

Lehrstuhl A für Thermodynamik  
Technische Universität München

# Wärmeübergang mit Turbulenzanregung bei niedrigen Reynoldszahlen

Robert Tauscher

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen  
der Technischen Universität München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTOR – INGENIEURS  
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. D. Hein  
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. E.h.  
F. Mayinger, emeritiert  
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. R. Schilling

Die Dissertation wurde am 30.05.2000  
bei der Technischen Universität München eingereicht  
und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 25.09.2000  
angenommen.



## Vorwort

Diese Arbeit entstand am Lehrstuhl A für Thermodynamik der Technischen Universität München.

Meinem sehr verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger gilt mein ganz besonderer Dank für sein reges Interesse am Fortgang meiner Arbeit und für die intensiven und richtungsweisenden Gespräche, die mir eine wertvolle Hilfe waren, wie auch für die Freiheit bei der wissenschaftlichen Arbeit und vor allem für die stete Unterstützung und das mir entgegengebrachte Vertrauen.

Herrn Professor Dr.-Ing. R. Schilling danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates und Herrn Professor Dr.-Ing. D. Hein für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Mein Dank geht auch an meine Kolleginnen und Kollegen zum einen für die fachliche Unterstützung, zum anderen aber auch für die freundschaftliche Atmosphäre am Lehrstuhl.

Weiterhin danke ich den Studenten und wissenschaftlichen Hilfskräften für ihren Einsatz und die tatkräftige Unterstützung.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei meiner Frau Geli für ihre ausdauernde Unterstützung während der Entstehung dieser Arbeit und bei meinen Eltern, die mir die Voraussetzung für diese Arbeit geboten haben.

München, im Mai 2000

Robert Tauscher

für Geli

## **Kurzfassung**

### **Wärmeübergang mit Turbulenzanregung bei niedrigen Reynoldszahlen**

In Strömungskanälen mit Turbulenzpromotoren und in Rohrbündel-Wärmeübertragern mit nichtkreisförmigen Profilrohren wurden die thermo- und fluiddynamischen Vorgänge im Bereich des laminar-turbulenten Umschlags untersucht. Zur Untersuchung wurden die optischen Meßmethoden holographische Interferometrie und Laser-Doppler-Anemometrie sowie numerische Berechnungsmethoden eingesetzt. Parameter wie Größe, Abstand, Anordnung und Form der Turbulenzpromotoren bzw. der Profilrohre wurden miteinander verglichen. Mit speziell angeordneten Turbulenzpromotoren bzw. lanzettenförmigen Profilrohren konnten optimale Ergebnisse hinsichtlich der Verbesserung des Wärmeübergangs und der Erhöhung des Druckverlusts erzielt werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Nomenklatur</b>	<b>vi</b>
<b>1 Einleitung und Aufgabenstellung</b>	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen und Stand des Wissens</b>	<b>6</b>
2.1 Grundlagen konvektiver Wärmeübertragung . . . . .	6
2.1.1 Konvektiver Wärmeübergang . . . . .	6
2.1.2 Widerstandsbeiwert . . . . .	8
2.1.3 Laminare und turbulente Strömung . . . . .	9
2.1.4 Definition verschiedener Gütegrade . . . . .	10
2.1.5 Volumetrischer Gütegrad . . . . .	10
2.1.6 Bezogene Effektivität . . . . .	11
2.2 Kanäle mit Turbulenzpromotoren . . . . .	12
2.2.1 Das Ablösegebiet . . . . .	14
2.2.2 Das Wiederanlegegebiet . . . . .	14
2.2.3 Das Gebiet der Strömungsneuausbildung . . . . .	15
2.2.4 Mehrere Turbulenzpromotoren hintereinander . . . . .	16
2.2.5 Strömungsentwicklung über Turbulenzkaskaden . . . . .	18
2.2.6 Wirksamkeit von Turbulenzpromotoren bei lamina- rer und turbulenter Anströmung . . . . .	18
2.2.7 Einfluß des Hindernisabstands $p$ . . . . .	20
2.2.8 Form der Turbulenzpromotoren . . . . .	20
2.2.9 Anordnung und Anstellwinkel . . . . .	22
2.2.10 Einfluß der Hindernishöhe . . . . .	24
2.2.11 Einfluß der Kanalform . . . . .	25
2.2.12 Perforierte Turbulenzpromotoren . . . . .	25
2.2.13 Nuten im Zwischenraum der Hindernisse . . . . .	26
2.2.14 Gewellte Oberflächen . . . . .	26
2.2.14.1 Variation der Geometrieparameter . . . . .	27
2.2.14.2 Gewellte, angestellte Oberflächen. . . . .	27
2.3 Querangeströmte Rohre und Rohrbündel . . . . .	28
2.3.1 Querangeströmte einzelne Kreisrohre . . . . .	28
2.3.2 Einzelne Profilrohre mit nichtkreisförmigen Querschnitt . . . . .	29

2.3.3	Rohrbündel-Wärmeübertrager mit Kreisrohren	30
2.3.4	Rohrbündel mit nichtkreisförmigen Profilrohren	32
2.3.5	Kanäle mit plattenförmigen Einbauten . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Beschreibung der Versuchsanlage</b>	<b>36</b>
3.1	Instrumentierung der Anlage . . . . .	37
3.2	Messung des Druckverlaufs . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Optische Meßmethoden</b>	<b>41</b>
4.1	Holographische Durchlichtinterferometrie . . . . .	41
4.1.1	Versuchsordnung holographische Interferometrie . . . . .	42
4.1.2	Die Echtzeitmethode . . . . .	45
4.1.2.1	Infinite-Fringe-Methode . . . . .	47
4.1.2.2	Finite-Fringe-Methode . . . . .	48
4.2	Methoden zur Auswertung der Interferogramme . . . . .	49
4.2.1	Bestimmung des Wärmeübergangs . . . . .	51
4.3	Computergestützte Auswertung der Interferogramme	53
4.3.1	Bildqualität . . . . .	53
4.3.2	Computerprogramm zur Bildauswertung . . . . .	55
4.4	Laser-Doppler-Anemometrie . . . . .	56
4.4.1	Datenreduktion und Auswertung . . . . .	58
4.4.1.1	Schwankungsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad. . . . .	58
4.4.1.2	Stromlinien. . . . .	60
<b>5</b>	<b>Grundlagen der numerischen Berechnung</b>	<b>62</b>
5.1	Grundlagen der Modellierung . . . . .	64
5.1.1	Grundgleichungssystem für stationäre Strömungen . . . . .	64
5.1.2	Mathematische Beschreibung turbulenter Strömungen . . . . .	66
5.1.3	Das Schließungsproblem. . . . .	68
5.2	Turbulenzmodellierung . . . . .	68
5.2.1	Turbulenzmodelle . . . . .	69
5.2.2	Wirbelviskosität und Wirbeldiffusion. . . . .	70

5.2.3	Spezielle Turbulenzmodelle . . . . .	71
5.2.3.1	Das Zwei-Gleichungs-Modell. . . . .	71
5.2.3.2	Modifizierte $k$ - $\epsilon$ -Modelle. . . . .	72
<b>6</b>	<b>Kanal mit Turbulenzpromotoren</b>	<b>74</b>
6.1	Aufbau der Meßkammer . . . . .	74
6.1.1	Einzelplatten-Aufbau . . . . .	75
6.2	Lokale Untersuchungen - Hindernisabstand . . . . .	76
6.2.1	Temperaturfelder . . . . .	77
6.2.2	Stromlinien und Geschwindigkeitsprofile . . . . .	80
6.2.3	Wiederanlegen der Strömung. . . . .	84
6.2.4	Lokaler Wärmeübergang . . . . .	84
6.2.5	Turbulenzgrad und Reynolds'sche Schubspannung . . . . .	86
6.2.5.1	Komponenten des Turbulenzgrades . . . . .	87
6.2.6	Lokaler Druckverlauf . . . . .	89
6.3	Globale Untersuchungen - Hindernisabstand . . . . .	89
6.3.1	Verifizierung der Meßergebnisse. . . . .	90
6.3.1.1	Vergleich mit Daten aus der Literatur. . . . .	90
6.3.1.2	Vergleich lokaler und globaler Wärmeübergang . . . . .	91
6.3.2	Mittlerer Wärmeübergang . . . . .	92
6.3.3	Widerstandsbeiwert . . . . .	93
6.3.4	Wärmeübergang bei konstanter Pumpleistung . . . . .	94
6.3.5	Volumetrischer Gütegrad . . . . .	95
6.4	Höhenverhältnis $e/H$ . . . . .	96
6.5	Anordnung / Nuten im Zwischenraum . . . . .	99
6.6	Anstellwinkel und Anordnung . . . . .	103
6.7	Form der Turbulenzpromotoren . . . . .	104
6.8	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse . . . . .	108
6.9	Numerische Berechnungen . . . . .	109
6.9.1	Vergleich mit experimentellen Daten . . . . .	110
6.9.1.1	Auswahl Turbulenzmodell . . . . .	110
6.9.1.2	Mittlerer Wärmeübergang und Gesamtdruckverlust. . . . .	111

---

6.9.2	Laminar-turbulenter Umschlag . . . . .	112
<b>7</b>	<b>Rohrbündel-Wärmeübertrager</b>	<b>116</b>
7.1	Versuchsaufbau . . . . .	116
7.1.1	Aufbau der Meßkammer . . . . .	116
7.1.2	Profilrohrgeometrien . . . . .	117
7.1.3	Aufbau der einzelnen Profilrohre . . . . .	118
7.2	Versuchsprogramm . . . . .	120
7.3	Lokale Untersuchungen am Rohrbündel . . . . .	122
7.3.1	Gleichgerichtete Lanzetten-Rohranordnung . .	122
7.3.1.1	Temperaturfelder. . . . .	123
7.3.1.2	Lokaler Wärmeübergang. . . . .	124
7.3.2	Gegengerichtete Lanzetten-Rohranordnung . .	127
7.3.2.1	Temperaturfelder. . . . .	128
7.3.2.2	Lokaler Wärmeübergang. . . . .	129
7.3.2.3	Vergleich gleich- und gegengerichtete Anordnung . . . . .	132
7.3.2.4	Lokaler Druckverlauf. . . . .	133
7.4	Globale Untersuchungen . . . . .	135
7.4.1	Verifizierung der Meßergebnisse. . . . .	135
7.4.1.1	Vergleich mit Daten aus der Literatur. . . . .	135
7.4.1.2	Vergleich der Energiebilanzen. . . . .	136
7.4.2	Mittlerer Wärmeübergang. . . . .	137
7.4.3	Widerstandsbeiwert. . . . .	138
7.4.4	Bezogene Effektivität. . . . .	139
7.4.5	Volumetrischer Gütegrad . . . . .	139
7.5	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse . .	141
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>142</b>
	<b>Literatur</b>	<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Fehlerbetrachtung</b>	<b>165</b>
A.0.1	Isothermie der Kanalwände . . . . .	170
<b>B</b>	<b>HIPETool - Programmbeschreibung</b>	<b>174</b>

<b>C Instrumentierung der Versuchsanlage</b>	<b>178</b>
<b>D Stoffwerte</b>	<b>180</b>
<b>E Ergänzende Diagramme</b>	<b>181</b>

## Nomenklatur

### Deutsche Buchstaben

$a$	Temperaturleitfähigkeit
$A$	Fläche
$b$	Hindernisbreite an der Basis
$c$	Lichtgeschwindigkeit bzw. Schallgeschwindigkeit
$c_p$	spezifische isobare Wärmekapazität
$d, D$	Durchmesser
$e$	Höhe der Turbulenzpromotoren
$E$	Pumpleistung pro wärmeübertragender Fläche, $E=P/A$
$Eu$	Euler-Zahl
$f$	Frequenz
$f_R$	Fanningscher Reibungsfaktor
$\vec{g}$	Fallbeschleunigung
$h, H$	Höhe, Kanalhöhe
$h$	spezifische Enthalpie
$i$	Gitterkoordinate in Richtung der x-Koordinate
$j$	Gitterkoordinate in Richtung der y-Koordinate
$j$	Colburn-Faktor, $j = StPr^{2/3}$
$k$	Gitterkoordinate in Richtung der z-Koordinate
$k$	turbulente kinetische Energie
$l, L$	Länge, Kanallänge
$m$	Masse
$\dot{m}$	Massenstrom
$M_m$	molare Masse
$N$	Molekularrefraktion
$n$	Brechzahl
$Nu$	Nußelt-Zahl
$p$	Druck
$p$	Abstand der Turbulenzpromotoren

$P$	Pumpleistung
$Pr$	Prandtl-Zahl
$\dot{q}$	Wärmestromdichte
$\dot{Q}$	Wärmestrom
$r$	Radius
$\bar{r}$	spezifisches Brechungsvermögen
$R_m$	allgemeine Gaskonstante
$R$	spezielle Gaskonstante
$Re$	Reynolds-Zahl
$S$	Vielfaches der Wellenlänge, Phasendifferenz
$S_E$	Quellterm der Energiegleichung
$S_{ui}$	Quellterm der Impulsgleichung
$St$	Stanton-Zahl
$t$	Zeit
$T$	Temperatur
$Tu$	Turbulenzgrad, relative Turbulenzintensität
$U$	Umfang
$u$	Geschwindigkeit in Richtung der x-Koordinate
$v$	Geschwindigkeit in Richtung der y-Koordinate
$V$	Volumen
$\dot{V}$	Volumenstrom
$w$	Geschwindigkeit in Richtung der z-Koordinate
$W$	Kanalbreite
$x$	kartesische Raumkoordinate
$y$	kartesische Raumkoordinate
$z$	kartesische Raumkoordinate

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient
$\alpha$	Anstellwinkel der Profilrohre
$\beta$	Oberflächendichte, $\beta = A/V$
$\beta_{th}$	thermischer Ausdehnungskoeffizient ( $= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ )
$\gamma$	Anstellwinkel der Turbulenzpromotoren zur Hauptströmung

$\delta$	Differenz
$\delta_{ij}$	Kronecker Symbol ( $\delta_{ij} = 1$ für $i = j$ , $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$ )
$\Delta$	Differenz
$\epsilon$	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie $k$
$\epsilon_\tau$	Wirbelviskosität
$\epsilon_q$	Wirbeldiffusion
$\eta$	dynamische Viskosität
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda$	Wellenlänge des Laserlichtes
$\nu$	kinematische Viskosität
$\xi$	Druckverlustbeiwert
$\pi$	Kreiszahl
$\rho$	Dichte
$\tau_{ij}$	Reynolds'sche Schubspannung
$\phi$	Winkel des Kreisbogens für kreissegmentförmige Turbulenzpromotoren
$\Phi$	beliebige transportierte Größe
$\Psi$	Stromlinienwert

### Indizes

A	auf die Fläche bezogen
Alu	Aluminium
Bl	Blende
aus	Austritt
c	charakteristisch
ein	Eintritt
F	Fluid
g	gasförmig
ges	gesamt
hyd	hydraulisch
i	Index Zähler, Schritt i in Raumrichtung x
id	ideal
j	Index Zähler, Schritt j in Raumrichtung y

k	Index Zähler, Schritt k in Raumrichtung z
l	lokal
lam	laminar
log	logarithmischer Mittelwert
L	Luft
m	mittlere Größe
max	Maximum
min	Minimum
q	Querschnitt
r	relativ
t	turbulent
th	thermisch
turb	turbulent
v	isochor
W	Wand
wü	wärmeübertragend
0	Anfangszustand, Referenzzustand
$\infty$	Umgebungszustand

### Kopfzeiger

- Stromgröße
- mittlere Größe
- ~ mittlere Größe, massengewichtet
- vektorielle Größe
- Grad
- ’ turbulente Schwankungsgröße
- ” turbulente Schwankungsgröße, massengewichtet
- + dimensionsloser Wert

### Dimensionslose Kennzahlen

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L_c}{\lambda} \quad \text{Nußelt-Zahl}$$
$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad \text{Prandtl-Zahl}$$
$$Pr_t = \frac{\epsilon_r}{\epsilon_q} \quad \text{turbulente Prandtl-Zahl}$$
$$Re = \frac{w \cdot L_c}{\nu} \quad \text{Reynolds-Zahl}$$
$$St = \frac{Nu}{Re Pr} \quad \text{Stanton-Zahl}$$

# 1 Einleitung und Aufgabenstellung

Wärmeübertrager verschiedenster Bauart werden in nahezu allen Bereichen des täglichen Lebens für immer anspruchsvollere Aufgaben eingesetzt. So erfordert z.B. die zunehmende Miniaturisierung elektronischer Bauteile bei gleichzeitig steigenden Leistungsdichten eine optimierte Wärmeübertragung. Nicht zuletzt sind Wärmeübertrager Schlüsselkomponenten bei der Auslegung von Systemen mit hohen Wärmeleistungen, wie bei verfahrenstechnischen Anlagen und Kraftwerken oder bei Systemen mit sehr hohen Wärmestromdichten, wie es bei hochintegrierten elektronischen Schaltungen der Fall ist. Die von BERGLES et al. [8] beschriebene enorme Zunahme von Veröffentlichungen und angemeldeten Patenten im Bereich der Wärmeübertragung in den letzten Jahren dokumentiert die wachsende Bedeutung der Wärmeübertragung in der Technik, aber auch die großen Anstrengungen der Forschung auf diesem Gebiet. So werden z.B. jährlich weltweit über 300 verschiedene Fachzeitschriften zum Thema Wärmeübertragung publiziert.

Die wärmeübertragenden Komponenten bieten noch immer ein großes Potential hinsichtlich Wirkungsgradsteigerung und Ressourcenschonung. Erhöhte Wirkungsgrade ermöglichen eine Reduzierung von Gewicht und Baugröße der Wärmeübertrager, was insbesondere bei Systemen mit geringer freier Nutzlast, z.B. in der Luft- und Raumfahrt, eine entscheidende Rolle für deren Wirtschaftlichkeit spielt.

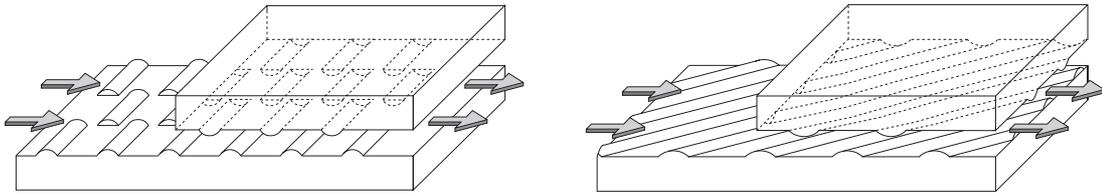
Die Optimierung von Wärmeübertragern richtet sich jeweils nach den verschiedenen Randbedingungen im Betrieb. Die grundlegenden Anforderungen an wärmeübertragende Systeme lassen sich zurückführen auf:

- maximalen Wärmeübergang
- minimalen Druckverlust
- Minimierung von Bauvolumen, Gewicht und Fertigungskosten
- hohe Standzeit (Foulingneigung bzw. Reinigung).

In der Regel wird die Auslegung jedoch dadurch erschwert, daß eine Kombination aus mehreren, konkurrierenden Eigenschaften gefordert wird.

Die Effizienz von Wärmeübertragern kann durch aktive Maßnahmen, wie Beeinflussung der die Wärmeübertragung behindernden Grenzschicht oder passive Maßnahmen, wie etwa Oberflächenvergrößerung, gesteigert werden. Dazu ist die Kenntnis der lokalen thermo- und fluiddynamischen Vorgänge in den Strömungskanälen und insbesondere in den wandnahen Grenzschichten von entscheidender Notwendigkeit. Diese Grenzschichten sind oftmals sehr dünn und weisen zudem in bestimmten Geschwindigkeitsbereichen ein sehr instabiles Verhalten auf. Deshalb würden herkömmliche Untersuchungsmethoden mit Meßsonden, wie Thermoelementen oder Hitzdrahtanemometern, starke Veränderungen der Grenzschicht hervorrufen und somit die Untersuchungsergebnisse grundlegend verfälschen. Der Einsatz von optischen Meßmethoden dagegen bietet den entscheidenden Vorteil berührungslose Messungen durchführen zu können und dadurch eine Beeinflussung der Strömung zu vermeiden. Insbesondere werden optische Methoden, wie die Holographische Interferometrie und die Laser-Doppler-Anemometrie, eingesetzt da mit ihnen Temperatur- bzw. Geschwindigkeitsfelder sehr präzise mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung vermessen werden können.

Um die erforderlichen hohen Leistungsdichten zu erreichen werden zunehmend kompakte Wärmeübertrager, d.h. Systeme mit einer hohen Oberflächendichte – dem Verhältnis von wärmeübertragender Oberfläche zu Bauvolumen – benötigt. Jedoch zeigt der Vergleich mit wärme- und stoffübertragenden Systemen in der Natur, daß die heute eingesetzten technischen Wärmeübertrager die sehr hohen Oberflächendichten der natürlichen Systeme bisher nur annähernd erreichen. Organe, wie Lungen oder Nieren mit Oberflächendichten von über  $20.000 \text{ m}^2/\text{m}^3$  sind hier als Beispiele zu nennen.

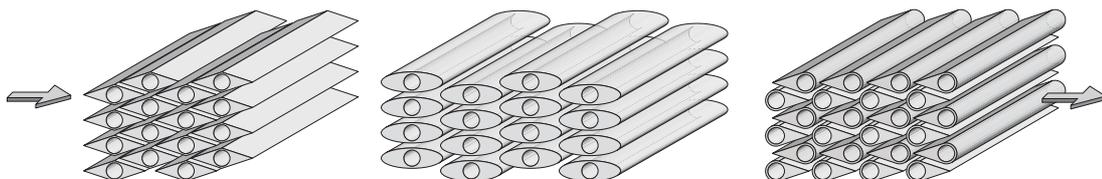


**Abbildung 1:** Kanäle mit Turbulenzpromotoren

Die Kompaktheit der modernen Wärmeübertrager hat in der Regel Strömungskanäle mit sehr kleinen Durchmessern zur Folge. Relativ gesehen nimmt daher der Einfluß der Wandreibung stark zu. Um hohe Druckverluste und damit teure Pumpleistung für das Fluid zu vermeiden, bewegen sich die Strömungen im technischen Einsatz deshalb oft im niedrigen Geschwindigkeitsbereich. Zu dem Bereich der kritischen Reynolds-Zahl - dem Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung - existieren aber die wenigsten Untersuchungen. Der Fokus dieser Arbeit ist deshalb auf Grundlagenuntersuchungen zum Zusammenhang von Turbulenzanregung und Wärmübergang in Kanälen mit Turbulenzpromotoren (Abbildung 1) und an Rohrbündeln mit nichtkreisförmigen Profilrohren (Abbildung 2) bei niedrigen Reynolds-Zahlen gerichtet.

Eine Vielzahl von Parametern hat einen erheblichen Einfluß auf die Leistungsfähigkeit eines Wärmeübertragers. Die entscheidenden Parameter in Kanälen mit Turbulenzpromotoren sind

- Abstand, Größe, Form, Anströmwinkel und Anordnung der Turbulenzpromotoren sowie
- Höhe und Breite des Strömungskanals.



**Abbildung 2:** Rohrbündel-Wärmeübertrager, versetzte Profilrohre

Die rippenförmigen Erhebungen im Strömungskanal haben einerseits die Aufgabe die Grenzschicht wiederholt aufzureißen und andererseits den Turbulenzgrad der Strömung zu erhöhen und durch einen erhöhten Impuls- und Energieaustausch den Wärmeübergang weiter zu verbessern. In der Regel geht eine Steigerung des Wärmeübergangs jedoch einher mit einem erhöhten Druckverlust der Strömung. Durch geeignete Anordnung der Turbulenzpromotoren kann der Wärmeübergang bei gleichbleibender Pumpleistung dennoch um über 100% gesteigert werden. Die Turbulenzpromotoren arbeiten vor allem dann besonders effektiv hinsichtlich Wärmeübergang und Druckverlust, wenn es gelingt eine zunächst laminare Strömung zu einer anhaltend turbulenten Strömung anzuregen.

Auch Rohrbündelwärmeübertrager werden häufig bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten (d.h. bei niedrigen Reynolds-Zahlen im Bereich des laminar - turbulenten Umschlagpunktes) betrieben, wie es z.B. bei Ölkühlern von Flugzeugen der Fall ist. In den weiteren experimentellen Arbeiten wurde deshalb ein Rohrbündel-Wärmeübertrager mit nichtkreisförmigen Profilrohren untersucht. Bei den eingesetzten Rohrbündeln ergeben sich durch die spezielle Profilrohranordnung im Zwischenraum der Rohre geometrisch ähnliche Strömungskanäle wie bei den oben beschriebenen Kanälen mit Turbulenzpromotoren. Folgende Parameter der Profilrohre, wie

- Rohrquerschnittsgeometrie
- Längs- und Querteilung, engster freier Strömungsquerschnitt
- Anstellwinkel der Profilrohre und
- Rohranordnung (fluchtend, (teil-)versetzt)

haben wesentlichen Einfluß auf den Wärmeübergang und den Druckverlust der jeweiligen Konfiguration. Durch Einsatz einer speziellen Lanzettenform der Profilrohre und Anpassung der Rohranordnung kann die Effizienz gegenüber herkömmlichen Kreisrohranordnungen erheblich gesteigert werden.

Experimentelle Untersuchungen mit einer Vielzahl von Parametervariationen bedeuten einen hohen zeitlichen und finanziellen Aufwand. Deshalb werden verstärkt Verfahren zur numerischen Simulation realer Probleme eingesetzt. In der vorliegenden Arbeit wurden Programme zur Berechnung der konvektiven Wärmeübertragung (CFD-Codes) in den beschriebenen Wärmeübertragern eingesetzt und die Rechenergebnisse anhand der Experimente überprüft. Für die computerunterstützte Erkennung des laminar-turbulenten Umschlagpunktes wurde eine empirische Methode entwickelt.

## 2 Theoretische Grundlagen und Stand des Wissens

### 2.1 Grundlagen der konvektiven Wärmeübertragung im Bereich des laminar - turbulenten Umschlages

#### 2.1.1 Konvektiver Wärmeübergang

Konvektion bezeichnet den Wärmeübergang durch bewegte Medien. Sie ergibt sich aus der Überlagerung von Wärmeleitung und Enthalpietransport durch das strömende Fluid. In Fluidströmungen entlang beheizter Wände bilden sich Geschwindigkeits- und Temperaturprofile aus. Die Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \quad (1)$$

mit der kinematischen Viskosität  $\nu$  und der Temperaturleitfähigkeit  $a$  beschreibt das Verhältnis von Geschwindigkeits- zu Temperaturfeld der Grenzschicht. Sie liegt für Gase im Bereich von  $Pr \approx 0,7$ . Gemäß PRANDTL wird Energie in dieser Grenzschicht nur durch Wärmeleitung auf die anhaftende Fluidschicht übertragen. Ist der Temperaturgradient direkt an der Wand bekannt, so kann mit dem Fourier'schen Wärmeleitungsansatz

$$\dot{q} = -\lambda \left. \frac{dT}{dn} \right|_w \quad (2)$$

die Wärmestromdichte von der Wand an das Fluid berechnet werden. Da der (lokale) Temperaturgradient in der Fluidschicht direkt an der Wand in der Regel nicht bekannt ist, wird als Proportionalitätsfaktor der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  in der Form

$$\dot{q} = \alpha(T_w - T_F) \quad (3)$$

definiert. Neben der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  des Fluids bestimmt vor allem die Dicke der Grenzschicht  $\delta_t$  den Wärmeübergangskoeffizien-

ten  $\alpha$ . Um den Vergleich verschiedener Fluide zu ermöglichen, wurde von NUSSELT [120] die nach ihm benannte Kennzahl

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (4)$$

eingeführt. Sie kann als dimensionsloser Temperaturgradient an der Oberfläche eines wärmeübertragenden Körpers gedeutet werden.  $L$  bezeichnet eine für die jeweilige Problemstellung spezifische charakteristische Länge. Für Kanalströmungen wird als charakteristisches Längenmaß in der Regel das Verhältnis der Kanalquerschnittsfläche  $A_q$  zum Kanalumfang  $U$ , der sog. hydraulische Durchmesser

$$d_{hyd} = 4 \frac{A_q}{U} \quad (5)$$

verwendet. Zur experimentellen Bestimmung eines mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  für ein System mit der wärmeübertragenden Fläche  $A$  wird die Energiegleichung des Fluids (Enthalpiestrom) mit dem konvektiven Wärmeübergang an das Fluid gleichgesetzt:

$$\dot{Q} = \dot{m}c_p\Delta T = \alpha_m A \Delta T_{log} \quad (6)$$

wobei  $\dot{m}c_p$  als Mengenkapazitätsstrom bezeichnet wird. Zu beachten ist, daß in einem innendurchströmten Kanal mit konstanter Wandtemperatur als treibende Kraft für den Wärmeübergang die logarithmisch gemittelte Temperaturdifferenz eingesetzt wird:

$$\Delta T_{log} = \frac{T_{aus} - T_{ein}}{\ln \frac{T_w - T_{ein}}{T_w - T_{aus}}} \quad (7)$$

mit der Wandtemperatur  $T_w$  und den Fluidtemperaturen am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers  $T_{ein}$  bzw.  $T_{aus}$  [75]. Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_m$  bzw. die mittlere Nußelt-Zahl  $Nu_m$  wird mit

$$\alpha_m = \frac{\dot{m}c_p\Delta T}{A\Delta T_{log}} \text{ bzw. } Nu_m = \frac{\alpha_m L}{\lambda} \quad (8)$$

bestimmt. Nach der Ähnlichkeitstheorie des Wärmeübergangs ist die Nußelt'sche Gleichung

$$Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (9)$$

der allgemeine Ansatz zur Berechnung der Nußelt-Zahl bei Zwangskonvektion. Die Reynolds-Zahl  $Re$  ist ein dimensionsloses Maß für die Strömungsgeschwindigkeit (Abschnitt 2.1.3). Durch Anpassung der Exponenten  $m$  und  $n$  lassen sich mit Gleichung (9) viele unterschiedliche Systeme mit Zwangskonvektion beschreiben. Die Exponenten sind u.a. abhängig von der Strömungsform (Abschnitt 2.1.3) und den Dimensionen der Problemstellung.

### 2.1.2 Widerstandsbeiwert

Wandreibung, Turbulenz und Strömungshindernisse (Formwiderstände) erzeugen einen Druckverlust  $\Delta p$  im strömenden Fluid. Zur Aufrechterhaltung eines Volumenstroms  $\dot{V}$  muß der Druckverlust durch ein Gebläse mit der Pumpleistung  $P = \dot{V} \cdot \Delta p$  aufgebracht werden. Der Druckverlust ergibt sich bei innendurchströmten Kanälen zu

$$\Delta p = \xi \frac{L}{d_{hyd}} \frac{\rho}{2} u^2 \quad (10)$$

mit der Kanallänge  $L$ . Bei der Außenumströmung von Körpern wie z.B. Rohrbündelanordnungen berechnet sich der Druckverlust über

$$\Delta p = \xi N_w \frac{\rho}{2} u_e^2 \quad (11)$$

mit der Geschwindigkeit im engsten Querschnitt  $u_e$  und der Anzahl der Hauptwiderstände in Strömungsrichtungen (=Rohrreihen)  $N_w$ . Als Proportionalitätskonstante wird in den Gleichungen 10 und 11 der Widerstandsbeiwert  $\xi$  eingeführt. Dieser ist zum einen von der Strömungsgeschwindigkeit und zum anderen von der Oberflächenbeschaffenheit (Rauigkeit) der Rohre abhängig. Der Druckverlust selbst ist jedoch stets proportional zum Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit  $\Delta p \sim u^2$ .

### 2.1.3 Laminare und turbulente Strömung

Im Gegensatz zu laminaren Strömungen werden einer turbulenten Hauptströmungsbewegung starke Schwankungen (Längs- und Querbewegungen) überlagert. Diese Schwankungen verstärken den Transport von Impuls und Energie und erhöhen so den Wärmeübergang ebenso wie den Druckverlust [75], [173]. Für die Frage, ob eine Strömung stabil laminar bleibt, oder ob sich eine turbulente Strömung einstellen kann, ist das Verhältnis von Trägkeits- zu Reibungskräften im strömenden Medium in Form der Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{w L}{\nu} \quad (12)$$

das entscheidende Kriterium. Bei der Strömung in einem Kreisrohr bleibt die Strömung laminar für Reynolds-Zahlen von  $Re < 2300$ . Für  $Re > 2300$  kann die Strömung turbulent werden [174].

Für ein Kreisrohr nimmt der Exponent  $m$  der Reynolds-Zahl in Gleichung 9 bei Zwangskonvektion für laminare Strömung den Wert  $m = 0,5$  bzw. für turbulente Strömung den Wert  $m = 0,8$  an. Während der Wärmeübergang direkt proportional mit  $Re^{0,5}$  ( $Nu_{lam} \sim Re^{0,5}$ ) bzw.  $Re^{0,8}$  ( $Nu_{turb} \sim Re^{0,8}$ ) ansteigt, nimmt der Druckverlust stets mit dem Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit zu (Gleichung 11). Aus diesen Abhängigkeiten erkennt man das Hauptproblem bei der Effizienzverbesserung von Wärmeübertragern: Zur Steigerung des Wärmeübergangs könnte die Fluidgeschwindigkeit beliebig erhöht werden, jedoch hätte dies einen überproportional ansteigenden Druckverlust zur Folge.

Aufgrund der Tatsache, daß in der Nußelt'schen Gleichung (9) der Koeffizient  $m$  der Reynolds-Zahl beim Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung ansteigt (Kreisrohr:  $m_{lam} = 0,5 \rightarrow m_{turb} = 0,8$ ), sind Maßnahmen zur Verbesserung der Wärmeübertragung besonders dann sehr effektiv, wenn es gelingt aus einer laminaren Strömung eine dauerhaft turbulente Strömung anzuregen. Dies geschieht in den untersuchten Kanälen durch gezielte Störung der Strömung mit Hindernissen (Turbulenzpromotoren) welche die Turbulenz anfachen.

### 2.1.4 Definition verschiedener Gütegrade zum Vergleich unterschiedlicher Wärmeübertrager

Methoden zum Vergleich verschiedener Konfigurationen von Wärmeübertragern wurden z.B. von Shah [144] zusammengefaßt. U.a. kann der sogenannte Querschnittsgütegrad, der sich aus dem Verhältnis des Colburn-Faktors  $j = StPr^{2/3}$  und des Widerstandsbeiwertes  $\xi$  berechnet, als Funktion der Reynolds-Zahl bestimmt werden. Durch Einsetzen der jeweiligen Definitionen ergibt sich die Beziehung

$$j/\xi = \frac{1}{8A_q^2} \left( \frac{Pr^{2/3} \alpha A \dot{m}}{\Delta p \rho c_p} \right). \quad (13)$$

Soll in einem Wärmeübertrager bei einem vorgegebenen Massenstrom  $\dot{m}$  ein bestimmter Wärmestrom  $\dot{Q}$  bei einer vorgegebenen Temperaturdifferenz  $\Delta T$  (d.h. das Produkt  $\alpha A$  ist konstant) und bei gleicher Druckdifferenz  $\Delta p$  übertragen werden, bleibt bei gleichen Stoffwerten der Term in der rechten Klammer von Gleichung 13 konstant. Ein großes Verhältnis von  $j/\xi$  ist demnach mit einer kleineren Strömungsquerschnittsfläche  $A_q$  des Wärmeübertragers gleichbedeutend. Aussagen über die erforderliche wärmeübertragende Oberfläche oder das Wärmeübertragervolumen können jedoch nicht getroffen werden [83].

### 2.1.5 Volumetrischer Gütegrad

Bei der bisherigen Betrachtung blieb das Bauvolumen des Wärmeübertragers unberücksichtigt. Zur Verringerung des Bauvolumens, des Gewichts und zur Reduzierung der Materialkosten wird eine möglichst hohe Oberflächendichte

$$\beta = A/V \quad (14)$$

angestrebt, die sich aus dem Verhältnis von wärmeübertragender Oberfläche  $A$  und dem Volumen  $V$  des Wärmeübertragers ergibt. Zum Vergleich von Kanalgeometrien mit verschiedenen hydraulischen Durchmessern wird der volumetrische Gütegrad

$$\alpha_m \beta = \frac{\dot{Q}}{\dot{V} \Delta T} \quad (15)$$

definiert und über der Pumpleistung pro Volumeneinheit

$$E \beta = \frac{P}{V} = \frac{\dot{V} \Delta p}{V} \quad (16)$$

aufgetragen, wobei die flächenspezifische Pumpleistung  $E$  das Verhältnis von Pumpleistung  $P$  zu der wärmeübertragenden Oberfläche  $A$  bedeutet ( $E = P/A$ ). Anbei sei bemerkt, daß die Pumpleistung bei dieser Betrachtung stets im Sinne einer Verlustleistung und nicht als absolute Strömungsleistung zu verstehen ist. Die Kanalgeometrie mit dem höchsten volumetrischen Gütegrad  $\alpha_m \beta$  ist also dadurch gekennzeichnet, daß bei gleicher Temperaturdifferenz  $\Delta T$  und bei gleicher Pumpleistung pro Volumeneinheit  $P/V$  der größte Wärmestrom pro Volumenstrom  $\dot{Q}/\dot{V}$  übertragen werden kann.

### 2.1.6 Wärmeübergang bei konstanter Pumpleistung (bezogene Effektivität)

In der Regel wird der Wärmeübergang verschiedener Konfigurationen jeweils bei dem gleichen Massenstrom verglichen (z.B.  $Nu$  vs.  $Re$ ). Soll jedoch der übertragene Wärmestrom bei gleichem Druckverlust betrachtet werden so muß die im Folgenden beschriebene Vorgehensweise angewendet werden. Die für die Aufrechterhaltung einer Strömung der mittleren Geschwindigkeit  $u$  notwendige Pumpleistung ergibt sich aus

$$P = \dot{V} \Delta p = A_q u \Delta p \quad (17)$$

mit dem Druckverlust  $\Delta p$  und der Querschnittsfläche  $A_q$ . Aus den Gleichungen (10) und (12)

$$u \sim Re \text{ und } \Delta p \sim u^2 \xi \sim Re^2 \xi \quad (18)$$

ergibt sich mit der Konstanz der Pumpleistung

$$P = \text{const.} \sim Re^3 \xi \quad (19)$$

d.h. für einen Vergleich des Wärmeübergangs bei konstanter Pumpleistung muß das Verhältnis  $Nu/\xi^3$  über der Reynolds-Zahl aufgetragen werden. Für den Strömungskanal mit Turbulenzpromotoren wird häufig ein entsprechender glatter Kanal als Referenz gewählt (Index 0). Beim Vergleich des Verhältnisses von Wärmeübergang und Druckverlust zwischen einem Kanal mit Turbulenzpromotoren und einem glatten Kanal wird das Verhältnis der Nußelt-Zahlen beider Konfigurationen  $\frac{Nu}{Nu_0}$  dementsprechend auf  $(\frac{\xi}{\xi_0})^{1/3}$  bezogen:

$$\frac{\left(\frac{Nu}{Nu_0}\right)}{\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^{1/3}} \quad (20)$$

Die Verhältnisse  $\frac{\left(\frac{Nu}{Nu_0}\right)}{\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^{1/3}}$  bzw.  $\frac{Nu}{\xi^{1/3}}$  werden im Folgenden als „bezogene Effektivität“ bezeichnet.

