

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG UND OPTIMIERUNG DER KÜHLUNG VON BRENNKAMMERBAUTEILEN STATIONÄRER GASTURBINEN

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Diane Lauffer
aus Villingen-Schwenningen

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Konrad Vogeler

Tag der Einreichung: 11. Oktober 2007
Tag der mündlichen Prüfung: 4. Juli 2008

Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR)
Universität Stuttgart

Stuttgart 2008

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt an der Universität Stuttgart.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand für seine Ermutigung, diese Arbeit anzufertigen und für die Übernahme der Betreuung. Er nahm sich stets Zeit, unterstützte mich in jeder Hinsicht, und trug so wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei. Ganz besonders hervorheben möchte ich auch seinen unerschütterlichen Optimismus und seine Begeisterungsfähigkeit, mit der er mich immer wieder angesteckt hat. Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf für die große Unterstützung und seine vielen wertvollen Ideen während der Durchführung der Arbeit. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Konrad Vogeler möchte ich mich für die Übernahme des Koreferats bedanken.

Vielen Dank an Dipl.-Phys. Detlef Pape, der die Mess- und Auswertungsmethoden am ITLR entwickelte und so einen großen Beitrag zu dieser Arbeit leistete. Außerdem stand er mir besonders in der Anfangsphase immer mit viel Geduld und zahlreichen wertvollen Tipps hilfreich zur Seite. Ebenfalls danke ich Dipl.-Ing. Rico Poser für die Weiterentwicklung der Auswertesoftware und für seine Hilfe bei vielen kleineren und größeren Problemen. Bei Dipl.-Ing. Sebastian Spring bedanke ich mich für die Durchführung der numerischen Untersuchungen und für die gute Zusammenarbeit. Ebenso danke ich Prof. Dr.-Ing. Hervé Jeanmart für seine numerischen Beiträge.

Ein großer Dank gilt Herrn Harald Hettrich für sein Engagement, unsere Wünsche bezüglich der komplizierten Versuchskanalgeometrien konstruktiv umzusetzen. Stellvertretend für die mechanische und elektronische Werkstatt des Instituts möchte ich mich bei Herrn Christian Otto und Herrn Thomas Bertnik bedanken. Sie waren bei der Fertigung, dem Aufbau und der Inbetriebnahme der vielen verschiedenen Versuchsanlagen eine große Unterstützung. Ein spezieller Dank gilt auch Herrn Eberhard Mayer für die schnelle Hilfe bei vielen dringenden Kleinigkeiten und für zahlreiche mir in Erinnerung bleibende Unterhaltungen in der Versuchshalle. Frau Waltraud Wurster danke ich für die Übernahme der vielen administrativen Aufgaben. Ein besonderes Dankeschön geht an alle Kollegen am ITLR für die sehr angenehme Atmosphäre sowohl während als auch abseits der Arbeit. Vielen Dank an alle Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- oder Diplomarbeit einen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Siemens Power Generation danke ich für die finanzielle Unterstützung des Projektes. Insbesondere möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Roland Liebe und bei Herrn Dipl.-Ing. Stefan Dahlke für die angenehmen Projekttreffen und für ihr persönliches Interesse an dieser Arbeit bedanken.

Ich danke von Herzen meinen Eltern, ohne deren Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Vielen Dank an meine Schwester Kerstin für das Korrekturlesen dieses Manuskripts. Isabelle Hiller danke ich ebenfalls für die Durchsicht der Arbeit und vor allem für ihre Freundschaft. Schließlich möchte ich mich noch bei Marc für seine Hilfe und für die gemeinsame Zeit bedanken.

Wettingen, im Oktober 2008
Diane Lauffer

The very first step towards success in any occupation
is to become interested in it.

William Osler

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	IX
Nomenklatur	XI
Kurzzusammenfassung	XV
Abstract	XVII
1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Stand der Forschung	3
1.2.1. Konvektive Kühlmethoden	3
1.2.2. Prallkühlung	4
1.2.3. Kombinierte Kühlmethoden	6
1.3. Ziele dieser Arbeit	8
2. Bestehende Kühlverfahren	9
2.1. Konvektive Kühlmethoden	9
2.1.1. Rippen	10
2.1.2. Dimples	11
2.2. Prallkühlung	12
3. Messtechnik	15
3.1. Bestimmung des Massenstroms	15
3.1.1. Druckmessung über die Einlaufdüse	15
3.1.2. Wirbelzähler-Durchflussmessung	15
3.2. Bestimmung der Strömungstemperatur	16
3.3. Bestimmung des Wärmeübergangs	16
3.3.1. Stationäre Flüssigkristall-Methode	17
3.3.2. Transiente Flüssigkristall-Methode	19
3.3.3. Kalibrierung der Flüssigkristalle	21
3.4. Bestimmung des Drucks	23
3.5. Bestimmung der Strömungscharakteristik	24
4. Wärmeübergangsintensivierung in flachen Kanälen	27
4.1. Einleitung	27
4.2. Experimenteller Aufbau	28
4.2.1. Versuchskanal	28

4.2.2.	Untersuchte Konfigurationen	29
4.2.3.	Messtechnik	30
4.3.	Nußeltzahl	31
4.3.1.	Lokale Verteilung der Nußeltzahl	31
4.3.2.	Axiale, lokal gemittelte Nußeltzahlverläufe	34
4.3.3.	Vergleich der mittleren Nußeltzahl	36
4.3.4.	Vergleich der Nußeltzahl für verschiedene Reynoldszahlen	36
4.4.	Druckverlust	38
5.	Wärmeübergangsintensivierung in Brennkammerkühlkanälen	39
5.1.	Einleitung	39
5.2.	Experimenteller Aufbau	40
5.2.1.	Versuchskanal	40
5.2.2.	Untersuchte Konfigurationen	43
5.2.3.	Messtechnik	43
5.3.	Nußeltzahl im glatten Kanal	44
5.3.1.	Vergleich der Nußeltzahl für verschiedene Reynoldszahlen	45
5.3.2.	Lokale Verteilung der Nußeltzahl	46
5.3.3.	Laterale Nußeltzahlverteilung	48
5.3.4.	Axiale, lokal gemittelte Nußeltzahlverläufe	51
5.3.5.	Mittlere Nußeltzahl	53
5.4.	Verwendung mehrerer Temperaturmessstellen	54
5.5.	Strömungsfeld im glatten Kanal	56
5.5.1.	Vergleich zwischen den vier Prallkonfigurationen	56
5.5.2.	Vergleich für verschiedene Reynoldszahlen	62
5.5.3.	Vergleich der Strömung mit dem lokalen Wärmeübergang	65
5.6.	Nußeltzahl im Kanal mit Dimples	68
5.6.1.	Vergleich der Nußeltzahl im Kanal ohne und mit Dimples	68
5.6.2.	Lokale Verteilung der Nußeltzahl	72
5.6.3.	Axiale, lokal gemittelte Nußeltzahlverläufe	72
5.7.	Druckverlust im Kanal ohne und mit Dimples	75
6.	Wärmeübergangsintensivierung in Brennkammer-Hitzeschutzschilden	77
6.1.	Einleitung	77
6.2.	Experimenteller Aufbau	78
6.2.1.	Versuchskanal	78
6.2.2.	Untersuchte Konfigurationen	79
6.2.3.	Messtechnik	81
6.3.	Temperaturverteilung im Hitzeschutzschild	81
6.4.	Nußeltzahl	82
6.4.1.	Vergleich der lokalen Verteilung der Nußeltzahl	82
6.4.2.	Nußeltzahl für Prallmuster 1	83
6.4.3.	Nußeltzahl für Prallmuster 2	87
6.4.4.	Mittlere Nußeltzahl für alle Flächen	90
6.4.5.	Vergleich mit numerischen Ergebnissen	91

7. Fehlerbetrachtung	95
7.1. Druck- und Temperaturmessung	95
7.2. Bestimmung des Massenstroms	96
7.2.1. Bestimmung des Massenstroms über die Einlaufdüse	96
7.2.2. Bestimmung des Massenstroms über die Wirbelzähler-Durchflussmessung	96
7.3. Stationäre Wärmeübergangsmessungen	96
7.4. Transiente Wärmeübergangsmessungen	96
7.5. PIV-Messungen	98
8. Zusammenfassung	101
A. Wärmeleitung in einer mit Dimples versehenen Kanaloberfläche	103
A.1. Einfluss der Krümmung auf die Oberflächentemperatur und auf die thermische Eindringtiefe	104
A.2. Einfluss einer rechtwinkligen Ecke auf die Wärmeleitung	109
A.3. Finite-Element-Untersuchungen	112
A.4. Instationäre Temperaturverteilung in einer mit Dimples versehenen Wand	114

Abbildungsverzeichnis

1.1. Stationäre Gasturbine [1]	1
1.2. Filmkühlungs- (oben) und konvektives Kühlungskonzept (unten) in Gasturbinen [2]	2
2.1. Schematische Darstellung einer Strömung über Rippen (oben), Draufsicht auf verschiedene Rippengeometrien (unten)	10
2.2. Seitenansicht (oben) und Draufsicht (unten) auf sphärische Dimples	11
2.3. An sphärischen Dimples erzeugte Längswirbel [3]	12
2.4. Prinzip eines Prallstrahls	12
3.1. Stationäre Flüssigkristalltechnik	17
3.2. Transiente Flüssigkristalltechnik	20
3.3. Verlauf der Strömungstemperatur	21
3.4. Kalibriereinrichtung für die Flüssigkristalle	22
3.5. Farbverlauf der Flüssigkristalle und zugehörige Kalibrierkurven	23
3.6. Strömungsmessung mittels PIV	24
3.7. Momentaufnahmen eines Doppellaserpulses	25
4.1. Kombination verschiedener Methoden zur Wärmeübergangsintensivierung in flachen Kanälen	27
4.2. Messkanal	28
4.3. Draufsicht auf die Messstrecke	29
4.4. Untersuchte Rippenkonfigurationen	30
4.5. Untersuchte Flächen	30
4.6. Nußeltzahlverteilung für Konfigurationen 1-3, $Re=165.000$	32
4.7. Nußeltzahlverteilung für Konfigurationen 4-6, $Re=165.000$	33
4.8. Nußeltzahlverläufe auf der Seitenwand für alle Konfigurationen (lokal gemittelt über Seitenrippenhöhe B_R), $Re=165.000$	34
4.9. Nußeltzahlverläufe für alle Konfigurationen (lokal gemittelt über Bodenstreifenbreite B_S bzw. Seitenhöhe H), $Re=135.000$	35
4.10. Mittlere Nußeltzahl für alle Konfigurationen, $Re=165.000$	36
4.11. Nußeltzahlverläufe auf der Bodenwand (lokal gemittelt über Bodenstreifenbreite B_S) für den Dimple-Kanal bei verschiedenen Reynoldszahlen	37
4.12. Nußeltzahlverläufe auf der Seitenwand (lokal gemittelt über Kanalhöhe H) für den Dimple-Kanal bei verschiedenen Reynoldszahlen	37
4.13. Reibungsbeiwert für alle Konfigurationen	38
5.1. Position der Brennkammerkühlkanäle in einer Gasturbine	39
5.2. Messkanal	40

5.3.	Versuchskanal während einer transienten Flüssigkristallmessung . . .	41
5.4.	Untersuchte Kanalflächen, Druck- und Temperaturmesspositionen, Koordinatensystem	42
5.5.	Variation des hydraulischen Durchmessers und der Reynoldszahl über die Kanallänge	42
5.6.	Untersuchte Prallkühlkonfigurationen (mit PIV-Messpositionen) . . .	44
5.7.	Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für PK 4, $Re=67.500$ und $Re=135.000$	45
5.8.	Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für PK 4, $Re=67.500$ und $Re=135.000$	46
5.9.	Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$	47
5.10.	Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$	48
5.11.	Laterale Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für $Re=135.000$. . .	49
5.12.	Laterale Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für $Re=135.000$. . .	50
5.13.	Laterale Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für $Re=135.000$. . .	51
5.14.	Nußeltzahlverläufe auf der Prallwand (gemittelt über die lokale Kanalbreite B_{lok}) für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$	52
5.15.	Nußeltzahlverläufe auf der Seitenwand (gemittelt über die lokale Kanalhöhe H) für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$	52
5.16.	Mittlere Nußeltzahl auf allen Flächen für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$	53
5.17.	Vergleich der Nußeltzahlverläufe (lokal gemittelt) auf der Prall- und auf der Seitenwand für PK 2 für unterschiedliche Referenztemperaturen, $Re=135.000$	55
5.18.	Strömungsfeld für PK 1, $Re=67.500$	58
5.19.	Strömungsfeld für PK 2, $Re=67.500$	59
5.20.	Strömungsfeld für PK 3, $Re=67.500$	60
5.21.	Strömungsfeld für PK 4, $Re=67.500$	61
5.22.	Strömungsfeld für PK 1 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. D und J	62
5.23.	Strömungsfeld für PK 2 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. C und I	63
5.24.	Strömungsfeld für PK 4 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. A und D	63
5.25.	Strömungsfeld für PK 3 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. A und C	64
5.26.	Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 1, Pos. G und J, $Re=67.500$	66
5.27.	Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 2, Pos. I und J, $Re=67.500$	66
5.28.	Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 3, Pos. A und G, $Re=67.500$	67
5.29.	Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 4, Pos. C und I, $Re=67.500$	67

5.30. Mit Dimples versehener Liner	68
5.31. Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples	69
5.32. Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples	70
5.33. Nußeltzahlverlauf auf der Prallwand (gemittelt über die lokale Kanalbreite B_{lok}) für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples	71
5.34. Nußeltzahlverlauf auf der Seitenwand (gemittelt über die lokale Kanalhöhe H) für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples	71
5.35. Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für alle Prallkonfigurationen im mit Dimples versehenen Kanal, $Re=135.000$	73
5.36. Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für alle Prallkühlkonfigurationen im mit Dimples versehenen Kanal, $Re=135.000$	74
5.37. Nußeltzahlverläufe auf der Prallwand (gemittelt über die lokale Kanalbreite B_{lok}) für alle Prallkühlkonfigurationen im mit Dimples versehenen Kanal, $Re=135.000$	75
5.38. Druckverlust im glatten Kanal für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$	76
5.39. Druckverlust im Dimple-Kanal für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$	76
6.1. Hitzeschutzschilde an einer Gasturbinenbrennkammerwand [4]	77
6.2. Skizze des untersuchten Hitzeschutzschields	78
6.3. Skizze des Versuchskanals	78
6.4. Modell des Hitzeschutzschields während einer transienten Flüssigkristallmessung	79
6.5. Prallmuster 1	80
6.6. Prallmuster 2	80
6.7. Gemessene Temperaturverläufe im Hitzeschutzschildmodell	82
6.8. Untersuchte Linien und Einzelstrahlen	83
6.9. Verteilungen der Nußeltzahl auf allen Hitzeschutzschildflächen für PM 1 (oben, $Re=28.000$) und PM 2 (unten, $Re=39.000$) bei gleichem Massenstrom	84
6.10. Verlauf der Nußeltzahl auf der Prallplatte für Prallmuster 1	85
6.11. Verlauf der Nußeltzahl auf den Seiten für Prallmuster 1	86
6.12. Nußeltzahlverteilung für Strahl D für verschiedene Reynoldszahlen	88
6.13. Nußeltzahlverteilung für Strahl E für verschiedene Reynoldszahlen	88
6.14. Nußeltzahlverteilung für Strahl C für verschiedene Reynoldszahlen	89
6.15. Nußeltzahlverteilung für Strahl D und E, gemittelt über alle Reynoldszahlen und in alle Richtungen, bezogen auf die jeweiligen Werte bei $r/D=5$	89
6.16. Mittlere Nußeltzahl auf allen Flächen	90
6.17. Gittervernetzung des Hitzeschutzschields, der Prallbohrungen und des Einlaufplenums [5]	91

6.18. Verteilung der numerisch berechneten Nußeltzahl auf allen Hitzeschutzschildflächen für PM 1 bei $Re=32.000$ [5]	93
6.19. Nußeltzahlverläufe entlang Linie 3 und 4, Vergleich der experimentellen mit den numerischen Ergebnissen, $Re=28.000$	93
7.1. Fehlerverteilung auf der Prallplatte des Hitzeschutzschildmodells für $Re=28.000$	99
A.1. Geometrie und Randbedingungen zur Berechnung der Wärmeleitung in einer Hohlkugel	104
A.2. Abhängigkeit der Wandtemperatur vom Krümmungsradius	107
A.3. Abhängigkeit der thermischen Eindringtiefe vom Krümmungsradius	108
A.4. Definition der thermischen Eindringtiefe	108
A.5. Geometrie und Randbedingungen für die Berechnung der Wärmeleitung in einem rechteckigen Gebiet	109
A.6. Untersuchte Dimplegeometrie	113
A.7. Temperaturverteilung in einer Dimple-Wand ($D_p=80$ mm, $t_D/D_p=0,3$) nach 120 s	114
A.8. Wandtemperatur nach 40 s entlang einer Dimpleoberfläche im Vergleich zu einer rechtwinkligen Ecke	115
A.9. Wandtemperaturverteilung für einen Dimple ($D_p=80$ mm, $t_D/D_p=0,3$) für $0 < t < 120$ s, 8 s-Zeitschritt zwischen den Linien	116
A.10. Wandtemperaturverteilung für einen Dimple ($D_p=10$ mm, $t_D/D_p=0,3$) für $0 < t < 120$ s, 8 s-Zeitschritt zwischen den Linien	117

Tabellenverzeichnis

5.1. Axiale Positionen der statischen Druckaufnehmer und der Thermo- elemente	41
5.2. PIV-Messpositionen	43
6.1. Mittlere Nußeltzahl für $Re=32.000$ unter Strahl A und B, Vergleich mit der Korrelation von Schlünder und Gnielinski [6]	87
6.2. Gitterparameter	92
7.1. Ungenauigkeit der einzelnen Größen	97
A.1. Abmessungen der untersuchten Dimplegeometrien	114

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a	$[\text{m}^2/\text{s}]$	Temperaturleitzahl
A	$[\text{m}^2]$	Fläche
A_K	$[\text{m}^2]$	Querschnittsfläche des Kanals
b	$[\text{m}]$	Dimplekantenabstand
B, B_2	$[\text{m}]$	Kanalbreite
B_S	$[\text{m}]$	Bodenrippenbreite
B_R	$[\text{m}]$	Seitenrippenhöhe
Bi	$[-]$	Biotzahl, $\alpha R/\lambda$
c	$[\text{J}/(\text{kgK})]$	spezifische Wärmekapazität
C_1, C_2, C_3	$[-]$	Konstanten
d	$[\text{m}]$	Wanddicke
D	$[\text{m}]$	Durchmesser
D_h	$[\text{m}]$	hydraulischer Durchmesser, $(4A_K)/U_K$
D_p	$[\text{m}]$	Dimplefußdurchmesser
e	$[\text{m}]$	Rippenhöhe
f	$[-]$	Reibungsbeiwert, $(\Delta p D_h)/(2\rho u^2 L)$
F, G, H, g	$[-]$	Funktionen
Gr	$[-]$	Grashofzahl, $(g\beta(T_a - T_\infty)L^3)/\nu^2$
H	$[\text{m}]$	Kanalhöhe
I	$[\text{A}]$	Stromstärke
k	$[\text{m}]$	Dimpleabstand
l	$[\text{m}]$	charakteristische Länge
L	$[\text{m}]$	Kanallänge
L_A	$[\text{m}]$	Länge
M	$[-]$	Maßstab
Ma	$[-]$	Machzahl, $u/(\sqrt{\kappa RT})$
\dot{m}	$[\text{kg}/\text{s}]$	Massenstrom
n	$[\text{m}]$	Koordinate
N	$[-]$	Anzahl
Nu	$[-]$	Nußeltzahl, $(\alpha D_h)/\lambda_L$
p	$[\text{Pa}]$	Druck
p_e	$[\text{m}]$	Eindringtiefe
p_R	$[\text{m}]$	Rippenabstand
Pr	$[-]$	Prandtlzahl, ν/a
\dot{q}	$[\text{W}/\text{m}^2]$	Wärmestromdichte
r	$[\text{m}]$	radiale Koordinate

\tilde{r}, \hat{r}	[–]	dimensionslose radiale Koordinaten, r/R bzw. $r/R - 1$
R	[m]	Krümmungsradius
Re	[–]	Reynoldszahl, $(u_{D_h})/\nu$
s	[m]	Koordinate
S	[m]	halber Bolzenumfang
t	[s]	Zeit
\tilde{t}	[–]	dimensionslose Zeit, $(t_a)/R^2$ bzw. $(t_a)/L^2$
t_D	[m]	Dimpletiefe
t_R	[m]	Rippendicke
T	[K]	Temperatur
u	[m/s]	Hauptströmungsgeschwindigkeit
U	[V]	Spannung
U_K	[m]	Kanalumfang
v	[m/s]	Querströmungsgeschwindigkeit
\dot{V}	[m ³ /s]	Volumenstrom
W	[m]	Kanalbreite
x, y, z	[m]	Koordinaten
\tilde{x}, \tilde{y}	[–]	dimensionslose Koordinaten, x/L bzw. y/L
y^+	[–]	dimensionsloser Wandabstand

Griechische Buchstaben

α	[W/(m ² K)]	Wärmeübergangskoeffizient
β	[1/K]	Volumenausdehnungskoeffizient, $2/(T_a + T_\infty)$
γ	[°]	Winkel
ϵ	[–]	Emissionskoeffizient
λ	[W/(mK)]	Wärmeleitfähigkeit
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
η	[–]	Ähnlichkeitskoordinate
ξ	[–]	Koordinate
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ	[–]	Krümmungsindex (0: ebene Wand, 1: zylindrisch, 2: sphärisch)
ϕ_n, ϕ_m	[–]	Eigenwerte
Φ	[–]	Funktion
ψ	[–]	Konstante
Θ	[–]	dimensionsloses Temperaturverhältnis, $(T - T_0)/(T_B - T_0)$

Indizes

a	außen
B	Bulk(temperatur)
eb	ebene Platte
el	elektrisch
h	homogen
HF	Heizfolie

i, j	Index
lok	lokal
L	Luft
m	Mittelwert
P	Plexiglas
pix	Pixel
Pl	Plenum
ref	Referenzwert
s	Strahlung
TLC	Flüssigkristalle (Thermochromic Liquid Crystals)
wl	Wärmeleitung
W	Wand
x	in x-Richtung
y	in y-Richtung
0	Start
∞	Umgebung

Konstanten

Erdbeschleunigung	$g=9,81 \text{ m/s}^2$
spezifische Gaskonstante	$R=287 \text{ J/(kgK)}$
Adiabatexponent von Luft	$\kappa=1,4$
Stefan-Boltzmann-Konstante	$\sigma=5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^4)$

Stoffwerte von Plexiglas

spezifische Wärmekapazität	$c=1470 \text{ J/(kgK)}$
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda=0,19 \text{ W/(mK)}$
Dichte	$\rho=1190 \text{ kg/m}^3$

Stoffwerte von Luft bei 1 bar und 20 °C

Wärmeleitfähigkeit	$\lambda=0,0257 \text{ W/(mK)}$
Dichte	$\rho=1,19 \text{ kg/m}^3$
dynamische Viskosität	$\eta=0,0000182 \text{ kg/(ms)}$
kinematische Viskosität	$\nu=0,0000153 \text{ m}^2/\text{s}$

Kurzzusammenfassung

Bei der Weiterentwicklung stationärer Gasturbinen werden aufgrund steigender Turbineneintrittstemperaturen immer höhere Anforderungen an die eingesetzten Kühlmechanismen gestellt. Prallkühlungs- und konvektive Kühlmethode bieten im Bereich der Brennkammerkühlung eine Alternative zur traditionellen Filmkühlung, da durch sie einerseits die Schadstoffkonzentration im Abgas reduziert wird und andererseits die gesamte verdichtete Luft zur Verbrennung genutzt werden kann. Da mit bestehenden Korrelationen oder Untersuchungen für einfache Geometrien die Strömung und damit der Wärmeübergang in komplexen Geometrien nur eingeschränkt beschrieben werden können, kann auf Untersuchungen an realitätsnahen Modellen nicht verzichtet werden.

In der vorliegenden Arbeit werden die Möglichkeiten der Wärmeübergangsintensivierung in unterschiedlichen Brennkammerbauteilen experimentell untersucht. Hierzu werden an drei verschiedenen Versuchsständen Wärmeübergangsmessungen durchgeführt und durch Strömungsmessungen ergänzt.

Die experimentelle Bestimmung des Wärmeübergangs erfolgt mit Methoden, die auf der Temperaturbestimmung mit thermochromatischen Flüssigkristallen basieren. Bei der stationären Methode wird der Wärmeübergangskoeffizient aus der Randbedingung eines konstanten Wärmestroms, der mit Heizfolien auf der Wand aufgeprägt wird, bestimmt. Bei der transienten Methode wird er über den zeitlichen Verlauf der Wandtemperatur infolge eines Temperatursprungs in der Strömung berechnet. Das Sekundärströmungsfeld wird mittels der 2d-PIV-Methode vermessen, die auf der Beobachtung von in der Strömung mitbewegten Teilchen basiert.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Wärmeübergangserhöhung in einem rechteckigen, flachen Kanal mit einem Breiten-Höhen-Verhältnis von sechs untersucht. Dimples auf der breiten Kanalseite sorgen für eine großflächige Steigerung des Wärmeübergangs, und durch das Anbringen lokaler Rippen wird der Wärmeübergang im Seitenbereich zusätzlich optimiert. Hierbei kommen sowohl auf der schmalen Seitenwand als auch im Seitenbereich der breiten Kanalwand unterschiedliche Rippenkonfigurationen zum Einsatz. Es wird gezeigt, dass die Rippen lokal ein hohes Potenzial zur Wärmeübergangssteigerung besitzen, während der zusätzliche Druckverlust durch ihre geringe Größe sehr niedrig ausfällt.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Wärmeübergangssteigerung in einem gekrümmten Brennkammerkühlkanal mit veränderlichem Querschnitt. Vier verschiedene Prallkühlmuster werden mit einem glatten und einem mit Dimples versehenen Kanal kombiniert. Es zeigt sich, dass die Wahl des Prallmusters einen deutlichen Einfluss auf die lokale Nußeltzahlverteilung im Prallbereich hat, jedoch spielt sie für den Wärmeübergang stromab der Prallkühlzone sowie für die mittlere Nußeltzahl fast keine Rolle. Durch die Dimples im hinteren Kanalbereich wird eine deutliche lokale Wärmeübergangssteigerung erreicht. Der zusätzliche Druckverlust

der Dimples ist dagegen verhältnismäßig niedrig.

Im dritten Teil der Arbeit werden die Möglichkeiten der Wärmeübergangsintensivierung auf der Rückseite eines Brennkammer-Hitzeschutzschildes untersucht. Es werden hierzu zwei unterschiedliche, unregelmäßige Prallstrahlanordnungen in Kombination mit verschiedenen realistischen Strömungsauslässen eingesetzt. Es wird gezeigt, dass durch die Wahl der Prallstrahlanordnung und der Art der Auslassöffnungen die Strömung und damit der Wärmeübergang auf allen Flächen deutlich beeinflusst werden.

Abstract

Modern gas turbines are under continuous development. Increasing turbine inlet temperatures require the development of efficient cooling technologies for highly stressed gas turbine parts. For the cooling of the combustion chamber, impingement cooling and convective cooling concepts are used as an alternative to the traditional film cooling, because of reduced emissions. In addition, all compressed air can be used for combustion. Because the flow and the heat transfer in complex geometries can not be predicted sufficiently by existing correlations or examinations for simple geometries, investigations in realistic test models are essential.

In the present work the possibilities of heat transfer improvement in different combustion chamber parts are investigated experimentally. Therefore heat transfer experiments and flow field measurements are performed in three different experimental setups.

For the investigation of the heat transfer methods are used which are based on the temperature measurement with thermochromic liquid crystals. With the stationary liquid crystal method the heat transfer coefficients are determined from the boundary condition of a constant wall heat flux, which is realized with heating foils. With the transient liquid crystal method the heat transfer coefficients are calculated from the transient development of the wall temperature due to a temperature step in the main flow. The velocity distribution is measured with 2d Particle Image Velocimetry, which is based on the observation of particles in the flow.

In the first part of the present work the heat transfer enhancement in a rectangular channel with an aspect ratio of six is studied. Dimples which are placed on the bottom wall of the channel are able to enhance the heat transfer globally. Additionally, ribs are placed in the side wall region to optimize the heat transfer locally. Different rib configurations on the side wall as well as on the side part of the bottom wall are investigated. It is shown that the ribs are able to increase the Nu_{belt} number locally, whereas the additional pressure loss is very low due to the small size of the ribs.

The second part of this work deals with the heat transfer enhancement in a curved combustion chamber liner with varying cross section. Four different impingement patterns are combined with a smooth and a dimpled channel. It is shown that the choice of the impingement pattern has a clear influence on the local Nu_{belt} number distribution in the impingement zone. However, the heat transfer downstream of the impingement region and the averaged Nu_{belt} number are only affected little. Due to the dimples the heat transfer can be significantly improved, whereas the additional pressure loss is very low.

In the third part of the present work the possibilities of heat transfer improvement on the back side of a combustor liner heat shield are investigated. Two different irregular impingement patterns are combined with realistic outlet conditions. It is shown that a variation of the impingement pattern and the outlet conditions has a

substantial influence on the flow and on the heat transfer distribution on all heat shield surfaces.

1. Einleitung

1.1. Motivation

Auf stationäre Gasturbinen (siehe Abb. 1.1) kann im Bereich der elektrischen Stromerzeugung heutzutage nicht mehr verzichtet werden. Zahlreiche Forschungen beschäftigen sich mit der Weiterentwicklung immer effizienter arbeitender Maschinen. Die Steigerung des thermischen Wirkungsgrads einer Gasturbine hängt wesentlich von der Turbineneintrittstemperatur und dem Druckverhältnis über die Turbine ab. Damit das Material der einzelnen Komponenten (z.B. Turbinenschaufeln, Brennkammerbauteile etc.) nicht über die maximal erlaubten Temperaturen hinaus belastet wird, sind geeignete Kühlmethoden von enormer Bedeutung.

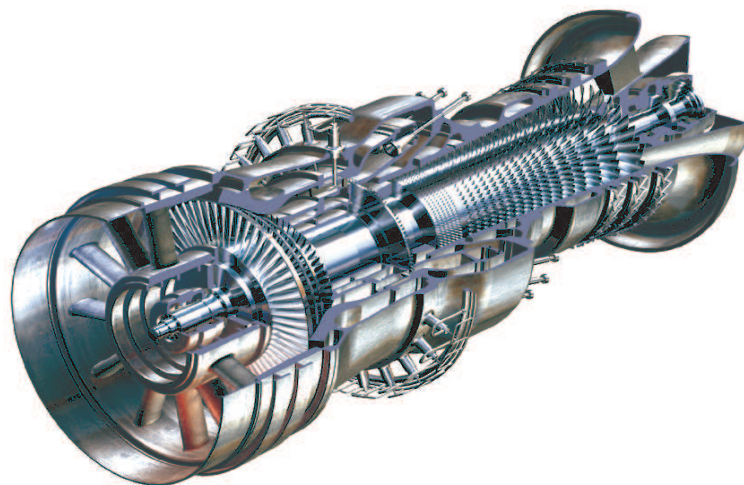


Abbildung 1.1.: Stationäre Gasturbine [1]

Filmkühlung ist eine sehr effiziente und weitverbreitete Methode, die vor allem in Turbinenschaufeln, aber auch in Brennkammerwänden zum Einsatz kommt (siehe Abb. 1.2). Dabei wird die Kühlluft der Heißgasseite über Wandbohrungen zugeführt. So entsteht an der Wand ein Kühlluftfilm, der diese vor dem heißen Gas schützt.

Wird Filmkühlung bei Brennkammerwänden angewandt, so besteht jedoch aufgrund lokaler sauerstoffreicher Zonen im Wandbereich ein großer Nachteil in der erhöhten Konzentration von Kohlenmonoxid und unverbrannten Kohlenwasserstoffen im Abgas. Diese muss heutzutage aufgrund immer strikterer Umweltschutzbestimmungen möglichst weit eingeschränkt werden. Ein weiterer Nachteil liegt in der Tatsache, dass bei einem Filmkühlkonzept nicht die gesamte verdichtete Luft zur Verbrennung genutzt werden kann, da ein Teil als Kühlluft abgezweigt werden

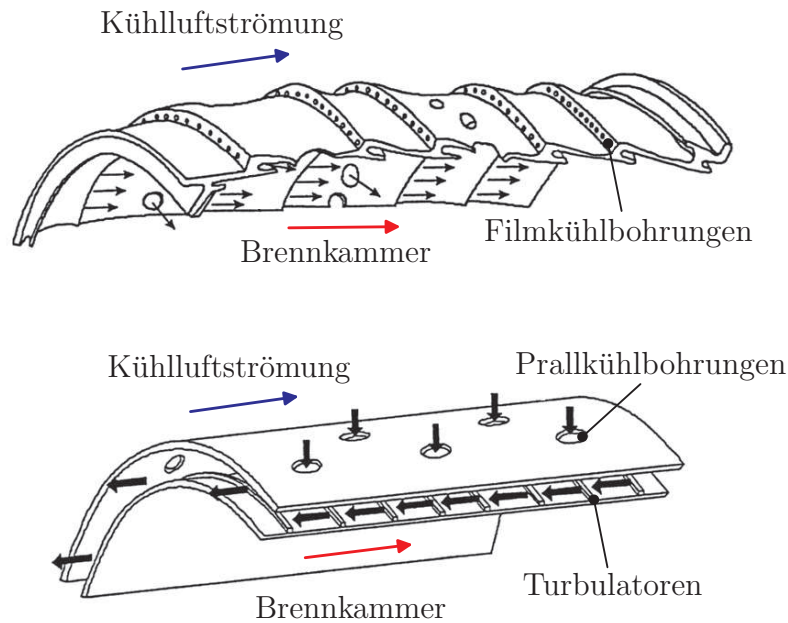


Abbildung 1.2.: Filmkühlungs- (oben) und konvektives Kühlungskonzept (unten) in Gasturbinen [2]

muss. Deshalb beschäftigen sich aktuelle Forschungen zunehmend damit, alternative Kühlmethoden weiterzuentwickeln. Hauptsächlich Prallkühlungs- und konvektive Kühlkonzepte sowie deren Kombination gewinnen hierbei an Bedeutung.

Für die konvektive Kühlung von Brennkammerwänden gibt es unterschiedliche Konzepte. Bei einer Methode wird die Brennkammerwand durch mehrere Kühlkanäle, sogenannte Liner, begrenzt. Am turbinenseitigen Ende der Brennkammer wird die vom Verdichter abgezapfte Luft über Prallkühlbohrungen in die Kühlkanäle eingeleitet. Stromab kann der Wärmeübergang zusätzlich durch den Einsatz konvektiver Methoden (Rippen etc.) oder oberflächenvergrößernder Maßnahmen erhöht werden. Nach dem Austritt aus den Kanälen wird die dann bereits erwärmte Kühlluft zur Verbrennung in die Brennkammer weitergeleitet.

Eine zweite Möglichkeit der Brennkammerkühlung besteht darin, die gesamte Brennkammer mit Hitzeschutzschilden auszukleiden. Auch hier wird die Kühlluft vom Verdichter abgezweigt und über Prallkühlbohrungen in die Hitzeschutzschilde geleitet. Im Unterschied zum Liner befinden sich in den Hitzeschutzschilden an allen vier Seiten Auslässe in Form von Schlitzen oder Bohrungen, durch die die Luft wieder austritt.

Aufgrund der komplexen Geometrie der beschriebenen Brennkammerbauteile ist eine Vorhersagbarkeit des Strömungsverhaltens und des damit verbundenen Wärmeübergangs mit bestehenden Korrelationen oder Untersuchungen für einfache Geometrien nur schwer möglich. Die unregelmäßige Anordnung der Prallbohrungen und die entstehenden Querströmungen in den Modellen sind zusätzliche Parameter, die einen Einfluss auf die Strömung und den Wärmeübergang haben. Deshalb kann auf Untersuchungen an realitätsnahen Modellen nicht verzichtet werden.

1.2. Stand der Forschung

1.2.1. Konvektive Kühlmethoden

Rippen

Das Anbringen von Rippen ist die am weitesten verbreitete Methode, um den Wärmeübergang an den Wänden von Strömungskanälen zu erhöhen. Viele Untersuchungen beschäftigen sich damit, für verschiedene Rippenhöhen, Rippenabstände, Anströmwinkel etc. die Wärmeübergangserhöhung und den Druckverlust im Vergleich zu einem glatten Kanal zu untersuchen (siehe beispielsweise [7-11]). Rippen stellen eine relativ einfache und sehr effiziente Möglichkeit dar, den Wärmeübergang deutlich zu erhöhen. Allerdings ist ihr Einsatz in den meisten Anwendungsfällen mit einem sehr hohen Druckverlust verbunden.

Dimples

Die ersten Untersuchungen zu Dimples fanden in Deutschland bereits in den Fünfzigerjahren statt [12, 13]. Der geringe Druckwiderstand von Dimples stellte sich als sehr günstig für das Flugverhalten von Golfbällen heraus [14-18]. Hier spielten allerdings zunächst nur die Strömungsphänomene eine Rolle.

Der positive Effekt von Dimples auf die Intensivierung des Wärmeübergangs wurde erst später entdeckt. Presser [19] untersuchte die Strömung über geometrisch verschiedene Hohlräume (Halbkugeln, Zylinder, Kegel, Prismen etc.) unterschiedlicher Tiefen. Er führte sowohl Stoff- als auch Wärmeübergangsmessungen durch und fand heraus, dass die Größe der Vertiefung und die Anströmungsgeschwindigkeit einen entscheidenden Einfluss auf den Wärmeübergang haben, weniger jedoch die geometrische Form und die Tiefe der Hohlräume.

Die Anwendungsmöglichkeiten von Dimples für die Wärmeübertragung im Bereich von Gasturbinen wurde in den Neunzigerjahren verstärkt untersucht. Chyu u. a. [20] verglichen versetzte Reihenanordnungen sphärischer und tropfenförmiger Dimples. Ihre Messungen zeigten, dass beide Dimplearten den Wärmeübergang im Vergleich zum glatten Kanal um etwa den Faktor 2,5 erhöhten, wobei sich die Tropfenform im Vergleich zur reinen Kugelform als noch günstiger für die Wärmeübergangserhöhung erwies. Gleichzeitig war der Druckverlust nur etwa halb so groß wie der Druckverlust, der bei gleichem Wärmeübergang durch Rippen erzeugt wird.

Der Einfluss der Kanalhöhe wurde von Moon u. a. [21] für verschiedene Reynoldszahlen experimentell untersucht. Sie stellten eine Erhöhung der Nußeltzahl im Vergleich zum glatten Kanal um den Faktor 2,1 fest. Dabei bestand praktisch keine Abhängigkeit von der Kanalhöhe und der Reynoldszahl.

Ligrani u. a. [22] führten Strömungsvisualisierungen durch Raucheinbringung und Hitzdrahtmessungen für verschiedene Kanalhöhen und Reynoldszahlen in einem mit Dimples versehenen Kanal durch. Sie zeigten damit die Existenz eines instationären, aber periodischen Wirbelsystems. Dieses besteht aus einem Hauptwirbel, der im Zentrum jedes Dimples gebildet wird, sowie aus zwei kleineren Wirbeln, die an den seitlichen Kanten der Dimples entstehen. Die Wirbelstärke beider Wirbel nimmt bei abnehmender Kanalhöhe zu.

Mahmood u. a. [3] bestimmten die Nußeltzahlverteilung auf einer mit Dimples besetzten Kanalfläche und brachten sie mit den gemessenen Strömungsphänomenen in Zusammenhang.

Burgess u. a. [23, 24] und Won u. a. [25] benutzten dieselbe Geometrie wie Mahmood u. a. [3] und untersuchten drei verschiedene Dimpletiefen. Sie zeigten, dass tiefere Dimples den Turbulenzgrad der Strömung und die Wirbelstärke der erzeugten Wirbel erhöhen.

Park u. a. [26] führten stationäre Berechnungen durch, um die durch die Wirbel in Dimples erzeugte Sekundärströmung aufzuzeigen.

Isaev u. a. [27-30] führten zahlreiche numerische Untersuchungen durch, um die Strömung und den Wärmeübergang in Dimples zu beschreiben. Sie beschäftigten sich sowohl mit einzelnen Dimples als auch mit Anordnungen von Dimples in schmalen Kanälen.

Bunker und Donnellan [31] untersuchten den Wärmeübergang und den Druckverlust durch sphärische Dimples in Kreisrohren. Dimples eignen sich hier im Vergleich zu Rippen aufgrund des niedrigeren Druckverlusts zur Intensivierung des Wärmeübergangs besser.

Den Effekt einer gekrümmten Oberfläche auf einen einzelnen Dimple untersuchten Syred u. a. [32]. Ihre Messungen zeigten, dass eine konkav gekrümmte Oberfläche den Wärmeübergang, den der Dimple erzeugt, im Vergleich zum glatten Kanal beachtlich erhöht, eine konvex gekrümmte Oberfläche dagegen den Wärmeübergang verringert. Diese Erkenntnis ist insbesondere wichtig für eine Anwendung in der Gasturbinenkühlung, da hier viele gekrümmte Oberflächen existieren.

Einen sehr guten Überblick über den Forschungsstand zu Dimples verfasste Khalatov [33]. Sein Bericht umfasst Untersuchungen zu verschiedenen Dimplegeometrien sowohl in Einzel- als auch in Reihenanordnungen.

1.2.2. Prallkühlung

Da Prallstrahlen lokal einen sehr hohen Wärmeübergang erzeugen können, werden sie mittlerweile in zahlreichen technischen Anwendungen eingesetzt. In den vergangenen Jahrzehnten gab es viele Untersuchungen zu Prallkühlkonzepten.

Martin [34] charakterisierte die unterschiedlichen Prallstrahlgebiete (Freistrahlgelände, Staustromungsgebiet, Wandstrahlgebiet) und entwickelte zahlreiche Korrelationen zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangs bei einzelnen zylindrischen Strahlen oder Schlitzstrahlen und Anordnungen mehrerer Strahlen.

Bouchez und Goldstein [35] untersuchten den Wärmeübergangskoeffizienten für einen kreisförmigen Einzelstrahl in einer Querströmung und definierten eine Prallkühleffektivität.

Goldstein und Behbahani [36] untersuchten dieselbe Konfiguration wie in [35], aber sie variierten die Querströmung. Sie zeigten unter anderem, dass es bei niedrigen Reynoldszahlen ($Re=35.200$) keine Rolle spielt, ob für die Bestimmung der Nußeltzahl die adiabate Wandtemperatur oder die Prallstrahltemperatur herangezogen wird. Bei hohen Reynoldszahlen jedoch werden mit der Prallstrahltemperatur die Maximalwerte unterschätzt. Dies zeigt die Bedeutung der adiabaten Wandtemperatur für die Bestimmung der Nußeltzahl.

Han und Goldstein [37] zeigten in ihren Experimenten, dass der Wärmeübergang für einen Düsenabstand von $H/D=8$ maximal wird.

Lee u. a. [38] fanden für eine Prallstrahl-Reynoldszahl von 23.000 für alle untersuchten Prallstrahldurchmesser ein Maximum des Wärmeübergangs für $H/D=7$. Sie zeigten ebenfalls, dass für diesen Düsenabstand der Turbulenzgrad der Prallstrahlströmung am größten ist.

Sparrow u. a. [39] betrachteten den Effekt des Düsenabstands zur Prallobenfläche auf den Wärmeübergang. Die Messungen wurden für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse des Prallstrahls zur Querströmung durchgeführt.

Zahlreiche Veröffentlichungen von Florschuetz u. a. [40-44] beschäftigen sich ebenfalls mit dem Einfluss einer bereits vorhandenen oder sich entwickelnden Querströmung auf den Wärmeübergang, der durch Prallstrahlen erzielt werden kann. Hierbei wurden sowohl fluchtende als auch versetzte Prallstrahlreihen untersucht. Sowohl die Kanalhöhe als auch der Abstand zwischen den einzelnen Prallstrahlen in Strömungs- und in Querrichtung wurden variiert. Die Autoren fanden heraus, dass der Wärmeübergang stromab abnimmt, da die sich entwickelnde Querströmung immer stärker wird. Außerdem entwickelten sie zahlreiche Korrelationen zur Bestimmung des Wärmeübergangs, die auch heutzutage noch von großer Bedeutung sind, insbesondere zur Auslegung von Kühlkonzepten für Turbinenschaukeln.

Goldstein und Timmers [45] führten stationäre Flüssigkristallmessungen durch, um die Nußeltzahlverteilung für einen einzelnen Prallstrahl und den Effekt der Querströmung bei einer Anordnung von drei oder sieben Prallstrahlen zu untersuchen.

Obot und Trabold [46] verglichen den mittleren Wärmeübergang einer Prallstrahlanordnung für drei verschiedene Querströmungsanordnungen. Sie betrachteten ein quadratisches Prallstrahlgebiet, bei dem die Strömung entweder ungehindert in alle vier Richtungen, nach zwei Seiten oder nur in eine Richtung abströmen konnte. Ihre umfangreichen Messungen bewiesen, dass der Wärmeübergang mit zunehmender Begrenzung der Strömung aufgrund der stärker werdenden Querströmung abnimmt. Außerdem zeigten sie, dass bei konstantem Massenstrom der Wärmeübergang für eine größere Anzahl an Prallstrahlen und für einen zunehmenden Abstand zwischen Prallstrahlaustritt und Prallobenfläche abnimmt.

Hollworth und Berry [47] untersuchten den Einfluss eines großen Abstands (10-25 Strahldurchmesser) zwischen den einzelnen Prallstrahlen. Sie legten dar, dass die Strahlen sich nur dann gegenseitig beeinflussen, wenn der Abstand weniger als fünf Strahldurchmesser beträgt. Andernfalls können die Strahlen als Einzelstrahlen betrachtet werden.

Huang u. a. [48] untersuchten den Effekt, den die Abströmrichtung auf die Wärmeübergangsverteilung hat. In ihren Messungen strömte die Luft an einer Seite der Versuchseinrichtung ein, und die Abströmkonfiguration auf der Prallplattenseite wurde variiert. Der höchste Wärmeübergang trat für den Fall auf, in dem die Strömung in beide Richtungen abfließen kann, weil dann die Querströmung die Prallstrahlen am wenigsten beeinflusst.

Cheong u. a. [49] befassten sich mit dem Einfluss des Verhältnisses der Prallstrahl- und Querströmungsgeschwindigkeit auf das globale Geschwindigkeitsfeld, die Turbulenzentwicklung im Kanal und den Wärmeübergang. Ihre Experimente zeigten,

dass der Wärmeübergang bedeutend geringer wird, sobald die Geschwindigkeiten des Prallstrahls und der Querströmung in der gleichen Größenordnung liegen.

Uysal u. a. [50] führten für sechs fluchtende kreisförmige Prallstrahlen, deren Durchmesser in Strömungsrichtung zunimmt, Wärmeübergangsmessungen durch. Eines der Kanalenden war hierbei geschlossen, so dass keine anfängliche Querströmung vorhanden war. Sie untersuchten unterschiedliche Abstände zwischen Strahlaustritt und Prallfläche und verglichen die Ergebnisse mit einer gleichen Konfiguration mit konstanten Prallstrahldurchmessern. Aus ihren Experimenten wurde ersichtlich, dass durch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers in Strömungsrichtung dem Effekt der zunehmenden Querströmung entgegengewirkt und der Wärmeübergang gesteigert werden kann. Sie zeigten außerdem, dass für zu kleine Abstände des Strahls von der Wand der Wärmeübergang auf der Prallplatte abnimmt, weil die Prallstrahlen auf der kurzen Strecke nicht genügend turbulente Energie entwickeln können. Andererseits darf der Abstand auch nicht zu groß sein, da sonst die Energie des Prallstrahls in der Querströmung dissipiert, ohne die gegenüberliegende Wand zu erreichen.

Bei der Betrachtung von Prallstrahlen ist auch die Berücksichtigung der auftretenden instationären Phänomene wichtig. Chung und Luo [51] führten für einen laminaren Prallstrahl DNS-Rechnungen durch. Sie berechneten die instationären Temperatur- und Nußeltzahlverteilungen und zeigten, dass die Fluktuationen in der Nußeltzahl für den Staupunkt bis zu 20 % vom mittleren Wert abweichen können.

Bei der Kühlung von Turbinenschaufeln oder Brennkammerwänden treffen die Prallstrahlen oft auf eine konkav oder konvex gekrümmte Oberfläche auf. Je nach Krümmung hat dies einen entscheidenden Einfluss auf den erzeugten Wärmeübergang. Hrycak [52] beschäftigte sich mit Prallstrahlen, die auf die Innenseite eines Halbzylinders auftreffen. Er untersuchte, inwieweit sich die existierenden Korrelationen für die Berechnung des Wärmeübergangs auf einer ebenen Prallfläche auf gekrümmte Oberflächen übertragen lassen.

Luff und McGuirk [53] führten Berechnungen durch, um das komplexe Strömungsfeld in einem prallgekühlten Hitzeschutzschild zu beschreiben, mit dem die Brennstoffeinspritzdüsen umgeben sind.

1.2.3. Kombinierte Kühlmethoden

In einer Studie von Bailey u. a. [54] wurde sowohl experimentell als auch numerisch eine Prallkühlgeometrie mit einer Rippenkonfiguration stromab kombiniert.

Kim u. a. [55] verglichen Prallkühlkonzepte mit der Kühlwirkung von Rippen- und Dimplekonfigurationen bei hohen Reynoldszahlen (26.000-360.000), wie sie bei der Kühlung von Brennkammerkanälen auftreten. Demzufolge liefert Prallkühlung den besten Wärmeübergang, was jedoch auch mit dem größten Druckverlust verbunden ist. Soll der Druckverlust möglichst gering sein, was bei fast allen technischen Anwendungen - insbesondere bei der Brennkammerkühlung - ein wichtiges Kriterium ist, dann bietet der geringe Druckverlust von Dimples eine vielversprechende Alternative.

Kanokjaruvijit und Martinez-Botas [56] untersuchten den Wärmeübergang unter Prallstrahlen, die auf eine Oberfläche mit Dimples auftreffen. Dabei wurde zum einen

die Dimplegeometrie variiert (kugelförmig und „cusped elliptical“), zum anderen wurden verschiedene Querströmungen untersucht (einseitige, zweiseitige und allseitige Abströmung). Das Verhältnis des Prallstrahldurchmessers zum Dimpledurchmesser betrug 0,59. Die Ergebnisse wurden jeweils mit dem Wärmeübergang auf einer glatten Platte verglichen. Zwischen den verschiedenen Dimplegeometrien zeigte sich bei allen Untersuchungen ein ähnliches Verhalten. Während bei Prallkühlung auf einer ebenen Platte der Wärmeübergang bei kleiner werdendem Prallplattenabstand H/D zunimmt, bestimmten Kanokjaruvijit und Martinez-Botas im Fall von Dimples ein Maximum des Wärmeübergangs bei $H/D=4$. Für kleinere Abstände zirkuliert die Prallstrahlströmung in den Dimples, ohne von der Strömung mitgerissen zu werden, was sogar in einem kleineren Wärmeübergang resultiert als für den Fall einer glatten Platte. Für $H/D>4$ steigt das Verhältnis des Wärmeübergangs auf der Oberfläche mit Dimples zu dem auf der glatten Oberfläche zwar wieder an, dies liegt aber vor allem am zunehmenden Einfluss der Dimples auf die Strömung im Vergleich zum Einfluss der Prallstrahlen, da bei $H/D=4$ der Potenzialkern der Prallstrahlen die Oberfläche schon nicht mehr erreicht. Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass bei Prallkühlung auf einer glatten Oberfläche der Wärmeübergang für eine minimale Querströmung maximal wird, da dann der Einfluss der Prallstrahlen untereinander am geringsten ist. Mit Dimples hingegen ist der Wärmeübergang für die maximale Querströmung maximal, weil für große H/D die Wirkung der Dimples vorherrscht, und je größer die Querströmung wird, desto größer ist der Einfluss der Dimples auf diese Querströmung.

Ekkad und Kontrovitz [57] wiesen ebenfalls nach, dass eine mit Dimples versehene Prallobfläche den Wärmeübergang im Vergleich zu einer glatten Oberfläche verschlechtern kann. Es ist also entscheidend, bei der Kombination unterschiedlicher Kühlmethoden die Kopplung der verschiedenen Effekte genau zu untersuchen.

In einer weiteren Studie variierten Kanokjaruvijit und Martinez-Botas [58] die Prallstrahl-Reynoldszahl, den Prallplattenabstand ($1<H/D<12$), die Tiefe der Dimples und das Verhältnis des Prallstrahldurchmessers zum Dimpledurchmesser (von 0,25 bis 1,15). Für die tieferen Dimples ergab sich ein höherer Wärmeübergang für den Fall, dass die Prallstrahlen in den Dimples auftreffen. Dagegen war für die flacheren Dimples der Wärmeübergang höher für den Fall, dass der Auftreffpunkt der Prallstrahlen außerhalb der Dimples liegt.

Azad u. a. [59] untersuchten den Wärmeübergang durch Prallkühlung in einem Kanal mit zylinderförmigen Dimples und für unterschiedliche Querströmungen. Sie verglichen ihre Ergebnisse mit denen im glatten Kanal, der bereits von Huang u. a. [48] untersucht worden war. Sie zeigten, dass auch für die Dimples der Wärmeübergang für eine minimale Querströmung am höchsten ist. Die Höhe der Nußeltzahl ändert sich - wenn man die durch die Dimples vergrößerte Oberfläche in Betracht zieht - gegenüber einer glatten Oberfläche kaum.

Riahi und Borns [60] berechneten die Temperatur- und die thermische Spannungsverteilung in einem prallgekühlten Hitzeschutzschild. Sie untersuchten außerdem den Einfluss von U-förmigen Rippen auf der Prallplatte.

1.3. Ziele dieser Arbeit

In vielen technischen Anwendungen werden rechteckige Kühlkanäle eingesetzt, die aufgrund ihrer Einbausituation sehr flach sind. Insbesondere die Kühlung der schmalen Seitenflächen solcher Kanäle stellt eine große Herausforderung dar. Der großflächige Einsatz von Rippen auf allen Kanalwänden wäre zwar sehr effizient, aber auch mit einem sehr hohen Druckverlust verbunden. Günstiger ist für die großen Seitenflächen der Einsatz von Dimples. Diese erzeugen Längswirbel, die den Wärmeübergang großflächig anfachen. Die Längswirbel sind jedoch zur Kühlung der schmalen Randbereiche und der Seitenwände nicht geeignet, da hier kleinere Querwirbel nötig sind. Diese können durch das gezielte Anbringen von Rippen im Randbereich erzeugt werden. Hierfür genügen sehr kleine Rippen, da nur eine sehr lokale Wirkung benötigt wird. Der Druckverlust wird also nicht unnötig gesteigert. Im ersten Teil dieser Arbeit (Kapitel 4) wird für einen ebenen, flachen Kanal eine Kombination der beiden Methoden untersucht. Die große Grundfläche des Kühlkanals ist mit Dimples versehen, und im Seitenbereich des Kanals werden unterschiedliche Rippenkonfigurationen angebracht und im Hinblick auf die lokale Wärmeübergangssteigerung und den damit verbundenen Druckverlust untersucht.

Die in Gasturbinen eingesetzten Kühlkanäle weisen aufgrund der komplexen Brennkammergeometrie ihrerseits ebenfalls eine sehr spezielle Geometrie auf, zum Beispiel durch eine starke Krümmung und gleichzeitige Querschnittsveränderung entlang des Kanals. Die Tatsache, dass der Wärmeübergang in solchen Geometrien nur bedingt mit jenem in einfacheren Geometrien verglichen werden kann, erfordert Untersuchungen an einem originalgetreuen Modell. Die Bestimmung der Strömung und des Wärmeübergangs in einer realitätsnahen Kühlkanalgeometrie für Gasturbinenbrennkammern ist Gegenstand des zweiten Teils der Arbeit (Kapitel 5). Zunächst werden unterschiedliche Prallmuster in Verbindung mit einem glatten Kühlkanal untersucht, um den Einfluss der einzelnen Prallkühlkonfigurationen auf die lokale Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen. Anschließend werden diese mit einem mit Dimples versehenen Kanal kombiniert, um zu untersuchen, inwieweit sich durch die Dimples der Wärmeübergang stromab zusätzlich erhöhen lässt.

Im dritten Teil der Arbeit (Kapitel 6) werden schließlich die Möglichkeiten der Intensivierung des Wärmeübergangs zur Kühlung von Brennkammer-Hitzeschutzschilden einer Gasturbine untersucht. Das Modell ist ebenfalls einer originalen Hitzeschutzschildgeometrie nachempfunden. Untersucht werden verschiedene Prallstrahlanordnungen in Kombination mit unterschiedlichen realistischen Strömungsauslässen an allen Seiten. Hierbei ist der Wärmeübergang sowohl auf der Prallfläche als auch auf allen Seitenstegen von Interesse.

