. September, Bremen, Germany, S. 20.1 – 20.3.
- Aigner, M. (1986): *Charakterisierung der bestimmenden Einflußgrößen bei der luftgestützten Zerstäubung: Physikalische Grundlagen und meßtechnische Erfassung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Amanat, S. (1979): *Neue experimentelle Methoden zur Bestimmung der Wandschubspannung in Grenzschichten mit Effusion*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Baehr, H.D. und Stephan, K. (1994): *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer-Verlag, Berlin.
- Bamer, F. und Oswatitsch, M. (1993): *Kraftstoffzuteilung beim Ottomotor*. VDI Fortschrittsberichte, Reihe 12: Verkehrstechnik/Fahrzeugtechnik, Bd. 180.
- Bauer, H.-J. (1989): *Überprüfung numerischer Ansätze zur Beschreibung turbulenter elliptischer Strömungen in komplexen Geometrien mit Hilfe konturangepaßter Koordinaten*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Bauer, H.-J. (2002): *New Low Emission Strategies and Combustor Designs for Civil Aeroengine Applications*. Proceedings of the 1st International SFB-Workshop - Trends in Numerical and Physical Modelling for Turbulent Processes in Gas Turbine Combustors, SFB 568, Darmstadt, Germany.
- Benz, E. (1994): *Entwicklung und Erweiterung von grundlegenden Ansätzen zur numerischen Berechnung turbulenter Unter- und Überschallströmungen in Gasturbinen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Blows, L.G. und Tanner, L.H. (1974): *A Method for the Measurement of Fluid Surface Velocities, Using Particles and a Laser Light Source*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, Bd. 7, S. 402 – 405.
- Bohl, W. (1982): *Technische Strömungslehre*. Vogel-Verlag, Würzburg.
- Boussinesq, J. (1877): *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Mémoire présentées par divers savants à l'Académie des Sciences de l'Institute de France, Paris, Bd. 23(1), S. 1 – 680.
- Bradshaw, P. (1996): *Turbulence Modeling with Application to Turbomachinery*. Progress in Aerospace Science, Bd. 32, S. 575 – 624.

- Brandauer, M. (1993): *Grundlegende Untersuchungen zur Bildung von Ablagerungen in Brennräumen unter gasturbinentypischen Bedingungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Brandauer, M., Schulz, A. und Wittig, S. (1995): *Filmbildung und -verdampfung auf keramischen Oberflächen*. Forschungsbericht 1993–1995, Sonderforschungsbereich 167 “Hochbelastete Brennräume - stationäre Gleichdruckverbrennung”, S. 373 – 388.
- Brehm, N. und Schilling, T. (1998): *Emissionsanforderungen an zukünftige Flugtriebwerke aus heutiger Sicht*. DGLR-Jahrestagung, Bremen, DGLR-JT98-087.
- Brown, R.C., Andreussi, P. und Zanelli, S. (1978): *The Use of Wire Probes for the Measurement of Liquid Film Thickness in Annular Gas-Liquid Flows*. The Canadian Journal of Chemical Engineering, Bd. 56, S. 754 – 757.
- Bruno, K. und McCready, M.J. (1988): *Origin of Roll Waves in Horizontal Gas-Liquid Flows*. AIChE Journal, Bd. 34(9), S. 1431 – 1440.
- Burck, E. (1969): *Der Einfluß der Prandtlzahl auf den Wärmeübergang und Druckverlust künstlich aufgerauhter Strömungskanäle*. Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 2, S. 87 – 98.
- Burger, M., Klose, G., Rottenkolber, G., Schmehl, R., Giebert, D., Schäfer, O., Koch, R. und Wittig, S. (2002): *A Combined Eulerian and Lagrangian Method for Prediction of Evaporating Sprays*. ASME–Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 124, S. 481 – 488.
- Burkhardt, A. (1999): *Dynamik gasgetriebener Filme*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- Busam, S., Ebner, J. und Wittig, S. (2001): *An Experimental Study of Liquid Film Thickness in Annular Air/Oil Flow in a Vertical Pipe Using a Laser Focus Displacement Meter*. New Orleans, Louisiana, June 4–7, ASME-Paper 2001-GT-116.