Alle Größen zur Bewertung von Wärmeübertragern, wie z.B. Reynolds-Zahl  $Re$ , Nußelt-Zahl  $Nu$  oder Widerstandsbeiwert  $\xi$ , lassen sich zurückführen auf die Messung von Temperaturen  $T$ , Druckverlusten  $\Delta p$  oder Volumenströmen  $\dot{V}$ . Eine Fehlerrechnung für diese Größen ist im Anhang A aufgeführt.

## 2.2 Thermo- und fluiddynamische Verhältnisse in Kanälen mit Turbulenzpromotoren

Der Einfluß von Strömungshindernissen und Turbulenzpromotoren auf den Wärmeübergang und auf die Strömungsverhältnisse wird in einer Vielzahl von Veröffentlichungen beschrieben. Nicht alle Einflußparameter können im Rahmen dieser Arbeit diskutiert werden. Der Leser wird deshalb auf die weiterführende Literatur verwiesen. Umfassende Bibliographien über verschiedenen Möglichkeiten zur Steigerung des konvektiven Wärme- und Stoffübergangs wurden z. B.

von BERGLES et al. [8], ZUKAUSKAS [189] und WEBB [180] zusammengestellt.

Turbulenzpromotoren haben, wie der Name schon sagt, die Aufgabe die Turbulenz in strömenden Fluiden zu erhöhen und dadurch den Wärmeübergang zu steigern ( $\alpha_{lam} \sim u^{0.5} \rightarrow \alpha_{turb} \sim u^{0.8}$ , Abschnitt 2.1.3). Gleichzeitig muß jedoch durch geeignete Anordnung dafür gesorgt werden, daß der Druckverlust nicht zu stark anwächst. Aufgrund der Überlegungen aus Abschnitt 2.1.3 sollten Turbulenzpromotoren besonders effektiv in Geschwindigkeitsbereichen sein, in denen es gelingt aus einer laminaren Strömung eine anhaltend turbulente Strömung anzuregen. Die Wirkungsweise von Turbulenzpromotoren in laminarer bzw. turbulenter Strömung weist grundsätzliche Unterschiede auf (Abschnitt 2.2.6). Eine weitere Funktion der Turbulenzpromotoren besteht darin, die Grenzschicht wiederholt aufzureissen bzw. das strömende Fluid zu vermischen. Anwendungen finden Turbulenzpromotoren z.B. bei innen- oder außen berippten Rohren und in Platten-Wärmeübertragern. Die hauptsächlichen Einflußparameter auf die thermo- und fluiddynamischen Vorgänge in den Kanälen sind

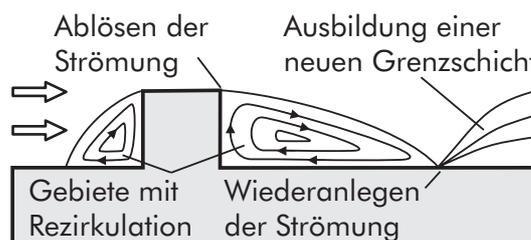
- Turbulenzpromotoren: Form (Querschnitt), Höhe  $e$  (bzw. Höhe/Kanalhöhe  $e/H$ ), Abstand  $p$  (bzw. Abstand zu Höhe  $p/e$ ), Anordnung: gegenüber und versetzt parallel, kreuzförmig, Anstellwinkel zur Hauptströmungsrichtung  $\gamma$
- Kanalquerschnitt (bzw. Kanalbreite/Kanalhöhe  $W/H$ )
- Strömungsform: laminar, turbulent (bzw. Reynolds-Zahl  $Re$ )

ZUKAUSKAS [188] zeigte wie sich beim Überströmen von Turbulenzpromotoren die Strömung ab einer bestimmten Geschwindigkeit vom Hindernis ablöst. An der Stelle des Wiederanlegens an die Wand teilt sich der Fluidstrom. Fluidteilchen deren kinetische Energie nicht zur Überwindung des Druckgefälles ausreicht, fließen zurück in Richtung des Strömungshindernisses. Zwischen der abgelösten Hauptströmung und der Wand entsteht eine Rezirkulationsströmung [190], während sich stromabwärts von der Wiederanlegestelle eine neue Grenzschicht

ausbildet [94]. Nach ŽUKAUSKAS [188] kann das Strömungsprofil hinter einem Hindernis in die drei Bereiche Ablösegebiet, Wiederanlegegebiet und Gebiet der Strömungsneuausbildung eingeteilt werden (Abbildung 3).

### 2.2.1 Das Ablösegebiet

Vor dem Hindernis sind alle Stromlinien nahezu parallel zur Kanalwand. Das strömende Fluid prallt an die Vorderseite des Hindernisses. Dadurch verringert sich die Strömungsgeschwindigkeit und es entsteht ein asymmetrisches Geschwindigkeitsprofil [76]. Im Bereich



**Abbildung 3:** Strömungsverlauf an einem Hindernis

der oberen Rippenfläche wird das Fluid beschleunigt und erreicht die höchste Geschwindigkeit, da dort der durchströmte Kanal die kleinste Durchflußfläche besitzt (HIJIKATA [61]).

An der hinteren Kante erfolgt nochmals eine Ablösung der Strömung. Dabei bildet die abgelöste Strömung eine sich erweiternde freie Strömungsschicht aus, die sich mit dem verwirbelten Fluid hinter dem Hindernis (Rezirkulationsgebiet) kaum vermischt (WEBB[179], ŽUKAUSKAS [188]). Diese sonst bei allen Querschnittsformen auftretende Strömungsbilgung konnte von HIJIKATA [61] bei lanzettenförmigen Hindernissen allerdings nicht beobachtet werden. Der Grund dafür liegt in der langsamen, kontinuierlichen Vergrößerung des Kanalquerschnittes an der Hindernisrückseite.

### 2.2.2 Das Wiederanlegegebiet

Die abgelöste freie Hauptströmung legt sich hinter dem Hindernis wieder an die Kanalwand an. Der Abstand vom Ablösepunkt bis zum Wiederanlegepunkt wird von vielen Parametern beeinflusst. Eine Verkürzung des Ablösegebietes kann durch entsprechende Hindernisquerschnitte erreicht werden. Vor allem sinus-, bogenförmige und auf

der Anströmseite kurvig gestaltete Querschnitte bewirken gemäß HIJIKATA [61] und ZUKAUSKAS [188] eine Verringerung der Wiederanlegelänge. Die Wiederanlegelänge ist zusätzlich von der Hindernishöhe  $e$  bzw. dem Verhältnis  $e/H$  von Hindernishöhe  $e$  zu Kanalhöhe  $H$  abhängig [94]. Ein weiterer Parameter, der die Länge des Ablösegebietes beeinflusst, ist der Turbulenzgrad der Anströmung [19]. Bei laminarer Strömung wächst der Abstand mit der Geschwindigkeit an und kann mehr als das 20-fache der Hindernishöhe erreichen [83], [6], [117], [169], [4]. AIBA [1] zeigt, daß im laminaren Strömungsbereich die Wiederanlegelänge linear mit der Reynolds-Zahl ansteigt. Bei turbulenter Strömung ( $Re > 1.000$ ) rückt die Wiederanlegestelle wieder näher zum Hindernis hin [172], [190] und bleibt ab einer Entfernung von ca. der 6 – 8-fachen Hindernishöhe ortsfest unabhängig vom Hindernisquerschnitt [179], [185].

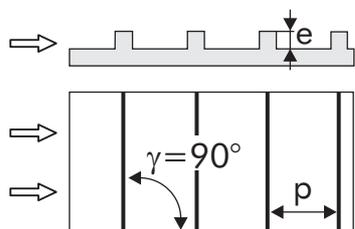
Im Bereich der Wiederanlegung teilt sich die Strömung auf. Der Teil der Strömung, dessen kinetische Energie zu gering ist um das Druckgefälle zu überwinden, fließt entgegen der Hauptströmungsrichtung zum Hindernis zurück. Es entsteht damit hinter dem Hindernis zwischen der freien Strömungsschicht und der Wand ein Rezirkulationsgebiet, dessen Dicke zum Wiederanlegebereich hin abnimmt.

Der Verlauf des lokalen Wärmeübergangs steht in direktem Zusammenhang mit der Stelle des Wiederanlegepunktes [190], da dort kühleres Fluid aus der freien Strömung an der Wand auftritt [169].

### 2.2.3 Das Gebiet der Strömungsneuausbildung

Stromabwärts des Wiederanlegepunktes erfolgt eine Neuausbildung der Grenzschicht [188]. Das Strömungsprofil der ungestörten Strömung ist nach einer Entfernung zwischen 100 – 220 Hindernishöhen wiederhergestellt (ISHIKAWA [76]).

### 2.2.4 Mehrere hintereinander angeordnete Turbulenzpromotoren quer zur Strömungsrichtung ( $\gamma = 90^\circ$ )



Die Anlegung der Hauptströmung an die Kanalwand erfolgt bei mehreren hintereinander angeordneten Hindernissen in geringerer Entfernung, als es bei einem Einzelhindernis der Fall ist. Allerdings ergibt sich nur bei einem ausreichend großen Hindernisabstand  $p$  bzw. ausreichend großen Verhältnis  $p/e$  von Abstand  $p$  zu Hindernishöhe  $e$  eine Wiederanlegung der abgelösten Strömung. Nach MANTLE [103] liegt die maximale Entfernung, für die keine Wiederanlegung erfolgt, bei 6,6 Hindernishöhen. Sind die Turbulenzpromotoren in zu geringer Distanz ( $p/e \leq 6,6$ ) voneinander angeordnet, so kann keine Strömungsanlegung mehr erfolgen. In diesem Fall entwickelt sich eine große Rezirkulationsblase zwischen den Hindernissen (WEBB [179]). Die Länge des Ablösegebietes kann durch den Abstand der Hindernisse beeinflusst werden. Es wurde beobachtet, daß mit zunehmendem Abstand bei sonst gleichen Strömungsparametern die Entfernung des Wiederanlegepunktes von der Ablösestelle zunimmt. Stromabwärts vom Wiederanlegepunkt tritt unmittelbar vor dem nächsten Hindernis ein weiteres Rezirkulationsgebiet auf. Dieses ist jedoch wesentlich kleiner als dasjenige hinter den Hindernissen [76].

Die periodischen Querschnittsveränderungen der Kanäle bewirken eine wiederholte Beschleunigung bzw. Verzögerung des strömenden Fluids. Etwa ab dem vierten überströmten Hindernis stellt sich ein periodisches Geschwindigkeitsfeld ein, bei dem sich die lokalen Maximalgeschwindigkeiten im weiteren Verlauf der Strömung nicht mehr verändern [74]. ICHIMIYA [74] stellte fest, daß Hindernisse mit geneigter oder kurvig gestalteter Anströmfläche kleinere Geschwindigkeiten erzeugen als Strömungshindernisse mit senkrecht zur Hauptströmungsrichtung stehender Anströmfläche, da diese eine stärkere Einschnürung der Strömung verursachen.

Bei quadratischen Turbulenzpromotoren wird nach LIOU [99], WEBB und RAMADHYANI [181] sowie SATO [138] der höchste Wert des loka-

len Wärmeübergangskoeffizienten an der Vorderseite des Strömungshindernisses durch den direkten Aufprall des strömenden Fluids erreicht. Entlang der Oberseite steigt der Wärmeübergang bis zu einem Punkt, an dem sich die an der Vorderkante abgelöste Strömung kurzzeitig wieder anlegt [138]. An der Rückseite erfolgt dann ein plötzlicher Abfall des Wärmeübergangskoeffizienten. Nach dem Hindernis steigen die Werte des Wärmeübergangskoeffizienten wieder an, und es ergibt sich ein lokales Maximum im Bereich des Wiederanlegepunktes (EMERSON [23], EDWARDS, ZUKAUSKAS [188] und SHARIF [22]). In anderen Veröffentlichungen [53], [98], [176] wurde der Ort des maximalen Wärmeübergangs dagegen bei 0,5 bis 1,5 Hindernishöhen stromaufwärts vom Wiederanlegepunkt festgestellt.

Im Bereich des Rezirkulationsgebietes hinter dem Hindernis werden nur kleine Werte für den Wärmeübergangskoeffizienten erreicht [83]. Hinter dem Wiederanlegebereich sinkt der Wärmeübergangskoeffizient erneut, da sich eine neue Grenzschicht aufbaut. Das Minimum wird in etwa 1 – 1,5 Hindernishöhen vor dem nächsten Turbulenzpromotor erreicht [89], [99], [138].

Die Existenz eines weiteren Maximums des lokalen Wärmeübergangs unmittelbar vor dem Hindernis, das von LIOU und HWANG [98], sowie von LOCKETT und COLLINS [101] angegeben wird, ist in der Literatur nicht geklärt. In anderen Arbeiten (LEE [95], SPARROW [148]) wurde an dieser Stelle ein kontinuierliches Absinken und damit kein lokales Maximum des Wärmeübergangs festgestellt.

Der Druckverlauf entlang der Hauptströmungsrichtung erreicht stromabwärts von der Abrißstelle, d. h. von der oberen Hinterkante zunächst eine starke Abnahme bis zu einem lokalen Minimalwert dicht hinter dem Hindernis. Der Ort des Minimums liegt unabhängig vom Abstand  $p/e$  in etwa auf halber Entfernung vom Abrißpunkt bis zum Wiederanlegepunkt (LEDER [94]). Im weiteren Verlauf steigen die Werte kontinuierlich an bis zu einem lokalen Maximum (Neuaufbau des Druckes), das im Bereich des Wiederanlegepunktes oder kurz dahinter registriert wird [94], [99].

### 2.2.5 Strömungsentwicklung über Turbulenzkaskaden

Nach circa 5 – 6 überströmten Turbulenzpromotoren (KLAS [83]) bzw. einer von der Strömung zurückgelegten Strecke von mehr als 40 Hindernishöhen ( $x/e > 40$ ) (ISHIKAWA [76], LIOU[99]), stellt sich eine periodische Verteilung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten ein. HAN [49] beobachtete nach einer zurückgelegten Strecke von mehr als dem dreifachen hydraulischen Durchmesser  $d_{hyd}$  ( $x/d_{hyd} > 3$ ) eine periodisch konstante Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient sinkt vom Beginn der beheizten Meßstrecke ab, bis sich eine periodische Verteilung einstellt. HUNG [70] stellt in Untersuchungen mit rechteckigen Hindernissen am ersten Hindernis eine um über 50% höhere Nußelt-Zahl fest als am 3. und 4. Hindernis. Ab dem periodisch entwickelten Bereich ändert sich die Größe der lokalen Maxima und Minima nicht mehr. Nach Untersuchungen von Liou [99] kann bereits nach einer zurückgelegten Strecke, die circa dem 2 – 2,5-fachen des hydraulischen Durchmessers entspricht, d. h. für  $x/d_{hyd} \geq 2 - 2,5$ , eine periodische Verteilung des lokalen Reibungsbeiwertes registriert werden.

Untersuchungen von HAN [47], [49], [51] und PARK [126] bezüglich des mittleren Reibungsfaktors belegen, daß im Bereich der periodischen Verteilung des lokalen Reibungsbeiwertes sich der mittlere Reibungsfaktor nach einer insgesamt zurückgelegten Strecke von  $x/d_{hyd} > 3$  einem konstanten Wert annähert. Dieser Wert ist, abhängig von der Reynolds-Zahl, in etwa 3 – 10 mal höher als der im glatten Kanal.

### 2.2.6 Wirksamkeit von Turbulenzpromotoren bei laminarer und turbulenter Anströmung

Für laminare Strömung werden nach WEBB [181] bei geeigneter Wahl von Anordnung und Form der Turbulenzpromotoren Steigerungen des mittleren Wärmeübergangs gegenüber ebenen Kanälen von bis zu 300% erzielt. Bei zu kleinen Abständen kann dieser aber gemäß AUNG [5], BHATTI [10], und ROWLEY [136] auch stark absinken. AIBA [1] wies im laminaren Bereich (bei  $Re = 35 - 210$ ) die lineare

Abhängigkeit der mittleren Nußelt-Zahl von der Reynolds-Zahl nach. Für den Umschlag von laminarer in turbulente Strömung gibt AUNG [6] für die Strömung über eine Stufe eine kritische, mit der Stufenhöhe berechnete, Reynolds-Zahl von 820 an. Zukauskas [190] ermittelte einen allmählichen Umschlag für Reynolds-Zahlen im Bereich von  $Re = 100 - 1000$ .

Bei turbulenter Strömung wurden von HAN [51], LIOU [98] und WEBB [179] ebenfalls ein erhöhter Wärmeübergang gegenüber ebenen Kanälen in Abhängigkeit von Abstand und Höhe der Turbulenzpromotoren zwischen 150% und 300% nachgewiesen .

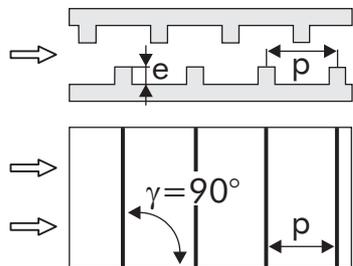
Die lokale Nußelt-Zahl bei turbulenter Strömung zeigt ähnlich wie bei laminarer Strömung ein Maximum an der vorderen Ecke des Hindernisses und sinkt von der Oberseite aus in Richtung zu den unteren Ecken stark ab (LOCKETT [101]).

Der Verlauf des lokalen Wärmeübergangs korreliert nach LIOU [98] mit dem der Turbulenzenergie. Bis auf einen kurzen Abschnitt nach dem Hindernis liegt der Wärmeübergang, im Gegensatz zu laminarer Strömung, höher als bei der ebenen Platte.

Mit zunehmender Reynolds-Zahl wird unabhängig vom Hindernisquerschnitt [61], vom Abstand und von der Anordnung eine Steigerung der mittleren Nußelt-Zahl [99], [49] und eine Abnahme des Reibungsfaktors erreicht (HAN et al. [47], [50], [48], [52] und LIOU [99]). Ab einer Reynolds-Zahl von  $Re = 20.000$  nähert sich der Reibungsbeiwert einem konstanten Wert an. PARK [126] stellte fest, daß vor allem in einem Bereich von  $Re = 10.000 - 30.000$  das Verhältnis der Reibungsfaktoren stärker zunimmt, als bei höheren Reynolds-Zahlen ( $Re = 30.000 - 60.000$ ).

Die Effektivität der Steigerung des Wärmeübergangs sinkt mit steigender Reynolds-Zahl. Der Grund dafür ist die Abnahme des Nußelt-Zahl-Verhältnisses  $Nu/Nu_0$  und die gleichzeitige Vergrößerung des Reibungsfaktor-Verhältnisses  $\xi/\xi_0$  mit zunehmender Reynolds-Zahl [52], [126].

### 2.2.7 Einfluß des Hindernisabstands $p$



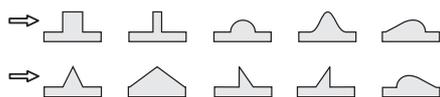
Wie die Arbeiten von HAN [47], [49], [48], LIOU [99] und KUKREJA [89] zeigen, reduziert sich der Wärmeübergangskoeffizient bei Vergrößerung des Hindernisabstands  $p$  unabhängig von der Kanalform und der Reynolds-Zahl. Bei einem Abstand von  $p/e = 10$  konnte in Untersuchungen von

HAN [48], LIOU [98] und WEBB [179] mit quadratischen Hindernissen in einem Reynolds-Zahlenbereich von  $Re = 600 - 90.000$  die größten Steigerungen des Wärmeübergangs (2,5-fach) gegenüber einem glatten Kanal verzeichnet werden. Dagegen kann mit größeren Abständen ( $p/e = 20$ ) ein um 10 – 20% niedrigerer lokaler Wärmeübergangskoeffizienten beobachtet werden, da sich bei großem Hindernisabstand nach der Wiederanlegung eine verhältnismäßig dickere Grenzschicht ausbilden kann (AIBA [1], LIOU [99]).

Bei einem Abstand, bei dem keine Strömungsanlegung im Zwischenraum stattfindet, z. B. bei  $p/e = 5$ , ergibt sich bei beliebigen Reynolds-Zahlen zwei Hindernishöhen hinter dem überströmten Hindernis ein lokales Minimum der Nußelt-Zahl. Insgesamt ergibt sich bei dem Abstand von  $p/e = 5$  eine niedrigere mittlere Nußelt-Zahl als bei größeren Abständen (KUKREJA [89]).

Untersuchungen zur Abhängigkeit des Reibungsfaktors vom Abstand wurden von HAN [47], [48], [49], LIOU [98], [99], [100] und HIJIKATA [61] durchgeführt.

### 2.2.8 Form der Turbulenzpromotoren



Neben rechteckigen Querschnitten wurden entsprechend der Literatur vor allem auch dreieckige (GREINER [45], ICHIMIYA [74], WILLIAMS [178]) und bogenförmige (GOWDA

[44], HIJIKATA [61]) Querschnitte der Turbulenzpromotoren untersucht. Im Vergleich zu den quadratischen Hindernissen kann mit

dreieckigen Turbulenzpromotoren, deren Anströmseite senkrecht zur Hauptströmungsrichtung steht, bei gleicher Reynolds-Zahl und gleicher Höhe eine Verbesserung des Wärmeübergangs von bis zu 10% beobachtet werden. Dies wird durch die höhere Turbulenzintensität und die damit bessere Vermischung verursacht [74]. Gleichschenklige und rechtwinklige Dreiecksquerschnitte erreichten nach ICHIMIYA [74] bei gleicher Höhe ein um bis zu 10% niedrigeren Wärmeübergang als quadratische Hindernisse. HIJIKATA [61] führte Untersuchungen mit sinus-, bogen- und lanzettenförmigen Turbulenzpromotoren durch. Aus den Ergebnissen folgt, daß bei gleicher Reynolds-Zahl für jede dieser Querschnittsformen niedrigere lokale Nußelt-Zahlen auftreten als bei quadratischen Formen. Bei dem lanzettenförmigen Querschnitten zeigt sich, daß bei gleicher Reynolds-Zahl und gleicher Höhe der Maximalwert der Nußelt-Zahl in etwa 70% der maximalen Nußelt-Zahl von bogenförmigen Hindernissen erreicht. Das bei Querschnitten mit senkrecht zur Hauptströmungsrichtung stehender Anströmfläche von HAN [47], [49], HUNG [70], ICHIMIYA [74], LIOU [99] und KUKREJA [89] beobachtete Maximum vor dem nachfolgenden Hindernis konnte in Untersuchungen mit bogenförmigen Promotoren von HIJIKATA [61] als auch von KLAS [83] nicht nachgewiesen werden.

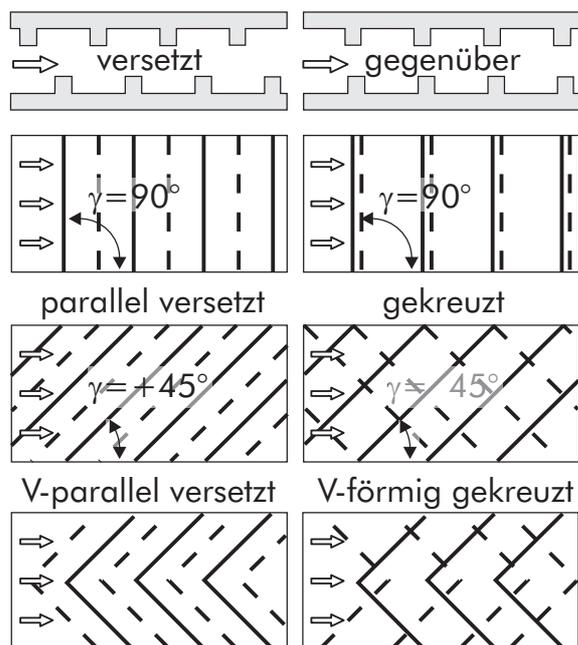
Aufgrund des hohen Turbulenzgrades entstehen bei den Querschnitten mit senkrecht zur Hauptströmungsrichtung liegender Anströmfläche wesentlich größere Druckverluste als bei den runden Hindernissen [74].

OKAMOTO et al. [122] verglichen quadratische, halbelliptische, halbkreisförmige und dreieckige Hindernisse bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 7.500$ . Da ein hoher Turbulenzgrad mit einem hohem Wärmeübergang gekoppelt ist, bestimmten die Autoren den Abstand mit dem höchsten Turbulenzgrad. Dabei fanden sie bei allen Geometrien optimale Abstände zwischen  $p/e = 7$  und  $p/e = 9,5$ . Beim örtlichen Wärmeübergang erreichten halbelliptische und quadratische Formen die größten Steigerungen gegenüber einem glatten Kanal, wohingegen dreieckige Querschnitte die geringsten Steigerungen erzielten. Den niedrigsten Druckverlust wiesen die halbellipti-

schen Hindernisse auf, während quadratische Turbulenzpromotoren den höchsten Druckverlust erzeugten.

Die bezogene Effektivität von quer angeordneten flügel-, bogen- und sinusförmigen Hindernissen wurde von HIJIKATA [61] untersucht. Unabhängig von der Reynolds-Zahl läßt sich mit den bogenförmigen Turbulenzpromotoren der beste volumetrische Gütegrad erzielen. Für dieses Ergebnis ist im wesentlichen der sehr viel niedrigere Druckverlust gegenüber quadratischen und der nur wenig höhere Druckverlust gegenüber lanzettenförmigen Hindernissen verantwortlich. Der Wärmeübergang liegt nur minimal niedriger als bei den quadratischen, aber um circa 40% höher als bei den flügelförmigen und um 13% höher als bei den sinusförmigen Turbulenzpromotoren.

### 2.2.9 Anordnung und Anstellwinkel



Angestellte Hindernisse ( $\gamma < 90^\circ$ ) erzeugen an den Wänden eine zur Hindernisachse parallel verlaufende Sekundärströmung. Da die schräg verlaufende Sekundärströmung und die Hauptströmung gegenseitig aufeinander einwirken, entsteht nach KUKREJA [89] ein dreidimensionales Strömungsfeld. Bei gekreuzter Hindernisanordnung wurde von HAN [52] festgestellt, daß sich die Sekundärströmungen an den beiden gegenüberliegenden Wänden unabhängig vom Breiten-Höhen-Verhältnis  $W/H$  des Kanals gegenseitig aufheben. Das Strömungsprofil bei gekreuzt angeordneten Hindernissen enthält somit eine einzelne Sekundärströmungszelle, während parallel angeordnete Promotoren ein Paar gegenläufig

Angestellte Hindernisse ( $\gamma < 90^\circ$ ) erzeugen an den Wänden eine zur Hindernisachse parallel verlaufende Sekundärströmung. Da die schräg verlaufende Sekundärströmung und die Hauptströmung gegenseitig aufeinander einwirken, entsteht nach KUKREJA [89] ein dreidimensionales Strömungsfeld. Bei gekreuzter Hindernisanordnung wurde von HAN [52] festgestellt, daß sich die Sekundärströmungen an den beiden gegenüberliegenden Wänden unabhängig vom Breiten-Höhen-Verhältnis  $W/H$  des Kanals gegenseitig aufheben. Das Strömungsprofil bei gekreuzt angeordneten Hindernissen enthält somit eine einzelne Sekundärströmungszelle, während parallel angeordnete Promotoren ein Paar gegenläufig

rotierender Sekundärströmungszellen verursachen.

SATO [138] und Klas [83] verglichen gegenüberliegende und versetzte Anordnungen. Aufgrund der kürzeren Rezirkulationsgebiete ergeben sich bei versetzter Anordnung höhere Nußelt-Zahlen im Zwischenraum als bei gegenüberliegender Anordnung. Dagegen verringert sich der Wärmeübergang im engsten durchströmten Querschnitt entlang der Oberseite der quadratischen Hindernisse im Vergleich zur gegenüberliegenden Anordnung. Der Grund dafür liegt in der niedrigeren Strömungsgeschwindigkeit im engsten Querschnitt bei der versetzten Anordnung. Insgesamt ergeben sich für den mittleren Wärmeübertragungskoeffizienten größere Werte bei gegenüberliegender als bei der versetzter Anordnung.

Die Abhängigkeit des Druckverlustes von der Anordnung wurde von KLAS [83] untersucht. Die größten Druckverluste ergeben sich in Kanälen mit gegenüberliegender Anordnung. KLAS zeigte, daß sich bei der versetzten Anordnung im Vergleich zur gegenüberliegenden Anordnung nur ein halb so großer Druckverlust ergibt. Bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 1000$  erreicht der Druckverlust im glatten Kanal nur 20% des Wertes der gegenüberliegenden Anordnung.

Bei versetzter Anordnung kann trotz des geringeren Wärmeübergangs, aufgrund der niedrigen Druckverluste der größte volumetrische Gütegrad erreicht werden [83].

Bei gegen die Hauptströmungsrichtung angestellten Turbulenzpromotoren entstehen Sekundärströmungen entlang der, durch die Zwischenräume gebildeten Täler (HAN [51], PEDISIUS [131]). Sekundärströmungen ähnlicher Form wurden von GAISER und KOTTKE [31], [34] in den Strömungskanälen gewellter Bleche beobachtet.

LAU et al. [92] [93] untersuchten den Einfluß des Anstellwinkels und der Anordnung (1-,2- und 3-fach-versetzt) in einem Bereich von  $Re = 10.000 - 60.000$ . Es zeigte sich, daß alle mehrfach versetzten Anordnungen zu einem größeren Wärmeübergang führten als durchgehende, quer angeordnete Hindernisse. Angestellte unterbrochene Turbulenzpromotoren führen außerdem zu einem größeren Wärmeübergang als die entsprechenden durchgehenden um  $45^\circ$  und  $60^\circ$  angestellten Hindernisse. Die höchste bezogene Effektivität im Verhältnis

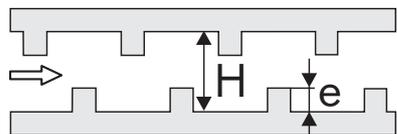
zur 90°-Anordnung erzielen 2-fach versetzte Turbulenzpromotoren mit einem Anstellwinkel von 45°.

HAN et al. [52] betrachteten gekreuzte, - sowie angestellte parallele, „<-förmige“ und „>-förmige“ Anordnungen ( $Re = 15.000 - 90.000$ ). <-förmige Turbulenzpromotoren mit einem Winkel von 60° weisen die höchste bezogene Nußelt-Zahl auf. Den höchsten Reibungsfaktor hingegen erhält man für >-förmige Anordnung im besonderen bei einem Anstellwinkel von 60°. Eine optimale Effektivität erreichen gemäß LAU et al. <-förmigen Turbulenzpromotoren bei 60°, gefolgt von den parallelen Anordnungen bei 60°.

Der Vergleich von Kanälen mit symmetrischen und versetzten Anordnungen führt zum Teil zu widersprüchlichen Ergebnissen. So konnten HWANG und LIOU [72] etwa den gleichen Wärmeübergang und den gleichen Druckverlust der verschiedenen Anordnungen feststellen. HONG und HSIEH [62] stellten für die versetzten Anordnungen einen höheren Wärmeübergang und auch einen höheren Druckverlust fest und MAYINGER und KLAS [106], [83] beobachteten bei halb-kreisförmigen Turbulenzpromotoren einen niedrigeren Wärmeübergang und Druckverlust für den Fall der versetzten Anordnungen.

### 2.2.10 Einfluß der Hindernishöhe

HAN [47] und HIJIKATA [61] stellen bei einer Verdoppelung der Höhe bei konstantem Abstand eine Erhöhung des Wärmeübergangs um bis zu 11 – 20% und bei Verdreifachung der Höhe von 22% fest.



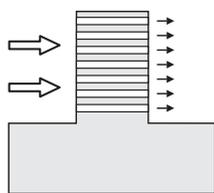
Der Druckverlust wird aufgrund der Blockierwirkung stark von der Hindernishöhe beeinflusst wird. Die Untersuchungen zeigen bei Verdoppelung der Höhe eine Zunahme des Reibungsfaktors von bis zu einem Drittel. Bei Verdreifachung der Höhe stieg der Druckverlust sogar um zwei Drittel.

### 2.2.11 Einfluß der Kanalform

Nach (HAN [49], PARK [126]) erreichen flache Kanäle ( $W/H \geq 1$ ) einen höheren Wärmeübergang als hohe Kanäle ( $W/H < 1$ ). Bei Verhältnissen von  $W/H = 0,25 - 1$  werden Steigerungen um das 2 – 2,5-fache, mit  $W/H = 2 - 4$  sogar um mehr als das Dreifache erreicht. Die größten Zunahmen des Wärmeübergangs gegenüber dem glatten Kanal bei gleichen Außenmaßen werden im Bereich von  $Re = 10.000$  beobachtet. Im allgemeinen ergibt sich bei konstantem Abstand bei flacheren Kanälen eine Zunahme des Druckverlustes [51], [126]. Durch eine Verdoppelung von  $W/H = 1/4$  auf  $W/H = 1/2$  wird unabhängig von der Reynolds-Zahl in etwa eine 1,2-fache Steigerung des Druckverlustes bewirkt. Bei weiterer Vergrößerung auf  $W/H = 1$  (quadratischer Kanal) nimmt der Druckverlust nochmals um das 2-fache zu. Durch eine Verdoppelung des Breiten-Höhen-Verhältnis von  $W/H = 2$  auf  $W/H = 4$  kann bei gleicher Reynolds-Zahl sogar eine Steigerung des Reibungsfaktors um das 2,5-fache registriert werden.

Von HAN et al. [50], [51], [52], PARK [126], KUKREJA [89] und KLAS [83] wurden detaillierte Untersuchungen zum Einfluß von Anstellwinkel, Anordnung und Abstand in Abhängigkeit von verschiedenen Breite/Höhe-Verhältnissen ( $W/H$ ) des Kanals durchgeführt.

### 2.2.12 Perforierte Turbulenzpromotoren



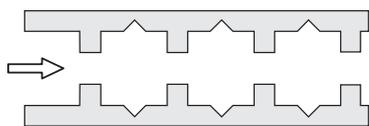
Perforierten Strömungshindernisse weisen gegenüber soliden Hindernissen sowohl einen höheren Wärmeübergang als auch einen geringeren Druckverlust auf, wenn die Blockierrate niedrig genug ist, daß das Fluid durch die Bohrungen strömen kann (HWANG und LIOU [71], [72],  $Re = 10.000 - 50.000$ ).

Die größte Steigerung der Nußelt-Zahl und der bezogenen Effektivität wurde bei einer Blockierrate von 56% erzielt. Bei den perforierten Turbulenzpromotoren führte ein Abstand von  $p/e = 5$

zu einem besseren Ergebnis als der Optimalwert  $p/e = 10$  der soliden Hindernisse.

### 2.2.13 Nuten im Zwischenraum der Hindernisse

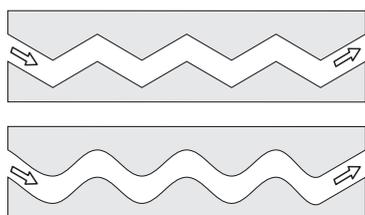
ZHANG et al. [187] verglichen gegenüberliegende Anordnungen (Abstand  $p/e = 8 - 30$ ) mit glatten und genuteten Zwischenräumen ( $Re = 10.000 - 50.000$ ). Die Nuten erzeugen



zusätzliche Wirbel, welche den Turbulenzgrad erhöhen und durch die Vermischung den Wärmeübergang verbessern.

Jedoch erhöht sich durch die zusätzliche Turbulenz auch der Reibungsfaktor. Der Kanal mit Nuten ( $p/e = 8$ ) führte gegenüber einem glatten Kanal zu einer Erhöhung des Wärmeübergangs um den Faktor 3,4, wohingegen der Druckverlust um den Faktor 5,7 bis 7,1 zunimmt. Ein Kanal ohne Nuten erhöht den Wärmeübergang um den Faktor 2,4 bei ungefähr dem gleichen Druckverlust.

### 2.2.14 Gewellte Oberflächen



Bei gleicher Länge von Strömungshindernis und Nut spricht man von gewellten Oberflächen. Die Strömungsvisualisierung von HUGONNOT et al. [69] zeigte, wie sich in einer anfänglich laminaren Strömung ab einer Reynolds-Zahl von

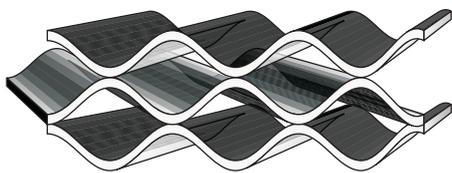
etwa  $Re = 100$  zunächst Rückströmungsgebiete in den „Wellentälern“ bildeten. Bei  $Re = 200 - 350$  trat Sekundärströmung auf welche beim Übergang in den turbulenten Bereich allmählich zerstört wurde. Diese sogenannte Sekundärströmung wurde von GOLDSTEIN und SPARROW [41], [42] untersucht ( $Re = 500 - 3.100$ ). Durch das Ablösen und Wiederanlegen der Strömung ist der örtliche Wärme- und Stoffübergang in Strömungsrichtung Schwankungen unterworfen. GOLDSTEIN und SPARROW finden jedoch auch quer zur Strömung regelmäßige Schwankungen. Diese Sekundärströmung be-

steht aus longitudinalen Wirbeln, die mit den von SCHLICHTING [140] beschriebenen Taylor-Görtler-Wirbeln identisch sind, welche beim Überströmen von konkaven Oberflächen auftreten und einen wesentlichen Anstieg des Wärmeübergangs bewirken.

**2.2.14.1 Variation der Geometrieparameter** MOLKI [115] ermittelte den Wärmeübergang und den Druckverlust für Neigungswinkel der schiefen Ebenen von  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $30^\circ$  ( $Re = 4.000 - 30.000$ ). Es zeigt sich, daß der Wärmeübergang mit steigendem Winkel anwächst. Aufgrund des hohen Druckverlustes für große Neigungswinkel ergibt die bezogene Effektivität nur für einen Anströmwinkel von  $10^\circ$  hohe Werte.

MOLKI und YUEN [115], O'BRIEN und SPARROW [121] sowie SPARROW und COMB [147] ermittelten den Einfluß der Kanalhöhe  $H$  bei einem Anströmwinkel von  $30^\circ$ . Es zeigte sich, daß eine Vergrößerung der Kanalhöhe größere Rückströmgebiete zur Folge hat.