2. Bestehende Kühlverfahren

2.1. Konvektive Kühlmethoden

Bei den konvektiven Kühlmethoden unterscheidet man zwischen freier Konvektion und erzwungener Konvektion. Die freie Konvektion (z.B. die Strömung, die sich aufgrund von Dichteunterschieden entlang einer senkrechten heißen Platte einstellt) spielt in den hier betrachteten technischen Problemen der Gasturbinenkühlung allerdings eine untergeordnete Rolle und wird deshalb hier nicht weiter beschrieben. Im Gegensatz dazu wird bei der erzwungenen Konvektion die Strömung bewusst entlang der zu kühlenden Wand geleitet, beispielsweise durch entsprechende Kühlkanäle. Es stellt sich so zwischen der Kühlluft und der Wand ein Wärmestrom ein, der vom lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und vom Temperaturunterschied zwischen der Strömung und der Wand abhängt.

Eine charakteristische Größe zur Beschreibung einer Kanalströmung ist die Reynoldszahl, die üblicherweise mit dem hydraulischen Durchmesser gebildet wird:

$$Re = \frac{uD_h}{\nu} \quad \text{mit} \quad D_h = \frac{4A_K}{U_K} \quad (2.1)$$

Etwa ab einer Reynoldszahl von 2300 kann von einer turbulenten Strömung ausgegangen werden. In den meisten technischen Anwendungen hat man es mit turbulenten Strömungen zu tun.

Die Nußeltzahl, die den Wärmeübergang an der Wand beschreibt, wird für gewöhnlich ebenfalls mit dem hydraulischen Durchmesser D_h gebildet:

$$Nu = \frac{\alpha D_h}{\lambda} \quad (2.2)$$

Für die Nußeltzahl im glatten Kanal gilt nach Dittus und Boelter [61] folgende Korrelation für eine turbulente Kanalströmung:

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^n \quad (2.3)$$

Dabei gilt $n=0,4$ für einen beheizten und $n=0,3$ für einen gekühlten Kanal. Diese Korrelation wird häufig als Vergleichswert für den Wärmeübergang herangezogen.

Zur Intensivierung des Wärmeübergangs ist das Anbringen von Turbulatoren auf der Wand eine sehr gängige Methode. Diese tragen zum einen zur Oberflächenvergrößerung bei und beeinflussen zum anderen die Strömungsstruktur und erhöhen den Turbulenzgrad der Strömung, so dass sich der Wärmeübergang gegebenenfalls erheblich steigern lässt. Im Folgenden wird nur kurz auf die in dieser Arbeit verwendeten Turbulatoren eingegangen.

2.1.1. Rippen

Das Anbringen von Rippen ist eine sehr einfache und effiziente Methode, um die wandnahe Strömung besser mit der Hauptströmung zu durchmischen, den Turbulenzgrad der Strömung zu erhöhen und damit eine Intensivierung des Wärmeübergangs zu erreichen. Abbildung 2.1 zeigt schematisch den Strömungsvorgang über eine mit Rippen behaftete Wand. An der Rippenvorderkante findet eine Strömungsablösung statt, und zwischen dem Ablösepunkt und dem Wiederanlegepunkt stromab bildet sich ein Rezirkulationsgebiet. Vor der nachfolgenden Rippe entsteht ein weiteres Rezirkulationsgebiet. Für kleiner werdende Rippenabstände verschmelzen die beiden Rezirkulationszonen zu einer einzigen, und es kommt nicht zum Wiederanlegen der Strömung. Da sich jedoch besonders der Wiederanlegebereich günstig auf den Wärmeübergang auswirkt, muss in technischen Anwendungen darauf geachtet werden, dass ein geeigneter Rippenabstand gewählt wird. Weitere wichtige Parameter zur Charakterisierung einer Rippenkonfiguration sind die Rippenhöhe e und -dicke t_R , die Rippenanzahl und der Anstellwinkel γ gegenüber der Anströmung. Je nach Rippenkonfiguration (siehe Beispiele in Abb. 2.1) und abhängig davon, ob eine oder mehrere Kanalseiten mit Rippen ausgestattet sind, ergeben sich im Kanal unterschiedliche Sekundärströmungen. Die Wahl der geeigneten Konfiguration hängt von der jeweiligen Anwendung ab, d.h. davon, welche Wand wie stark gekühlt werden soll.

Durch den Einsatz von Rippen kann zwar der Wärmeübergang im Vergleich zum unberippten Kanal bedeutend erhöht werden, allerdings ist dies in der Regel mit einem hohen Druckverlust verbunden.

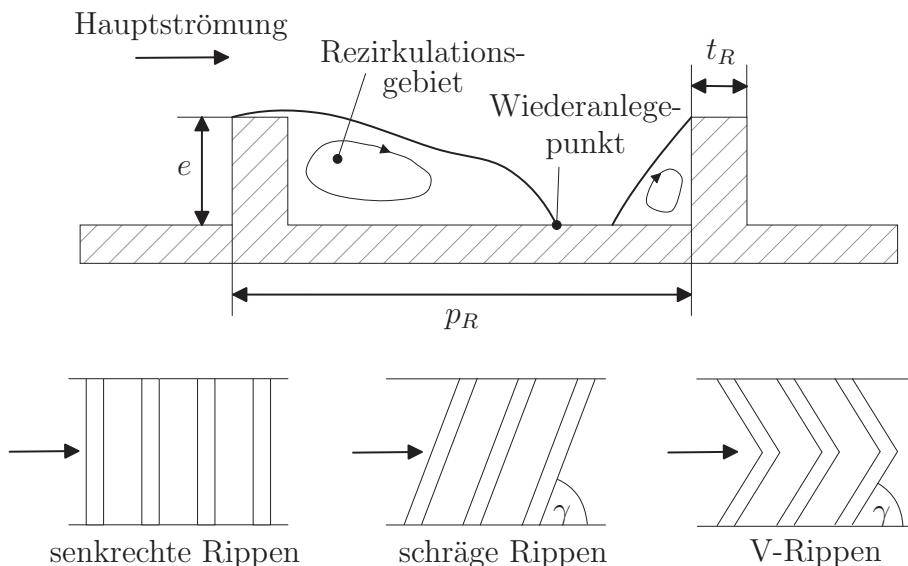


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung einer Strömung über Rippen (oben), Draufsicht auf verschiedene Rippengeometrien (unten)

2.1.2. Dimples

Im Gegensatz zu Rippen, die in die Strömung hineinragen, bezeichnet man Vertiefungen in der Wand als Dimples. Diese können unterschiedliche geometrische Formen annehmen, wobei zylinderförmige oder sphärische Dimples am weitesten verbreitet sind. Jedoch gibt es auch Untersuchungen zu anderen Geometrien (Kegel, Prismen, tropfenförmige Dimples etc.). In der Fertigung sind Dimples besonders günstig, da durch sie einerseits das Bauteil leichter wird und sie andererseits einfach herzustellen sind. Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung sphärischer Dimples. Es sind dabei verschiedene Anordnungen (versetzt oder in Reihe) und eine Variation des Dimpleabstands b und der Dimpletiefe t_D möglich.

Die durch die Dimples entstehenden Längswirbel (siehe Abb. 2.3) sind stets instationär, aber periodisch. Im Dimpleinneren entsteht ein Rezirkulationsgebiet, aus dem periodisch Fluid aufsteigt, das sich zu einem stromab laufenden Hauptwirbelpaar ausbildet. Zur Seite hin bewirkt das Absinken des Fluids zur Wand ein Sekundärwirbelpaar. Die entstehenden Wirbel transportieren Fluid aus dem Kanalinneren zur Wand hin, was einerseits die treibende Temperaturdifferenz an der Wand und andererseits den Turbulenzgrad der Strömung erhöht. Beide Effekte wirken sich positiv auf die Erhöhung des Wärmeübergangs aus. Dimples erreichen zwar nicht dieselben maximalen Wärmeübergangserhöhungen wie beispielsweise Rippen, jedoch zeichnen sie sich dadurch aus, dass sie im Vergleich zu Rippen verhältnismäßig zur Wärmeübergangserhöhung einen viel geringeren Druckverlust verursachen.

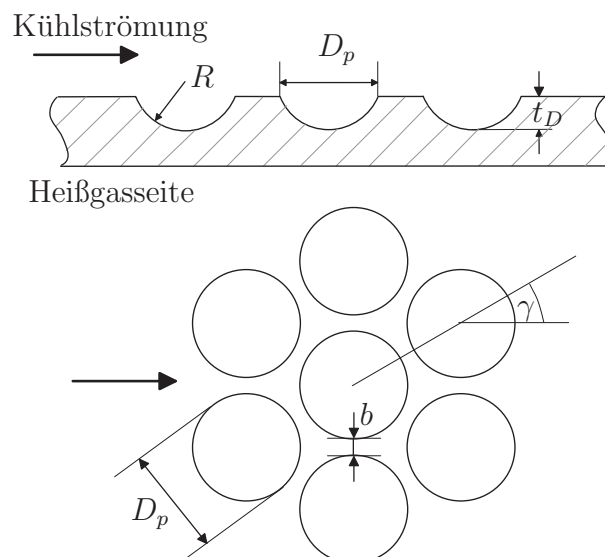


Abbildung 2.2.: Seitenansicht (oben) und Draufsicht (unten) auf sphärische Dimples

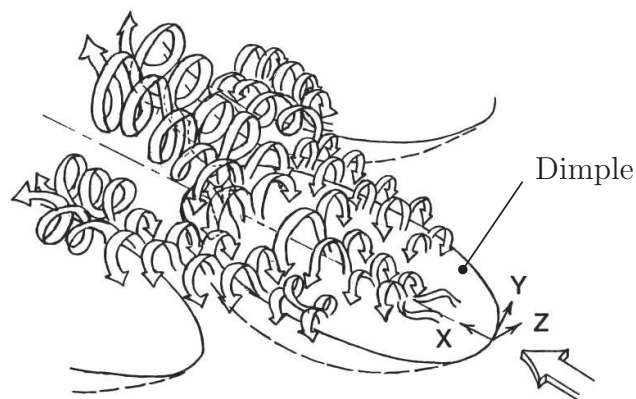


Abbildung 2.3.: An sphärischen Dimples erzeugte Längswirbel [3]

2.2. Prallkühlung

Ein schematischer Prallstrahl ist in Abb. 2.4 dargestellt. Der Prallstrahl tritt mit hoher Geschwindigkeit durch einen Schlitz oder eine Bohrung aus. Im Freistrahlsgebiet des Strahls ist zunächst noch nichts vom Vorhandensein der Wand zu spüren. Jedoch findet bereits eine Strahlaufweitung statt, da der Strahl vom umgebenden Fluid beeinflusst wird. Der Potenzialkern des Strahls, das heißt das Gebiet, in dem die Geschwindigkeit der ursprünglichen Geschwindigkeit entspricht, wird dabei zunehmend kleiner. Im Staustromungsgebiet wird der Strahl durch die Wand beeinflusst und zur Seite abgelenkt. Er bewegt sich schließlich im Wandstrahlbereich nach außen.

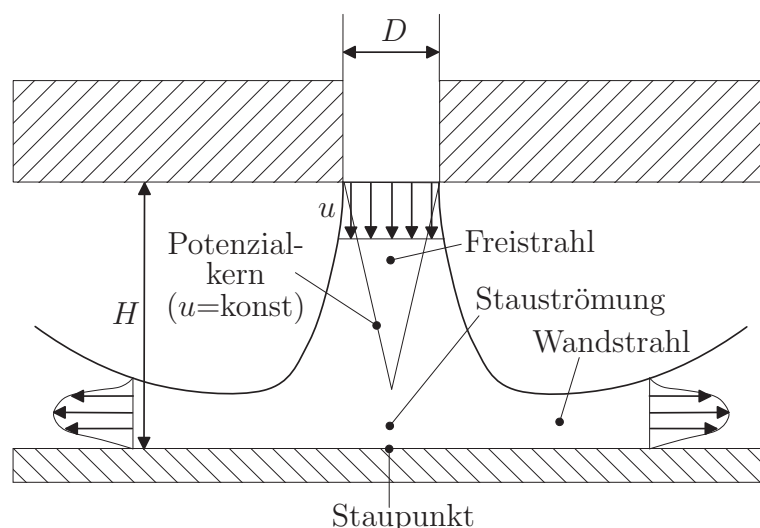


Abbildung 2.4.: Prinzip eines Prallstrahls

Als charakteristische Größe der Strömung dient die Reynoldszahl, die über den Strahldurchmesser D und die Strahlaustrittsgeschwindigkeit u definiert wird:

$$Re = \frac{uD}{\nu} \quad (2.4)$$

Dabei kann, analog zur Kanalströmung, etwa für $Re > 2300$ von einer turbulenten Strömung ausgegangen werden. Entscheidend für die Kühlwirkung ist neben der Strahlgeschwindigkeit das Verhältnis des Abstands H zwischen Strahlaustritt und Prallplatte zum Strahldurchmesser D und der Winkel, unter dem die Strömung austritt. Eine ausführliche Beschreibung der auftretenden Strömungsphänomene findet man beispielsweise in Schlichting [62], Abramovich [63] oder Kays u. a. [64].

Die Nußeltzahl, die den Wärmeübergang auf der Prallplatte beschreibt, wird ebenfalls mit dem Bohrungsdurchmesser D gebildet:

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda} \quad (2.5)$$

Die Kühleffektivität in der Strahlmitte ist sehr hoch, nimmt aber zur Seite hin rapide ab. Deshalb wird in Anwendungen, bei denen eine größere Fläche gekühlt werden soll, eine Anordnung von Prallstrahlen gewählt. Dies können beispielsweise fluchtende oder versetzte Reihen von runden Prallstrahlen sein oder auch eine Kombination aus beliebigen Prallstrahlquerschnitten (Schlitze, Kreise, Dreiecke etc.). Die Wahl eines geeigneten Musters hängt stark von der jeweiligen Anwendung ab. Dabei ist auch zu beachten, dass sich bei einer Anordnung von mehreren Strahlen die einzelnen Strahlen nicht nur in ihrer Wirkung auf den Wärmeübergang ergänzen, sondern sich durch die entstehende Querströmung auch gegenseitig behindern können. Wird das Verhältnis des Querströmungsmassenstroms zum Prallstrahlmassenstrom zu groß, lässt die Kühlwirkung des Strahls nach.

Als Bezugsgröße wird in dieser Arbeit eine Korrelation für die mittlere Nußeltzahl einer Anordnung zylindrischer Strahlen nach Martin [34] verwendet ($Nu_{ref} \sim Re^{2/3}$).

Schlünder und Gnielinski [6] geben für die mittlere Nußeltzahl auf einem kreisförmigen Gebiet mit Radius r unter einem Einzelstrahl folgende Korrelation an:

$$Nu_m = Pr^{0,4} F(Re) \frac{1 - \frac{1,1}{r/D}}{r/D + 0,1(H/D - 6)} \quad (2.6)$$

mit

$$F(Re) = 2 [Re(1 + 0,005Re^{0,55})]^{0,5} \quad (2.7)$$

3. Messtechnik

3.1. Bestimmung des Massenstroms

An den drei in dieser Arbeit verwendeten Versuchsständen kamen für die Bestimmung des Luftmassenstroms zwei unterschiedliche Methoden zum Einsatz, die im Folgenden beschrieben sind.

3.1.1. Druckmessung über die Einlaufdüse

Die Einstellung des Massenstroms erfolgt für die in Kapitel 4 beschriebenen Experimente durch Messung des Druckunterschieds über eine kalibrierte Einlaufdüse. Am engsten Querschnitt der Düse wird der statische Druck über vier Messstellen gemittelt. Für eine inkompressible Strömung, die hier angenommen werden kann, da $Ma < 0,1$ bei allen Versuchen, gilt nach Bernoulli

$$\Delta p = p_\infty - p_{Düse} = \frac{\rho_\infty}{2} u_{Düse}^2 . \quad (3.1)$$

Der Massenstrom ergibt sich damit zu

$$\dot{m} = 0,992 \sqrt{2(p_\infty - p_{Düse})} \rho_\infty A_{Düse} . \quad (3.2)$$

Der Faktor 0,992 bezeichnet das Verhältnis des tatsächlichen Massenstroms zum idealen Massenstrom und berücksichtigt Reibungsverluste in der Düse.

3.1.2. Wirbelzähler-Durchflussmessung

In den Versuchskanälen, die in den Kapiteln 5 und 6 beschrieben werden, wird der benötigte Luftmassenstrom mit einem Wirbelzählermessgerät von Endress und Hauser¹ [65] eingestellt. Dessen Messprinzip nutzt die Entstehung einer Kármánschen Wirbelstraße stromab eines stumpfen Körpers aus. Im Auslassrohr des Versuchskanals befindet sich ein Balken dreieckigen Querschnitts, der auf beiden Seiten Wirbel induziert. Die dadurch entstehenden periodischen Druckfluktuationen werden von einem Sensor registriert und in elektrische Impulse umgewandelt. Da die Frequenz der entstehenden Wirbel direkt proportional zum Volumenstrom ist, kann mit Hilfe des ebenfalls lokal gemessenen Drucks und der Temperatur der Massenstrom folgendermaßen berechnet werden:

$$\dot{m} = \rho \dot{V} = \frac{p}{RT} \dot{V} \quad (3.3)$$

¹Prowirl 77

3.2. Bestimmung der Strömungstemperatur

Für die Bestimmung des Wärmeübergangs ist bei beiden im Folgenden vorgestellten Methoden die Messung der Strömungstemperatur notwendig. Diese erfolgt mit Thermoelementen des Typs K², die mit Hilfe eines Datenloggers³ aufgezeichnet werden. Alle verwendeten Thermoelemente werden in einem Thermostaten bei verschiedenen Temperaturen kalibriert. Hierzu wird ihre Anzeige mit der eines geeichten Quecksilberthermometers verglichen. Bei einer Abweichung der angezeigten Temperaturen können diese über eine entsprechende Ausgleichskurve angepasst werden.

3.3. Bestimmung des Wärmeübergangs

Bei beiden in dieser Arbeit eingesetzten Messmethoden zur Berechnung des Wärmeübergangs werden für die Bestimmung der Temperatur der Kanaloberflächen thermochromatische Flüssigkristalle (**T**hermo**c**hromic **L**iquid **C**rystals) eingesetzt. Ihre Verwendung ist eine genaue und weit verbreitete Methode zur Bestimmung der Oberflächentemperatur. Da die Kristalle auf die zu untersuchenden Flächen einfach aufgesprüht werden können, ist ihre Verwendung besonders für komplexe Geometrien und für eine großflächige Temperaturbestimmung von Vorteil.

Ireland und Jones [66] geben einen ausführlichen Überblick über die unterschiedlichen Flüssigkristalltypen und deren experimentelle Anwendung.

Flüssigkristalle besitzen eine Art Zwischenphase, die zwischen den herkömmlichen Phasen fest und flüssig liegt, die sogenannte flüssig-kristalline Phase. Diese Phase tritt je nach Art der Flüssigkristalle in einem bestimmten Temperaturbereich auf, der bei breitbandigen Flüssigkristallen etwa 20 K und bei schmalbandigen Flüssigkristallen 1 K betragen kann. Je nach Temperatur ändern sich die molekularen Strukturen der Kristalle und dadurch auch deren Reflexionseigenschaften, das heißt die Farbe des reflektierten Lichts. Die vorliegenden Messungen wurden mit schmalbandigen, gekapselten Flüssigkristallen von Hallcrest [67] durchgeführt, deren Umschlagtemperatur bei 31 °C⁴ bzw. 38 °C⁵ liegt, mit einer Bandbreite von jeweils 1 K. Um einen besseren Kontrast zu erhalten, werden die zu untersuchenden Oberflächen zunächst mit einer schwarzen Grundierung⁶ lackiert, auf die anschließend die Flüssigkristalle mit Hilfe einer Airbrush-Pistole aufgesprüht werden.

Für die Beleuchtung der mit Flüssigkristallen beschichteten Flächen kommen Lampen⁷ zum Einsatz, die Weißlicht einer Farbtemperatur von 5400 K ausstrahlen. Die Beleuchtung mit Weißlicht ist erforderlich, um die Farbinformation der Kristalle nicht zu verfälschen.

Zur Beobachtung der Flüssigkristalle werden CCD-Kameras⁸ eingesetzt, die eine Auflösung von 720×576 Pixeln besitzen und im RGB-Modus arbeiten. Die Bild-

²OMEGA

³Agilent 34970A

⁴Hallcrest Inc. BM/R31C1W/C17-10

⁵Hallcrest Inc. BM/R38C1W/C17-10

⁶Hallcrest Inc. BB-G1

⁷Kaiser Fototechnik RB 5000 DL

⁸SONY XC-711P

aufnahme erfolgt zunächst mit digitalen Videorekordern⁹, anschließend werden die Filme auf den PC übertragen.

Alle Versuchskanäle sind aus Plexiglas, zum einen, um den optischen Zugang zu gewährleisten, und zum anderen, weil Plexiglas eine geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt, was für die Wärmeübergangsmessungen von Vorteil ist.

3.3.1. Stationäre Flüssigkristall-Methode

Bei der stationären Methode wird der Wärmeübergangskoeffizient aus der Randbedingung eines konstanten Wärmestroms an der Kanalwand bestimmt.

Abbildung 3.1 zeigt einen schematischen Kanalausschnitt. Die zu untersuchende Plexiglaswand wird mit einer dünnen Edelstahlfolie¹⁰ der Dicke $25\ \mu\text{m}$ beklebt. Diese ist über elektrische Kontakte an beiden Enden an eine Spannungsquelle angeschlossen. Dadurch kann sie gleichmäßig beheizt und so ein konstanter, von der Folie ausgehender Wärmestrom festgelegt werden.

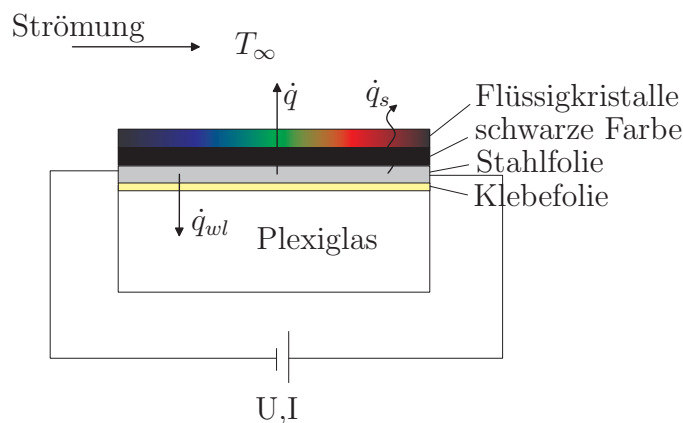


Abbildung 3.1.: Stationäre Flüssigkristalltechnik

Die Folie wird zunächst gleichmäßig mit schwarzer Farbe und anschließend mit Flüssigkristallen besprüht. Diese Oberfläche wird durch die gegenüberliegende Kanalseite hindurch mit Digitalkameras beobachtet. Die spezifische Wärmestromdichte, die von der beheizten Folie ausgeht, kann aus der angelegten Spannung und dem Strom durch die Folie berechnet werden:

$$\dot{q}_{el} = \frac{I_{HF} U_{HF}}{A_{HF}} \quad (3.4)$$

Für den konvektiven Wärmestrom, der in die im Kanal strömende Luft übergeht, gilt

$$\dot{q} = \dot{q}_{el} - \dot{q}_{wl} - \dot{q}_s. \quad (3.5)$$

⁹SONY GV-D1000E PAL

¹⁰Vogel Metallfolie 18Cr9Ni

Hierbei wird berücksichtigt, dass ein Teil des Wärmestroms durch Wärmeleitung ins Plexiglas verloren geht und ein anderer Teil als Strahlung frei wird. Ausführliche Untersuchungen zu den Verlustwärmeströmen führte Pape [68] durch.

Eine Wärmebilanz an der Außenseite der Kanalwand liefert den Zusammenhang zwischen der Wärmeleitung durch die Wand und der Wärme, die durch Konvektion bzw. Strahlung auf der Kanalaußenseite abgeführt wird:

$$\frac{\lambda_P}{d}(T_W - T_a) = \alpha_a(T_a - T_\infty) + \sigma\epsilon_a(T_a^4 - T_\infty^4) \quad (3.6)$$

Hierin bezeichnet λ_P die Wärmeleitfähigkeit des Plexiglases, d die Wanddicke, T_a die Temperatur auf der Kanalaußenwand und T_∞ die Umgebungstemperatur. Der Emissionskoeffizient auf der Plexiglasaußenseite beträgt $\epsilon_a=0,08$. Der Wärmeübergangskoeffizient auf der Außenseite kann aus einer Korrelation bestimmt werden (siehe beispielsweise Özisik [69]). Für eine horizontale, oben beheizte Wand gilt demnach

$$\alpha_a = 0,14 \frac{\lambda_L}{L} (GrPr)^{1/3} \quad \text{für } GrPr < 2 \cdot 10^8. \quad (3.7)$$

Analog gilt für eine senkrechte beheizte Wand

$$\alpha_a = 0,59 \frac{\lambda_L}{L} (GrPr)^{1/4} \quad \text{für } 10^4 < GrPr < 2 \cdot 10^9. \quad (3.8)$$

Hierbei bezeichnet L eine charakteristische Länge, in diesem Fall den Mittelwert aus der Länge und Breite der beheizten Fläche. Die Grashofzahl wird folgendermaßen berechnet:

$$Gr = \frac{g\beta(T_a - T_\infty)L^3}{\nu^2} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{2}{T_a + T_\infty} \quad (3.9)$$

Somit können aus Gl. 3.6 die Temperatur T_a auf der Außenwand und damit die einzelnen Verlustwärmeströme bestimmt werden.

Der Verlustwärmestrom aufgrund von Strahlung auf der Kanalinnenseite beträgt

$$\dot{q}_{s,W} = \sigma\epsilon_W(T_W^4 - T_\infty^4). \quad (3.10)$$

Auf der schwarz lackierten Oberfläche wird $\epsilon_W=0,9$ angenommen.

Die einzelnen Verlustwärmeströme hängen entsprechend den Gl. 3.6 und 3.10 nur von der Umgebungstemperatur und der Wandtemperatur ab. Da diese während einer Messung kaum variieren (die Wandtemperatur befindet sich immer im Bereich der sichtbaren Flüssigkristalltemperatur), sind die Verlustwärmeströme ebenfalls konstant und unabhängig vom lokalen Wärmeübergangskoeffizienten. Das heißt, es ergibt sich durch die Verlustwärmeströme ein konstanter Anteil $\Delta\alpha$, der vom erhaltenen Wärmeübergangskoeffizienten abgezogen werden muss:

$$\alpha = \frac{\dot{q}_{el}}{T_W - T_\infty} - \Delta\alpha \quad (3.11)$$

Die Temperatur T_∞ der strömenden Luft wird mit Hilfe eines Thermoelements in der Messstrecke gemessen. Die Wandtemperatur T_W wird aus der Farbinformation

der aufgespritzten Flüssigkristalle bestimmt. Daraus kann schließlich die Nußeltzahl berechnet werden:

$$Nu = \frac{\alpha D_h}{\lambda_L} \quad (3.12)$$

Da für einen bestimmten Wandwärmestrom nur ein sehr kleiner Teil der Flüssigkristalle farblich sichtbar ist (je nach Temperaturbereich und Bandbreite des Farbspektrums der Kristalle), werden die anliegende Spannung und die Stromstärke nach und nach verändert, um so den Wandwärmestrom und dadurch die Wandtemperaturverteilung zu variieren. Dadurch wird jeweils der Bereich, in dem die Flüssigkristalle mit ihrem Farbumschlag eine Temperaturindikation liefern, verschoben. Jedes Mal wird ein Bild der Flüssigkristalle aufgenommen bis der Flüssigkristallumschlag in allen Bereichen zu sehen war. Die erhaltenen Daten werden mit dem Labview-Programm DIPS [70] ausgewertet.

Die stationäre Methode ist sehr einfach und äußerst genau. Ein Nachteil liegt jedoch darin, dass es bis zu 30 Minuten dauert, bis nach dem Festlegen der Heizleistung ein stationärer Zustand erreicht ist. Da dann die Umschlagtemperatur der Kristalle nur in einem kleinen Bereich der Wand sichtbar ist, müssen für weitere Bereiche jeweils wieder die 30 Minuten Einstellzeit abgewartet werden, bis der gesamte Bereich abgedeckt ist. Dies kann unter Umständen erst nach 20 verschiedenen Einstellungen erreicht sein und bringt daher lange Messzeiten mit sich. Ein weiteres Problem besteht darin, dass ein Anbringen der Heizfolie an der Wand nur bei sehr einfachen Geometrien (rechteckiger Kanal mit konstantem Querschnitt, ebene Platte etc.) möglich ist. Bei komplexeren Oberflächen lässt sich dies nur schwer verwirklichen. Außerdem müssen für jeden Anwendungsfall die Verlustwärmeströme aufgrund von Wärmeleitung und Strahlung abgeschätzt und in die Auswertung einbezogen werden. Diese Nachteile können durch Verwendung der transienten Messmethode, die im Folgenden beschrieben wird, vermieden werden.

3.3.2. Transiente Flüssigkristall-Methode

Bei der transienten Methode (siehe Abb. 3.2) werden die Flüssigkristalle direkt auf die Plexiglaswand aufgetragen, und die Oberfläche wird von der Außenseite des Kanals mit einer digitalen Videokamera beobachtet. Auch hier dient eine Schicht schwarzer Farbe als Kontrast und als gleichmäßiger Hintergrund für die Kristalle.

Für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten macht man sich die instationäre Wärmeleitung in der Kanalwand aufgrund eines plötzlichen Temperatursprungs in der Strömung zu Nutze. Vor Beginn des Versuchs ist die Strömung bereits eingestellt, und der gesamte Versuchsaufbau hat die Umgebungstemperatur T_0 . Zum Zeitpunkt $t=0$ wird die Strömung abrupt auf die höhere Temperatur T_B aufgeheizt. Dadurch beginnt sich die Kanalwand aufzuheizen. Sobald die Wand die Umschlagtemperatur der Flüssigkristalle erreicht, werden diese sichtbar: zuerst an den Stellen, an denen der höchste Wärmeübergangskoeffizient auftritt, anschließend wandert die sichtbare Linie zu Stellen mit abnehmendem Wärmeübergang. Dieser zeitliche Verlauf wird mit den Digitalkameras festgehalten.

Für ausreichend kurze Messzeiten kann man für die Ausbreitung des Wärmestroms

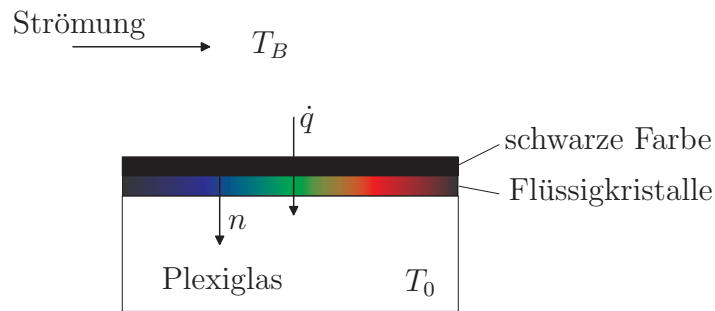


Abbildung 3.2.: Transiente Flüssigkristalltechnik

in die Wand die Annahme einer halbumendlichen Wand treffen, das heißt, der Einfluss der Kanalaußenseite auf die Temperaturverteilung kann vernachlässigt werden. Die Annahme einer halbumendlichen Wand ist nach Vogel und Weigand [71] gerechtfertigt, solange die maximale Messzeit folgenden Wert nicht überschreitet:

$$t < \frac{d^2}{4a} \quad (3.13)$$

Dabei bezeichnet d die Dicke der Plexiglaswand und a deren Temperaturleitzahl. Bei einer Dicke des Plexiglasses von 20-25 mm ergibt sich eine maximale Messzeit von 15 Minuten. Die maximale Messzeit in allen durchgeführten Versuchen liegt jedoch unter 2 Minuten, die Bedingung aus Gl. 3.13 wird somit in jedem Fall erfüllt.

Für die Bestimmung des Temperaturverlaufs in der Wand muss die Differenzialgleichung für die eindimensionale Wärmeleitung gelöst werden:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial n^2} \quad \text{mit} \quad a = \frac{\lambda_P}{\rho_P c_P} \quad (3.14)$$

Die Randbedingungen des Problems lauten:

$$\begin{aligned} t = 0 & : T = T_0 \\ n = 0 & : \lambda_P \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{n=0} = \alpha (T|_{n=0} - T_B) \\ n \rightarrow \infty & : T = T_0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

Die allgemeine Lösung von Gl. 3.14 für einen beliebigen Punkt in der Wand wird beispielsweise von Carslaw und Jaeger [72] gegeben als

$$\Theta(n, t) = \frac{T - T_0}{T_B - T_0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{n}{2\sqrt{at}}\right) - \exp\left(\frac{\alpha}{\lambda_P} n + \frac{\alpha^2}{\lambda_P^2} at\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{n}{2\sqrt{at}} + \frac{\alpha}{\lambda_P} \sqrt{at}\right). \quad (3.16)$$

Für die Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten ist jedoch nur die Oberfläche der Wand interessant, da für diese die Temperaturverteilung durch die Flüssigkristalle gegeben ist. Gleichung 3.16 vereinfacht sich für $n=0$ zu

$$\Theta(n=0) = \Theta_W = \frac{T_W - T_0}{T_B - T_0} = 1 - \exp\left(\alpha^2 \frac{t}{\lambda_P \rho_P c_P}\right) \operatorname{erfc}\left(\alpha \sqrt{\frac{t}{\lambda_P \rho_P c_P}}\right). \quad (3.17)$$

Gleichung 3.17 liefert den benötigten Zusammenhang zwischen der Temperatur an der Kanaloberfläche zur Zeit t (die durch den Umschlag der Flüssigkristalle bestimmt wird) und dem Wärmeübergangskoeffizienten α . Zusätzlich spielen die Materialeigenschaften der Plexiglaswand (Wärmeleitfähigkeit λ_P , Dichte ρ_P und spezifische Wärmekapazität c_P) eine Rolle. Gleichung 3.17 kann numerisch gelöst werden. Dies geschieht mit dem Labview-Programm ProTeIn [73]. Jedoch ist die Gleichung nur für einen idealen Temperatursprung in der Strömung gültig. In Wirklichkeit handelt es sich beim Aufheizen der Strömung um einen zeitabhängigen Temperaturverlauf (siehe Abb. 3.3). Damit Gleichung 3.17 trotzdem anwendbar ist, wird der tatsächliche Temperaturverlauf in N kleine Intervalle aufgeteilt. Innerhalb dieser Intervalle kann der Temperaturverlauf als konstant angenommen werden, und so kann Gleichung 3.17 nach dem Duhamel-Prinzip (siehe beispielsweise [74]) erweitert werden:

$$T_W - T_0 = \sum_{i=1}^N \Theta(t - t_i)(T_{B,i} - T_{B,i-1}) \quad (3.18)$$

Dabei beschreibt $T_{B,i}$ die Bulktemperatur zum zugehörigen Zeitpunkt t_i .

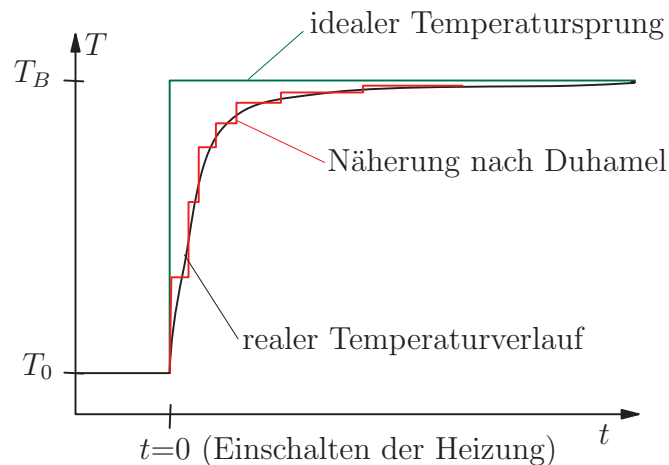


Abbildung 3.3.: Verlauf der Strömungstemperatur

3.3.3. Kalibrierung der Flüssigkristalle

Je nachdem, welche Flüssigkristallcharge verwendet wird und welches Alter diese hat, kann sich der angezeigte Temperaturbereich geringfügig verschieben. Um der angezeigten Flüssigkristallfarbe eine möglichst genaue Temperatur zuordnen zu können, werden die Kristalle kalibriert. Hierzu wird eine Kalibriereinrichtung, wie in Abb. 3.4 dargestellt, benutzt. Sie besteht aus einem massiven, gut wärmeleitenden

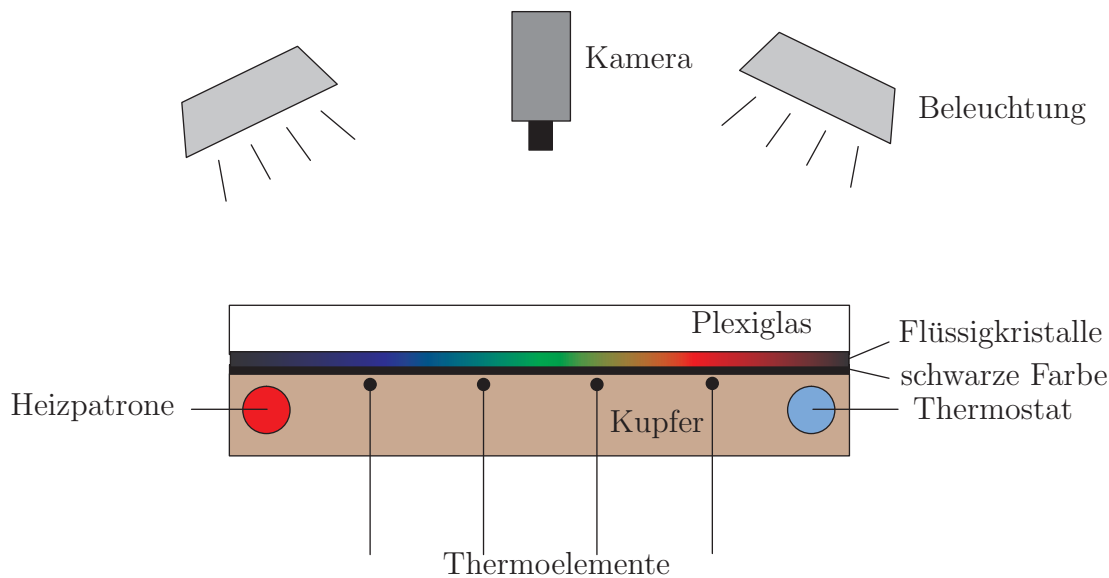


Abbildung 3.4.: Kalibriereinrichtung für die Flüssigkristalle

Kupferblock, der mit schwarzer Farbe grundiert und mit den entsprechenden Flüssigkristallen besprüht wird. Die Abdeckung mit Plexiglas dient zum einen als Isolierung und zum anderen dazu, möglichst ähnliche optische Bedingungen wie im Versuchstand zu schaffen, bei dem die Flüssigkristalloberfläche ebenfalls durch das Plexiglas hindurch mit der Kamera betrachtet wird.

Eine Seite des Kupferblocks ist mit einer elektrischen Heizpatrone versehen, an der anderen Seite ist er über eine Wasserversorgung an einen Thermostaten angeschlossen. So kann an beiden Enden unabhängig voneinander die Temperatur geregelt werden, und es stellt sich nach einer gewissen Zeit ein stationärer Zustand mit einer linearen Temperaturverteilung im Kupferblock ein. An vier Positionen wird die Temperatur mit Thermoelementen des Typs K¹¹ gemessen, die sich in dem Kupferblock direkt unter der Flüssigkristalloberfläche befinden. Die Beleuchtung erfolgt mit den Lampen, die auch während eines Versuchs benutzt werden. Aus dem durch die Kamera von der Flüssigkristalloberfläche aufgenommenen Bild kann so jedem Farbwert durch lineare Interpolation der gemessenen Temperaturen die entsprechende Temperatur zugeordnet werden.

Bei der Auswertung der Farbinformation der Flüssigkristalle können unterschiedliche Farbmodelle angewandt werden. In dieser Arbeit wurden sowohl das RGB-Modell (**R**ot, **G**rün, **B**lau) als auch das HSL-Modell (**H**ue (Farbwert), **S**aturation (Sättigung), **L**ightness (Helligkeit)) verwendet. Das RGB-Modell hat den Vorteil, dass die von den Kameras gelieferten Farbinformationen direkt zur Auswertung benutzt werden können und nicht umgewandelt werden müssen. Hierzu wird im Verlauf der Grün-Komponente das Maximum bestimmt, welchem eine eindeutige Temperatur zugeordnet werden kann. Dieses Maximum tritt unabhängig von der Beleuchtung auf.

¹¹OMEGA

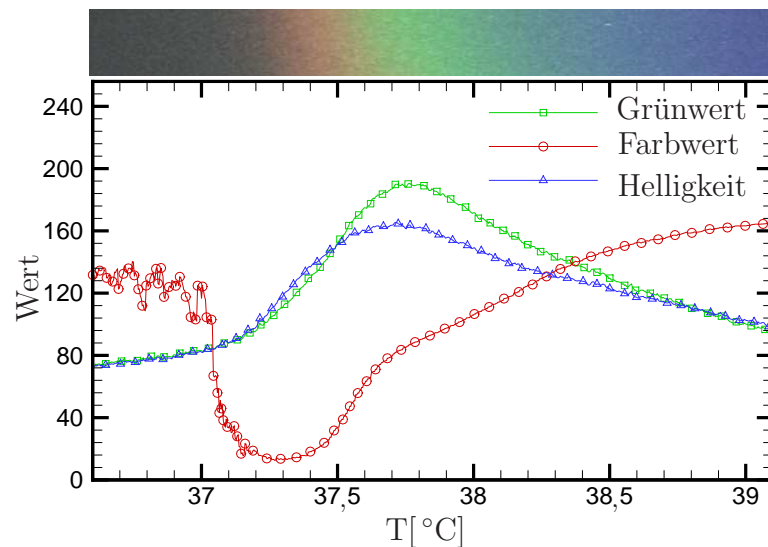


Abbildung 3.5.: Farbverlauf der Flüssigkristalle und zugehörige Kalibrierkurven

Der Nachteil dieser Auswertungsmethode liegt darin, dass sich die Temperaturzuordnung auf einen einzigen Punkt, den des Grün-Maximums, beschränkt. Gerade bei der stationären Messmethode ist es jedoch wünschenswert, einen möglichst großen Farbbereich nutzen zu können, um die Temperatur großflächiger bestimmen zu können. Deshalb ist hier eine Umrechnung des RGB-Farbraums in den HSL-Raum und eine Auswertung des Farbwerts H sinnvoll. Letzterem kann über einen weiten Bereich eine entsprechende eindeutige Temperaturverteilung zugeordnet werden.

Abbildung 3.5 zeigt die typischen Verläufe, die bei einer Kalibrierung der Flüssigkristalle ermittelt werden. Man erkennt deutlich die Lage des Grün-Maximums bei 37,8°C. In diesem Bereich liegt auch der Maximalwert der Helligkeit des reflektierten Lichts, was eine gute Sichtbarkeit des grünen Farbbereichs garantiert. Im gesamten Bereich hoher Helligkeitswerte kann auch der Verlauf des Farbwerts für die Zuordnung der Temperatur genutzt werden.

3.4. Bestimmung des Drucks

Alle Druckmessungen wurden mit Druckmodulen von Scanivalve¹² durchgeführt. Diese bestimmen die Druckdifferenz zu einem festzulegenden Referenzdruck. Hierfür wurde der Umgebungsdruck gewählt, der mit einem Sensor von Tetratec¹³ aufgenommen wurde. Je nach Druckbereich kamen folgende Module zum Einsatz: 10" H₂O $\hat{=}$ 2488 Pa und 2,5 psi $\hat{=}$ 17.237 Pa.

¹²Scanivalve Corp. DAS 3016/16 Px RA

¹³TetraTec PDP 02020A-F, 2 bar

3.5. Bestimmung der Strömungscharakteristik

Zur Bestimmung der Strömungsverhältnisse wurde die 2d-PIV-Methode (**P**article **I**mage **V**elocimetry) verwendet. Sie basiert auf der Beobachtung von im Fluid mitbewegten Teilchen. Abbildung 3.6 zeigt den schematischen Messaufbau für den in Kapitel 5 beschriebenen Versuchskanal, in dem die PIV-Messungen durchgeführt wurden.

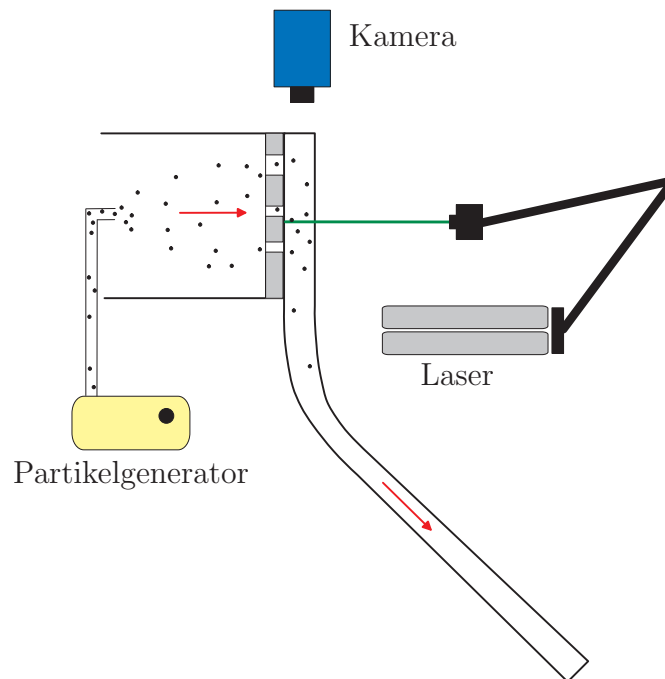


Abbildung 3.6.: Strömungsmessung mittels PIV

Zur Sichtbarmachung der Strömung wird diese am Kanaleinlauf mit Hilfe eines Aerosolgenerators¹⁴ mit Ölpartikeln¹⁵ versetzt, die sich möglichst gleichmäßig in der Strömung verteilen sollten. Die Ebene, in der die Strömungsvektoren bestimmt werden sollen, wird mit Hilfe eines doppelt gepulsten Nd:YAG-Laserlichtschnitts¹⁶ ausgeleuchtet. Die CCD-Kamera, die idealerweise senkrecht zum Laserlichtschnitt steht, nimmt zwei mit einem Zeitversatz von Δt aufeinanderfolgende Bilder von den Partikeln in der laserbeleuchteten Ebene auf (siehe Beispiel in Abb. 3.7). Die Kamera hat eine Auflösung von 1280×1024 Pixeln.

Sowohl die Datenerfassung als auch die Auswertung der Daten erfolgt mit der Software Davis 6.2 der Firma LaVision [75]. Hierbei werden die aufgenommenen Bilder in kleinere Segmente zerlegt, für die jeweils mittels der Methode der Kreuzkorrelation der Partikelversatz zwischen den beiden Aufnahmen berechnet wird. Unter der Annahme, dass die Partikel der vorliegenden Strömung ideal folgen, ist ihr Versatz ein direktes Maß für die lokale Strömungsgeschwindigkeit in der betrachteten

¹⁴TOPAS atomizer aerosol generator

¹⁵DEHS Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat Seeding-Partikel $C_{26}H_{50}O_4$

¹⁶New Wave Gemini PIV 200-15, Neodym Yttrium-Aluminium-Granat

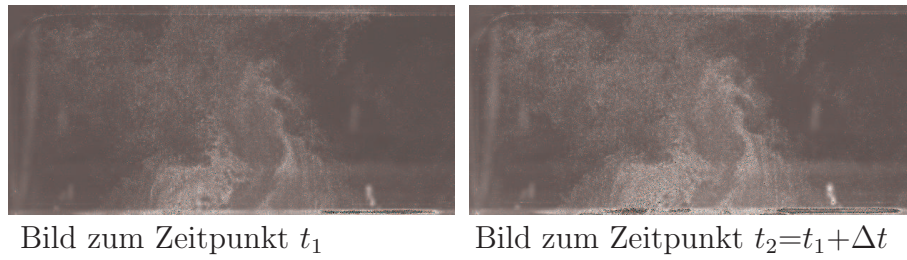


Abbildung 3.7.: Momentaufnahmen eines Doppellaserpulses

Ebene. Es muss lediglich der Maßstab M zwischen der Pixelgröße und den realen Abmessungen mitberücksichtigt werden, der durch die Kalibrierung festgelegt wird:

$$u_{lok} = M \frac{s_{pix}}{t_2 - t_1} \quad (3.19)$$

4. Wärmeübergangsintensivierung in flachen Kanälen

4.1. Einleitung

Die Intensivierung des Wärmeübergangs in sehr flachen Kanälen (siehe Abb. 4.1) stellt eine besondere Herausforderung dar, da für die unterschiedlich großen Seitenflächen in der Regel auch verschiedene Kühlmethoden erforderlich sind.

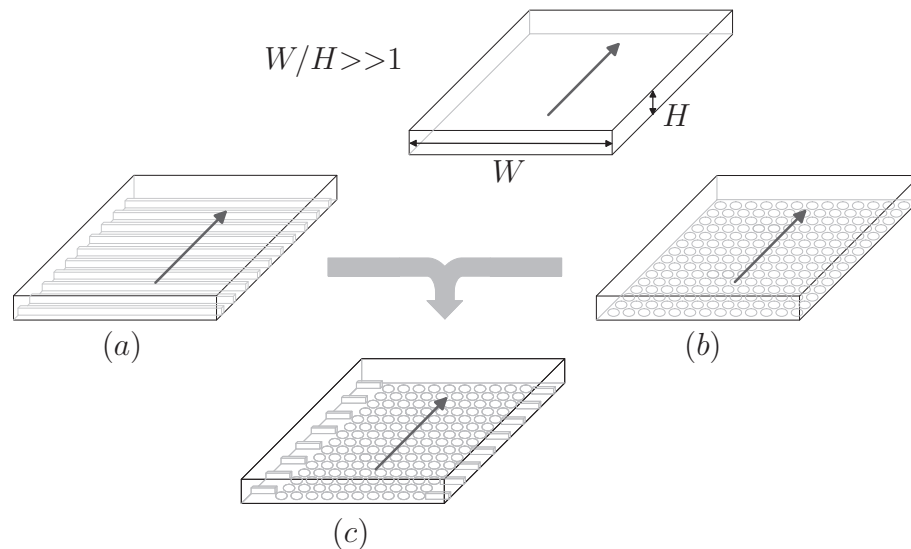


Abbildung 4.1.: Kombination verschiedener Methoden zur Wärmeübergangsintensivierung in flachen Kanälen

Durch eine herkömmliche komplette Berippung des Kanals (a) kann der Wärmeübergang zwar sehr effizient gesteigert werden, jedoch ist in den meisten Anwendungen der damit verbundene Druckverlust viel zu groß. Mit Dimples (b) kann der Wärmeübergang auf den großen Seitenflächen bei einem viel geringeren Druckverlust ebenfalls sehr gut erhöht werden. Allerdings sind die von den Dimples erzeugten Längswirbel für die Wärmeübergangsintensivierung der schmalen Seitenflächen nicht geeignet, da hier Querswirbel nötig sind. Durch eine Kombination beider Kühlmethoden (c) können die Vorteile der jeweiligen Methode genutzt werden, ohne dass die genannten Nachteile zu groß werden. Dabei sorgen die Dimples auf der Kanalgrundfläche für die großflächige Wärmeübergangssteigerung bei niedrigem Druckverlust. Im Seitenwandbereich werden durch das gezielte Anbringen kleiner

Rippen Querwirbel erzeugt, die lokal den Wärmeübergang nochmals erhöhen. Der zusätzliche Druckverlust fällt hierbei durch die geringe Rippengröße sehr niedrig aus.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung des Wärmeübergangs in einem rechteckigen Kanal mit einem Breiten-Höhen-Verhältnis von $W/H=6$. Zur Steigerung des Wärmeübergangs wird die oben beschriebene Kombination aus Dimples auf der Kanalbodenfläche und unterschiedlichen Rippenkonfigurationen im Seitenwandbereich eingesetzt.

4.2. Experimenteller Aufbau

4.2.1. Versuchskanal

Abbildung 4.2 zeigt ein Schema des verwendeten Versuchskanals. Ein Niederdruckgebläse, das sich im oberen Bereich des Kanals befindet, saugt die Luft bei Umgebungsbedingungen an. Es können Reynoldszahlen bis 240.000 (bezogen auf den hydraulischen Durchmesser der Messstrecke) eingestellt werden. Aufgrund der Einbausituation verengt sich vor der eigentlichen Messstrecke der Kanalquerschnitt abrupt. Um den Einfluss auf die Strömung möglichst gering zu halten, wurde ein Strömungsgleichrichter in den Kanal eingebaut.

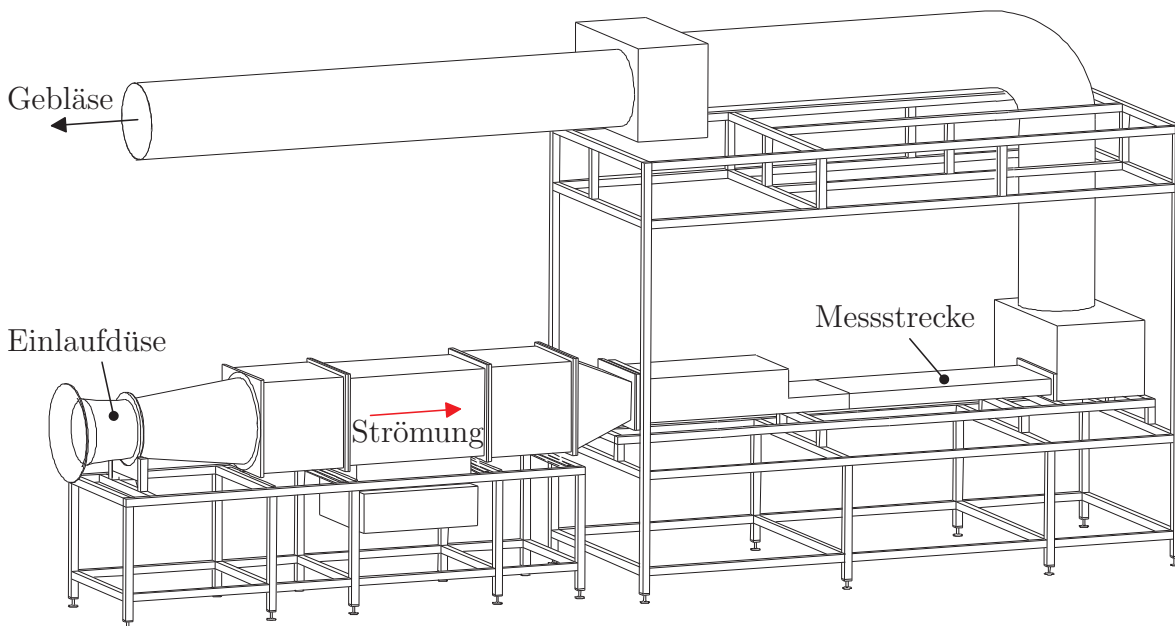


Abbildung 4.2.: Messkanal

In Abb. 4.3 ist die Messstrecke von oben skizziert. Der Messkanal besitzt über die gesamte Länge einen konstanten rechteckigen Querschnitt mit einem Breiten-Höhen-Verhältnis von $W/H=6$. Die Grundplatte ist austauschbar, so dass sowohl ein glatter Kanal als auch ein Kanal mit Dimples untersucht werden kann. Bei den Dimples handelt es sich um eine Anordnung kugelförmiger Dimples, die eine relative Tiefe von $t_D/D_p=0,3$ und einen relativen Abstand von $b/D_p=0,15$ zueinander besitzen (siehe

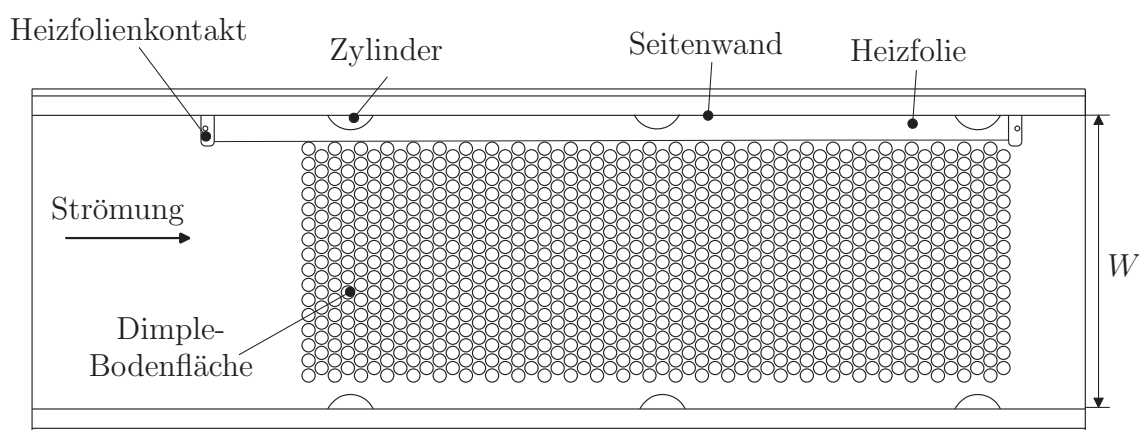


Abbildung 4.3.: Draufsicht auf die Messstrecke

Skizze in Abb. 2.2). Die einzelnen Reihen sind zueinander versetzt angeordnet, so dass $\gamma=30^\circ$ beträgt. An den Seitenwänden sind beidseitig je drei Zylindersegmente angebracht, die in einem realen Anwendungsfall beispielsweise Befestigungszwecken dienen. In diesem Fall ist es wichtig, deren Effekt auf die Strömung und auf den Wärmeübergang zu kennen. Auf den Seitenwänden sowie im schmalen Randbereich der Bodenplatte, der nicht mit Dimples belegt ist, können Rippen angebracht werden.