- Cebeci, T. und Bradshaw, P. (1977): *Momentum Transfer in Boundary Layers*. Hemisphere Publishing Co., Washington D.C.
- Cebeci, T. und Bradshaw, P. (1984): *Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer*. Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- Chien, K.Y. (1982): *Prediction of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model*. AIAA Journal, Bd. 20(1), S. 33 – 38.
- Chmela, F. und Werlberger, P. (1992): *Endoskopische Video-Stroboskopie an Verbrennungsmotoren*. VDI Fortschrittsberichte, Reihe 12: Verkehrstechnik/Fahrzeugtechnik, Bd. 1(167), S. 445 – 463.
- Cohen, L.S. und Hanratty, T.J. (1966): *Height of a Liquid Film in a Horizontal Concurrent Gas-Liquid Flow*. AIChE Journal, Bd. 12(2), S. 290 – 291.

- Cohen, L.S. und Hanratty, T.J. (1968): *Effects of Waves at a Gas-Liquid Interface on a Turbulent Air Flow*. Journal of Fluid Mechanics, Bd. 31(3), S. 467 – 479.
- Coleman, H.W., Hodge, B. K. und Taylor, R.P. (1984): *A Re-Evaluation of Schlichting's Surface Roughness Experiment*. ASME–Journal of Fluids Engineering, Bd. 106, S. 60 – 65.
- Collier, J.G. und Hewitt, G.F. (1967): *Film Thickness Measurement in Two-Phase-Flow*. British Chemical Engineering, Bd. 12, S. 709 – 715.
- Deissler, R.G. (1954): *Heat Transfer and Fluid Friction for Fully Developed Turbulent Flow of Air and Supercritical Water with Variable Fluid Properties*. ASME–Journal of Fluids Engineering, Bd. 76, S. 73 – 85.
- Driscoll, D.I., Schmitt, R.L. und Stevenson, W.H. (1992): *Thin Flowing Liquid Film Thickness Measurement by Laser Induced Fluorescence*. ASME–Journal of Fluids Engineering, Bd. 114, S. 107 – 112.
- Dukler, A.E. (1960): *Fluid Mechanics and Heat Transfer in Vertical Falling-Film Systems*. Chemical Engineering Progress Symposium Series, Bd. 56, S. 1 – 10.
- Durst, F., Melling, A. und Whitelaw, J. (1987): *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- Ebner, J. (1996): *Filminterne Strömungsvorgänge in schubspannungsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen*. Diplomarbeit Nr. 512, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Ebner, J., Gerendás, M., Schäfer, O. und Wittig, S. (2002): *Droplet Entrainment from a Shear-driven Liquid Wall Film in Inclined Ducts – Experimental Study and Correlation Comparison*. ASME–Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 124, S. 874 – 880.
- Ebner, J., Schober, P., Schäfer, O., Koch, R. und Wittig, S. (2004): *Modelling of Shear-Driven Liquid Wall Films: Effect of Accelerated Air Flow on the Film Flow Propagation*. International Journal “Progress in Computational Fluid Dynamics”, Bd. 4(3–5), S. 183 – 190.
- Ebner, J., Schober, P., Schäfer, O. und Wittig, S. (2003): *Modelling of Shear-Driven Liquid Wall Films on Curved Surfaces: Effect of Accelerated Air Flow and Variable Film Load*. Proceedings of the Ninth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS03), Sorrento, Italy.
- El-Shanaway, M.S.M.R. und Lefebvre, A.H. (1980): *Airblast Atomization: The Effect of Linear Scale on Mean Drop Size*. Journal of Energy, Bd. 4, S. 184 – 189.
- Ellis, S.R. und Gay, B. (1959): *The Parallel Flow of two Fluid Streams: Interfacial Shear and Fluid-Fluid Interaction*. Trans. Inst. Chem. Eng., Bd. 37, S. 206 – 215.