SPARROW und HOSSFELD [149] untersuchten die Auswirkung der Abrundung der scharfen Kanten des bisherigen Kanals. Durch die Abbrundung der Kanten ergeben sich kleinere Rückströmgebiete, wodurch der Reibungsfaktor aufgrund des geringeren Druckwiderstands abnimmt. Da aber auch der Turbulenzgrad sinkt, nimmt auch die Nußelt-Zahl ab, jedoch schwächer als der Reibungsbeiwert, was zu einer hohen bezogenen Effektivität dieser Anordnung führt.



**2.2.14.2 Gewellte, gegeneinander angestellte Oberflächen.** In gekreuzten, gewellten Strukturen können nach GAISER [33] zwei verschiedene Arten von Strömung auftreten, nämlich die Tal- und die

Längsströmung. Bei der Talströmung folgt das Fluid einem Tal einer Prägeplatte bis zum Rand, wird dort reflektiert und strömt im Wellental der gegenüberliegenden Platte weiter. Das Fluid folgt damit einem Zick-Zack-Kurs durch den Kanal. Bei der Talströmung kann sich eine Grenzschicht ausbilden, was zu einem niedrigen Wärmeübergang

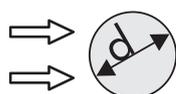
führt. Bei kleinen Anstellwinkeln dagegen tritt die sogenannte Längsströmung auf. Dabei strömt das Fluid kanalartig zwischen den Auflagepunkten der Wellenberge der Kanalober- und Unterseite hindurch. Hinter den Auflagepunkten bilden sich Ablösegebiete, die zu geringem Wärmeübergang und hohem Druckverlust führen. Tatsächlich treten jedoch immer Kombinationen beider Strömungsformen auf, was zu einer guten Vermischung des Fluids führt.

Wie stark die beiden Komponenten Tal- und Längsströmung in der Mischform vertreten sind, hängt von der Wellenlänge, der Amplitude und dem Anstellwinkel ab, wobei kleine Winkel und ein großes Verhältnis von Wellenlänge zu Amplitude die Längsströmung begünstigen (FOCKE et al. [26], [27]). Der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung tritt aufgrund der großen Anzahl von Umlenkungen in den komplexen Strukturen zwischen Reynoldszahlen von  $Re = 100 - 400$  auf. Niedrige Druckverluste und hohe Wärmeübergänge ergeben sich gemäß den Ergebnissen von GAISER [33] und GAISER und KOTTKE [32], [34], [35], [37] bei großen Anstellwinkeln bzw. großen Wellenlänge-zu-Amplitude-Verhältnissen.

## 2.3 Querangeströmte Rohre und Rohrbündel

Zum Thema Rohrbündel-Wärmeübertrager werden grundlegende Zusammenfassungen von KAKAC [77], [79], [80], ZUKAUSKAS [191], [192] und dem VDI-Wärmeatlas [174] gegeben. Wärmeübertrager im Bereich niedriger Reynoldszahlen sind bei KAKAC [78] beschrieben.

### 2.3.1 Querangeströmte einzelne Kreisrohre



Zur Berechnung des mittleren Wärmeübergangs an querangeströmten Kreisrohren werden in der Literatur mehrere Gleichungen angegeben. Nach INCROPERA und DEWITT [75] berechnet sich die Nusselt-Zahl zu

$$Nu = C Re^m Pr^{1/3} \quad (21)$$

mit den Parametern  $C$  und  $m$ :

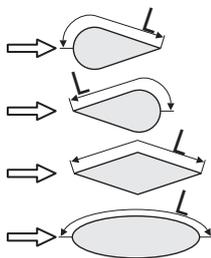
$$40 < Re < 4000 : C = 0,683, m = 0,466$$

$$4000 < Re < 40000 : C = 0,193, m = 0,618$$

Weitere Gleichungen zur Berechnung des Wärmeübergangs werden von KAKAC [79], ZUKAUSKAS [192] RICHARDSON [134] sowie ECKERT und DRAKE [21] angegeben.

Die lokalen Untersuchungen an einzelnen, querangeströmten, kreisrunden Zylindern wurden u.a. von ZUKAUSKAS [192] zusammengefaßt. An einzeln stehenden, querangeströmten, kreisrunden Rohren ist die Verteilung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten über dem Umfang u.a. durch Messungen von LOHRISCH, [102], DREW und RYAN [17], KLEIN [84], KRUIJLIN [87], SCHMIDT und WENNER [141] im Bereich von  $10.000 \leq Re \leq 80.000$  und von ECKERT und SOEHNGEN [20] im Bereich  $20 \leq Re \leq 600$  belegt. TRUEB [171] untersuchte das Übergangsbereich  $400 \leq Re \leq 12.000$  und fand hierbei gute Übereinstimmung mit Messungen von SCHNAUTZ [142]. Für die Umgebung des vorderen Staupunktes - solange die Grenzschicht noch laminaren Charakter hat - gab ECKERT [20] einen theoretischen Ansatz zur Berechnung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten.

### 2.3.2 Einzelne Profilrohre mit nichtkreisförmigen Querschnitt



Nach KRISCHER und KAST [86] gelten für die Berechnung der mittleren Nußelt-Zahlen bei der Queranströmung von Rohren und Profilzylindern die gleichen Beziehungen wie für die überströmte ebene Platte, wenn als kennzeichnende Länge bei der Definition der Nußelt- bzw. Reynolds-Zahlen die Überströmlänge  $L$  verwendet wird. Für die mittlere

Nußelt-Zahl von querangeströmten (Profil-)Rohren gilt nach GNIELINSKI [39]:

$$Nu_{1,0} = 0,3 + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \quad (22)$$

mit

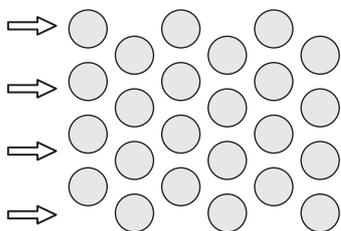
$$Nu_{1,lam} = 0,664\sqrt{Re}\sqrt[3]{Pr} \quad (23)$$

$$Nu_{1,turb} = \frac{0,037Re^{0,8}Pr}{1 + 2,443Re^{-0,1}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (24)$$

für Reynolds-Zahlen im Bereich von  $10 < Re < 10^7$  und für Prandtl-Zahlen von  $0,6 < Pr < 1000$  [174]. Werden die Profile schräg angeströmt, so verringert sich der mittlere Wärmeübergang mit dem Anströmwinkel [174].

FEHLE et al. [24] beschrieben den lokalen Wärmeübergang an einzelnen quer angeströmten Lanzettenrohrprofilen bei unterschiedlichen Orientierungen der Profile (Reynolds-Zahlen von  $Re = 500 - 1500$ ). Aufgrund der unterschiedlichen Anströmbedingungen unterscheiden sich die Verläufe der lokalen Nußelt-Zahlen deutlich. Die Profile mit der spitzen Seite zur Anströmung können höhere mittlere Nußelt-Zahlen erreichen als die Lanzetten mit der runden Seite zur Anströmung. Beide Orientierungen weisen jedoch im gesamten Geschwindigkeitsbereich höhere mittlere Wärmeübergangskoeffizienten auf als einzelne Kreisrohre.

### 2.3.3 Rohrbündel-Wärmeübertrager mit Kreisrohren



Grundlegende Untersuchungen zum Einfluß von Rohranordnung und Rohrteilung auf den Wärmeübergang und den Druckverlust wurden von z.B. ZUKAUSKAS [191], [192], [193] vorgestellt. Den Einfluß der Rohrreihenanzahl beschrieb u.a. KAYS [82] ausführlich. Nach GNIELINSKI [40] kann der Wärmeübergang im Rohrbündel aus den Nußelt-Zahlen am Einzelrohr berechnet werden (Gleichung 22), jedoch müssen Faktoren  $f_i$  eingeführt werden, welche die Anordnung, Teilung, Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte und die Anzahl der Rohrreihen  $n$  berücksichtigen [174]:

$$Nu_{0,Buendel} = \frac{1 + (n - 1)}{n} f_i f_A Nu_{1,0} \quad (25)$$

mit dem Anordnungsfaktor für versetzte Anordnung  $f_A = 1 + \frac{2}{3b}$  ( $b$ : Längsteilungsverhältnis). Bei gleichen fluid- und thermodynamischen Bedingungen zeigt das in einem Bündel angeordnete Rohr ein wesentlich verbessertes Wärmeübertragungsverhalten als ein Einzelrohr, da vorhergehende Reihen den Turbulenzgrad der Strömung erhöhen. BRESSLER [11] und KLIER [85] bestätigten, daß die mittlere Wärmeübergangszahl der Rohre im Bündel von der ersten bis zur dritten Reihe merklich zunimmt.

Von STEPHAN und TRAUB [150] wurde der Einfluß von Rohrreihenzahl und Anströmturbulenz auf die Wärmeleistung von quer angeströmten Rohrbündeln ( $Re = 15.000 - 150.000$ ) gemessen. Die Verbesserung des mittleren Wärmeübergangs am Rohrbündel nimmt mit steigendem Turbulenzgrad und mit abnehmender Reihenzahl zu. Die Druckverlustbeiwerte der Rohrbündel sind nahezu unabhängig von der Anströmturbulenz. Die örtlichen Wärmeübergangszahlen in querangeströmten Stabbündeln wurden von MAYINGER und SCHAD [104] für Reynolds-Zahlen von  $Re = 10.000 - 40.000$  vermessen. Es wurden fluchtende, teil- und vollversetzte sowie gekreuzte Stabanordnungen untersucht.

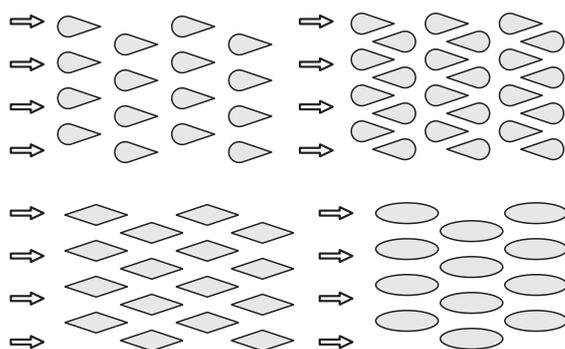
Die örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten in den verschiedenen Reihen eines Bündels wurde bisher nur wenig untersucht. KASAKEWITSCH [81] stellte Messungen an einzelnen Rohren der ersten sieben Reihen in Bündeln fluchtender und vollversetzter Anordnung bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 14.000$  an. WINDING und CHENEY [183] sowie DE BORTOLI et al. [16] untersuchten ebenfalls den örtlichen Wärmeübergang an vollversetzten Rohrbündeln. Sie umfaßten den Reynolds-Zahlen-Bereich von  $12.600 \leq Re \leq 57.000$  bzw.  $36.000 \leq Re \leq 80.000$ .

ZUKAUSKAS und KATINAS [193] untersuchten den Wärmeübergang in asymmetrischen umströmten Rohrbündeln im Bereich von  $Re = 1.000 - 60.000$ . Die asymmetrische Umströmung der Rohre führte mit zunehmenden Wandabstand zu einer Steigerung der

Wärmeübertragung und der Auftriebskräfte. Die Schräganströmung von Rohrbündeln führt, ebenso wie beim Einzelrohr, zu geringeren Wärmeübergangskoeffizienten [174].

Von BERGELIN und GNIELINSKI [174] werden Gleichungen für den Druckverlust in laminar bzw. turbulent durchströmten Rohrbündeln vorgestellt. Diese können durch Kombination in modifizierter Form in einen weiten Geschwindigkeitsbereich ( $Re = 1 - 300.000$ ) sowie auf verschiedene Anordnungen und Teilungsverhältnisse angewandt werden.

### 2.3.4 Rohrbündel mit nichtkreisförmigen Profilrohren



Die am häufigsten eingesetzte nichtkreisförmige Querschnittsform ist das elliptische Profilrohr. Diese Form hat gegenüber Kreisrohren einerseits eine deutlich erhöhte wärmeübertragende Oberfläche und ermöglicht andererseits eine leichte Reinigung. MERKER et al. [111],

[108], [109] untersuchten quer angeströmte Kreis- und Ovalrohrbündel bei verschiedenen Längs- und Querteilungen und bestimmten sowohl den lokalen Stoffübergangskoeffizienten als auch die Druckverteilung um jeweils einzelne Rohre ( $Re = 1.000 - 50.000$ ). Über die Analogien zwischen Stoff-, Impuls- und Wärmetransport konnte eine Beziehung aufgestellt werden, mit welcher der Stoffübergang allein aus den Meßwerten für den Druckverlust um ein einzelnes Rohr im Bündel berechnet werden kann.

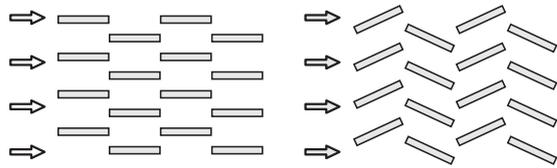
MERKER und BÄHR [112] untersuchten den lokalen und globalen Wärme- und Stoffübergang sowie den Druckverlust in quer angeströmten Rohrbündeln mit versetzt und fluchtend angeordneten Profilrohren (Oval-, Lanzetten- und Rautenrohre) im Bereich zwischen  $Re = 500 - 100.000$  für verschiedene Längs- und Querteilungen. Es stellte sich heraus, daß mit den versetzten Ovalrohren der größte

mittlere Stoffübergang im gesamten Geschwindigkeitsbereich erzielt werden konnte. Damit einher gingen allerdings auch die höchsten Druckverlustkoeffizienten. Die Versuchsergebnisse werden mit Hilfe halbempirischer Beziehungen für den Impuls- und Stofftransport beschrieben. BRAUER [12] beschrieb die strömungs- und wärmetechnischen Eigenschaften von verschiedenen versetzten Profilrohranordnungen (Kreis, Oval, Flosse, unregelmäßiger Querschnitt) im Bereich von  $Re = 2.000 - 200.000$ . Auch BRAUER stellte fest, daß Ovalrohre die günstigsten Bedingungen für Wärmeübergang und Strömungswiderstand ergaben. Für Ovalrohre wurde eine Gleichung aufgestellt, welche den Wärmeübergang bei verschiedenen Rohrgrößen und Rohranordnungen für verschiedene Fluide beschreibt. Die Untersuchungen von BARAN et al. [7] an Flossenrohrbündeln bestätigen die Ergebnisse von BRAUER. RUTH [137] untersuchte Rohrbündel mit versetzt angeordneten linsenförmigen Rohren (beidseitige Lanzettenform) bei verschiedenen Teilungsverhältnissen und Rohrreihenzahlen im Bereich  $Re = 20.000 - 50.000$ ). Hinsichtlich ihrer Effektivität (Druckverlust und Wärmeübergang) weisen die schlanken Lanzettengeometrien deutlich bessere Werte auf als Kreisrohrbündel, was auf den sehr geringen Druckverlust der strömungsgünstigen Profile zurückzuführen ist. Den Verlauf des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten entlang einzelner Kreis- und Ovalrohre in fluchtend angeordneten Bündeln verschiedener Teilung wird von SCHAD [139] beschrieben. Die Messungen zeigen, daß der Einlaufeffekt vor allem den Wärmeübergang der ersten drei Rohrreihen stark beeinflußt. Ab der 5. Reihe ist die Strömung voll ausgebildet. CHEN et al. [14] untersuchten die Ursachen der Erhöhung des Wärmeübergangs bei abnehmendem Druckverlust bei quer angeströmten tropfenförmigen Rohren, wobei die runde Rohrseite zur Anströmung gerichtet war ( $Re = 20.000 - 67.000$ ). Verantwortlich für dieses Verhalten zeichnete sich das Wiederanlegen turbulenter Grenzschichten im hinteren keilförmigen Bereich der Profilrohre. HOYT und SELLIN [66], [64], [65], [63] beobachteten die Strömung durch eine Kaskade von elliptischen Zylindern bei verschiedenen Anstellwinkeln und Längsteilungen sowie durch Rohrbündel. Die Strömungsvisualisierung zeigte den

von den Anordnungen abhängigen Einfluß der Strömungsmuster auf den Wärmeübergang ( $Re = 15.200 - 16.500$ ).

### 2.3.5 Kanäle mit plattenförmigen Einbauten

FEHLE et al., HERMAN et al. [57], [58], [59] sowie AMON et al. [2] führten experimentelle und numerische Untersuchungen zum lokalen und mittleren Wärmeübergang sowie zum Druckverlust in Kanälen mit plattenförmigen Profilen (sog. kommunizierenden Kanälen) durch. Die Konfigurationen ergaben sich aus der periodischen Anordnung von beheizten, rechteckigen Platten in einem Kanal.



Insbesondere wurde der Einfluß von fluiddynamischen Instabilitäten und der Neubildung der thermischen Grenzschicht auf den Impuls- und Wärme-

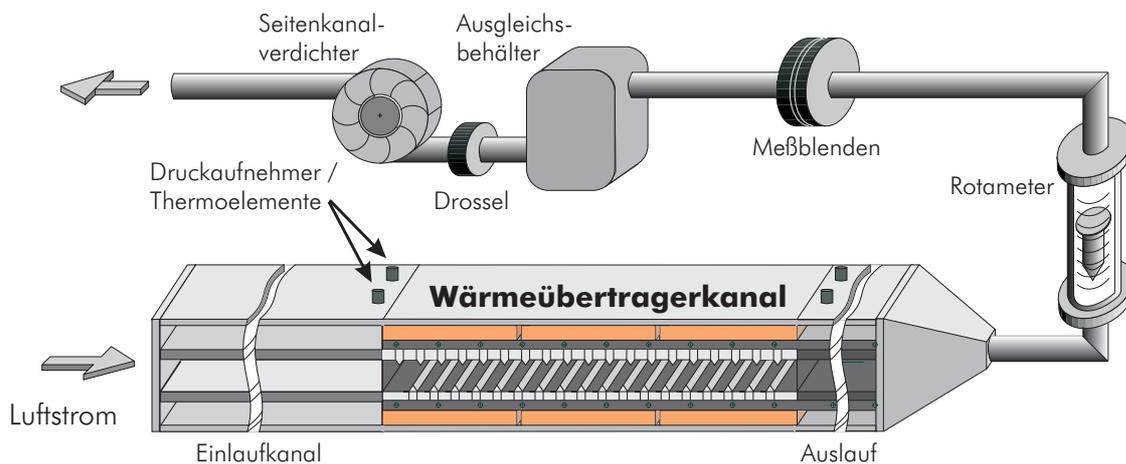
transport beobachtet. Die Messungen wurden im Bereich von  $50 < Re < 1200$  durchgeführt (laminar  $\rightarrow$  Übergangsbereich). Die zunächst horizontal angeordneten Platten wurden in weiteren Untersuchungen um ihre Längsachse gedreht und gegen die Hauptströmung angestellt ( $\alpha = 0^\circ - 90^\circ$ ) sowie in ihrem Abstand zueinander verschoben. Es wurde gezeigt, daß die mittlere Nußelt-Zahl mit größerem Anstellwinkel und kürzerem Plattenabstand ansteigt. Unter Berücksichtigung von Wärmeübergang und Druckverlust erwiesen sich jedoch Platten in horizontaler Anordnung ( $\alpha = 0^\circ$ ) mit kleinem Längsteilungsverhältnis aufgrund des geringen Druckverlustes im gesamten Geschwindigkeitsbereich als optimal. Angestellte Plattenanordnungen wurden außerdem von ASAKO [3], LEE [97] und PANG [124] bei verschiedenen Teilungsverhältnissen und Anstellwinkeln untersucht. Die Ergebnisse decken sich im Wesentlichen mit den oben beschriebenen Untersuchungen von HERMAN et al. Für versetzte und fluchtende Plattenanordnung wurden von SPARROW et al. [145], [146] experimentelle und numerische Untersuchungen angestellt. Strömungs- und Temperaturfelder in versetzten Plattenanordnungen wurden von LEE

und KWON [96] für verschiedene Teilungsverhältnisse untersucht ( $Re = 200 - 3.000$ ). Ein Plattenabstand vom 2-fachen der Plattenlänge und eine Querteilung von  $a = 0,3$  führte zu maximalem mittlerem Wärmeübergang, da die versetzten Platten bei dieser Anordnung außerhalb des Nachlaufwirbels der jeweils vorhergehenden Platte angeordnet waren. Von PATANKAR und PRAKASH [129] wurde eine Berechnungsmöglichkeit für Strömung und Wärmeübergang in einem Kanal mit unterbrochenen, versetzten Platten angegeben ( $Re = 300 - 2000$ ). Insbesondere stellte sich heraus, daß mit zunehmender Plattendicke der Druckverlust deutlich anstieg, der Wärmeübergang aber nur mäßig zunahm. Fluchtende Plattenanordnungen bei verschiedenen Längs- und Querteilungsverhältnissen wurden von SEKULIC [143] im Übergangsbereich ( $Re = 700 - 3500$ ) hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen globalem Druckverlust und lokalen Strömungsmustern untersucht. Den Ergebnissen zufolge führen kürzere Platten mit einem kleineren Längsabstand zu einem Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung bei niedrigeren Reynolds-Zahlen.

Die Mehrzahl der beschriebenen Arbeiten befaßt sich mit globalen Beobachtungen des mittleren Wärmeübergangs und des Druckverlusts der Systeme. Lokale Vorgänge können häufig nicht gemessen werden. Ihre Kenntnis ist jedoch von zwingender Notwendigkeit um die globalen Größen gezielt beeinflussen zu können. Meist werden nur laminare oder rein turbulente Geschwindigkeitsbereiche, nicht aber der Übergangsbereich beobachtet, obwohl dort die größten Steigerungsraten hinsichtlich der Effektivität der Wärmeübertragung erzielt werden können. Hinzu kommt noch, daß die Ergebnisse häufig sehr stark von den spezifischen Randbedingungen der Experimente (Versuchsanlage, Stoffwerte usw.) abhängen und nur schwer auf andere Randbedingungen übertragbar sind. Ein Schwerpunkt der im Folgenden beschriebenen Untersuchungen liegt deshalb bei der lokalen und globalen Untersuchung von Wärmetransportvorgängen beim Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung.

### 3 Beschreibung der Versuchsanlage

Die experimentellen Untersuchungen wurden mit dem in Abbildung 4 schematisch dargestellten Versuchsaufbau durchgeführt. Die Versuchsanlage mit den Meß- und Regelsystemen ist sowohl für die Untersuchungen am Kanal mit Turbulenzpromotoren als auch für die Messungen am Rohrbündel-Wärmetauscher ausgelegt. Die jeweiligen Meßkammern können komplett ausgetauscht und an die Versuchsanlage angeschlossen werden. Der Aufbau der einzelnen Meßkammern, insbesondere die unterschiedliche Beheizungen, werden in den Kapiteln 6.1 bzw. 7.1 gesondert erläutert.



**Abbildung 4:** Versuchsanlage mit Meßkammer, hier: Kanal mit Turbulenzpromotoren

Über die Einlaufstrecke wird das Testfluid Luft aus der klimatisierten Laborumgebung ( $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ ) in die Meßkammer angesaugt. Hinter der Meßkammer strömt die Luft durch Auslauf und Sammeltrichter zu den Meßblenden zur Massenstrombestimmung. Mittels eines Ausgleichsbehälters mit einem Volumen von 50l werden Druckschwankungen in der Versuchsanlage ausgeglichen. Eine geregelte Drossel dient zur Einstellung der Durchsatzmenge. Der Volumenstrom wird in dem anschließenden Seitenkanalverdichter mit einer maximalen Förderleistung von  $\dot{V} = 60\text{m}^3/\text{h}$  erzeugt.

		Einheit	Blende 1	Blende 2	Blende 3	Blende 4	Blende 5
Vorlauf-Blende	$d_r$	mm	10	10	25	25	25
Drosselöffnung	$d_{Bl}$	mm	2,5	4,5	7,5	12,5	20
min. Durchsatz	$\dot{V}_{min}$	$m^3/h$	0,5	1,5	3	8	20
max. Durchsatz	$\dot{V}_{max}$	$m^3/h$	1,5	3	8	25	35

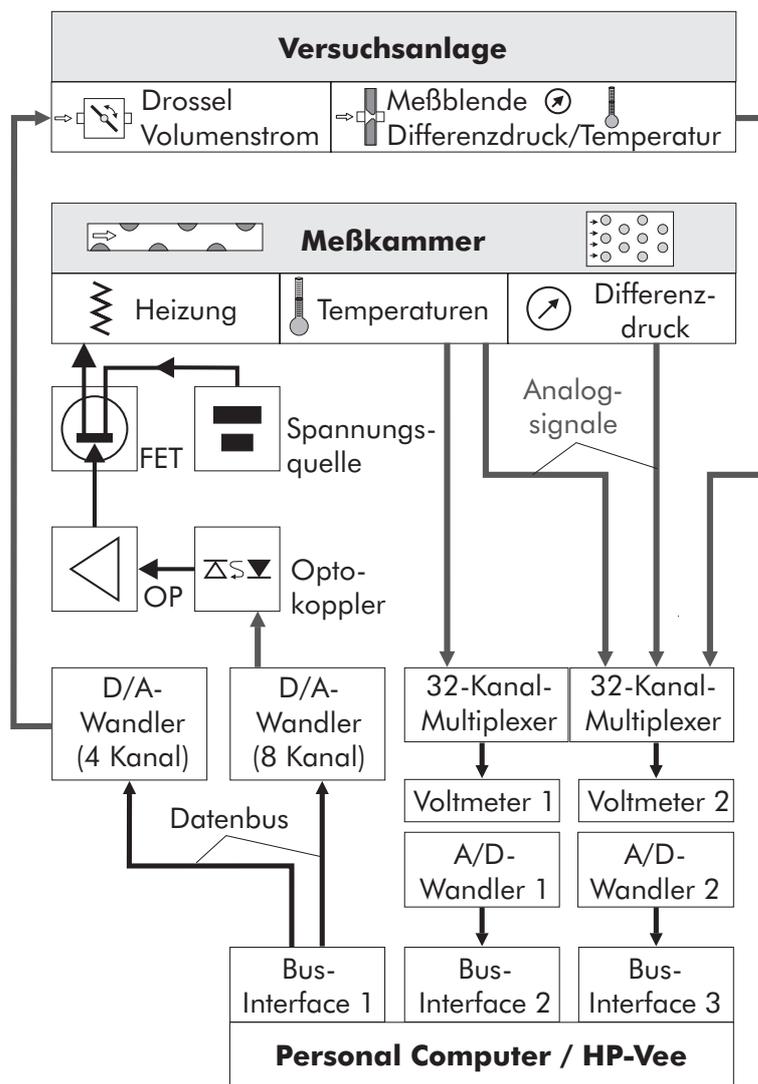
**Tabelle 1:** Durchmesser und Meßbereiche der Blenden

### 3.1 Instrumentierung der Anlage - Meß- und Regeltechnik

Die Bestimmung des Luftmassenstroms erfolgt über die Messung des Druckabfalls an durchströmten Meßblenden. Diese sind in einem Bypass-Rohr-System fest eingebaut und können in Abhängigkeit vom Durchsatz einzeln zugeschaltet werden. Form und Anordnung der Blenden sowie deren Ein- und Auslaufstrecken wurden nach DIN 1952 ausgelegt. Die entsprechenden Volumenstrombereiche sowie geometrischen Daten der einzelnen Blenden sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Zur Berechnung des Massenstroms durch eine Blende kann aus der Bernoulli-Gleichung ( $\rho u^2/2 + p + \rho g z = const.$ ) die Beziehung

$$\dot{m} = \alpha_{Bl} \frac{\pi d_{Bl}^2}{4} \sqrt{2\rho \Delta p_{Bl}} \quad (26)$$

hergeleitet werden. Zur Bestimmung der Durchflußzahl  $\alpha_{Bl}$ , die bei gegebener Geometrie nur von der Reynolds-Zahl abhängt, wurden die Blenden mit einem inkompressiblen Fluid kalibriert. Die Messung des Druckabfalls an den Blenden erfolgt mit einem elektronischen Differenzdrucksensor. Zur Kontrolle des Durchsatzes werden zusätzlich Rotameter eingesetzt. Sämtliche Temperaturen an der Versuchsanlage und in der Meßkammer werden mit kalibrierten NiCr-Ni-Thermoelementen gemessen. Zur Bestimmung der globalen Druckverluste in der Teststrecke wurden je 4 Druckmeßbohrungen mit  $0.5mm$  Durchmesser in einem Abstand von  $70mm$  vor und hinter der Meßstrecke angebracht. Die Messung des Differenzdruckes erfolgt mit einem kapazitiven Differenzdrucksensor.



**Abbildung 5:** Meß- und Regelsystem der Versuchsanlage

Die analogen Signale aller Sensoren werden über zwei Voltmeter-Meßkarten erfaßt, digitalisiert und über einen Datenbus zur kontinuierlichen Aufzeichnung und automatischen Weiterverarbeitung auf einen PC übertragen (Abbildung 5). Insgesamt stehen 64 Meßkanäle mit einer maximalen Abtastrate von  $1\text{kHz}$  pro Kanal zur Verfügung. Über einen D/A-Wandler werden die Signale zur Verstellung der Drossel in der Luftversorgung ausgegeben. Die Wände im Kanal mit Turbulenzpromotoren werden über sechs Wasserbäder getrennt voneinander beheizt (Abbildung 4, Abschnitt 6.1) während die Profile im Rohrbündelwärmeübertrager mittels elektrischer Heizpatronen tem-

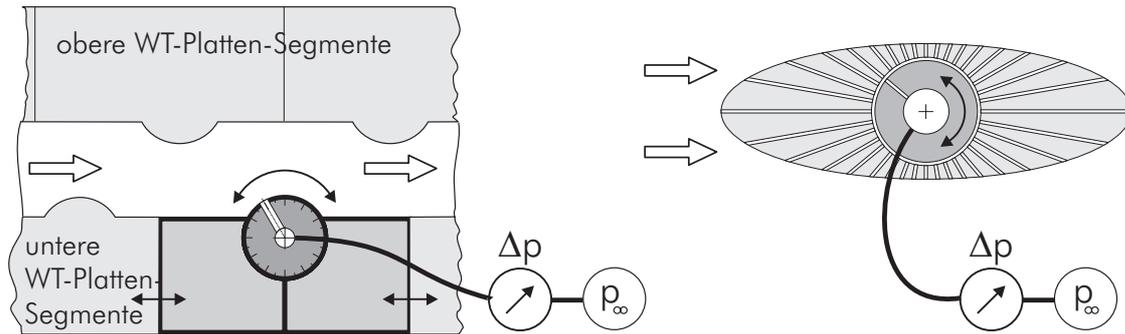
periert werden (Abschnitt 7.1). Für die Regelung der Heizleistung werden die D/A-Signale aus der PC-Einschubkarte mittels Operationsverstärker vorverstärkt und in den anschließenden Feldeffekttransistoren mit eigener Spannungsversorgung auf die erforderliche Leistung (max. 200W je Kanal) verstärkt. Die elektrische Heizung ist als PID-Regler programmiert, welcher als Regelgröße die Isttemperatur an der Heizung und als Stellgröße die Ausgangsspannung am D/A-Wandler verwendet. Für das Regelverhalten der Heizung wurde ein PT1-Typ angenommen, was ein verzögertes Ansprechen erster Ordnung der Ausgangsgröße auf die Stellgröße bedeutet. Alle Meß- und Regelgrößen werden in einer Programmumgebung auf Basis der HP-Vee-Meßdatenerfassung [56], [60] verarbeitet und gespeichert.

Folgende Meßstellen werden abgefragt bzw. ausgewertet:

- Kanal mit Turbulenzpromotoren: Temperatur der einzelnen Heizbäder.
- Rohrbündel-Wärmeübertrager: Temperatur jedes einzelnen Profilrohres.
- Die Lufttemperatur am Ein- und Austritt der Meßstrecke wird als Mittelwert von 5 über den Querschnitt des Kanals verteilten Thermoelementen bestimmt.
- Die Temperaturen an Meßblenden und Rotametern wird aus Meßpunkten jeweils vor und hinter den Armaturen gemittelt.
- Differenzdruck an den Meßblenden.
- Differenzdruck an der Meßstrecke.

## 3.2 Messung des Druckverlaufs

Zur Untersuchung des lokalen Druckverlaufs im Kanal mit Turbulenzpromotoren und im Rohrbündel wurden die in Abbildung 6 skizzierten Kanalelemente bzw. Profilrohre entwickelt. Die Elemente können an beliebigen Positionen im Kanal bzw. Rohrbündel eingebaut werden.



**Abbildung 6:**  $\Delta p_l$  -Kanalmodul und  $\Delta p_l$  - Profilrohr

Für den Strömungskanal kann in dem mittig teilbaren Element ein drehbar gelagerter Turbulenzpromotor mit einer Druckmeßbohrung eingespannt werden (Abbildung 6a). Für die Messungen im Profilrohrbündel kann das mit Druckmessbohrungen versehene Element (Abbildung 6b) an jeder Position im Rohrbündel eingesetzt werden. Die über dem Umfang verteilten Druckmessbohrungen werden über einen drehbar gelagerten Einsatz jeweils einzeln auf den Differenzdrucksensor aufgeschaltet. Im Versuch wird der Einsatz in kleinen Winkelschritten gedreht und der Differenzdruck zum Kanalbeginn bestimmt.

## 4 Optische Meßmethoden

Für die Untersuchungen der thermo- und fluiddynamischen Größen in den Wärmeübertragerkanälen bieten optische Meßmethoden, wie z.B. die Holographische Interferometrie und die Laser-Doppler-Anemometrie, gegenüber herkömmlichen Methoden wesentliche Vorteile:

1. Die berührungslose Arbeitsweise vermeidet, im Gegensatz zu herkömmlichen Methoden mit Meßsonden, störende Einflüsse auf den zu untersuchenden Effekt.
2. Durch die nahezu trägheitslose Arbeitsweise können auch sehr schnell ablaufende Vorgänge zeitlich hoch aufgelöst werden.
3. Mit geeigneter Optik ist es möglich, sowohl räumlich sehr kleine Gebiete, wie z.B. wandnahe Bereiche in Strömungsgrenzschichten, als auch großflächige Gebiete zu untersuchen.

Die Kombination klassischer optischer Methoden mit modernen Systemen, wie lichtverstärkten Videokameras und computerunterstützten digitalen Bildverarbeitungssystemen, ermöglicht seit kurzer Zeit neue experimentelle Möglichkeiten. So wurde für die Auswertung der aus den Versuchen gewonnenen großen Datenmengen, insbesondere der holographischen Interferogramme, ein Programm zur computerunterstützten digitalen Bildverarbeitung und Auswertung entwickelt. Einen Überblick über die modernen optischen und computergestützten Methoden und deren praktischen Einsatzmöglichkeiten in der Forschung auf dem Gebiet der Thermo- und Fluiddynamik geben z.B. MAYINGER et al. ([107], [55]) und TAUSCHER et al. ([156], [157], [165], [166], [167], [168]).

### 4.1 Holographische Durchlichtinterferometrie

Die holographische Durchlichtinterferometrie ist eine Kombination der beiden Verfahren, Holographie und Interferometrie. Im Gegensatz zu konventionellen Abbildungsverfahren, wie z.B. der Photogra-

phie, beruht das auf GABOR [28] zurückgehende Prinzip der Holographie auf der Speicherung des von einem Objekt gestreuten Wellenfeldes, also dessen Amplitude und Phasenverteilung, auf einer photoempfindlichen Schicht.

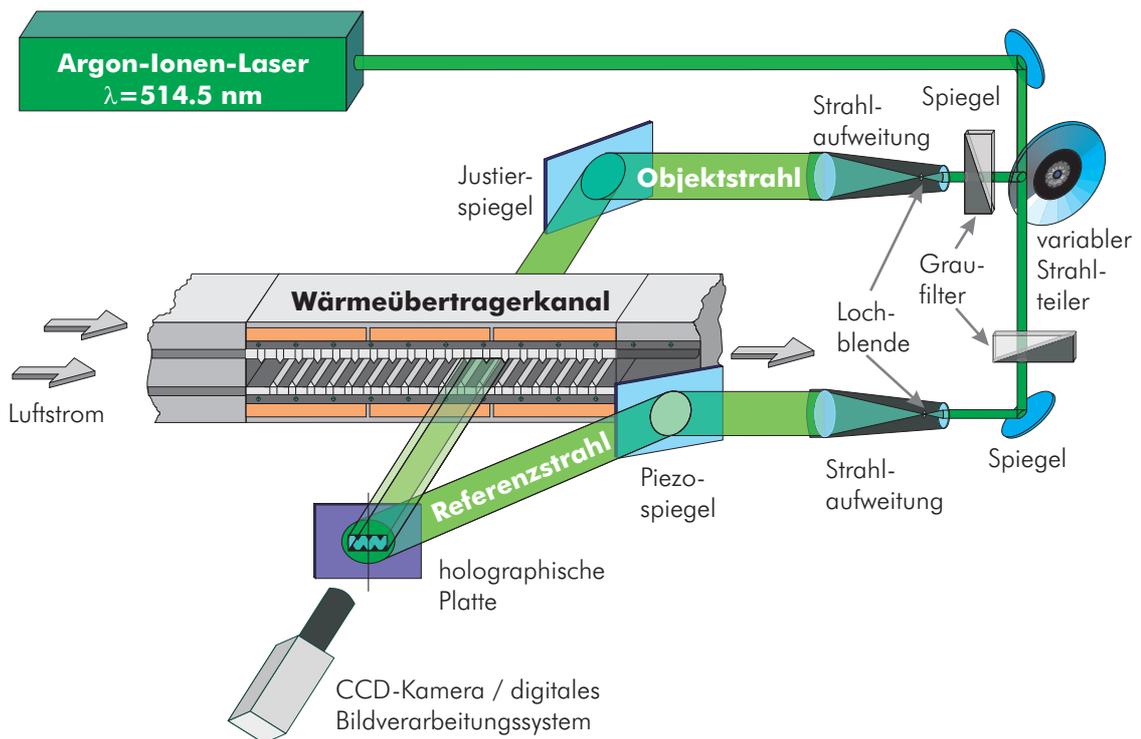
Bei der holographischen Interferometrie wird zunächst ein Hologramm des Phasenobjekts (im vorliegenden Fall der Meßkammer) im Bezugszustand aufgenommen. Mit Hilfe dieses Hologramms wird der ursprüngliche Objektzustand rekonstruiert und kann nun mit dem aktuellen Objektzustand im gegenwärtigen Istzustand überlagert werden.