4.2.2. Untersuchte Konfigurationen

Zusätzlich zum glatten Kanal und zum Kanal mit Dimples wurden mehrere Rippenkonfigurationen untersucht, um den Wärmeübergang im Randbereich des Kanals zu erhöhen.

Insgesamt kamen folgende sechs Konfigurationen zum Einsatz:

- glatter Kanal (RK 1)
- Dimple-Kanal (RK 2)
- Dimple-Kanal, 45° -Rippen auf der Bodenplatte (RK 3)
- Dimple-Kanal, 45° -Rippen auf der Bodenplatte, 90° -Rippen auf der Seitenwand (RK 4)
- Dimple-Kanal, 45° -Rippen auf der Bodenplatte, 45° -Rippen auf der Seitenwand (RK 5)
- Dimple-Kanal, 45° -Rippen auf der Bodenplatte, 135° -Rippen auf der Seitenwand (RK 6)

Alle Rippenkonfigurationen sind in Abb. 4.4 zu sehen. Zwischen zwei Zylindern sind jeweils sieben Rippen angebracht. Der dimensionslose Rippenabstand beträgt $p_R/e=10$. Die Rippenbreite an der Seitenwand beträgt 35 % der Kanalhöhe, und die Breite der Bodenrippen beträgt 9 % der Kanalbreite. Aus Symmetriegründen befinden sich auf beiden Kanalseiten und zwischen allen Zylindern Rippen. Die Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten erfolgt jedoch nur einseitig zwischen dem zweiten und dritten Zylinder.

In Abb. 4.5 sind die für die Vermessung des Wärmeübergangs relevanten Flächen und das verwendete Koordinatensystem skizziert. Die x -Richtung bezeichnet die

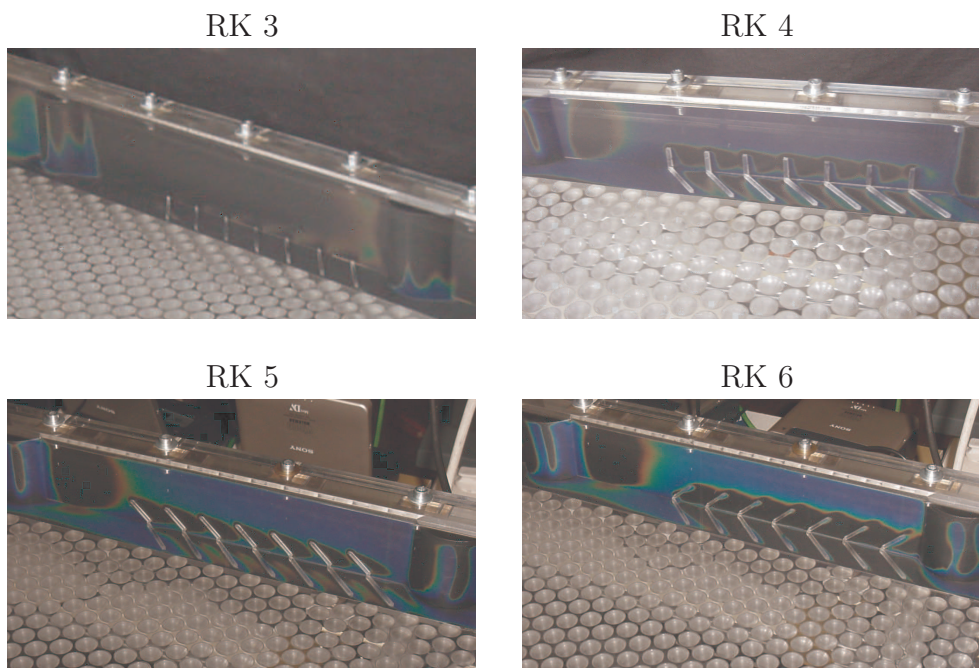


Abbildung 4.4.: Untersuchte Rippenkonfigurationen

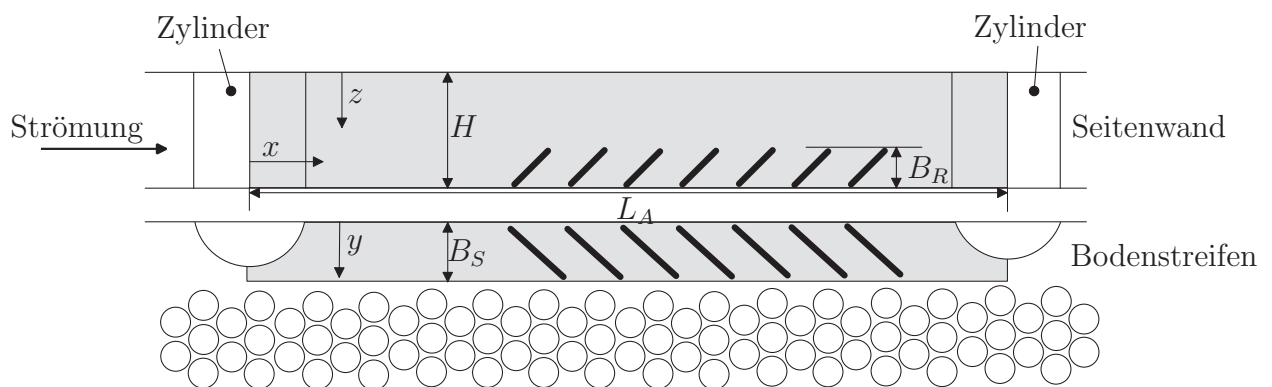


Abbildung 4.5.: Untersuchte Flächen

Strömungsrichtung, senkrecht dazu wurden für die Bodenfläche die y -Koordinate und für die Seitenfläche die z -Koordinate gewählt. Drei verschiedene Reynoldszahlen (gebildet mit dem hydraulischen Durchmesser des Kanals) wurden untersucht: $Re=66.000$, 132.000 und 165.000 .

4.2.3. Messtechnik

Der Massenstrom wird über die Messung des Druckverlusts in der Einlaufdüse bestimmt, wie es in Kapitel 3.1.1 beschrieben ist.

Der Wärmeübergangskoeffizient wird mit Hilfe einer stationären Flüssigkristallmethode (siehe Kapitel 3.3.1) ermittelt. Aus dem Wärmeübergangskoeffizienten berechnet sich die Nußeltzahl, die mit dem hydraulischen Durchmesser des Kanals

gebildet wird:

$$Nu = \frac{\alpha D_h}{\lambda_L} \quad \text{mit} \quad D_h = \frac{4A_K}{U_K} \quad (4.1)$$

Die Druckmessung wird mit Druckmodulen von Scanivalve (siehe Kapitel 3.4) durchgeführt. Aus je einer Druckmessstelle am Kanalein- und -austritt wird der Druckverlust über den gesamten Kanal bestimmt.

4.3. Nußeltzahl

Die folgenden Ergebnisse für die Nußeltzahl wurden auf den theoretischen Wert der mittleren Nußeltzahl für eine voll entwickelte Kanalströmung nach Dittus und Boelter [61] bezogen:

$$Nu_{ref} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (4.2)$$

4.3.1. Lokale Verteilung der Nußeltzahl

Die Abb. 4.6 und 4.7 zeigen die lokale Verteilung der Nußeltzahl sowohl auf der Kanalseitenwand als auch auf dem Bodenstreifen für eine Reynoldszahl von $Re=165.000$.

Bei allen Konfigurationen befindet sich eine Zone hohen Wärmeübergangs stromab des Zylinders. Diese resultiert aus dem Wiederanlegen der Strömung, nachdem sie vom Zylinder verdrängt wurde. Desweiteren bildet sich im Auftreffpunkt der Strömung auf dem Zylinder ein Maximum im Wärmeübergang (oben im Bild). Das zweite Maximum auf dem Zylinder (unten im Bild) entsteht durch den laminar-turbulenten Umschlag der Grenzschicht, der mit einer Erhöhung des Wärmeübergangs verbunden ist.

Da eine mit Dimples versehene Bodenplatte einen größeren Reibungswiderstand besitzt, verdrängt sie die Strömung zu den Seiten hin, weshalb der Wärmeübergang im mit Dimples versehenen Kanal (RK 2) im Vergleich zu dem des glatten Kanals (RK 1) zunimmt. Die qualitative Verteilung der Nußeltzahl ändert sich jedoch durch die Dimples nicht.

Sehr deutlich ist die lokale Wärmeübergangssteigerung durch das Anbringen zusätzlicher Rippen im Randbereich zu sehen. 45°-Rippen am Boden (RK 3) erhöhen nicht nur den Wärmeübergang in diesem Bereich, sondern die Sekundärströmung, die durch sie erzeugt wird, hat auch eine positive Wirkung auf die Seitenwand inklusive Zylinder.

Zusätzliche 90°-Rippen auf der Seitenwand (RK 4) erhöhen zwar ebenfalls lokal den Wärmeübergang auf der Seitenwand, jedoch schwächen sie den positiven Effekt der durch die Bodenrippen erzeugten Wirbel wieder ab, so dass die globale Nußeltzahl auf der Seitenwand niedriger ist als für den Fall, in dem nur Bodenrippen zum Einsatz kommen.

Werden die 90°-Rippen ebenfalls durch 45°-Rippen ersetzt (RK 5), so wird der Wärmeübergang auf der Seitenwand wieder auf dasselbe Niveau wie bei RK 3 erhöht.

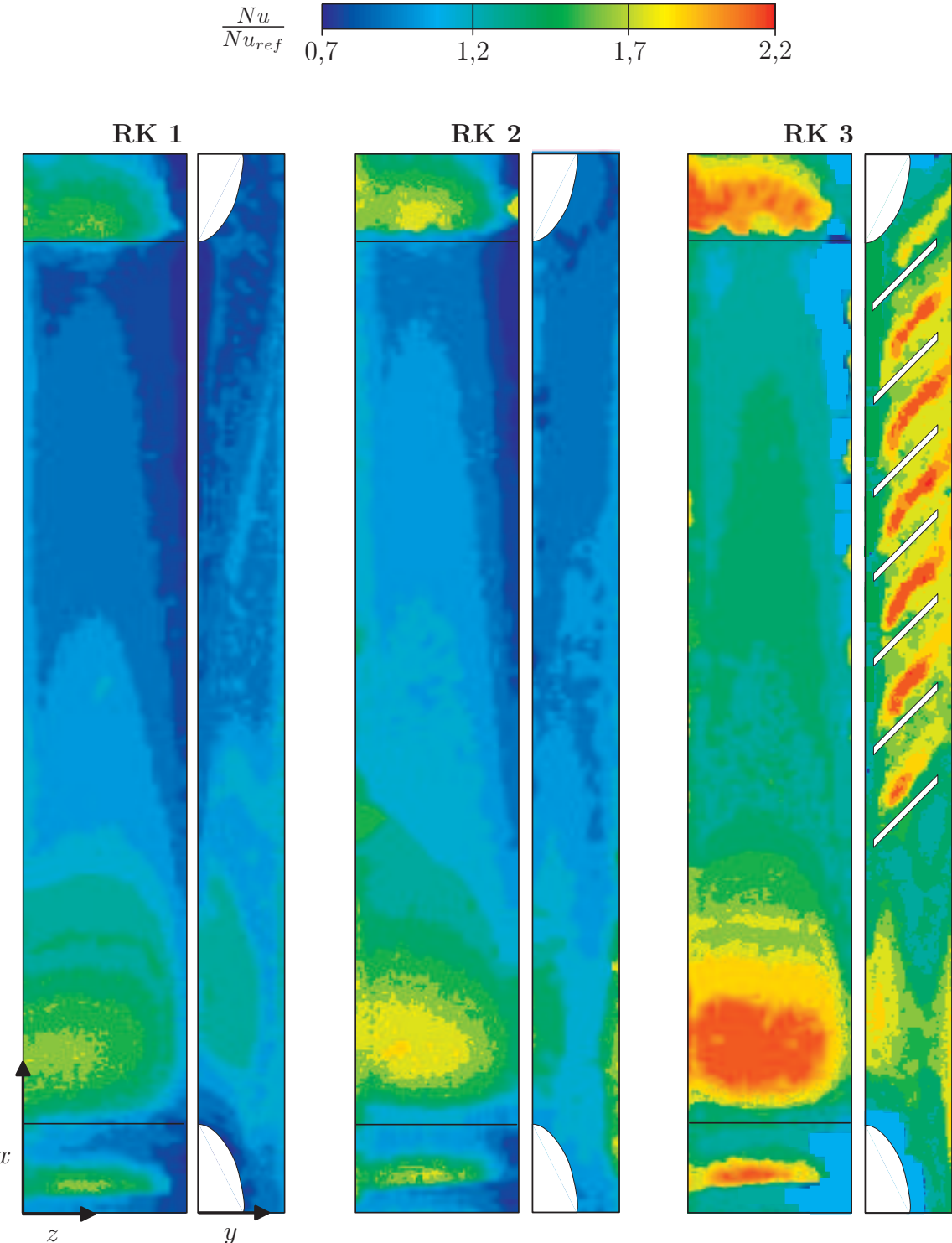


Abbildung 4.6.: Nußeltzahlverteilung für Konfigurationen 1-3, $Re=165.000$

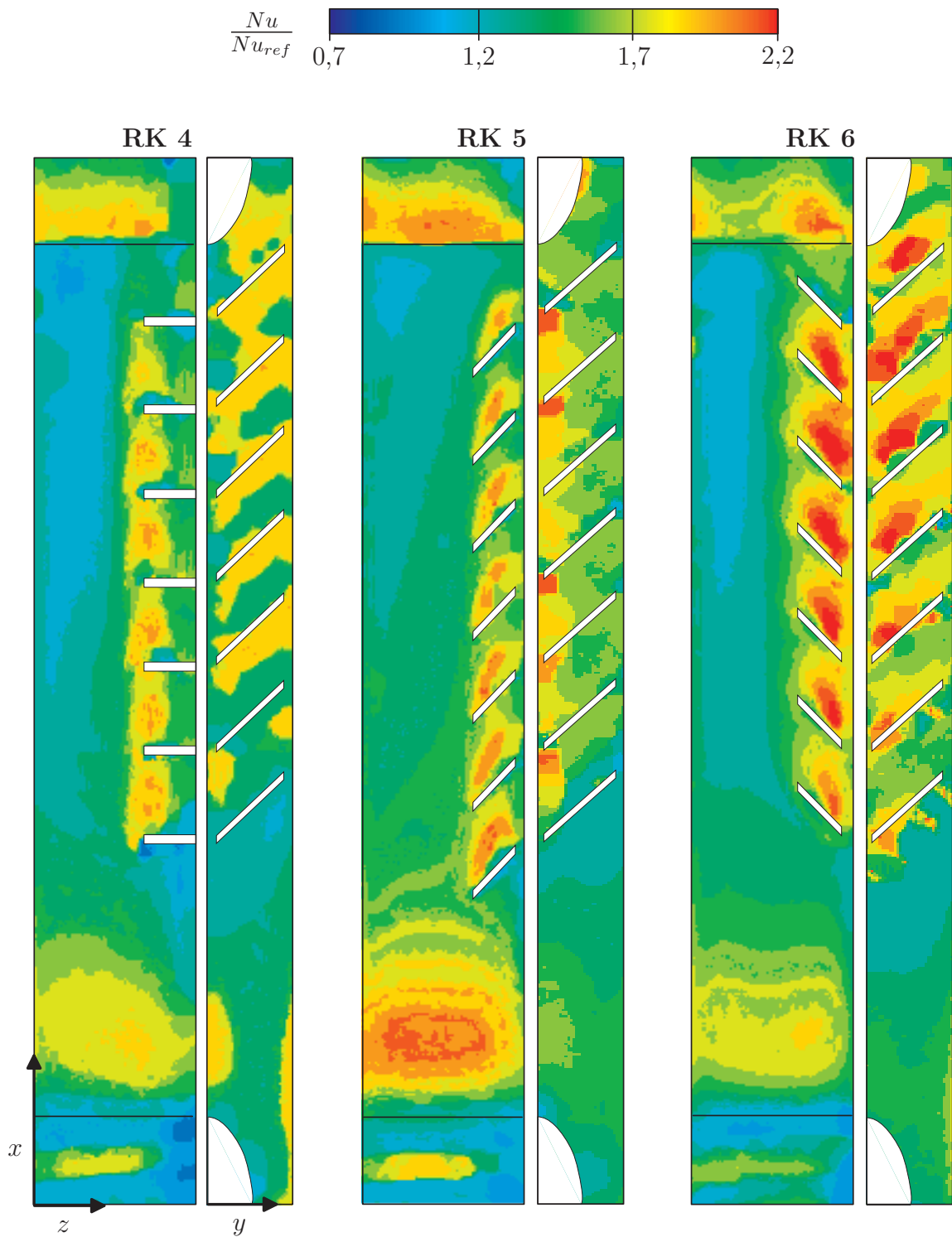


Abbildung 4.7.: Nußeltzahlverteilung für Konfigurationen 4-6, $Re=165.000$

Werden die Seitenrippen um 90° gedreht (RK 6), nimmt das Niveau der Wärmeübergangsmaxima auf dem Zylinder und im Wiederanlegebereich hinter dem Zylinder ein wenig ab, dafür wird aber lokal im Rippenbereich ein Maximum des Wärmeübergangs erreicht.

4.3.2. Axiale, lokal gemittelte Nußeltzahlverläufe

In Abb. 4.9 wurde die Nußeltzahl jeweils lokal über die Kanalhöhe H (für die Seitenwand) bzw. über die Breite des betrachteten Bodenstreifens B_S (für den Boden) gemittelt.

Für den glatten Kanal (RK 1) erkennt man den höheren Wärmeübergang im Wiederanlegebereich der Strömung und die beiden Maxima auf dem Zylinder. Die Dimples (RK 2) erhöhen den Wärmeübergang im gesamten Bereich, ändern jedoch die Verteilung nicht. Sehr deutlich ist zu erkennen, wie jeweils die Rippen (RK 3 bis RK 6) lokal die Nußeltzahl erhöhen.

Zur genaueren Untersuchung des lokalen Einflusses der verschiedenen Rippenkonfigurationen auf den Wärmeübergang auf der Seitenwand wurde in Abb. 4.8 die Nußeltzahl nicht über die gesamte Seitenwand, sondern nur über die Seitenrippenhöhe B_R gemittelt. Das Diagramm zeigt zum einen, dass in allen Fällen die Positionen der Wärmeübergangsmaxima (eines im Wiederanlegepunkt der Strömung nach dem Zylinder und zwei auf den Zylindern) gleich bleiben. Zum anderen erkennt man, dass sich der Wärmeübergang durch die Rippen um mehr als den Faktor zwei steigern lässt.

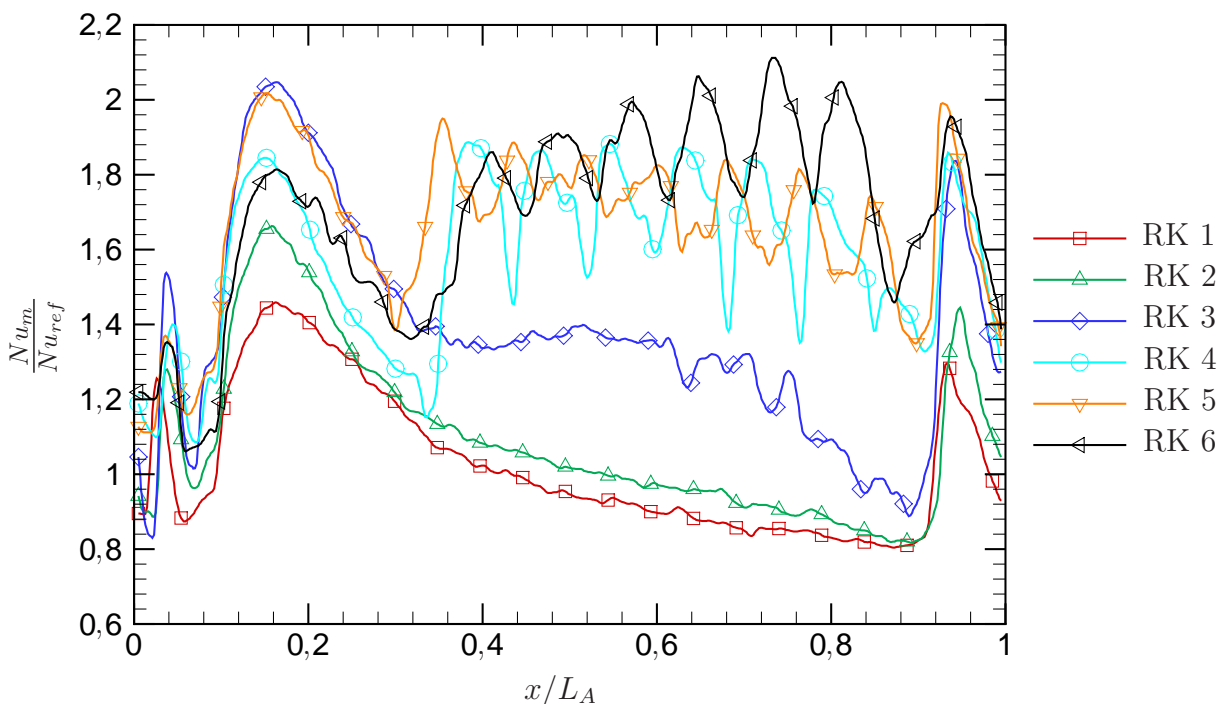


Abbildung 4.8.: Nußeltzahlverläufe auf der Seitenwand für alle Konfigurationen (lokal gemittelt über Seitenrippenhöhe B_R), $Re=165.000$

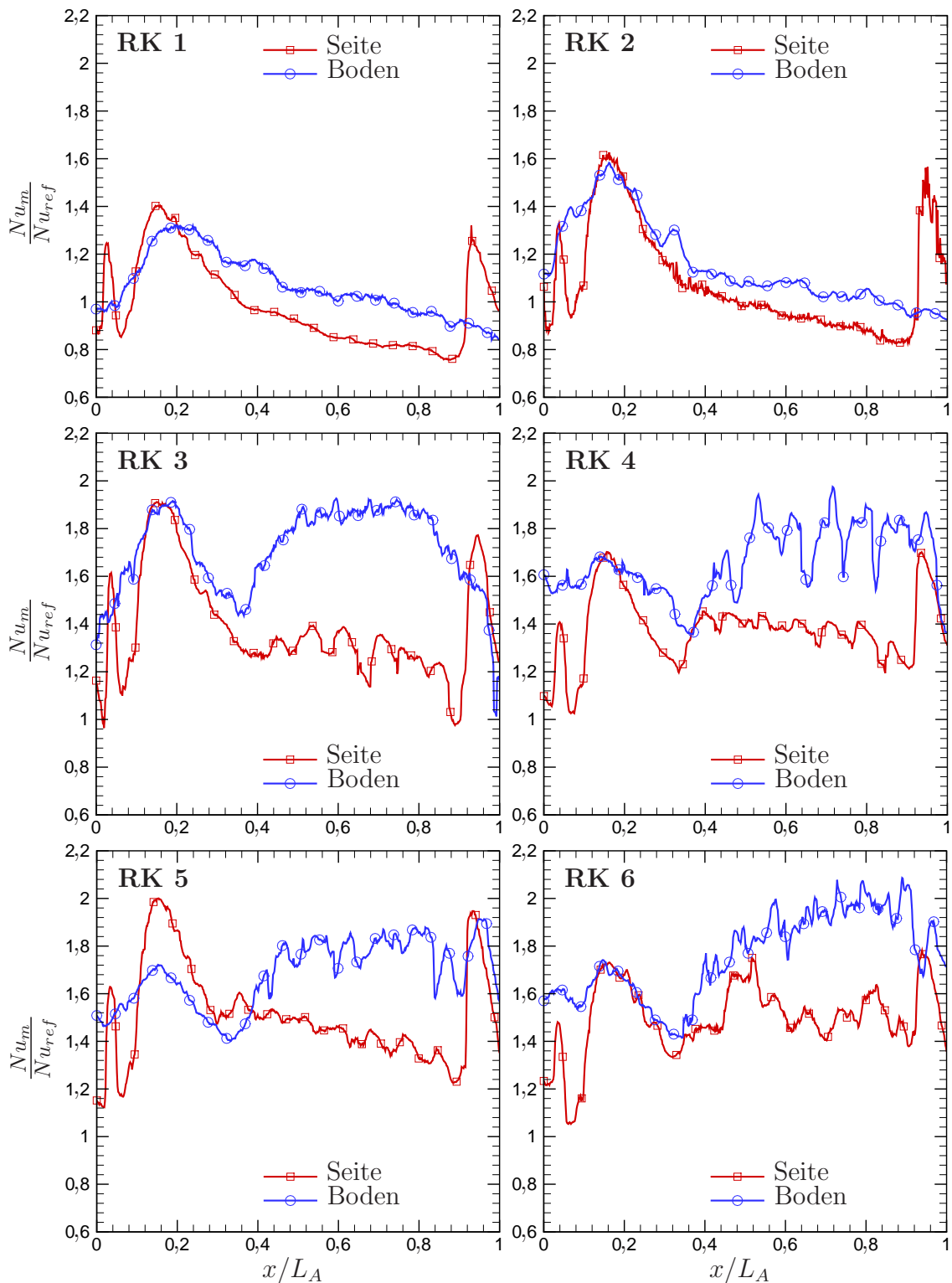


Abbildung 4.9.: Nußeltzahlverläufe für alle Konfigurationen (lokal gemittelt über Bodenstreifenbreite B_S bzw. Seitenhöhe H), $Re=135.000$

4.3.3. Vergleich der mittleren Nußeltzahl

In Abb. 4.10 ist für alle Konfigurationen die Nußeltzahl, jeweils gemittelt über die gesamte betrachtete Fläche, dargestellt.

Die gemittelten Nußeltzahlen auf der Seiten- und Bodenwand unterscheiden sich im glatten und im unberippten, mit Dimples versehenen Kanal nur wenig voneinander, und ihr Niveau liegt nur wenig oberhalb der theoretisch erwarteten Nußeltzahl für einen glatten Kanal. Der starke Anstieg der gemittelten Nußeltzahl für die berippten Konfigurationen zeigt den großen Einfluss der Rippen auf den Wärmeübergang. Im Einflussbereich der Rippen ergibt sich der höchste Wärmeübergang für die um 45° angestellten Rippen (RK 6).

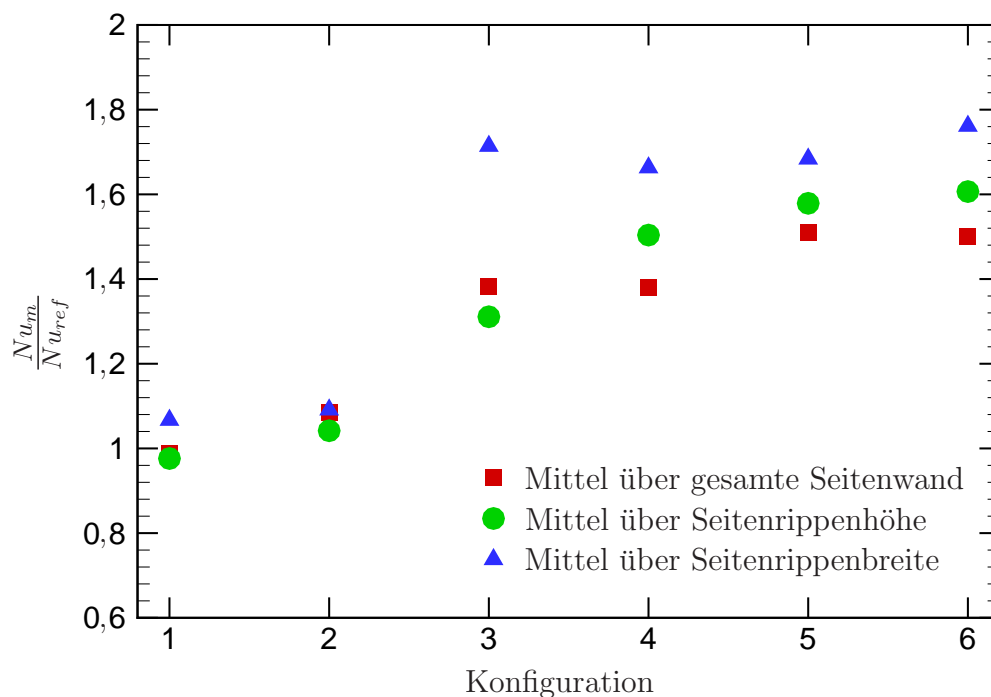


Abbildung 4.10.: Mittlere Nußeltzahl für alle Konfigurationen, $Re=165.000$

4.3.4. Vergleich der Nußeltzahl für verschiedene Reynoldszahlen

In Abb. 4.11 and 4.12 wird der gemittelte Verlauf der Nußeltzahl für den mit Dimples versehenen Kanal (RK 2) sowohl auf der Seitenwand als auch auf dem Bodenstreifen für drei unterschiedliche Reynoldszahlen verglichen. Dabei wurde die Nußeltzahl jeweils über die lokale Kanalhöhe H bzw. Bodenstreifenbreite B_S gemittelt und entsprechend Gl. 4.2 auf die theoretische Nußeltzahl eines glatten Kanals bezogen.

Die Verläufe der Nußeltzahl entlang beider Flächen liegen für alle Reynoldszahlen auf demselben Niveau. Dies zeigt, dass die Nußeltzahl proportional zu $Re^{0,8}$ ist. Auf der Seitenwand wird jedoch das Maximum im Wiederanlegepunkt der Strömung nach dem Zylinder für höhere Reynoldszahlen etwas stärker und wandert stromauf. Dies liegt an der kleiner werdenden Rezirkulationszone bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten.

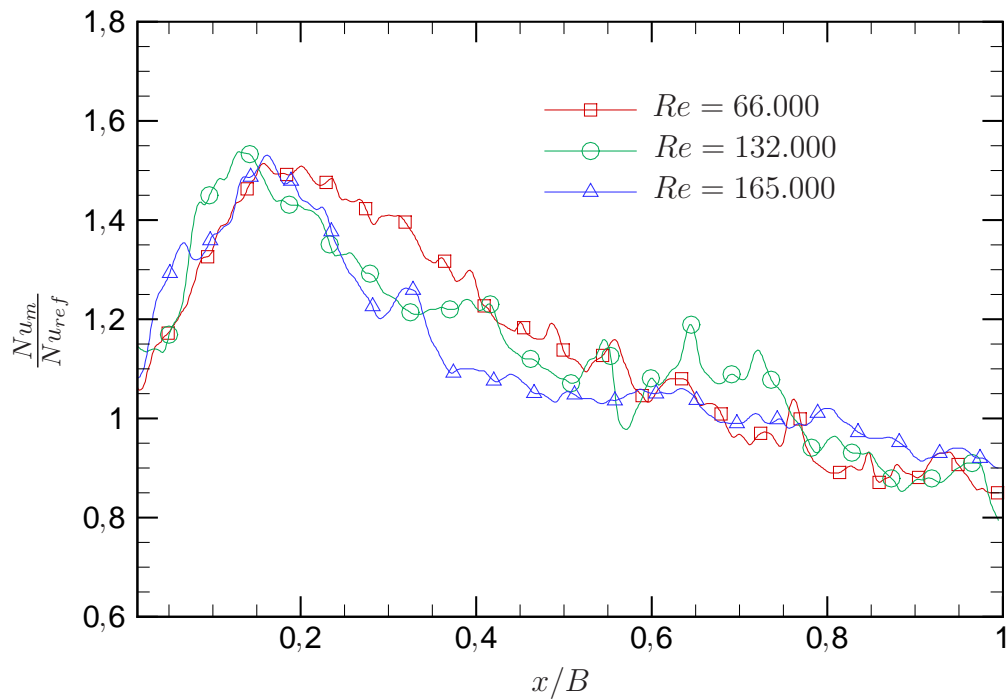


Abbildung 4.11.: Nußeltzahlverläufe auf der Bodenwand (lokal gemittelt über Bodenstreifenbreite B_S) für den Dimple-Kanal bei verschiedenen Reynoldszahlen

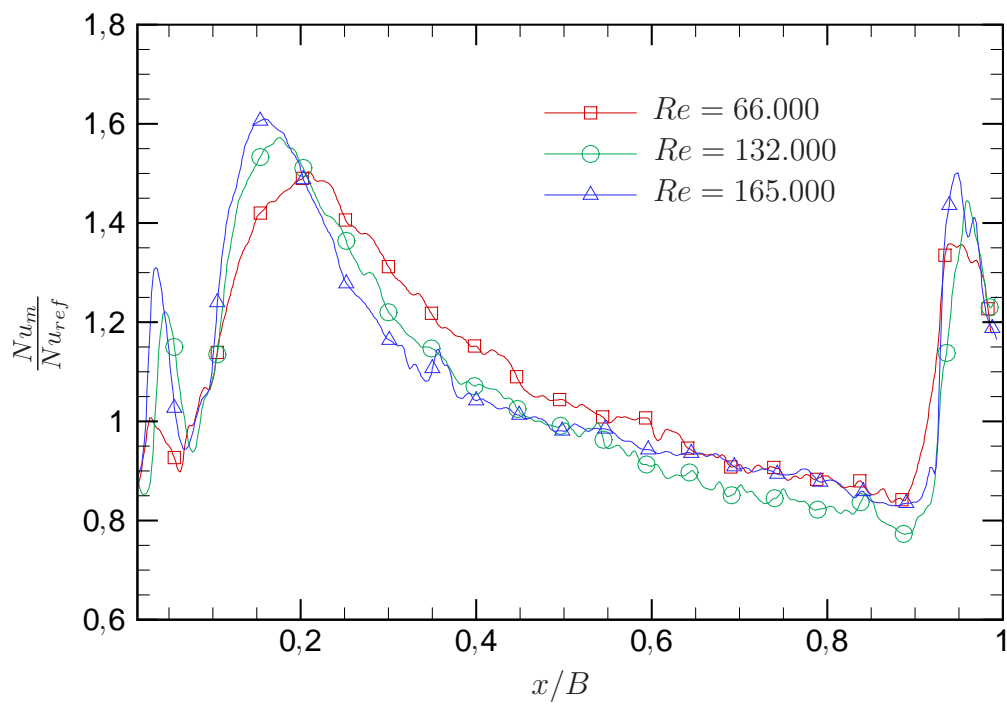


Abbildung 4.12.: Nußeltzahlverläufe auf der Seitenwand (lokal gemittelt über Kanalhöhe H) für den Dimple-Kanal bei verschiedenen Reynoldszahlen

4.4. Druckverlust

In Abb. 4.13 ist der Reibungsbeiwert des Kanals für die verschiedenen Konfigurationen aufgetragen. Er wird aus dem Druckverlust über den gesamten Kanal bestimmt:

$$f = \frac{\Delta p}{L} \frac{D_h}{2\rho u^2} \quad (4.3)$$

Als Bezugsgröße wird der Reibungsbeiwert eines glatten Kanals nach einer Korrelation von Blasius [64] verwendet:

$$f_{ref} = 0,046 Re^{-0,2} \quad (4.4)$$

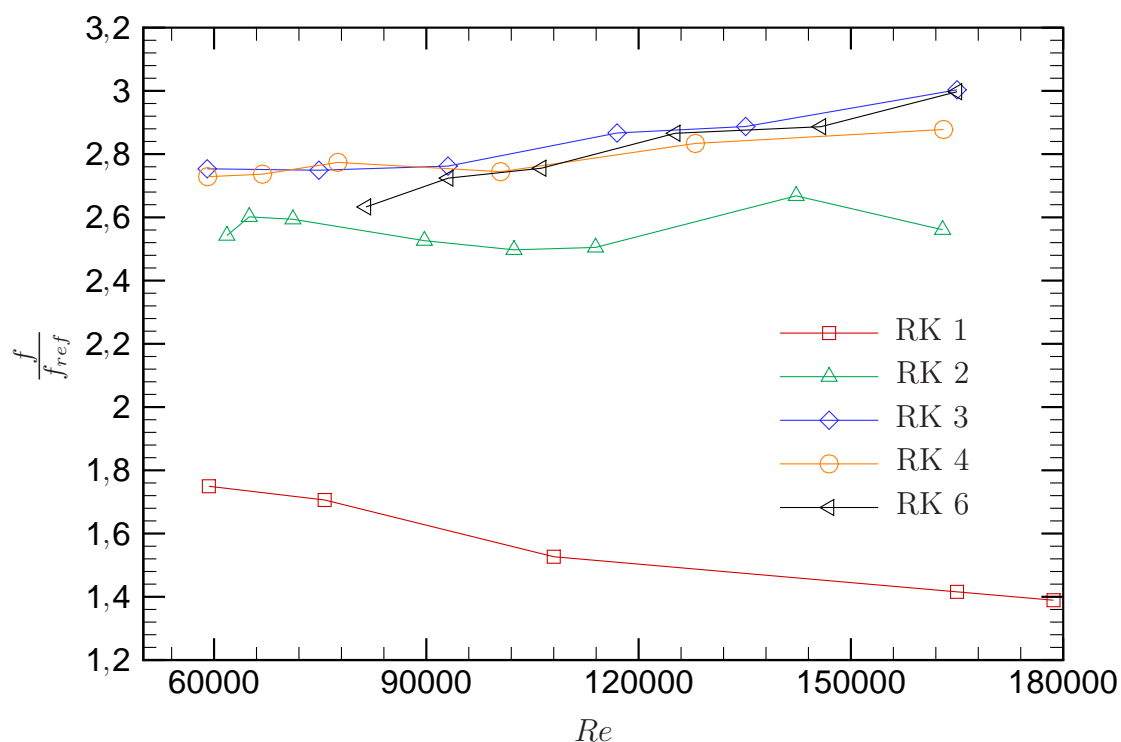


Abbildung 4.13.: Reibungsbeiwert für alle Konfigurationen

Der Druckverlust und damit auch der Reibungsbeiwert für den glatten Kanal (RK 1) ist höher als die Korrelation von Blasius, da allein das Vorhandensein der Zylinder an der Seitenwand einen zusätzlichen Druckverlust produziert. Deutlich erkennbar ist der steigende Druckverlust durch die mit Dimples versehene Grundplatte (RK 2). Das zusätzliche Anbringen der Rippen erhöht den Gesamtdruckverlust aufgrund der im Vergleich zu den Kanalabmessungen kleinen Rippengröße nur geringfügig. Obwohl die Wirkung der verschiedenen Rippenanordnungen auf den Wärmeübergang deutlich unterschiedlich ausfällt, ist ein Unterschied im Reibungsbeiwert nicht erkennbar.

5. Wärmeübergangsintensivierung in Brennkammerkühlkanälen

5.1. Einleitung

Abbildung 5.1 zeigt die Position der Brennkammerkühlkanäle in einer stationären Gasturbine. Die Ringbrennkammer ist sowohl an der Innen- als auch an der Außenseite von mehreren aneinanderliegenden Kühlkanälen (Linern) umgeben, die eine der Brennkammer angepasste Geometrie besitzen. Die verdichtete Luft wird am Ende der Brennkammer (auf der Turbineneintrittsseite) über Prallkühlbohrungen in die Kühlkanäle eingeleitet. Stromab wird der Wärmeübergang zusätzlich durch den Einsatz konvektiver Methoden wie beispielsweise Dimples oder Rippen erhöht, bevor die erwärmte Kühlluft anschließend der Brennkammer zugeführt wird. Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, besteht der Hauptvorteil dieser Kühlmethode darin, dass die gesamte Kühlluft anschließend noch zur Verbrennung zur Verfügung steht. Zudem werden lokale sauerstoffreiche Zonen, wie sie zum Beispiel bei der Filmkühlung auftreten können, und dadurch eine Erhöhung der Schadstoffkonzentration vermieden.

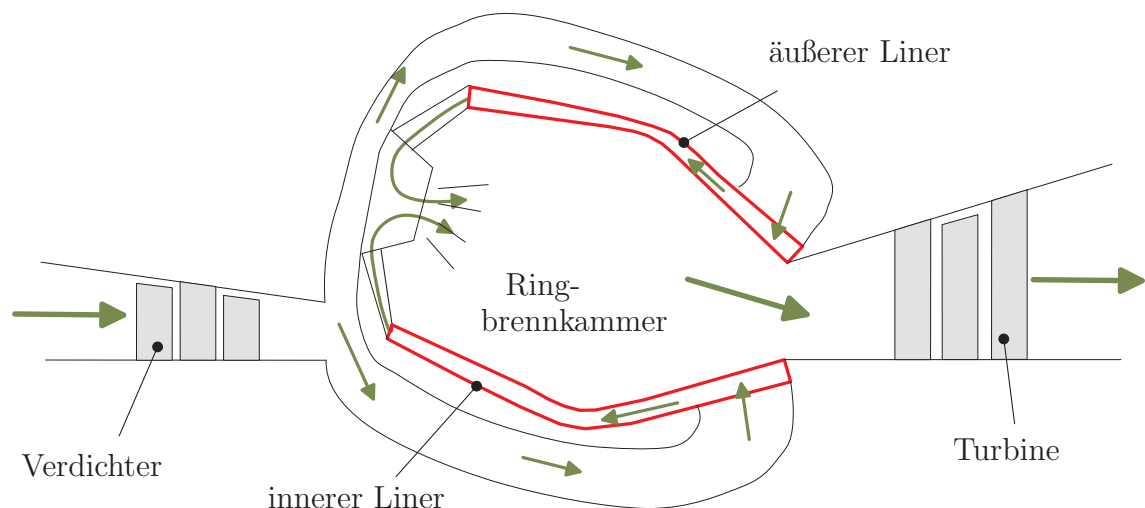


Abbildung 5.1.: Position der Brennkammerkühlkanäle in einer Gasturbine

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst im glatten Kanal sowohl der Wärmeübergang als auch die im Kanal auftretenden Strömungsstrukturen für unterschiedliche Prallmuster untersucht. Anschließend wird der Einfluss von Dimples auf den Wärmeübergang betrachtet.

5.2. Experimenteller Aufbau

5.2.1. Versuchskanal

Abbildung 5.2 zeigt den Aufbau des Versuchskanals, und in Abb. 5.3 ist ein Foto der Messstrecke während einer Flüssigkristallmessung zu sehen. Das untersuchte Modell ist einer originalen Linergeometrie nachempfunden. Eine Vakuumpumpe saugt die Umgebungsluft über einen Einlauffilter an und sorgt so für den gewünschten Massenstrom. Die darauf folgende Heizung besitzt mehrere feinmaschige Drahtnetze aus Stahl, die in der Lage sind, die Luft gleichmäßig innerhalb von etwa 0,3 Sekunden auf Temperaturen von bis zu 100 °C zu erhitzen. Anschließend tritt die Luft in ein Plenum ein, an das sich die Prallplatte anschließt. Diese bedeckt ein Drittel des gesamten Liners. Im Fall des Dimple-Kanals sind die letzten zwei Drittel der Prallwand mit Dimples besetzt.

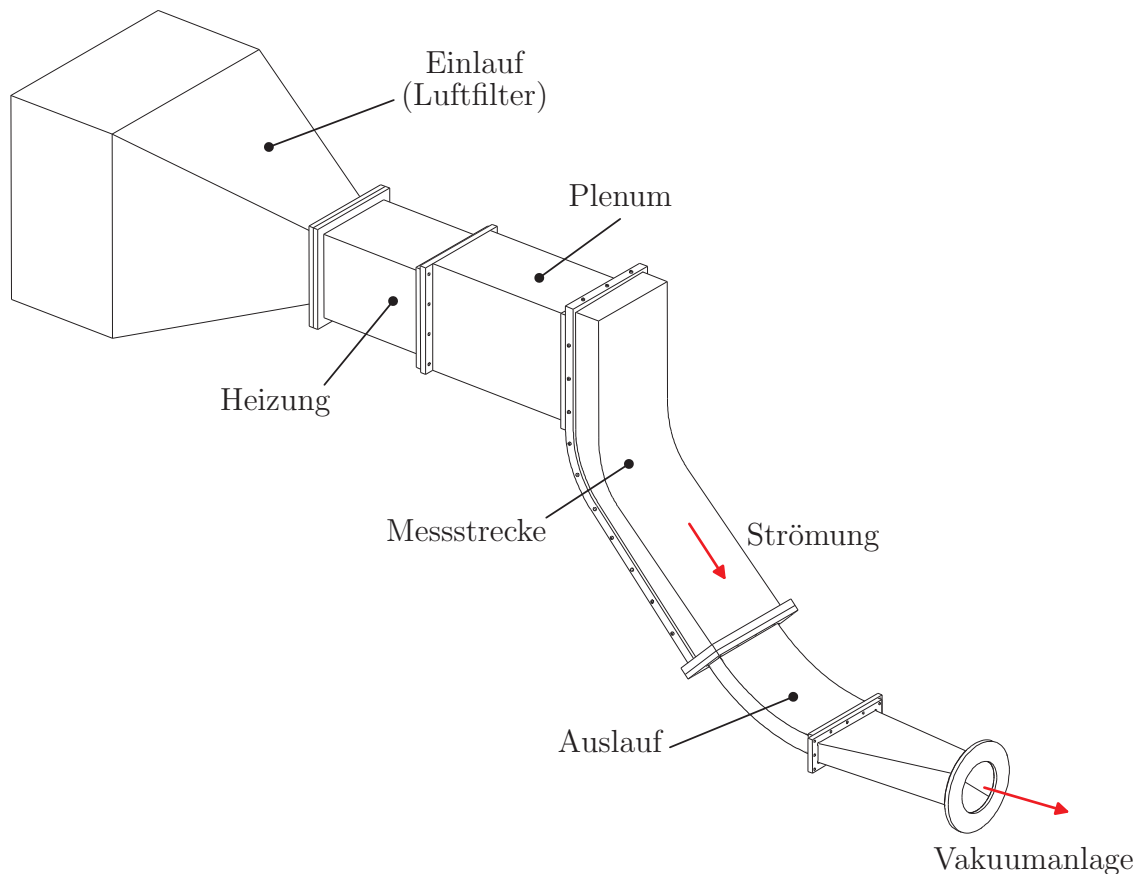


Abbildung 5.2.: Messkanal

Abbildung 5.4 zeigt die untersuchten Flächen und das für die Auswertung der Daten verwendete Koordinatensystem. Bei der Prallwand handelt es sich in der Gasturbine um die Heißgaswand der Brennkammer. Die Seitenwände sind die Kontaktflächen zwischen benachbarten Linern. Die x -Koordinate bezeichnet die Hauptströmungsrichtung, dazu jeweils senkrecht wurden die y -Koordinate für die Prall-

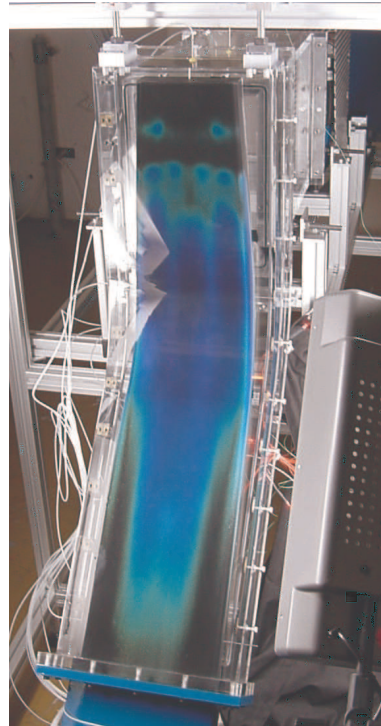


Abbildung 5.3.: Versuchskanal während einer transienten Flüssigkristallmessung

Druckaufnehmer	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6
x/L	0	0,01	0,11	0,21	0,36	0,98
Thermoelement	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6
x/L	0,1	0,2	0,42	0,5	0,66	0,96

Tabelle 5.1.: Axiale Positionen der statischen Druckaufnehmer und der Thermoelemente

wand und die z -Koordinate für die Seitenwand gewählt.

Die Positionen der statischen Druckaufnehmer und der Thermoelemente sind ebenfalls in Abb. 5.4 eingezeichnet. Ihre Koordinaten, bezogen auf die Gesamtlänge des Kanals, finden sich in Tab. 5.1. An den angegebenen Thermoelementpositionen befindet sich jeweils ein Thermoelement in der Kanalmitte und eines auf einem Viertel der Kanalbreite.

Sowohl die Höhe als auch die Breite des Kanals variieren in Strömungsrichtung, daraus folgt ein sich ändernder Querschnitt entlang des Kanals. In Abb. 5.5 ist die Änderung des hydraulischen Durchmessers des Kanals, bezogen auf den hydraulischen Durchmesser im Kanalaustritt, aufgezeichnet. Zusätzlich ist der Kanal gekrümmt: Die Strömung wird insgesamt um 45° abgelenkt. Aufgrund des veränderlichen Kanalquerschnitts ändert sich auch die Strömungs-Reynoldszahl entlang des Kanals, wie ebenfalls in Abb. 5.5 dargestellt. Im Bereich von $x/L=0$ bis $x/L=0,33$ befinden sich die Prallkühlöffnungen. Die Massenstromverteilung in den

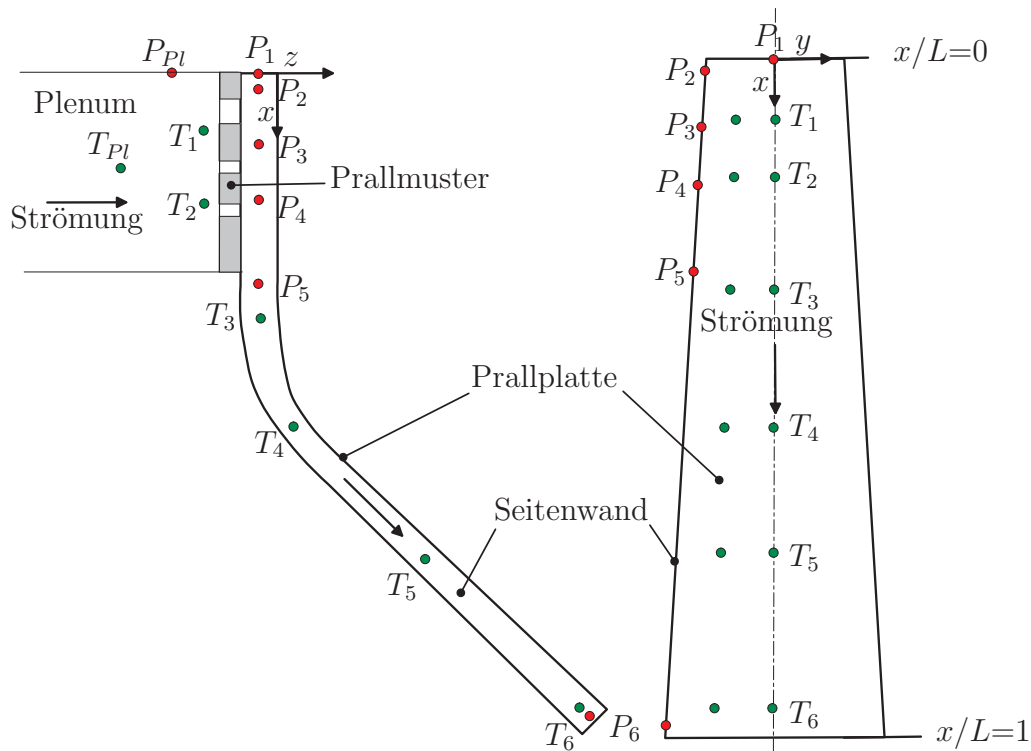


Abbildung 5.4.: Untersuchte Kanalfächen, Druck- und Temperaturmesspositionen, Koordinatensystem

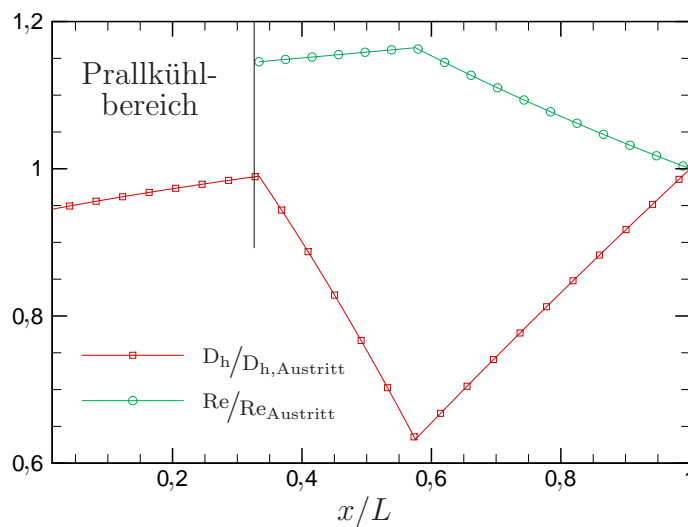


Abbildung 5.5.: Variation des hydraulischen Durchmessers und der Reynoldszahl über die Kanallänge

einzelnen Öffnungen wurde nicht untersucht, deshalb kann in diesem Bereich keine Aussage über die Reynoldszahl im Kanal getroffen werden.

5.2.2. Untersuchte Konfigurationen

Vier verschiedene Prallkühlmuster wurden im Hinblick auf den Wärmeübergang und die Strömung untersucht (siehe Abb. 5.6). Dabei ist nicht nur der globale Wärmeübergang, sondern insbesondere dessen lokale Verteilung von Interesse. Hauptziel der Untersuchungen war herauszufinden, welches Optimierungspotenzial in der lokalen Wärmeübergangsverteilung eines realitätsnahen Liners besteht. Ein wichtiger Bestandteil hierbei war die Erhöhung des Wärmeübergangs im Anfangsbereich des Kanals (nahe $x=0$). Da die gesamte Strömung durch die Prallkühlbohrungen zwischen dem Kanalanschluss und $x=0,33$ eintritt, existiert keine ursprüngliche Querströmung im Kanal. Das bedeutet, dass im Anfangsbereich nur sehr wenig Kühlluftmassenstrom zur Verfügung steht. Zudem wird die Strömung, nachdem sie die Prallkühlbohrungen passiert hat, sehr stark in Kanalrichtung abgelenkt und gelangt so kaum an den Kanalanschluss. Um die Strömung dennoch in die Ecke zu lenken, wurde in Prallkonfiguration 1 (PK 1) die erste Reihe der Prallkühlbohrungen schräg gewählt. In Prallkonfiguration 2 (PK 2) sind die Prallkühlbohrungen in Richtung Kanalanschluss verschoben, und auch die Bohrungen in der zweiten Reihe sind schräg. Zudem wurden die Bohrungsdurchmesser der beiden ersten Reihen relativ zu den anderen vergrößert, um mehr Massenstrom am Kanalanschluss einzubringen. Prallkonfiguration 3 (PK 3) besteht aus einem großen rechteckigen Einlass am Kanalanschluss und einer zusätzlichen Reihe mit kreisförmigen Bohrungen. Somit kann untersucht werden, welchen Effekt das Einbringen nahezu des gesamten Massenstroms am Kanalanschluss auf den Wärmeübergang hat. In Prallkonfiguration 4 (PK 4) werden zwei seitliche dreieckige und drei kreisförmige Öffnungen in der Mitte des Kanals mit einem schmalen Schlitz kombiniert. Die gesamte Durchlassfläche der Prallkühlöffnungen wurde bei PK 2 bis PK 4 konstant gehalten. Nur bei PK 1 ist die Gesamtfläche 30 % höher.

Ebenfalls in Abb. 5.6 dargestellt ist die Lage der mittels PIV untersuchten axialen Positionen A-K. Die zugehörigen Koordinaten, bezogen auf die Gesamtlänge des Kanals, sind in Tab. 5.2 angegeben. Aus Symmetriegründen wurde lediglich die Strömung in einer Kanalhälfte vermessen.