- Elsäßer, A. (1998): *Kraftstoffaufbereitung in Verbrennungskraftmaschinen: Grundlagen der Strömung schubspannungsgetriebener Wandfilme*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Elsäßer, A., Samenfink, W., Ebner, J., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (1997): *Dynamics of Shear-driven Liquid Films*. Proceedings of the 7th International Conference on Laser Anemometrie - Advances and Applications, Karlsruhe, Germany, September 8 – 11.
- Elsäßer, A., Samenfink, W., Ebner, J., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2000): *VI.2. Effect of Variable Liquid Properties on the Flow Structure within Shear-driven Wall Films*. Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics (Hrsg. Adrian et al.), S. 545 – 564, Springer-Verlag, Berlin, Germany.
- Engelland, H.-C. (1975): *Experimentelle Untersuchung einer Flüssigkeitsfilm-Strömung über rauhen Wänden bei mittlerer bis hoher Luftunterschallgeschwindigkeit*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Farrell, M. (2000): *Numerical modelling of two-phase flow in a simplified bearing chamber*. Phd thesis, University of Nottingham.
- Ferziger, J.H. und Perić, M. (1996): *Computational methods for fluid dynamics*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Fujii, T., Asano, H., Takenaka, N. und Yamada, H. (1998): *The Liquid Film Structure in a Two-Phase Gas-Liquid Annular Flow*. 3rd International Conference on Multiphase Flow, Lyon, France, June 8 – 12.
- Gambaryan-Roisman, T. und Stephan, P. (2002): *Heat transfer analysis of falling film evaporation on structured surfaces*. Proceedings of the 12th International Heat Transfer Conference, Grenoble, Bd. 3, S. 449 – 454.
- Geraets, J.J.M. und Borst, J.C. (1988): *A Capacitance Sensor for Two-Phase Void Fraction Measurement and Flow Pattern Identification*. International Journal of Multiphase Flow, Bd. 14(3), S. 305 – 320.
- Gerendás, M. (1999): *Experimentelle und numerische Untersuchung der Ausbreitung und Verdunstung von Mehrkomponenten-Flüssigkeitsfilmen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Gerendás, M., Samenfink, W. und Wittig, S. (1995): *Experimental and Numerical Investigations on Evaporating Multi-Component Liquid Films in Turbulent Air Flow*. Flows with Phase Transition, DLR-Mitteilungen 94-11, EUROMECH Colloquium 331.
- Gersdorff, K. und Grassmann, K. (1996): *Flugmotoren und Strahltriebwerke*. Bernard- und Graefe-Verlag, Konstanz, Germany.

- Giebert, D. (1999): *Einsatz eines Mehrgitterverfahrens zur zeiteffizienten Berechnung gasturbinentypischer Strömungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Gill, L.E., Hewitt, G.F. und Lacey, P.M.C. (1964): *Sampling Probe Studies of the Gas Core in Annular Two-Phase Flow - II The Effect of Phase Flow Rates on Phase and Velocity Distribution*. Chemical Engineering Science, Bd. 19, S. 665 – 682.
- Gill, L.E., Hewitt, G.F. und Lacey, P.M.C. (1965): *Data on the upwards annular flow of air-water mixtures*. Chemical Engineering Science, Bd. 20, S. 71 – 88.
- Glahn, A. und Wittig, S. (1995): *Two-Phase Air/Oil Flow in Aero Engine Bearing Chambers - Characterization of Oil Film Flows*. ASME-Paper 95-GT-114.
- Glahn, J.A. (1995): *Zweiphasenströmung in Triebwerkslagerkammern – Charakterisierung der Ölfilmströmung und des Wärmeübergangs*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Granville, P.S. (1985): *Mixing-Length Formulations for Turbulent Boundary Layers over Arbitrarily Rough Surfaces*. Journal of Ship Research, Bd. 29(4), S. 223 – 233.
- Greiner, M. (1978): *Analogiedefekte bei der Verdunstung an der längs angeströmten ebenen Platte in laminarer und turbulenter Strömungsgrenzschicht*. Dissertation, Universität München.