Im Bereich der Wärme- und Stoffübertragung hat sich diese Methode als ein zuverlässiges optisches Verfahren etabliert, mit dem ein direkter Vergleich von zeitlich verschiedenen Zuständen eines Objekts möglich ist. Mit dieser Methode kann direkt auf zwischenzeitlich ausgelöste Prozesse, welche zur Änderung des Brechzahlfeldes des Objekts führten, geschlossen werden.

Für ausführlichere Erläuterungen der theoretischen Grundlagen von Holographie, Interferometrie und Holographischer Interferometrie und deren Anwendungsmöglichkeiten wird auf die umfangreiche Literatur (MAYINGER [107], TAUSCHER [166], HAUF et al. [55], [54], CHEN [13], NORDMANN [118], PANKNIN [125], OSTROVSKY [123] und VEST [175]) verwiesen.

#### **4.1.1 Versuchsanordnung für holographische Interferometrie**

Die prinzipielle Anordnung der einzelnen Komponenten für die holographische Durchlichtinterferometrie ist in Abbildung 7 skizziert. Die Interferenzfähigkeit von Wellen erfordert kohärentes, monochromatisches Licht. Zur Versuchsdurchführung wird deshalb ein Argon-Ionen-Laser (Wellenlänge  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ ) eingesetzt. Durch das im Laser integrierte Etalon wird die Kohärenzlänge, also die Weglänge, bei der die Wellenzüge noch in gleicher Phasenlage schwingen, auf mehrere Meter verlängert. Die räumliche Kohärenz ist somit für die gesamte Versuchsanordnung gegeben.



**Abbildung 7:** Versuchsaufbau und Strahlengang bei der holographischen Durchlichtinterferometrie

Über einen Spiegel wird der Laserstrahl auf einen variablen Strahlteiler ausgerichtet und dort in Objekt- und Referenzstrahl zerlegt. Beide Teilstrahlen weisen eine zeitlich konstante Phasenbeziehung auf. Damit ist eine Grundvoraussetzung der idealen Holographie, nämlich die zeitliche und räumliche Kohärenz beider Lichtstrahlen, erfüllt.

Der Strahlteiler besteht aus einer runden, planparallelen Glasplatte, die mit einer teildurchlässigen Spiegelschicht, deren Reflexionsgrad sich radial verändert, bedampft ist. Aufgrund der variablen Transmission läßt sich das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlen einstellen und so der Kontrast des Interferogramms optimieren. Nur bei der Überlagerung von Teilstrahlen gleicher Intensität (=Amplituden der Lichtwellen) auf der holographischen Platte ist eine vollständige Auslöschung bzw. maximale Verstärkung der Wellenzüge möglich.

In den Strahlengängen hinter dem Strahlteiler befinden sich Graukeile, die als Filter für die Intensität der beiden Teilstrahlen dienen und zum weiteren Abgleich der Strahlintensitäten verwendet werden.

Mit den Strahlaufweitungssystemen werden die Durchmesser von Objekt- und Referenzstrahl zur großflächigen Ausleuchtung des Meßvolumens aufgeweitet ( $d_1 = 1,5 \text{ mm} \rightarrow d_2 = 78 \text{ mm}$ ). Die Aufweitungsoptik besteht aus einem Mikroskopobjektiv, einer Lochblende (Pinhole) und einer Sammellinse. Im Objektivbrennpunkt wird die parallel einfallende Laserstrahlung fokussiert. Genau auf diesen Brennpunkt wird die kreisrunde Öffnung der Lochblende ( $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$ ) radial und axial justiert. Auf diese Weise wird das an Staubpartikeln gestreute Störlicht abgefangen. Die durch die Lochblende austretenden divergierenden Strahlen werden durch die Sammellinse wieder parallel ausgerichtet.

Der aufgeweitete Objektstrahl wird über einen Justierspiegel durch die Meßkammer geleitet. Mikrometerschrauben am Spiegel ermöglichen die Ausrichtung des Strahls parallel zu den wärmeübertragenden Wänden der Meßkammer. Nach Durchlaufen der Meßstrecke fällt der Objektstrahl auf die holographische Platte.

Der aufgeweitete Referenzstrahl wird über einen mit Piezo-Aktoren sehr fein verstellbaren Spiegel an der Meßstrecke vorbei auf die holographische Platte gelenkt, wo er dem Objektstrahl überlagert wird.

Für interferometrische Messungen ist die mechanische Stabilität und Schwingungsdämpfung der Versuchsanordnung von entscheidender Bedeutung. Nur bei einer ausreichend hohen Steifigkeit der Meßkammer und der Gestelle können auswertbare Interferenzbilder entstehen. Um die Übertragung von Vibrationen der Laserkühlung bzw. der Meßkammerheizung auf den optischen Tisch möglichst gering zu halten, sind die jeweiligen Systeme getrennt voneinander auf Dämpfungselementen gelagert.

Die Tischplatte ist in Sandwichbauweise ausgeführt. Eine zwischen zwei Metallplatten verklebte und mit Quarzsand gefüllte Aluminiumwabenstruktur kommt der Forderung hoher innerer Dämpfung nach. Auf der oberen Metallplatte werden die optischen Komponenten mit Magneten fixiert.

### 4.1.2 Die Echtzeitmethode

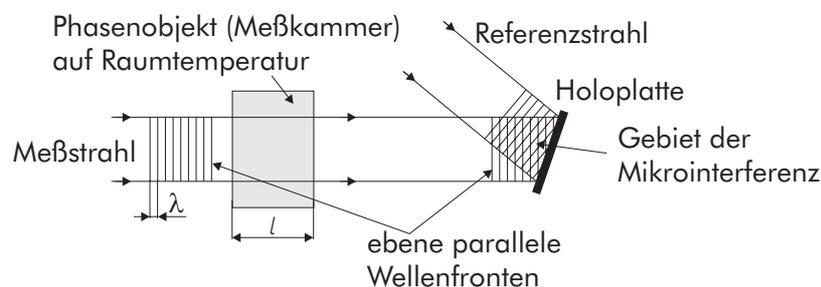
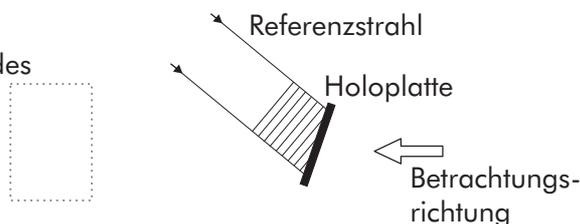
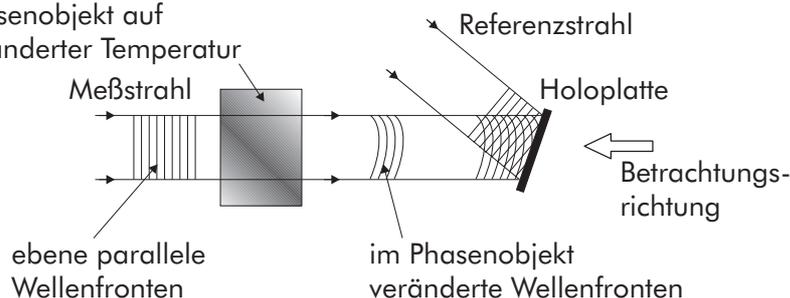
Im Gegensatz zu den klassischen Interferenzverfahren bietet die Echtzeitmethode („real-time“- Methode) den Vorteil, den zu untersuchenden Prozeß kontinuierlich beobachten und aufzeichnen zu können. Zur Erläuterung des Verfahrens ist in Abbildung 8 die Vorgehensweise veranschaulicht. Vor der Aufnahme des Hologramms werden in der Versuchskammer sämtliche Versuchs- und Umgebungsbedingungen eingestellt, mit Ausnahme des zu messenden Effekts. Zur Untersuchung der Temperaturfelder von Fluidströmungen, sind demzufolge die zu zum Zeitpunkt der Messung wärmeübertragenden Wände zunächst nicht beheizt.

Durch eine Belichtung der Hologrammplatte wird die Amplituden- und Phaseninformation der Objektwelle, die den Referenzzustand repräsentiert, gespeichert (Abbildung 8a). Es folgt eine chemische Behandlung der Platte, die zur Entwicklung und Fixierung des mikroskopischen Interferenzmusters dient.

Wird nun die Hologrammplatte exakt in ihre Ausgangslage zurückpositioniert und mit dem Referenzstrahl beleuchtet, erscheint für den Beobachter ein virtuelles, räumliches Bild der Meßkammer im Referenzzustand an der ursprünglichen Stelle (Abbildung 8b). Das rekonstruierte virtuelle Bild deckt sich vollkommen mit dem Original da die Wellenfronten des ursprünglichen und des momentanen Objektstrahls aufeinander fallen. Da die genaue Rückpositionierung der Hologrammplatte in der Praxis sehr schwierig ist, wird statt dessen mit Hilfe von Piezo-Stellelementen an einem Spiegel der Referenzstrahl sehr fein verstellt und so der Positionierungsfehler ausgeglichen.

Ist das Hologamm nicht exakt in der gleichen Lage positioniert bzw. der Positionierungsfehler nicht ausgeglichen oder haben sich die Umgebungsbedingungen verändert, so entsteht ein unerwünschtes System von Interferenzen, das die Versuchsdurchführung und die Auswertung erheblich beeinträchtigt.

Die interferometrische Methode beruht auf dem Effekt, daß sich die optischen Weglängen für die Lichtstrahlen zwischen Referenz- und Meßzustand verändert haben. Optische Weglängen entsprechen dem Brechzahlfeld welches eine Funktion der Dichte ist  $n = f(\rho)$ . Die

**a) Aufnahme des Referenzzustandes**Zeitpunkt:  $t=t_0$ **b) Rekonstruktion des Referenzzustandes**Zeitpunkt:  $t > t_0$ virtuelles Bild des  
Phasenobjekts**c) Interferenz des Referenzzustandes und des Meßzustandes**Zeitpunkt:  $t > t_0$ Phasenobjekt auf  
veränderter Temperatur

**Abbildung 8:** Strahlengang für Aufnahme, Rekonstruktion und Interferenz der holographischen Aufnahme eines Phasenobjekts bei der Echtzeit-Interferometrie

Dichte eines Mediums wiederum ist abhängig von seiner Temperatur, dem Druck und/oder der Konzentration  $\rho = f(T, p, \xi)$ .

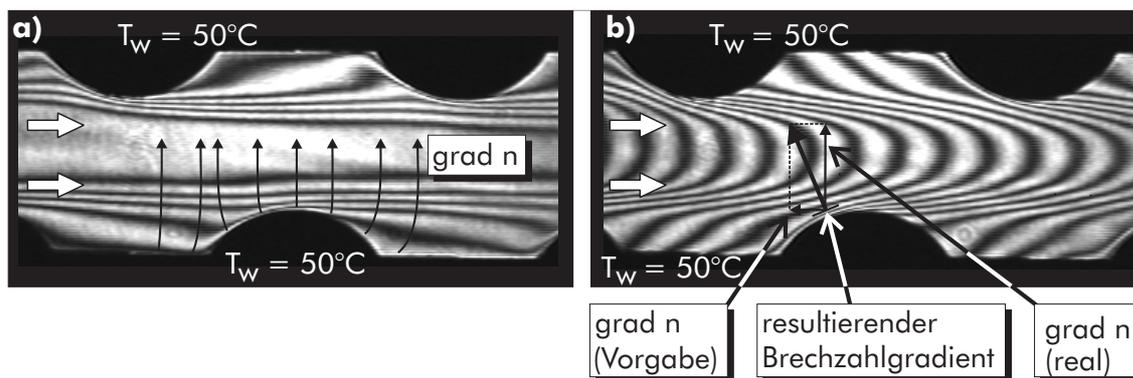
Zur Durchführung der interferometrischen Untersuchungen wird nun der zu messende Effekt, d.h. die Beheizung der Meßkammerwände, aktiviert. Dadurch entwickelt sich in der Kammer ein Temperaturfeld, welches eine lokale Änderung der Dichte der Luft und damit auch des Brechzahlfeldes bewirkt. Folglich ergeben sich für die Lichtstrahlen ortsabhängige, veränderte optische Weglängen.

Hinter der Hologrammplatte überlagern sich der momentane, zeitlich „echte“ Objektstrahl und der zeitlich konstante Referenzstrahl (Abbildung 8c), der den Zustand der Meßkammer zum Zeitpunkt der Belichtung der Hologrammplatte wiederherstellt (Referenzzustand). Im Gegensatz zu dem im Hologramm gespeicherten mikroskopischen Interferenzmuster ergibt sich nun aufgrund der veränderten Weglängen hinter dem Hologramm ein makroskopisches System von Interferenzen, das z.B. mit einer Kamera kontinuierlich beobachtet werden kann. Die durch die Beheizung verformte Objektwelle unterscheidet sich von der Objektwelle des Referenzzustandes um eine für die Temperaturverteilung charakteristische Phasenverschiebung.

Auf diese Weise entsteht ein definiertes, zeitlich aktuelles, makroskopisches Interferenzstreifenmuster (helle und dunkle Streifen in Abbildung 9) anhand dessen sich Temperaturschwankungen verfolgen lassen.

**4.1.2.1 Nullfeldinterferometrie („infinite-fringe“ - Methode).** Das Nullfeld („infinite-fringe“) entsteht, wenn vor der der Beheizung der Meßkammer die momentane Objektwelle mit der holographisch rekonstruierten Objektwelle des Referenzzustandes exakt zur Deckung gebracht wird. Nur dann fallen die ebenen Wellenfronten des Vergleichsstrahls und die unverzerrten ebenen Wellenfronten des Meßstrahls zusammen und im Interferogramm sind keine „unerwünschten“ Interferenzstreifen zu beobachten.

Wird nun der Wärmeübergangsprozeß ausgelöst, so bildet sich in dem Phasenobjekt ein variables Temperaturfeld aus. Dies hat zur Folge, daß ein Interferenzfeld sichtbar wird, dessen Entstehung in Abschnitt 4.1.2 beschrieben wurde. In Abbildung 9a, ist das infinite-fringe-Streifenfeld in einem Strömungskanal mit beheizten Wänden wiedergegeben. Die weißen Pfeile zeigen die Richtung der Luftströmung an. Jeder einzelne Interferenzstreifen repräsentiert zunächst eine Linie konstanter Brechzahl. Normal zu diesen „Iso-Brechzahl“-Linien verläuft das Feld des Brechzahlgradienten (schwarze Vektorpfeile in Abbildung 9a). Wie bereits erwähnt ist das Brechzahlfeld eine Funktion der Dichte und diese wiederum von der Temperatur, dem Druck



**Abbildung 9:** Interferogramm a) **ohne** („infinite-fringe“), b) **mit** („finite-fringe“) Streifenvorgabe (senkrechte Vorgabe)

und/oder der Konzentration des Mediums abhängig. Im untersuchten Fall, bei dem sich zwischen Referenz- und Meßzustand lediglich die Temperatur verändert hat, bietet die infinite-fringe-Methode den Vorteil, daß die Interferenzlinien direkt als Isothermen gedeutet werden können. Jedoch erhält man die Information in diskontinuierlicher Form, da die Maxima und Minima der Grauwerte-Verteilung der Streifen nur punktweise ermittelt werden können. Zur Ermittlung des Temperaturgradienten an den Wänden muß deshalb eine ausreichende Zahl von Interferenzlinien vorhanden sein, da der Temperaturverlauf zwischen den Interferenzlinien interpoliert werden muß. Bei hohen Temperaturgradienten ergeben sich hohe Streifendichten, die im Extremfall optisch nicht mehr aufgelöst werden können. In diesem Fall kommt die nachfolgend beschriebene „finite-fringe“-Methode zum Einsatz.

**4.1.2.2 Interferometrie mit Streifenvorgabe („finite-fringe“ - Methode).** Ein Interferogramm mit Streifenvorgabe („finite-fringe“-Methode) wird erzeugt, wenn die holographische Platte bzw. der Piezo-Spiegel im Referenzstrahl absichtlich gekippt wird, so daß die aktuelle Objektwelle und die Referenzwelle nicht mehr zur Deckung gebracht werden. Durch gezieltes Kippen des Piezo-Spiegels können so im Idealfall Interferenzmuster beliebiger

Orientierung mit frei wählbarer Streifendichte erzeugt werden. Wird dann die Beheizung aktiviert, so bewirkt das veränderte Temperaturfeld in der Meßkammer eine Ablenkung der Streifen (siehe Abbildung 9b). Der resultierende Brechzahlgradient kann aus der Gradientenvorgabe und dem realem Gradienten konstruiert werden (vgl. Abbildung 9b, schwarze Vektorpfeile). Im Gegensatz zur infinite-fringe-Methode kann nun die Streifenform bzw. deren Ablenkung als Maß für den Temperaturgradienten betrachtet werden. Jedes finite-fringe Interferogramm kann in ein infinite-fringe Interferogramm zurückgerechnet werden. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß die Streifenablenkungen selbst bei steilen Gradienten noch detektierbar sind und somit die Auswertung auch bei hohen Temperaturgradienten möglich wird. Hohe Gradienten treten z.B. bei hohen Anströmgeschwindigkeiten mit den damit verbundenen dünnen Grenzschichten auf, .

Für die detaillierte Vorgehensweise zur Bestimmung der Streifenordnungen bei den jeweiligen Methoden wird auf die Ausführungen von HAUFF [55], MAYINGER [107], [13], NORDMANN [118] und TAUSCHER [161], [162] verwiesen.

## 4.2 Methoden zur Auswertung der Interferogramme

Interferenzen entstehen, wie oben beschrieben, aufgrund einer Veränderung der optischen Weglänge des Objektstrahles bzw. des Brechzahlfeldes  $n(x, y)$ , hervorgerufen durch eine Dichteänderung welche im untersuchten Fall auf einer Temperaturveränderung in der Meßkammer der Tiefe  $W$  beruht ( $\rho = f(T)$ ). Die Änderung der optischen Weglänge kann als Vielfaches  $S$  der Wellenlänge  $\lambda$  aus dem Integral über die Differenz aus Brechzahl der beheizten Meßkammer  $n(x, y)$  und des Referenzzustandes  $n_0$  berechnet werden:

$$S(x, y) \cdot \lambda = \int_{y=0}^{y=W} [n_0 - n(x, y)] dy \quad (27)$$

Die Interferenzlinien mit der Streifenordnung  $S$  sind aufgrund der In-

tensitätsmaxima und -minima entsprechend der Gleichung 27 sichtbar. Sie entstehen bei einer Verstärkung der Wellen für

$$|S| = m, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (28)$$

bzw. bei einer Auslöschung der Wellen im Falle

$$|S| = \frac{2m+1}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (29)$$

Sind die Bedingungen der idealen holographischen Interferometrie erfüllt (vgl. z.B. [125]), so vereinfacht sich Gleichung 27 zur Gleichung der idealen Interferometrie

$$S_{ideal}(x, y) \cdot \lambda = [n_0 - n(x, y)] \cdot W. \quad (30)$$

Die Auswertung der Interferogramme wird stets nach dieser Gleichung angestrebt. Da in der Realität die idealen Voraussetzungen nur näherungsweise erfüllt sind, muß die im Interferogramm beobachtete Streifenordnung  $S$  auf die ideale Streifenordnung

$$S_{ideal} = S - \sum \Delta S \quad (31)$$

umgerechnet werden. Die Summe der Korrekturterme  $\Delta S$  berücksichtigen Abweichungen von der idealen Interferometrie. Die drei wichtigsten Korrekturterme sind anzubringen aufgrund der

- Lichtablenkung (Fokussierung der Beobachtungsebene)
- Winkelabweichung (nichtparallele Ausrichtung des Objektstrahles auf die Meßkammerwände)
- Randeffekte (kalte Seitenwände der Meßkammer)

Die oben erwähnten Korrekturterme sowie weitere Korrekturen werden von HAUF [55] und TAUSCHER [160], [161] beschrieben. Für die Auswertung der Interferogramme bleibt noch der Zusammenhang zwischen örtlicher Temperatur  $T(x, y)$  und örtlicher Brechzahl  $n(x, y)$  zu klären.

### 4.2.1 Bestimmung von Temperatur und Wärmeübergang

Die allgemeine physikalische Beziehung zwischen der Brechzahl  $n$  und der Dichte  $\rho$  ist durch die Lorentz-Lorenz-Gleichung

$$\frac{n(\lambda)^2 - 1}{n(\lambda)^2 + 2} \frac{1}{\rho} = \frac{N}{M} = \bar{r}(\lambda) = \text{const.} \quad (32)$$

gegeben. Das spezifische Brechungsvermögen  $\bar{r}$  ist eine von der Wellenlänge  $\lambda$ , nicht aber von der Temperatur  $T$  und dem Druck  $p$ , abhängige Stoffgröße.

Für Gase, bei denen die Brechzahl  $n$  sehr nahe bei 1 liegt, vereinfacht sich Beziehung 32 zur Gladstone-Dale-Gleichung:

$$\frac{2}{3\rho}(n(\lambda) - 1) = \bar{r}(\lambda) = \text{const.} \quad (33)$$

Zieht man die Zustandsgleichung für ideale Gase  $p = \rho R_L T$  heran, so folgt aus Gleichung 33

$$\frac{n_\infty(\lambda) - 1}{n(\lambda) - 1} = \frac{\rho_\infty}{\rho} = \frac{T}{T_\infty} \quad (34)$$

für  $p \approx \text{const.}$ .

Mit der idealen Interferometergleichung (Gl. 30) kann dann die gesuchte Funktion

$$T(S_{ideal}) = \frac{T_\infty}{1 - a S_{ideal}} \quad (35)$$

gefunden werden, wobei sich die Konstante  $a$  zu

$$a = \frac{1}{n_\infty - 1} \frac{\lambda}{l} = \frac{2 R_L T_\infty \lambda}{3 \bar{r} p_\infty l} \quad (36)$$

ergibt. Der Brechungsindex  $n_\infty$  wird mit

$$n_\infty = 1 + \frac{[n_0(\lambda) - 1] p}{(1 + \beta T) p_n} \quad (37)$$

berechnet. Der Brechungsindex  $n_0$  bei Normbedingungen ( $T_n = 0^\circ C$ ,  $p_n = 101350 Pa$ ) kann aus der Dispersionsformel für trockene Luft [91]

$$\lambda = 8,68\mu m(n^2 - 1)10^8 = a + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (38)$$

ermittelt werden ( $a = 57642$ ,  $b = 327,7$ ,  $\lambda_0 = 0,005685 \mu m$ ). Für eine Wellenlänge von  $\lambda = 514,5 nm$  und eine Meßkammertiefe von  $W = 150 mm$  errechnet sich unter Berücksichtigung der Korrekturen mit den Gleichungen 30 und 31 die Temperaturdifferenz zwischen den einzelnen Streifen in den beschriebenen Untersuchungen zu  $\Delta T = 4,0 K$  bis  $4,6 K$  (abhängig von der jeweiligen lokalen Temperatur der Luft).

In den nachfolgend beschriebenen Untersuchungen ist der lokale Wärmeübergang von Interesse. In der wandnahen laminaren Grenzschicht erfolgt der Wärmetransport rein durch molekulare Wärmeleitung. Durch Gleichsetzen des Fourier'schen Wärmeleitungsansatzes mit der Newton'schen Beziehung für die konvektive Wärmeübertragung

$$\lambda_F \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_W = \alpha(T_W - T_F) = \dot{q} \quad (39)$$

kann der lokale Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha(x)$

$$\alpha(x) = \frac{\lambda_F}{T_W - T_F} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_W \quad (40)$$

bestimmt werden. Der Temperaturgradient an der wärmeübertragenden Wand wird ermittelt, indem die interferometrisch gemessene Temperaturverteilung mit einem einfachen Ansatz - einer Exponentialfunktion oder einem Polynom - approximiert und differenziert wird.

Ein dimensionsloses Maß für den Wärmeübergang stellt die lokale Nußelt-Zahl dar:

$$Nu(x) = \frac{\alpha(x) l}{\lambda_F} = \frac{l}{T_W - T_F} \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_W. \quad (41)$$

Die Temperatur  $T_F$  in den Gleichungen 40 und 41 bezeichnet bei außenumströmten Körpern die Temperatur  $T_\infty$  der Anströmung. Bei in-

nendurchströmten Kanälen ist sie als integraler Mittelwert der Temperaturverteilung entsprechend

$$T_F = \frac{1}{\dot{V}} \int_A u T \partial A \quad (42)$$

über dem Kanalquerschnitt aufzufassen. Zur Berechnung von  $T_F$  muß deshalb sowohl das Temperatur- als auch das Geschwindigkeitsfeld bekannt sein bzw. gemessen werden. Weiterhin wird für die Berechnung der lokalen Nußelt-Zahl gemäß Gleichung 41 die lokale Wandtemperatur  $T_W$  benötigt. Im Versuchsbetrieb wird deshalb mit dem den Regelsystemen der Heizungen eine möglichst konstante, homogene Oberflächentemperatur eingestellt.

### 4.3 Computergestützte Auswertung der Interferogramme

Die erzeugten Interferogramme werden mit einer CCD-Kamera online bei ihrer Entstehung aufgenommen. Zur Bearbeitung der analogen Bildsignale durch den Computer müssen diese zunächst digitalisiert, d.h. in computerlesbare Datenformate umgewandelt werden. Die eigentliche Digitalisierung besteht im Wesentlichen aus einer Rasterung des Bildes mit anschließender Quantisierung. Ausführliche Beschreibungen zu den Grundlagen der Digitalisierung analoger Bildsignale sowie zur digitalen Bildverarbeitung werden z.B. von GONZALES [43], PAVLIDIS [130] und ROSENFELD [135] gegeben.

Die Hardware des digitalen Bildverarbeitungssystems besteht aus den im Anhang C näher spezifizierten Komponenten, CCD-Kamera und Frame-Grabber-Karte sowie einem handelsüblichen Personal-Computer mit Peripherie.

#### 4.3.1 Bildqualität

Die Qualität der Interferogramme beeinflußt im hohen Maße die Genauigkeit der Auswertung. Bildfehler können sowohl bei der Aufnahme als auch bei der Digitalisierung der Bilder entstehen. Aufgrund

der Verteilung der Lichtintensität über den Querschnitt des Laserstrahls (näherungsweise eine Gauß-Verteilung) ergibt sich in der Regel in der Mitte des beleuchteten Gebiets eine höhere Helligkeit als am Bildrand. Mikroskopisch kleine Verschmutzungen der optischen Komponenten und in der Umgebungsluft schwebende Staubpartikel erzeugen das sogenannte Speckle-Rauschen und kreisförmige Interferenzen. Durch die unterschiedliche Empfindlichkeit der einzelnen Pixelaufnehmer des Videochips der CCD-Kamera wird dem Videosignal ein Hintergrundrauschen überlagert, das durch Übertragungsfehler des analogen Signals und durch Fehler bei der Digitalisierung der Bilder in der Frame-Grabber-Karte noch verstärkt wird. Durch Anwendung und Kombination geeigneter Filteralgorithmen auf die digitalisierten Aufnahmen können die Interferogramme vor der eigentlichen Auswertung noch deutlich verbessert werden. Insbesondere erhöht die Eliminierung von Bildfehlern und ein möglichst hoher Kontrast die Geschwindigkeit und die Qualität der anschließenden Auswertung erheblich.

Zur Verbesserung der Bildqualität wurden verschiedene, in der Literatur beschriebene Filteralgorithmen anhand der erhaltenen Interferogramme getestet, wobei sich die im folgenden erwähnten Operationen bei der Bearbeitung von Interferogrammen als besonders geeignet herausstellten. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Algorithmen ist bei ZAMPERONI [186] ausführlich dargelegt. Eine Kontrastverbesserung wird durch eine Grauwertäqualisation erreicht, bei der die einzelnen Grauwerte nichtlinear umgeordnet werden. Ein Median-Filter eliminiert fehlerhafte Bildpunkte, indem die Grauwerte eines bestimmten Gebietes sortiert werden, und der Wert des mittleren Elements der erhaltenen Reihe als neuer Grauwert ausgewählt wird. Eine weitere Homogenisierung der Bilder ergibt sich mit Hilfe eines Average-Filters, der aus dem (arithmetischen) Mittel der Grauwerte einer bestimmten Punktumgebung den neuen Grauwert des betreffenden Punktes bestimmt [83].

### 4.3.2 Computerprogramm zur Bildauswertung

Das am Lehrstuhl A für Thermodynamik der Technischen Universität München entwickelte Programm HIPEtool (*Holographic Interferometry Picture Evaluation Tool*) zur Auswertung der holographischen Interferogramme dient als vollständiger Ersatz der bisher vorhandenen Software (VS) und bietet erweiterte Möglichkeiten, wie z.B. die Auswertung von Interferogrammen mit Streifenvorgabe („finite-fringe“) (TAUSCHER [159]).

Die Eingabe der zu untersuchenden, wärmeübertragenden Randgeometrie (innendurchströmte Kanäle bzw. außenumströmte Profilverrohr) ist mit CAD-Befehlen möglich. Die Bildverarbeitung und der Auswertungsprozeß können während der gesamten Bearbeitungsdauer zu Kontroll- und Demonstrationszwecken am Bildschirm mitverfolgt werden.

Das vorläufige Endergebnis der HIPEtool-Berechnungen sind zwei ASCII-Dateien. Eine enthält die Daten zur Berechnung des lokalen Wärmeübergangs ( $\alpha$  oder Nußelt-Zahl), in der zweiten Datei wird eine modifizierte Kopie der originalen Bilddatei, welche die berechneten Ergebnisse nochmals in bildlich verifizierbarer Form enthält, abgelegt.

Die Berechnung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten erfolgt in einer externen Auswertung nach den gängigen mathematischen Verfahren. Diese Algorithmen liefern Dateien bzw. Diagramme über den jeweiligen örtlichen Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha(x)$  bzw. der Nußelt-Zahl  $Nu(x)$ .

HIPEtool besteht aus drei Teildateien, die zur Bildauswertung benötigt werden:

1. Eine Geometriedatei, die es erlaubt mit einfachen Geometrieangaben, wie Linien und Kreisen bzw. Kreisabschnitten sämtliche im Versuchsbetrieb untersuchten Geometrien mathematisch genau nachzubilden.
2. Eine „login“- Datei, welche die notwendigen Eingabeparameter zur Bildauswertung in gelisteter Form enthält.

### 3. Das Auswertungsprogramm HIPEtool selbst.

Während die ersten beiden Dateien vom Anwender für die jeweilige Problemstellung als ASCII-Dateien erstellt werden müssen, bedarf der übersetzte Quellcode keiner weiteren Änderungen.

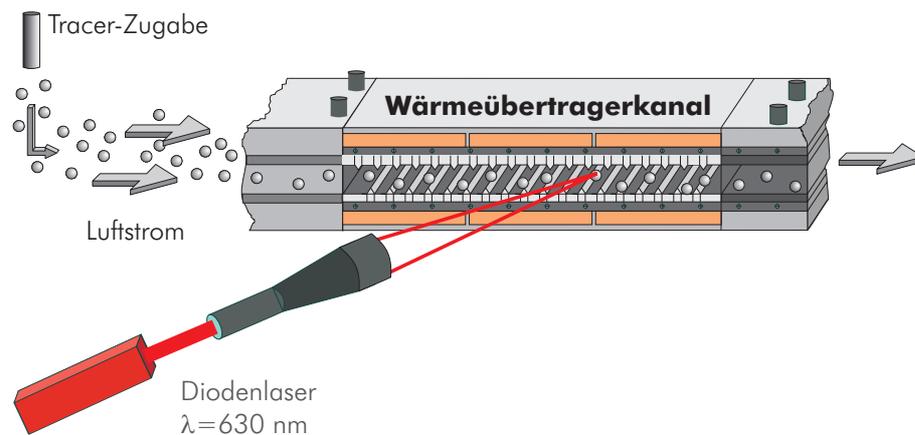
Die Arbeitsweise von HIPEtool wird im Anhang B anhand der Auswertung eines Interferogramms vom Temperaturfeld in einem Kanal mit Turbulenzpromotoren beschrieben.

## 4.4 Laser-Doppler-Anemometrie

Der Zusammenhang zwischen thermo- und fluiddynamischen Feldern wird durch Untersuchung lokaler strömungsmechanischer Kenngrößen der Kanalströmung, wie Geschwindigkeit, Schwankungsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad hergestellt. Zudem sind für eine zuverlässige Strömungssimulation einerseits die Randbedingungen der Strömung vorzugeben und andererseits müssen die Ergebnisse an ausgewählten Punkten verifiziert werden. Für beides müssen Strömungsinformationen vorhanden sein, die zuverlässig nur an der zu untersuchenden Anlage selbst gewonnen werden können. Zur Vermessung der Strömungsparameter, insbesondere der Hauptströmungsgeschwindigkeit und der mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten wurde die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) eingesetzt. Für die Messungen an den Wärmeübertragern ist es entscheidend, daß auch oberflächennahe Messungen, insbesondere im Bereich der oftmals sehr dünnen Grenzschichten, möglich sind. Außerdem kann, zusätzlich zur Strömungsgeschwindigkeit, auch der Turbulenzgrad der Strömung bestimmt werden

Für die vorgestellten Untersuchungen wurde ein kommerziell verfügbares Ein-Komponenten Laser-Doppler-Anemometer (Polytec LDV-300, Wellenlänge  $\lambda = 630$  nm) im Rückstreuverfahren eingesetzt.

Bei der Laser-Doppler-Anemometrie wird ein Laserstrahl in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespalten, die mit Hilfe einer Fokussierlinse zum Schnitt gebracht werden. Das Schnittvolumen (Meßvolumen) passieren kleine, in die Strömung eingebrachte Partikel und



**Abbildung 10:** Versuchsaufbau Laser-Doppler-Anemometrie

streuen das Licht der einfallenden Teilstrahlen. Das Streulicht jedes Teilstrahls ist aufgrund der Bewegung der Teilchen gegenüber dem einfallenden Licht frequenzverschoben (Dopplerverschiebung). Die Frequenzverschiebung ist u.a. von der Teilchengeschwindigkeit  $u$  abhängig. In Abbildung 10 ist der Versuchsaufbau für die Laser-Doppler-Anemometrie mit der Teilchenzugabe am Einlauf dargestellt.

Um direkt auf die vorliegende Geschwindigkeit schließen zu können, dürfen die Streuteilchen gegenüber der Luftströmung nur einen sehr geringen Schlupf aufweisen und müssen der Gasbewegung möglichst exakt folgen. Für die Untersuchungen an der unbeheizten Meßstrecke wurden deshalb als Tracer feine Wasser-Nebel-Tröpfchen ( $d \approx 3\text{-}4 \mu\text{m}$ ) verwendet, die mit einem handelsüblichen Ultraschall-Luftbefeuchter erzeugt wurden. Diese Tracer verdunsteten nach der Meßstrecke und können nur in isothermer Luftströmung eingesetzt werden. Für die Versuche mit beheizter Meßstrecke wurden deshalb temperaturstabile Titan-Dioxid-Partikel ( $\text{TiO}_2$ ,  $d \approx 0,3 \mu\text{m}$ ) verwendet. Die Tracer wurden der Luftströmung direkt vor dem Eintritt in die Einlaufstrecke der Versuchsanlage zugegeben.

Für eine detaillierte Beschreibung der Meßmethode sei auf die betreffende Fachliteratur verwiesen (z.B. DURST et al. [18], MAYINGER [107] und WIEDEMANN [182]). Hinweise zur praktischen Anwendung dieser Meßmethode sowie zur Auswertung und Datenreduktion, ins-

besondere im Hinblick auf den Einsatz in kompakten Wärmeübertragern, werden z.B. von TAUSCHER [160] gegeben.

#### 4.4.1 Datenreduktion und Auswertung

##### 4.4.1.1 Schwankungsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad.

Nach REYNOLDS [133] setzt sich eine turbulente Strömung aus der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit  $\bar{u}(x, y, z, t)$  und dem Schwankungswert  $u'(x, y, z, t)$  entsprechend

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z, t) + u'(x, y, z, t) \quad (43)$$

zusammen. Im Falle stationärer Strömungen ist die mittlere Geschwindigkeit zeitlich konstant.

Mit der Definition des zeitlichen Mittelwertes der Geschwindigkeit  $\bar{u}(x, y, z, t)$

$$\bar{u}(x, y, z) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u(x, y, z, t) \partial t \quad (44)$$

folgt damit unmittelbar

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u'(x, y, z, t) \partial t = 0 \quad (45)$$

d.h. der zeitliche Mittelwert der Schwankungswerte ist gleich Null. Eine Aussage über die Turbulenzbewegung kann getroffen werden, wenn die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit (auch als „rms-intensity“ bezeichnet) aus der Summe der Abweichungen der einzelnen Geschwindigkeiten von der mittleren Geschwindigkeit errechnet wird.

$$\sqrt{u'^2} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})^2} \quad (46)$$

Die relative Intensität einer turbulenten Strömung wird vielfach durch das Verhältnis aus mittlerem Schwankungswert und mittlerer

Strömungsgeschwindigkeit angegeben. Bei vielen technischen Anwendungen, z.B. bei der Kanalströmung, existiert eine ausgezeichnete Hauptströmungsrichtung bzw. -geschwindigkeit. Der Turbulenzgrad läßt sich dann wie folgt beschreiben:

$$Tu = \frac{1}{\bar{u}} \sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} \quad (47)$$

In der Regel wurden bei den vorliegenden Untersuchungen nur die entscheidenden Komponenten  $u'$  und  $v'$  bestimmt. Der Turbulenzgrad berechnet sich in diesem Fall mit  $Tu = \frac{1}{\bar{u}} \sqrt{\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})}$ . Für die einzelnen Komponenten des Turbulenzgrades gilt:

$$Tu_x = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}; \quad Tu_y = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{\bar{u}}; \quad Tu_z = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{\bar{u}}. \quad (48)$$

In vielen (numerischen) Berechnungsmodellen wird die turbulente kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (49)$$

verwendet. Für die ebene Strömung eines inkompressiblen Fluids ergibt sich die Schubspannung  $\tau$  zu

$$\tau = \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \quad (50)$$

mit der dynamischen Viskosität  $\eta$ . Der erste Term in Gleichung 50 beschreibt die Schubspannung in der laminaren Strömung, während der zweite Term die Turbulenz der Strömung berücksichtigt. Den maßgeblichen Anteil zum Transport von Impuls und Energie tragen die größten Wirbelstrukturen bei, da ihre Abmessungen in der Größenordnung der Grenzschichtdicke liegen. Sie treten in erster Linie mit der Hauptströmung in Wechselwirkung und entziehen ihr dabei kinetische Energie. Bei diesem Vorgang ist die Reynolds'sche Schubspannung

$$-\overline{\rho u'v'} = \rho \epsilon_\tau \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (51)$$

mit der Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$  das Bindeglied zwischen der mittleren Strömungsbewegung  $\bar{u}$  und der turbulenten Schwankungsbewegung  $u'(t)$  welche die kinetische Energie gemäß Gleichung 49 erzeugt. Für die Reynolds'sche Schubspannung ist daher der Wert von

$$\overline{u'v'} = -\sqrt{\overline{u'^2 v'^2}} \quad (52)$$

die bestimmende Größe für den makroskopischen Impulsaustausch. Die Kenntnis Schwankungsgrößen spielt eine wichtige Rolle bei der in Kapitel 5 beschriebenen numerischen Berechnung turbulenter Größen. Sie werden im nachfolgenden Kapitel ausführlich erläutert.