Die folgenden Messungen wurden für Reynoldszahlen zwischen 67.000 und 201.000 (am Kanalausstritt) durchgeführt.

Messposition	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K
x/L	0,03	0,08	0,1	0,13	0,16	0,18	0,2	0,23	0,25	0,3	0,32

Tabelle 5.2.: PIV-Messpositionen

5.2.3. Messtechnik

Der erforderliche Massenstrom wird mit einem Wirbelzähler-Durchflussmessgerät, wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, eingestellt. Die angegebene Reynoldszahl bezeich-

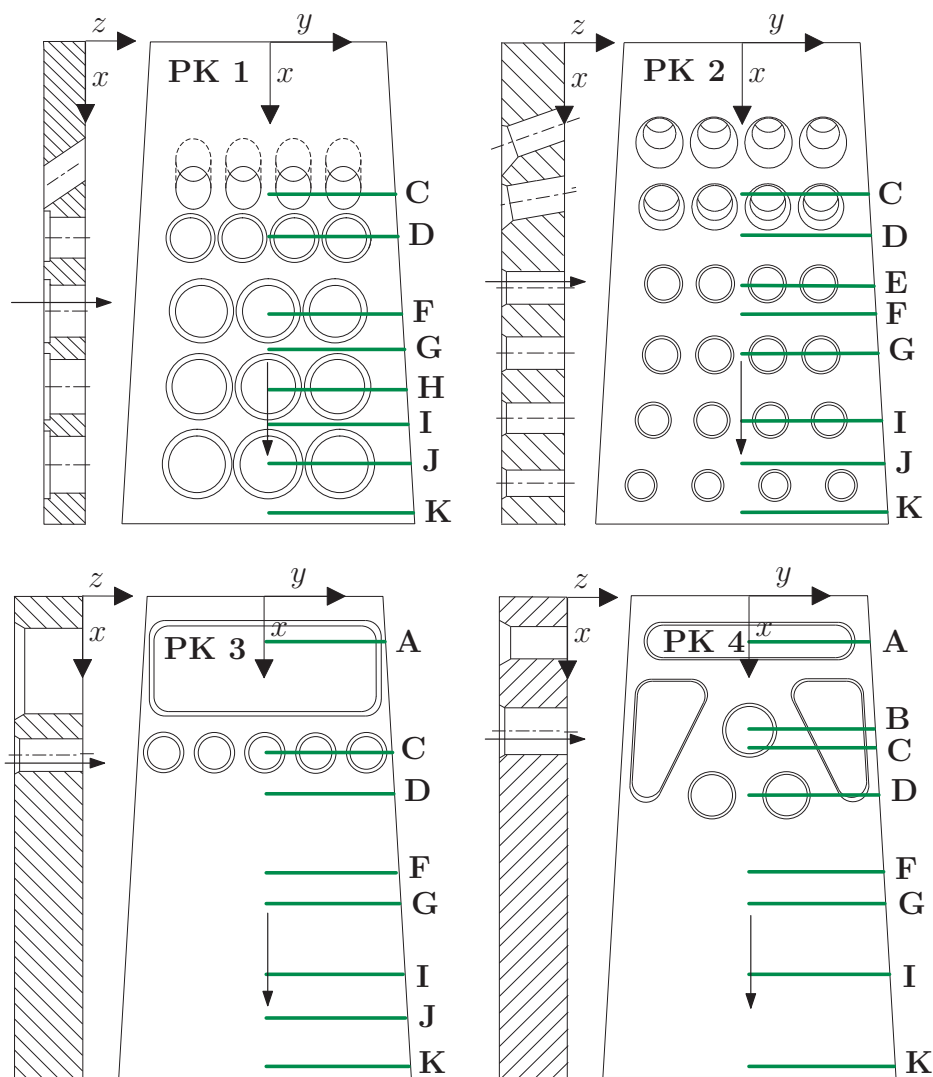


Abbildung 5.6.: Untersuchte Prallkühlkonfigurationen (mit PIV-Messpositionen)

net jeweils die Reynoldszahl am Kanalaustritt.

Die Bestimmung des Wärmeübergangs erfolgt mit Hilfe einer transienten Flüssigkristallmethode (siehe Kapitel 3.3.2). Hierzu wird die Temperatur an mehreren Stellen entlang des Linermodells mit Thermoelementen gemessen (siehe Positionen in Abb. 5.4).

Die Druckmessung wird mit Druckmodulen von Scanivalve (siehe Kapitel 3.4) durchgeführt.

5.3. Nußeltzahl im glatten Kanal

Für die Berechnung der Nußeltzahl wurde der hydraulische Durchmesser am Ende der Prallkühlregion (bei $x/L=0,33$) als Bezugsgröße gewählt:

$$Nu = \frac{\alpha D_{h,x/L=0,33}}{\lambda} \quad (5.1)$$

Als Referenzgröße wurde die Nußeltzahl gewählt, die sich an derselben Stelle für eine vollentwickelte Kanalströmung in einem glatten Kanal nach Dittus und Boelter [61] ergeben würde:

$$Nu_{ref} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,3} \quad (5.2)$$

Bei den folgenden Ergebnissen für die Nußeltzahl im glatten Kanal wurde die Temperatur im Plenum (T_{Pl}) als Referenztemperatur für die gesamte Messstrecke verwendet.

5.3.1. Vergleich der Nußeltzahl für verschiedene Reynoldszahlen

Abbildung 5.7 zeigt die lokale Verteilung der Nußeltzahl für Prallkonfiguration 4 auf der Prallfläche bei zwei unterschiedlichen Reynoldszahlen. Die Verteilung auf der Seitenwand ist in Abb. 5.8 dargestellt. Man erkennt, dass die dimensionslose Nußeltzahlverteilung für die beiden Reynoldszahlen in einem großen Kanalbereich gleich ist. Dies bedeutet, dass für die Nußeltzahl die Proportionalität $Nu \sim Re^{0,8}$ gilt. Lediglich im prallgekühlten Teil des Kanals ist diese Abhängigkeit nicht mehr

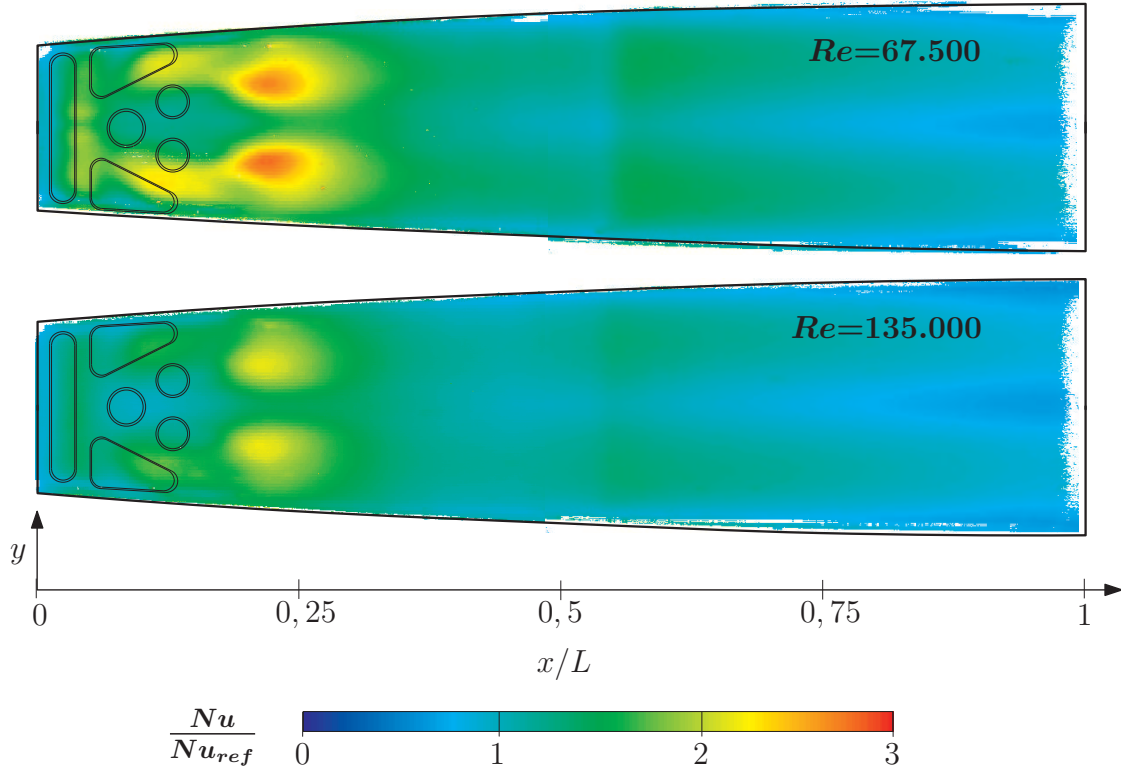


Abbildung 5.7.: Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für PK 4, $Re=67.500$ und $Re=135.000$

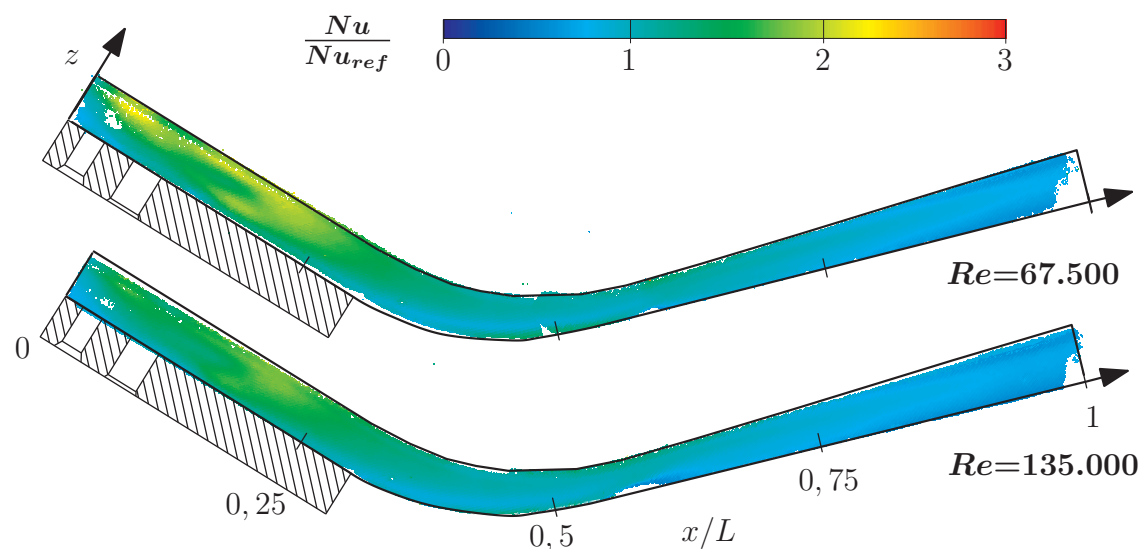


Abbildung 5.8.: Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für PK 4, $Re=67.500$ und $Re=135.000$

gegeben. Es ist jedoch nur schwer möglich, für diesen Bereich eine geeignete Bezugsgröße zu finden, da die Massenstromverteilung durch die einzelnen Prallöffnungen und damit die jeweilige Reynoldszahl nicht bekannt sind.

Da für alle untersuchten Konfigurationen die Abhängigkeit $Nu \sim Re^{0,8}$ in einem weiten Kanalbereich gültig ist, werden im Weiteren nur die Ergebnisse für eine Reynoldszahl von 135.000 vorgestellt.

5.3.2. Lokale Verteilung der Nußeltzahl

Abbildung 5.9 zeigt die Verteilung der Nußeltzahl auf der Prallwand für alle Konfigurationen bei $Re=135.000$. Es ergibt sich für die verschiedenen Prallmuster eine deutlich unterschiedliche Wärmeübergangsverteilung, wobei das jeweilige Muster in der Verteilung wiederzuerkennen ist. Jedoch sind die Auftreffpunkte der einzelnen Prallstrahlen aufgrund der im Kanal entstehenden Querströmung stromab versetzt. In der zweiten Kanalhälfte zeigen alle Konfigurationen etwa dieselbe Nußeltzahlverteilung, das bedeutet, dass das Prallmuster erwartungsgemäß den Wärmeübergang stromab nicht beeinflusst. Allerdings sind bei allen Konfigurationen zwei Wirbel erkennbar, die sich bis ans Kanalende ziehen und entlang derer der Wärmeübergang höher ist. Bei den Prallkonfigurationen 1 und 2 fällt auf, dass die erste Prallreihe viel weniger zur Nußeltzahlerhöhung beiträgt als weiter stromab liegende Reihen. Daran erkennt man, dass durch die erste Reihe ein viel kleinerer Luftmassenstrom fließt. Bei Prallkonfiguration 3, bei der der größte Teil der Strömung durch die große rechteckige Öffnung in den Kanal eintritt, ist das Gebiet des maximalen Wärmeübergangs leicht stromauf verschoben. Dies beeinflusst jedoch die Nußeltzahl am Kanalanfang nur wenig. Mit Prallkonfiguration 4 wird der Wärmeübergang am Kanalanfang ein wenig erhöht, dafür verkleinert sich das Gebiet des maximalen Wärmeübergangs im Vergleich zu Prallkonfiguration 3.

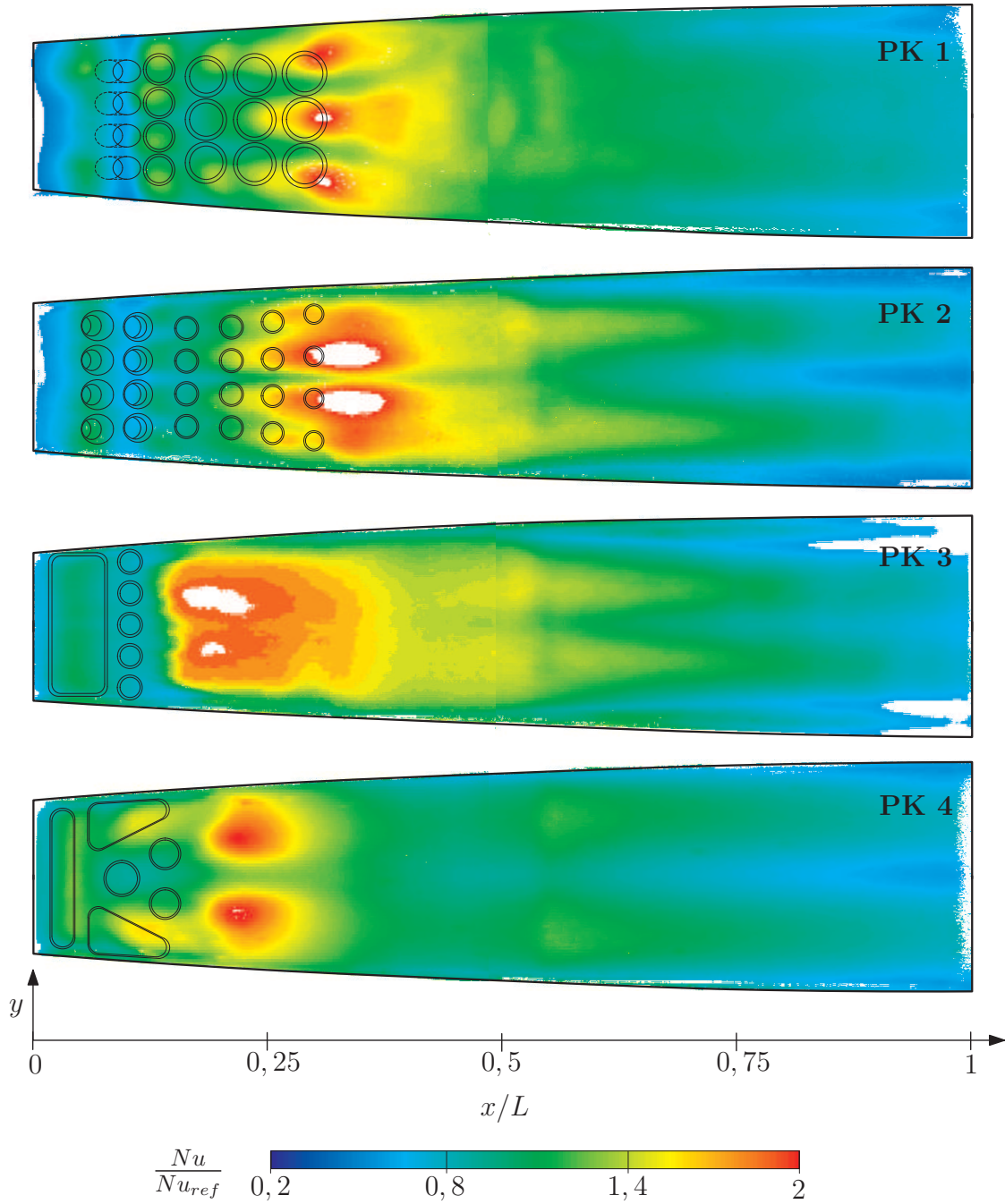


Abbildung 5.9.: Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$

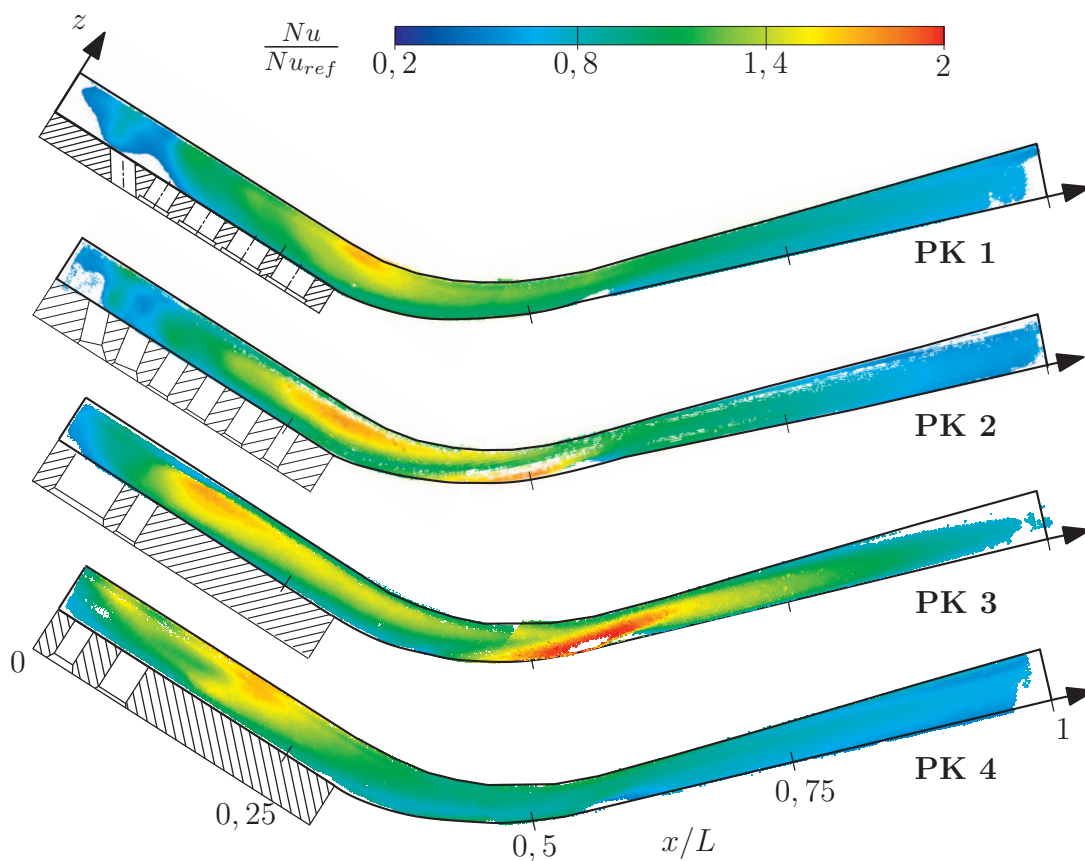


Abbildung 5.10.: Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$

Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung der Nußeltzahl auf der Seitenwand für alle Konfigurationen bei $Re=135.000$. Bei Prallkonfiguration 1 befindet sich die höchste Nußeltzahl kurz vor der Kanalumlenkung. Dieses Maximum zeigt sich auch bei Prallkonfiguration 2, aber hier taucht weiter stromab in der Umlenkung nahe der Prallwand ein zusätzliches Maximum auf. Auch Prallkonfiguration 3 erzeugt zwei Maxima, wobei das erste im Vergleich zu Prallkonfiguration 2 stromauf verschoben ist (wie es auch beim Wärmeübergang auf der Prallplatte der Fall ist). Das zweite befindet sich weiter stromab. Bei Prallkonfiguration 4 verschwindet dieses zweite Maximum vollständig, dafür dehnt sich das erste weiter stromauf aus. Auch dies entspricht der Verteilung auf der Prallplatte.

5.3.3. Laterale Nußeltzahlverteilung

In den Abb. 5.11 bis 5.13 sind die Verläufe der Nußeltzahl auf der Prallplatte quer zur Strömungsrichtung im Bereich zwischen $x/L=0,05$ und $x/L=0,5$ aufgetragen. Dabei wurde die y -Koordinate jeweils auf die lokale Kanalbreite B_{lok} bezogen.

Bei allen Konfigurationen ist die Nußeltzahlverteilung am Kanalbeginn ($x/L=0,05$) noch sehr homogen, der höchste Wärmeübergang wird für Prallkonfiguration 4 erreicht.

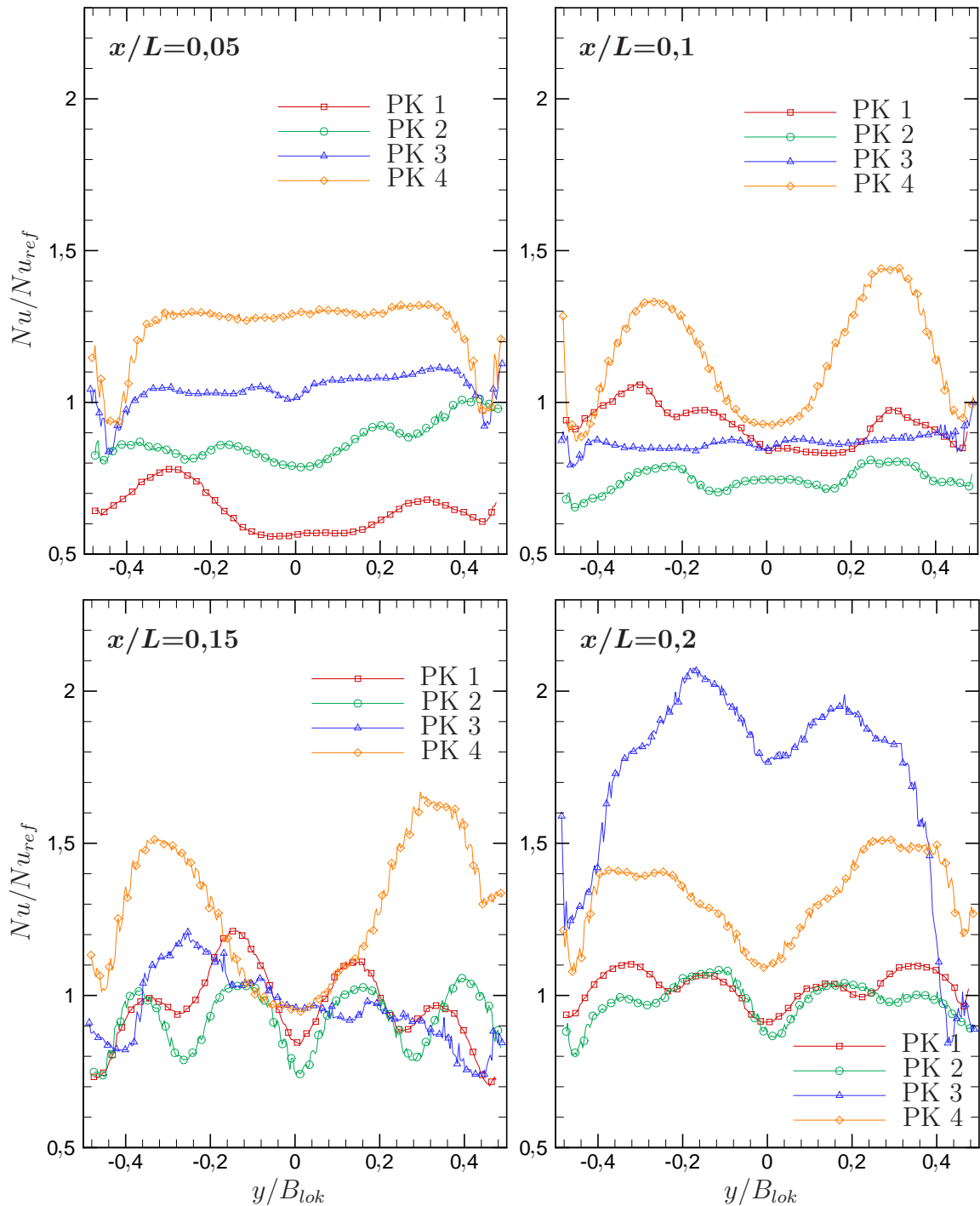


Abbildung 5.11.: Laterale Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für $Re=135.000$

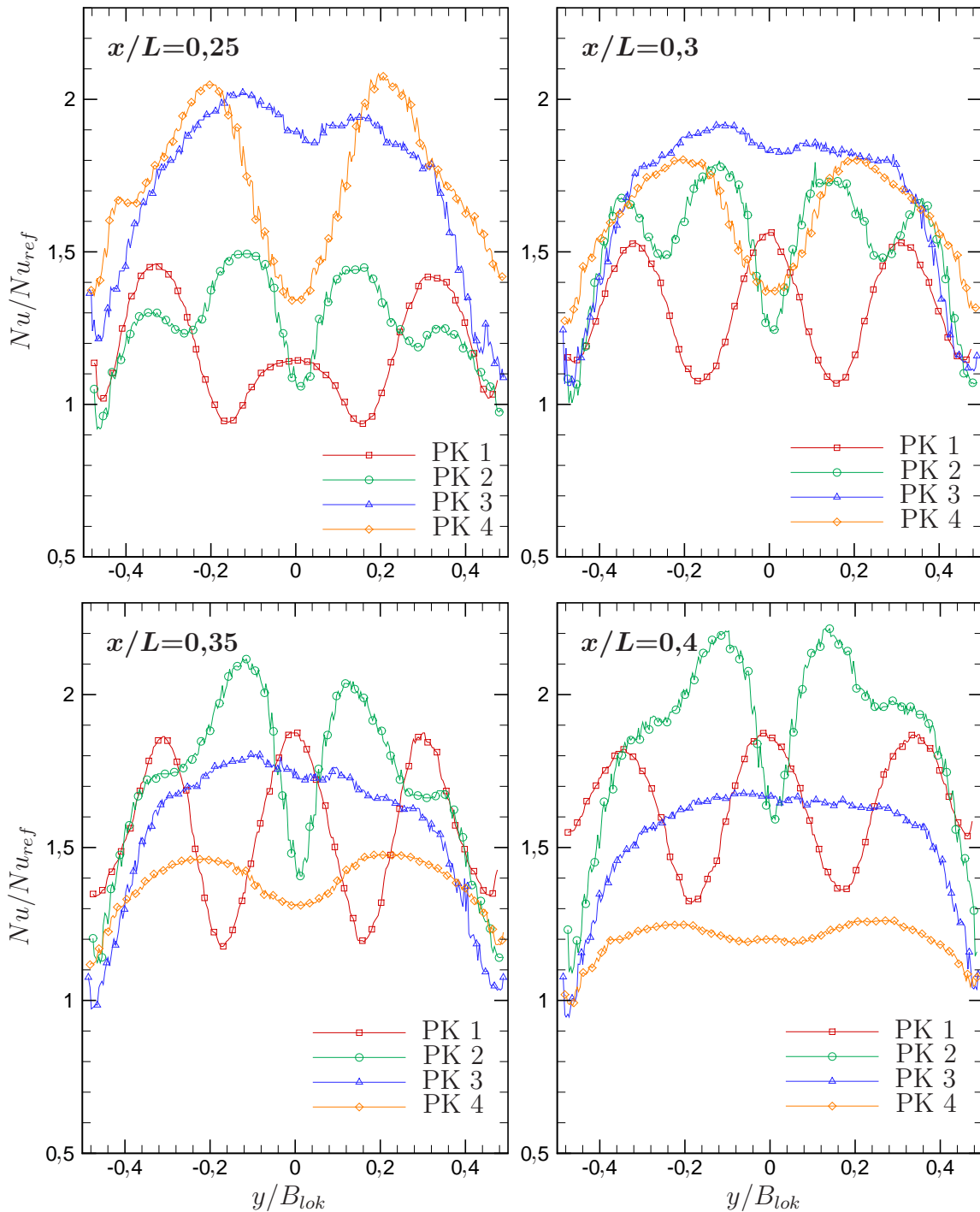


Abbildung 5.12.: Laterale Nueltzahlverteilung auf der Prallwand für $Re=135.000$

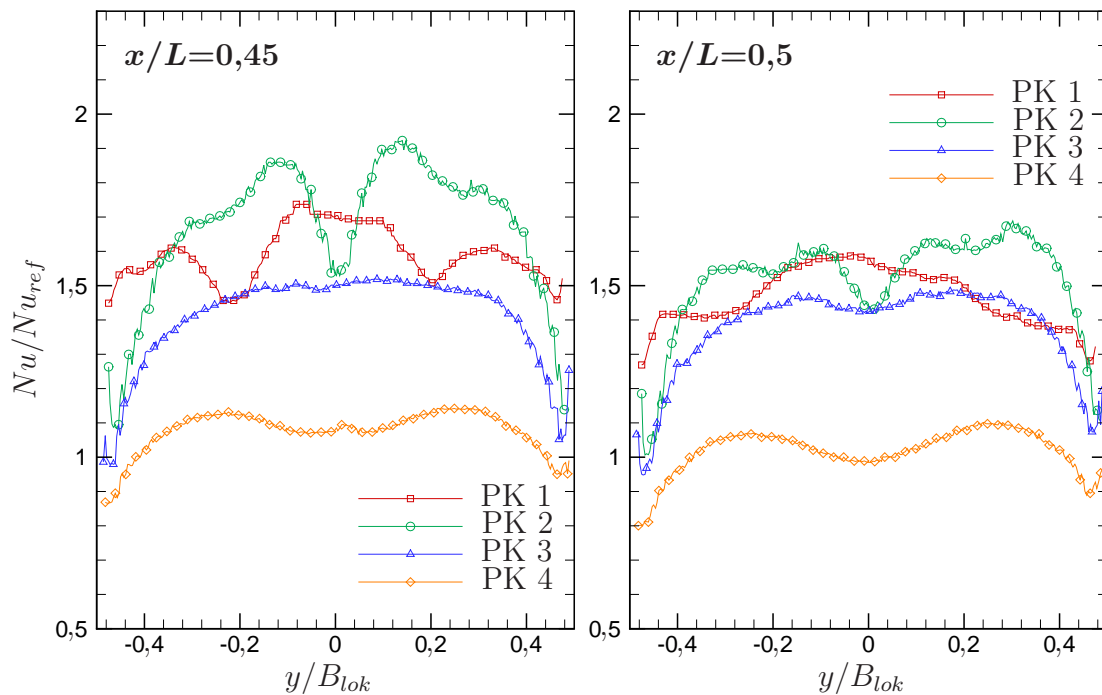


Abbildung 5.13.: Laterale Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für $Re=135.000$

Für die jeweiligen Konfigurationen charakteristische Verteilungen der Nußeltzahl zeigen sich weiter stromab. So ist bei Prallkonfiguration 4 der erste Einfluss der dreieckigen Durchlässe in zwei Maxima der Nußeltzahl ab $x/L=0,1$ zu erkennen. Bei den Prallkonfigurationen 1 und 2 zeichnen sich ab $x/L=0,15$ die charakteristischen Maxima im Zentrum der Prallstrahlen ab.

Zwischen $x/L=0,15$ und $x/L=0,2$ steigt der Wärmeübergang für Prallkonfiguration 3 aufgrund der großen rechteckigen Öffnung über den gesamten Querschnitt schlagartig an. Mit dieser Geometrie wird an allen Positionen eine relativ homogene Nußeltzahlverteilung erreicht. Nur sehr nah am Seitenrand fällt die Nußeltzahl ab. Dieses starke Abfallen der Nußeltzahl zum Rand hin wird auch bei Prallkonfiguration 2 beobachtet, obwohl dieses Prallmuster mit seinen vielen runden Bohrungen eher der Geometrie von Prallkonfiguration 1 ähnelt. Bei den Prallkonfigurationen 1 und 4 dagegen fällt der Unterschied der Werte zwischen Kanalmitte und -seite kleiner aus.

Ab einer axialen Länge von $x/L=0,35$ fällt die Nußeltzahl für Prallkonfiguration 4 viel schneller ab als für die anderen Konfigurationen.

5.3.4. Axiale, lokal gemittelte Nußeltzahlverläufe

Abbildung 5.14 zeigt für alle Prallmuster die Entwicklung der Nußeltzahl auf der Prallwand in Strömungsrichtung. Dabei wurde die Nußeltzahl an jeder Position über die gesamte Kanalbreite B_{lok} gemittelt. Deutlich erkennbar sind bei allen Konfigurationen die Positionen der lokalen Maxima. Für die Prallkonfigurationen 1 und 2 liegt der höchste Wärmeübergang bei $x/L=0,4$, wohingegen er sich für die Prallkon-

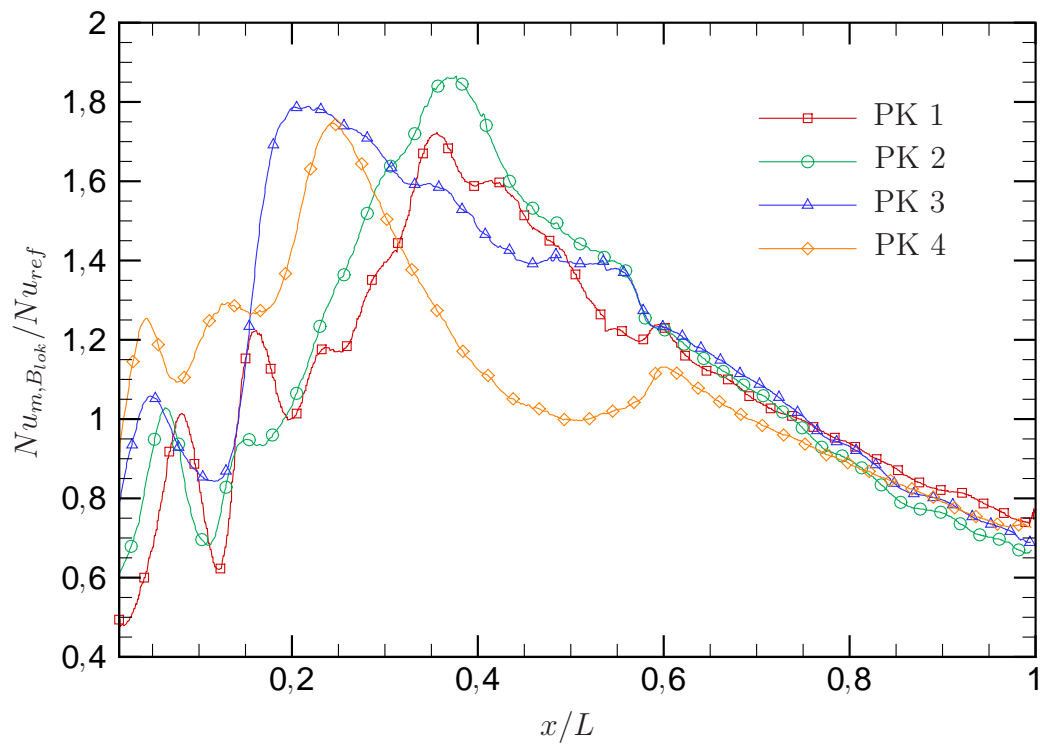


Abbildung 5.14.: Nußeltzahlverläufe auf der Prallwand (gemittelt über die lokale Kanalbreite B_{lok}) für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$

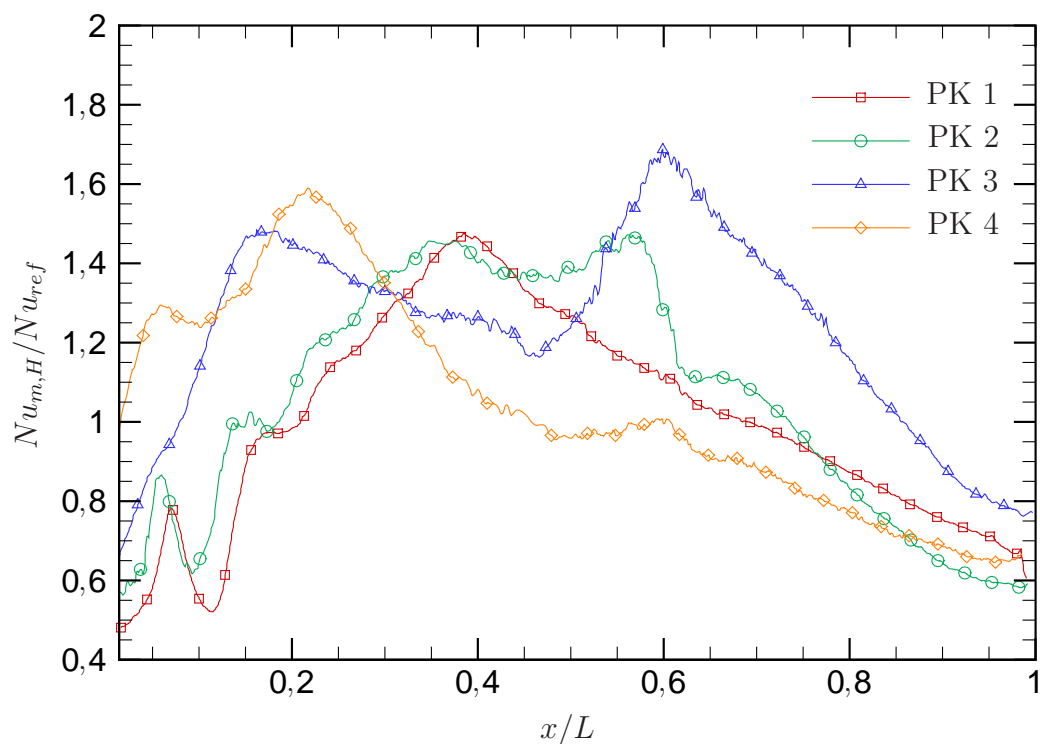


Abbildung 5.15.: Nußeltzahlverläufe auf der Seitenwand (gemittelt über die lokale Kanalhöhe H) für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$

figurationen 3 und 4 stromauf versetzt befindet. Bei allen Konfigurationen existiert ein erstes lokales Maximum zwischen $x/L=0$ und $x/L=0,1$. Dieses ist bei den Prallkonfigurationen 1, 2 und 4 offensichtlich auf das Auftreffen der Strahlen der ersten Prallreihe zurückzuführen. Jedoch ist auch bei Prallkonfiguration 3, bei der fast die gesamte Strömung durch die rechteckige Öffnung eintritt, ein derartiges Maximum zu erkennen. Dies ist dadurch zu erklären, dass hier ein kleiner Teil der Strömung in die Ecke am Kanalbeginn gelenkt wird und dabei einen Wirbel bildet, der lokal für eine Erhöhung des Wärmeübergangs sorgt. Stromab (ab etwa $x/L=0,6$) fällt die Nußeltzahl bei allen Konfigurationen erwartungsgemäß auf dasselbe Niveau ab.

Die Entwicklung der Nußeltzahl in Strömungsrichtung auf der Seitenwand ist in Abb. 5.15 dargestellt. Dabei wurde die Nußeltzahl jeweils über die lokale Kanalhöhe H gemittelt. Wie auf der Prallplatte treten auch auf der Seitenwand kleine lokale Maxima der Nußeltzahl zwischen $x/L=0$ und $x/L=0,1$ auf. Nur für Prallkonfiguration 3 ist hier im Gegensatz zum Verlauf der Nußeltzahl auf der Prallplatte kein Maximum erkennbar. Es zeigt sich, dass die Verwendung von Prallkonfiguration 4 gerade im Anfangsbereich der Seitenwand den Wärmeübergang im Vergleich zu den anderen Prallmustern deutlich erhöht.

5.3.5. Mittlere Nußeltzahl

In Abb. 5.16 sind die mittleren Nußeltzahlen sowohl für die Prall- als auch für die Seitenwand dargestellt. Obwohl die lokale Verteilung der Nußeltzahl sehr unterschiedlich ausfällt, zeigt sich, dass der mittlere Wärmeübergang für alle Prallmuster

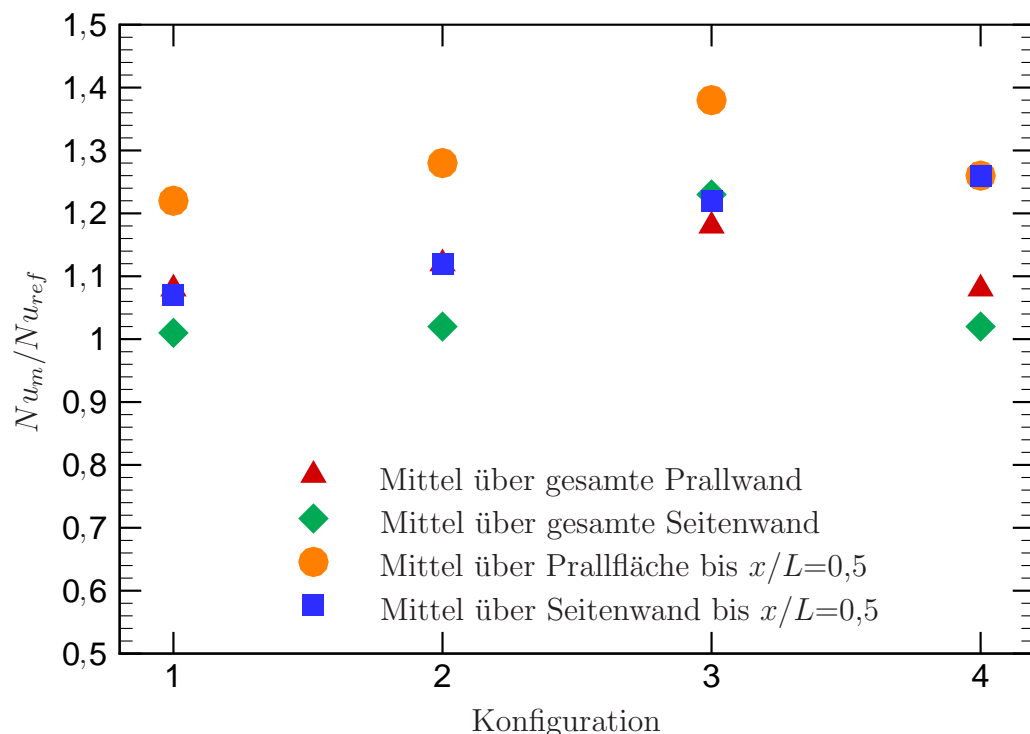


Abbildung 5.16.: Mittlere Nußeltzahl auf allen Flächen für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$

etwa gleich bleibt - außer für Prallkonfiguration 3, bei der der gesamte mittlere Wärmeübergang um etwa 10 % höher liegt. Wird die Mittelung nur über den Bereich der Prallkühlung ($x/L=0$ bis $x/L=0,5$) durchgeführt, so ergibt sich für die Prallwand bei Prallkonfiguration 3 ebenfalls ein höherer Wärmeübergang. Auf der Seitenwand wird jedoch der Wärmeübergang von Prallkonfiguration 1 zu Prallkonfiguration 4 kontinuierlich verbessert.

5.4. Verwendung mehrerer Temperaturmessstellen

Bei den bisher gezeigten Ergebnissen für die Nußeltzahl im glatten Kanal konnte bei der Auswertung nur ein Messgerät mit einem Thermoelement berücksichtigt werden. Deshalb wurde die Temperatur im Plenum als Referenztemperatur für die gesamte Messstrecke genommen. Durch die Verwendung eines einzelnen Thermoelements wurde die Abtastrate der Temperatur und damit auch die Genauigkeit des berechneten Wärmeübergangs möglichst hoch gehalten. Da jedoch die Temperatur einerseits entlang des Kanals abnimmt und andererseits von der Kanalmitte zur Kanalseite variiert, ist die Einbeziehung mehrerer Temperaturmessstellen in die Auswertung sinnvoll. Im Laufe dieser Arbeit wurde deshalb das Auswertungsprogramm ausgebaut, so dass zur Abtastung der Temperatur drei Messgeräte verwendet werden können. Außerdem können die gemessenen Verläufe mehrerer Thermoelemente über die gesamte Fläche interpoliert werden, so dass an jeder Kanalposition ein eigener Temperaturverlauf zur Verfügung steht.

Abbildung 5.17 zeigt den quer zur Strömungsrichtung gemittelten Wärmeübergang auf der Prallwand und der Seitenwand des Kanals für Prallkonfiguration 2. Dabei wird die Nußeltzahl, für deren Auswertung ein einzelnes Thermoelement im Plenum verwendet wurde, mit dem Fall verglichen, bei dem mehrere Thermoelemente entlang des Kanals (siehe Abb. 5.4) berücksichtigt wurden. Man erkennt, dass für beide Kanalfächen die Nußeltzahl entlang des gesamten Kanals höher liegt, wenn alle Thermoelemente berücksichtigt werden. Insbesondere im hinteren Kanalbereich ergibt sich eine größere Abweichung. Dies liegt daran, dass die lokale treibende Temperaturdifferenz zum Kanalende hin abnimmt und dadurch der Wärmeübergang bei Verwendung der Plenumtemperatur unterschätzt wird.

Bei den folgenden Ergebnissen für den mit Dimples versehenen Kanal (Kapitel 5.6) wurden alle zwölf Thermoelemente entlang des Kanals für die Berechnung der Nußeltzahl verwendet.

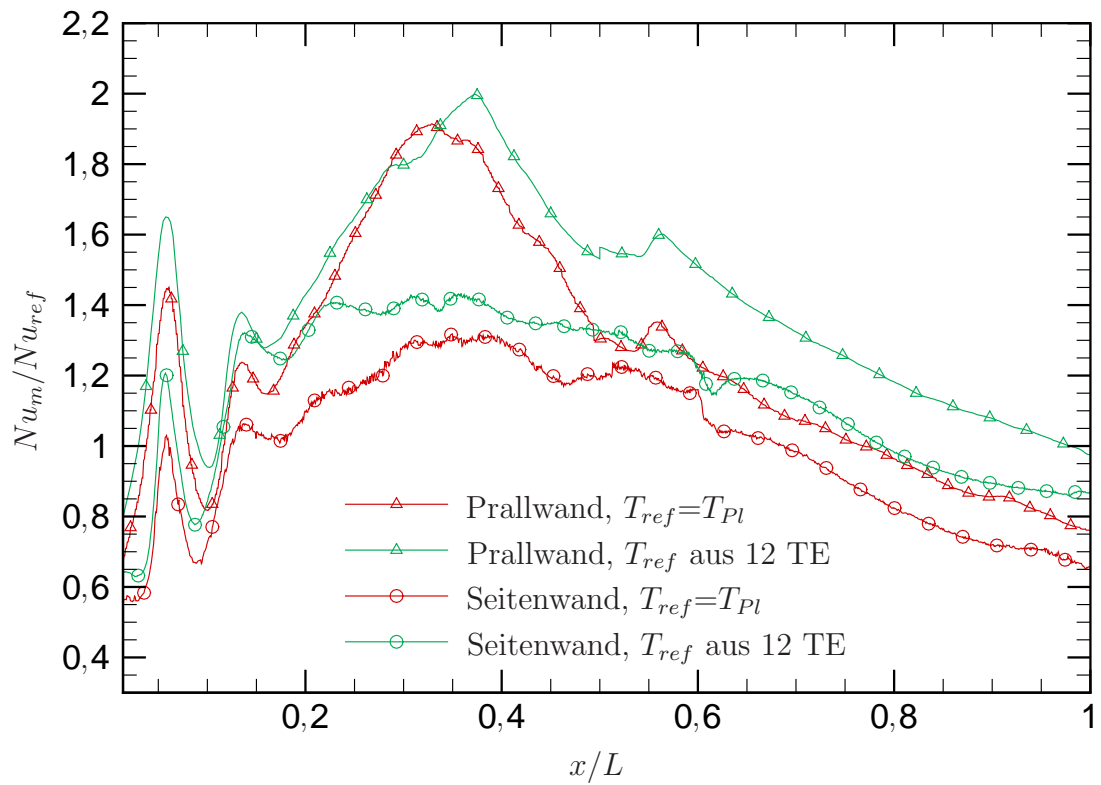


Abbildung 5.17.: Vergleich der Nußeltzahlverläufe (lokal gemittelt) auf der Prall- und auf der Seitenwand für PK 2 für unterschiedliche Referenztemperaturen, $Re=135.000$

5.5. Strömungsfeld im glatten Kanal

Zur Bestimmung der lokalen Querströmung entlang des Kanals wurde das Strömungsfeld an verschiedenen Positionen im Bereich der Prallplatte (siehe Abb. 5.6) mittels PIV vermessen. Die Messungen beschränken sich aus Symmetriegründen auf eine Kanalhälfte. In allen Diagrammen wurde die y - und z -Koordinate auf die Kanalhöhe H bezogen.

5.5.1. Vergleich zwischen den vier Prallkonfigurationen

Abbildung 5.18 zeigt die Entwicklung der Querströmung für Prallkonfiguration 1 an verschiedenen Positionen entlang der Prallplatte. Direkt stromab der ersten Prallreihe (Pos. C) ist noch fast keine Querströmung zu erkennen, was darauf hindeutet, dass nur ein sehr kleiner Anteil des gesamten Massenstroms durch die erste Reihe strömt. Dieser reicht für eine Erzeugung von Querwirbeln noch nicht aus. In den Schnittebenen durch die vier Prallreihen stromab (Pos. D, F, H und J) ist deutlich die durch die Bohrungen eintretende Strömung zu sehen. Generell nimmt die Geschwindigkeit in den Bohrungen aufgrund des Druckabfalls im Kanal stromab zu. Dies erklärt auch die sehr niedrigen Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich des Kanalansfangs. Durch die zunehmende Strömungsgeschwindigkeit kommt die Strömung viel näher an die gegenüberliegende Wand, wohingegen sie bei niedrigeren Geschwindigkeiten leichter und früher von der Hauptströmung mitgetragen wird. Zudem wird deutlich, dass die Geschwindigkeit in den mittleren Bohrungen immer niedriger ist als in den äußeren Bohrungen. Der Hauptwirbel im Kanal wird von der Strömung durch die seitlichen Bohrungen verursacht, weil die wandnahen Strahlen von den Strahlen in der Mitte verdrängt werden. Der seitliche Wirbel wird stromab stärker.

Abbildung 5.19 zeigt die Entwicklung der Querströmung für Prallkonfiguration 2 an verschiedenen Positionen. Auch hier ist deutlich zu erkennen, wie die Strömungsgeschwindigkeit in den Prallbohrungen (Pos. C, E, G und I) stromab zunimmt. Im Gegensatz zu Prallkonfiguration 1 sind hier jedoch in jeder Messebene die Geschwindigkeiten im äußeren und im inneren Prallstrahl gleich. Die Strahlen reichen deshalb auch gleich weit in die Strömung hinein, bevor sie von der Querströmung erfasst werden. Durch den größeren Abstand der Prallstrahlen verglichen mit Prallkonfiguration 1 kommt es bei Prallkonfiguration 2 direkt am Bohrungseintritt zu stärkeren Rückströmungsgebieten, in denen die Strömung entgegen der Haupteinströmrichtung wieder zur Prallplatte hin strömt (siehe Pos. E und I). Ein weiterer Unterschied ist in der fünften (Pos. I) und nach der letzten Prallreihe (Pos. K) zu erkennen: Die durch die wandnahen Bohrungen eintretende Strömung wird stark zur Kanalmitte hin gekrümmt, was bei Konfiguration 1 nicht der Fall ist. Direkt nach der zweiten Prallreihe (Pos. D) treten in der Querströmung bereits mehrere kleine Wirbel auf, die stromab (Pos. F und J) stärker werden und ihre Positionen durch die zusätzlich eintretenden Prallstrahlen verändern. Das entstehende Wirbelsystem ist wesentlich komplexer als bei Prallkonfiguration 1. Dies zeigt, dass die Größe und Anzahl der Prallstrahlen (drei große Prallstrahlen pro Reihe in Prallkonfiguration 1, vier kleine Prallstrahlen pro Reihe in Prallkonfiguration 2) einen entscheidenden Einfluss auf die entstehende Querströmung im Kanal haben.

Abbildung 5.20 zeigt die Entwicklung der Querströmung für Prallkonfiguration 3. Hier muss die Strömung nahezu vollständig am Kanalanschluss eintreten. Deshalb ist das Niveau der Geschwindigkeit an Pos. A bereits sehr hoch und vergleichbar mit der Geschwindigkeit in den zweiten Prallreihen von Prallkonfiguration 1 bzw. 2 (Pos. D bzw. Pos. C). Es bildet sich schon hier ein seitlicher Wirbel, und die Querströmungsgeschwindigkeit ist durch den früher eintretenden Massenstrom höher als bei Prallkonfiguration 1 bzw. 2. Dies erkennt man auch daran, dass die durch die Bohrungsreihe eintretenden Strahlen (Pos. C) viel stärker von der Querströmung beeinflusst werden. Durch das zusätzliche Eintreten der Prallstrahlen bildet sich ein kompliziertes Wirbelsystem (Pos. D), das jedoch schnell wieder zerfällt (Pos. F). Ab Pos. F ändert sich die Struktur nicht mehr, jedoch bleibt der entstehende große Wirbel im Seitenbereich auch stromab (bis Pos. K) bestehen.

In Abb. 5.21 ist die Entwicklung der Querströmung für Prallkonfiguration 4 an verschiedenen Positionen zu sehen. Obwohl der Schlitz am Kanalanschluss eine viel kleinere Durchströmfläche besitzt als die rechteckige Öffnung bei Prallkonfiguration 3, ist das Strömungsfeld an Pos. A bei beiden nahezu identisch. Der größte Anteil der Strömung tritt jedoch bei Prallkonfiguration 4 erwartungsgemäß durch die dreieckigen und runden Öffnungen ein, wobei die Geschwindigkeit in den dreieckigen Einlässen stromab zunimmt (Pos. B, C und D). Die Strömung, die durch die Dreiecköffnungen eintritt, interagiert mit den runden Prallstrahlen. Dadurch kommt es auch hier - wie schon bei Prallkonfiguration 3 - zu einer Strömung mit mehreren Querwirbeln, die sich zu zwei großen Wirbeln vereinigen. Diese bleiben ebenfalls bis zur letzten gemessenen Position (Pos. K) stabil. Im Gegensatz zu Prallkonfiguration 3 bleibt die Geschwindigkeit in den Wirbeln höher.