- Hallmann, M., Scheurlen, M. und Wittig, S. (1993): *Computation of Turbulent Evaporating Sprays: Eulerian versus Lagrangian Approach*. ASME-Paper 93-GT-333.
- Haug, M. (1994): *Quantifizierbarkeit der Kraftstoffaufbereitung in Verbrennungsmotoren mit Hilfe der laser-induzierten Fluoreszenz*. Dissertation, RWTH Aachen.
- Helbig, K., Gambaryan-Roisman, T. und Stephan, P. (2002): *Evaporation of thin fuel films in LPP-combustors*. Proceedings of the 1st International SFB-Workshop - Trends in Numerical and Physical Modelling for Turbulent Processes in Gas Turbine Combustors, SFB 568, Darmstadt, Germany.
- Hewitt, G.F. (1978): *Measurement of Two-Phase Flow Parameters*. Academic Press, London.
- Himmelsbach, J. (1992): *Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen welligen Flüssigkeitsfilmen in turbulenter Heißluftströmung - Meßtechnische Erfassung und numerische Beschreibung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Himmelsbach, J., Noll, B. und Wittig, S. (1994): *Experimental and Numerical Studies of Evaporating Wavy Fuel Films in Turbulent Air Flows*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 37, S. 1217 – 1226.

- Hürst, C. (1999): *Entwicklung eines impliziten Godunov-Typ-Verfahrens zur Berechnung turbulenter transonischer Strömungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Huang, P.G. und Bradshaw, P. (1995): *Law of the Wall for Turbulent Flows in Pressure Gradients*. AIAA Journal, Bd. 33(4), S. 624 – 632.
- Iribarne, A., Gosman, A.D. und Spalding, D.B. (1967): *A Theoretical and Experimental Investigation of Diffusion-Controlled Electrolytic Mass Transfer between a Falling Liquid Film and a Wall*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 10, S. 1661 – 1676.
- Ishii, M. und Grolmes, M.A. (1975): *Inception Criteria for Droplet Entrainment in Two-Phase Concurrent Film Flow*. AIChE Journal, Bd. 21(2), S. 308 – 318.
- Ishii, M. und Mishima, K. (1989): *Droplet Entrainment Correlation in Annular Two-Phase Flow*. Int. J. Heat Mass Transfer, Bd. 32(10), S. 1835 – 1845.
- Jayatilke, C.L.V. (1969): *The Influence of Prandtl Number and Surface Roughness on the Resistance of the Laminar Sub-Layer to Momentum and Heat Transfer*. Progress in Heat and Mass Transfer, Bd. 1, S. 103 – 329.
- Jischa, M. (1982): *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg-Verlag, Braunschweig.
- Johnen, T. (1995): *Quantifizierung der zeitlichen Entwicklung von Kraftstofffilmen an der Wand von motorischen Saugrohren*. Dissertation, RWTH Aachen.
- Kays, W.M. und Crawford, M.E. (1980): *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill, New York.
- Kind, R.J., Yowakim, F.M. und Sjolander, S.A. (1989): *The Law of the Wall for Swirling Flow in Annular Ducts*. ASME–Journal of Fluids Engineering, Bd. 111, S. 160 – 164.
- Klanner, W. (1972): *Ein kapazitives Meßverfahren zur Bestimmung der Dicke von Flüssigkeitsfilmen*. Archiv für Technisches Messen (ATM), Blatt V 1124 – 19, S. 201 – 204.
- Klose, G., Schmehl, R., Meier, R., Koch, R., Wittig, S., Zarzalis, N. und Leuckel, W. (2000): *Evaluation of Advanced Two-Phase Flow and Combustion Models for Predicting Low Emissions Combustors*. ASME-Paper 2000-GT-0133.
- Kuck, H.-A. (1972): *Experimentelle und theoretische Untersuchung der Vorgänge in einer zylindrischen Modellbrennkammer bei Wandauftragung des Kraftstoffes*. Dissertation, RWTH Aachen.