**4.4.1.2 Stromlinien.** In den meisten Fällen der untersuchten Wärmeübertragerkonfigurationen kann die zu untersuchende Strömung zweidimensional aufgefaßt werden, d.h. der Einfluß der Strömungskomponente in z-Richtung (w-Komponente) kann vernachlässigt werden (insbesondere bei Kanälen mit Kanalbreite  $W \gg$  Kanalhöhe  $H$ ). Zur Kontrolle und Bestimmung der Meßgenauigkeit werden die mittleren Geschwindigkeitskomponenten  $\bar{u}(x, y, z)$  entlang einer Meßgeraden (senkrecht zur Hauptströmungsrichtung  $x$ ) über die Höhe  $H$  entsprechend

$$\dot{V}(x) = W \int_{y=0}^{y=H} \bar{u}(x, y) dy \quad (53)$$

integriert. Der auf diese Weise bestimmte Volumenstrom  $\dot{V}$  durch den Kanalquerschnitt an der Stelle  $x$  wurde zur Verifizierung mit den anderen Meßapparaturen (z.B. Meßblenden) verglichen (Anhang A.0.1). Das Strömungsfeld kann durch Darstellung der sog. Stromlinien veranschaulicht werden. Der dimensionslose Wert  $\Psi$  einer Stromlinie ist durch

$$\Psi(x, y) = \frac{\dot{V}(x, y)}{\dot{V}_{ges}} = \frac{W}{\dot{V}_{ges}} \int_{y=0}^y \bar{u}(x, y) dy \quad (54)$$

definiert. Ausgehend von den Wandorten  $y=0$  bzw.  $y=H$  wird das u-Geschwindigkeitsprofil über die Höhe  $y$  bis zum Wert  $(x, y) = 1/2\dot{V}$  integriert und auf den gesamten Volumenstrom  $\dot{V}_{ges}$  bezogen. Der Anteil des Volumenstroms, der zwischen zwei Stromlinien fließt, gemessen am gesamten Volumenstrom, entspricht damit gerade der Differenz  $\Delta\Psi$  der beiden Stromlinienwerte. Zur Berechnung der Stromlinienfunktion ist die Kenntnis der  $y$ - und  $z$ -Komponente nicht erforderlich, da sie in der Querschnittsebene liegen und somit nicht zum Volumenstrom beitragen.

## 5 Grundlagen der numerischen Berechnung

Die heute verfügbaren schnellen Computersysteme ermöglichen Untersuchungen, die sich auf numerische Verfahren zur Strömungssimulation („Computational Fluid Dynamics“, CFD) stützen. Dabei wird zunächst die reale Problemstellung in eine mathematische Beschreibung (Modell) überführt und die Randbedingungen für die Simulation gesetzt. Das Rechenmodell wird in kleinere Bereiche (Gitterzellen) aufgeteilt welche mit den jeweiligen Nachbarzellen verbunden sind (Nodalisierung). Die numerischen Verfahren müssen nun in jeder einzelnen Rechenzelle des Berechnungsgebietes die Grundgleichungen der Strömungsmechanik, nämlich die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls (Navier-Stokes-Gleichungen) und Energie, lösen. Grundsätzlich sind diese zeitabhängigen Gleichungen sowohl für laminare, als auch für turbulente Strömungen gültig. Mit den heutigen numerischen Verfahren ist prinzipiell die Berechnung solcher Strömungen ohne weitere Modellannahmen möglich (direkte numerische Simulation, DNS), um die Lösung der bei turbulenten Strömungen extrem rechenintensiven Gleichungen zu beschleunigen, werden jedoch in der Regel Modelle zur Beschreibung der turbulenten Transportvorgänge eingesetzt (sog. Turbulenzmodelle).

Um realistische Ergebnisse zu erzielen, ist es bei der direkten Simulation erforderlich, auch die kleinsten in der Strömung vorkommenden Wirbelelemente aufzulösen. Im untersuchten Kanal mit Turbulenzpromotoren haben diese bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 10^4$  eine Länge von ca.  $0,08 \text{ mm}$ . Diese kleinsten Elemente werden mit steigender Reynolds-Zahl im Vergleich zu den Geometrieabmessungen immer kleiner. Die Anzahl der, für eine direkte numerische Simulation notwendigen, Gitterelemente  $N_g$  nimmt im Verhältnis  $N_g \sim Re^{9/4}$  zu, die notwendigen Zeitschritte  $N$  steigen mit  $N \sim Re^{1/2}$  ([119]). So wären für eine direkte Simulation des Kanals bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 10^4$  mindestens  $1,3 \cdot 10^9$  Gitterzellen, mit jeweils mehreren zu berechnenden Variablenwerten,

---

erforderlich. Man kann abschätzen, daß für die direkte numerische Simulation der Strömung im untersuchten Kanal selbst auf einem Supercomputer vom Typ Cray-YMP eine Rechenzeit von über 100 CPU-Stunden benötigt würde. Daraus ist abzusehen, daß zum gegenwärtigen Zeitpunkt die direkte numerische Simulation von turbulenten Strömungen in technisch relevanten Größenordnungen nicht möglich ist, da die notwendige Auflösung der kleinsten Wirbel die verfügbare Rechen- und Speicherkapazität um mehrere Größenordnungen übersteigt.

Die numerische Simulation turbulenter Strömungen ist daher auf Modelle zur Beschreibung der turbulenten Transportvorgänge angewiesen. Sie haben die Aufgabe, einen Zusammenhang zwischen der turbulenten Schubspannung und Größen der mittleren Bewegung (z.B. mittlere Geschwindigkeitskomponente) und deren Ableitungen (turbulente kinetische Energie und lokale Dissipation) herzustellen. Enthält dieser Zusammenhang - in der Regel eine partielle Differentialgleichung - neue Unbekannte, so sind zusätzliche Modellgleichungen erforderlich. Je nachdem, wieviele partielle Differentialgleichungen verwendet werden, spricht man von Ein-Gleichungs-Modell, Zwei-Gleichungs-Modell u.s.w. [38]. In vielen Teilbereichen der Strömungssimulation werden diese Modelle heute bereits mit gutem Erfolg eingesetzt.

Bei einem großen Verhältnis von ruhender Wand zu freiem Volumen, d.h. großem Einfluß der die wandnahe Strömung beschreibenden Modelle im Kontrollgebiet sind die Ergebnisse jedoch häufig unbefriedigend. Hinzu kommt, daß für Strömungen im Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung noch keine geeigneten Modelle verfügbar sind.

Selbst bei relativ einfach erscheinenden Problemstellungen, wie dem vorliegenden mit einphasiger, einkomponentiger, nahezu inkompressibler Luftströmung bei moderaten Strömungsgeschwindigkeiten, ergeben sich oft noch große Differenzen zwischen Simulation und Expe-

riment. Selbst bei laminarer Strömung haben Parameter der Modellierung (Nodalisierung) und der Diskretisierung (z.B. Zeitkonstante) noch einen erheblichen Einfluß auf die Rechenergebnisse und bedürfen in der Regel einer - experimentellen - Verifizierung.

## 5.1 Grundlagen der Modellierung

### 5.1.1 Grundgleichungssystem für die stationäre, kompressible Strömung eines Newtonschen Fluids

Das Grundgleichungssystem der Strömungsmechanik setzt sich aus den Erhaltungssätzen von Masse, Impuls (Navier-Stokes-Gleichungen) und Energie zusammen. Ergänzt wird dieses System durch eine Zustandsgleichung für das strömende Fluid und drei Stoffwertefunktionen. Im folgenden werden die Erhaltungssätze für ein Newton'sches Fluid (z.B. Luft) in stationärer, kompressibler Strömung unter Vernachlässigung des Schwerkrafteinflusses (Auftrieb) angegeben, entsprechend den Verhältnissen in den untersuchten Wärmeübertragern.

#### Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_j} = 0 \quad (55)$$

#### Navier-Stokes-Gleichungen (Impulserhaltung)

$$\left( \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_{ui} \quad (56)$$

mit dem Quellterm  $S_{ui}$  und dem Stokes'schen Schubspannungstensor  $\tau_{ij}$  für Newtonsche Fluide

$$\tau_{ij} = \eta \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \eta \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (57)$$

mit der dynamischen Viskosität  $\eta$ .

**Energiegleichung (Energieerhaltung)**

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j h)}{\partial x_j} = \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} + S_E \quad (58)$$

mit dem Wärmestromvektor nach dem Fourier'schen Wärmeleitungsansatz

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (59)$$

und dem Quellterm  $S_E$ .

Zusätzlich steht eine Zustandsgleichung zur Verfügung, die im betrachteten Temperatur- und Druckbereich durch die thermische Zustandsgleichung idealer Gase

$$\rho = \frac{p_{ref}}{R_L T} = \rho(p, T) \quad (60)$$

hinreichend genau beschrieben wird. Das System aus fünf Grundgleichungen der Strömungsmechanik und der Zustandsgleichung für Luft werden von folgenden drei Stoffwertefunktionen für die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$ , die dynamische Viskosität  $\eta$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  ergänzt. Bei geringen Druckänderungen werden die Stoffwertefunktionen mit hinreichender Genauigkeit nur noch als Funktion der Temperatur betrachtet.

$$\begin{aligned} c_p &= c_p(T, p) \approx c_p(T) \\ \eta &= \eta(T, p) \approx \eta(T) \\ \lambda &= \lambda(T, p) \approx \lambda(T) \end{aligned} \quad (61)$$

Mit dem dargestellten System aus fünf Bilanzgleichungen und einer Zustandsgleichung stehen für die Ermittlung der sechs unbekanntenen Zustands- und Geschwindigkeitsgrößen ( $p$ ,  $T$ ,  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ) sechs Gleichungen zu ihrer Ermittlung zur Verfügung.

### 5.1.2 Mathematische Beschreibung turbulenter Strömungen

Turbulente Strömungen sind lokal stark instationäre Strömungen. Sie unterliegen, wie auch alle laminaren Strömungen, den Grundgleichungen 55, 56, 58. Aufgrund der Kleinräumigkeit der Turbulenzstrukturen, ist eine turbulente Strömung nur erfaßbar, wenn sie als im Mittel stationäre Strömung modelliert wird. Der instationäre Charakter wird durch eine Überlagerung von Schwankungsbewegungen erfaßt. Auf dieser Grundlage wurde die sogenannte Reynoldsmitteilung als Beschreibung für die Geschwindigkeits- und Zustandsgrößen einer turbulenten Strömung entwickelt. Mit dem Reynoldsansatz lassen sich die Momentanwerte der Geschwindigkeit und der Zustandsgrößen in einen zeitlichen Mittelwert und einen Schwankungswert aufspalten

$$\phi(x, y, z, t) = \bar{\phi}(x, y, z, t) + \phi'(x, y, z, t) \quad (62)$$

mit  $\phi = u, p$  bzw.  $T$ .

Die zeitlichen Mittelwerte errechnen sich nach der Vorschrift

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi \, dt \quad (63)$$

Aus dieser Definition ergibt sich unmittelbar, daß die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen Null sind:

$$\bar{\phi'} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi' \, dt = 0. \quad (64)$$

Für kompressible Strömungen ist es nützlich eine massengewichtete Aufspaltung (Favre-Mittelung) massengewichteter Größen

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad (65)$$

in der Form

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (66)$$

vorzunehmen. Für dichtebeständige Fluide ( $\rho' = 0$ ) sind die zeitlich gemittelten Größen gleich den massengewichteten. In diesem Fall gilt:

$$\tilde{\phi} = \bar{\phi} \text{ und } \phi'' = \phi' \quad (67)$$

Als Kenngröße der Schwankungswerte der Geschwindigkeiten fungiert die turbulente kinetische Energie nach der Vorschrift

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (68)$$

Setzt man die Größen aus der Gleichung (62) in das Grundgleichungssystem (55, 56 und 58) ein, so ergeben sich die Bilanzgleichungen für die reynoldsgemittelten Größen in folgender Form<sup>1</sup>:

Zeitgemittelte Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_j} = 0 \quad (69)$$

Die Kontinuitätsgleichung bleibt unbeeinflusst von der Einführung der Schwankungswerte. In den zeitgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen

$$\left( \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i)}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''})}{\partial x_j} + \bar{S}_{ui} \quad (70)$$

tritt nun ein zusätzlicher Term auf, der Reynolds'scher Schubspannungstensor genannt wird und als scheinbare Erhöhung der Viskosität erkennbar wird

$$(\tau_{ij})_t = \overline{\rho u_i'' u_j''} \quad (71)$$

Die zeitgemittelte Energiegleichung lautet

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{h})}{\partial t} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h})}{\partial x_j} = \\ & - \frac{\partial(\bar{q}_j + \overline{\rho u_j'' h''})}{\partial x_j} + \frac{\partial(\tilde{u}_i(\bar{\tau}_{ij}) - \overline{u_i'' u_j''})}{\partial x_j} + \frac{\overline{u_i'' \tau_{ij}''}}{\partial x_j} + \bar{S}_E. \end{aligned} \quad (72)$$

<sup>1</sup>Die Umformungen sind z.B. bei FERZIGER [25] und MERKER [110] beschrieben

Der neu hinzugekommene Term aus Schwankungsgrößen wird Reynolds'scher Wärmestromvektor genannt:

$$q_j = \rho c_p \overline{u' T'} \quad (73)$$

In den aufgeführten Bilanzgleichungen (70) und (72) ergeben sich die neuen unbekanntenen Größen des Reynolds'schen Spannungstensors und des Reynolds'schen Wärmestromvektors. Für sie gilt es zwei neue Gleichungen zu finden, um die Lösbarkeit des Grundgleichungssystems zu ermöglichen.

### 5.1.3 Das Schließungsproblem.

Durch den Reynolds'schen Mittelungsansatz für die turbulenten Größen haben sich mit dem Reynolds'schen Spannungstensor und dem Reynolds'schen Wärmestromvektor zwei neue unbekannte Transportgrößen ergeben. Für diese Korrelationsfunktionen lassen sich über die Verwendung der Navier-Stokes-Gleichungen und der Energiegleichung funktionale Zusammenhänge ermitteln, die wiederum neue unbekannte Korrelationsfunktionen enthalten [110]. In dem sich entwickelnden Kreislauf existieren also grundsätzlich mehr Unbekannte als Gleichungen zur Verfügung stehen. Dieses „Schließungsproblem“ kann nur durch die Einbringung halbempirischer Ansätze gelöst werden. Die diesen Ansätzen entsprechenden Schließungsmodelle sind die Turbulenzmodelle, wovon im Folgenden insbesondere das weit verbreitete  $k$ - $\epsilon$ -Modell kurz erläutert werden soll.

## 5.2 Turbulenzmodellierung

Die Methodik numerischer Simulation turbulenter Strömungen umfaßt heute drei wesentliche Vorgehensweisen:

- Direkte numerische Simulation (DNS) zur direkten numerischen Integration der Navier-Stokes-Gleichungen
- Large-Eddy-Simulation (LES-Methode)
- Verwendung von Turbulenzmodellen zur Lösung des Schließungsproblems

Die direkte numerische Simulation (DNS) entspricht einer numerischen Integration der zeitabhängigen Navier-Stokes-Gleichungen und ist in ihrer Eigenart die natürlichste aller Lösungsansätze für das Turbulenzproblem. Nur sie ist exakt und verzichtet auf Näherungen und empirisch gestützte Hypothesen. Das Problem der DNS liegt darin begründet, daß zur korrekten numerischen Lösung die Gitterabstände von der Größenordnung der minimalen Wirbelabmessung einer turbulenten Strömung sein müssen.

Bei der Large-Eddy-Simulation wird zwischen Grob- und Feinstruktur der Turbulenz unterschieden, wobei grundsätzlich Gitterabstände größer als die kleinsten Turbulenzskalen verwendet werden. Das Fluid innerhalb eines Gitterelements wird als Fluidelement mittlerer Geschwindigkeit betrachtet, welches die Grobstruktur der Turbulenz beschreibt. Die Abweichung von dieser mittleren Geschwindigkeit ist die Geschwindigkeit der turbulenten Feinstruktur, die durch die molekulare Zähigkeit und Impulsaustausch zu den quasi-Reynolds'spannungen führt. Bei der Large-Eddy-Simulation werden die Größen der Grobstruktur direkt aus den zeitabhängigen Navier-Stokes-Gleichungen berechnet, wohingegen die Größen der Feinstruktur und deren Korrelationen mit Hilfe von Modellen ermittelt werden.

### 5.2.1 Turbulenzmodelle

Die Turbulenzmodelle dienen grundsätzlich zur Lösung des Schließungsproblems, d.h. sie ermöglichen durch halbempirische Ansätze, die sogenannten Schließungsannahmen, die Lösbarkeit der aus den Grundgleichungssystem hergeleiteten Reynolds'schen Gleichungen und Transportgleichungen. Dabei versteht man unter den Reynolds'schen Gleichungen die Bilanzgleichungen für die reynoldsgemittelten Grundgrößen  $\bar{u}$ ,  $p$ ,  $T$  und unter den Transportgleichungen die Gleichungen für den aus der Mittelung resultierenden Spannungstensor und Wärmestromvektor. Die Turbulenzmodelle werden eingeteilt in

- Null-Gleichungs-Modelle beruhend auf der Prandtlschen Mischungsweghypothese
- Ein-Gleichungs-Modelle mit einer modellierten Gleichung für die kinetische Turbulenzenergie  $k$
- Zwei-Gleichungs-Modelle, mit modellierten Gleichungen für die kinetische Turbulenzenergie  $k$  und für die Dissipation  $\epsilon$  und schließlich
- Reynoldsspannungs-Modelle, welche im Gegensatz zu allen zuvor aufgeführten Modellen nichtlineare Zusammenhänge zwischen Reynoldsspannungen und mittleren Geschwindigkeitsgradienten erlauben.

### 5.2.2 Wirbelviskosität und Wirbeldiffusion.

Vor der Betrachtung der mathematischen Hintergründe der halbempirischen Turbulenzmodelle, werden zwei turbulente Austauschgrößen eingeführt, die eine Analogie zur laminaren Strömung herstellen, aber nicht auf Stoffeigenschaften, sondern auf Eigenschaften des Strömungsfeldes basieren. Nach Boussinesq (1877) ist die sog. Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$  in den Ansatz der Reynoldsspannungen eingebracht:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \epsilon_\tau \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (74)$$

Die Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$  ist, im Gegensatz zur dynamischen Viskosität  $\eta$  keine Stoffgröße, sondern eine Eigenschaft des Strömungsfeldes. Analog zur Einführung der Wirbelviskosität wird für die Beschreibung des Reynoldsschen Wärmestromvektors eine Wirbeldiffusion  $\epsilon_q$  eingeführt, die zu folgender Beschreibung des Wärmestromvektors führt:

$$-\overline{\rho u' T'} = \rho c_p \epsilon_q \nabla \bar{T} \quad (75)$$

Das Verhältnis der beiden eingeführten Wirbelgrößen wird in Analogie zur laminaren Strömung als turbulente Prandtl-Zahl durch die Vorschrift

$$Pr_t = \frac{\epsilon_\tau}{\epsilon_q} \quad (76)$$

definiert. Durch die Einführung der Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$ , der Wirbel-diffusion  $\epsilon_q$  und ihres Verhältnisses als turbulente Prandtlzahl  $Pr_t$ , ist das Schließungsproblem auf die Bestimmung dieser drei Transportgrößen zurückgeführt. Dabei kommen, wie im folgenden erläutert, empirische Ansätze zum Tragen.

### 5.2.3 Spezielle Turbulenzmodelle

Für Erläuterungen zu den grundlegenden Null- bzw. Ein-Gleichungsmodellen sei auf die Literatur verwiesen (z.B. MERKER [110] und SCHLICHTING [140]).

**5.2.3.1 Das Zwei-Gleichungs-Modell.** Beim diesem Modell wird für die Wirbelviskosität der Ansatz

$$\epsilon_\tau = C_\tau \frac{k^2}{\epsilon} \quad (77)$$

eingeführt. Hierin entspricht  $\epsilon$  der Dissipationsenergie und  $C_\tau$  einer empirischen Konstanten. Mit dem Ansatz 77 kann aus der Navier-Stokes-Gleichung 70 eine Transportgleichung für die Dissipation  $\epsilon$  hergeleitet werden, die erst durch Modellannahmen [110] in eine lösbare modellierte Transportgleichung für die Dissipation  $\epsilon$

$$\overline{u_k} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} = C_1 \frac{\epsilon}{k} \left[ \epsilon_\tau \left( \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} \right] - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\epsilon_\tau}{C_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_k} \right) \quad (78)$$

übergeht. Mit den Gleichungen 72 und 77 folgt die zweite modellierte Transportgleichung für die kinetische Turbulenzenergie  $k$ :

$$\overline{u_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} = C_\tau \frac{k^2}{\epsilon} \left( \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\epsilon_\tau}{C_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) \quad (79)$$

Die auftretenden empirischen Konstanten  $C_\tau$ ,  $C_k$ ,  $C_\epsilon$ ,  $C_1$  und  $C_2$  müssen an experimentelle Daten angepaßt werden. Empfehlungen für die Werte der Konstanten und ihre Wirkung bei Veränderung sind z.B. bei [110] und [151] zu finden. Mit den Transportgleichungen für die Dissipation (78) und für die turbulente kinetische Energie (79) stehen zwei Gleichungen zur Bestimmung von  $\epsilon$  und  $k$  zur Verfügung. Mit der Modelldefinition (Gl. 77) ist die Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$  bestimmbar. Die einzige unbekannte Größe des Modells ist daher die turbulente Prandtlzahl  $Pr_t$  (Gl. 76), die aus empirischen Überlegungen gewonnen werden muß. Das beschriebene Modell, das die modellierten Transportgleichungen für  $k$  und  $\epsilon$ , beinhaltet, wird statt Zwei-Gleichungs-Modell auch oft  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell genannt und ist derzeit Stand der Technik bezogen auf die Rechnerressourcen zur Simulation turbulenter Strömungen.

Die Annahme isotroper Turbulenz bei der Modellerstellung sowie die Eignung nur für hohe Reynolds-Zahlen sind die wesentlichen Nachteile des Standard- $k$ - $\epsilon$ -Modells.

**5.2.3.2 Modifizierte  $k$ - $\epsilon$ -Modelle.** Da in den Turbulenzmodellen die wandnahen Geschwindigkeits- und Temperaturprofile mit bereichsabhängigen Gleichungen modelliert werden, spielt für die Qualität der numerischen Berechnungen eine Kombination aus Größe der wandnächsten Gitterzellen und Strömungsgeschwindigkeit eine entscheidende Rolle. Nur bei Einhaltung bestimmter Gitterzellengrößen sind die dem Modell zugrunde liegenden Gleichungen zutreffend.

Das Turbulenzmodell für niedrige Reynoldszahlen (Low-Reynolds- $k$ - $\epsilon$ -Modell) ist ein modifiziertes  $k$ - $\epsilon$ -Modell, welches eine korrigierte Definition für die Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$  heranzieht, um zu gewährleisten, daß die Dissipation an festen Wänden zu Null wird. Dies ist vor allem bei Strömungen mit niedrigen Reynolds-Zahlen von Bedeutung, bei denen der Einfluß der Begrenzungen auf die Kernströmung besonders groß ist. Die genauen Hypothesen und Ansätze des Modells sind bei [9] aufgeführt. Es ist darauf zu achten, daß

die viskose Unterschicht durch eine ausreichend feine Nodalisierung aufgelöst wird.

Bei den hier untersuchten Problemstellungen kann diese Randbedingung oftmals nicht eingehalten werden. Für diese Fälle steht das sog. Two-layer- $k$ - $\epsilon$ -Modell zur Verfügung. Bei diesem Modell werden die wandnahen Bereiche in zwei Schichten unterteilt und mit jeweils eigenen Gleichungen beschrieben [151]. Dadurch wird bei der Nodalisierung die Einhaltung der geforderten Gitterzellengrößen an der Wand eher ermöglicht als bei den anderen Modellen.

Im Reynoldsspannungsmodell werden Transportgleichungen für alle Komponenten des Reynolds'schen Spannungstensors aufgestellt und unter Verwendung verschiedener empirisch gestützter Hypothesen gelöst. Im Gegensatz zum  $k$ - $\epsilon$ -Modell wird nun auch die Richtungsabhängigkeit der Turbulenzstruktur berücksichtigt. Eine genaue Beschreibung der Herleitung und die komplexe Darstellung der Modellgleichungen sind bei [9] und [15] dargelegt.

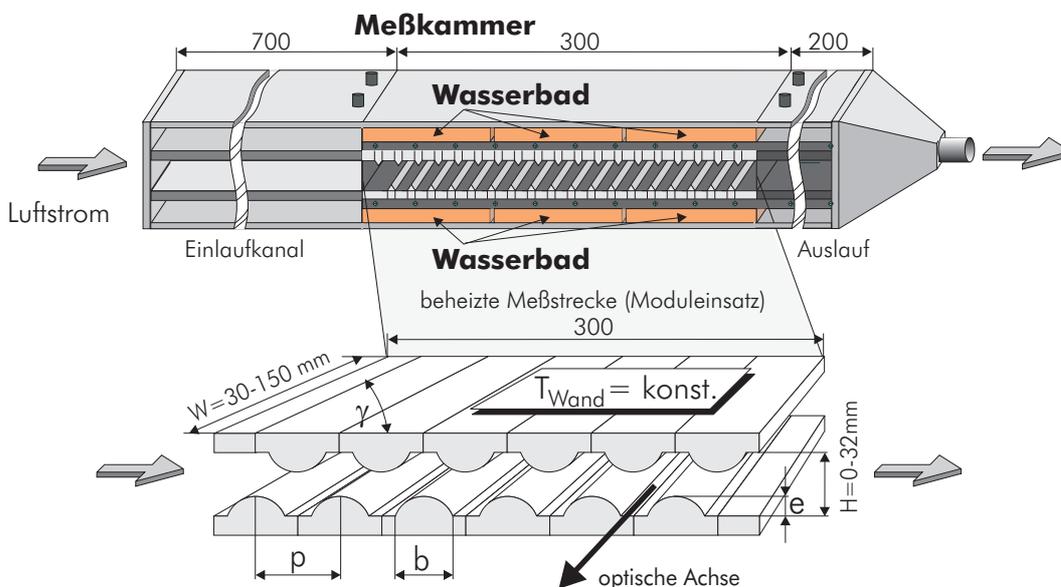
Für die Vorgehensweise bei der Diskretisierung, die Beschreibung der Lösungsalgorithmen und das Postprocessing wird auf die Literatur verwiesen (PATANKAR [128] sowie [9] und [151]). Detaillierte Ausführungen zur den Grundlagen turbulenter Strömungen bzw. turbulenter Wärmeübertragung sowie zu den Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung finden sich z.B. bei FERZIGER et al. [25] MERKER [110], SCHLICHTING [140], REYNOLDS [133], PERSEN [132], KUTATELADZE [90], GRÖBER et al. [46] und WALZ [177].

## 6 Kanal mit Turbulenzpromotoren

### 6.1 Aufbau der Meßkammer

Für die Untersuchungen am Kanal mit Turbulenzpromotoren wurde die in Abbildung 11 dargestellte Meßkammer konstruiert. Durch die modulare Bauweise der Platten mit den Turbulenzpromotoren können verschiedene Platten-Konfigurationen jeweils paarweises ausgetauscht werden. Die Meßkammer wurde in die in Kapitel 3 beschriebene Versuchsanlage integriert. In Abbildung 11, unten sind die maximalen Abmessungen sowie die wichtigsten Parameter der Turbulenzpromotoren auf den wärmeübertragenden Platten eingetragen. Diese sind im Einzelnen:

- Abstand  $p$
- Höhe  $e$
- Breite der Basis  $b$
- Anstellwinkel  $\gamma$

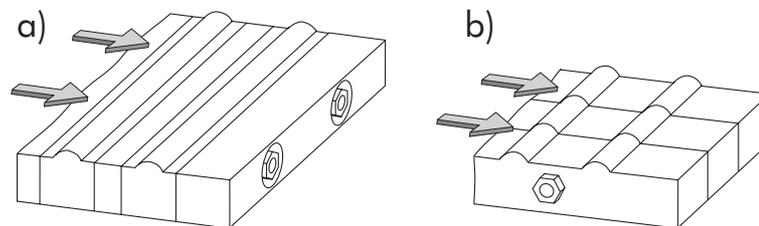


**Abbildung 11:** Meßkammer und beheizte Platten mit Turbulenzpromotoren

Der Kern der Meßkammer besteht aus einer beheizbaren 300 mm langen Teststrecke. Sechs separat regelbare Wasserbäder heizen die oberen und unteren Wärmetauscherplatten getrennt voneinander auf eine konstante Wandtemperatur. Während die oberen und unteren Wärmeübertragerplatten mit Turbulenzpromotoren aus Aluminium gefertigt sind, bestehen die Seitenwände aus entspiegelm Glas (Wandstärke 3 mm), so daß die Meßstrecke über die gesamte Länge optisch zugänglich ist. Der Rechteckkanal ist aus der eigentlichen Meßstrecke sowie einer Ein- und Auslaufstrecke zusammengesetzt. Über sechs Gewindeschrauben läßt sich die Kanalhöhe  $H$  über die gesamte Lauflänge zwischen 0 und 50 mm einstellen, während die Kanalbreite  $W$  zwischen 30 und 150 mm variiert werden kann.

### 6.1.1 Einzelplatten-Aufbau

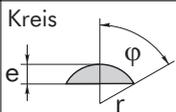
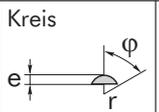
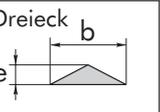
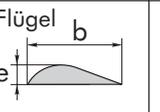
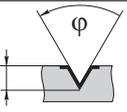
Die beheizten (oberen und unteren) Wärmeübertragerplatten mit Turbulenzpromotoren sind nach dem Baukastenprinzip konstruiert. Eine Platte besteht aus einzelnen Elementen, die miteinander verspannt werden (Abbildung 12).



**Abbildung 12:** Baukastenprinzip der Wärmetauscherplatten, a) Längselemente (Variation Abstand), b) Querelemente (Variation Kanalbreite und Anordnung)

Mit Zwischen- und Ausgleichsstücken können so eine Vielzahl von Varianten bezüglich Abstand und Anordnung (gegenüber, versetzt, 2-fach versetzt) zunächst außerhalb der Meßkammer aufgebaut und ausgerichtet werden. Die mit Gewindebolzen verspannten Platten können anschließend in einem Stück in die Versuchsanlage eingebaut werden (maximale Grundfläche:  $W \cdot L = 150 \text{ mm} \cdot 300 \text{ mm}$ ). Einen Überblick über die untersuchten Geometrieparameter der Turbulenz-

promotoren, die Plattenkonfigurationen und Anordnungen geben die Abbildungen 13 und 14.

		Geometrie des Strömungskanals				
Länge L [mm]		300				
Breite W [mm]		30/60/90/150				
Höhe H [mm]		4/5/6/7/8/10/14				
		Geometrie der Turbulenzpromotoren				Nut
Geometrie						
Radius r [mm]		6	3	—	—	—
Höhe e [mm]		3	1,5	3	3	3
Breite b [mm]		10	5	10/20	15	3
Anstellwinkel $\varphi$ [°]		60	60	—	—	45/60
Abstand p [mm]		30/20	15/10	20	10/20	30
relative Oberflächenzunahme [%]		21,7	10,8	16,6/4,4	8/4	100
Periodenlänge p/e [-]		6,67/10/13,33/ 16,67/23,33/ 26,67	6,67/10	6,67	10/20	10
Höhen-Breiten-e/b [-] Verhältnis		0,3	0,3	0,3/0,15	0,2	-1

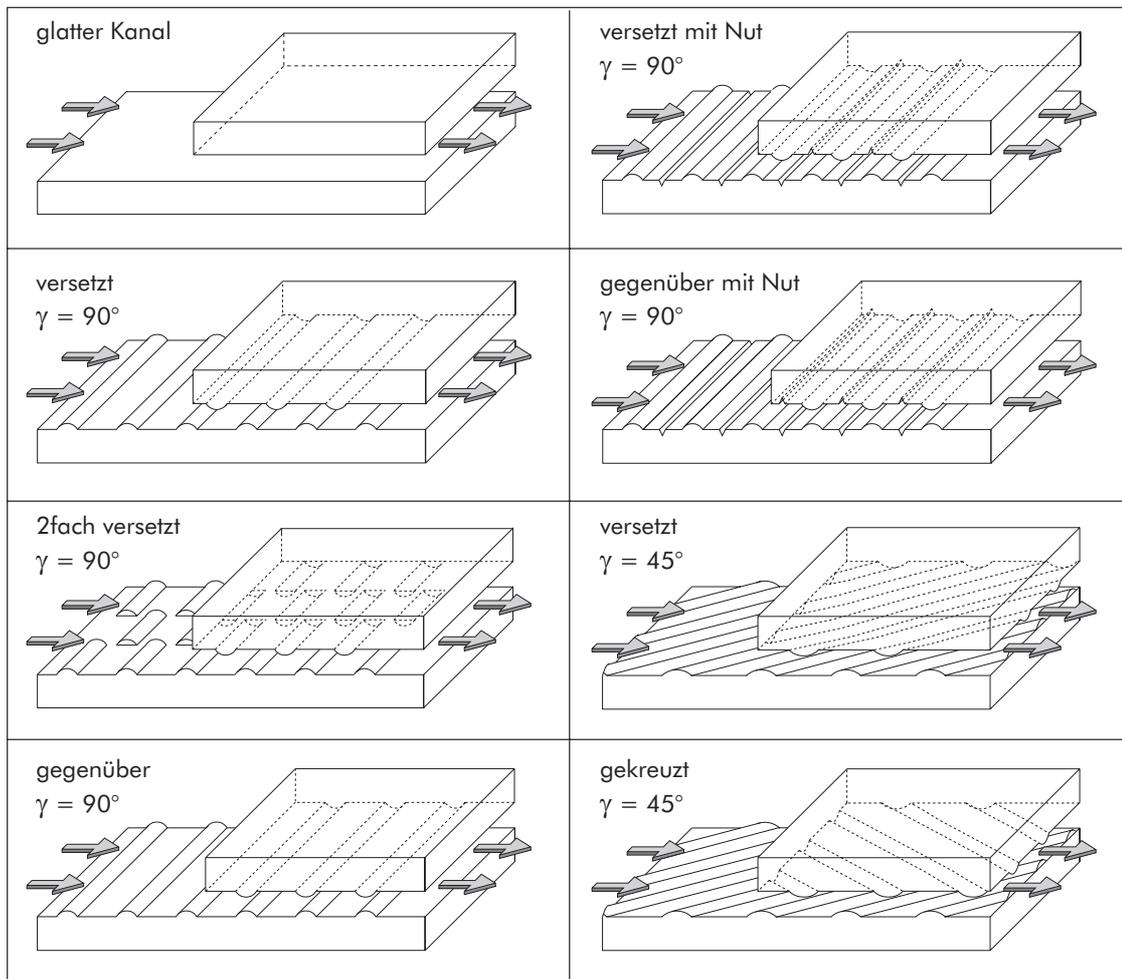
**Abbildung 13:** Geometrieparameter (Auszug)

Für alle untersuchten Kanäle mit Turbulenzpromotoren wird als charakteristische Länge für die Berechnung der Reynolds- bzw. der Nußelt-Zahl der mit dem Strömungsquerschnitt  $A$  und dem Kanalumfang  $U$  gebildete hydraulische Durchmesser  $d_{hyd} = 4\frac{A}{U}$  verwendet.

## 6.2 Lokale Untersuchungen - Hindernisabstand

Für die lokalen Untersuchungen des Einflusses des Abstandes  $p/e$  auf die thermo- und fluiddynamischen Verhältnisse im Kanal wird eine Meßstrecke mit den Abmessungen  $L \cdot W \cdot H = 300 \text{ mm} \cdot 150 \text{ mm} \cdot 14 \text{ mm}$  eingesetzt. Als Strömungshindernisse werden kreissegmentförmige Turbulenzpromotoren mit einem Anstellwinkel von  $\gamma = 90^\circ$  zur Hauptströmungsrichtung verwendet.

Die Turbulenzpromotoren vergrößern, im Vergleich zu einem glatten Kanal, die wärmeübertragende Fläche  $A$ . Bei dem untersuchten Ka-



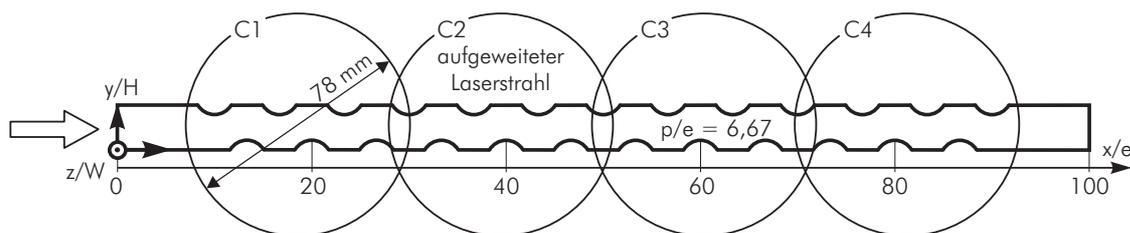
**Abbildung 14:** Plattenanordnungen mit kreissegmentförmigen Turbulenzpromotoren (Auszug)

nal mit einem Abstand von  $p/e = 10$  und versetzter Anordnung werden insgesamt 17 Turbulenzpromotoren an den Wänden angeordnet (untere Wand: 8, obere Wand: 9), wodurch die gesamte Oberfläche um ca. 6% zunimmt. Die jeweilige Oberflächenvergrößerung ist bei der Auswertung für jede Konfigurationen gesondert berücksichtigt.

### 6.2.1 Temperaturfelder

Da die Kanallänge den Durchmesser des aufgeweiteten Laserstrahls ( $d = 78 \text{ mm}$ ) übersteigt, wird das gesamte Temperaturfeld aus einzelnen Interferogrammen zusammengesetzt (Abbildung 15). Für jeden

dieser Bereiche muß ein eigenes Hologramm belichtet und entwickelt werden. Da die Versuchsanlage für jede Aufnahme sehr exakt auf die gleichen Randbedingungen (Wandtemperatur, Volumenstrom) eingeregelt wird, korrelieren die Einzelaufnahmen zeitlich und örtlich. Bei der digitalen Bildverarbeitung werden sie zu einem übergangsfreien Gesamtbild zusammengesetzt.