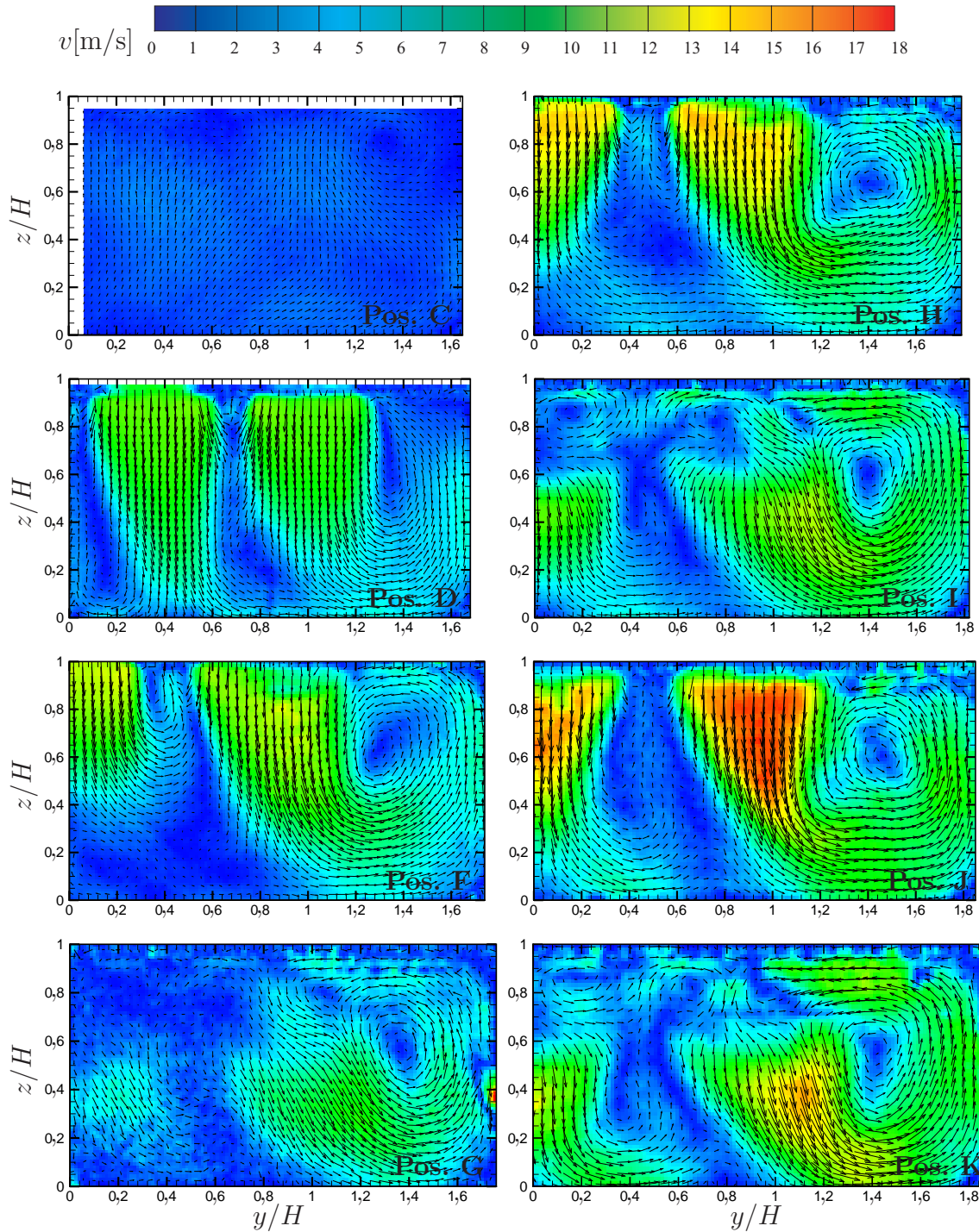


Abbildung 5.18.: Strömungsfeld für PK 1, $Re=67.500$

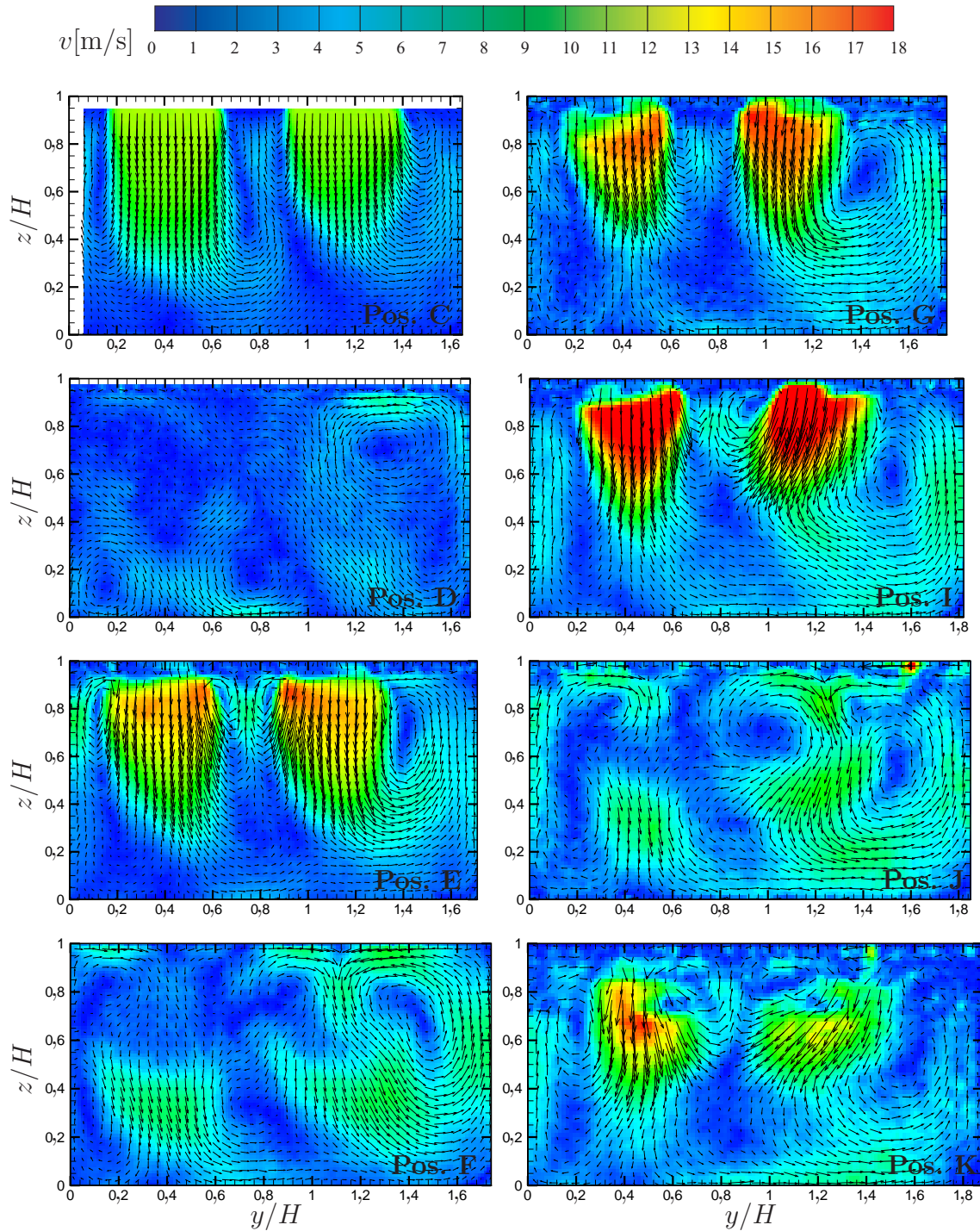


Abbildung 5.19.: Strömungsfeld für PK 2, $Re=67.500$

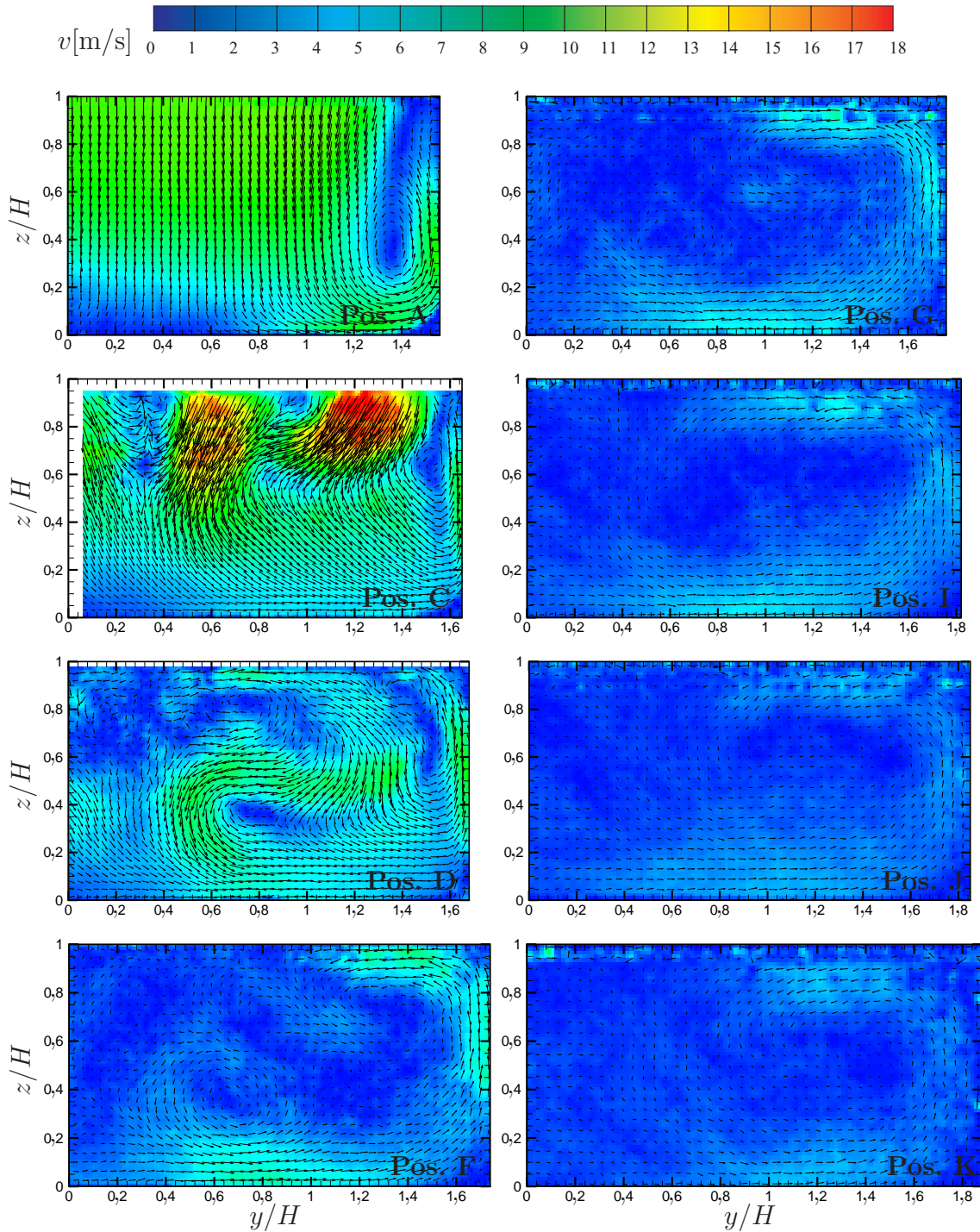


Abbildung 5.20.: Strömungsfeld für PK 3, $Re=67.500$

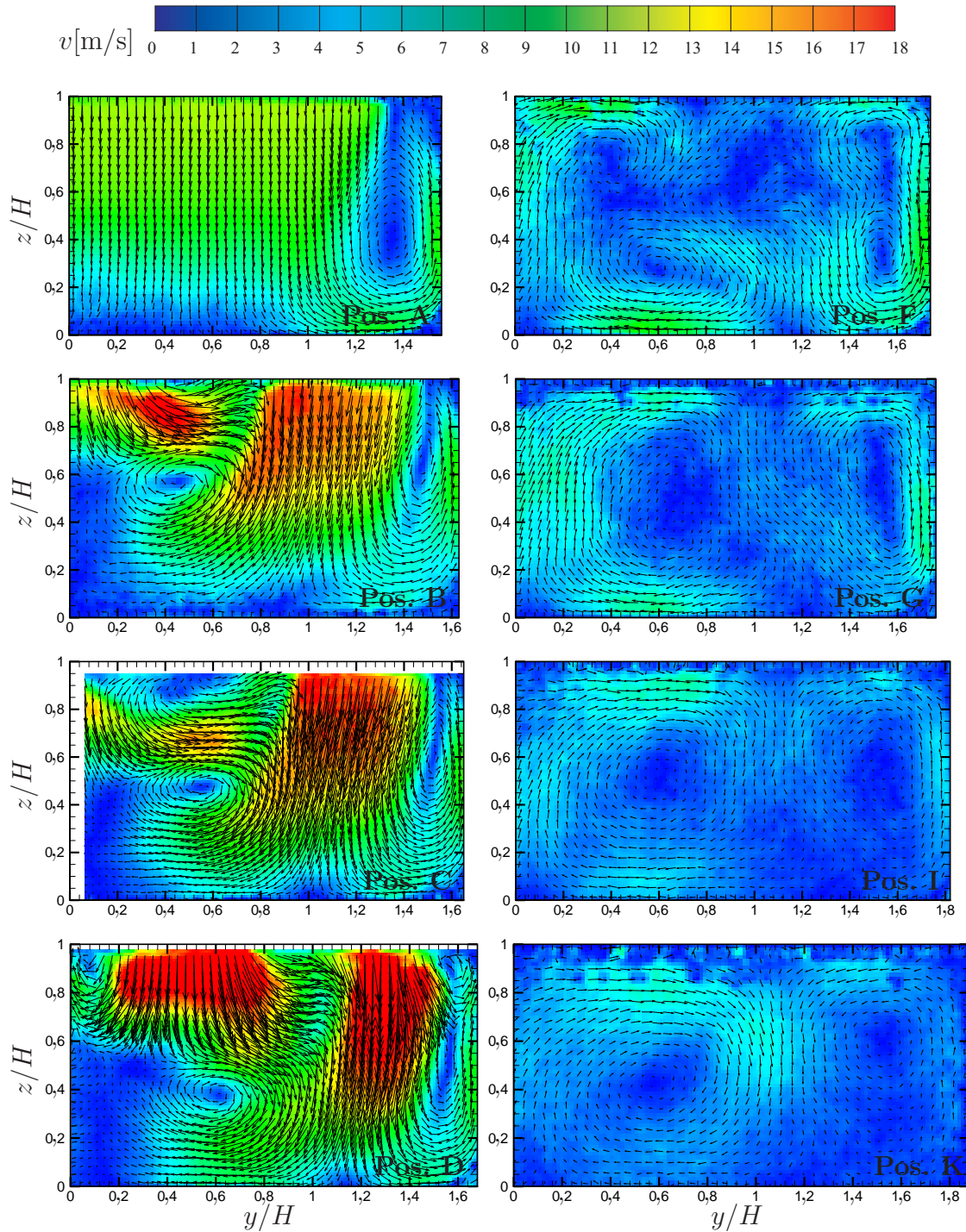


Abbildung 5.21.: Strömungsfeld für PK 4, $Re=67.500$

5.5.2. Vergleich für verschiedene Reynoldszahlen

Um zu untersuchen, ob das Niveau der Hauptströmungsgeschwindigkeit im Kanal einen Einfluss auf die Verteilung der Querströmung hat, wurden im Folgenden für verschiedene Reynoldszahlen die gemessenen lokalen Geschwindigkeiten auf die mittlere Geschwindigkeit der Hauptströmung am Ende des Prallbereichs (bei $x/L=0,33$) bezogen.

Die Abb. 5.22 und 5.23 zeigen die Geschwindigkeitsverteilungen für die Prallkonfigurationen 1 und 2 exemplarisch in den Messebenen durch die erste und letzte gemessene Prallstrahlreihe (Pos. D und J bzw. Pos. C und I). Wird die Geschwindigkeit mit der mittleren Hauptströmungsgeschwindigkeit skaliert, so erhält man bei beiden Prallmustern in allen gemessenen Ebenen dieselbe Verteilung. Das bedeutet, dass die Erhöhung der Reynoldszahl nur eine generelle Geschwindigkeitszunahme, nicht aber eine unterschiedliche Massenstromverteilung bewirkt.

Im Gegensatz dazu ändert sich bei Prallkonfiguration 3 (Abb. 5.25) bei einer Erhöhung der Reynoldszahl von 67.000 auf 201.000 die Verteilung des Massenstroms. Am Kanalanschluss (Pos. A) nimmt die relative Geschwindigkeit mit steigender Reynoldszahl zu, und der entstehende seitliche Wirbel ist dadurch stärker ausgeprägt. In der Prallbohrungsreihe stromab (Pos. C) ist es umgekehrt: Hier nimmt die relative Geschwindigkeit in den Bohrungen mit zunehmender Reynoldszahl ab.

Für Prallkonfiguration 4 (Abb. 5.24) ergibt sich für unterschiedliche Positionen bei einer Erhöhung der Reynoldszahl wiederum keine Änderung der Strömungsverteilung und -struktur (hier beispielhaft gezeigt für Pos. A und D).

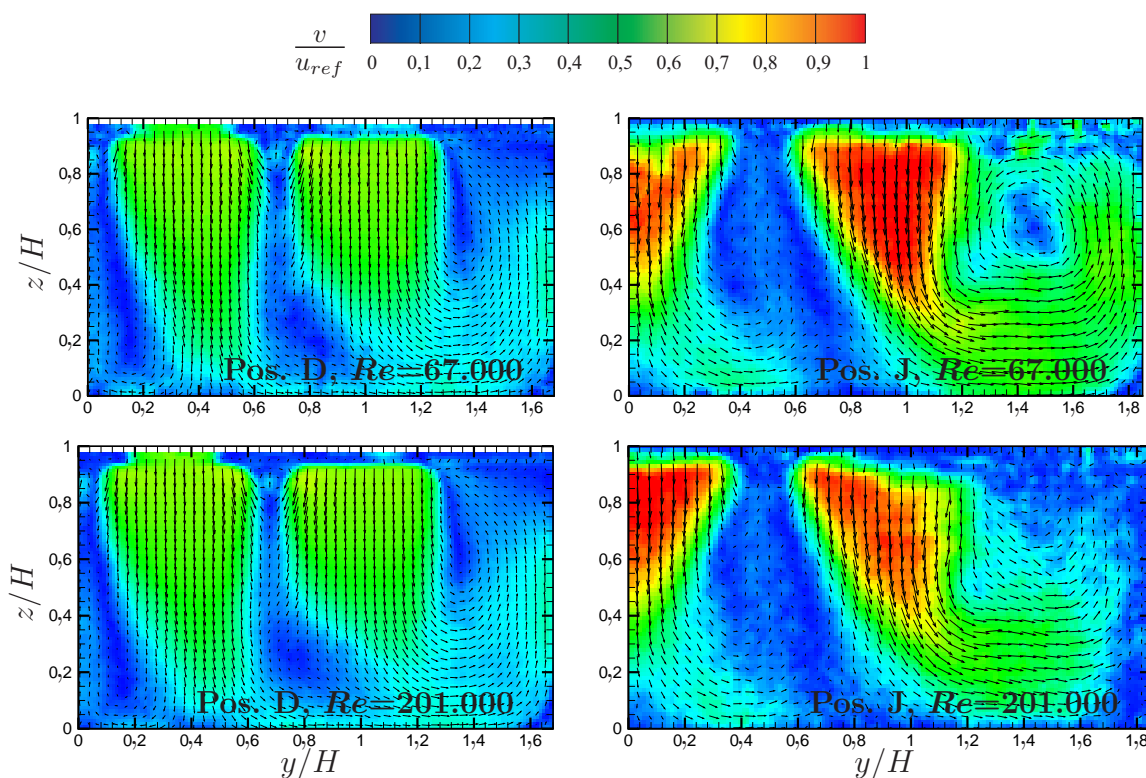


Abbildung 5.22.: Strömungsfeld für PK 1 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. D und J

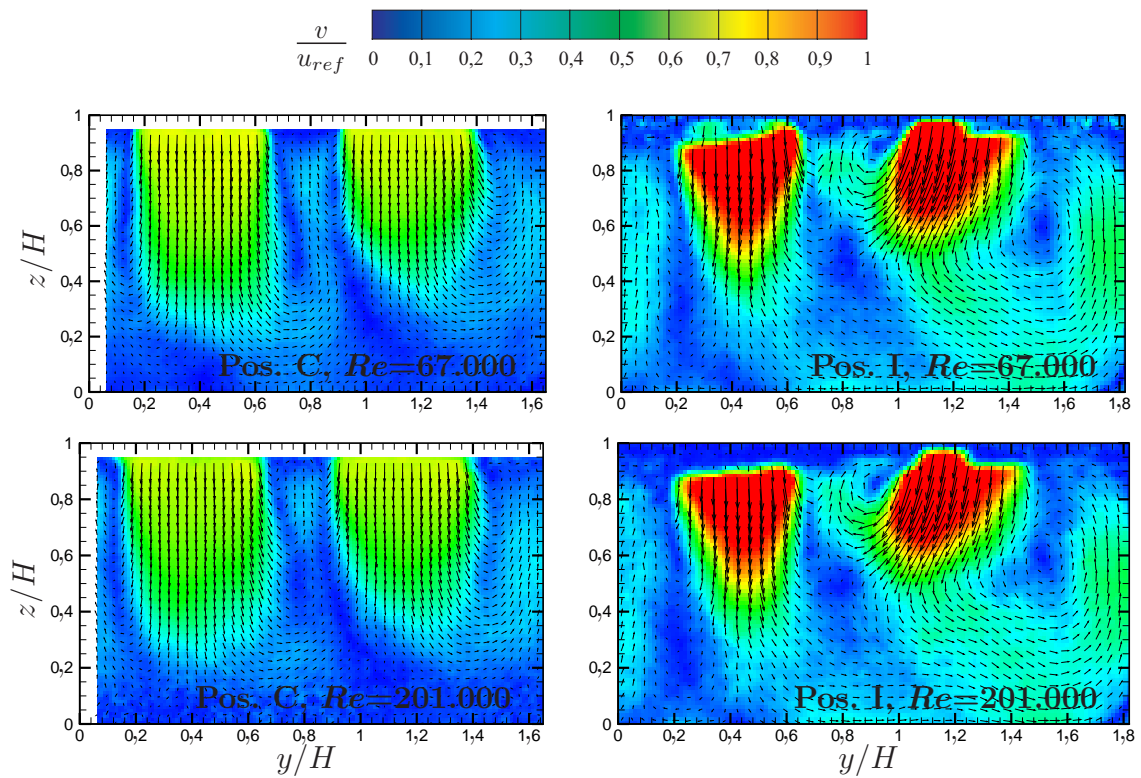


Abbildung 5.23.: Strömungsfeld für PK 2 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. C und I

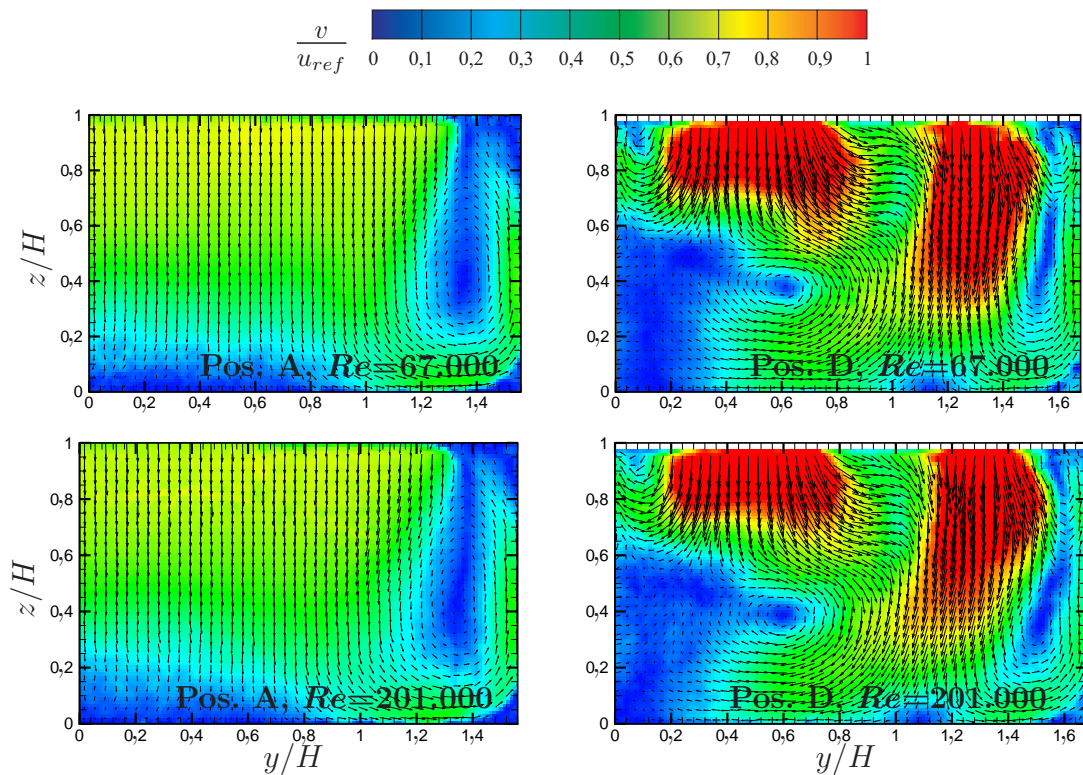


Abbildung 5.24.: Strömungsfeld für PK 4 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. A und D

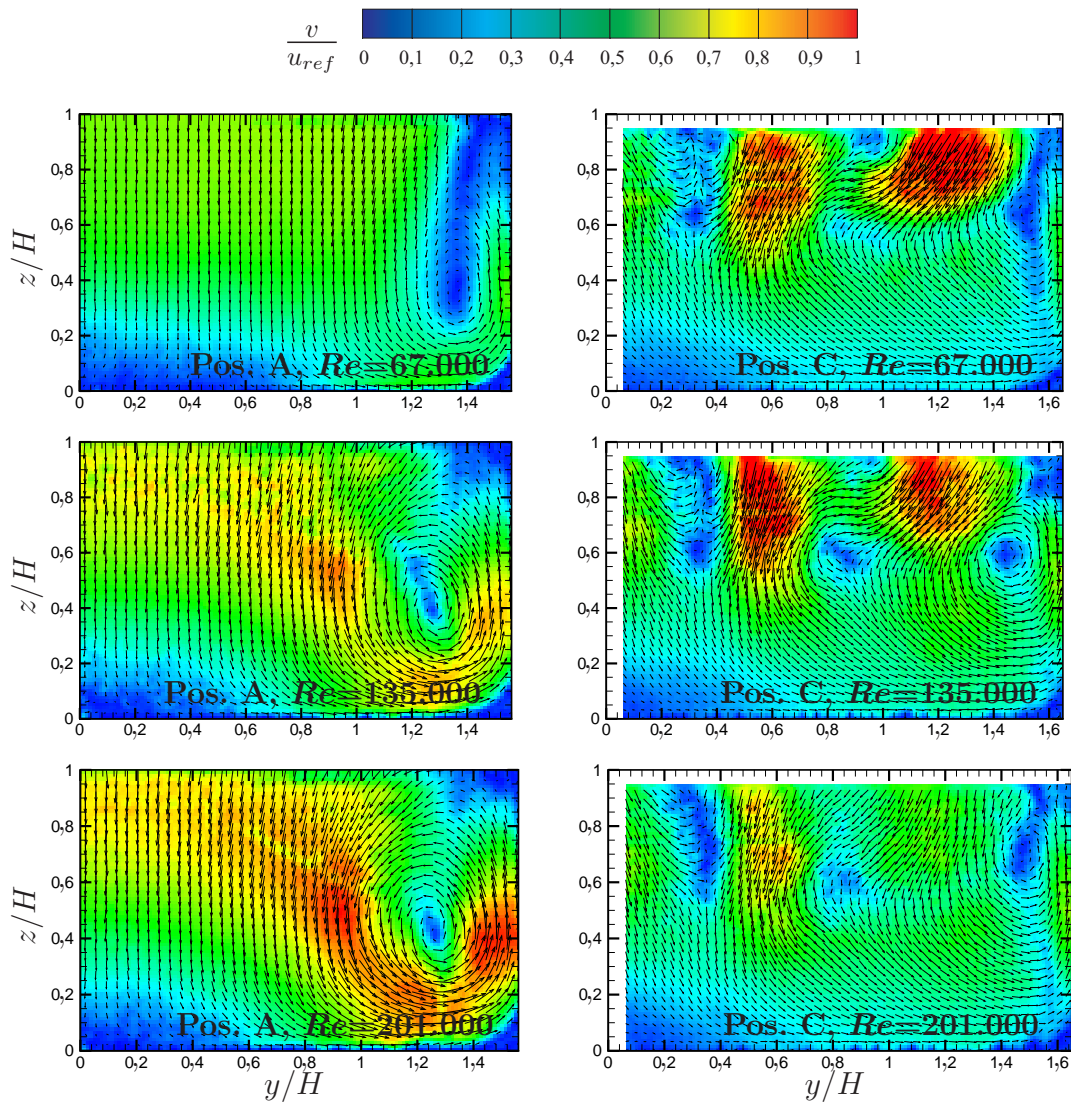


Abbildung 5.25.: Strömungsfeld für PK 3 für unterschiedliche Reynoldszahlen, Pos. A und C

5.5.3. Vergleich der Strömung mit dem lokalen Wärmeübergang

Im Folgenden wird für alle Prallkonfigurationen an ausgewählten Positionen das Sekundärströmungsfeld mit der lokalen Nußeltzahlverteilung verglichen, um den Zusammenhang zwischen den entstehenden Querwirbeln und dem Wärmeübergang zu zeigen.

Bei Prallkonfiguration 1 (siehe Abb. 5.26) erkennt man sowohl an einer Position zwischen zwei Prallreihen (Pos. G) als auch in den Prallreihen (Pos. J), dass der Wärmeübergang genau an jenen Stellen maximal wird, an denen die Strömung auf die Wand auftrifft. Je stärker die Auftreffgeschwindigkeit, desto größer fällt das Maximum im Wärmeübergang aus. Sobald die Strömung wieder von der Wand abhebt, kommt es dagegen zu einem Minimum im Wärmeübergang.

Abbildung 5.27 zeigt den Vergleich zweier nah aufeinanderfolgender Positionen bei Prallkonfiguration 2. Direkt unter der Prallstrahlreihe (Pos. I) ist der Wärmeübergang erwartungsgemäß im Auftreffpunkt der Prallstrahlen am höchsten. Jedoch nimmt die Querströmungsgeschwindigkeit und dadurch auch der Wärmeübergang stromab zwischen den Prallstrahlöffnungen (Pos. J) noch weiter zu. Dies verdeutlicht, dass nicht nur die Querströmung selbst, sondern auch die Hauptströmung, die die Strahlen weiter stromab trägt, für die Wärmeübergangsverteilung verantwortlich ist.

Dies ist auch am Kanalanschluss (Pos. A) für Prallkonfiguration 3 (siehe Abb. 5.28) zu erkennen: Obwohl nur ein einzelner Querwirbel im Seitenbereich entsteht, ist der Wärmeübergang über den Kanalquerschnitt gleichmäßig hoch. In der Kanalmitte resultiert dies aus der höheren Hauptströmungsgeschwindigkeit, während zum Seitenrand hin die Querströmung größer wird. Auch hier fällt der Wärmeübergang zur Seite rapide ab, sogar noch bevor die Strömung wieder von der Wand abhebt. Weiter stromab (Pos. G) ist der Wärmeübergang trotz kleinerer Querströmungsgeschwindigkeit viel höher. Dies liegt daran, dass hier bereits der gesamte Massenstrom in den Kanal eingetreten ist und die Hauptströmungsgeschwindigkeit dementsprechend hoch ist. Jedoch gilt auch hier, dass die Nußeltzahl abfällt, sobald die Querströmung parallel zur Wand läuft. Noch stärker wird der Abfall beim Abheben der Strömung von der Wand.

Auch bei Prallkonfiguration 4 (siehe Abb. 5.29) ist der Wärmeübergang direkt unter den Prallstrahlen (Pos. C) maximal, aber viel niedriger als weiter stromab (Pos. I), was auch hier den Einfluss der starken Hauptströmung zeigt.

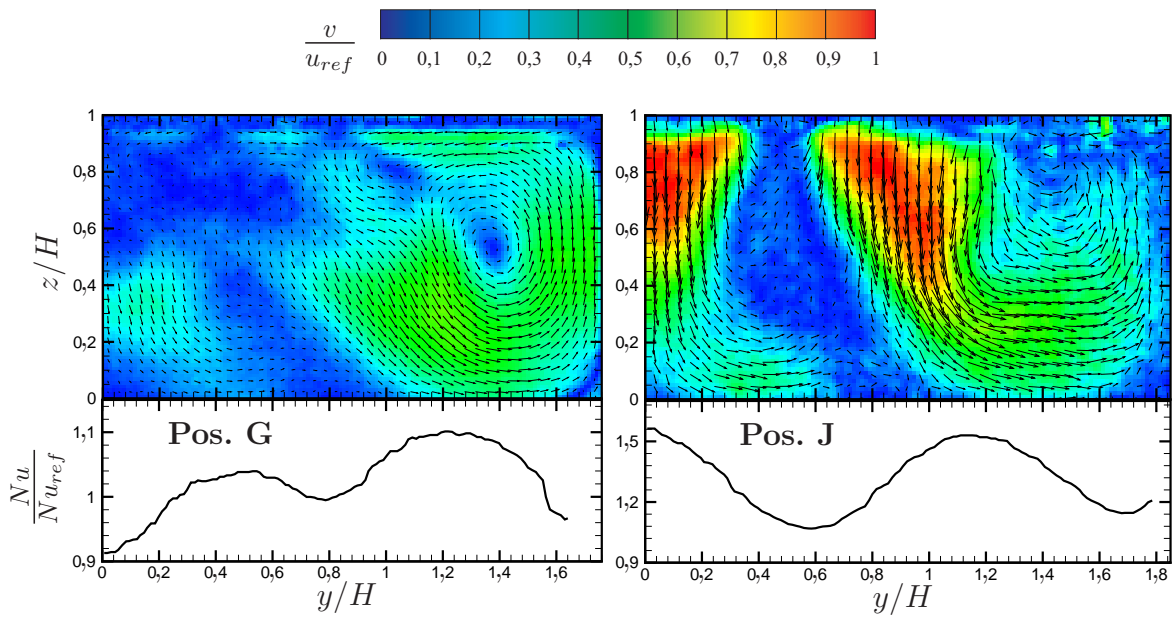


Abbildung 5.26.: Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 1, Pos. G und J, $Re=67.500$

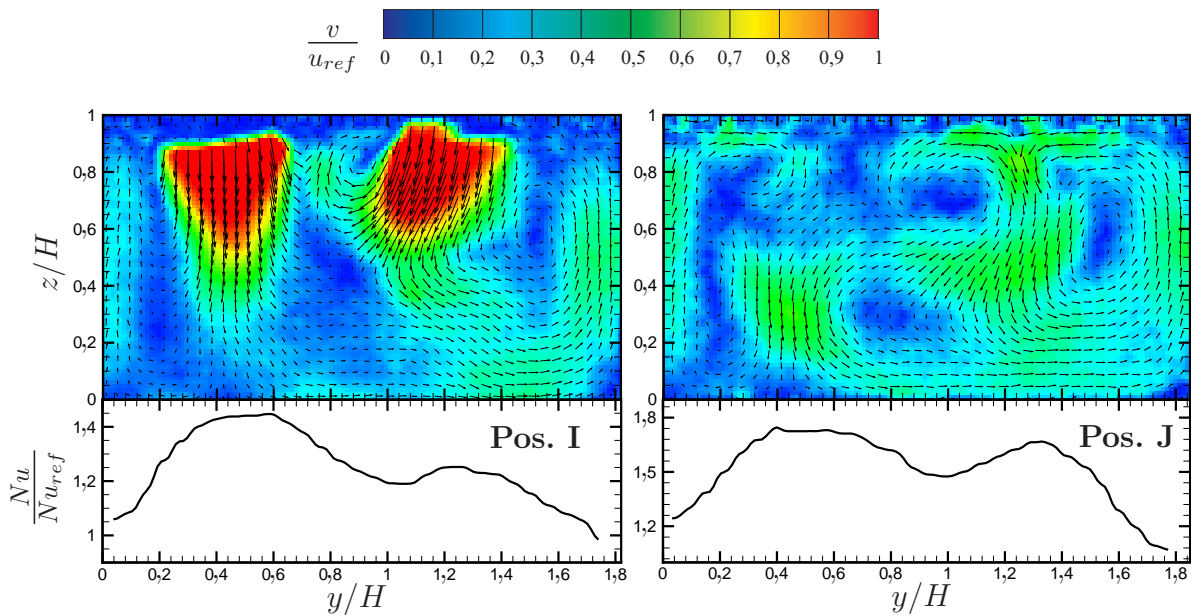


Abbildung 5.27.: Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 2, Pos. I und J, $Re=67.500$

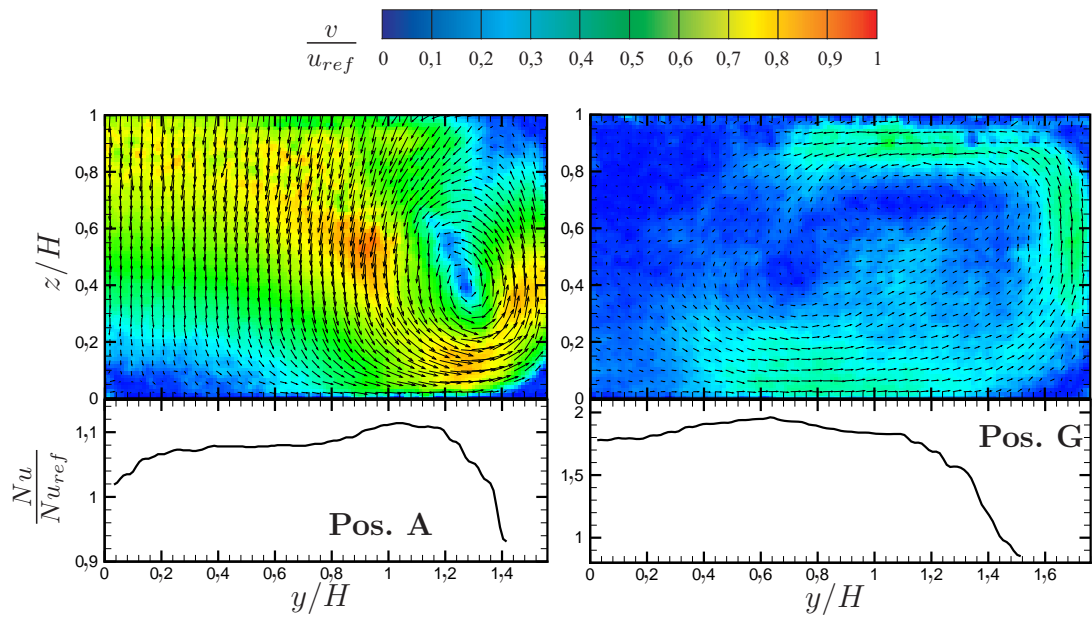


Abbildung 5.28.: Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 3, Pos. A und G, $Re=67.500$

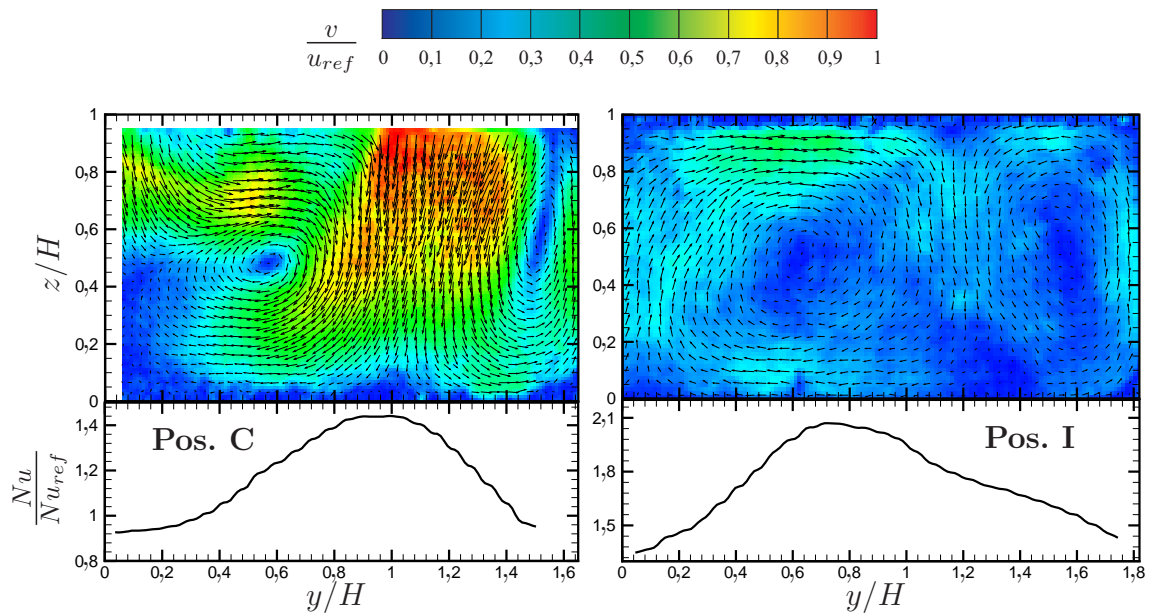


Abbildung 5.29.: Vergleich der Querströmungsstruktur mit dem lokalen Wärmeübergang für PK 4, Pos. C und I, $Re=67.500$

5.6. Nußeltzahl im Kanal mit Dimples

Der mit Dimples versehene Versuchskanal besitzt dieselbe Geometrie wie der glatte Kanal, allerdings sind hier die hinteren zwei Drittel der Prallwand mit Dimples besetzt (siehe Abb. 5.30). Es handelt sich um eine Anordnung kugelförmiger Dimples mit einer relativen Tiefe von $t_D/D_p=0,3$ und einem relativen Abstand von $b/D_p=0,15$ (entsprechend der Skizze in Abb. 2.2). Die einzelnen Reihen sind gegeneinander versetzt.



Abbildung 5.30.: Mit Dimples versehener Liner

Da sich bei den Messungen im glatten Kanal auch in den Ergebnissen eine sehr gute Symmetrie gezeigt hat, wird im mit Dimples versehenen Kanal lediglich eine Kanalhälfte mit Thermoelementen bestückt und auf den Wärmeübergang hin untersucht. Wie bereits erwähnt, kommen für die Auswertung des Wärmeübergangs zwölf entlang des Kanals verteilte Thermoelemente zum Einsatz (siehe Abb. 5.4). Die einzelnen gemessenen Temperaturverläufe werden über die gesamte vermessene Wandfläche interpoliert, so dass für jede Stelle ein eigener Bulktemperaturverlauf zur Verfügung steht.

Bei der Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten ist zu beachten, dass bei der mit Dimples versehenen Oberfläche nicht mehr von eindimensionaler Wärmeleitung in der Kanalwand ausgegangen werden kann. Die Größe des zu erwartenden Fehlers und Möglichkeiten, wie der eindimensional berechnete Wärmeübergangskoeffizient angepasst werden kann, werden in Anhang A erläutert.

5.6.1. Vergleich der Nußeltzahl im Kanal ohne und mit Dimples

Lokale Verteilung der Nußeltzahl

Abbildung 5.31 zeigt einen Vergleich der Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für Prallkonfiguration 2 zwischen dem glatten Kanal und dem Kanal mit Dimples. Man erkennt, dass sich im Prallkühlbereich am Kanalbeginn für beide dieselbe Nußeltzahlverteilung ergibt. Im Bereich der Dimples steigt erwartungsgemäß der Wärmeübergang im gesamten Feld stark an. Wie im glatten Kanal entstehen auch

im Kanal mit Dimples zwei Wirbel, die bis zum Kanalende erhalten bleiben, und unter denen der Wärmeübergang höher ist als in der Kanalmitte. Ein Unterschied besteht darin, dass diese Wirbel im glatten Kanal zum Kanalende hin schwächer werden, während ihr Einfluss durch die Dimples stromab größer wird.

In Abb. 5.32 ist der Vergleich der Nußeltzahl auf der Seitenwand dargestellt. Auch hier zeigt sich am Kanalbeginn im Prallkühlbereich kaum ein Unterschied zwischen dem Kanal mit und ohne Dimples. Jedoch erkennt man im hinteren Kanalbereich den Einfluss der Dimples, die die Strömung zur Seite verdrängen und dadurch den Wärmeübergang auch auf der Seitenwand leicht erhöhen.

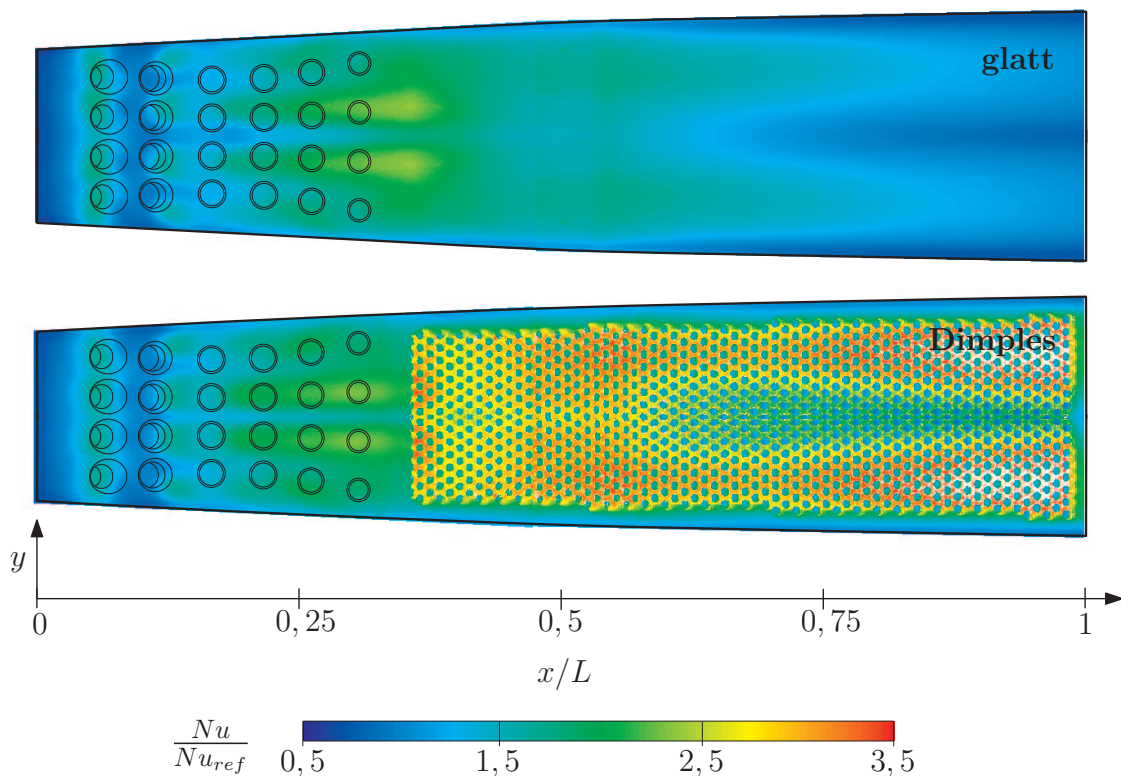


Abbildung 5.31.: Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples

Axiale, lokal gemittelte Nußeltzahlverläufe

Abbildung 5.33 zeigt einen Vergleich des Nußeltzahlverlaufs entlang der Prallwand für Prallkonfiguration 2 in Kombination mit dem Kanal ohne bzw. mit Dimples. Dabei wurde die Nußeltzahl jeweils lokal über die Kanalbreite B_{lok} gemittelt. Auch hier sieht man deutlich, wie sich die Verläufe im Anfang des Prallkühlbereichs gleichen. Jedoch fällt auf, dass die Nußeltzahl im mit Dimples versehenen Kanal bereits ab $x/L=0,15$ leicht höher liegt als im glatten Kanal. Dies kann auf eine Beeinflussung der Strömung durch die Dimples auch stromauf hindeuten. Ab der ersten Dimplereihe steigt der Wärmeübergang abrupt an. Sehr gut zu erkennen sind die einzelnen Dimplereihe, da die Nußeltzahl im Innern der Dimples

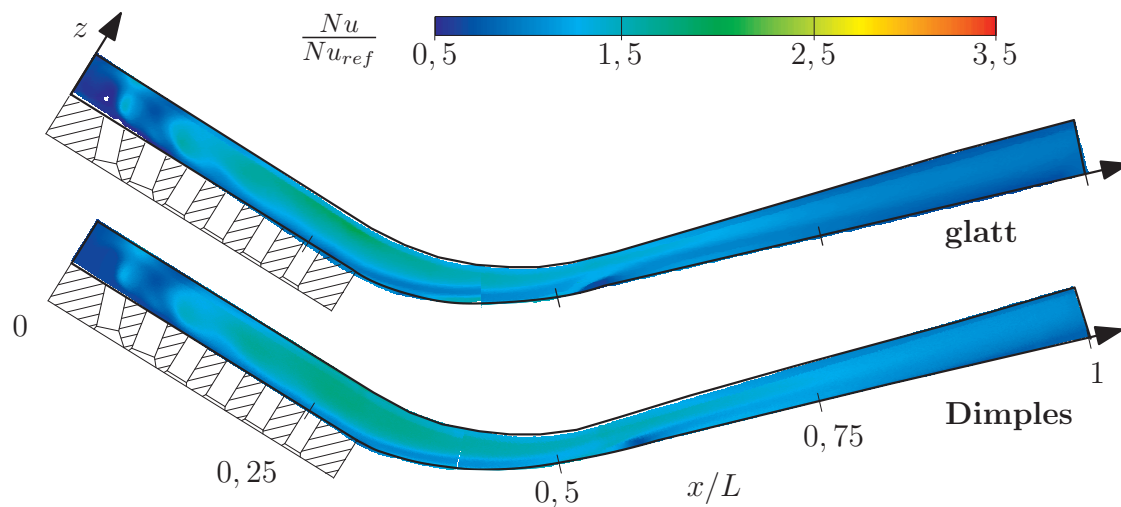


Abbildung 5.32.: Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples

ein Minimum erreicht, während sie außerhalb zwischen den Reihen maximal wird. Wie in Anhang A ausführlich beschrieben, ist die Nußeltzahl im gesamten Bereich der Dimples mit einem großen Fehler behaftet, da bei der Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten von eindimensionaler Wärmeleitung in der Wand ausgegangen wird. Um den Wärmeübergangskoeffizienten sinnvoll anpassen zu können, müsste man die Aufnahme der Oberfläche viel höher auflösen, da aktuell der Dimpledurchmesser auf dem aufgenommenen Video nur wenige Bildpixel groß ist. Jedoch ist, wie in Anhang A gezeigt wird, selbst bei höherer Auflösung aufgrund der geringen absoluten Dimplegröße eine Anpassung nicht möglich, da sich im gesamten Dimplefeld sehr viele Wärmeleitungseffekte überlagern. An den Dimplekanten heizt die Strömung die Wand viel schneller auf als dies bei einer ebenen Wand der Fall wäre, im Dimpleinnern geschieht die Aufheizung dagegen langsamer. Nimmt man als Näherung an, dass diese beiden Effekte etwa gleich groß sind und sich deshalb gegenseitig aufheben, so kann man davon ausgehen, dass die globale mittlere Nußeltzahl etwa im richtigen Bereich liegt, während die Maximal- und Minimalwerte fehlerbehaftet sind. Betrachtet man die mittlere Nußeltzahl im mit Dimples versehenen Bereich, so liegt diese etwa um den Faktor 2-2,5 höher als die Nußeltzahl im glatten Kanal. Dies stimmt sehr gut mit Angaben in der Literatur überein, die eine Erhöhung des Wärmeübergangs durch Dimples um diesen Faktor angeben (siehe beispielsweise Burgess u. a. [23, 24] oder Chyu u. a. [20]).

Ein Vergleich der lokal über die Kanalhöhe gemittelten Nußeltzahl entlang der Seitenwand ist in Abb. 5.34 dargestellt. Obwohl sich auf der Seitenwand keine Dimples befinden, zeigt sich auch hier eine Erhöhung des Wärmeübergangs um bis zu 20 %. Dies entspricht den Ergebnissen für den in Kapitel 4 beschriebenen Versuchskanal, bei dem auf der Seitenwand durch den Einsatz von Dimples ebenfalls eine Erhöhung um etwa diesen Faktor erreicht wurde.

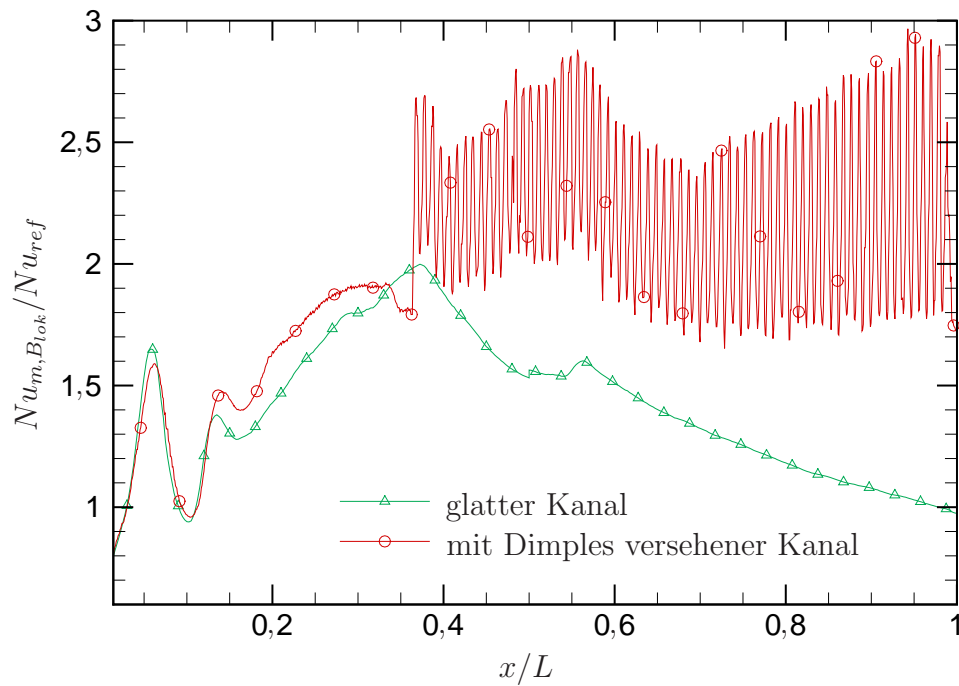


Abbildung 5.33.: Nußeltzahlverlauf auf der Prallwand (gemittelt über die lokale Kanalbreite B_{lok}) für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples

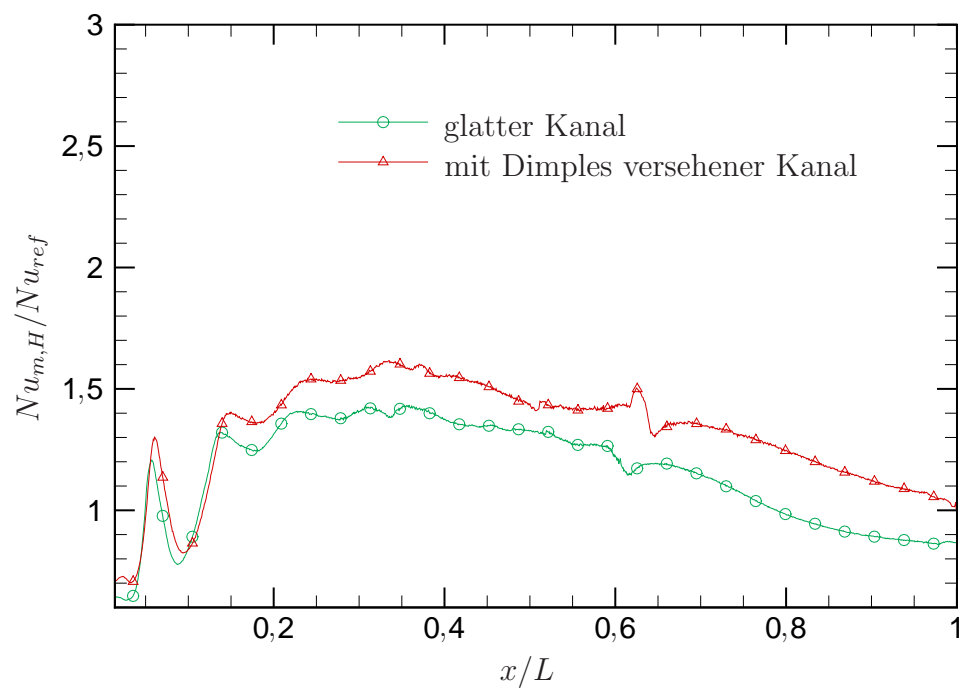


Abbildung 5.34.: Nußeltzahlverlauf auf der Seitenwand (gemittelt über die lokale Kanalhöhe H) für PK 2, $Re=135.000$, Vergleich zwischen dem Kanal ohne und mit Dimples

5.6.2. Lokale Verteilung der Nußeltzahl

Abbildung 5.35 zeigt die Verteilung der Nußeltzahl auf der Prallwand für den mit Dimples versehenen Kanal im Vergleich für alle Prallmuster. Die Verteilung der Nußeltzahl auf der Seitenwand ist in Abb. 5.36 dargestellt. Für alle Prallkonfigurationen zeigt sich im Anfangsbereich des Kanals eine ähnliche Verteilung der Nußeltzahl wie sie bereits im glatten Kanal für das jeweilige Prallmuster bestimmt wurde (siehe Abb. 5.9 bzw. 5.10). Es ist jedoch zu beachten, dass die Ergebnisse nur bedingt zu vergleichen sind, da für den glatten Kanal die Plenumtemperatur als Referenztemperatur genommen wurde, während im Kanal mit Dimples zwölf Thermoelemente zum Einsatz kamen. Deutlich zu erkennen ist, dass die Dimples bei allen Konfigurationen erwartungsgemäß für eine Erhöhung der Nußeltzahl sorgen.