- Lam, C.K. und Bremhorst, K.A. (1981): *Modified Form of the k - ϵ Model for Predicting Wall Turbulence*. ASME–Journal of Fluids Engineering, Bd. 103, S. 456 – 460.
- Launder, B.E. und Spalding, D.B. (1972): *Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press, New York.

- Lauder, B.E. und Spalding, D.B. (1974): *The Numerical Computation of Turbulent Flows*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Bd. 3, S. 269 – 289.
- Lee, J. (1965): *Turbulent Velocity Profile of a Vertical Film Flow*. Chemical Engineering Science, Bd. 20, S. 533 – 536.
- Lefebvre, A.H. (1989): *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation, New York.
- Liedtke, O. (2003): *Persönliche Mitteilung*, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Liedtke, O. (2004): *Persönliche Mitteilung. Geplante Veröffentlichung im Rahmen der Dissertation mit dem Thema: „Entwicklung einer schadstoffarmen Brennkammer für den Einsatz in einer Mikrogasturbine“*, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Liedtke, O. und Schulz, A. (2003): *Development of a New Lean Burning Combustor with Fuel Film Evaporation for a Micro Gas Turbine*. Experimental Thermal and Fluid Science, Bd. 27, S. 363 – 369.
- Ligrani, Ph., M. (1989): *Structure of Turbulent Boundary Layers*. Encyclopedia Fluid Mechanics, Bd. 8, S. 111 – 189.
- Lilleleht, L.U. und Hanratty, T.J. (1961): *Relation of Interfacial Shear Stress to the Wave Height for Concurrent Air-Water Flow*. AIChE Journal, Bd. 7, S. 548 – 550.
- Maier, G. (2000): *Gemischtaufbereitung bei der mageren Vormischverbrennung in Gasturbinen: Entwicklungspotential und Grenzen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Marshall, B.W. und Tiederman, W.G. (1971): *A Capacitance Depth Gauge for Thin Liquid Films*. Rev. Sci. Instruments, Bd. 43, S. 544 – 547.
- Maybach, G.W. (1959): *Filmverdampfungsbrennkammer für Gasturbinen*. MTZ – Motortechnische Zeitschrift, Bd. 20(7), S. 283 – 286.
- Mayinger, F. (1982): *Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen*. Springer-Verlag, Wien, New York.
- Meier, R. (2004): *Persönliche Mitteilung. Geplante Veröffentlichung im Rahmen der Dissertation mit dem Thema: „Experimentelle Untersuchungen zur modellhaften Beschreibung des luftgestützten Zerfalls von Flüssigkeitsfilmen“*, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Meier, R., Merkle, K. und Maier, G. (1999): *Development of an improved prefilming airblast atomizer for gasturbine application*. Proceedings of the 15th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS99), Toulouse, France.

- Metz, R. (1986): *Untersuchung des gekoppelten Impuls-, Wärme- und Stoffübergangs an einer mit einem flüssigen Mehrkomponentengemisch benetzten parallel angeströmten ebenen Platte*. Dissertation, Universität Kaiserslautern.
- Moffat, R.J. und Kays, W.M. (1984): *Advances in Heat Transfer - Review of Turbulent Boundary Layer Research*, Bd. 16. (Hartnett, J.P. and Irvine, T.F., Academic Press), Orlando.
- Mudawar, I.A. und El-Marsi, M.A. (1986): *Momentum and Heat Transfer across Freely-Falling Turbulent Liquid Films*. International Journal of Multiphase Flow, Bd. 12(5), S. 771 – 790.
- Noll, B. (1986): *Numerische Berechnung brennkammertypischer Ein- und Zweiphasenströmungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Noll, B. (1992a): *Evaluation of a Bounded High-Resolution Scheme for Combustor Flow Computations*. AIAA Journal, Bd. 30(1), S. 64 – 69.