**Abbildung 15:** Meßbereiche der Holographischen Interferometrie

In Abbildung 16a-c sind Temperaturfelder (infinite-fringe-Interferogramme) für die gesamte Länge des Wärmeübertragerkanals bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten dargestellt (Hinderisabstände  $p/e = 6, 67/10/20$ ). Zur besseren Erkennbarkeit wurden die Interferogramme binarisiert, d.h. mit 1-Bit-Farbtiefe dargestellt. Die Temperatur zwischen zwei Interferenzlinien ist von der lokalen Temperatur im Kanal abhängig und nimmt nach den Gleichungen 30 und 31 Werte zwischen  $\Delta T = 4,0K$  und  $\Delta T = 4,6K$  an.

Aufgrund der Erwärmung der Luft erscheinen mit zunehmender Kanallänge immer weniger Interferenzstreifen. Die Bestimmung des Temperaturgradienten in der Grenzschicht und damit des lokalen Wärmeübergangs wird deshalb mit infinite-fringe-Interferogrammen sehr ungenau. Bei finite-fringe-Interferogrammen ist nach Kapitel 4.1.2.2 nicht mehr der Abstand der einzelnen Streifen sondern die Ablenkung der Streifen auszuwerten. Abbildung 17 stellt zum Vergleich die Temperaturfelder nach der infinite- und finite-fringe-Methode im Kanalabschnitten nahe dem Auslaufbereich gegenüber ( $p/e = 6, 67$ ). Mit dieser Methode können sowohl Temperaturfelder am Ende des Kanals mit niedrigen Gradienten als auch Bereiche mit hohen Gradienten zuverlässig ausgewertet werden.

Die engen Streifenformationen im Anströmbereich der Turbulenzpro-

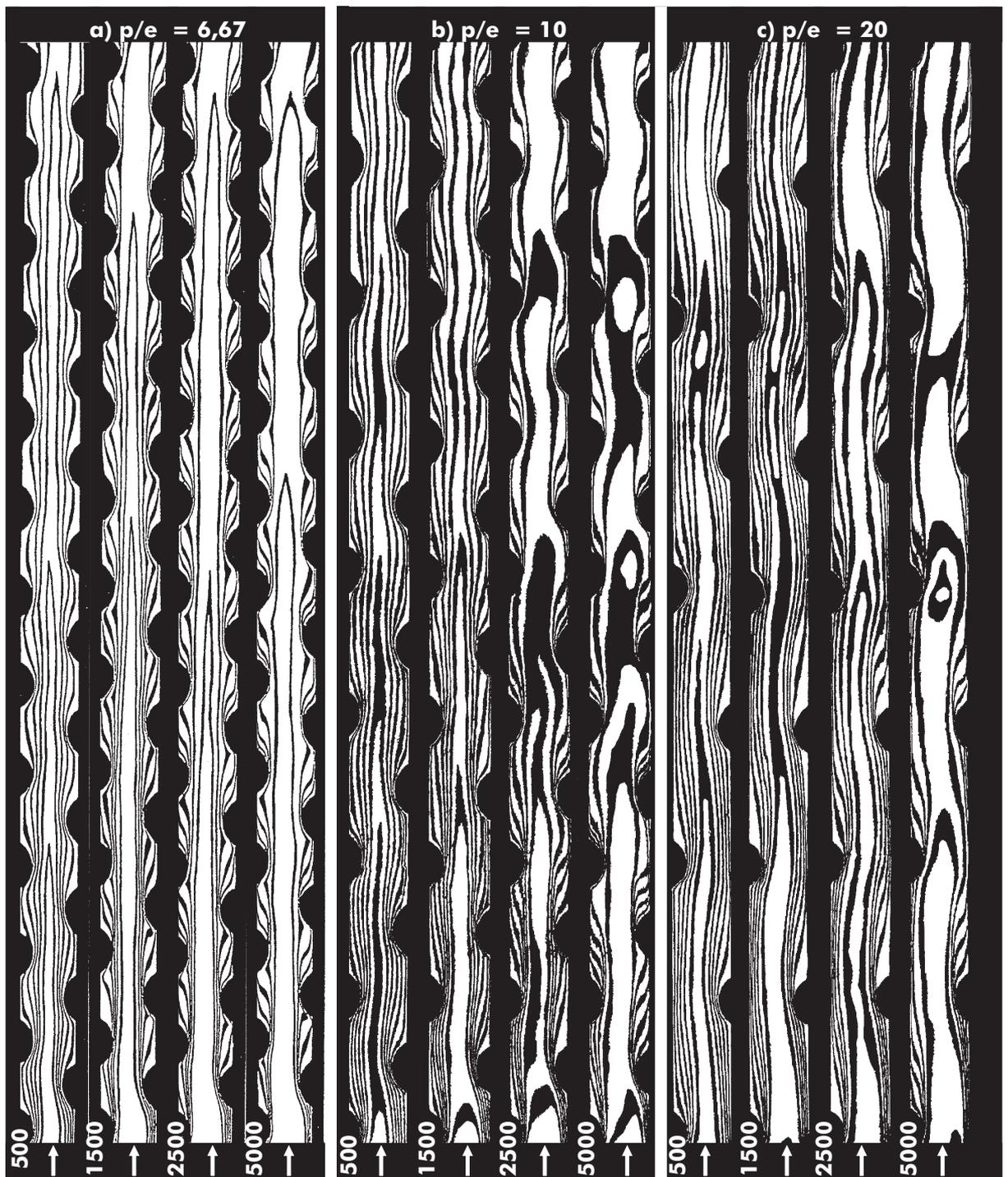
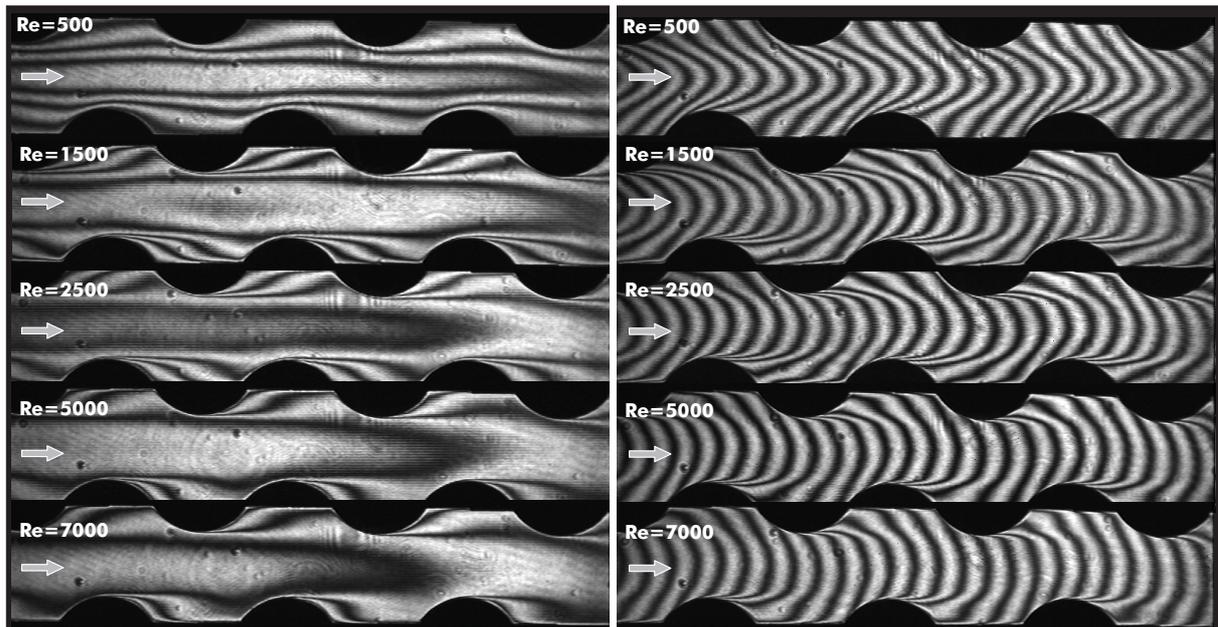


Abbildung 16: Temperaturfelder,  $p/e = 6,67, 10, 20$

motoren deuten auf einen hohen Temperaturgradienten und damit auf einen hohen Wärmeübergang an diesen Stellen hin. Direkt am



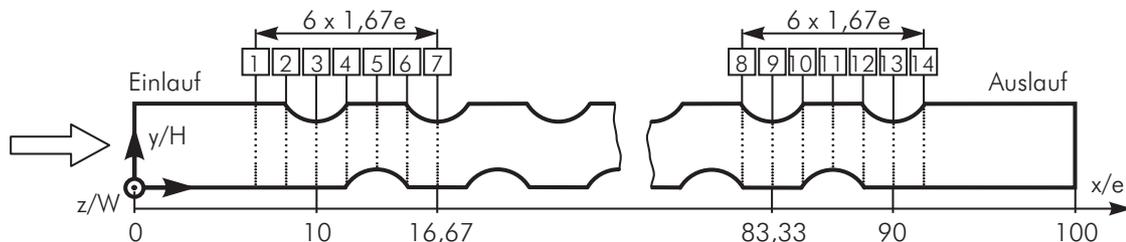
**Abbildung 17:** Temperaturfelder, infinite- bzw. finite-fringe

höchsten Punkt der Hindernisse löst sich die Strömung ab und direkt hinter den Strömungshindernissen entstehen die in Kapitel 3 beschriebenen Rezirkulationsgebiete. Diese Wirbelgebiete haben nur einen geringen Fluidaustausch mit der Hauptströmung. Das darin gebundene Fluid erwärmt sich in diesen Bereichen fast bis auf Wandtemperatur (vgl. Isothermen in den Abbildungen 16, 17) und verhindert, daß die kältere Luft aus der Kanalmitte in Kontakt mit der beheizten Wand kommt. Die Größe der Wirbelgebiete bzw. der Ort der Strömungswiederanlegung hat deshalb einen entscheidenden Einfluß auf den lokalen Wärmeübergang.

### 6.2.2 Stromlinien und Geschwindigkeitsprofile

Zur Bestimmung der fluiddynamischen Vorgänge in den Kanälen wurde die in Kapitel 4.4 beschriebene Laser-Doppler-Anemometrie eingesetzt. Für jede Konfiguration wurden die in Abbildung 18 eingetragenen Meßgeraden im Ein- und Auslaufbereich des Kanals festgelegt. Entlang dieser Geraden wurden die Einzelmessungen durchgeführt (Schrittweite: Wandnähe  $0,25 \text{ mm}$ , Kanalmitte  $0,5 \text{ mm}$ ). Um eine statistisch abgesicherte Aussage über die Turbulenzinten-

sität mit der nötigen räumlichen Auflösung zu erhalten, werden für jeden der ca. 300 Meßpunkte die Signale von jeweils mindestens 1000 gültig detektierten Streuteilchen ausgewertet.



**Abbildung 18:** Meßgeraden im Kanal

Bei dem verwendeten Laser-Doppler-Anemometer wird pro Messung immer nur eine Geschwindigkeitskomponente erfaßt. Die Komponenten der zwei- bzw. dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren werden deshalb zeitlich getrennt voneinander gemessen. Aufgrund des stationären Betriebs der Versuchsanlage können die einzelnen Komponenten später problemlos zusammengesetzt werden.

Zu jeder Meßgeraden wird der Volumenstrom aus der Geschwindigkeitsverteilung errechnet und mit dem Gesamtvolumenstrom an den Meßblenden verglichen. Obwohl mit dieser Methode der Einfluß der Seitenwände und der Sekundärströmungen nicht berücksichtigt werden, betragen die Abweichungen für alle Konfigurationen, selbst in Bereichen mit Rezirkulationsgebieten, stets weniger als 10% im gesamten untersuchten Geschwindigkeitsbereich (Anhang A.0.1).

Einen Überblick über die fluiddynamischen Vorgänge in den Strömungskanälen gibt die Darstellung der Stromlinien. Die in den Abbildungen 16 bzw. 17 qualitativ erkennbaren Strömungsstrukturen (z.B. Rezirkulationsgebiete) lassen sich mittels der Stromliniendarstellung quantifizieren. Der Anteil des Volumenstroms, der zwischen zwei Stromlinien fließt, gemessen am gesamten Volumenstrom, entspricht gerade der Differenz  $\Delta\Psi$  der benachbarten Stromfunktionswerte  $\Psi_i$  und  $\Psi_{i+1}$  (Abschnitt 4.4, Gleichungen 53, 54). In Abbildung 19 sind die Stromlinien und die Stromfunktionen jeweils am Anfang und am Ende der Meßstrecke dargestellt. Die Stromlinienfelder verdeutlichen einerseits die Größe und Lage der Rezirkulationsgebiete

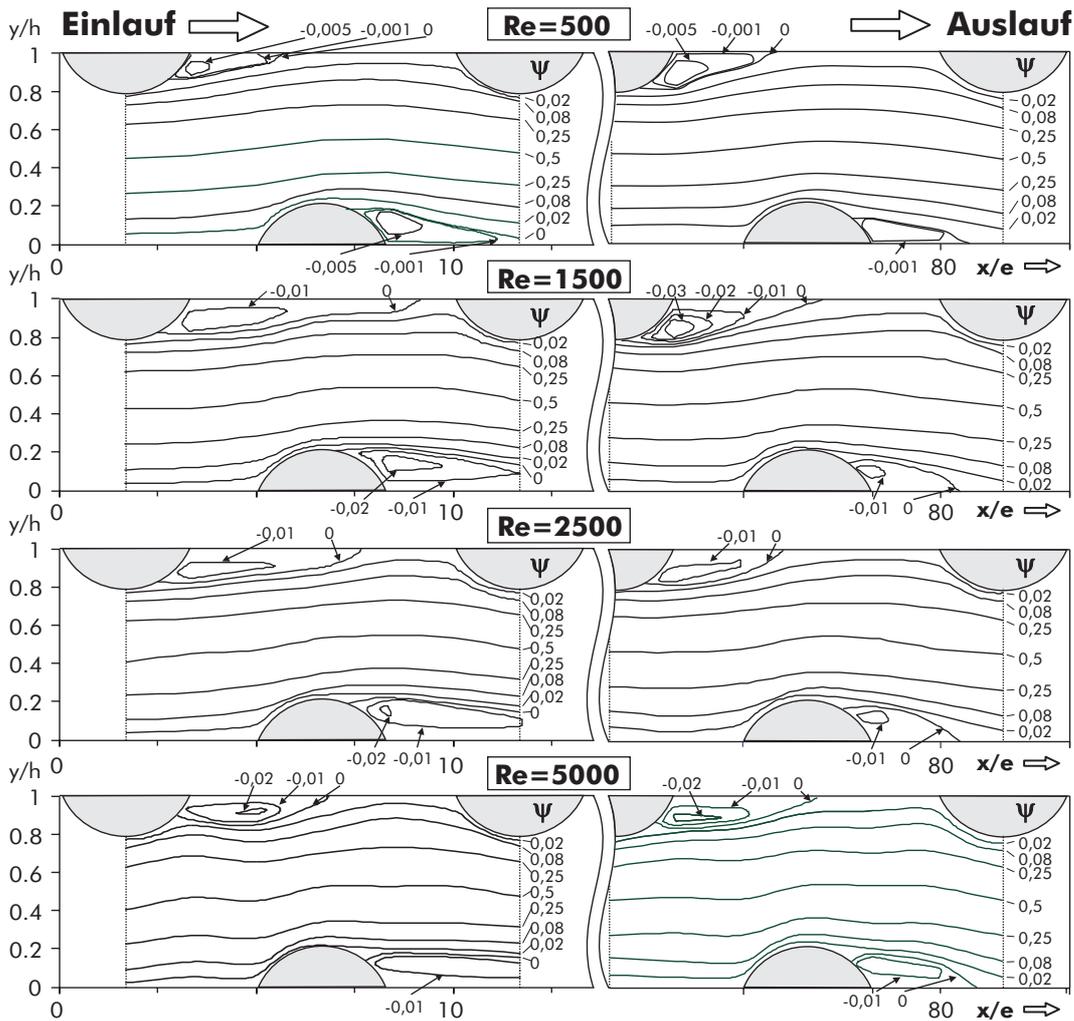
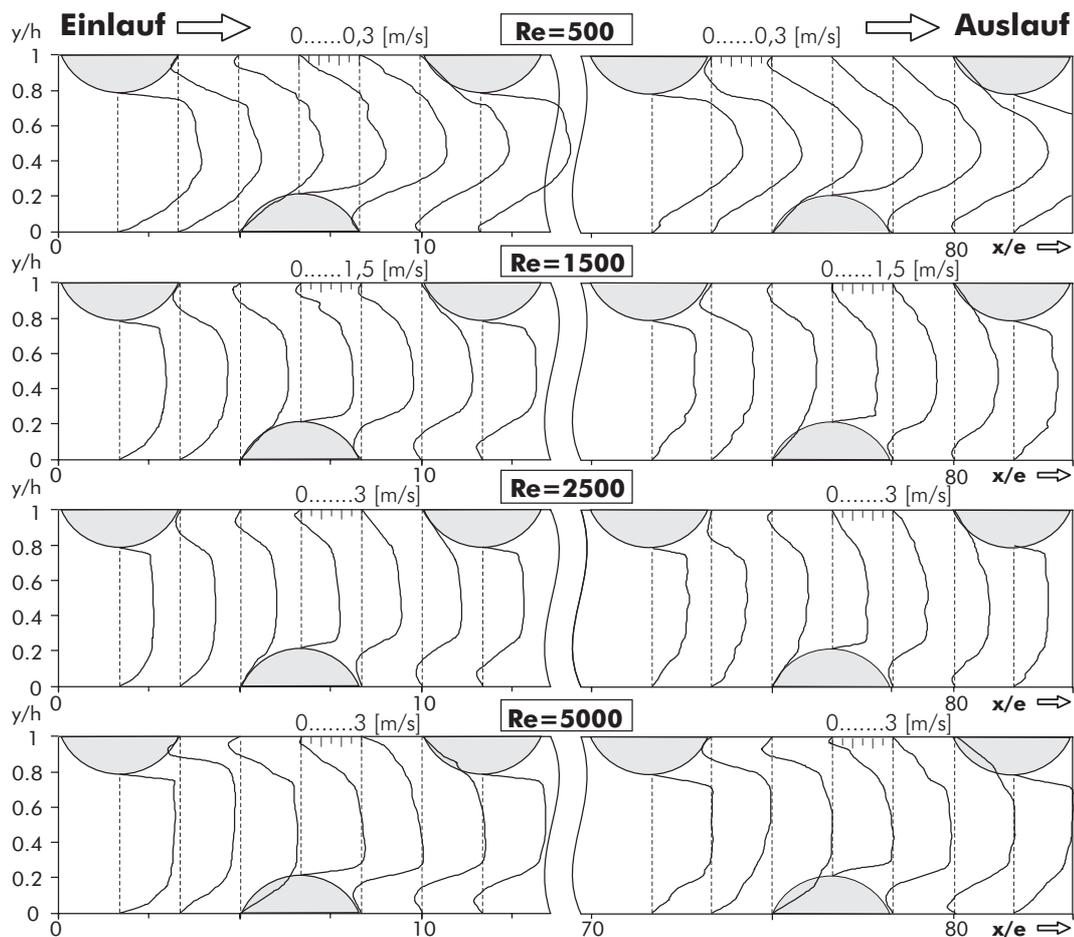


Abbildung 19: Stromlinien ( $p/e = 10$ )

und geben andererseits Aufschluß über die Menge des in den Wirbeln gebundenen Fluids. Zur Verdeutlichung der Fluidgeschwindigkeiten in den Wirbelgebieten sind in Abbildung 20 die Geschwindigkeitsprofile im Kanal aufgetragen. Als Maßstab für die Geschwindigkeit dienen jeweils die am oberen Rand der Diagramme eingefügten Skalen.  $Re = 500$ . Die flachen Geschwindigkeitsprofile im Einlaufbereich zeigen, daß die Strömung fluiddynamisch noch nicht ausgebildet ist (Abbildung 20). Im Auslaufbereich liegt dagegen eine ausgeprägte parabelförmige Geschwindigkeitsverteilung vor. Die negativen Geschwindigkeiten, jeweils im Nachlauf eines Hindernisses deuten auf die Rückströmgebiete hin. In den Wirbelzonen rezirkulieren bis zu



**Abbildung 20:** u-Geschwindigkeitskomponente ( $p/e = 10$ )

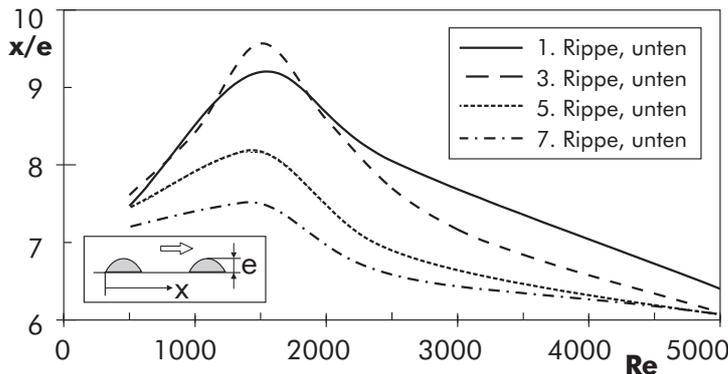
0,5% des gesamten Volumenstroms (Abbildung 19).

**Re = 1500.** Die „halbrunden“ Geschwindigkeitsprofile, eine Art Mischform zwischen laminarer und turbulenter Strömung, deuten auf den Übergangsbereich hin. Mit zunehmendem Strömungsweg ist eine Abflachung der Profile im Bereich der Kernströmung zu beobachten, d.h. die Turbulenz nimmt zu. Der Anteil des Volumenstroms in der Rezirkulation erreicht bei dieser Reynolds-Zahl die höchsten Werte von bis zu 3% des gesamten Volumenstroms, zudem haben die Rückströmgebiete hier die größte Längsausdehnung.

**Re = 2500.** Die Geschwindigkeitsprofile lassen nun deutlich auf eine turbulente Strömung schließen. Die Rückströmgebiete verkürzen sich geringfügig und der rezirkulierende Volumenstrom verringert sich auf maximal 2%.

$Re = 5000$ . Die Strömung hat sich bei dieser Reynolds-Zahl im turbulenten Bereich stabilisiert. Wiederum ist eine Verkürzung der Rezirkulationsgebiete im Auslaufbereich festzustellen. Der maximal rezirkulierende Volumenstrom bleibt nahezu konstant bei 2%.

### 6.2.3 Wiederanlegen der Strömung.



**Abbildung 21:** Wiederanlegepunkte

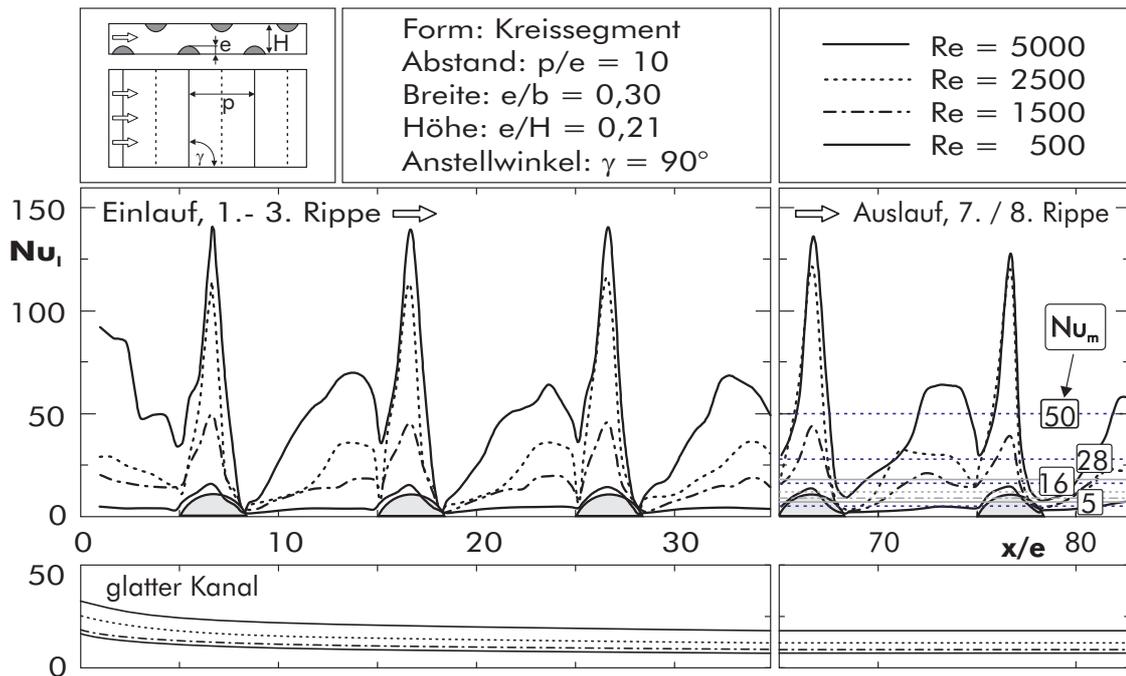
von der vorderen Hinderniskante, ca. das 7,5-fache der Höhe und bleibt über die Kanallänge nahezu konstant. Im Übergangsbereich verschiebt sich der Wiederanlegepunkt stromabwärts und erreicht bei  $Re = 1500$  im Einlaufbereich fast den Wert der Periodenlänge  $10e$ , im Auslaufbereich werden die Wiederanlegestrecken etwas kürzer. Mit zunehmend turbulenter Strömung verkürzt sich das Rückströmgebiet wieder bis auf  $x/e = 6 - 6,5$ .

### 6.2.4 Lokaler Wärmeübergang

Abbildung 22 gibt den Verlauf der lokalen Nußelt-Zahl in axialer Richtung des Wärmeübertragerkanals wieder. Auf der rechten Seite von Abbildung 22 sind zum Vergleich die mittleren Nußelt-Zahlen für die jeweiligen Reynolds-Zahlen eingetragen.

Die qualitativen Verläufe des lokalen Wärmeübergangs sind im gesamten Geschwindigkeitsbereich ähnlich. Lediglich die Größen der Rückströmgebiete verändern sich deutlich mit der Reynolds-Zahl (vgl. Abbildung 21). Im Anströmbereich der Turbulenzpromotoren

In Abbildung 21 sind die mittels LDA-Messungen erfassten Wiederanlegepunkte dargestellt (Hindernisabstand  $p/e = 10$ ). Im laminaren Bereich beträgt die Entfernung des Wiederanlegepunktes, gemessen



**Abbildung 22:** Lokaler Wärmeübergang,  $p/e = 10$

steigt der Wärmeübergang zunächst steil an, kurz vor dem höchsten Punkt wird ein Maximum des lokalen Wärmeübergangs festgestellt. Die Strömungsablösung am Hindernistop und die Wirbelgebiete hinter den Hindernissen führen zu einem sehr geringen Wärmeübergang in diesen Bereichen. An der Stelle des Wiederanlegens der Strömung bildet sich ein Zwischenmaximum, dessen Position mit steigender Reynolds-Zahl stromaufwärts verschoben wird (Abbildung 21). Kurz vor dem nachfolgenden Turbulenzpromotor bildet sich ein zweites, sehr kleines Wirbelgebiet mit dem damit einhergehenden niedrigen Wärmeübergang. Die Verläufe der lokalen Nußelt-Zahlen für den glatten Kanal (Abbildung 22, unten) zeigen, daß der thermische Einlauf für alle Geschwindigkeiten schon nach kurzer Wegstrecke abgeschlossen ist. Damit erklärt sich auch, warum für den Kanal mit Hindernissen keine signifikanten, vom thermischen Einlauf abhängigen, Unterschiede der jeweiligen lokalen Maxima oder Minima festgestellt werden können.



grades liegt nun nicht mehr auf der Trennstromlinie.

Die Strömung bildet sich bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 500$  zu einer laminaren Fluidbewegung aus. Trotz vielfacher Umlenkung durch die Strömungshindernisse verhindert die Viskosität der Luft ein Anwachsen der Turbulenz. Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten beobachtet man erstmals eine deutlich erhöhte Turbulenz im Kanal. Bei  $Re = 1500$  und  $Re = 2500$  steigt der Turbulenzgrad zwischen dem 8. und 9. bzw. zwischen dem 4. und 5. Turbulenzpromotor stark an. Ab einer Reynolds-Zahl von  $Re = 5000$  genügen einige wenige Turbulenzpromotoren um die Turbulenz anhaltend für den restlichen Kanal anzuregen (etwa ab dem 3. Turbulenzpromotor).

Der Verlauf der Reynoldschen Schubspannung  $-\overline{u'v'}$  ist dem des Turbulenzgrades sehr ähnlich. Die lokalen Maxima werden in der freien Scherschicht auf der Höhe der Trennstromlinie  $\Psi = 0$  erreicht. Sie befinden sich somit an den selben Orten wie die Maxima des Turbulenzgrades, sind aber deutlich schwächer ausgeprägt.

Die Turbulenzproduktion erfolgt durch große Wirbel, die über die Reynoldsche Schubspannung  $-\overline{u'v'}$  der mittleren Strömungsbewegung  $\bar{u}$  Energie entziehen. Diese Energie wird auf die mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten  $\sqrt{\overline{u'^2}}$  der  $u$ -Komponente bzw.  $\sqrt{\overline{v'^2}}$  und  $\sqrt{\overline{w'^2}}$  der  $v$ - und  $w$ -Komponente übertragen, bevor sie auf die nächst kleineren Wirbel übergeht und schließlich dissipiert.

**6.2.5.1 Komponenten des Turbulenzgrades** (Abbildung 24). In der Kernströmung sind die Komponenten des Turbulenzgrades  $Tu_x = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}$  und  $Tu_y = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{\bar{u}}$  ungefähr gleich groß. Dies gilt jedoch nur für die stabilen Strömungsformen bei  $Re = 500$  bzw. bei  $Re = 5000$ . Im Übergangsbereich ( $Re = 1500$  und  $Re = 2500$ ) dominiert die Komponente in Hauptströmungsrichtung  $Tu_x$ .

Am höchsten Punkt der Hindernisse erreicht die Schwankungsgeschwindigkeit  $\overline{u'^2}$  einen maximalen Wert in Wandnähe, aufgrund der Strömungsbeschleunigung und dem daraus resultierenden steilen Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{du}{dy}$ . Stromabwärts des Wirbelkerns wird die kinetische Turbulenzenergie auf die  $\overline{v'^2}$ -Komponente verteilt, so daß

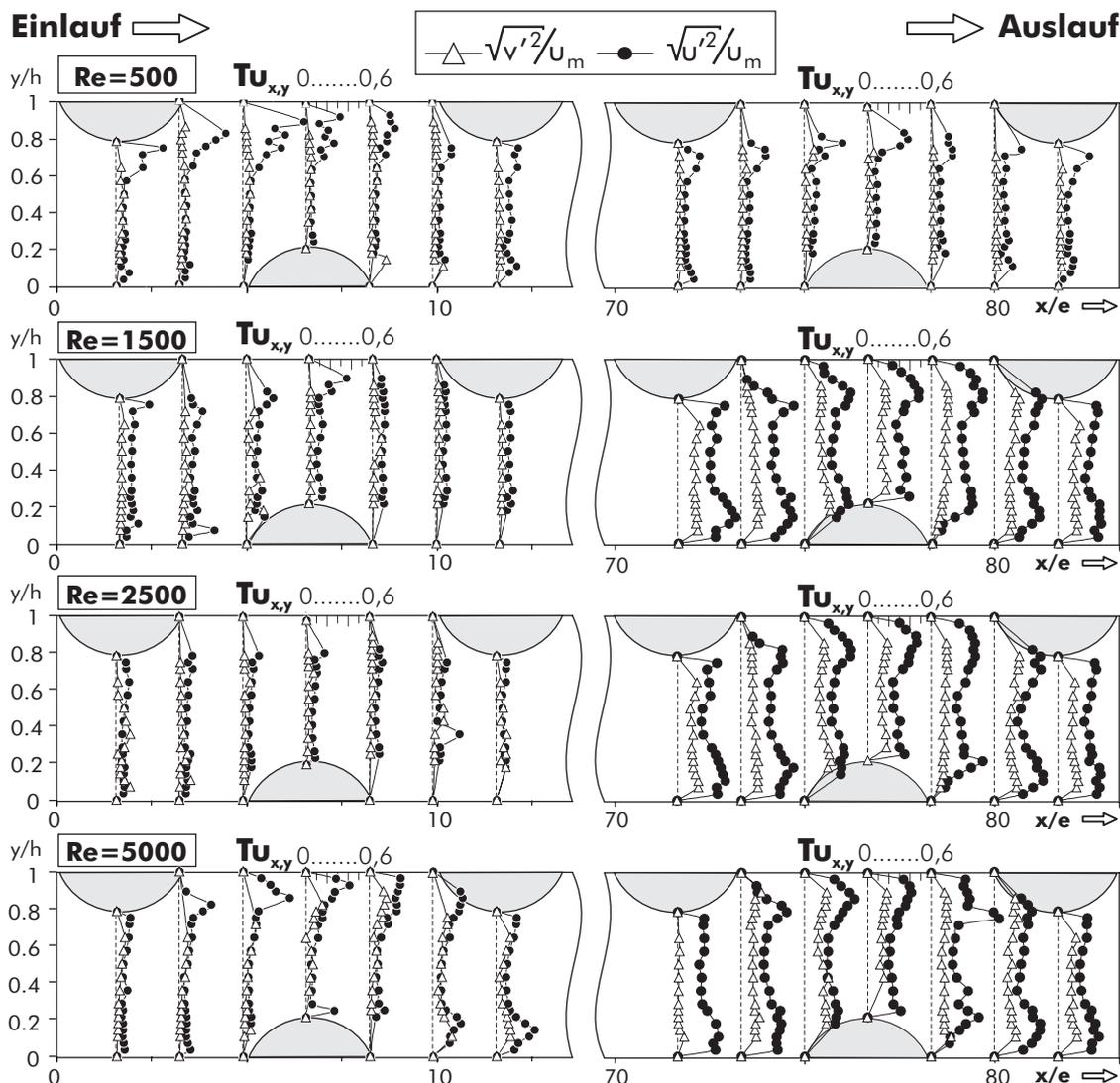


Abbildung 24: Komponenten des Turbulenzgrades ( $p/e = 10$ )

sie über die gesamte Kanalhöhe in Strömungsrichtung anwächst bis das nächstfolgende Hindernis erreicht wird. In der Kernströmung ist über die gesamte Periodenlänge die  $\overline{v'^2}$ -Komponente kleiner als die  $\overline{u'^2}$ -Komponente. Die Ursache liegt in dem großen Breiten-Höhen-Verhältnis des Kanals von  $W/H = 10,71$ , das dazu führt, daß sich eine dominante Hauptströmungsrichtung ausprägt.

Eine Steigerung der Reynolds-Zahl von  $Re = 500$  auf  $Re = 1500$  führt zu einer Zunahme des Turbulenzgrades, nicht jedoch im gleichen Maße für beide Komponenten. Die Erhöhung von  $Re = 500$

auf  $Re = 1500$  zeigt ein stärkeres Ansteigen der Komponente in Strömungsrichtung als der Komponente senkrecht dazu. Die Turbulenzpromotoren erzeugen in der laminaren Anströmung Turbulenzen, die sich mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit vergrößern, da die Schwankungsgeschwindigkeiten anwachsen.

### 6.2.6 Lokaler Druckverlauf

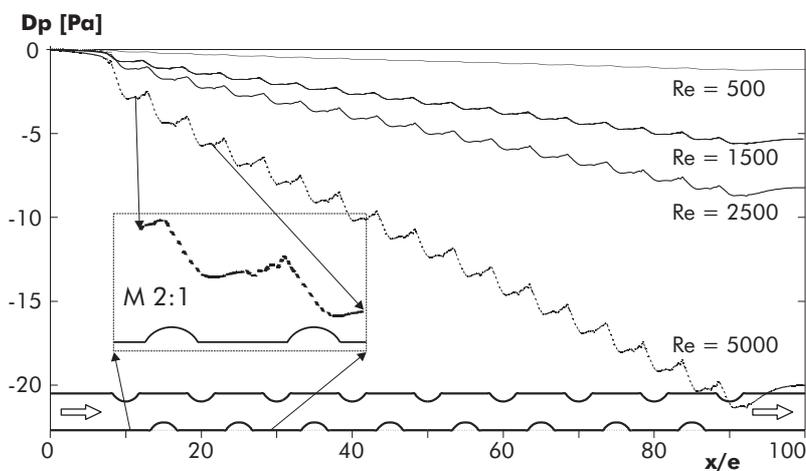


Abbildung 25: Druckverlauf ( $p/e = 10$ )

erreicht lokale Minima im Bereich der engsten Strömungsquerschnitte und lokale Maxima in den breitesten Strömungsquerschnitten, die (senkrecht zur Hauptströmung) in den Zwischenräumen liegen. Bemerkenswert ist der für jede Periode identische Verlauf und gleiche mittlere Druckverlust pro Periode.

## 6.3 Globale Untersuchungen - Hindernisabstand

Zur Bewertung verschiedener Wärmeübertragerkonfiguration dienen die in Abschnitt 2.1.1 erläuterten globalen Größen, wie mittlerer Wärmeübergang, Gesamtdruckverlust oder verschiedene Gütegrade. Diese Größen werden im Folgenden für die verschiedenen Konfigurationen erläutert und zum Vergleich der Konfigurationen herangezogen. Aus Platzgründen können in diesem Kapitel nicht alle möglichen Bewertungskriterien für alle Parametervarianten in Diagrammen darge-

Zusätzlich zu den Messungen des globalen Differenzdrucks wurde der lokale Druckverlauf über die Kanallänge bestimmt (Abbildung 25). Der periodisch schwankende Druckverlauf

stellt werden. Diese ergänzenden Diagramme sind jeweils im Anhang E wiedergegeben.

### 6.3.1 Verifizierung der Meßergebnisse.

Zunächst werden die globalen Messungen an einem glatten Kanal mit Daten aus der Literatur verglichen. Anschließend werden die Messungen des lokalen Wärmeübergangs anhand eines Vergleichs der lokalen und der globalen Energiebilanzen überprüft. Für die fundamentalen Größen ist im Anhang A eine Fehlerrechnung durchgeführt.

**6.3.1.1 Vergleich mit Daten aus der Literatur.** Zur Überprüfung der Meßmethode wurden zunächst Untersuchungen am glatten Kanal durchgeführt. Die Energiebilanzen und die Druckverluste wurden mit Daten aus der einschlägigen Literatur verglichen.