5.6.3. Axiale, lokal gemittelte Nußeltzahlverläufe

Ein Vergleich der lokal über die Kanalbreite gemittelten Nußeltzahl entlang der Prallwand (siehe Abb. 5.37) zeigt, dass die Nußeltzahl im Dimple-Bereich bei allen Konfigurationen etwa auf dem gleichen Niveau liegt. Jedoch fällt auch auf, dass die mittlere Nußeltzahl bei den Prallkonfigurationen 1, 3 und 4 zum Kanalende hin leicht abfällt, während sie bei Prallkonfiguration 2 zunimmt. Dies hängt mit dem bereits in Zusammenhang mit Abb. 5.31 erwähnten Phänomen zusammen, dass im Fall von Prallkonfiguration 2 die Dimples die im Kanal entstehenden Wirbel zum Kanalende hin verstärken.

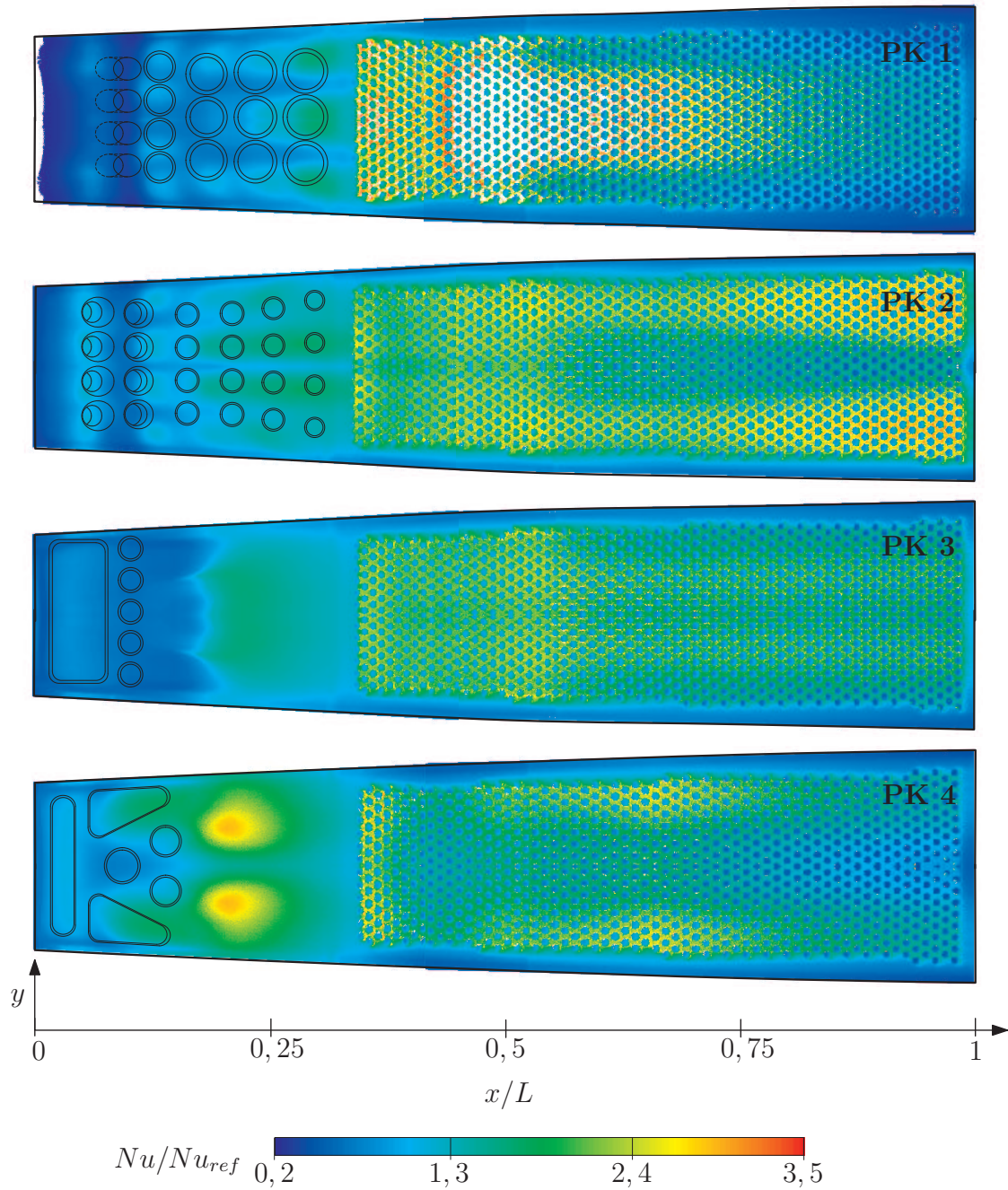


Abbildung 5.35.: Nußeltzahlverteilung auf der Prallwand für alle Prallkonfigurationen im mit Dimples versehenen Kanal, $Re=135.000$

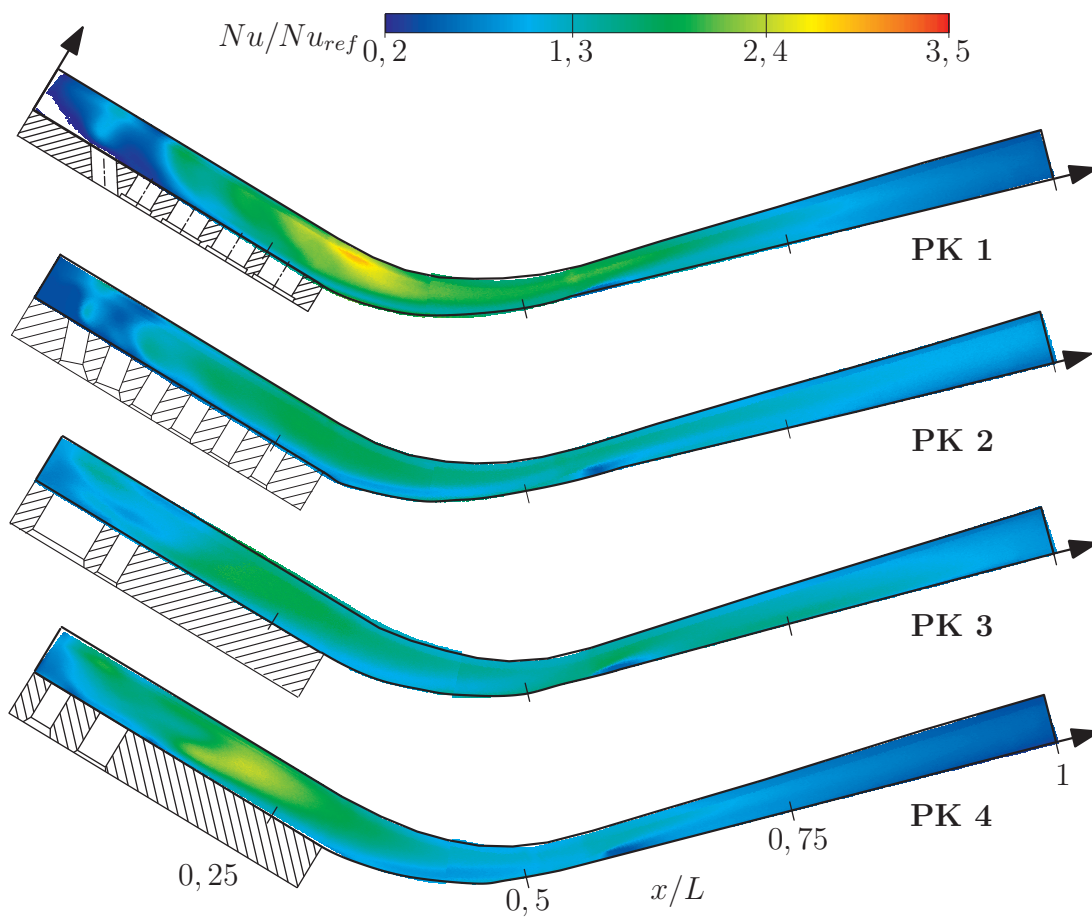


Abbildung 5.36.: Nußeltzahlverteilung auf der Seitenwand für alle Prallkühlkonfigurationen im mit Dimples versehenen Kanal, $Re=135.000$

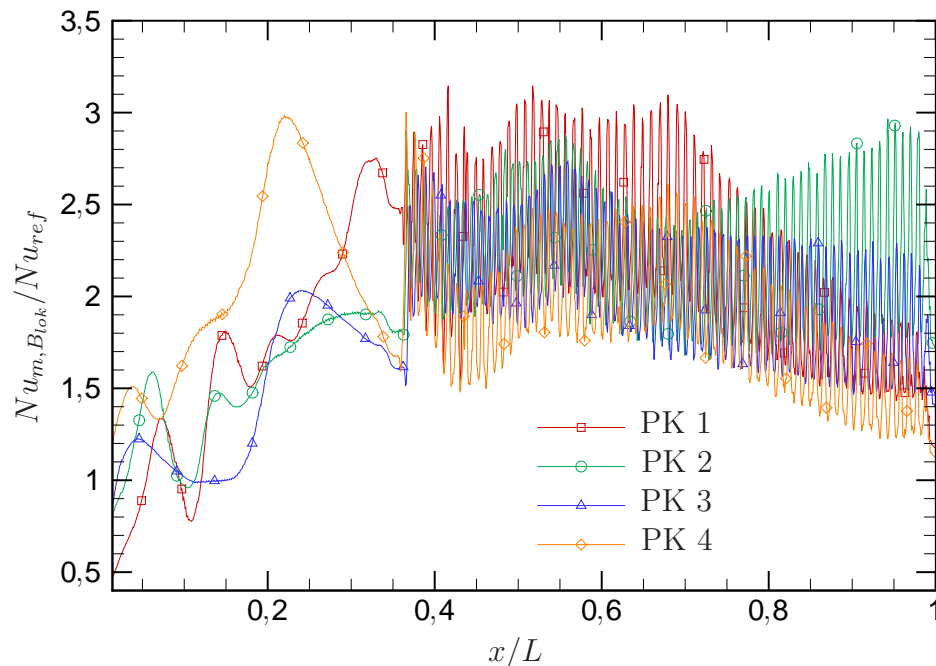


Abbildung 5.37.: Nußeltzahlverläufe auf der Prallwand (gemittelt über die lokale Kanalbreite B_{lok}) für alle Prallkühlkonfigurationen im mit Dimples versehenen Kanal, $Re=135.000$

5.7. Druckverlust im Kanal ohne und mit Dimples

Abbildung 5.38 verdeutlicht den Druckverlust entlang des glatten Kanals für alle Prallmuster. Das Diagramm zeigt den statischen Druckunterschied zwischen der jeweiligen Messposition und dem Druck im Plenum.

Der Gesamtdruckabfall am Kanalaustritt ist für alle Konfigurationen fast gleich groß. Die Wahl des Prallmusters hat also praktisch keinen Einfluss auf den Gesamtdruckverlust. Lediglich im Bereich der Prallplatte treten zwischen den einzelnen Prallkonfigurationen große Druckvariationen auf. Dafür sind die unterschiedlichen Strömungsfelder verantwortlich. Besonders die Druckmesspunkte an den Stellen $x/L=0,11$ und $x/L=0,21$ werden durch die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Prallstrahlen beeinflusst, was im Falle der Prallkonfigurationen 3 und 4 in einem größeren gemessenen Druckunterschied resultiert als der tatsächlich an dieser Stelle existierende.

Im Vergleich dazu zeigt Abb. 5.39 den Druckverlust entlang des mit Dimples behafteten Kanals, ebenfalls für alle Prallmuster. Man erkennt, dass der Verlauf des Druckabfalls dem im glatten Kanal gleicht. Selbst die Druckvariationen im Anfangsbereich sind nahezu identisch. Lediglich im Gesamtdruckverlust am Kanalende zeigt sich der Einfluss der Dimples: Der Druckverlust ist um etwa 15-20 % höher als im glatten Kanal. Da jedoch im Gegenzug der Wärmeübergang durch die Dimples um über 100 % gesteigert werden kann, veranschaulicht dieser relativ geringe Druckverlust den großen Vorteil von Dimples. In einem vergleichbaren berippten Kanal wäre der Druckverlust bei gleicher Wärmeübergangsintensivierung bedeutend höher.

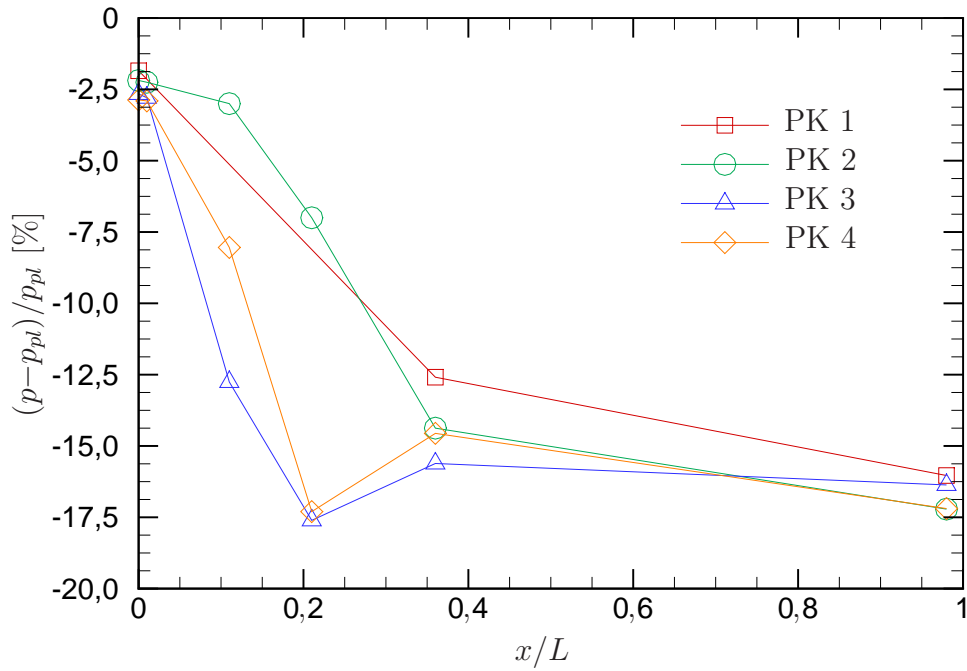


Abbildung 5.38.: Druckverlust im glatten Kanal für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$

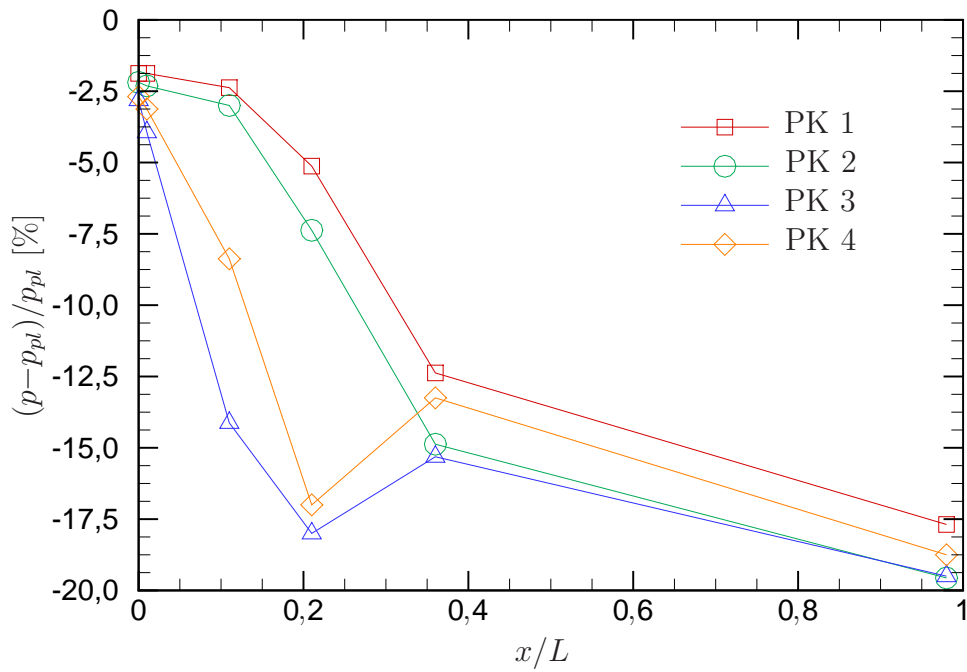


Abbildung 5.39.: Druckverlust im Dimple-Kanal für alle Prallkühlkonfigurationen, $Re=135.000$

6. Wärmeübergangsintensivierung in Brennkammer-Hitzeschutzschilden

6.1. Einleitung

Eine weitere Alternative zu den bisher beschriebenen Möglichkeiten, die Brennkammerwand vor Überhitzung zu schützen, besteht darin, diese mit Hitzeschutzschilden auszukleiden. Abbildung 6.1 zeigt beispielhaft eine Anordnung solcher Hitzeschutzschilder auf der Brennkammerwand einer stationären Gasturbine. Es handelt sich hierbei meist um keramische oder um metallische, zusätzlich beschichtete Hitzeschutzschilder. In Abb. 6.2 ist skizziert, wie die Kühlung dieser Hitzeschutzschilder realisiert wird. Sie sind z. B. mit einem zentralen Bolzen an der Trägerstruktur der Brennkammer befestigt und werden mit einem Teil der Verdichterluft versorgt, der über Prallkühlungsbohrungen in den Hitzeschutzschild eintritt. Die Ausströmung erfolgt an einer oder mehreren Seiten des Hitzeschutzschilds.

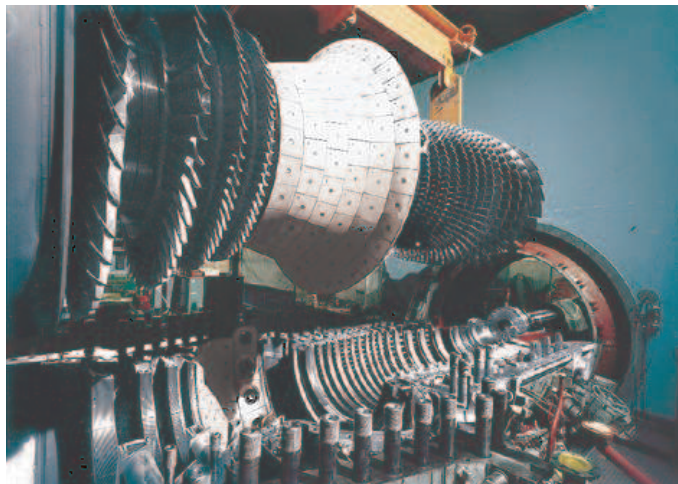


Abbildung 6.1.: Hitzeschutzschilder an einer Gasturbinenbrennkammerwand [4]

In der vorliegenden Arbeit werden die Möglichkeiten der Wärmeübergangsintensivierung in einem Hitzeschutzschildmodell untersucht. Dabei wird insbesondere auf die Modellierung realistischer Strömungsauslässe Wert gelegt. Durch diese entsteht im Hitzeschutzschild in alle Richtungen eine Querströmung, die einen Einfluss auf die Prallstrahlen und damit auf den Wärmeübergang haben kann.

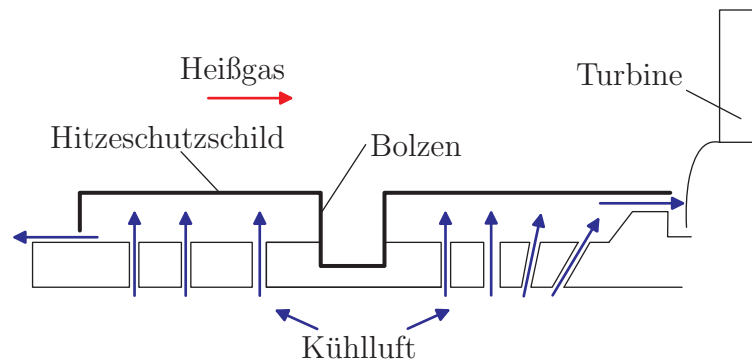


Abbildung 6.2.: Skizze des untersuchten Hitzeschutzschilds

6.2. Experimenteller Aufbau

6.2.1. Versuchskanal

Abbildung 6.3 zeigt den Versuchskanal, und in Abb. 6.4 ist ein Foto des Hitzeschutzschildmodells während einer Flüssigkristallmessung zu sehen. Eine Vakuumpumpe sorgt für den gewünschten Massenstrom. Die Umgebungsluft wird über einen Filter angesaugt und kann durch die anschließende Heizung gleichmäßig erhitzt werden. An die Heizung schließt sich ein großes Plenum an, gefolgt von der Platte, die die Prallbohrungen enthält, und dem eigentlichen Hitzeschutzschild. Durch die jeweiligen Auslassöffnungen an allen Seiten des Hitzeschutzschilds gelangt die Luft in das Auslaufplenum.

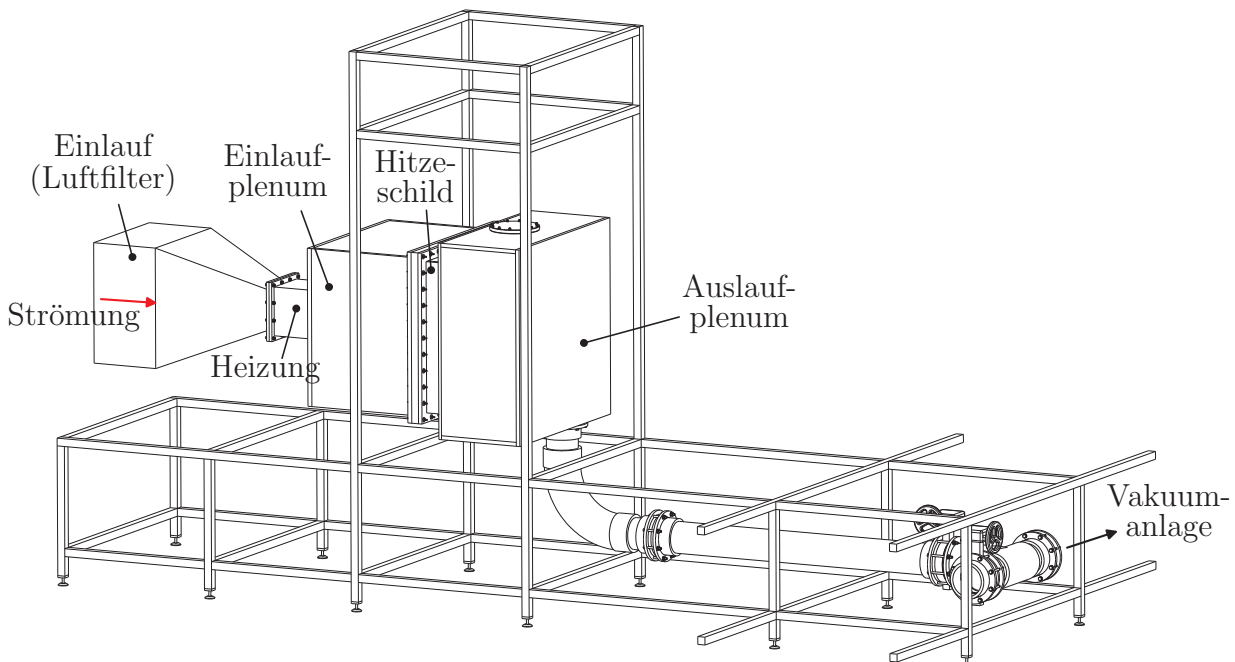


Abbildung 6.3.: Skizze des Versuchskanals

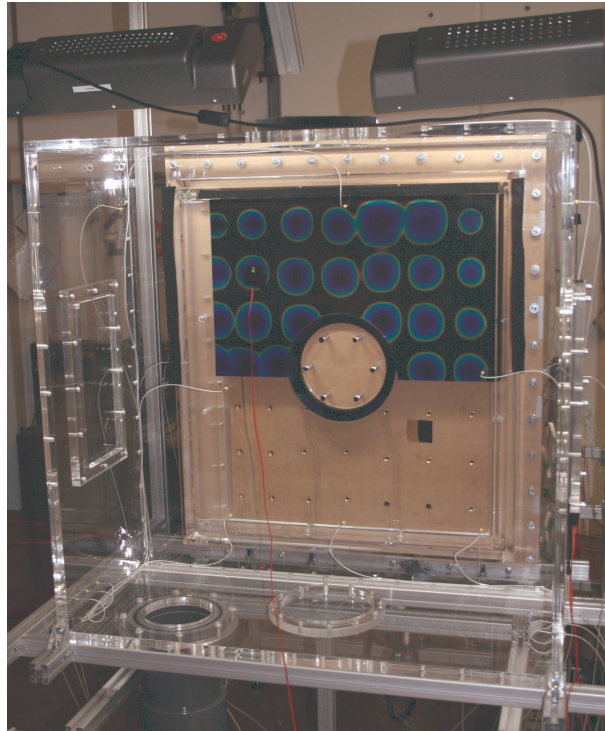


Abbildung 6.4.: Modell des Hitzeschutzschields während einer transienten Flüssigkristallmessung

6.2.2. Untersuchte Konfigurationen

In Abb. 6.5 ist das erste untersuchte Prallkühlmuster (PM 1) zu sehen. Insgesamt befinden sich 45 Prallkühlbohrungen verschiedener Durchmesser in der Bohrungsplatte. Das Verhältnis des Prallplattenabstands zum Bohrungsdurchmesser liegt bei $3 < H/D < 5$. Die drei Bohrungsreihen nahe der linken Seite sind schräggestellt, alle anderen Prallstrahlen treffen senkrecht auf die Prallplatte auf. Die Strömung tritt durch Auslassschlitze in das nachfolgende Plenum aus. Der größte dieser Schlitze befindet sich auf der linken Seite zwischen der Prallplatte und der Seitenwand. Auf allen anderen Seiten befinden sich ebenfalls Auslassschlitze. Diese sind jedoch an der Seite der Bohrungsplatte angebracht, so dass hier die Prallplatte direkt mit den Seitenwänden verbunden ist (ohne dazwischenliegenden Spalt). Dies spielt für das Verhalten der Strömung eine entscheidende Rolle, wie später anhand der Ergebnisse gezeigt wird.

In Abb. 6.6 ist das zweite untersuchte Prallkühlmuster (PM 2) skizziert. Es besteht nur aus 31 Bohrungen, zudem wird die Verteilung der einzelnen Bohrungen und deren Anstellwinkel variiert. Die Auslassschlitze bei Muster 1 werden in Muster 2 durch Auslassbohrungen ersetzt.

Da die Hitzeschutzschildmodelle symmetrisch sind, wird nur eine Hälfte untersucht. Betrachtet wird der Wärmeübergang sowohl auf der Prallplatte als auch auf allen Seitenwänden und entlang des zentralen Bolzens. Die Abb. 6.5 bzw. 6.6 zeigen außerdem das für die Auswertung verwendete Koordinatensystem und die Positio-

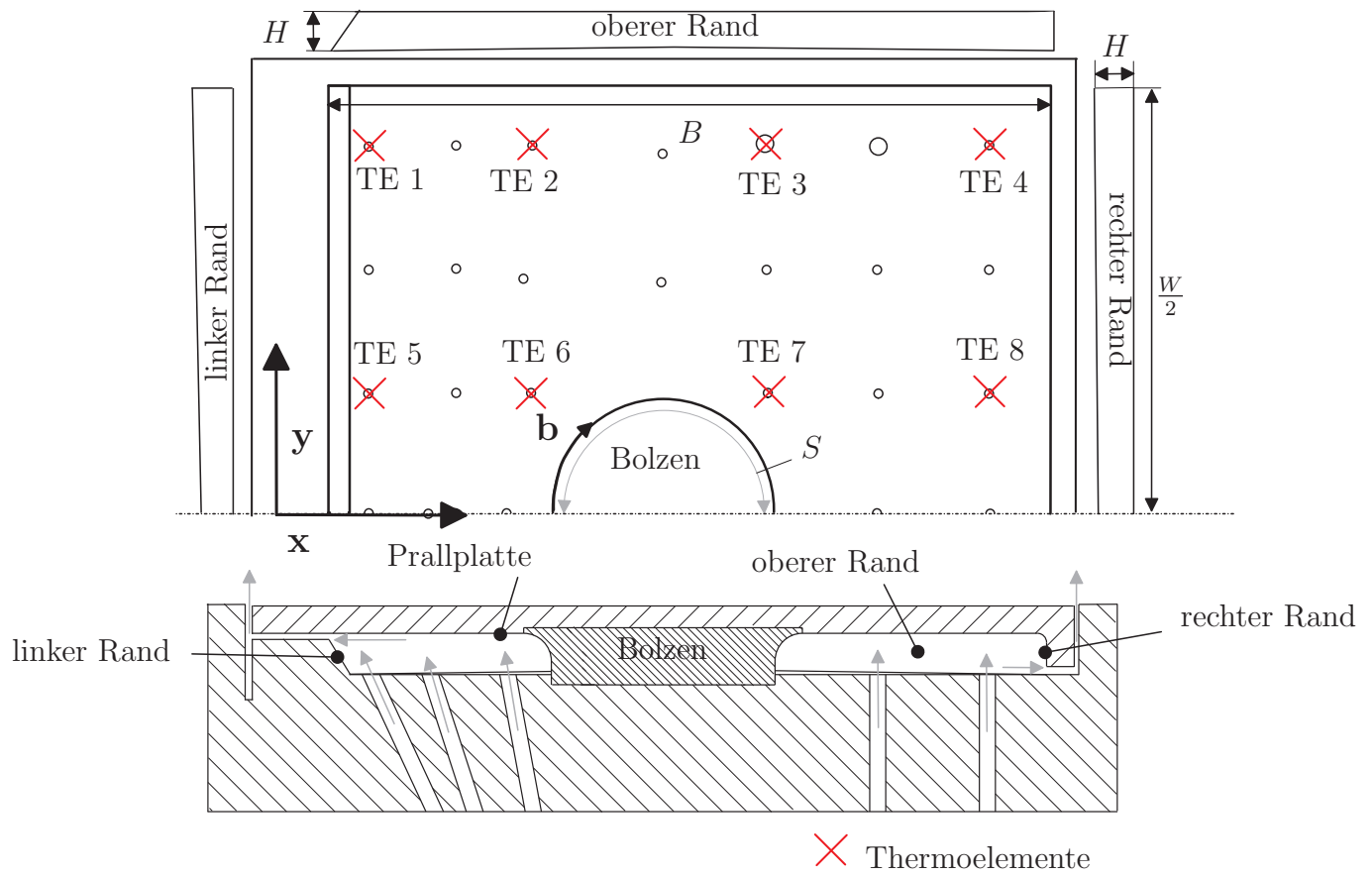


Abbildung 6.5.: Prallmuster 1

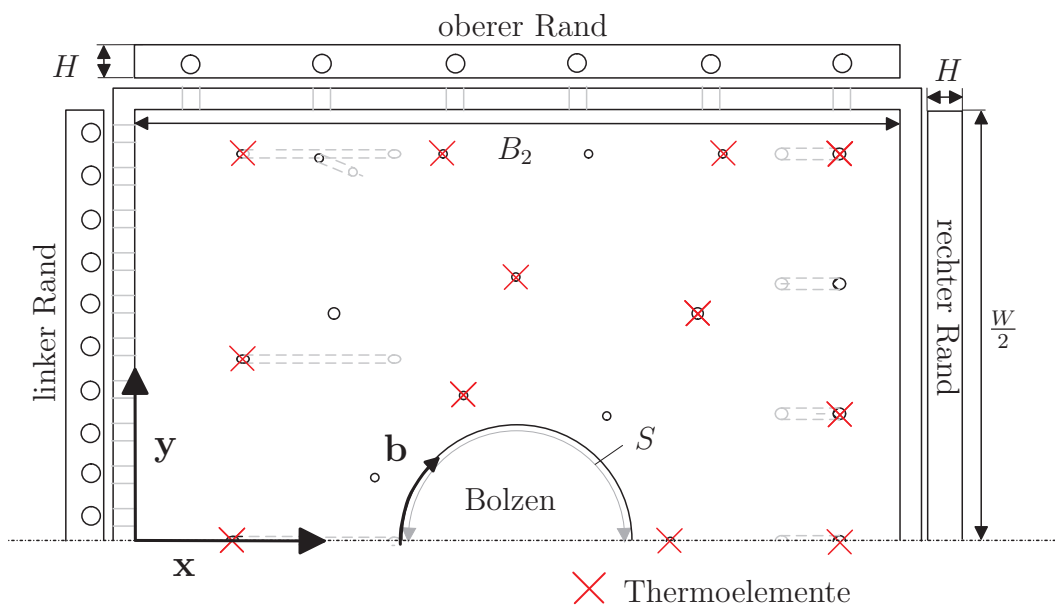


Abbildung 6.6.: Prallmuster 2

nen, an denen die Strömungstemperatur mit Hilfe von Thermoelementen gemessen wird. Diese befinden sich direkt im Bohrungsaustritt.

Die Prallstrahl-Reynoldszahl wurde zwischen 19.000 und 41.000 (bezogen auf den kleineren Prallstrahldurchmesser) variiert, was einer Machzahl in den Bohrungen bis maximal 0,2 entspricht. Die Strömung kann so in allen Versuchen als inkompressibel angenommen werden.

6.2.3. Messtechnik

Der erforderliche Massenstrom wird mit einem Wirbelzähler-Durchflussmessgerät (siehe Kapitel 3.1.2) eingestellt.

Die Bestimmung des Wärmeübergangs erfolgt mit Hilfe einer transienten Flüssigkristallmethode, wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben. Der zeitliche Verlauf der Strömungstemperatur wird an mehreren Stellen des Hitzeschutzschilds durch Thermoelemente aufgenommen (siehe Abb. 6.5 bzw. 6.6) und sowohl lokal als auch zeitlich interpoliert.

Die Druckmessung wird mit Druckmodulen von Scanivalve (siehe Kapitel 3.4) durchgeführt.

6.3. Temperaturverteilung im Hitzeschutzschild

In großen und komplexen Geometrien treten in der Regel große lokale Unterschiede in der Strömungstemperatur auf. Im hier untersuchten Kanal vergrößert sich der Querschnitt stromab der Heizung abrupt, außerdem ist der gesamte Massenstrom relativ gering. Dadurch entsteht zwangsläufig ein Temperaturgefälle von der Mitte des Modells zum Rand hin. Abbildung 6.7 zeigt typische Temperaturentwicklungen, die während einer Messung von den Thermoelementen im Kanal bei Prallmuster 1 aufgenommen wurden (zur Position der Thermoelemente siehe Abb. 6.5). Vor der Messung herrscht in der Strömung überall die homogene Umgebungstemperatur, bis zum Zeitpunkt $t=0$ die Heizung eingeschaltet wird, woraufhin die Temperatur im Kanal ansteigt. Aus Abb. 6.7 wird ersichtlich, dass die Temperatur in der Mitte des Hitzeschutzschilds (Thermoelemente 6 und 7) während der gesamten Messung um 10–20°C höher ist als in den äußeren Bereichen (Thermoelemente 1 und 4). Die Temperaturverläufe der übrigen Thermoelemente liegen zwischen diesen beiden Extremen. Außerdem erkennt man, dass der Temperaturverlauf in der Mitte viel näher an einem idealen Temperatursprung liegt, während sich die Luft am Rand nur langsam erwärmt. Insgesamt treten sehr große Variationen im Temperaturverlauf auf, die sowohl durch das große Aufweiten des Kanals und die dadurch entstehenden Wirbelstrukturen als auch durch die unterschiedlichen Geometrien der einzelnen Prallbohrungen verursacht werden.

Die unterschiedlichen Temperaturverläufe zeigen, dass es für die korrekte Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten sehr wichtig ist, die lokale Strömungstemperatur zu bestimmen. Deshalb werden alle gemessenen Temperaturverläufe sowohl örtlich als auch zeitlich interpoliert. Somit wird jeder Punkt bei der Auswertung mit einem eigenen zeitlichen Temperaturverlauf berücksichtigt.

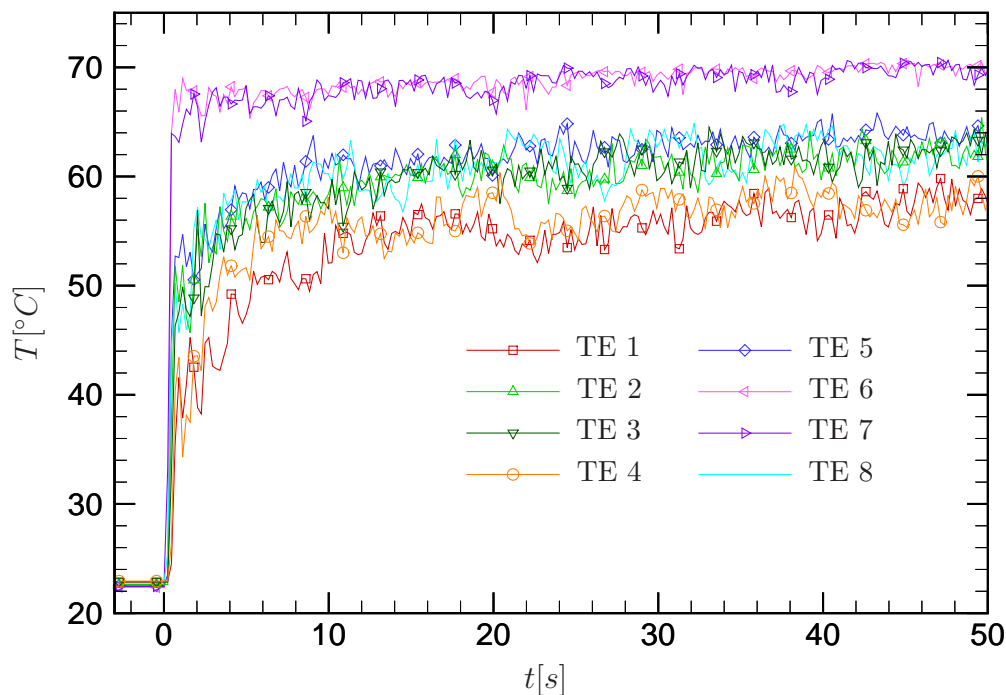


Abbildung 6.7.: Gemessene Temperaturverläufe im Hitzeschutzschildmodell

6.4. Nußeltzahl

6.4.1. Vergleich der lokalen Verteilung der Nußeltzahl

Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung der Nußeltzahl für beide Prallmuster sowohl auf der Prallplatte als auch auf allen Seitenflächen. Eine Normierung erfolgte dabei mit der Nußeltzahl nach Martin [34], die sich als mittlerer Wert für eine regelmäßige Prallstrahlenanordnung ergibt.

Die Position der einzelnen Strahlen spiegelt sich im Wärmeübergangsmuster wider. Im Staupunkt im Strahlzentrum ist die Nußeltzahl jeweils am größten und nimmt zur Seite hin stark ab. Die schräg angestellten Strahlen erkennt man daran, dass hier Linien konstanten Wärmeübergangs nicht ganz konzentrisch sind. Für die Reihe mit der größten Anstellung (links in Muster 2) ist dieser Effekt am deutlichsten. Insbesondere bei Prallmuster 1 nimmt das Niveau der Nußeltzahl von den innen liegenden zu den äußeren Strahlen hin leicht ab. Dies ist ein Hinweis auf die im Hitzeschutzschild entstehende Querströmung, die zu den Rändern hin zunimmt.

Erwartungsgemäß liegt die Nußeltzahl auf den Seitenwänden unterhalb der Nußeltzahl auf der Prallplatte. Jedoch ist der Einfluss der Prallstrahlen in der Nußeltzahlverteilung auf den Seitenwänden noch gut sichtbar.

Im Folgenden wird die Nußeltzahl für beide Konfigurationen auf ausgewählten Flächen und entlang unterschiedlicher Linien näher untersucht. Die Positionen der betrachteten Einzelstrahlen und Linien sind in Abb. 6.8 dargestellt.

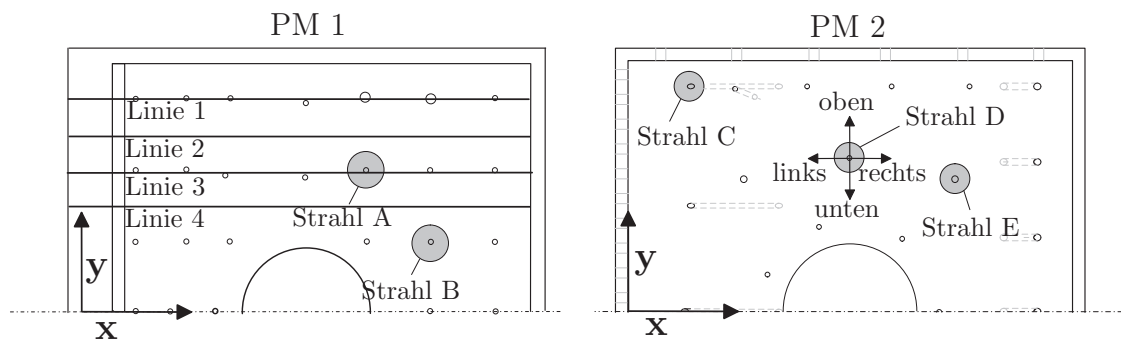


Abbildung 6.8.: Untersuchte Linien und Einzelstrahlen

6.4.2. Nußeltzahl für Prallmuster 1

In Abb. 6.10 ist der Verlauf der Nußeltzahl für drei verschiedene Reynoldszahlen entlang mehrerer Linien auf der Prallplatte (siehe Skizze in Abb. 6.8) aufgetragen.

Zunächst sieht man, dass die Verläufe für alle Reynoldszahlen sehr gut übereinstimmen. Dies verdeutlicht, dass sich die Nußeltzahl über den gesamten Bereich mit $Re^{2/3}$ skalieren lässt. Aus den Verläufen der Nußeltzahl durch die Auftreffpunkte der Prallstrahlen (Linien 1 und 3) ersieht man, dass die Nußeltzahl in den Staupunkten um das Zwei- bis Dreifache höher liegt als die mittlere Nußeltzahl aus der Korrelation von Martin. Das Niveau des Wärmeübergangs ist für alle Prallstrahlen etwa gleich und fällt zu den Seiten hin stark ab.

Bei den Prallstrahlen mit größerem Durchmesser (Strahl 5 und 6 in Linie 1) fällt auf, dass die Nußeltzahl von der Prallstrahlmitte weg nicht kontinuierlich abfällt, sondern dass sich auf beiden Seiten eine leichte Beule ausbildet. Dies wird in der Literatur (beispielsweise bei Martin [34]) bestätigt, die für den Fall, dass das Verhältnis des Prallplattenabstands zum Prallstrahldurchmesser kleiner als 5 wird, die Entstehung eines zweiten Maximums des Wärmeübergangs an der Stelle des laminar-turbulenten Umschlags der Grenzschicht vorhersagt.

In den Verläufen der Nußeltzahl zwischen den Prallstrahlreihen (Linien 2 und 4) ist erwartungsgemäß der Unterschied zwischen den Maxima und Minima viel geringer, jedoch gilt auch hier die Annahme $Nu \sim Re^{2/3}$.

Tabelle 6.1 liefert einen Vergleich der mittleren Nußeltzahl bei $Re=32.000$ auf den Flächen unter zwei ausgewählten Prallstrahlen A und B (siehe Abb. 6.8) mit der Korrelation von Schlünder und Gnielinski [6]. Der Durchmesser der betrachteten Fläche wurde zu $r/D=8$ gewählt. Man erkennt, dass die gemessenen Werte sehr gut mit der Korrelation übereinstimmen.

Abbildung 6.11 zeigt die Verläufe der mittleren Nußeltzahl auf den Seitenwänden und entlang des Bolzens. Dabei wurde jeweils lokal über die Prallplattenhöhe H gemittelt. Wie bereits erwähnt, ist die Nußeltzahl auf den Seitenflächen viel geringer als auf der Prallplatte. Trotzdem ist aufgrund der Maxima und Minima in allen Verläufen auch ein Einfluss der Prallstrahlen auf die Seitenwände zu erkennen. Das Niveau des Wärmeübergangs ist für alle Seitenwände etwa gleich, jedoch ist entlang des Bolzens der Unterschied zwischen maximalem und minimalem Wärmeübergang größer als auf den seitlichen Wänden.

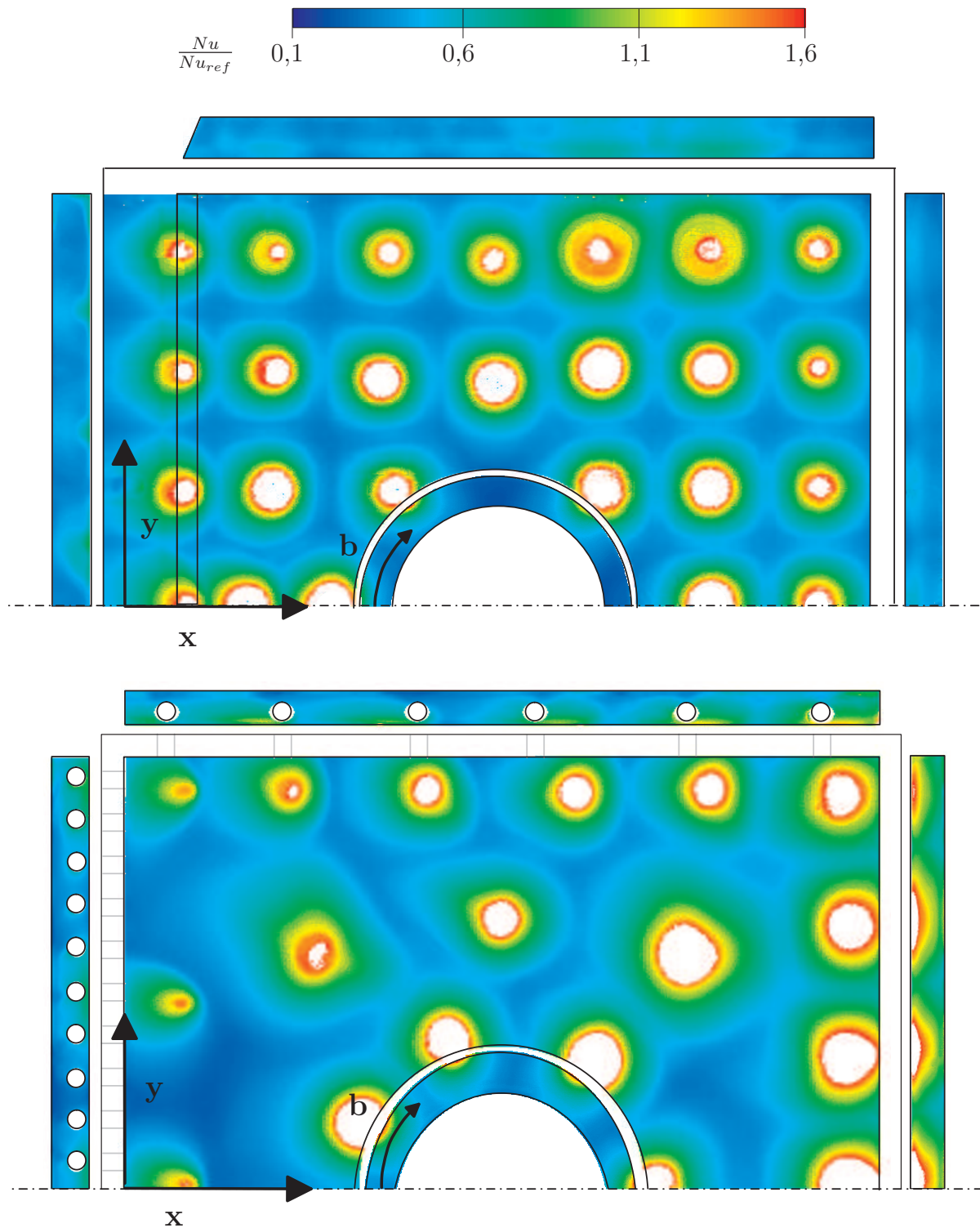


Abbildung 6.9.: Verteilungen der Nußeltzahl auf allen Hitzeschutzschildflächen für PM 1 (oben, $Re=28.000$) und PM 2 (unten, $Re=39.000$) bei gleichem Massenstrom

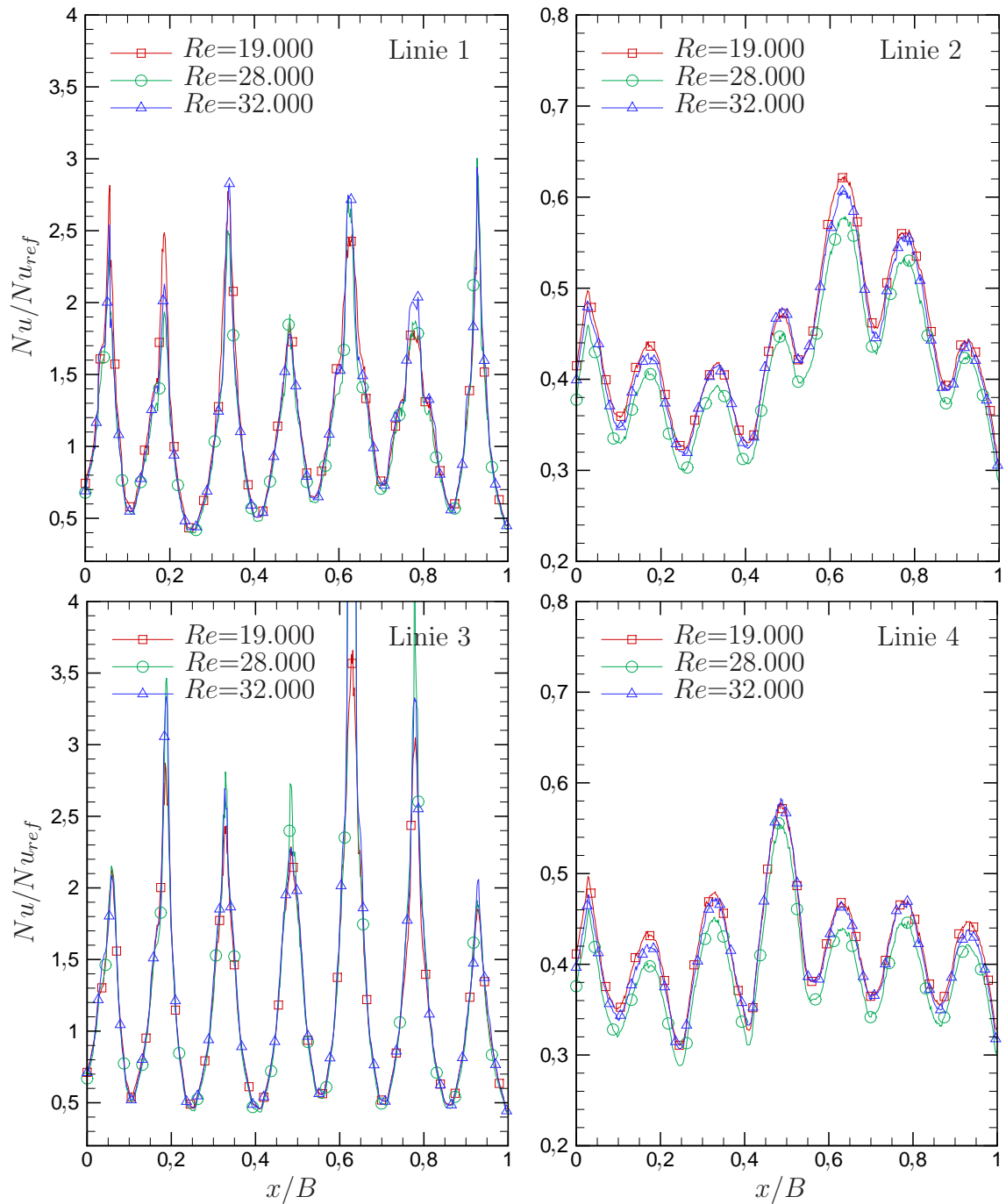


Abbildung 6.10.: Verlauf der Nußeltzahl auf der Prallplatte für Prallmuster 1

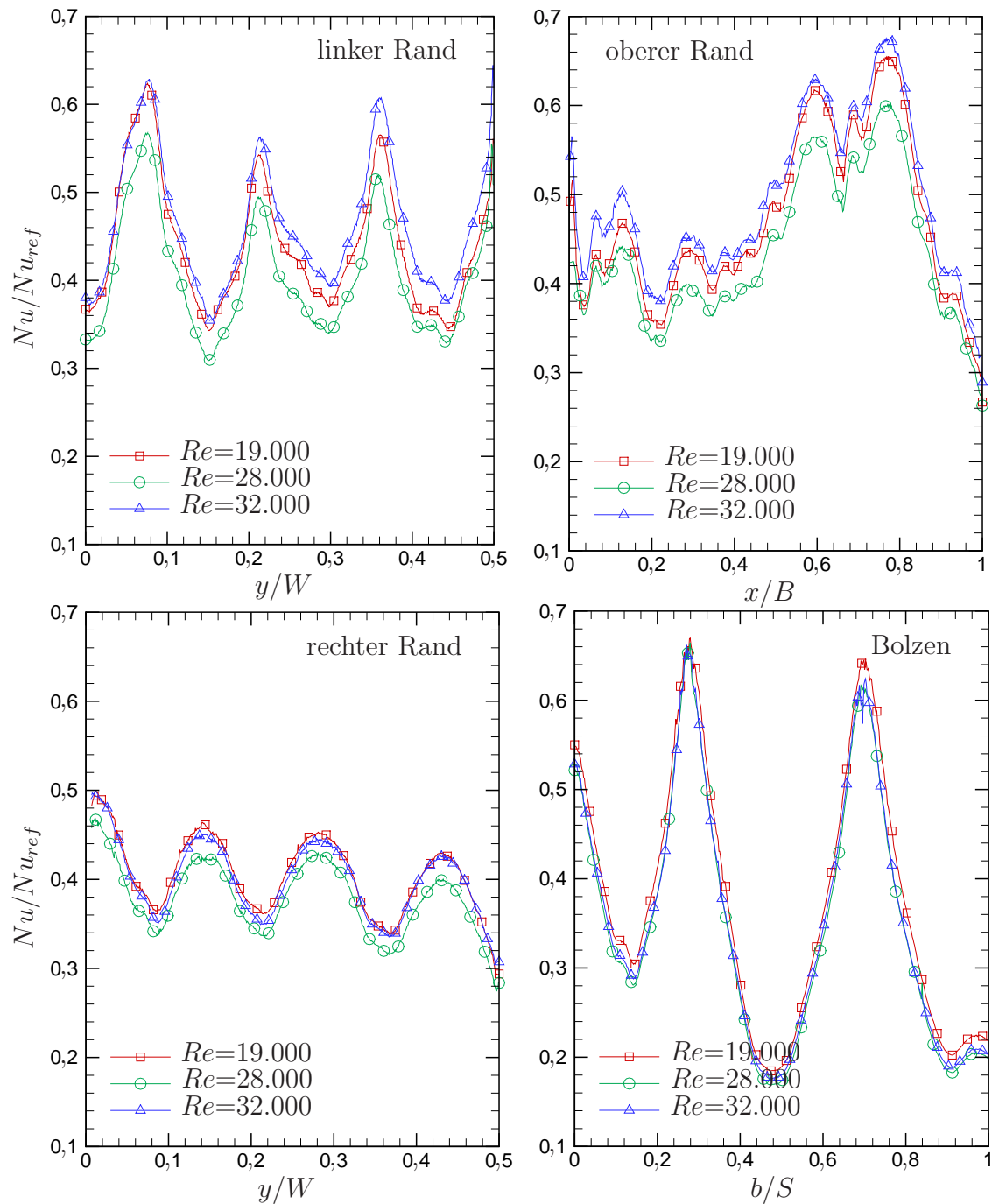


Abbildung 6.11.: Verlauf der Nußeltzahl auf den Seiten für Prallmuster 1

Strahl	A	B
$\frac{Nu_m}{Nu_{ref}}$ (Exp.)	1,99	1,88
$\frac{Nu_m}{Nu_{ref}}$ (Korrel.)	1,84	1,84
Abweichung	8 %	2 %

Tabelle 6.1.: Mittlere Nußeltzahl für $Re=32.000$ unter Strahl A und B, Vergleich mit der Korrelation von Schlünder und Gnielinski [6]

Auffällig ist, dass am rechten Rand die Positionen der maximalen Nußeltzahl genau mit den Positionen der Maxima auf der Prallplatte übereinstimmen, während am linken Rand die maximale Nußeltzahl genau zwischen den Prallstrahlen erreicht wird. Dieses Verhalten ist damit zu erklären, dass die rechte Seite direkt mit der Prallplatte verbunden ist, während sich zwischen der linken Seite und der Prallplatte der Auslassschlitz befindet. Das bedeutet, dass sich rechts die Prallstrahlströmung, nachdem sie auf die Platte trifft, an der Seitenwand fortsetzt. Links dagegen verlässt die Prallstrahlströmung nach dem Auftreffen den Hitzeschutzschild direkt durch den Auslassspalt, ohne auf die Seitenwand aufzutreffen. Allerdings bilden die Prallstrahlen ein Hindernis für die Querströmung. Die Maxima der Nußeltzahl an der linken Wand resultieren also nicht direkt aus der Prallstrahlströmung, sondern aus dem Auftreffen der abgelenkten Querströmung.