- Noll, B. (1992b): *Möglichkeiten und Grenzen der numerischen Beschreibung von Strömungen in hochbelasteten Brennräumen*. Habilitationsschrift, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Noll, B. (1993): *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Oldengarm, J., van Krieken, A.H. und van der Klooster, H.W. (1975): *Velocity Profile Measurements in a Liquid Film Flow Using the Laser Doppler Technique*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, Bd. 8, S. 203 – 205.
- Paras, S.V. und Karabelas, A.J. (1992): *Measurements of Local Velocities Inside Thin Liquid Films in Horizontal Two-Phase Flow*. Experiments in Fluids, Bd. 13, S. 190 – 198.
- Patankar, S.V. (1980): *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Co., Washington D.C.
- Patankar, S.V. und Spalding, D.B. (1970): *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*. International Textbook Company Ltd, London.
- Peric, M. (1985): *A Finite Volume Method for the Prediction of Three-dimensional Fluid Flow in Complex Ducts*. Phd thesis, University of London.
- Pfeiffer, A. (1992): *Entwicklung einer keramischen Kleingasturbinen-Brennkammer: Neue Möglichkeiten zur schadstoffarmen Verbrennungsführung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Plimon, A. (1991): *Velocity Profiles in Shear Force Driven Wall Films*. Experiments in Fluids, Bd. 11, S. 339 – 340.
- Prommersberger, K. und Maier, G. (1999): *Fuel vapor concentration measurements inside a generic premix duct*. Proceedings of the 15th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS99), Toulouse, France.

- Rexroth, C.-H. (1996): *Methoden zur effizienten Berechnung komplexer Strömungen auf unstrukturierten Gittern*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Rodi, W. (1978): *Turbulenzmodelle und ihre Anwendung auf Probleme des Wasserbaus*. Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe (TH).
- Rodi, W. (1980): *Turbulence models and their application in hydraulics - A state of the art report*. Publication of the International Association for Hydraulic Research, IAHR-Verlag, Delft.
- Roßkamp, H. (1998): *Simulation von drallbehafteten Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Roßkamp, H., Elsäßer, A., Samenfink, W., Meisl, J., Willmann, M. und Wittig, S. (1998): *An Enhanced Model for Predicting the Heat Transfer to Wavy Shear-driven Liquid Wall Films*. 3rd International Conference on Multiphase Flow, Lyon, France, June 8 – 12.
- Ruck, B. (1990): *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. AT-Fachverlag, Stuttgart.
- Samenfink, W. (1997): *Grundlegende Untersuchung zur Tropfeninteraktion mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Samenfink, W., Elsäßer, A., Wittig, S. und Dullenkopf, K. (1996): *Internal Transport Mechanisms of Shear-driven Liquid Films*. Proceedings of the Eighth International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, July 8 – 11.
- Santavicca, D.A., Steinberger, R.L., Gibbson, K.A., Citeno, J.V. und Mills, S. (1993): *The Effect of Incomplete Fuel-Air Mixing on the Lean Limit and Emissions Characteristics of a Lean Prevaporized (LPP) Combustor*. AGARD conference proceedings No. 536: Fuels and Combustion Technology for Advanced Aircraft Engines, S. 1 – 12.
- Sattelmayer, T. (1985): *Zum Einfluß der ausgebildeten turbulenten Luft-Flüssigkeitsfilm-Strömung auf den Filmzerfall und die Tropfenbildung am Austritt von Spalten geringer Höhe*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Sattelmayer, T., Sill, K.H. und Wittig, S. (1987): *Optisches Meßgerät zur Bestimmung der Eigenschaften welliger Flüssigkeitsfilme*. Technisches Messen (tm), Bd. 54(4).
- Sattelmayer, T. und Wittig, S. (1989): *Performance Characteristics of Prefilming Airblast Atomizers in Comparison with other Airblast Nozzles*. Encyclopedia of Fluid Mechanics, Bd. 8, S. 1091 – 1141.
- Scherer, V. (1989): *Konvektiver Wärmeübergang in lokalen Ablösegebieten: Möglichkeiten und Grenzen des Einsatzes von Wandfunktionen bei Stufen- und Mischluftströmungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).