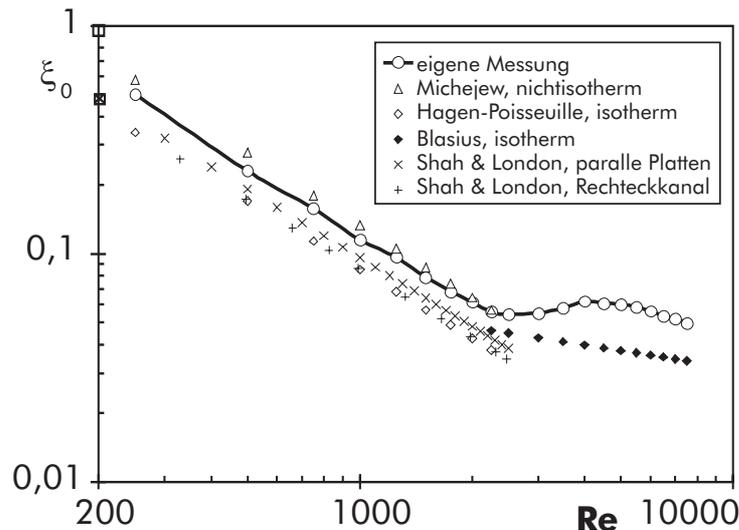
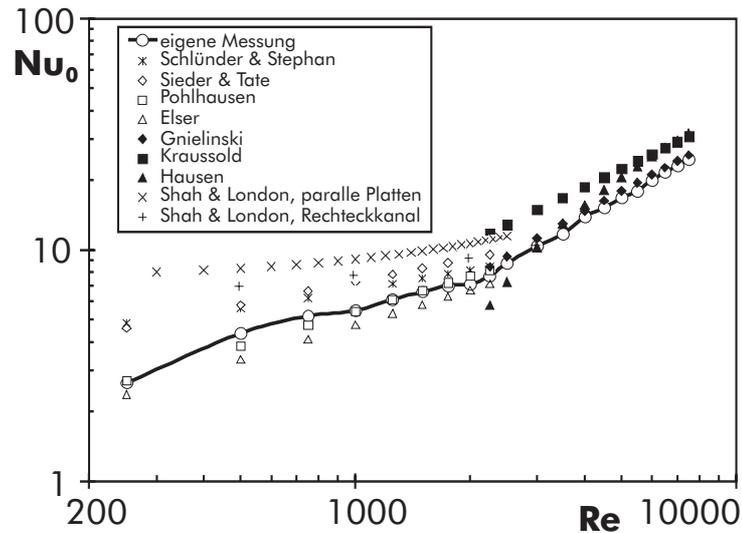


Abbildung 26: Widerstandsbeiwert  $\xi_0$

Die entsprechenden Diagramme für den Widerstandsbeiwert und für die mittlere Nußelt-Zahl sind in den Abbildungen 26 und 27 dargestellt. Die verschiedenen Quellen weisen z.T. erhebliche Unterschiede auf. Die Meßwerte liegen jedoch sowohl für den Widerstandsbeiwert als auch für den mittleren Wärmeübergang in der Regel im Mittelfeld der Werte aus der Literatur.

Abbildung 27: Mittlerer Wärmeübergang  $Nu_0$ 

**6.3.1.2 Vergleich von lokal und global gemessenem Wärmeübergang.** Abbildung 28 zeigt den mittleren Wärmeübergang für verschiedene Abstände  $p/e$  und für den glatten Kanal, zur Verifizierung berechnet aus den lokalen Nußelt-Zahlen-Verläufen (Abbildung 22) bzw. aus der Erwärmung des Luftmassenstroms. Die Ergebnisse stimmen im gesamten Geschwindigkeitsbereich gut überein, bei hohen Geschwindigkeiten treten die größten Abweichungen von ca. 6% auf.

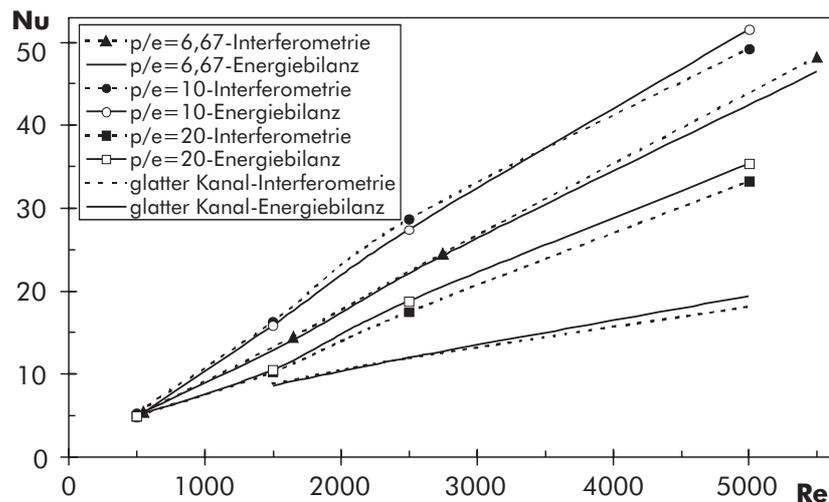


Abbildung 28: Mittlere Nußelt-Zahl

### 6.3.2 Mittlerer Wärmeübergang

Der mittlere Wärmeübergang wird absolut in Form der Nußelt-Zahl ( $Nu$ ) bzw. relativ, bezogen auf den glatten Kanal ( $Nu/Nu_0$ ), in den Abbildungen 29 bzw. 30 dargestellt. Gemäß Abschnitt 2.1.1 kann die Nußelt-Zahl für Systeme mit Zwangskonvektion in der Form  $Nu = C Re^m Pr^n$  (Gleichung 9) beschrieben werden. Für die mittlere Nußelt-Zahl des glatten Rechteckkanals ( $W = 150 \text{ mm}$ ,  $H = 14 \text{ mm}$ ) ergeben sich beispielsweise die Konstante  $C$  und der Exponent  $m$  in der Nußelt-Gleichung im laminaren Bereich zu  $C = 0,21$ ,  $m = 0,52$  bzw. im turbulenten Bereich zu  $C = 0,013$ ,  $m = 0,84$ . Die Turbulenzpromotoren bewirken eine Verschiebung des Umschlagbereichs hin zu niedrigeren Reynolds-Zahlen. Je kleiner der Abstand  $p/e$ , desto geringer sind die erforderlichen Strömungsgeschwindigkeiten, um den Umschlag zu bewirken und die Turbulenz nachhaltig anzuregen.

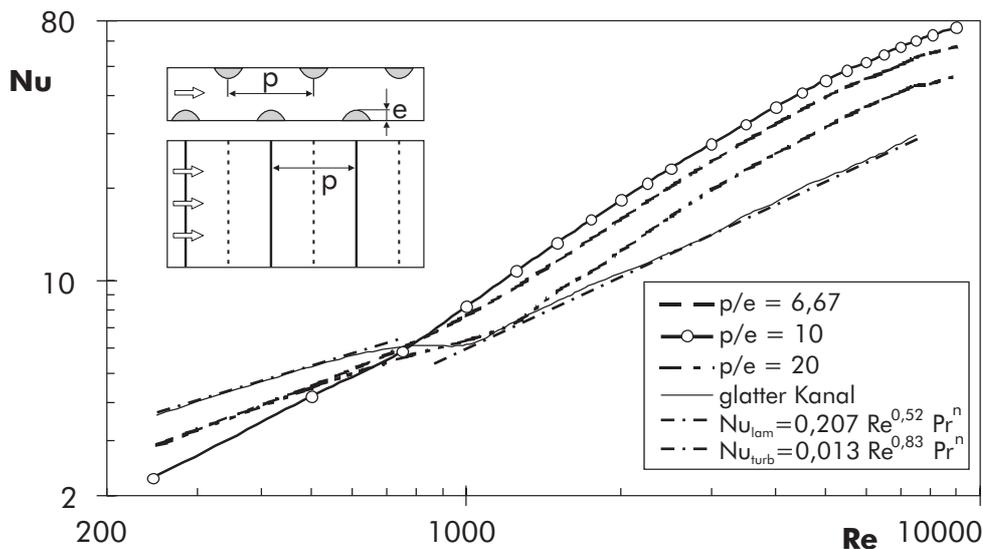
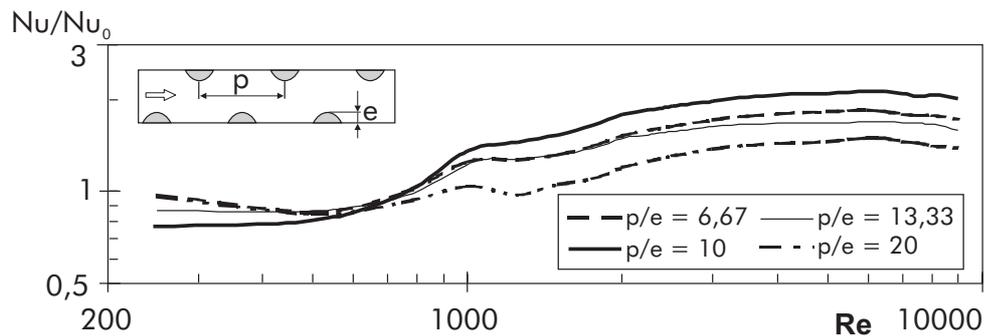


Abbildung 29: Mittlerer Wärmeübergang - Abstand  $p/e$

Bei laminarer Strömung sind entsprechend Abbildung 30 große Abstände  $p/e$  vorzuziehen. Da die Größe des Rückströmgebietes mit zunehmender Geschwindigkeit anwächst, bildet sich bei zu geringen Abständen ein Rezirkulationsgebiet aus, das sich über den gesamten Zwischenraum erstrecken kann und diesen Bereich für den Wärmeübergang nahezu blockiert (Abschnitt 6.2.3).



**Abbildung 30:** Bezogener mittlerer Wärmeübergang - Abstand  $p/e$

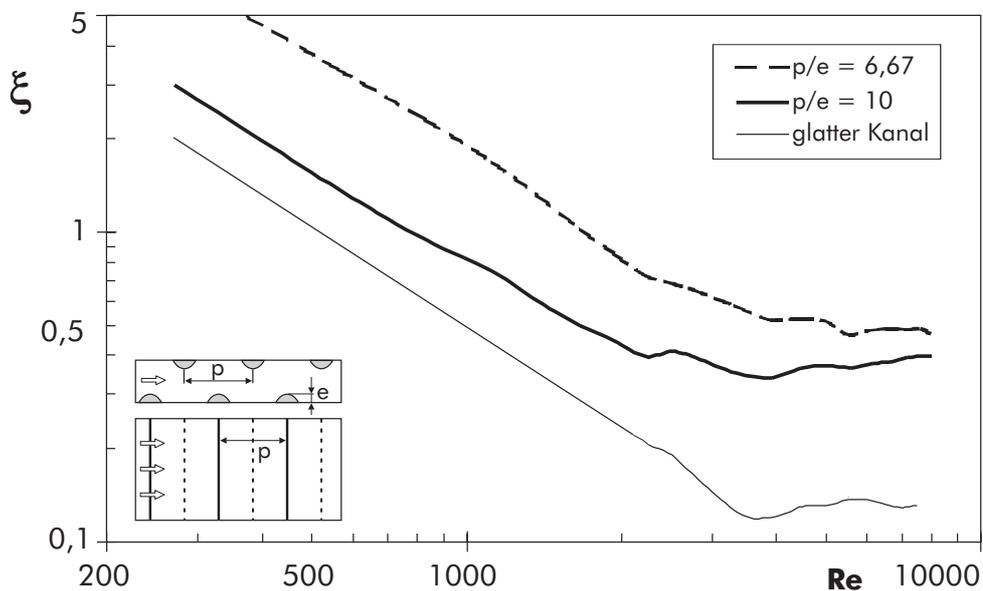
Im turbulenten Bereich erweisen sich kleinere Abstände als vorteilhaft, da sich die Distanz bis zum Wiederanlegepunkt verkürzt (Abbildung 21). In Übereinstimmung mit der Literatur (Abschnitt 2.2.7) werden mit einem Abstand von  $p/e = 10$  im turbulenten Bereich die höchsten Werte für die Nußelt-Zahl erreicht.

Der Wärmeübergang nimmt bis zu dem, für die jeweilige Anordnung charakteristischen, Wert der kritischen Reynolds-Zahl nur geringfügig zu, unter Umständen ist sogar eine Verschlechterung möglich. Im Übergangsbereich wird die höchste Steigerungsrate der Nußelt-Zahl erzielt. Relativ gesehen wird für eine Reynolds-Zahl von  $Re \sim 6500$  die maximale Steigerung von über 200% bei einem Abstand von  $p/e = 10$  erreicht. Eine weitere Steigerung der Wärmeübertragung gegenüber ebenen Kanälen ist ab Reynolds-Zahlen von  $Re > 6500$  nicht mehr möglich, da die Turbulenz durch Strömungshindernisse kaum noch erhöht wird. Daher nimmt bei weiterer Steigerung der Geschwindigkeit die gegenüber dem glatten Kanal erzielbare Steigerung der mittleren Nußelt-Zahl leicht ab.

### 6.3.3 Widerstandsbeiwert

Bei laminarer Strömung ist der Widerstandsbeiwert  $\xi$  umgekehrt proportional zur Reynolds-Zahl, d.h. die eigentliche Konstante für den Druckverlust ist das Produkt  $\xi \cdot Re$ . Der Widerstand ist umso höher, je kleiner der Abstand  $p/e$ , d.h. umso mehr Hindernisse an den Kanalwänden angebracht sind (Abbildung 31). Die Ursache liegt in dem, mit steigender Hinderniszahl, zunehmenden Druckwi-

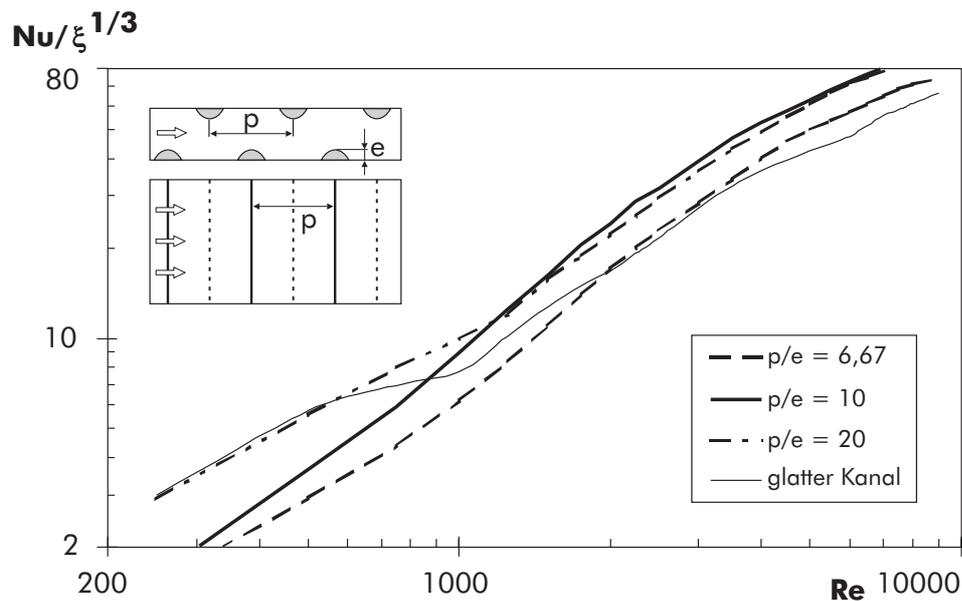
derstand, während der Reibungswiderstand nahezu konstant bleibt. Die abknickenden Kurvenverläufe deuten auf den Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung hin. Das Verhältnis der Widerstandsbeiwerte  $\xi/\xi_0$  gibt das Verhältnis von Gesamtwiderstand zu Reibungswiderstand an. Für den, für die Wärmeübertragung optimalen, Abstand  $p/e = 10$  wird im turbulenten Bereich eine 3-4-fache Erhöhung des Druckverlustes gegenüber glatten Kanälen beobachtet (Anhang E, Abbildung 94).



**Abbildung 31:** Widerstandsbeiwert - Abstand  $p/e$

#### 6.3.4 Wärmeübergang bei konstanter Pumpleistung - Bezogene Effektivität

Entsprechend Abbildung 32 führen Turbulenzpromotoren bei laminarer Strömung, unabhängig von ihrem Abstand, zu einer Verringerung der bezogenen Effektivität ( $Nu/\xi^{1/3}$ ) gegenüber der eines glatten Kanals. Das Verhältnis  $(Nu/Nu_0)/(\xi/\xi_0)^{1/3}$  kann bei kleinen Abständen sogar bis auf die Hälfte gegenüber glatten Kanälen abfallen (Anhang E, Abbildung 95). Dieses Verhalten läßt sich durch die laminare Schichtenströmung (bis  $Re < 1000$ ) erklären, bei der



**Abbildung 32:** Bezogene Effektivität - Abstand  $p/e$

keine nennenswerte Turbulenz angeregt werden kann, da die Viskosität des Fluids zu groß ist. Demzufolge ist der Wärmetransport eingeschränkt, die Strömung erfährt jedoch einen relativ hohen Druckwiderstand durch die Hindernisse. Eine erhebliche Verbesserung des Wärmeübergangs bei konstanter Pumpleistung ist im Übergangsbereich möglich. Die maximale Steigerung beträgt ca. 170%. Mit zunehmender Reynolds-Zahl nimmt die Effizienzsteigerung leicht ab. Bei turbulenter Strömung weist ein Abstand von  $p/e = 10$  stets die besten Werte auf.

### 6.3.5 Volumetrischer Gütegrad

Bei den bisherigen Betrachtungen bleibt das Bauvolumen des Wärmeübertragers unberücksichtigt. Ähnlich wie bei der Betrachtung des Wärmeübergangs bei konstanter Pumpleistung weist der glatte Kanal im unteren Geschwindigkeitsbereich den besten volumetrischen Gütegrad auf (Abbildung 33). Erst bei höheren Volumenströmen zeigen die Kanäle mit Turbulenzpromotoren bessere Werte als der glatte Kanal. Auch unter Berücksichtigung des Bauvolumens erreicht die Konfiguration mit einem Abstand von  $p/e = 10$  den

größten volumetrischen Gütegrad.

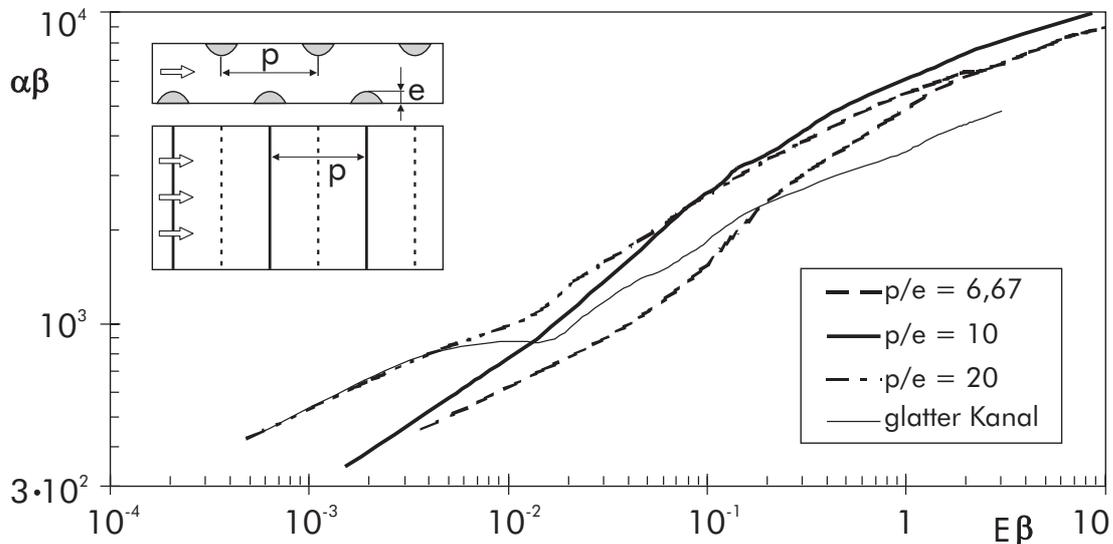


Abbildung 33: Volumetrischer Gütegrad - Abstand  $p/e$

## 6.4 Höhenverhältnis $e/H$

Der Einfluß der Hindernishöhe bzw. des Verhältnisses von Hindernishöhe- zu Kanalhöhe  $e/H$  wird anhand der kreissegmentförmigen Turbulenzpromotoren bei einem Abstand  $p/e = 10$  dargestellt. Die Ergebnisse für andere Konfigurationen sind in den wesentlichen Merkmalen ähnlich. In Abbildung 34 ist der Widerstandsbeiwert  $\xi$  für die jeweiligen Anordnungen wiedergegeben. Zum Vergleich sind die Werte für den glatten Kanal eingetragen. Das Verhältnis von freiem Strömungsquerschnitt  $A$  zu fester Wand (Umfang  $U$ ) sinkt mit kleinerer Kanalhöhe. Deshalb erzeugen flache Kanäle relativ größere Druckverluste als hohe Kanäle.

Bei einem Verhältnis von  $e/H = 0,3$  wird im turbulenten Bereich der höchste Wärmeübergang erzielt (Abbildung 35). Die größten Steigerungen des Wärmeübergangs gegenüber einem glatten Kanal erreicht man jedoch bei einer niedrigeren Kanalhöhe ( $e/H = 0,5$ ) (Anhang E, Abbildung 97).

Abbildung 36 verdeutlicht den Einfluß des Verhältnisses  $e/H$  auf die bezogene Effektivität. Man erkennt im untersuchten Bereich ( $e/H =$

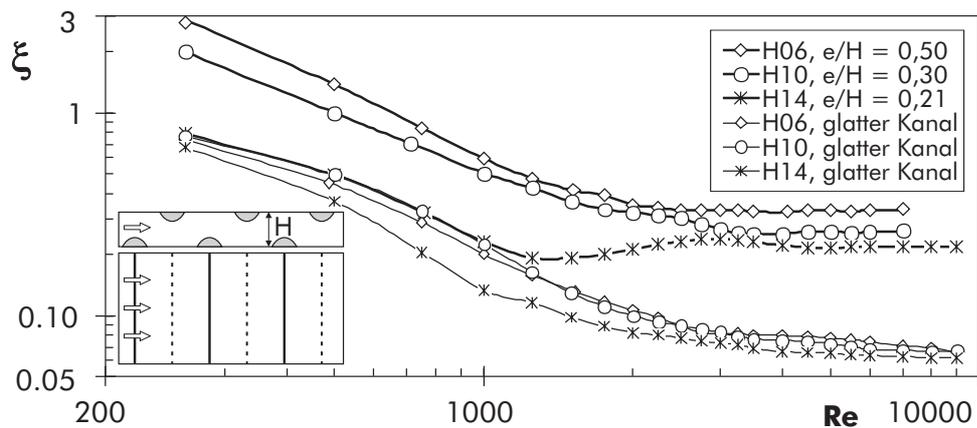


Abbildung 34: Widerstandsbeiwert - Höhe-/Kanalhöhe  $e/H$

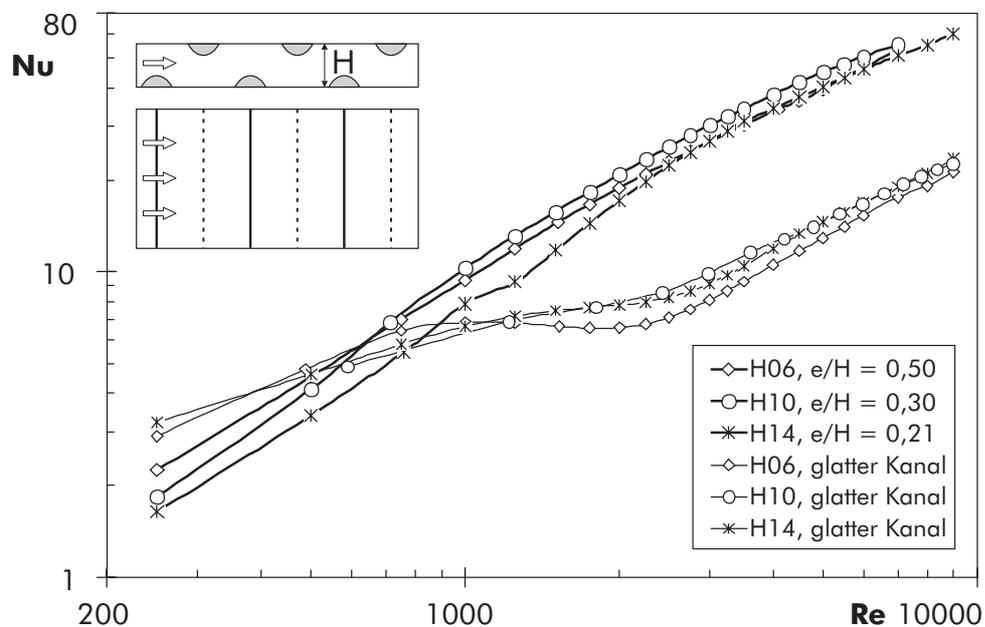


Abbildung 35: Mittlerer Wärmeübergang - Höhe-/Kanalhöhe  $e/H$

0,5 – 0,21 bzw.  $H = 6 - 14\text{mm}$ ) eine geringe Abhängigkeit vom Verhältnis Höhe-/ Kanalhöhe  $e/H$  mit einem schwach ausgeprägten Maximum bei einer Kanalhöhe von  $H = 8\text{mm}$  ( $e/H = 0,38$ ) im gesamten Geschwindigkeitsbereich.

Unter Berücksichtigung der Baugröße erreicht der Kanal mit der niedrigsten Höhe ( $e/H = 0,5$ ) aufgrund seines geringen Bauvolumens den maximalen volumetrischen Gütegrad (Abbildung 37). Gerade umgekehrt sind die Verhältnisse bei der Betrachtung des Quer-

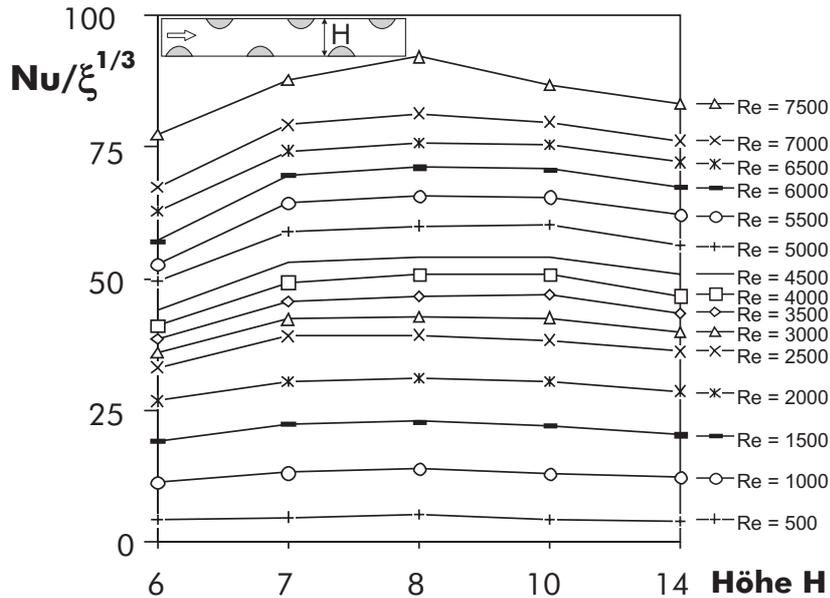


Abbildung 36: Belegte Effektivität - Höhe-/Kanalhöhe  $e/H$

schnittsgütegrades. Einerseits fällt auf, daß hier die glatten Kanäle relativ hohe Werte erreichen (z.T. sogar über denen der Kanäle mit Turbulenzpromotoren) und hohe Kanäle ( $e/H = 0,21$ ) bessere Querschnittsgütegrade aufweisen als niedrige Kanäle ( $e/H = 0,5$ ). Dieses Verhalten resultiert aus dem starken Einfluß des Druckverlustes auf den Querschnittsgütegrad (Gleichung 38).

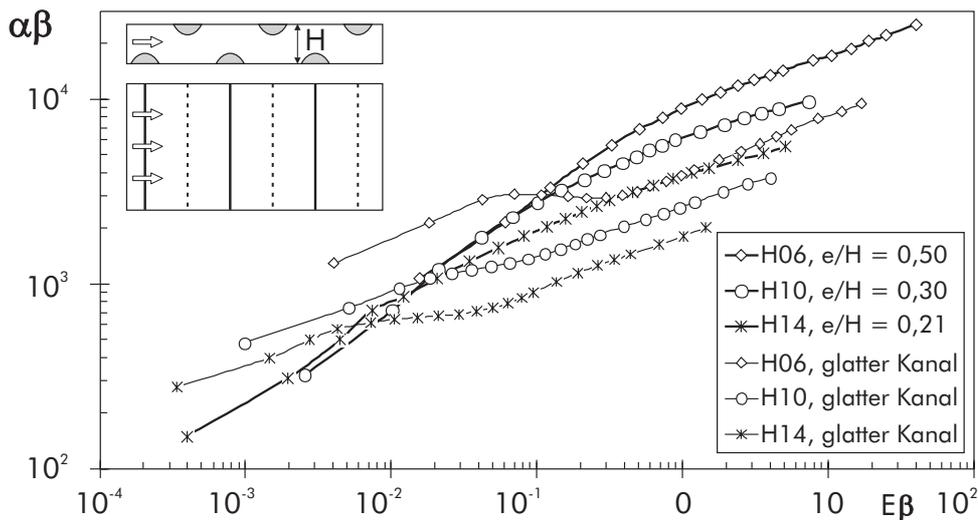


Abbildung 37: Volumetrischer Gütegrad - Höhe-/Kanalhöhe  $e/H$

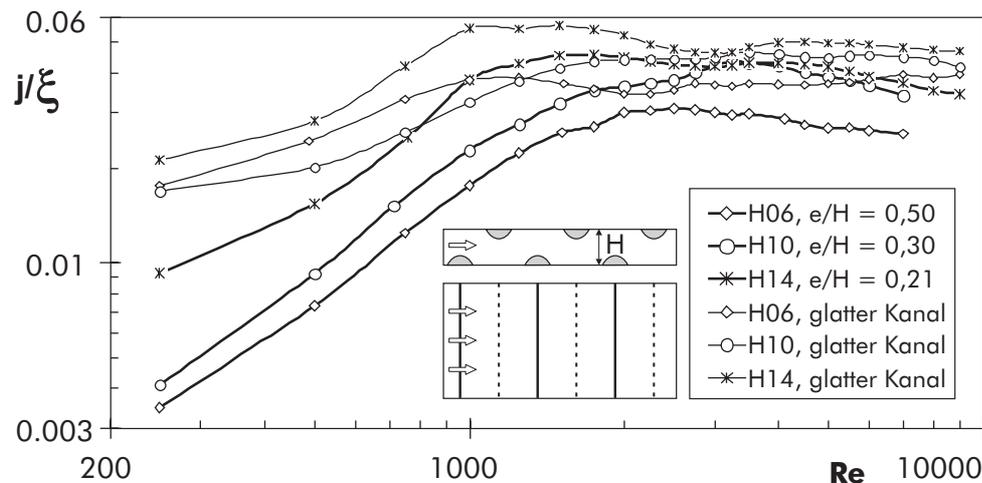


Abbildung 38: Querschnittsgütegrad - Höhe-/Kanalhöhe  $e/H$

## 6.5 Anordnung / Nuten im Zwischenraum

Der Einfluß der Anordnung der Turbulenzpromotoren zueinander wird anhand der Konfigurationen versetzt, gegenüber, doppelt versetzt bei einer konstanten Kanalhöhe von  $H = 10\text{mm}$  ( $e/H = 0,3$ ), untersucht. Zusätzlich werden Anordnungen mit Nuten im Zwischenraum der Hindernisse verglichen. Abbildung 39 stellt die Temperaturfelder (infinite-fringe- und finite-fringe-Interferogramme) im Kanal mit Nuten im Zwischenraum für die Reynolds-Zahlen  $Re = 1500$  und  $2500$  gegenüber.

Die lokalen Effekte bei versetzten und gegenüberliegenden Anordnungen sind ausführlich bei [83] dargestellt. In den Abbildungen 40 und 41 sind die Stromlinien und Turbulenzgradfelder in Kanälen mit Nuten im Zwischenraum wiedergegeben.

Wie zu erwarten, ist der Widerstandbeiwert für die gegenüberliegenden Anordnungen am höchsten, gefolgt von der doppelt versetzten Anordnung (Abbildung 42), welche aufgrund der häufigeren Strömungsumlenkung im Vergleich zur einfach versetzten Anordnung zwangsläufig höhere Druckverluste erzeugt. Die höchsten Werte der mittleren Nußelt-Zahl erreichen ebenfalls die gegenüberliegenden Anordnungen (Abbildung 43). Bei bezogener Effektivität (Anhang E, Abbildung 100) sowie volumetrischem Gütegrad (Abbildung 44) erreichen die versetzten Anordnungen die höchsten Werte, da der rela-

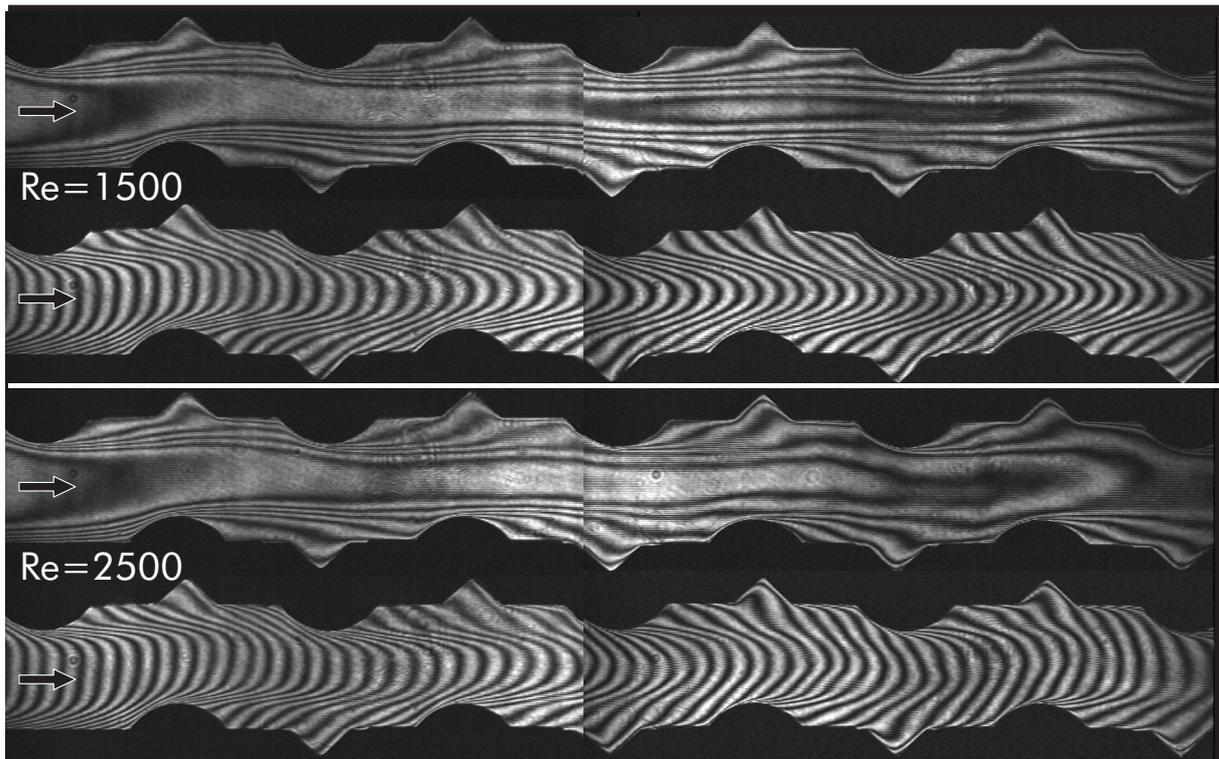


Abbildung 39: Temperaturfelder im Kanal mit Nuten

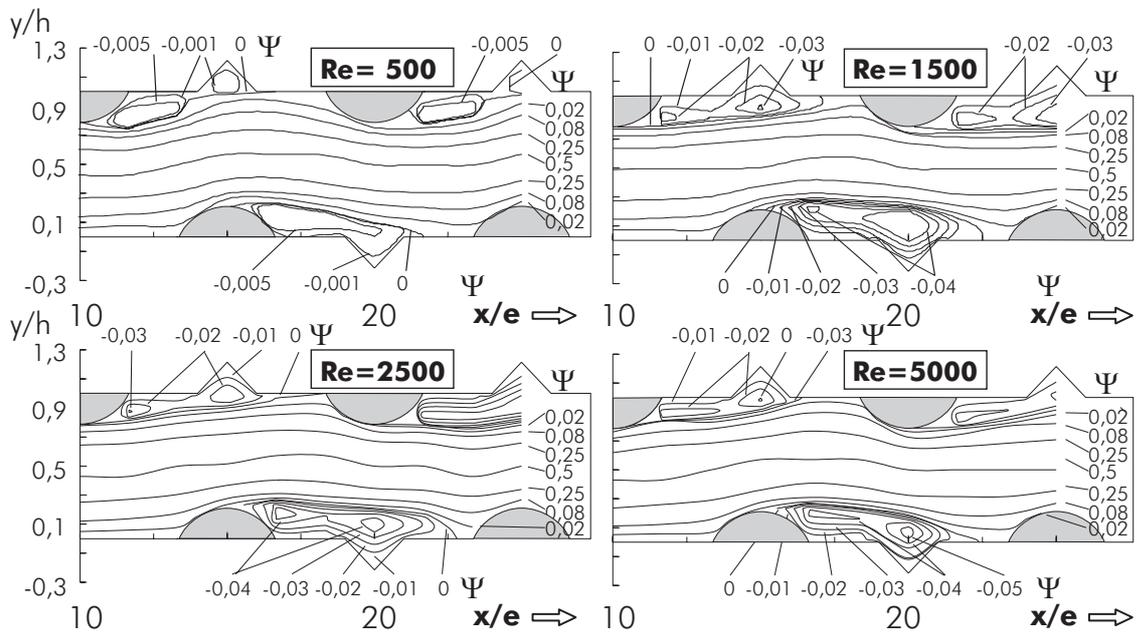


Abbildung 40: Stromlinien im Kanal mit Nuten

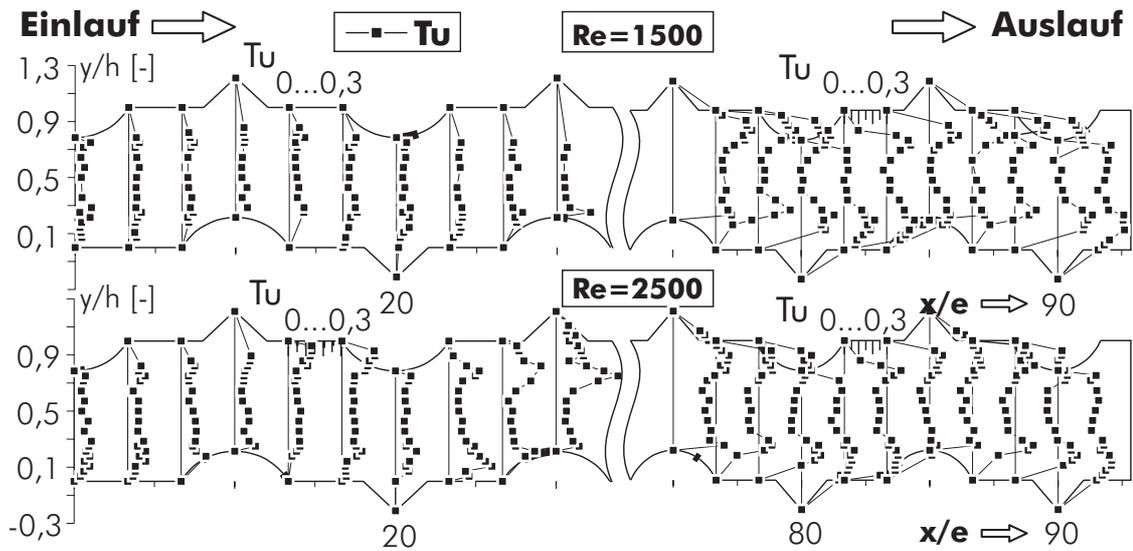


Abbildung 41: Turbulenzgrad im Kanal mit Nuten

tive hohe Druckverlust der gegenüberliegenden Anordnungen höhere Gütegrade verhindert. Die Anordnungen mit Nuten erzielen wiederum niedrigere Werte als die anderen Anordnungen.