Auf der oberen Seitenwand ist der Einfluss der einzelnen Prallstrahlen kaum zu unterscheiden, da diese zu weit von der Wand entfernt sind. Lediglich der höhere Wärmeübergang im Bereich der größeren Strahlen ($0,5 < x/B < 0,9$) ist deutlich sichtbar.

Die drei Maxima entlang der Bolzenwand werden offensichtlich durch die drei Prallstrahlen hervorgerufen, die sehr nahe am Bolzen sitzen. Der Strahl rechts neben dem Bolzen hat keinerlei Einfluss auf den Wärmeübergang am Bolzen, da er sich zu weit entfernt befindet.

Für alle Seitenwände und den Bolzen zeigt sich, dass - ebenso wie auf der Prallplatte - die Abhängigkeit der Nußeltzahl von der Reynoldszahl mit $Nu \sim Re^{2/3}$ sehr gut beschrieben wird.

6.4.3. Nußeltzahl für Prallmuster 2

Abbildung 6.12 zeigt die Verteilung der Nußeltzahl in der Umgebung von Strahl D für verschiedene Reynoldszahlen. Die Verteilung ist in alle Richtungen etwa gleich, woran man erkennt, dass das Vorhandensein der Seitenränder keinen Einfluss auf die Strahlen in der Mitte des Hitzeschutzschildes hat. Außerdem liegen die Kurven für unterschiedliche Reynoldszahlen auf demselben Niveau, was erneut die Proportionalität $Nu \sim Re^{2/3}$ verdeutlicht. Lediglich im Bereich des Staupunkts bis $r/D=1$ ergeben sich starke Schwankungen, was hauptsächlich daran liegt, dass in diesem Bereich ein sehr hoher Messfehler zu erwarten ist.

Für Strahl E (siehe Abb. 6.13) ergibt sich ein unterschiedlicher Verlauf der Nußeltzahl, da hier aufgrund des größeren Strahldurchmessers fast ein zweites Maximum im Bereich um $r/D=1,5$ entsteht. Für einen größeren Abstand r/D zeigt sich eben-

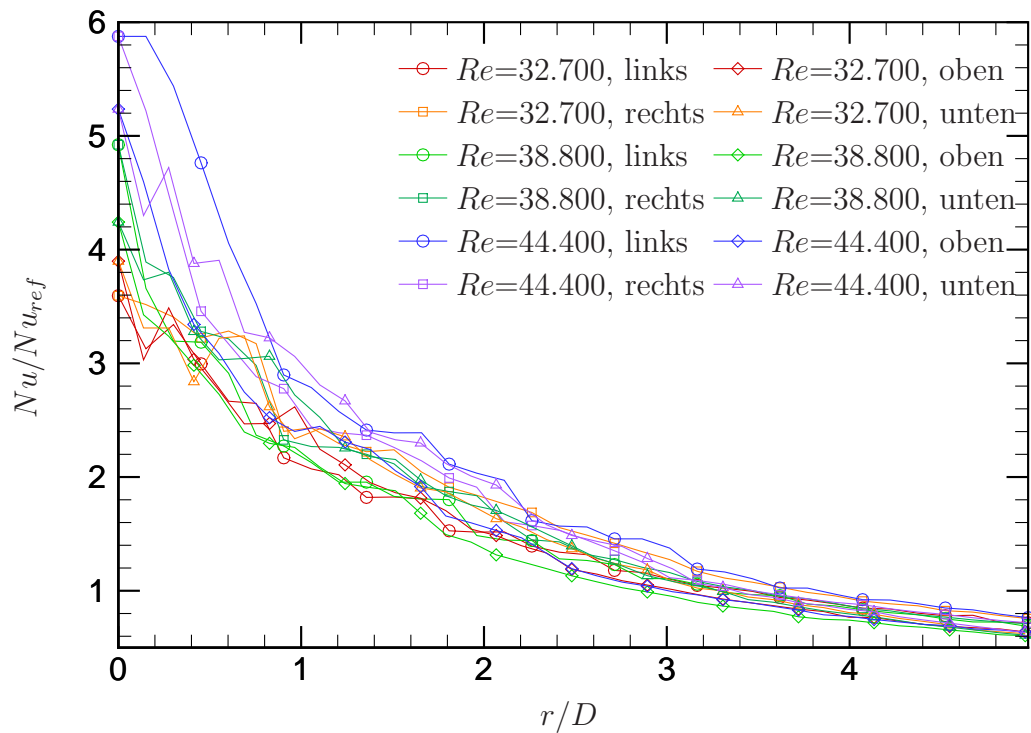


Abbildung 6.12.: Nueltzahlverteilung für Strahl D für verschiedene Reynoldszahlen

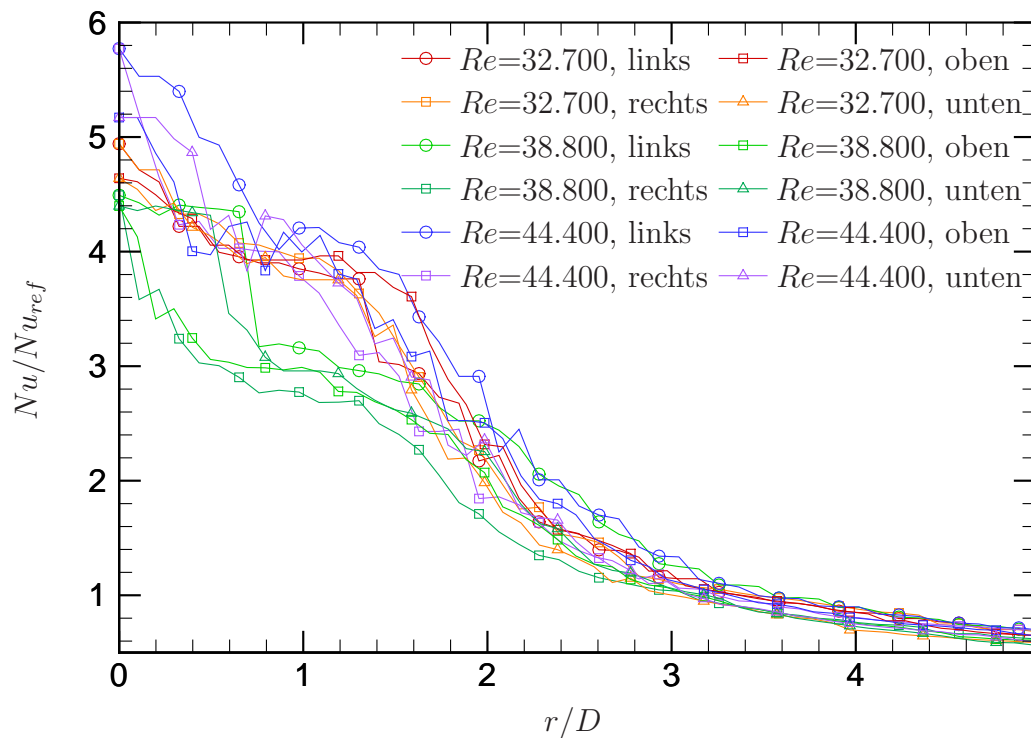


Abbildung 6.13.: Nueltzahlverteilung für Strahl E für verschiedene Reynoldszahlen

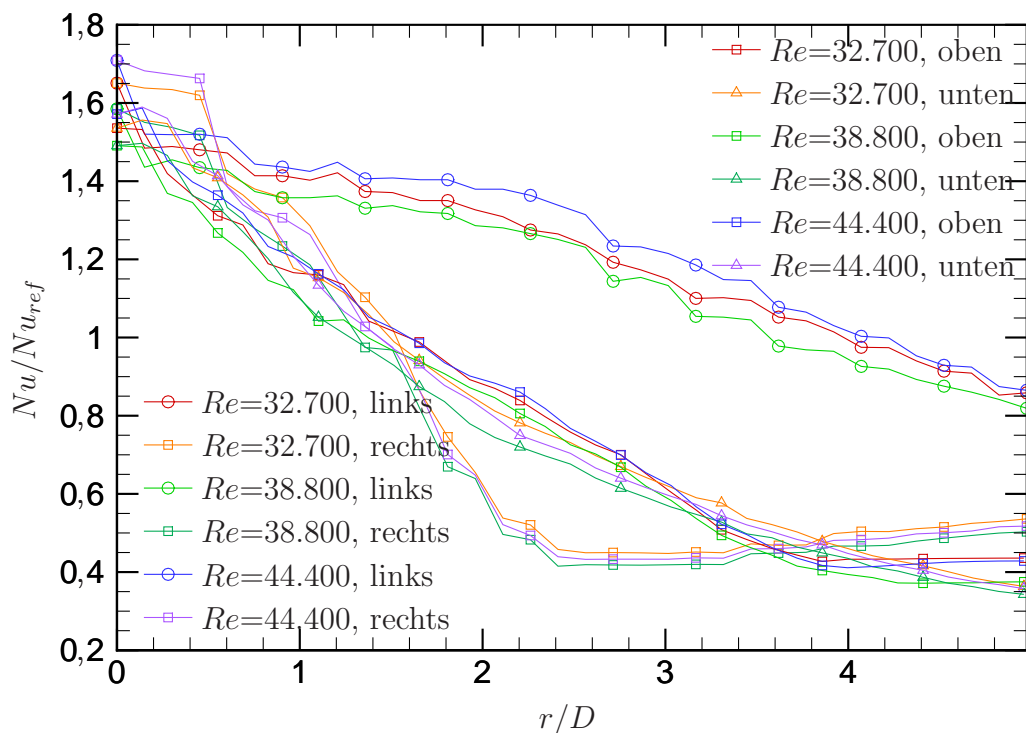


Abbildung 6.14.: Nußeltzahlverteilung für Strahl C für verschiedene Reynoldszahlen

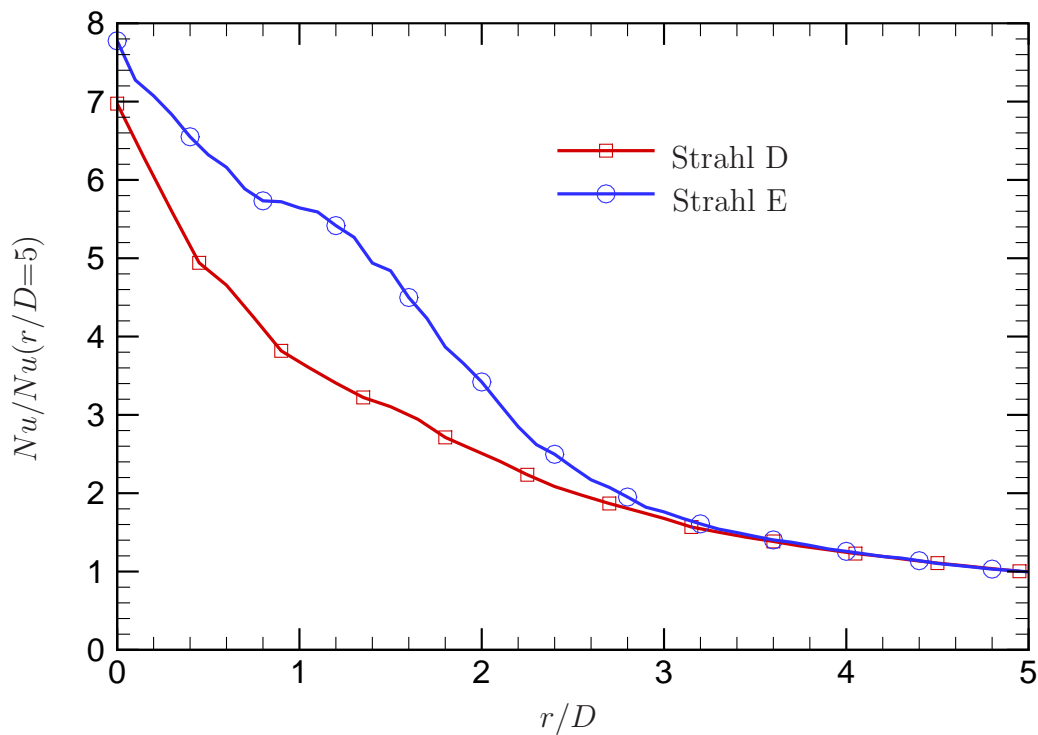


Abbildung 6.15.: Nußeltzahlverteilung für Strahl D und E, gemittelt über alle Reynoldszahlen und in alle Richtungen, bezogen auf die jeweiligen Werte bei $r/D=5$

falls eine gute Übereinstimmung der Nußeltzahl sowohl für verschiedene Richtungen als auch für unterschiedliche Reynoldszahlen.

Anders sieht die Situation aus, wenn die Nußeltzahl um Strahl C abgetragen wird (siehe Abb. 6.14). Hier erkennt man den Effekt eines angestellten Prallstrahls sehr deutlich. In der Richtung, in die der Prallstrahl gelenkt wird (nach links), ist die Nußeltzahl viel höher. Dafür nimmt ihr Wert in die entgegengesetzte Richtung stark ab. Nach oben und unten ergibt sich dieselbe Verteilung. Selbst bei dem wandnahen Strahl hat die Seitenwand also keinen Einfluss auf die Wärmeübergangsverteilung.

Werden alle Verläufe der Nußeltzahl für Strahl D bzw. E gemittelt und beispielsweise auf die Nußeltzahl an der Stelle $r/D=5$ bezogen, so sieht man in Abb. 6.15, dass die beiden Kurven für $r/D>3$ zusammenfallen.

6.4.4. Mittlere Nußeltzahl für alle Flächen

In Abb. 6.16 sind zum Vergleich die flächengemittelten Nußeltzahlen für alle betrachteten Flächen beider Prallmuster bei verschiedenen Reynoldszahlen aufgetragen. Wie bereits gezeigt wurde, ist bei Prallmuster 1 die Nußeltzahl auf den Seitenwänden viel niedriger als auf der Prallplatte, da die Prallstrahlen nach dem Auftreffen viel Energie verlieren, bis sie die Seitenwände erreichen. Weiterhin sieht man, dass die mittlere Nußeltzahl für alle Seitenwände und den Bolzen ähnlich ist und dass ihr Verhältnis zur Referenz-Nußeltzahl kaum von der Reynoldszahl abhängt. Die mittlere Nußeltzahl auf der Prallplatte ist doppelt so hoch wie auf den Seitenwänden, aber sie erreicht trotzdem nur zwischen 70 % und 80 % des von Martin [34] bestimmten mittleren Wärmeübergangs für eine Prallstrahlanordnung. Dies kann daran liegen, dass zum einen die untersuchte Prallstrahlanordnung nicht ganz regelmäßig ist, und zum anderen die Strömung und dadurch der Wärmeübergang durch die veränderte Auslasskonfiguration (schmale Schlitze anstatt eines offenen Kanals) beeinflusst werden.

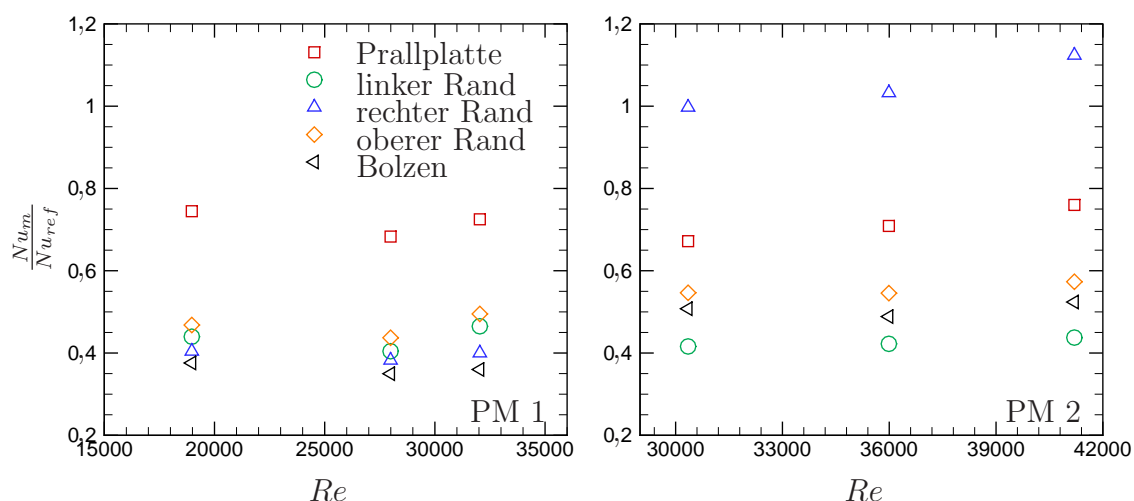


Abbildung 6.16.: Mittlere Nußeltzahl auf allen Flächen

Bei Prallmuster 2 ist das Niveau der mittleren Nußeltzahl auf der Prallplatte gleich wie bei Prallmuster 1, jedoch liegen die mittleren Werte auf den Sei-

tenwänden etwas höher. Eine Ausnahme bildet der rechte Rand: Hier steigt der Wärmeübergang durch die schrägen und großen Prallstrahlen in der rechten Prallstrahlreihe sogar deutlich über das Niveau der Prallwand. Dies zeigt, dass die Verteilung und die Größe der Prallstrahlen nicht nur einen entscheidenden Einfluss auf die Wärmeübergangsverteilung auf der Prallplatte haben, sondern dass durch beide auch der Wärmeübergang an den Seiten bei Bedarf erheblich gesteigert werden kann. Dabei muss jedoch auch immer der lokal benötigte Massenstrom in Betracht gezogen werden.

6.4.5. Vergleich mit numerischen Ergebnissen

Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen wurde von Spring [5] ein numerisches Modell von Prallmuster 1 erstellt. Hierfür wurde die identische dreidimensionale Geometrie modelliert, die auch experimentell vermessen wurde. Um die Anströmung der Bohrungen und die Massenstromverteilung in diesen zu reproduzieren, enthält das numerische Modell ebenfalls ein genügend großes Einlaufplenum. Aus Symmetriegründen wurde jedoch nur die Hälfte des Hitzeschutzschilds modelliert. Abbildung 6.17 zeigt das verwendete Gitter. Es handelt sich um ein strukturiertes Hexaeder-Gitter, dessen wichtigste Parameter in Tab. 6.2 aufgeführt sind.

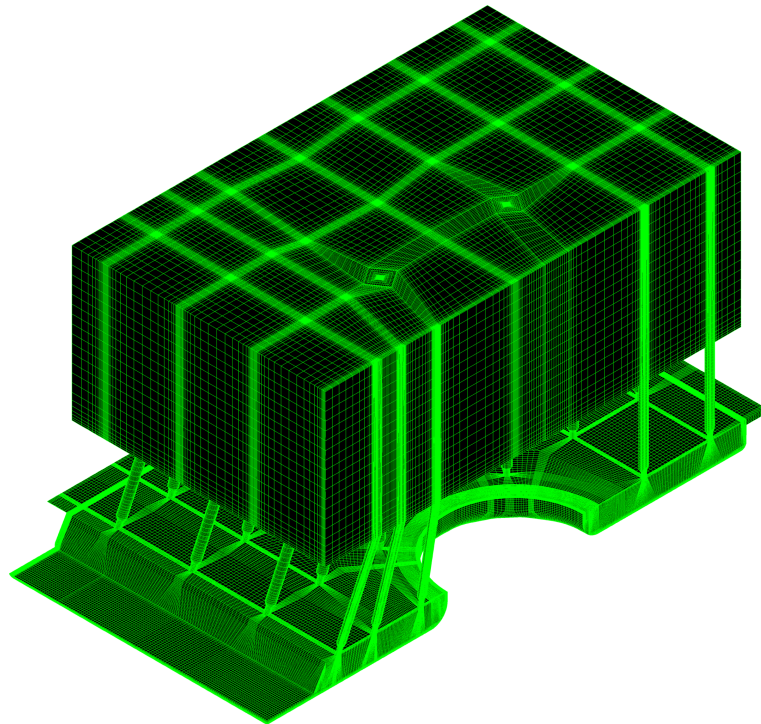


Abbildung 6.17.: Gittervernetzung des Hitzeschutzschilds, der Prallbohrungen und des Einlaufplenums [5]

Die Berechnung der Strömung und des Wärmeübergangs wurde mit ANSYS CFX (Version 10) unter Verwendung des SST-Turbulenzmodells durchgeführt. Als Randbedingung wurde im Einlaufplenum der Massenstrom vorgegeben. Zusätzlich wur-

Knotenanzahl	4.576.387
Zellenanzahl	4.714.714
min. Zellenwinkel	22,3°
max. Seitenverhältnis	1120
max. dim.loser Wandabstand auf der Prallplatte	$y^+ = 2$

Tabelle 6.2.: Gitterparameter

den an den Ausströmflächen die im Experiment gemessenen statischen Druckwerte angesetzt. Auf dem Hitzeschutzschild ist ein konstanter Wandwärmestrom \dot{q}_W vorgegeben. Hieraus wird der Wärmeübergangskoeffizient nach

$$\alpha = \frac{\dot{q}_W}{T_W - T_{Strahl}} \quad (6.1)$$

berechnet. Hierbei bezeichnet T_W die Wandtemperatur und T_{Strahl} die vorgegebene Totaltemperatur im Bohrungsaustritt.

Abbildung 6.18 zeigt die berechnete Verteilung der Nußeltzahl auf allen Hitzeschutzschildflächen. Sie gibt die in den Experimenten erhaltene Verteilung (siehe Abb. 6.9) qualitativ sehr gut wieder.

In Abb. 6.19 sind die Nußeltzahlverläufe entlang der Linien 3 und 4 (siehe Skizze in Abb. 6.8) abgetragen. Die numerischen Ergebnisse stimmen mit den experimentell ermittelten sehr gut überein. Sowohl die Positionen der Maxima und Minima im Wärmeübergang als auch das Niveau der Nußeltzahl werden gut erfasst. Lediglich im Auftreffpunkt der Strahlen beträgt die Abweichung zwischen den numerischen und den experimentellen Ergebnissen teilweise über 30 %. Dies liegt einerseits an der großen Messungenauigkeit aufgrund des sehr schnellen Flüssigkristallumschlags in diesem Bereich, andererseits ist die exakte numerische Vorhersage des Wärmeübergangs im Staupunkt generell schwierig.

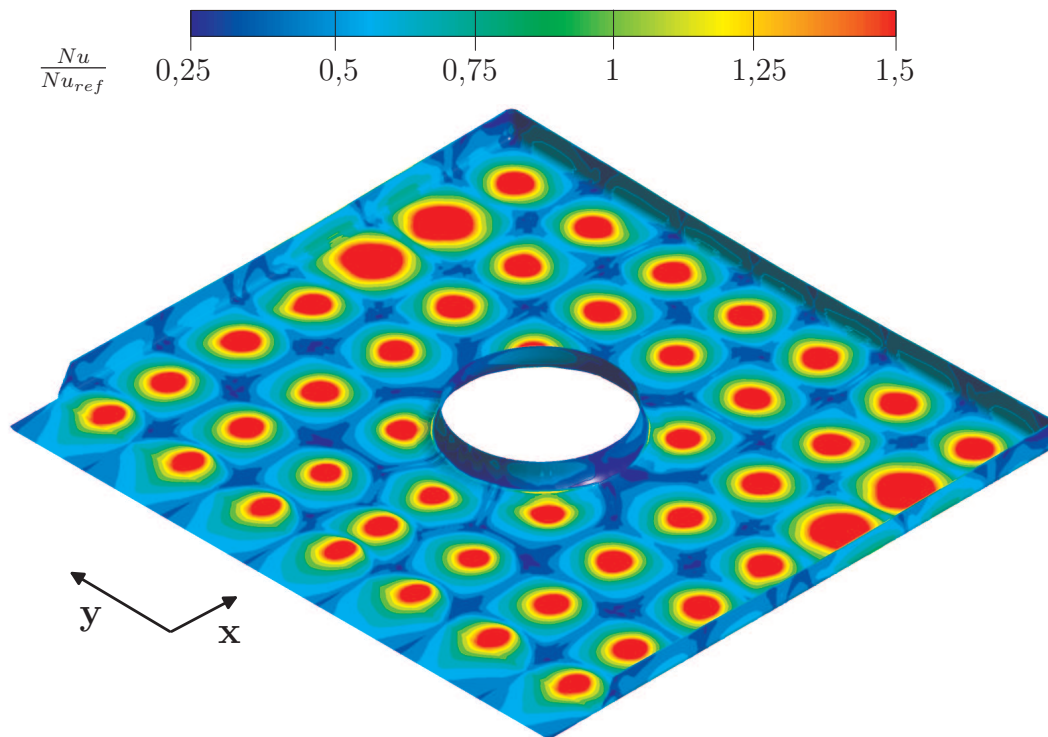


Abbildung 6.18.: Verteilung der numerisch berechneten Nußeltzahl auf allen Hitzeschutzschildflächen für PM 1 bei $Re=32.000$ [5]

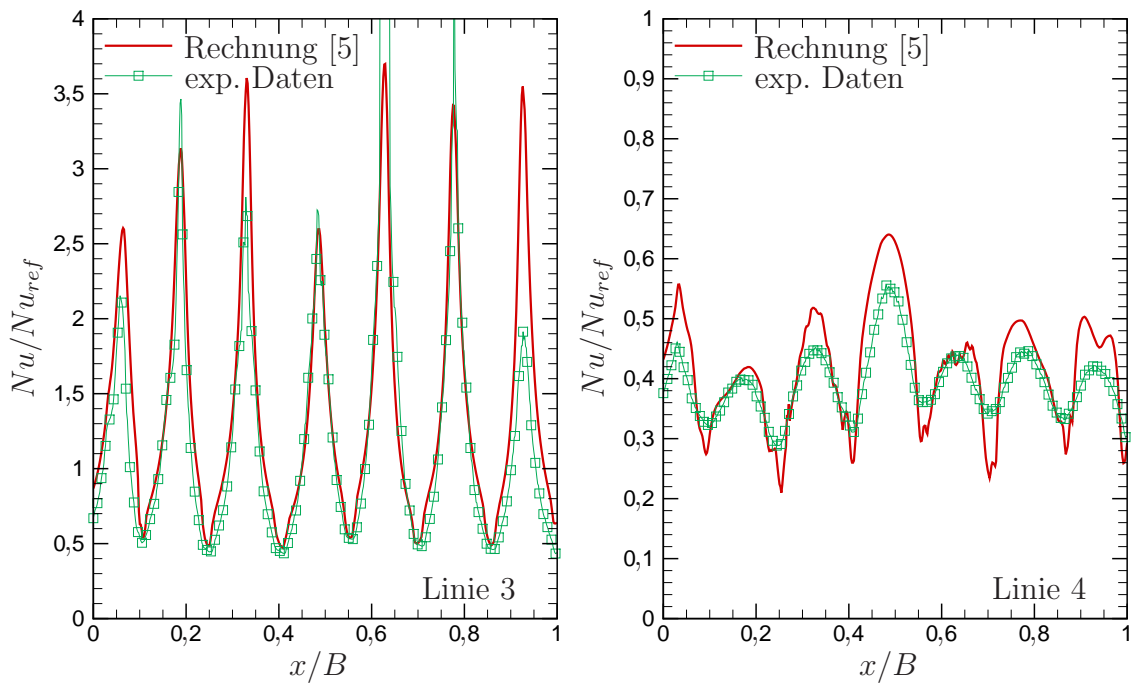


Abbildung 6.19.: Nußeltzahlverläufe entlang Linie 3 und 4, Vergleich der experimentellen mit den numerischen Ergebnissen, $Re=28.000$

7. Fehlerbetrachtung

Für die Beurteilung der Güte der Ergebnisse ist es von entscheidender Bedeutung, die Größe des möglichen Fehlers miteinzubeziehen.

Als Maß für den Fehler einer von unabhängigen Messgrößen x_i abhängigen Größe f wird im Allgemeinen die Standardabweichung Δf angegeben (siehe beispielsweise in Bronstein u. a. [74]):

$$\Delta f = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 (\Delta x_i)^2} \quad (7.1)$$

Hierbei sind Δx_i die Fehler der einzelnen Messgrößen. Im Folgenden werden für alle verwendeten Messmethoden die Fehlereinflussgrößen erläutert und der resultierende Fehler für die Ergebnisse angegeben.

7.1. Druck- und Temperaturmessung

Die Aufnahme des Drucks wird zum einen für die Massenstrombestimmung benötigt, zum anderen wird über die lokalen statischen Druckaufnehmer der Druckverlust entlang der Messkanäle bestimmt.

Der Sensor¹, der den Umgebungsdruck aufnimmt, arbeitet mit einer Genauigkeit von 1 %. Der Druck entlang des Kanals und in der Düse bzw. im Auslaufrohr des Kanals wird von einem Druckmodul² mit einer Genauigkeit von 0,065 % des maximalen Messbereichs aufgenommen. Für das Modul mit dem Messbereich von 10" H₂O resultiert dies in einem Fehler von $\pm 1,6$ Pa, und für das Modul mit einem Messbereich von 2,5 psi beträgt der Fehler dementsprechend ± 11 Pa.

Die Temperatur im Messkanal wird von Thermoelementen³ des Typs K aufgezeichnet, deren Genauigkeit bei 0,2 K liegt. Die Genauigkeit der Temperatur der Flüssigkristalle ist ebenfalls durch die Genauigkeit der Thermoelemente begrenzt. Da jedoch für die Kalibrierung der Flüssigkristalltemperatur mehrere Thermoelemente verwendet werden, kann von einem Fehler unterhalb 0,2 K ausgegangen werden.

¹TetraTec PDP 02020A-F, 2 bar

²Scanivalve Corp. DAS 3016/16 Px RA

³OMEGA

7.2. Bestimmung des Massenstroms

7.2.1. Bestimmung des Massenstroms über die Einlaufdüse

Die Genauigkeit des Massenstroms hängt entsprechend Gl. 3.2 von der Genauigkeit der Druckmessung, der Bestimmung der Dichte und des Düsenquerschnitts ab. Für die Dichte, berechnet aus den Druck- und Temperaturmessungen, ergibt sich eine Standardabweichung von etwa 1,3 %. Nimmt man für den Querschnitt der Einlaufdüse eine Genauigkeit von 0,2 mm an, so ergibt sich für den Massenstrom und damit für die Reynoldszahl eine Standardabweichung von 2 %.

7.2.2. Bestimmung des Massenstroms über die Wirbelzähler-Durchflussmessung

Nach Gl. 3.3 hängt die Genauigkeit des Massenstroms von der Genauigkeit des gemessenen Volumenstroms durch den Wirbelzähler und der Genauigkeit der Druckmessung ab. Der Volumenstrom kann mit einer Genauigkeit von $0,002 \text{ m}^3/\text{s}$ bestimmt werden. Es ergibt sich damit für den Massenstrom bzw. für die Reynoldszahl eine Standardabweichung von 2,5 %.

7.3. Stationäre Wärmeübergangsmessungen

Für den Fehler des stationär bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten spielt die treibende Temperaturdifferenz, die Genauigkeit der Strommessung (Standardabweichung 1 %) und Spannungsmessung (Standardabweichung 2 %), und die Genauigkeit, mit der die Größe der Heizfolie bestimmt werden kann (3,5 %), eine Rolle. Zudem sind die Verlustwärmeströme, die durch Strahlung und Wärmeleitung in der Wand verursacht werden, mit einer Unsicherheit behaftet. Für die Genauigkeit der Nußeltzahl benötigt man die Genauigkeit des hydraulischen Kanaldurchmessers und der Wärmeleitfähigkeit der Luft. Es ergibt sich nach Gl. 3.4 bis 3.6 eine Standardabweichung von 8 %.

7.4. Transiente Wärmeübergangsmessungen

Die Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung erfolgt, wie bereits in Kapitel 3.3.2 erwähnt wurde, unter der Annahme, dass es sich bei der Kanalwand um eine halbunendliche Platte handelt. Die von Vogel und Weigand [71] angegebene maximale Messzeit wurde bei allen Versuchen eingehalten.

Weiterhin muss bei der Durchführung mehrerer aufeinanderfolgender Messungen darauf geachtet werden, dass der zeitliche Abstand zwischen den Messungen groß genug ist, um ein vollständiges Abkühlen des Versuchskanals zu gewährleisten, bevor die nächste Messung beginnt. Pape und Weigand [76] geben für den Fall, dass die Messzeit maximal war (s. o.), eine Wartezeit zwischen den Versuchen von mindestens $t=d^2/a$ an, um den Fehler unterhalb von 1 % zu halten.

Weitere Fehlerquellen sind die zeitliche Auflösung der Videos (25 Bilder pro Sekunde), die Abtastrate der Temperatur, die Genauigkeit der Thermoelemente und der Flüssigkristalle. Einen großen Beitrag zum Gesamtfehler liefert auch die Ungenauigkeit der Stoffwerte des Plexiglasses und der Luft, besonders da diese teilweise stark von der Temperatur abhängig sind. In Tab. 7.1 sind die Ungenauigkeiten der genannten Größen aufgelistet.

Größe	t	ρ_P	λ_P	c_P
Ungenauigkeit	0,2 s	10 kg/m ³	0,01 W/(mK)	20 J/(kgK)

Tabelle 7.1.: Ungenauigkeit der einzelnen Größen

Zu einem großen Teil kann der resultierende Fehler durch die Wahl des Temperaturverhältnisses $\Theta = \frac{T_W - T_0}{T_B - T_0}$ beeinflusst werden. Durch Einstellen einer hohen Strömungstemperatur T_B erfolgt der Flüssigkristallumschlag sehr schnell und der Fehler der Temperaturabtastrate und der zeitlichen Auflösung der Videos wird dadurch sehr hoch. Wird jedoch T_B zu niedrig und damit zu nahe an der Anfangstemperatur T_0 gewählt, dann fällt einerseits die Ungenauigkeit der Temperaturmessung stärker ins Gewicht, und andererseits wird die Messzeit verlängert und dreidimensionale Wärmeleitungseffekte in der Wand spielen eine größere Rolle. Es ist also wichtig, ein optimales Temperaturverhältnis zu finden, um den Fehler gering zu halten. Poser [77] führte ausführliche Untersuchungen zu diesem Thema durch. In den vorliegenden Messungen lag das dimensionslose Temperaturverhältnis in der Regel bei $0,4 < \Theta < 0,6$.

Die Gleichung, die zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten numerisch gelöst werden muss, ergibt sich aus den Gl. 3.17 und 3.18. Da der Fehler durch die Anwendung des Duhamelprinzips zur Beschreibung des Temperaturverlaufs kleiner wird als für einen idealen Temperatursprung, wird für die Fehlerberechnung der Einfachheit halber ein Temperatursprung angenommen. Man befindet sich damit in jedem Fall auf der sicheren Seite. Abgekürzt lautet Gl. 3.17

$$\Theta = 1 - e^{\beta^2} \operatorname{erfc}(\beta) \quad (7.2)$$

mit

$$\beta = \frac{\alpha \sqrt{at}}{\lambda}. \quad (7.3)$$

Ein Problem bei der Fehlerberechnung besteht darin, dass Gl. 7.2 den Wärmeübergangskoeffizienten implizit enthält und die Lösung somit iterativ bestimmt werden muss. Folglich kann die Gleichung auch bei der Fehlerberechnung nicht explizit nach dem Wärmeübergangskoeffizienten aufgelöst werden.

Jedoch ist aus Gl. 7.2 ersichtlich, dass Θ nur von β abhängig ist. Der Fehler von Θ kann demnach bestimmt werden nach

$$\Delta\Theta^2 = \left(\frac{\partial\Theta}{\partial\beta} \right)^2 \Delta\beta^2. \quad (7.4)$$

Umgestellt gilt ebenso

$$\Delta\beta = \sqrt{\frac{\Delta\Theta^2}{\left(\frac{\partial\Theta}{\partial\beta}\right)^2}}. \quad (7.5)$$

Der Fehler von Θ kann aus den Temperaturen T_0 , T_W und T_B direkt berechnet werden:

$$\Delta\Theta^2 = \left(\frac{\partial\Theta}{\partial T_W}\right)^2 \Delta T_W^2 + \left(\frac{\partial\Theta}{\partial T_B}\right)^2 \Delta T_B^2 + \left(\frac{\partial\Theta}{\partial T_i}\right)^2 \Delta T_i^2 \quad (7.6)$$

Damit ist auch $\Delta\beta$ aus Gl. 7.5 bekannt und es ergibt sich für den Fehler von α nach Gl. 7.3

$$\Delta\alpha^2 = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\beta}\right)^2 \Delta\beta^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\rho}\right)^2 \Delta\rho^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial\lambda}\right)^2 \Delta\lambda^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial c}\right)^2 \Delta c^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial t}\right)^2 \Delta t^2 \quad (7.7)$$

und nach Einsetzen aller Ableitungen

$$\frac{\Delta\alpha^2}{\alpha^2} = \frac{1}{4} \left(4 \frac{\Delta\beta^2}{\beta^2} + \frac{\Delta\rho^2}{\rho^2} + \frac{\Delta c^2}{c^2} + \frac{\Delta\lambda^2}{\lambda^2} + \frac{\Delta t^2}{t^2} \right). \quad (7.8)$$

Da sowohl die Umschlagzeit der Flüssigkristalle als auch die Bulktemperatur der Strömung lokal variieren, wird für jeden Punkt der betrachteten Oberflächen der lokale Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten getrennt berechnet.

In Abb. 7.1 ist beispielhaft die Fehlerverteilung für den in Kapitel 6 untersuchten Hitzeschild gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, wie der Fehler für kurze TLC-Umschlagzeiten und damit höhere Nußeltzahlen größer wird. Im Zentrum der Prallstrahlen steigt der Fehler teilweise weit über 10 %. In den Auswertungen, in denen die mittlere Nußeltzahl bestimmt wird, werden deshalb alle Punkte, in denen der Fehler 10 % übersteigt, nicht berücksichtigt.

7.5. PIV-Messungen

Das Geschwindigkeitsfeld wird aus dem lokalen Partikelversatz s_{pix} zweier mit dem Zeitversatz $t_2 - t_1$ aufeinanderfolgender Bilder berechnet (entsprechend Gl. 3.19).

Der Zeitversatz zwischen den zwei Laserpulsen ist mit einer Ungenauigkeit von wenigen Nanosekunden behaftet, so dass dieser Fehler kaum ins Gewicht fällt. Die Genauigkeit des über die Kreuzkorrelation berechneten Partikelversatzes beträgt 0,1 Pixel. Bei den Messungen wurde darauf geachtet, dass der mittlere Partikelversatz etwa 5 Pixel betrug. Für kleinere Partikelversätze wird der relative Fehler größer, und für größere Partikelversätze besteht die Gefahr, dass das Partikel aus der Messebene herauswandert und so nicht mehr erfasst wird.

Eine ausführliche Fehlerrechnung wurde von Henze [78] durchgeführt. Er berechnete die Standardabweichung der Geschwindigkeit zu maximal 4 %.

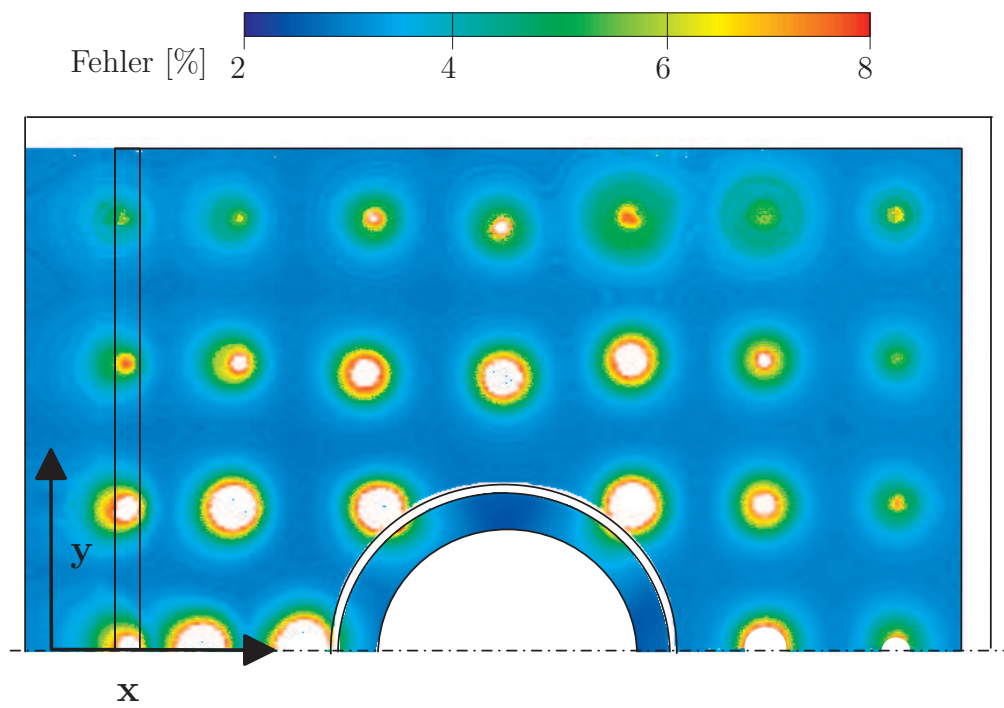


Abbildung 7.1.: Fehlerverteilung auf der Prallplatte des Hitzeschutzschildmodells für $Re=28.000$

8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Möglichkeiten der Wärmeübergangsintensivierung für realitätsnahe Brennkammerbauteile untersucht. Hierzu wurden am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt drei Versuchsstände aufgebaut, an denen mittels Flüssigkristallmessmethoden der Wärmeübergang bestimmt wurde. Zusätzlich wurde mit Particle Image Velocimetry die Strömungscharakteristik vermessen.

Der erste Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Intensivierung des Wärmeübergangs im Seitenbereich eines mit Dimples versehenen flachen Kanals. Dabei kamen verschiedene Rippenkonfigurationen zum Einsatz. Es wurde gezeigt, dass mit diesen der Wärmeübergang lokal deutlich gesteigert werden kann. Je nach Rippenposition und -anstellwinkel ergeben sich dabei verschiedene Wärmeübergangsverteilungen. Gleichzeitig fällt der zusätzliche Druckverlust aufgrund der geringen Rippengröße niedrig aus. Eine Kombination aus Dimples und Rippen eignet sich deshalb sehr gut zur lokalen Wärmeübergangsintensivierung bei moderatem Druckverlust.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Wärmeübergangssteigerung in einem realitätsnahen, gekrümmten Brennkammerkühlkanal mit veränderlichem Querschnitt untersucht. Zunächst wurden vier verschiedene Prallmuster in Verbindung mit einem glatten Kanal getestet. Es wurde gezeigt, dass die Wahl des Prallkühlusters einen deutlichen Einfluss auf die lokale Nußeltzahlverteilung im Prallkühlbereich hat. Jedoch verändern sich der Wärmeübergang stromab der Prallkühlzone sowie die mittlere Nußeltzahl dadurch kaum. Der Gesamtdruckverlust ist bei gleichem Massenstrom ebenfalls nahezu unabhängig von der Wahl des Prallmusters. Des Weiteren wurden die unterschiedlichen Prallkühlmuster mit einem mit Dimples versehenen Kanal kombiniert. Durch die Dimples im hinteren Kanalbereich lässt sich der Wärmeübergang nicht nur auf der mit Dimples belegten Wand erheblich steigern, sondern die Verdrängung der Strömung durch die Dimples bewirkt auch eine Erhöhung des Wärmeübergangs auf den glatten Seitenwänden. Gleichzeitig erhöht sich aufgrund der Dimples der Druckverlust im Vergleich zur erreichten Wärmeübergangssteigerung nur unwesentlich. Da in fast allen technischen Anwendungen ein niedriger Druckverlust wünschenswert ist, verdeutlicht dies das Potenzial von Dimples für die Kühlung solcher Bauteile.

Im dritten Teil der Arbeit wurden schließlich die Möglichkeiten der Intensivierung des Wärmeübergangs auf allen Flächen eines Brennkammer-Hitzeschutzschildes gezeigt. Dabei kamen verschiedene Prallstrahlanordnungen in Kombination mit unterschiedlichen, realistischen Strömungsauslässen an allen Seiten zum Einsatz. Es zeigte sich, dass sowohl durch eine veränderte Anordnung der Prallstrahlen und deren Anstellwinkel als auch durch die Wahl der Auslassöffnungen die Strömung und damit der Wärmeübergang auf allen Flächen deutlich beeinflusst werden können. Außerdem wurde gezeigt, dass für die hier untersuchten unregelmäßigen Prallstrahlfelder

eine Abhängigkeit der Nußeltzahl von $Re^{2/3}$ gegeben ist, wie es auch in bestehenden Korrelationen beschrieben wird. Das bedeutet, dass aufgrund dieser Proportionalität eine Übertragbarkeit auf andere, nicht untersuchte Reynoldszahlen gut möglich ist.

Generell können das Verhalten der Strömung und der Wärmeübergang in komplexen Geometrien nur unzureichend durch bestehende Korrelationen oder durch eine Übertragung von einfachen Geometrien vorhergesagt werden. Die für den jeweiligen Anwendungsfall optimale Kühlkonfiguration hängt sehr stark von der vorliegenden Kanalgeometrie und der lokal benötigten Wärmeübergangserhöhung in dieser ab. Bei einer Auslegung müssen dabei immer verschiedene Faktoren berücksichtigt werden, wie beispielsweise die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Prallstrahlen, entstehende Querströmungen, oder die Interaktion der Prallstrahlströmung mit einer berippten oder mit Dimples besetzten Wand.

A. Wärmeleitung in einer mit Dimples versehenen Kanaloberfläche

Bei der Auswertung des Wärmeübergangskoeffizienten wird üblicherweise von eindimensionaler Wärmeleitung in der Kanalwand ausgegangen. Dies ist zulässig, solange die Eindringtiefe der Wärme viel geringer als die Wanddicke ist und die Krümmung der Wand nicht zu groß wird. Letztere Bedingung ist auf einer mit Dimples versehenen Oberfläche nicht mehr erfüllt. Es ist deshalb wichtig, den Fehler abschätzen zu können, der bei der Auswertung durch die Annahme einer eindimensionalen Wand auftritt, und diesen gegebenenfalls zu korrigieren.

Wie bereits in Kapitel 3.3.2 erwähnt, gilt die Lösung der Wärmeleitungsgleichung (Gl. 3.16) nur unter der Annahme eindimensionaler Wärmeleitung, also für eine ebene Wand:

$$\Theta = \left(\frac{T_W - T_0}{T_B - T_0} \right)_{eb} = 1 - \exp(\beta^2) \operatorname{erfc}(\beta) \quad (\text{A.1})$$

mit

$$\beta = \alpha_{eb} \sqrt{\frac{t}{k\rho c}} \quad (\text{A.2})$$

Buttsworth und Jones [79] entwickelten eine analytische Näherungslösung für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten auf gekrümmten Oberflächen. Demnach muss der Wärmeübergangskoeffizient, der unter der Annahme einer ebenen Wand berechnet wurde, folgendermaßen angepasst werden:

$$\alpha = \alpha_{eb} \pm \frac{\lambda\sigma}{2R} \quad (\text{A.3})$$

Hierbei bezeichnet σ die Krümmung der Oberfläche (0 für eine ebene Wand, 1 für eine zylindrische Krümmung und 2 für eine sphärische Krümmung), R den Krümmungsradius und λ die Wärmeleitfähigkeit der Wand. Für konvexe Oberflächen liegt der tatsächliche Wärmeübergangskoeffizient über dem unter der Annahme einer ebenen Wand gefundenen, d. h. in Gl. A.3 gilt das positive Vorzeichen. Für konkave Oberflächen dagegen, also beispielsweise im Inneren eines Dimples, ist der Wärmeübergangskoeffizient niedriger, d. h. das negative Vorzeichen gilt.

Entsprechend muss die Differenz zwischen der Strömungstemperatur und der Anfangstemperatur angepasst werden:

$$T_B - T_0 = \frac{(T_B - T_0)_{eb}}{1 \pm \frac{\lambda \sigma}{2R\alpha_{eb}}} \quad (\text{A.4})$$

Diese Anpassung ist nur gültig für $at/R^2 \ll 1$, jedoch liefert sie direkt auf der Oberfläche die exakte Lösung.

In Versuchskanälen, in denen Dimples an der Wand angebracht sind, ist es wichtig zu wissen, in welchem Bereich der Wand die Annahme einer ebenen Platte gerechtfertigt ist, und in welchem Bereich der Dimples die Anpassung aus Gl. A.3 gilt. Zusätzlich muss der Randbereich des Dimples, in dem sich dreidimensionale Wärmeleitungseffekte abspielen, geeignet modelliert werden, beispielsweise durch die vereinfachte Annahme eines rechten Winkels an der Kante des Dimples. Zu diesem Zweck werden im Folgenden analytische Herleitungen für die Berechnung der eindimensionalen Wärmeleitung in einem sphärischen Hohlraum und in einer rechtwinkligen Ecke vorgestellt. Diese werden durch Finite-Element-Rechnungen ergänzt. Dadurch soll aufgezeigt werden, in welchem Bereich der Dimples dreidimensionale Wärmeleitungseffekte eine Rolle spielen, und inwieweit die Annahme eindimensionaler Wärmeleitung gerechtfertigt ist.

A.1. Einfluss der Krümmung auf die Oberflächentemperatur und auf die thermische Eindringtiefe

Die eindimensionale Wärmeleitung in einer Hohlkugel kann über den Ansatz einer Ähnlichkeitslösung (wie beispielsweise in Weigand [80] beschrieben wird) berechnet werden. In Abb. A.1 sind die Geometrie und die zugehörigen Randbedingungen abgebildet. Es wird angenommen, dass die Wand halbunendlich ausgedehnt ist, so dass die Temperatur weit weg von der Oberfläche konstant auf dem Anfangswert T_0 bleibt. Auf der Kugeloberfläche wird eine konvektive Randbedingung angenommen.

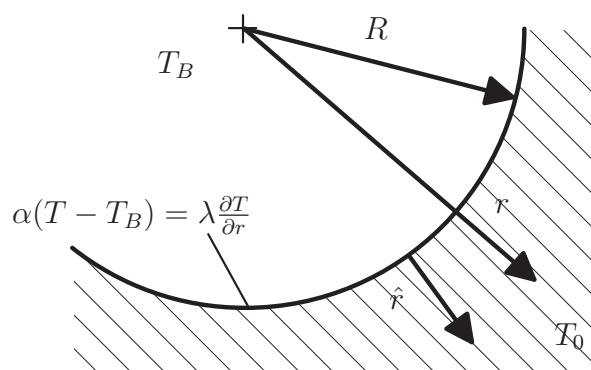


Abbildung A.1.: Geometrie und Randbedingungen zur Berechnung der Wärmeleitung in einer Hohlkugel

Die zu lösende Differenzialgleichung lautet unter Annahme konstanter Stoffwerte

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (\text{A.5})$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} t = 0 & : T = T_0 \\ r \rightarrow \infty & : T = T_0 \\ r = R & : \alpha(T - T_B) = \lambda \frac{\partial T}{\partial r} . \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Mit Hilfe der dimensionslosen Größen

$$\Theta = \frac{T - T_0}{T_B - T_0}, \quad \tilde{r} = \frac{r}{R}, \quad \tilde{t} = \frac{ta}{R^2} \quad (\text{A.7})$$

und den Substitutionen

$$g = \Theta \tilde{r}; \quad \hat{r} = \tilde{r} - 1 \quad (\text{A.8})$$

$$Bi = \frac{\alpha R}{\lambda} \quad (\text{A.9})$$

$$\Phi = g - \frac{\partial g}{\partial \hat{r}} \frac{1}{Bi + 1} \quad (\text{A.10})$$

reduziert sich Gl. A.5 auf die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung in einer halb-unendlichen Wand:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \hat{r}^2} \quad (\text{A.11})$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} \tilde{t} = 0 & : \Phi = 0 \\ \hat{r} \rightarrow \infty & : \Phi = 0 \\ \hat{r} = 0 & : \Phi = \frac{Bi}{Bi + 1} . \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Die Einführung der Ähnlichkeitskoordinate

$$\eta = \frac{\hat{r}}{\sqrt{\tilde{t}}} \quad (\text{A.13})$$

führt zu

$$-\frac{1}{2} \eta \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \eta^2} \quad (\text{A.14})$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} \eta \rightarrow \infty & : \Phi = 0 \\ \eta = 0 & : \Phi = \frac{Bi}{Bi + 1}. \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Die Lösung findet man durch Separation der Variablen:

$$\Phi = C_1 \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \left(\frac{\eta}{2} \right) + C_2 \quad (\text{A.16})$$

Aus den Randbedingungen (Gl. A.15) können die Konstanten berechnet werden:

$$C_2 = 0; \quad C_1 = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{Bi}{Bi + 1} \quad (\text{A.17})$$

Werden η und Φ entsprechend Gl. A.10 bzw. A.13 rücksubstituiert, so erhält man die lineare, inhomogene Differenzialgleichung

$$\frac{\partial g}{\partial \hat{r}} - g(Bi + 1) = -Bi \operatorname{erfc} \left(\frac{\hat{r}}{2\sqrt{\tilde{t}}} \right). \quad (\text{A.18})$$

Die Lösung der zugehörigen homogenen Differenzialgleichung lautet

$$g_h = C_3 \exp [\hat{r} (Bi + 1)]. \quad (\text{A.19})$$

Die Lösung der inhomogenen Differenzialgleichung erhält man durch Variation der Konstanten C_3 in Gl. A.19. Mit der Substitution $\xi = \hat{r} + \mu$ (siehe beispielsweise [72]) und unter Berücksichtigung der Randbedingung für $\hat{r} \rightarrow \infty$ (Gl. A.12) erhält man schließlich

$$g = -\exp [(Bi + 1) ((Bi + 1) \tilde{t} + \hat{r})] \operatorname{erfc} \left(\frac{2(Bi + 1) \tilde{t} + \hat{r}}{2\sqrt{\tilde{t}}} \right). \quad (\text{A.20})$$

Nach der Rücktransformation von g mit Gl. A.8 ergibt sich für die Temperaturverteilung

$$\begin{aligned} \Theta &= \frac{1}{\tilde{r}} \frac{R\alpha}{R\alpha + \lambda} \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{\tilde{r} - 1}{2\sqrt{\tilde{t}}} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \exp [(Bi + 1) ((Bi + 1) \tilde{t} + \tilde{r} - 1)] \operatorname{erfc} \left(\frac{2(Bi + 1) \tilde{t} + \tilde{r} - 1}{2\sqrt{\tilde{t}}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Auf der Kugeloberfläche ($\tilde{r}=1$) vereinfacht sich Gl. A.21 zu

$$\Theta_W = \frac{R\alpha}{R\alpha + \lambda} \left\{ 1 - \exp [(Bi + 1)^2 \tilde{t}] \operatorname{erfc} [(Bi + 1) \sqrt{\tilde{t}}] \right\} \quad (\text{A.22})$$

oder, in absoluten Größen ausgedrückt,

$$T_W = T_0 + (T_B - T_0) \frac{R\alpha}{R\alpha + \lambda} \left\{ 1 - \exp \left[(Bi + 1)^2 \frac{ta}{R^2} \right] \operatorname{erfc} \left(\frac{(Bi + 1) \sqrt{ta}}{R} \right) \right\}. \quad (\text{A.23})$$

Diese Lösung stimmt mit der Lösung von Buttsworth und Jones [79] überein. Dies sieht man, wenn Gl. A.3 und Gl. A.4 in Gl. A.1 eingesetzt werden. Für $R \rightarrow \infty$ vereinfacht sich Gl. A.23 zur Lösung für die ebene Wand (Gl. A.1).

Aus Gl. A.22 kann nun für verschiedene Krümmungsradien die Entwicklung der Wandtemperatur berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. A.2 für unterschiedliche Krümmungsradien zwischen 1 mm und 100 mm im Vergleich zur Wandtemperatur auf einer ebenen Platte dargestellt. Abbildung A.3 zeigt die thermische Eindringtiefe in die Wand, ebenfalls für unterschiedliche Krümmungsradien. Die Eindringtiefe ist hierbei definiert als die Tiefe, in der die dimensionslose Temperatur sich um 1 % ändert, d. h. $\Theta=0,01$ (siehe Abb. A.4). Sie kann aus Gl. A.21 berechnet werden.

Die beiden Diagramme zeigen anschaulich, dass für Krümmungsradien größer als 100 mm der Einfluss der Krümmung auf die Wärmeleitung vernachlässigt werden kann. Dies gilt beispielsweise für die 45°-Krümmung des Linermodells zwischen Kanalanschluss und -ende. Für kleinere Radien jedoch ist sowohl die Wandtemperatur als auch die Eindringtiefe der Wärme in die Wand deutlich kleiner als es bei einer ebenen Wand der Fall wäre. Bei Dimples, deren Radius typischerweise im Bereich zwischen $R=5$ mm und $R=10$ mm liegt, liegen sowohl die Wandtemperatur als auch die Eindringtiefe nach 100 Sekunden Messzeit etwa 20 % unterhalb der Werte für eine ebene Wand.