- Schlichting, H. (1936): *Experimentelle Untersuchungen zum Rauheitsproblem*. Ingenieur-Archiv, Bd. 7(1), S. 1 – 34.
- Schlichting, H. (1982): *Grenzschicht-Theorie*. Verlag G. Braun, Karlsruhe.
- Schmehl, R. (2002): *Advanced Modeling of Droplet Deformation and Breakup for CFD Analysis of Mixture Preparation*. Proceedings of the 18th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS02).
- Schmehl, R., Klose, G., Maier, G. und Wittig, S. (1999a): *Efficient Numerical Calculation of Evaporating Sprays in Combustion Chamber Flows*. AGARD-RTO-MP-14.
- Schmehl, R., Rosskamp, H., Willmann, M. und Wittig, S. (1999b): *CFD analysis of spray propagation and evaporation including wall film formation and spray/film interactions*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 20(5), S. 520 – 529.
- Schober, P. (2003): *Persönliche Mitteilung*, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Schober, P., Ebner, J., Schäfer, O. und Wittig, S. (2003): *Experimental Study on the Effect of a Strong Negative Pressure Gradient on a Shear-driven Liquid Fuel Film*. Proceedings of the Ninth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS03), Sorrento, Italy.
- Schober, P., Meier, R., Schäfer, O. und Wittig, S. (2002): *Visualisation and PDPA-Measurements of Oscillating Spray Propagation of an Airblast Atomiser at Engine Typical Conditions*. Proceedings of the International Symposium on Visualization and Imaging in Transport Phenomena, Antalya, Turkey.
- Schultz, K.-J. (1976): *Theoretische und experimentelle Untersuchung einer turbulenten ebenen Zweistoffgrenzschicht längs eines verdunstenden Flüssigkeitsfilms*. Dissertation, Universität Kaiserslautern.
- Sieger, K. (1993): *Vergleich der Leistungsfähigkeit erweiterter k, ε -Turbulenzmodelle bei der Berechnung transitionaler Grenzschichten an Gasturbinenschaufeln*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Sill, K.H. (1980): *Experimentelle Bestimmung der Grenzflächenstruktur und der mittleren Filmdicke von strömenden Flüssigkeitsfilmen mit Hilfe einer Lichtabsorptionsmethode*. Sammelband der VGB-Tagung, Essen, S. 232 – 338.
- Sill, K.H. (1982): *Wärme- und Stoffübergang in turbulenten Strömungsgrenzschichten längs verdunstender welliger Flüssigkeitsfilme*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Simon, N. (1990): *Kraftstoffwandfilmuntersuchungen im Saugrohr des Ottomotors mit Zentralspritzung*. VDI Fortschrittsberichte, Reihe 12: Verkehrstechnik/Fahrzeugtechnik, Bd. 141, S. 335 – 362.

- Spalding, D.B. (1961): *A Single Formula for the "Law of the Wall"*. Journal of Applied Mechanics, Bd. 28, S. 455 – 458.
- Spalding, D.B. (1977): *GENMIX – A General Computer Program for Two-Dimensional Parabolic Phenomena*. Pergamon Press, Oxford.
- Spletstößer, W. (1974): *Theoretische und experimentelle Untersuchung der laminaren Zweistoff-Grenzschichtströmung längs eines ebenen, verdunstenden Flüssigkeitsfilms bei temperatur- und konzentrationsabhängigen Stoffeigenschaften*. Dissertation, Universität Braunschweig.
- Steffens, K., Schäffler, A. und Buckl, F. (1999): *Entwicklungstendenzen im Luftfahrttriebwerksbau*. DGLR-Jahrestagung, Berlin, DGLR-JT99-075.
- Takamasa, T., Kobayashi, K. und Tada, K. (1998a): *Interfacial Waves on a Film Flowing Down Inner Tube Wall Measured with a Laser Focus Displacement Meter*. 3rd International Conference on Multiphase Flow, Lyon, France, June 8 – 12.
- Takamasa, T., Tamura, S. und Kobayashi, K. (1998b): *Interfacial Waves on a Film Flowing Down Plate Wall in an Entry Region Measured with Laser Focus Displacement Meters*. 3rd International Conference on Multiphase Flow, Lyon, France, June 8 – 12.
- Trifunovic, R. (1975): *Brennstofffilmverdampfung in Brennkammern von Verbrennungskraftmaschinen*. Dissertation, Universität München.
- van Driest, E.R. (1956): *On Turbulent Flow Near a Wall*. Journal of the Aeronautical Science, Bd. 8E1109/23, S. 1007 – 1012.
- van Rossum, J.J. (1959): *Experimental Investigation of Horizontal Film Flow*. Chemical Engineering Science, Bd. 11, S. 35 – 52.
- Whalley, P.B. (1987): *Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow*. Clarendon Press, Oxford.
- Wiedemann, J. (1984): *Laser-Doppler-Anemometrie*. Springer-Verlag, Berlin.
- Wilcox, D.C. (1993): *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries Inc., La Canada.
- Willmann, M. (1999): *Charakterisierung eines Airblastzerstäubers – Bestätigung numerischer Simulationen mit einem angepassten Phasen-Doppler-Meßverfahren*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Wittig, S. (1999): *Efficiency and Emissions: Environmental Consequences and Challenges in Aircraft Engine Component Design*. HELECEO Conference, June 3–6, Thessaloniki, Greece.
- Wittig, S., Elsäßer, A., Samenfink, W., Ebner, J. und Dullenkopf, K. (1997): *V.3. Velocity Profiles in Shear-driven Liquid Films: LDV-Measurements*. Developments in Laser Technique and Fluid Mechanics (Hrsg. Adrian et al.), S. 509 – 522, Springer-Verlag, Berlin, Germany.

- Wittig, S., Hallmann, M., Scheurlen, M. und Schmehl, R. (1993): *A New Eulerian Model for Turbulent Evaporating Sprays in Recirculating Flows*. AGARD-CP-536, S. 37₁ – 37₁₁.
- Wittig, S., Himmelsbach, J., Noll, B., Feld, H.J. und Samenfink, W. (1991): *Motion and Evaporation of Shear-Driven Liquid Films in Turbulent Gases*. ASME-Paper 91-GT-207.
- Wittig, S., Müller, H., Hallmann, M., Bellmann, H., Elsäßer, A. und Samenfink, W. (1996): *Sprühstrahl- und Wandfilmverhalten in Saugrohren von Ottomotoren*. MTZ – Motortechnische Zeitschrift, Bd. 57(12), S. 688 – 699.
- Wurz, D. (1971): *Experimentelle Untersuchung des Strömungsverhaltens dünner Wasserfilme und deren Rückwirkung auf einen gleichgerichteten Luftstrom mäßiger bis hoher Unterschallgeschwindigkeit*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Wurz, D. (1977): *Flüssigkeits-Filmströmung unter Einwirkung einer Überschall-Luftströmung*. Habilitationsschrift, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Wurz, D. (1979): *Wellengeschwindigkeit und Wellenstruktur an der Oberfläche schubspannunggetriebener Flüssigkeitsstrahlen*. Festschrift zum 70. Geburtstag von Prof. Dr.-Ing. Rudolph Friedrich, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Zierep, J. (1987): *Grundzüge der Strömungslehre*. Verlag G. Braun, Karlsruhe.

Lebenslauf

Name	Joachim Ebner
Geburtsdatum	20. Februar 1969
Geburtsort	Bad Säckingen
Familienstand	verheiratet
1975 – 1979	Besuch der Grundschule in Nollingen
1979 – 1988	Besuch des Georg-Büchner-Gymnasiums in Rheinfeldern
1988 – 1989	Grundwehrdienst
1989 – 1996	Studium an der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
1991	Vordiplomprüfung
1996	Hilfsassistent am Institut für Thermische Strömungsmaschinen
31.7.1996	Diplomprüfung
8/1996 – 9/2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)
seit 11/2003	Mitarbeiter der Firma BMW AG in München