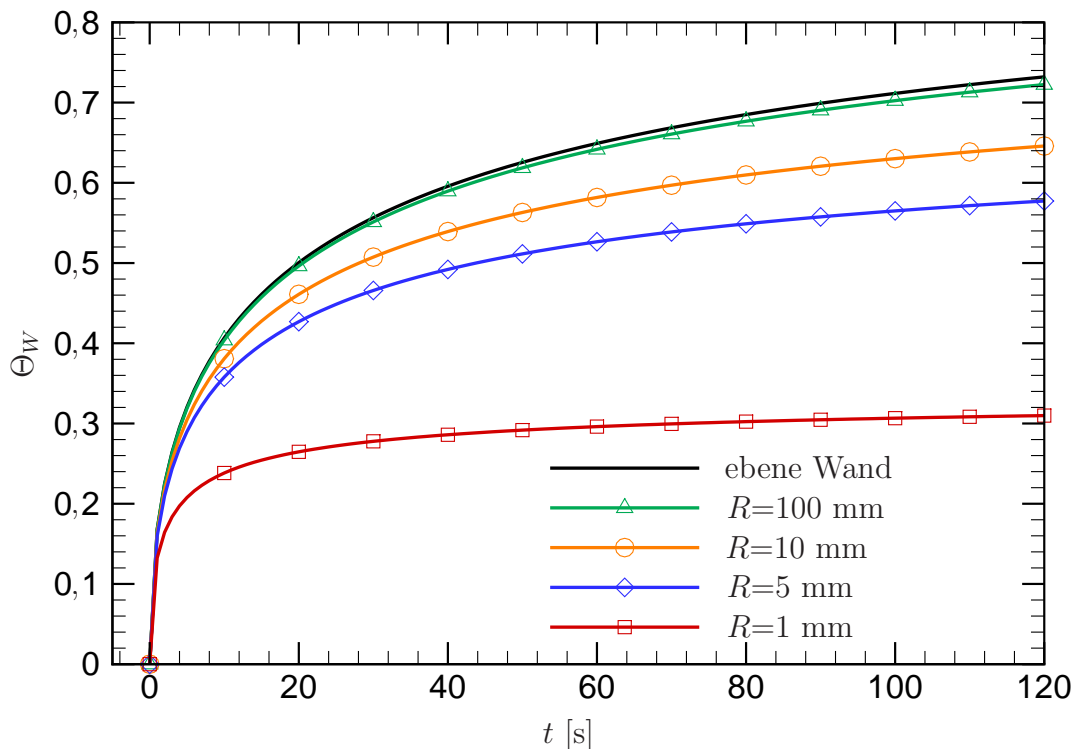


Abbildung A.2.: Abhängigkeit der Wandtemperatur vom Krümmungsradius

Aus Abb. A.2 erkennt man auch, dass die Wandtemperatur für gekrümmte Oberflächen nicht die Bulktemperatur der Außenströmung ($\Theta=1$) erreicht. Je stärker die Krümmung, desto niedriger die erreichte Temperatur. Gleichung A.22 zeigt, dass das jeweilige erreichbare Maximum der Wandtemperatur von der Biotzahl abhängt:

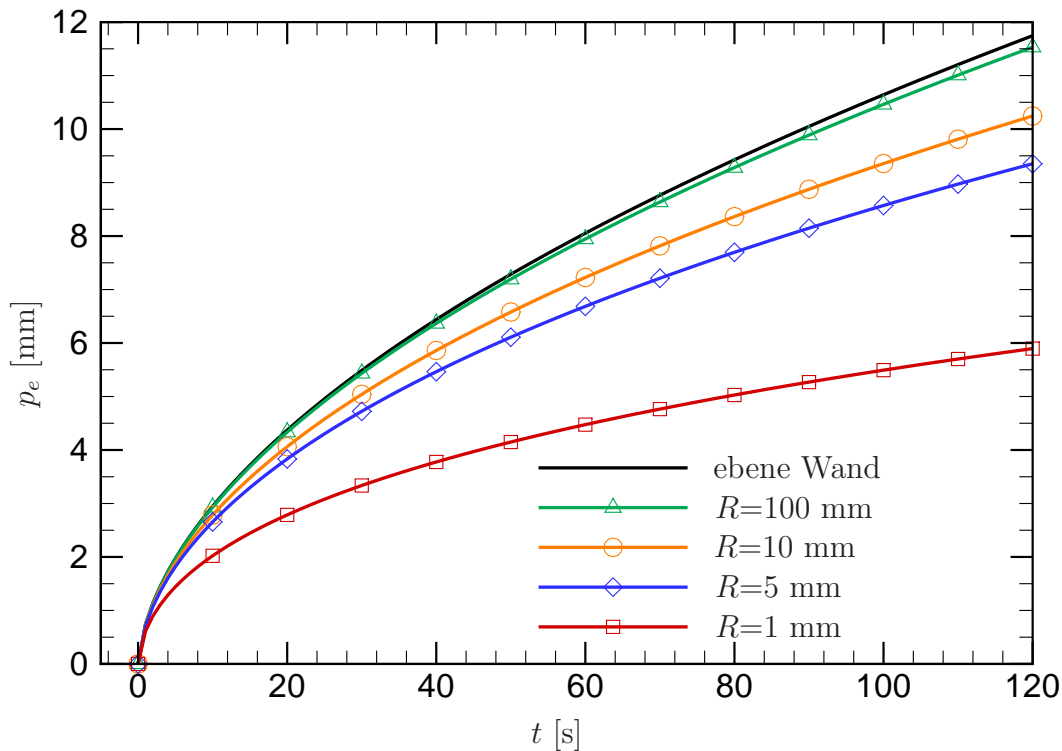


Abbildung A.3.: Abhängigkeit der thermischen Eindringtiefe vom Krümmungsradius

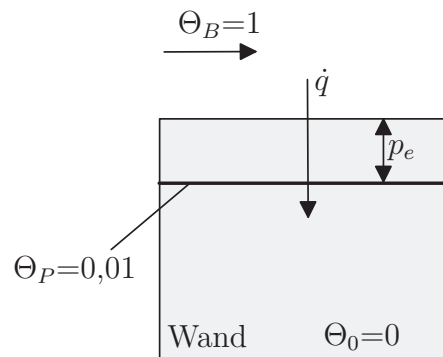


Abbildung A.4.: Definition der thermischen Eindringtiefe

$$\lim_{\tilde{t} \rightarrow \infty} \Theta_W = \frac{R\alpha}{R\alpha + \lambda} = \frac{Bi}{Bi + 1} \quad (\text{A.24})$$

Die Wandtemperatur kann folglich nur in zwei Fällen die Bulktemperatur der Strömung erreichen: entweder im Fall einer ebenen Wand ($R \rightarrow \infty$) oder für einen sehr hohen Wärmeübergangskoeffizienten ($\alpha \rightarrow \infty$).

A.2. Einfluss einer rechtwinkligen Ecke auf die Wärmeleitung

Für die Wärmeleitung in einem rechteckigen Gebiet kann eine Eigenwertlösung gefunden werden. Die Geometrie und die Randbedingungen des Problems sind in Abb. A.5 dargestellt. Es wird lediglich das zweidimensionale Problem betrachtet. Bei $x=0$ und $y=0$ liegt durch den Kontakt mit der äußeren Strömung der Temperatur T_B eine konvektive Randbedingung an. Die anderen Seiten werden als adiabat angenommen. Werden die Seitenlängen groß genug gewählt, spielen diese Randbedingungen für die Temperaturverteilung an der betrachteten Ecke keine Rolle.

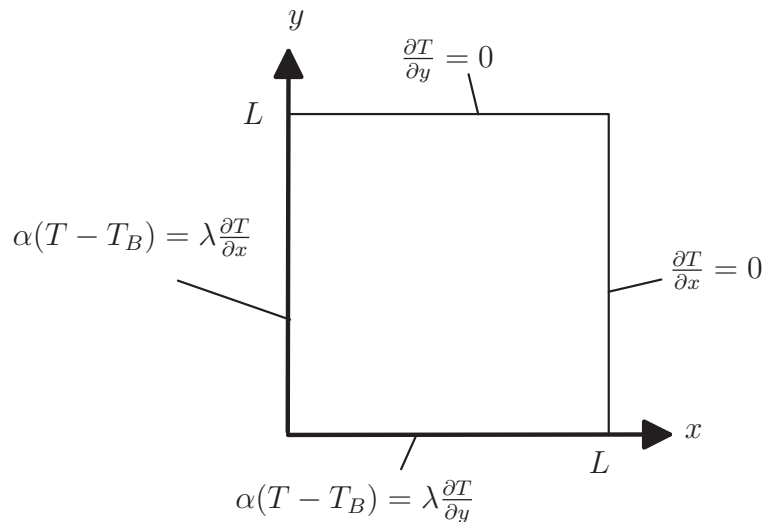


Abbildung A.5.: Geometrie und Randbedingungen für die Berechnung der Wärmeleitung in einem rechteckigen Gebiet

Die zweidimensionale Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (\text{A.25})$$

muss mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} t = 0 & : T = T_0 \\ t \rightarrow \infty & : T = T_B \\ x = 0 & : \alpha (T - T_B) = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \\ y = 0 & : \alpha (T - T_B) = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \\ x = L & : \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \\ y = L & : \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

gelöst werden.

Durch das Einführen der dimensionslosen Größen

$$\Theta = \frac{T - T_B}{T_0 - T_B}, \quad \tilde{x} = \frac{x}{L}, \quad \tilde{y} = \frac{y}{L}, \quad \tilde{t} = \frac{ta}{L^2} \quad (\text{A.27})$$

ergibt sich

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \tilde{y}^2} \quad (\text{A.28})$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} \tilde{t} = 0 : \Theta = 1 \quad , \quad \tilde{t} \rightarrow \infty : \Theta = 0 \\ \tilde{x} = 0 : \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{x}} = Bi \Theta \quad , \quad \tilde{x} = 1 : \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{x}} = 0 \\ \tilde{y} = 0 : \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{y}} = Bi \Theta \quad , \quad \tilde{y} = 1 : \frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{y}} = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

Die Lösung erhält man durch Separation der Variablen:

$$\Theta(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{t}) = F(\tilde{t}) G(\tilde{x}) H(\tilde{y}) \quad (\text{A.30})$$

Wird der Ansatz aus Gl. A.30 in die Differenzialgleichung (Gl. A.28) und die Randbedingungen (Gl. A.29) eingeführt, so ergibt sich

$$\frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial \tilde{t}} = \frac{1}{G} \frac{\partial^2 G}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{1}{H} \frac{\partial^2 H}{\partial \tilde{y}^2} = -2\psi^2, \quad \psi = \text{const} \quad (\text{A.31})$$

$$\begin{aligned} \tilde{x} = 0 : \frac{\partial G}{\partial \tilde{x}} = Bi G \quad , \quad \tilde{x} = 1 : \frac{\partial G}{\partial \tilde{x}} = 0 \\ \tilde{y} = 0 : \frac{\partial H}{\partial \tilde{y}} = Bi H \quad , \quad \tilde{y} = 1 : \frac{\partial H}{\partial \tilde{y}} = 0 \\ \tilde{t} \rightarrow \infty : F = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Die Lösung für $F(\tilde{t})$ lautet

$$F(\tilde{t}) = C_1 \exp(-2\psi^2 \tilde{t}). \quad (\text{A.33})$$

Da das Problem symmetrisch in \tilde{x} und \tilde{y} ist, folgt aus Gl. A.31, dass die Konstante $-2\psi^2$ gleichwertig zwischen $G(\tilde{x})$ und $H(\tilde{y})$ aufgeteilt werden muss:

$$\frac{1}{G} \frac{\partial^2 G}{\partial \tilde{x}^2} + \psi^2 = -\frac{1}{H} \frac{\partial^2 H}{\partial \tilde{y}^2} - \psi^2 = \gamma \quad (\text{A.34})$$

Also lautet das zu lösende Eigenwertproblem

$$G'' + (\psi^2 - \gamma) G = G'' + \phi_n^2 G = 0 \quad (\text{A.35})$$

$$H'' + (\psi^2 + \gamma) H = H'' + \phi_m^2 H = 0 \quad (\text{A.36})$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} \tilde{x} = 0 : G'' - Bi G = 0 \quad , \quad \tilde{x} = 1 : G' = 0 \\ \tilde{y} = 0 : H'' - Bi H = 0 \quad , \quad \tilde{y} = 1 : H' = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

Hieraus können die Eigenwerte ϕ_n und ϕ_m bestimmt werden. Da eine unendliche Anzahl an Eigenwerten existiert, ergibt sich die Gesamtlösung als Summe von n bzw. m Lösungen von G_n bzw. H_m . Aufgrund der Symmetrie des Problems sind die Differenzialgleichungen für G_n und H_m ähnlich, und nur eine der beiden Gleichungen muss gelöst werden. Für Gl. A.35 besitzt die Lösung folgende Form:

$$G_n = C_{3n} [\sin(\phi_n \tilde{x}) + C_{2n} \cos(\phi_n \tilde{x})] \quad (\text{A.38})$$

Berücksichtigt man die Randbedingung für G_n (Gl. A.32), so erhält man

$$C_{2n} = \phi_n \frac{1}{Bi} \quad , \quad \tan(\phi_n) = \frac{Bi}{\phi_n}. \quad (\text{A.39})$$

Hieraus können die Eigenwerte ϕ_n und die Konstanten C_{2n} numerisch berechnet werden.

Mit Hilfe der Anfangsbedingung für $\tilde{t}=0$ (aus Gl. A.29) ergibt sich

$$1 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{3n} C_{3m} [\sin(\phi_n \tilde{x}) + C_{2n} \cos(\phi_n \tilde{x})] [\sin(\phi_m \tilde{y}) + C_{2m} \cos(\phi_m \tilde{y})]. \quad (\text{A.40})$$

Um die Konstanten C_{3n} und C_{3m} zu bestimmen, wird Gl. A.40 mit den Eigenfunktionen $G_i(\tilde{x})$ und $H_j(\tilde{y})$ multipliziert und über \tilde{x} und \tilde{y} integriert. Da die Eigenfunktionen ein System orthogonaler Funktionen darstellen, entfallen anschließend alle Integrale in der Summe auf der rechten Seite für $i \neq n$ und $j \neq m$, und man erhält schließlich

$$C_{3n} = \frac{\int_{\tilde{x}=0}^1 [\sin(\phi_n \tilde{x}) + C_{2n} \cos(\phi_n \tilde{x})] d\tilde{x}}{\int_{\tilde{x}=0}^1 [\sin(\phi_n \tilde{x}) + C_{2n} \cos(\phi_n \tilde{x})]^2 d\tilde{x}}. \quad (\text{A.41})$$

Für die Temperaturverteilung im quadratischen Bereich ergibt sich

$$\begin{aligned} \Theta = \sum_{n=1}^{\infty} C_{3n} \exp(-\phi_n^2 \tilde{t}) [\sin(\phi_n \tilde{x}) + C_{2n} \cos(\phi_n \tilde{x})] \cdot \\ \cdot \sum_{m=1}^{\infty} C_{3m} \exp(-\phi_m^2 \tilde{t}) [\sin(\phi_m \tilde{y}) + C_{2m} \cos(\phi_m \tilde{y})]. \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

Aus Gl. A.42 wird deutlich, dass sich die Lösung für die Wärmeleitung im rechteckigen Gebiet als Produkt zweier identischer Funktionen in \tilde{x} und \tilde{y} darstellen lässt. Dies findet man bereits in der Literatur. Beispielsweise beschreiben Carslaw und Jaeger [72] oder Incropera und DeWitt [81], dass die Lösung für ein zweidimensionales

Problem gefunden werden kann, indem das Problem und die Randbedingungen in zwei eindimensionale Probleme aufgeteilt werden. Die Lösung des zweidimensionalen Problems ergibt sich dann aus dem Produkt der eindimensionalen Lösungen. Das heißt, dass sich im vorliegenden Fall die Lösung aus Gl. A.42 als Überlagerung zweier eindimensionaler Wärmeleitungsprobleme mit je einer konvektiven Randbedingung auf der einen und einer adiabaten Randbedingung auf der anderen Seite darstellen lässt.

Da die Lösungen für $G_n(\tilde{x})$ und $H_m(\tilde{y})$ vollständig entkoppelt sind, ist die Symmetriebedingung nicht länger erforderlich. Das bedeutet, dass für $\tilde{x}=0$ und $\tilde{y}=0$ auch unterschiedliche Wärmeübergangskoeffizienten angenommen werden können, was lediglich in unterschiedlichen Eigenwerten ϕ_{x_n} und ϕ_{y_m} und in verschiedenen Konstanten C_{2x_n} und C_{2y_m} resultiert.

Werden die Seitenlängen des Quadrats groß genug gewählt, dann haben die adiabaten Wände keinen Einfluss mehr auf die Temperaturverteilung an den übrigen Rändern. In diesem Fall kann die von Carslaw and Jaeger [72] angegebene Lösung für die eindimensionale Temperaturverteilung in einer halbumendlichen Wand benützt werden, um die einzelnen Summen in Gl. A.42 auszudrücken:

$$\Theta(x, y, t) = \left[1 - \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right) + \exp \left(\frac{\alpha_x}{\lambda} x + \frac{\alpha_x^2}{\lambda} at \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} + \frac{\alpha_x}{\lambda} \sqrt{at} \right) \right] \cdot \left[1 - \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{at}} \right) + \exp \left(\frac{\alpha_y}{\lambda} y + \frac{\alpha_y^2}{\lambda} at \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{at}} + \frac{\alpha_y}{\lambda} \sqrt{at} \right) \right] \quad (\text{A.43})$$

A.3. Finite-Element-Untersuchungen

Die im vorangegangenen Kapitel hergeleiteten Lösungen für die Wärmeleitung in einer Hohlkugel und einer rechtwinkligen Ecke setzen sehr einfache Geometrien und Randbedingungen voraus. Bei der Berechnung der Wärmeleitung in einer mit Dimples versehenen Wand stößt man dagegen auf analytischem Weg sehr schnell an die Grenzen des Machbaren. Jedoch ist es wichtig zu wissen, in welchen Bereichen die Wärmeleitung von den vorgestellten einfachen analytischen Modellen noch ausreichend beschrieben wird. Deshalb werden im Folgenden Finite-Element-Rechnungen mit ANSYSTM durchgeführt, um die instationäre Temperaturverteilung in einem Dimple zu bestimmen. Die Berechnung der Wärmeleitung in einem rechteckigen Bereich dient hierbei hauptsächlich als Validierungsfall für das numerische Modell. Anschließend werden Berechnungen an einem einzelnen Dimple durchgeführt und die einzelnen Dimplebereiche (Dimpleinneres, Kante und Bereich außerhalb des Dimples) im Hinblick auf ihr Wärmeübergangsverhalten im Vergleich zu einer ebenen Wand untersucht und mit den einfachen analytischen Lösungen verglichen.

Für die FEM-Berechnungen wurde eine Anfangstemperatur von $T_0=290$ K und eine Bulktemperatur der äußeren Strömung von $T_B=340$ K gewählt. Auf der Oberfläche, an der konvektiv mit dem umgebenden Fluid Wärme ausgetauscht wird, wurde ein konstanter Wärmeübergangskoeffizient von $\alpha=100$ W/(m²K) angesetzt. Da lediglich die Differenz zwischen der Anfangstemperatur und der Bulktemperatur für die Wärmeleitung eine Rolle spielt, wird das dimensionslose Temperaturverhältnis

$$\Theta = \frac{T - T_0}{T_B - T_0} \quad (\text{A.44})$$

verwendet.

Die Geometrie und die Randbedingungen für den Fall der rechtwinkligen Ecke entsprechen jenen, die bereits für die analytische Lösung festgelegt wurden (siehe Abb. A.5). Es handelt sich um ein zweidimensionales quadratisches Gebiet mit je zwei adiabaten und konvektiven Rändern. Die Seitenlänge des Quadrats beträgt 4 cm. Die Gittergröße des Modells betrug 1 mm, und an den Oberflächen wurde es auf 0,5 mm verfeinert.

Abbildung A.6 zeigt die berechnete Dimplegeometrie. Es wird eine regelmäßige Dimpleanordnung untersucht, bei der die Richtung der äußeren Strömung für den Wärmeübergang keine Rolle spielen soll. Aufgrund dieser Symmetrie muss nur ein Zwölftel eines Dimples modelliert werden. Die Seitenflächen werden als adiabat angenommen, und die Wanddicke wird groß genug gewählt, so dass die Gegenseite keinen Einfluss auf die Temperaturverteilung hat und ebenfalls als adiabat angenommen werden kann. Auf der mit Dimples versehenen Oberfläche wird ein konstanter Wärmeübergangskoeffizient von $\alpha=100 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ angenommen. Es wurden Dimpeldurchmesser zwischen 5 und 80 mm und Dimpletiefen t_D/D_p von 0,3 und 0,5 untersucht. Tabelle A.1 gibt einen Überblick über die untersuchten Geometrien.

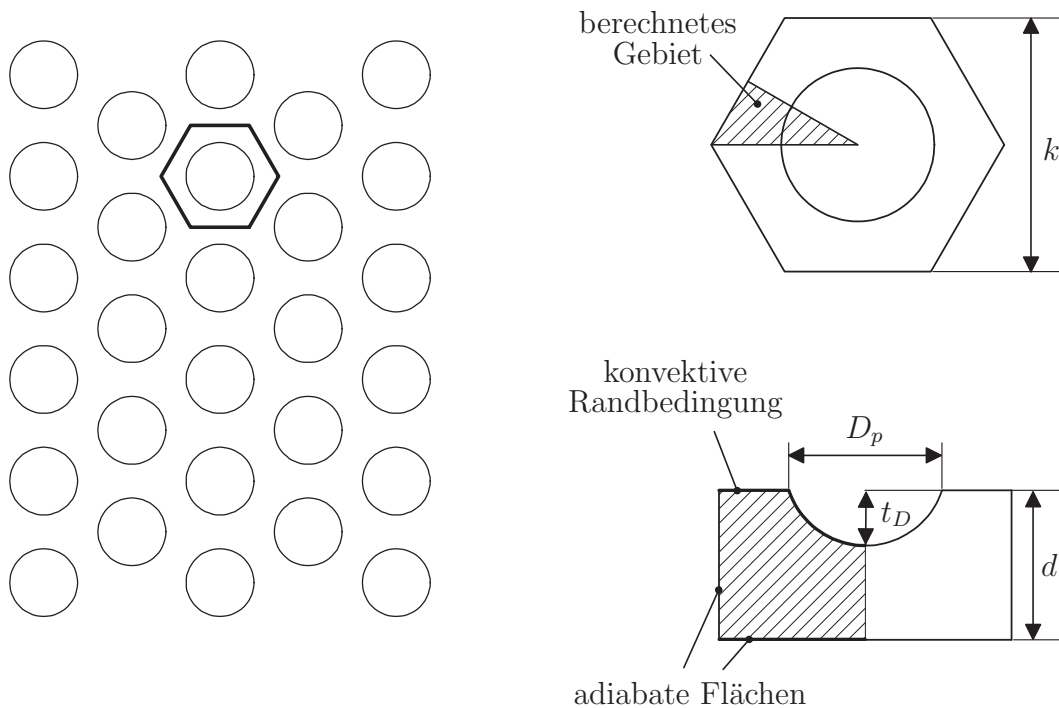


Abbildung A.6.: Untersuchte Dimplegeometrie

D_p [mm]	$\frac{t_D}{D_p}$ [-]	k [mm]	d [mm]	Gittergröße [mm]	
				global	Oberfläche
80	0,5	120	78	4	1
80	0,3	120	60	4	1
10	0,3	15	30	0,5	0,5
5	0,3	7,5	30	0,25	0,125

Tabelle A.1.: Abmessungen der untersuchten Dimplegeometrien

A.4. Instationäre Temperaturverteilung in einer mit Dimples versehenen Wand

Abbildung A.7 zeigt die Temperaturverteilung, die sich nach 120 s in einem Dimple mit Durchmesser $D_p=80$ mm einstellt. Es ist zu erkennen, dass die dimensionslose Temperatur an der Dimplekante um über 10 % höher ist als die Oberflächentemperatur im Dimpleinneren oder außerhalb des Dimples, da sich die Kante viel schneller aufheizt. Außerdem sieht man, dass die Wärmeleitung weit genug von der Kante entfernt sowohl im Dimpleinneren als auch an der ebenen Oberfläche eindimensional betrachtet werden kann.

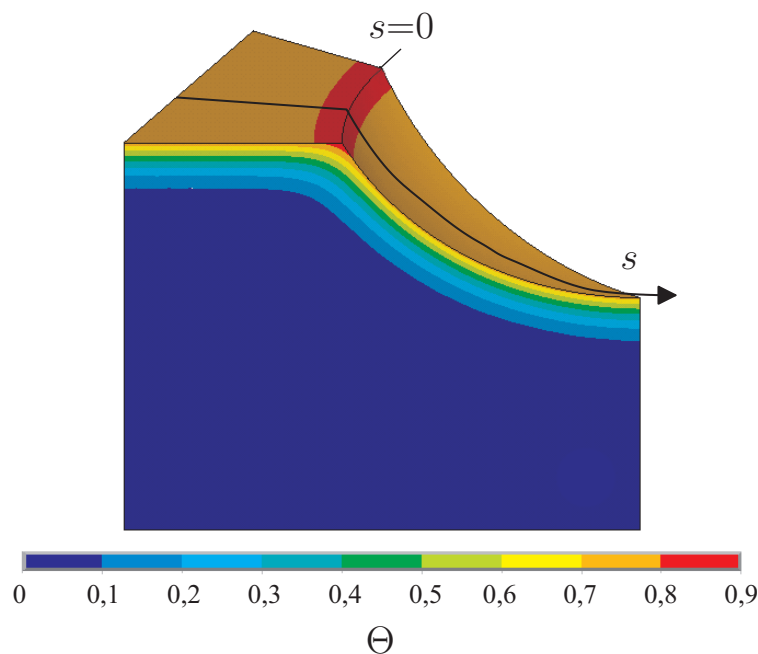


Abbildung A.7.: Temperaturverteilung in einem Dimple ($D_p=80$ mm, $t_D/D_p=0,3$) nach 120 s

In Abb. A.8 ist ein Vergleich der analytisch und numerisch berechneten dimensionslosen Wandtemperatur nach 40 s entlang der verschiedenen Oberflächen zu

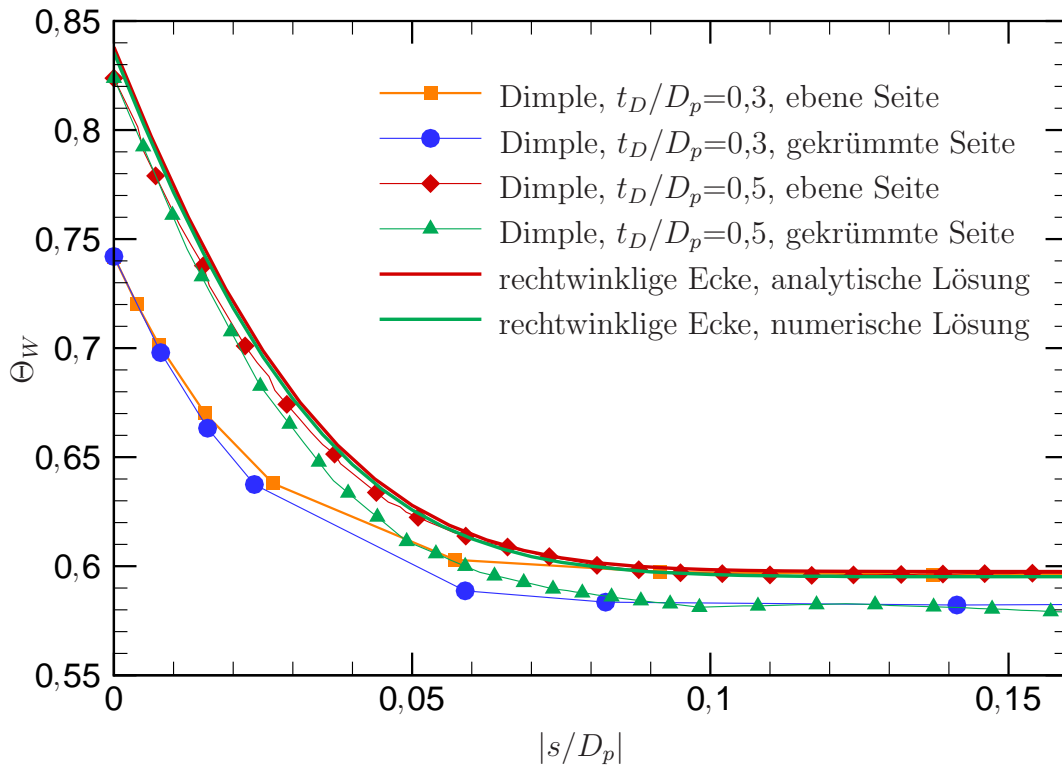


Abbildung A.8.: Wandtemperatur nach 40 s entlang einer Dimpleoberfläche im Vergleich zu einer rechtwinkligen Ecke

sehen. In allen Fällen beträgt der Wärmeübergangskoeffizient an der Oberfläche $\alpha=100 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, und die Temperatur wird über den Abstand von der jeweiligen Kante - bezogen auf den Dimpledurchmesser - abgetragen. Für die Dimples ist die Temperatur entlang eines Pfades an der Oberfläche (siehe Abb. A.7) aufgetragen. Der Pfad startet am äußeren Rand des berechneten Gebiets, passiert die Dimplekante bei $s=0$ und endet im Dimpleinneren.

Die Übereinstimmung zwischen der analytischen und der numerischen Lösung für die rechtwinklige Ecke ist sehr gut.

Die numerischen Ergebnisse für den Dimple mit 80 mm Durchmesser werden sowohl für eine Dimpletiefe von $t_D/D_p=0,3$ als auch für $t_D/D_p=0,5$ gezeigt. Diese Dimpletiefen entsprechen einem Winkel von 114° bzw. 90° an der Dimplekante. Für den Dimple mit rechtwinkliger Kante stimmt der Verlauf außerhalb des Dimples mit der Lösung für ein quadratisches Gebiet gut überein. Lediglich nahe an der Kante, wo der Einfluss des Dimples am größten ist, ist die Temperatur niedriger. Die Temperatur im Dimpleinneren nimmt mit zunehmendem Kantenabstand ab bis sie schließlich den konstanten Wert erreicht, der sich für den Fall eindimensionaler Wärmeleitung in einer Hohlkugel ergibt. Für den flachen Dimple, der einen größeren Kantenwinkel hat, ist die Temperatur in Kantennähe deutlich niedriger, sowohl auf der flachen als auch auf der gekrümmten Seite. Jedoch sieht man auch hier, dass ab einem Kantenabstand von 8-10 % des Dimpledurchmessers die Kante keinen Einfluss mehr hat, und die Temperatur die Werte annimmt, die sich im Falle einer eindimensionalen Wärmeleitung auf einer ebenen Wand bzw. in einer Kugel ergeben.

In Abb. A.9 ist die Temperaturverteilung entlang des oben erwähnten Pfades an der Oberfläche des Dimples mit 80 mm Durchmesser (siehe Abb. A.7) für verschiedene Zeiten aufgetragen. Die einzelnen Linien zeigen den Temperaturverlauf im zeitlichen Abstand von 8 s. Außerdem sind die analytisch berechneten Werte für den jeweiligen Zeitschritt als Punkte seitlich im Diagramm eingetragen, sowohl für die eindimensionale Wärmeleitung in der ebenen Wand (aus Gl. A.1) als auch in einer Hohlkugel (aus Gl. A.22).

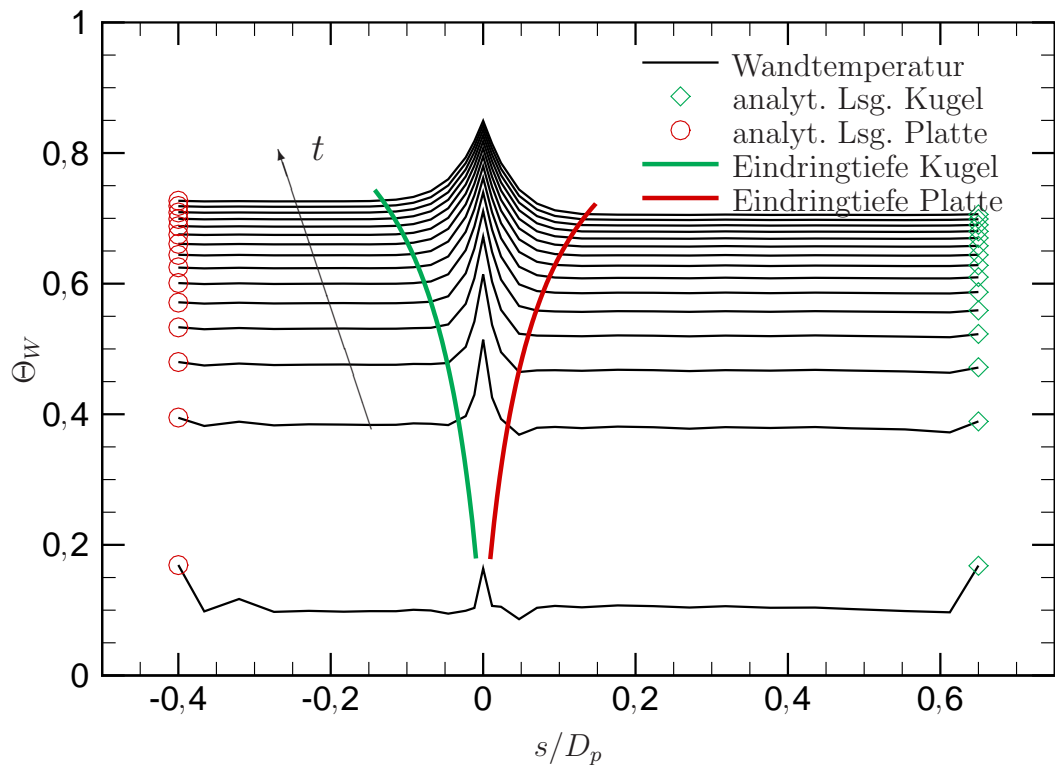


Abbildung A.9.: Wandtemperaturverteilung für einen Dimple ($D_p=80$ mm, $t_D/D_p=0,3$) für $0 < t < 120$ s, 8 s-Zeitschritt zwischen den Linien

Für die ersten Zeitschritte ist die numerisch berechnete Temperaturverteilung sehr unregelmäßig. Außerdem liegen die Werte weit entfernt vom Rand unterhalb der analytisch berechneten Werte. Diese Abweichung entsteht, weil die Eindringtiefe der Wärme für kleine Zeiten im Vergleich zur numerischen Gittergröße noch sehr gering ist. Für größere Zeiten stimmen die analytisch und numerisch gefundenen Werte überein. Die Temperaturspitzen an der Dimplekante verdeutlichen, wie sich die Wärmeströme, die in der Kugeloberfläche und in der ebenen Fläche in die Wand eintreten, überlagern. Deshalb heizt sich in diesem Bereich die Wand schneller auf.

Aus Gl. A.21 wurde die thermische Eindringtiefe für eine Hohlkugel (deren Durchmesser dem Dimpledurchmesser entspricht) berechnet und auf der Seite außerhalb des Dimples im Diagramm markiert. Ebenso ist die Eindringtiefe für den Fall einer ebenen Wand auf der Dimpleseite dargestellt. Dies verdeutlicht, dass die Eindringtiefen das Gebiet eingrenzen, in dem die Annahme eindimensionaler Wärmeleitung nicht mehr gerechtfertigt ist. Außerhalb dieses Gebiets ist die Temperatur jeweils konstant und stimmt mit der analytisch berechneten Lösung für die ebene Platte

bzw. die Hohlkugel überein.

Zum Vergleich zeigt Abb. A.10 die Temperaturverteilungen für einen deutlich kleineren Dimple mit 10 mm Durchmesser. Im Gegensatz zum größeren Dimple ist der Temperaturunterschied zwischen dem Dimpleinneren und der ebenen Fläche außerhalb des Dimples viel größer. Dies liegt daran, dass die erreichbare Oberflächentemperatur mit zunehmender Krümmung abnimmt, was bereits im Zusammenhang mit Abb. A.2 gezeigt wurde. Wie bereits erwähnt, stimmt das numerische Ergebnis für die ersten Zeitschritte aufgrund der Wahl der Gittergröße nicht mit der analytischen Lösung überein. Für spätere Zeitschritte ist die Übereinstimmung sehr gut. Allerdings werden die analytisch erhaltenen Werte für sehr große Zeiten vom numerischen Modell überschätzt, da das Rechenmodell für den kleinen Dimple entsprechend kleiner ausfällt. Deshalb ist die relative thermische Eindringtiefe viel größer. Sobald jedoch die Wärme die Unterseite des Modells erreicht, heizt sich die Wand schneller auf, und die Annahme einer halbumendlichen Wand ist nicht mehr gültig.

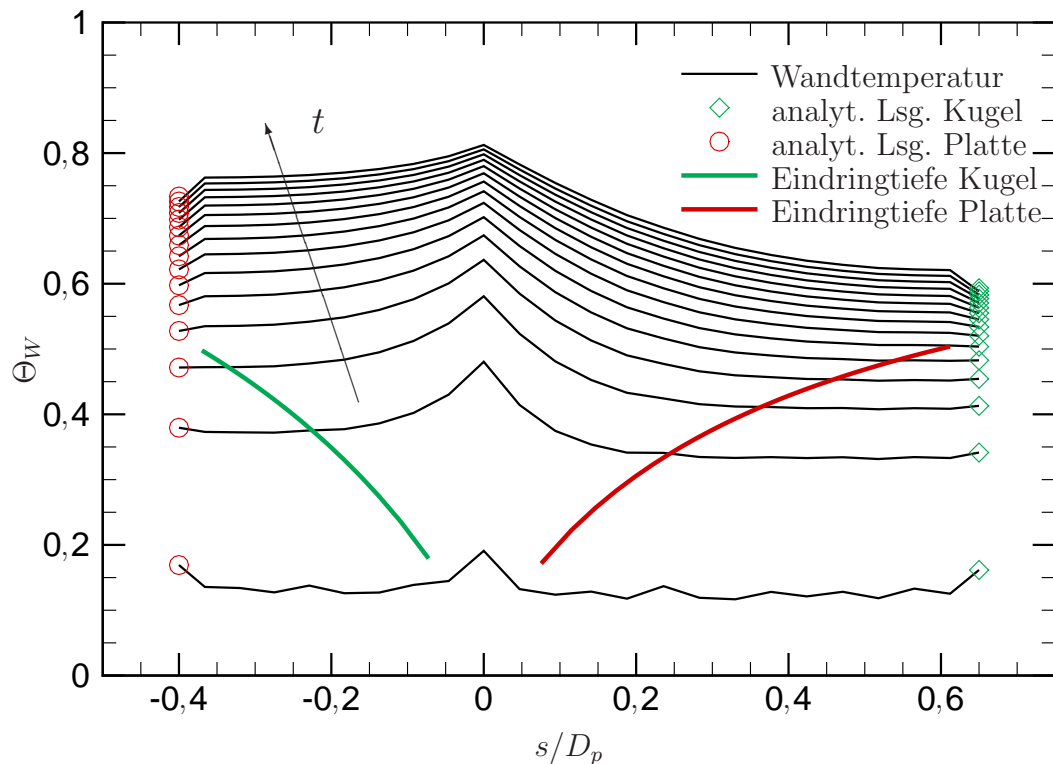


Abbildung A.10.: Wandtemperaturverteilung für einen Dimple ($D_p=10$ mm, $t_D/D_p=0,3$) für $0 < t < 120$ s, 8 s-Zeitschritt zwischen den Linien

Die in Kapitel 5.6 experimentell untersuchten Dimples haben die Größe des Dimples aus Abb. A.10, und der Abstand zwischen zwei benachbarten Dimplekanten beträgt lediglich 15 % des Dimpledurchmessers. Betrachtet man die eingezeichneten Eindringtiefen sowohl auf der Dimpleinnenseite als auch auf der Außenseite, so erkennt man, dass diese schon nach kurzen Messzeiten das Dimpleinnere bzw. den benachbarten Dimple erreichen. Das heißt, dass in keinem Bereich der Dimples die Annahme einer eindimensionalen Wärmeleitung möglich ist. Die Dimpleoberfläche

kann also außerhalb des Dimples nicht als ebene Platte betrachtet werden (nach Gl. A.1), und im Dimpleinneren ist dementsprechend die Annahme einer Hohlkugel (nach Gl. A.23) nicht möglich. Das bedeutet, dass die Ergebnisse im Bereich der Dimples mit einem großen Fehler behaftet sind. Im Dimpleinneren wird der Wärmeübergangskoeffizient unterschätzt, außerhalb dagegen überschätzt. Die hier vorgestellte Anpassung des Wärmeübergangskoeffizienten ist demnach nur für Dimples größeren Durchmessers möglich.

Literaturverzeichnis

- [1] URL <http://www.power.alstom.com>.
- [2] Correa, S. M., 1998. "Power generation and aeropropulsion gas turbines: From science to combustion technology". *27th International Symposium On Combustion*, pp. 1703–1897.
- [3] Mahmood, G. I., Hill, M. L., Nelson, D. L., Ligrani, P. L., Moon, H.-K., und Glezer, B., 2001. "Local heat transfer and flow structure on and above a dimpled surface in a channel". *ASME Journal of Turbomachinery*, **123**.
- [4] URL <http://www.power-generation.siemens.com>.
- [5] Spring, S., 2007. *CFD Heat Transfer Predictions for Impingement Cooling in a Combustor Liner Heat Shield Configuration*. Institutsbericht, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [6] Schlünder, E. U., und Gnielinski, V., 1967. "Wärmeübergang bei Prallströmung". *Chem.-Ing.-Techn.* *40*, pp. 578–584.
- [7] Han, J. C., 1988. "Heat transfer and friction characteristics in rectangular channels with rib turbulators". *ASME Journal of Heat Transfer*, **110**, pp. 321–328.
- [8] Lau, S. C., Kukreja, R. T., und McMillan, R. D., 1991. "Effects of V-shaped rib arrays on turbulent heat transfer and friction of fully developed flow in a square channel". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **34**, pp. 1605–1616.
- [9] Han, J. C., Zhang, Y. M., und Lee, C. P., 1991. "Augmented heat transfer in square channels with parallel, crossed, and V-shaped angled ribs". *ASME Journal of Heat Transfer*, **113**, pp. 590–596.
- [10] Rau, G., Cakan, M., Moeller, D., und Arts, T., 1998. "The effect of periodic ribs on the local aerodynamic and heat transfer performance of a straight cooling channel". *Journal of Turbomachinery*, **120**, pp. 368–375.
- [11] Han, J. C., Dutta, S., und Ekkad, S., 2001. *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*. Taylor & Francis Publishers, New York.
- [12] Tillmann, W., 1953. "Neue Widerstandsmessungen an Oberflächenstörungen in der turbulenten Reibungsschicht". *Forschungshefte für Schiffstechnik*, No. *1(1)*, pp. 81–88.

- [13] Wieghardt, K., 1953. “Erhöhung des turbulenten Reibungswiderstandes durch Oberflächenstörungen”. *Forschungshefte für Schiffstechnik*(1), pp. 65–81.
- [14] Davies, J. M., 1949. “The aerodynamics of golf balls”. *Journal of Applied Physics*, **20**(9), pp. 821–828.
- [15] Bearman, P. W., und Harvey, J. K., 1976. “Golf ball aerodynamics”. *Aeronautical Quart.*, **27**, pp. 112–122.
- [16] Bearman, P. W., und Harvey, J. K., 1993. “Control of circular cylinder flow by the use of dimples”. *AIAA Journal*, **31**(10), pp. 1753–1756.
- [17] Williams, D., 1959. “Drag force on a golf ball in flight and its practical significance”. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, **12**(3), pp. 387–392.
- [18] Mehta, R. D., 1985. “Aerodynamics of sports balls”. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **17**, pp. 151–189.
- [19] Presser, K. H., 1972. “Empirische Gleichungen zur Berechnung der Stoff- und Wärmeübertragung für den Spezialfall der abgerissenen Strömung”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **15**, pp. 2447–2471.
- [20] Chyu, M. K., Downs, J. P., Yu, Y., Ding, H., und Soechting, F., 1997. “Concavity enhanced heat transfer in an internal cooling passage”. *ASME Paper GT-97-437*.
- [21] Moon, H. K., O’Connell, T., und Glezer, B., 2000. “Channel height effect on heat transfer and friction in a dimpled passage”. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, **122**, pp. 307–322.
- [22] Ligrani, P. M., Harrison, J. L., Mahmood, G. I., und Hill, M. L., 2001. “Flow structure due to dimple depressions on a channel surface”. *Physics of Fluids*, **13**(11), pp. 3442–3451.
- [23] Burgess, N. K., Oliveira, M. M., und Ligrani, P. M., 2003. “Nusselt number behaviour on deep dimpled surfaces within a channel”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **125**, pp. 11–18.
- [24] Burgess, N. K., und Ligrani, P. M., 2005. “Effects of dimple depth on channel Nusselt numbers and friction”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **127**, pp. 839–847.
- [25] Won, S. Y., Zhang, Q., und Ligrani, P. M., 2005. “Comparisons of flow structure above dimpled surfaces with different dimple depths in a channel”. *Physics of Fluids*, **17**(045105), pp. 1–9.
- [26] Park, J., Desam, P. R., und Ligrani, P. M., 2004. “Numerical predictions of flow structure above a dimpled surface in a channel”. *Numerical Heat Transfer, Part A*, **45**, pp. 1–20.

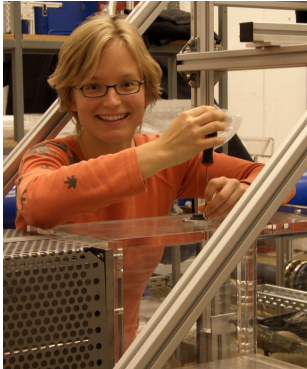
- [27] Isaev, S. A., Leont'ev, A., Frolov, D. P., und Kharchenko, V. B., 1998. "Identification of self-organizing structures by the numerical simulation of laminar three-dimensional flow around a crater on a plane by a flow of viscous incompressible fluid". *Technical Physics Letters, American Institute of Physics*, **24**(3), pp. 209–211.
- [28] Isaev, S. A., Leont'ev, A., Baranov, P. A., Pyshnyi, I. A., und Usachov, A. E., 2002. "Numerical analysis of the vortex intensification of heat transfer in a channel with a set of deep spherical dimples on one of the walls". *Doklady Physics*, **47**(10), pp. 755–757.
- [29] Isaev, S. A., und Leont'ev, A., 2003. "Numerical simulation of vortex enhancement of heat transfer under conditions of turbulent flow past a spherical dimple on the wall of a narrow channel". *High Temperature*, **41**(5), pp. 665–679.
- [30] Isaev, S. A., Leont'ev, A. I., Baranov, P. A., und Pyshnyi, I. A., 2003. "Numerical analysis of the influence of the depth of a spherical hole on a plane wall on turbulent heat exchange". *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, **76**(1), pp. 61–69.
- [31] Bunker, R. S., und Donnellan, K. F., 2003. "Heat transfer and friction factors for flows inside circular tubes with concavity surfaces". *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2003, GT2003-38053*.
- [32] Syred, N., Khalatov, A., Kozlov, A., Shchukin, A., und Agachev, R., 2001. "Effect of surface curvature on heat transfer and hydrodynamics within a single hemispherical dimple". *ASME Journal of Turbomachinery*, **123**, pp. 609–613.
- [33] Khalatov, A. A., 2005. *Heat Transfer and Fluid Mechanics over Surface Indentations (Dimples)*. National Academy of Sciences of Ukraine, Institute of Engineering Thermophysics.
- [34] Martin, H., 1977. "Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces". *Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York*, **13**, pp. 1–60.
- [35] Bouchez, J.-P., und Goldstein, R. J., 1975. "Impingement cooling from a circular jet in a cross flow". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **13**, pp. 719–730.
- [36] Goldstein, R. J., und Behbahani, A. I., 1982. "Impingement of a circular jet with and without cross flow". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **25**(9), pp. 1377–1382.
- [37] Han, J. C., und Goldstein, R. J., 2001. "Jet-impingement heat transfer in gas turbine systems". *Annals of the New York Academy of Sciences*, **934**, pp. 147–161.
- [38] Lee, D. H., Song, J., und Jo, M. C., 2004. "The effects of nozzle diameter on impinging jet heat transfer and fluid flow". *ASME Journal of Heat Transfer*, **126**, pp. 554–557.

- [39] Sparrow, E. M., Goldstein, R. J., und Rouf, M. A., 1975. “Effect of nozzle-surface separation distance on impingement heat transfer for a jet in a crossflow”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **97**, pp. 528–533.
- [40] Metzger, D. E., Florschuetz, L. W., Takeuchi, D. I., Behee, R. D., und Berry, R. A., 1979. “Heat transfer characteristics for inline and staggered arrays of circular jets with crossflow of spent air”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **101**, pp. 526–531.
- [41] Florschuetz, L. W., Berry, R. A., und Metzger, D. E., 1980. “Periodic streamwise variations of heat transfer coefficients for inline and staggered arrays of circular jets with crossflow of spent air”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **102**, pp. 132–137.
- [42] Florschuetz, L. W., Truman, C., und Metzger, D. E., 1981. “Streamwise flow and heat transfer distributions for jet array impingement with crossflow”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **103**, pp. 337–342.
- [43] Florschuetz, L. W., Metzger, D. E., und Su, C. C., 1984. “Heat transfer characteristics for jet array impingement with initial crossflow”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **106**, pp. 34–41.
- [44] Florschuetz, L. W., und Su, C. C., 1987. “Effects of crossflow temperature on heat transfer within an array of impinging jets”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **109**, pp. 74–82.
- [45] Goldstein, R. J., und Timmers, J. F., 1982. “Visualization of heat transfer from arrays of impinging jets”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **25**(12), pp. 1857–1868.
- [46] Obot, N. T., und Trabold, T. A., 1987. “Impingement heat transfer within arrays of circular jets: Part 1 - effects of minimum, intermediate, and complete crossflow for small and large spacings”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **109**, pp. 872–879.
- [47] Hollworth, B. R., und Berry, R. D., 1978. “Heat transfer from arrays of impinging jets with large jet-to-jet spacing”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **100**, pp. 352–357.
- [48] Huang, Y., Ekkad, S. V., und Han, J.-C., 1998. “Detailed heat transfer distributions under an array of orthogonal impinging jets”. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, **12**(1), pp. 73–79.
- [49] Cheong, B. C. Y., Ireland, P. T., Ling, J. P. C. W., und Ashforth-Frost, S., 2005. “Flow and heat transfer characteristics of an impinging jet in crossflow at low nozzle-to-plate spacings”. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2005, GT2005-68636*.

- [50] Uysal, U., Li, P. W., Chyu, M. K., und Cunha, F. J., 2005. “Heat transfer on internal surfaces of a duct subjected to impingement of a jet array with varying jet hole-size and spacing”. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2005, GT2005-68106*.
- [51] Chung, Y. M., und Luo, K. H., 2002. “Unsteady heat transfer analysis of an impinging jet”. *ASME Journal of Heat Transfer*, **124**, pp. 1039–1048.
- [52] Hrycak, P., 1981. “Heat transfer from a row of impingement jets to concave cylindrical surfaces”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **24**, pp. 407–419.
- [53] Luff, J. K., und McGuirk, J. J., 2001. “Numerical prediction of combustor heatshield flow and heat transfer with sub-grid-scale modelling of pedestals”. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2001, 2001-GT-0144*.
- [54] Bailey, J. C., Tolpadi, A. K., Intile, J., Fric, T. F., Nirmalan, N. V., und Bunker, R. S., 2002. “Experimental and numerical study of heat transfer in a gas turbine combustor liner”. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2002, GT2002-30183*.
- [55] Kim, Y. W., Arellano, L., Vardakas, M., Moon, H.-K., und Smith, K. O., 2003. “Comparison of trip-strip/impingement/dimple cooling concepts at high Reynolds numbers”. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 3003, GT2003-38935*.
- [56] Kanokjaruvijit, K., und Martinez-Botas, R. F., 2004. “Jet impingement on a dimpled surface with different crossflow schemes”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **48**, pp. 161–170.
- [57] Ekkad, S. V., und Kontrovitz, D., 2002. “Jet impingement heat transfer on dimpled target surfaces”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **23**, pp. 22–28.
- [58] Kanokjaruvijit, K., und Martinez-Botas, R. F., 2005. “Heat transfer and pressure investigation of dimple impingement”. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2005, GT2005-68823*.
- [59] Azad, G. M., Huang, Y., und Han, J.-C., 2000. “Impingement heat transfer on dimpled surfaces using a transient liquid crystal technique”. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, **14**(2), pp. 186–193.
- [60] Riahi, A., und Borns, F. G., 2004. “Gas turbine combustor heat shield impingement cooling baffle”. *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2004, GT2004-53160*.
- [61] Dittus, P., und Boelter, L., 1985. “Heat transfer in automobile radiators of the tubular type”. *Univ. Calif. Pub. Eng. 2:443-461 (reprinted in Int. Comm. Heat Transfer)*, **12**, pp. 3–22.
- [62] Schlichting, H., 1982. *Grenzschicht-Theorie*. Braun, Karlsruhe.

- [63] Abramovich, G., 1963. *The theory of turbulent jets*. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, USA.
- [64] Kays, W. M., Crawford, M. E., und Weigand, B., 2004. *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill International Editions.
- [65] URL <http://www.endress.com>.
- [66] Ireland, P. T., und Jones, T. V., 2000. “Liquid crystal measurements of heat transfer and surface shear stress”. *Measurement Science and Technology*, **11**(7), pp. 969–986.
- [67] URL <http://www.hallcrest.com>.
- [68] Pape, D., 2001. *Wärmeübergangsmessungen am Beispiel einer 180°-Umlenkung*. Institutsbericht, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [69] Özisik, M. N., 1985. *Heat Transfer, A Basic Approach*. McGraw-Hill International Editions.
- [70] Vogel, G., und Boelcs, A., 2000. “A novel digital image processing system for the transient liquid crystal technique applied for heat transfer and film cooling measurements”. *Annals of the New York Academy of Sciences*, **934**, pp. 297–304.
- [71] Vogel, G., und Weigand, B., 2001. “A new evaluation method for transient liquid crystal experiments”. *Proceedings of the ASME National Heat Transfer Conference 2001*.
- [72] Carslaw, H. S., und Jaeger, J. C., 1959. *Conduction of Heat in Solids*. Oxford University Press, London.
- [73] Poser, R., von Wolfersdorf, J., und Lutum, E., 2007. “Advanced evaluation of transient heat transfer experiments using thermochromic liquid crystals”. *7th European Conference on Turbomachinery, Athens, Greece*.
- [74] Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G., und Mühlig, H., 1999. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch.
- [75] URL <http://www.lavision.de>.
- [76] Pape, D., und Weigand, B., 2004. “The influence of repeated transient heat transfer tests on the measurement accuracy”. *Proceedings of ISROMAC 10, 2004, Paper No. 74*.
- [77] Poser, R., von Wolfersdorf, J., und Semmler, K., 2005. “Transient heat transfer experiments in complex passages”. *Proceedings of ASME Summer Heat Transfer Conference, HT2005-72260*.

- [78] Henze, M., 2007. *Experimentelle Untersuchung von Strömung und Wärmeübergang in Kühlkanälen mit wirbelerzeugenden Elementen*. Dissertation, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [79] Buttsworth, D. R., und Jones, T. V., 1997. “Radial conduction effects in transient heat transfer experiments”. *The Aeronautical Journal*, pp. 209–212.
- [80] Weigand, B., 2004. *Analytical Methods for Heat Transfer and Fluid Flow Problems*. Springer Verlag Berlin Heidelberg.
- [81] Incropera, F. P., und DeWitt, D. P., 1981. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons.



Lebenslauf

Diane Lauffer

* 9. August 1976 in Villingen-Schwenningen

seit Oktober 2007

Berufserfahrung

Entwicklungsingenieurin bei der ALSTOM (Schweiz) AG,
Baden, Schweiz

Juli 2003 - Sept. 2007

Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für
Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt der
Universität Stuttgart

Okt. 1997 - April 2003

Studium

Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität
Stuttgart und der ENSAE Toulouse, Frankreich

Vertiefungsrichtungen:

Thermodynamik, Aerodynamik

Juni 1996 - Juni 1997

Auslandsaufenthalt

Au-Pair-Aufenthalt in Detroit, Michigan, USA

Sept. 1987 - Juni 1996

Schulabschluss

Gymnasium am Rosenberg, Oberndorf

Okt. 1999 - März 2000

Praktika

Lufthansa Airmotive Ireland, Dublin

Aug. - Sept. 1997

Modellbau Wilhelmi, Oberndorf

Juli 1997

Feinwerkbau Westinger & Altenburger, Oberndorf