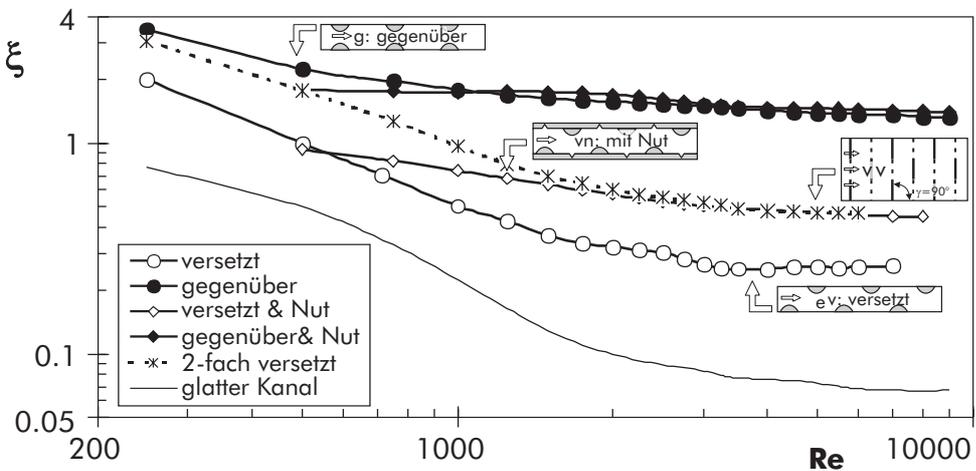


Abbildung 42: Widerstandsbeiwert - Anordnung

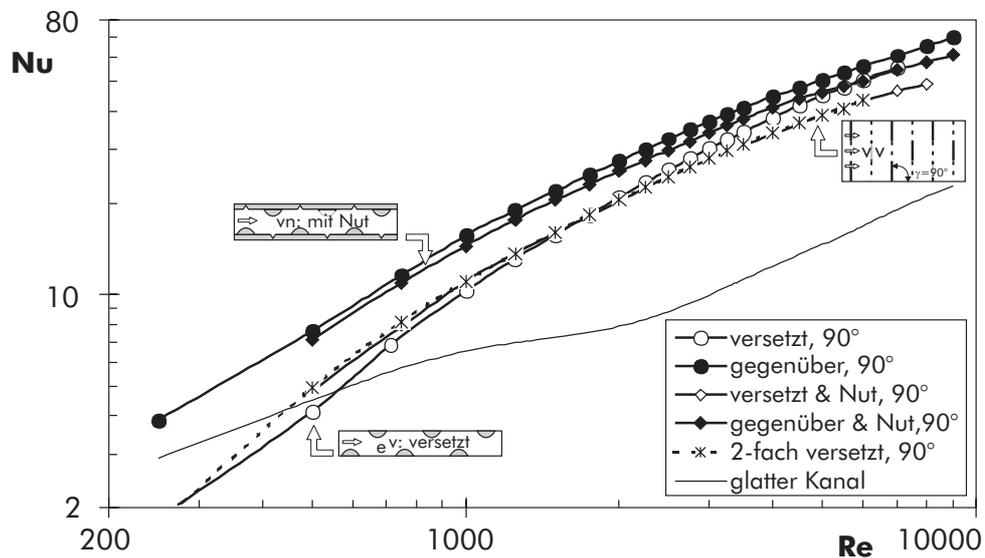


Abbildung 43: Mittlerer Wärmeübergang - Anordnung

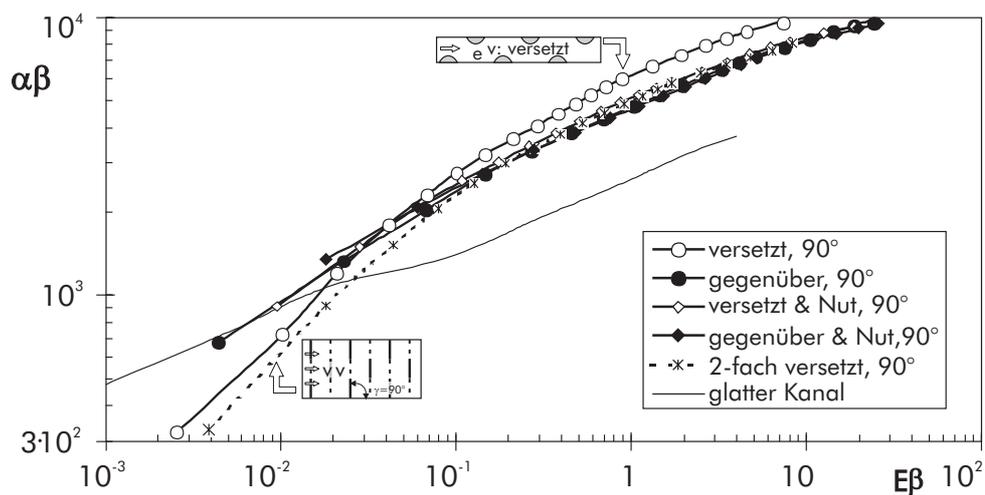


Abbildung 44: Volumetrischer Gütegrad - Anordnung

## 6.6 Anstellwinkel und Anordnung

Im Folgenden werden die Konfigurationen parallel versetzt ( $\gamma = 90^\circ/45^\circ$ ) und gekreuzt ( $\gamma = \pm 15^\circ, \pm 45^\circ$  und  $\pm 75^\circ$ ) verglichen. Die höchsten Druckverluste erzeugt die Anordnung mit gekreuzten Turbulenzpromotoren unter den Anstellwinkeln  $\gamma = \pm 75^\circ$ , da das Fluid an den Kreuzungspunkten der Hindernisse bei dieser Konfiguration die stärksten Richtungsänderungen bezogen auf die Hauptströmungsrichtung erfährt (Abbildung 45). Die günstigste Anordnung bezüglich des Druckverlustes ist die versetzte 45°-Anordnung, da hier keine Kreuzungspunkte existieren, die zu inneren Wirbeln führen. Den mit Abstand höchsten Wärmeübergang erreicht die gekreuzte  $\pm 45^\circ$ -Anordnung. Die versetzte 45°-Anordnung erzielt sowohl günstige Widerstandsbeiwerte als auch einen guten Wärmeübergang was zu hohen Werten bei der bezogenen Effektivität (Anhang E, Abbildung 101) und dem volumetrischen Gütegrad (Abbildung 47) führt. Die hohen Druckverluste der gekreuzten  $\pm 75^\circ$ -Anordnung hingegen resultieren in einer niedrigen bezogenen Effektivität.

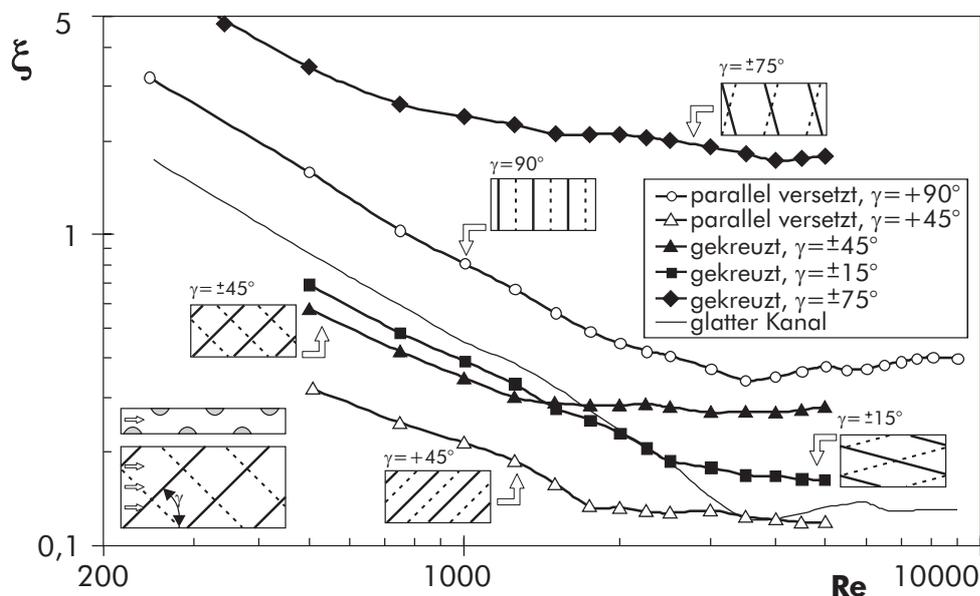


Abbildung 45: Widerstandsbeiwert - Anstellwinkel

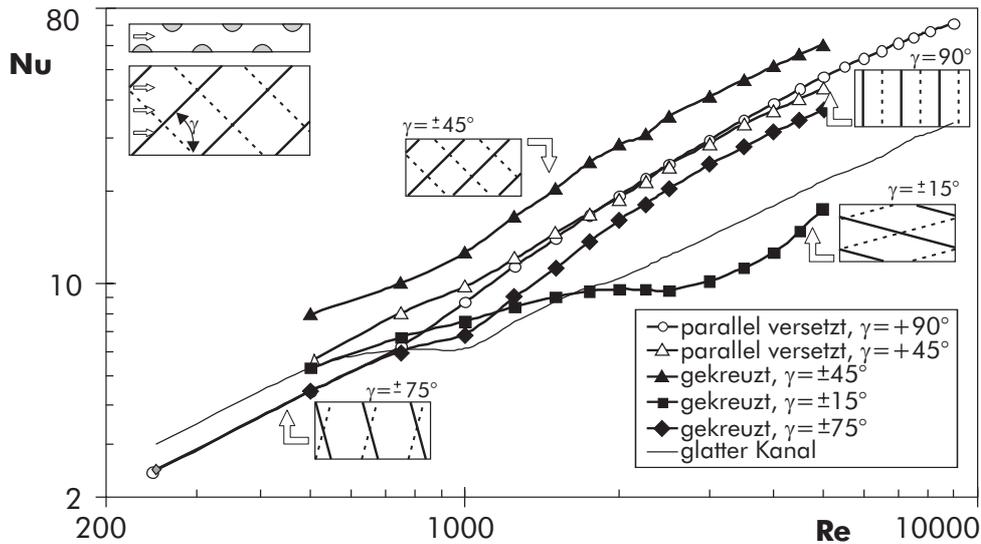


Abbildung 46: Wärmeübergang - Anstellwinkel

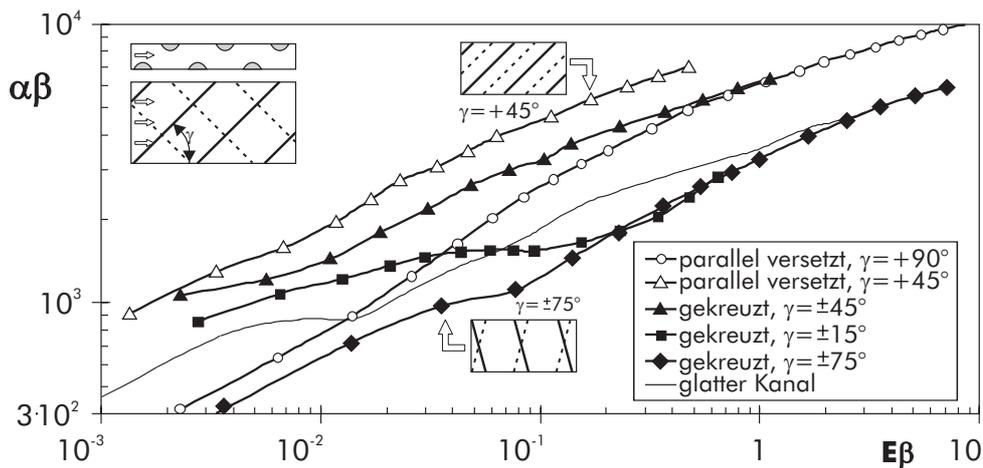
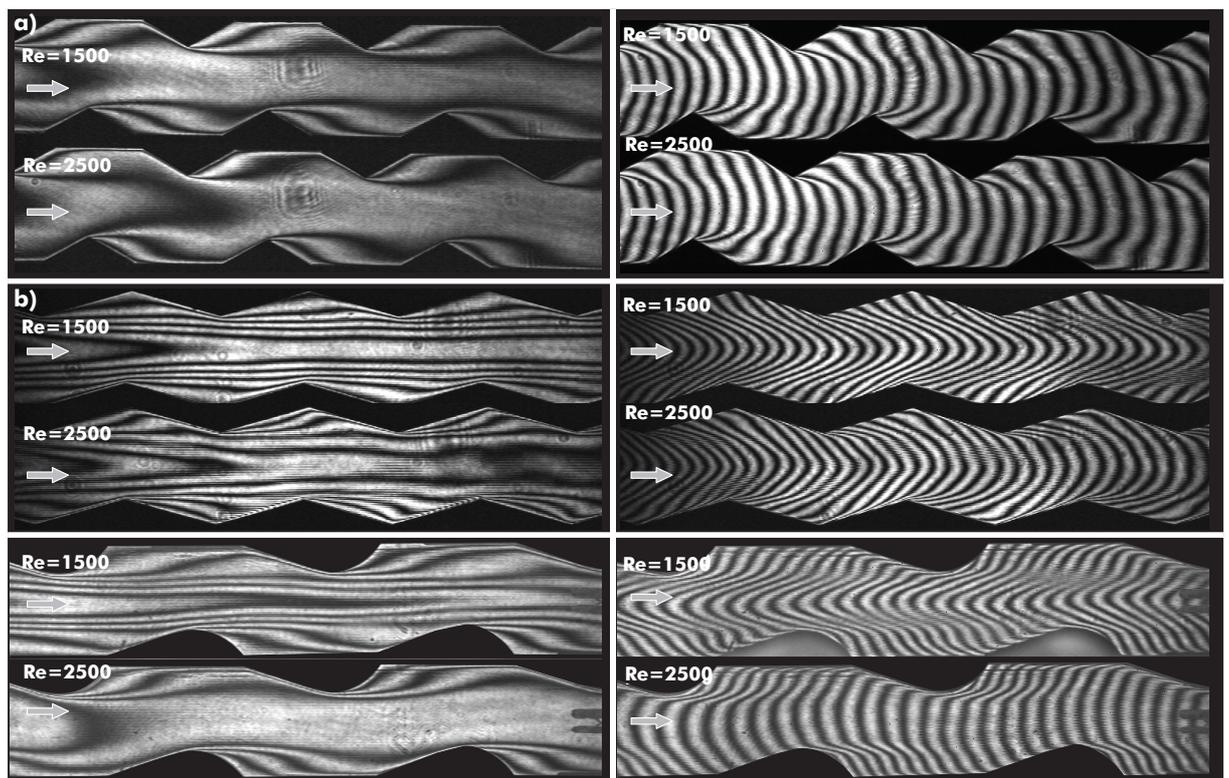


Abbildung 47: Volumetrischer Gütegrad - Anstellwinkel

## 6.7 Form der Turbulenzpromotoren

Wie in Abschnitt 2.2.8 bereits erläutert, beeinflusst die Geometrie der Turbulenzpromotoren das Ablöse- bzw. Wiederanlegeverhalten der Strömung in hohem Maße. Nachfolgend werden kreissegmentförmige, dreieckige und lanzettenförmige Turbulenzpromotoren mit runder bzw. glatter Seite zur Anströmung hin gerichtet (gemäß Abbildung 13) untersucht. Abbildung 48 zeigt die Temperaturfelder in einem Kanal mit dreieckigen und lanzettenförmigen Turbulenzpromoto-

ren ( $p/e = 6,67$ ,  $b = 10/20$ ,  $Re = 1500, 2500$ ). Zum Vergleich sind die Temperaturfelder nach der finite-fringe-Methode dargestellt. Grundsätzlich erreichen bei den globalen Bewertungskriterien im turbulenten Bereich alle Konfigurationen sehr ähnliche Werte, im laminaren Bereich dagegen spreizen die Werte deutlich auseinander. Insbesondere liegen im turbulenten Bereich die Werte derjenigen Konfigurationen dicht beieinander, deren Geometrien auf der Anströmseite gleichartig sind (Dreieck und Lanzettenform mit glatter Seite zur Anströmung bzw. Kreissegment und Lanzettenform mit runder Seite zur Anströmung). Die Lanzettenform mit runder Seite zur Anströmung hat gegenüber den Kreissegmenten den Vorteil, daß die Querschnittsveränderungen an der Rückseite der Hindernisse stetig sind. Folglich entstehen keine bzw. kleinere Wirbelgebiete. Die niedrigeren Druckverluste wirken sich positiv auf die Effektivität (Abbildung 51) und den volumetrischen Gütegrad (Abbildung 52) aus.



**Abbildung 48:** Temperaturfelder a)  $b = 10$ , b)  $b = 20$ , c)  $b = 15$

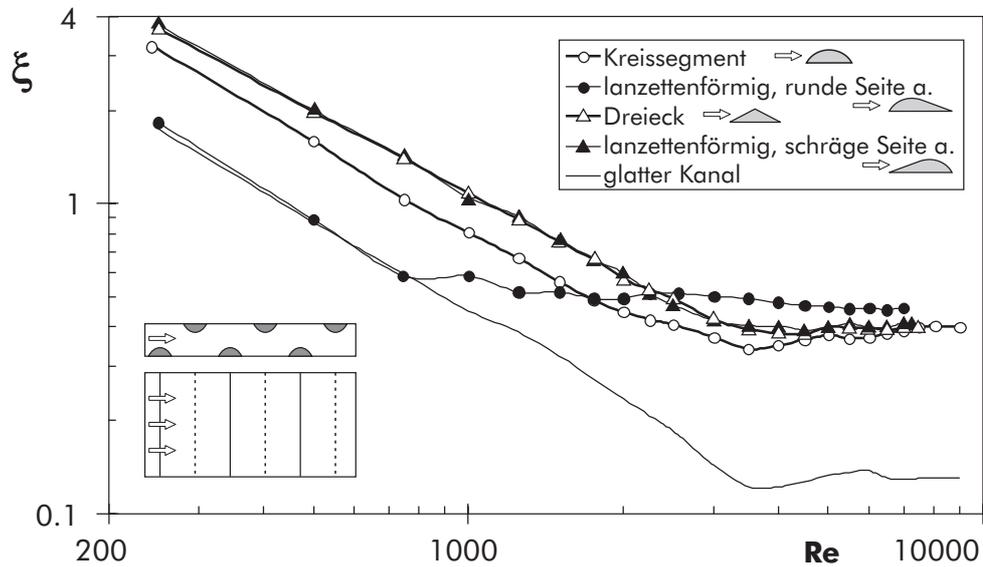


Abbildung 49: Widerstandsbeiwert - Form

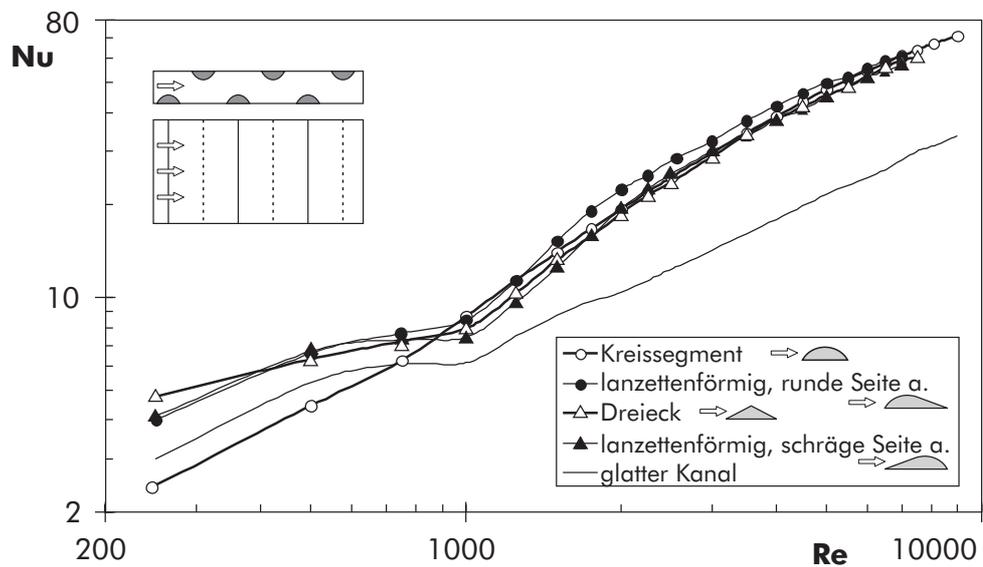


Abbildung 50: Mittlerer Wärmeübergang - Form

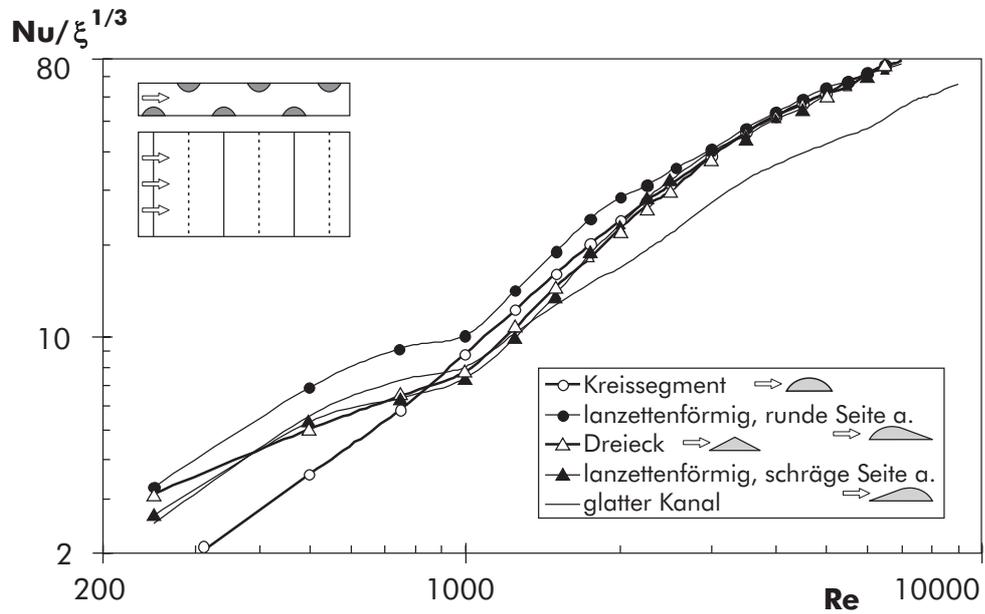


Abbildung 51: Belegene Effektivität - Form

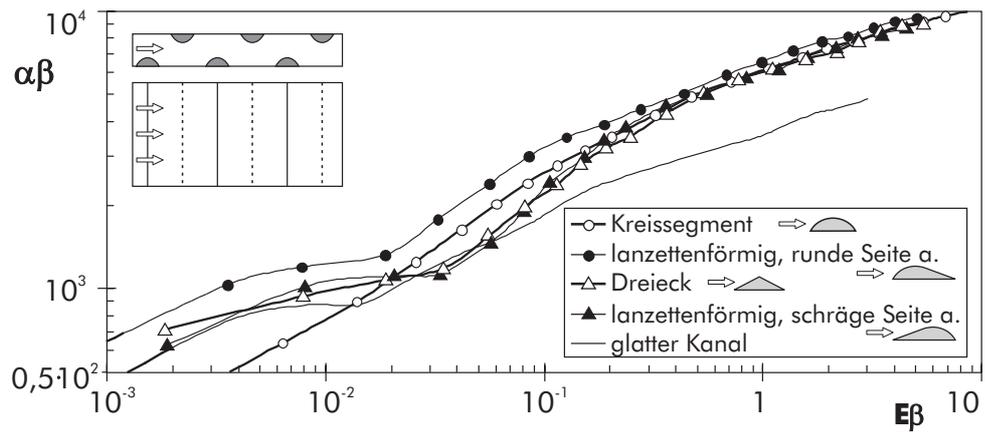


Abbildung 52: Volumetrischer Gütegrad - Form

## 6.8 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse am Strömungskanal mit Turbulenzpromotoren

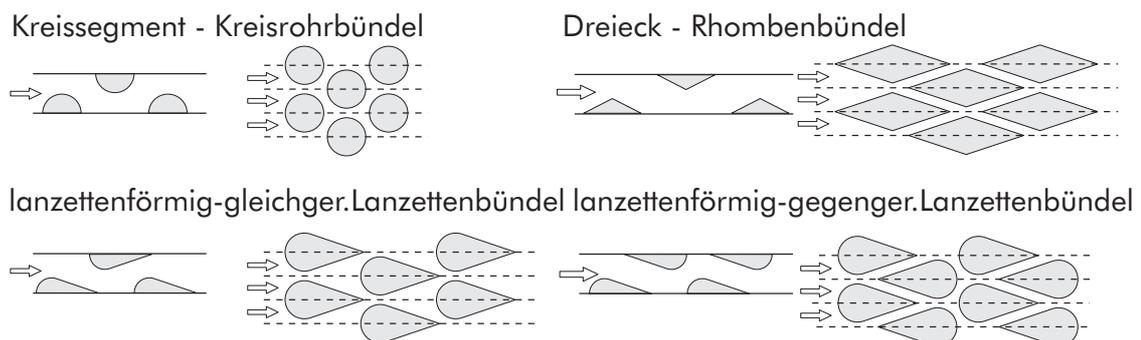
Bezüglich Abstand  $p/e$  und Geometrie erreichen lanzettenförmige Turbulenzpromotoren bei einem Abstand von  $p/e = 10$  bei den meisten Bewertungskriterien die höchsten Werte. Parallel versetzte Anordnungen ohne Nuten im Zwischenraum erreichen bei einem Anstellwinkel von  $\gamma = 45^\circ$  die höchsten Gütegrade. Dagegen wird der maximale Wärmeübergang bei gegenüberliegender bzw. gekreuzter Anordnung beobachtet. Diese Anordnungen erzeugen aber auch die höchsten Druckverluste, was zu relativ niedrigen Gütegraden führt. Da die Höhe einen sehr hohen Einfluß auf die Strömungsführung hat, kann sie einerseits den Wärmeübergang positiv beeinflussen, übt jedoch auch den stärksten Einfluß auf den Druckverlust aus. Ein optimales Verhältnis von Hindernishöhe zu Kanalhöhe muß deshalb je nach Anforderung eingestellt werden (Tabelle 2).

**Tabelle 2:** Vergleich der Strömungskanäle mit Turbulenzpromotoren

	$\xi_{\min}$	$Nu_{\max}$	$(Nu/\xi_0)_{\max}$	$(\alpha\beta)_{\max}$	$(j/\xi)_{\max}$
Abstand $p/e$	26,67	10	10	10	20
Höhe-/Kanal- höhe $e/H$	0,21	0,30	0,30	0,50	0,21
Anordnung & Nuten	versetzt	gegenüber	versetzt	versetzt	versetzt
Anordnung & Anstell- winkel $\gamma$	parallel versetzt $45^\circ$	gekreuzt $45^\circ$	parallel versetzt $45^\circ$	parallel versetzt $45^\circ$	parallel versetzt $45^\circ$
Geometrie	Kreisseg.	Lanzettenf.	Lanzettenf.	Lanzettenf.	Lanzettenf.

Eine Spiegelung der Turbulenzpromotoren an ihrer Basis ergibt Geometrien, die identisch sind mit den Querschnittsformen, wie sie bei Profilrohren in Rohrbündel-Wärmeübertragern auftreten (Abbil-

derung 53). Es ergeben sich also bei Rohrbündel-Anordnungen geometrisch sehr ähnliche Strömungskanäle wie bei den Kanälen mit Turbulenzpromotoren. Jedoch sind bei den Rohrbündeln im Zwischenraum der Strömungshindernisse (jetzt Profilrohre) keine feste Wände vorhanden, sondern offene Querschnitte die einen Queraustausch des Fluids zwischen den einzelnen Kanälen ermöglichen (sog. kommunizierenden Kanäle).



**Abbildung 53:** Kanäle mit Turbulenzpromotoren - kommunizierende Kanäle in Rohrbündel-Wärmeübertragern

Die Untersuchungen an Rohrbündel-Wärmeübertragern mit nicht-kreisförmigen Profilrohren werden in Kapitel 7 ausführlich dargelegt. Zunächst sollen im folgenden Abschnitt die numerischen Berechnungen der Strömungskanäle mit Turbulenzpromotoren erläutert werden.

## 6.9 Numerische Berechnungen

Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen wurden numerische Berechnungen durchgeführt. Vor allem die Berechnungen im Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung werfen große Schwierigkeiten auf, da bei den eingesetzten Computerprogrammen die Art des Rechenmodells - laminar oder turbulent - fest vorgegeben werden muß. Aus diesem Grunde stellt die Berechnung des Umschlags bzw. die Simulation des Übergangs ein extrem komplexes Problem dar. Zur praktischen Lösung wird eine empirische Methode zur computerunterstützten Erkennung des laminar-

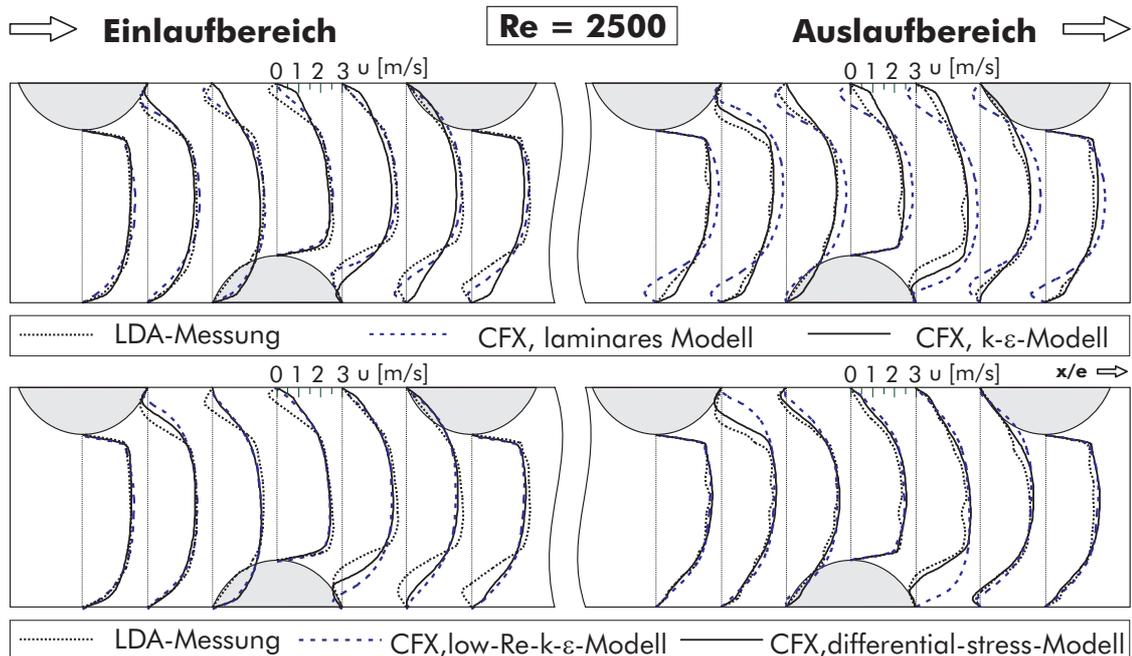
turbulenten Umschlagpunktes und zur hybriden Berechnung von Strömungen im Umschlagsbereich vorgestellt. Abschließend werden die numerischen Berechnungen anhand der experimentellen Daten verifiziert.

Für die Großzahl der Berechnungen wurde das kommerzielle Programmpaket (CFX-TASCflow) mit den standardmäßig verfügbaren Modellen verwendet. Als Alternative zum CFX-Oberflächen-Generator, zur Erstellung von kompatiblen Gittern für verschiedene CFD-Programme, wurde ein neuer Oberflächengenerator („WT-O“, Wärmetauscher-Oberfläche) entwickelt, der es ermöglicht alle auftretenden Topologien zu erzeugen und auf die wärmeübertragenden Wände beliebiger Außenmaße abzubilden.

### 6.9.1 Vergleich mit experimentellen Daten

In der numerischen Simulation wurde eine Vielzahl der experimentell untersuchten Konfigurationen nachgebildet. Im Folgenden werden beispielhaft für eine Konfiguration des Strömungskanals mit Turbulenzpromotoren die numerischen Berechnungen mit experimentellen Daten verglichen. Die Ergebnisse für die anderen Konfigurationen sind in den wesentlichen Merkmalen ähnlich.

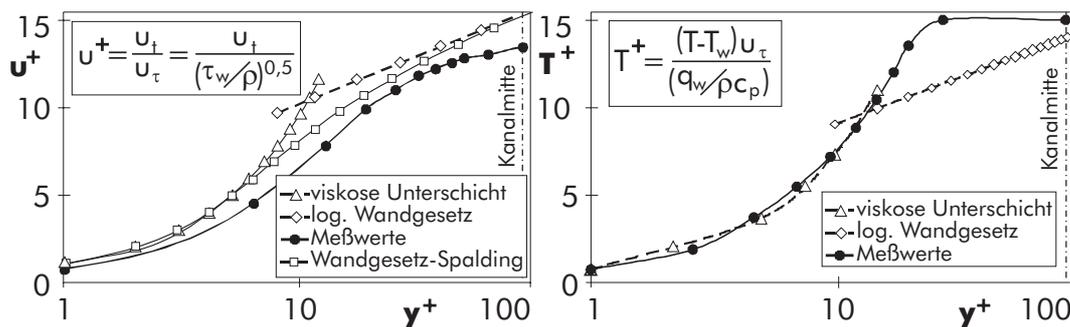
**6.9.1.1 Geschwindigkeitsprofile - Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells.** Zur Beurteilung der Eignung der verschiedenen Turbulenzmodelle auf die vorliegenden Kanalströmung wird die Abweichung der berechneten und experimentell ermittelten Geschwindigkeitsprofile in Wandnähe betrachtet (Abbildung 54). Das Reynolds-Spannungsmodell „differential-stress“ erweist sich für den vorliegenden Kanal als am geeignetsten, da es die Rezirkulationsgebiete in Ausmaß und Längserstreckung am besten vorhersagt. Die weniger übereinstimmenden, an den Wänden steil ansteigenden Geschwindigkeitsprofile des  $k - \epsilon$ -Modells ergeben sich aus der logarithmischen Modellierung der Grenzschichtverteilung. Im untersuchten niedrigen Geschwindigkeitsbereich werden in der vorliegenden Kanalströmung derartig ausgeprägte Grenzschicht-Geschwindigkeits- und



**Abbildung 54:** Geschwindigkeitsprofile, Numerik - Experiment

Temperaturprofile nicht erreicht (Abbildung 55). Alle Modelle erfordern eine angepaßte Gitterzellenaufösung im Grenzschichtbereich um die Gültigkeitsbereiche der speziellen Modellgleichungen einzuhalten. Bei den  $k$ - $\epsilon$ -Modellen (Standard  $k$ - $\epsilon$ -Modell und Low-Reynolds- $k$ - $\epsilon$ -Modell) konnte bei der Nodalisierung der geforderte Wert des dimensionlosen Zellenabstand  $n^+ = \frac{\rho \Delta n u_\tau}{\mu}$  aufgrund der Strömungsgeschwindigkeiten und der Kanalhöhe nicht realisiert werden, wodurch sich die großen Abweichungen der Profile im wandnahen Bereich ergeben.

**6.9.1.2 Mittlerer Wärmeübergang und Gesamtdruckverlust.** Während die Berechnungen des Wärmeübergangs und des Druckverlusts  $\Delta p$  für den rein laminaren Fall ( $Re = 500$ ) und für den vollturbulenten Bereich ( $Re = 5000$ ) gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen (Abbildungen 56, 57), ergeben sich im Übergangsbereich relativ hohe Abweichungen. Zunächst herrscht in der Meßstrecke noch laminare Strömung vor, die nach einer gewissen Strecke in turbulente Strömung umschlägt. Dieser Umschlagsbereich



**Abbildung 55:** Geschwindigkeits- und Temperaturprofil, Numerik  
- Experiment

wandert mit steigender Strömungsgeschwindigkeit immer näher in Richtung Kanalbeginn (Abschnitt 6.2.5, Abbildung 23). Die in der Simulation vorgegebenen Rechenmodelle sind aber jeweils für die gesamte Kanalstrecke gültig, so daß in der Berechnung zwangsläufig mehr oder weniger große Abweichungen auftreten müssen.

Durch Aufteilung der Ergebnisse der laminaren und der turbulenten Berechnung, in Abhängigkeit von der Länge den die jeweiligen Strömungsform im Kanal einnimmt, ergeben sich gute Übereinstimmungen zwischen den „zusammengesetzten“ Ergebnissen und den experimentellen Daten (Abbildungen 56, 57). Für die korrekte Gewichtung ist jedoch die Kenntnis des Umschlagpunktes im Kanal erforderlich. Im vorliegenden Fall wurden dazu die Daten aus den LDA-Messungen herangezogen.

### 6.9.2 Behandlung des laminar-turbulenten Umschlags

Die Lokalisierung des laminar-turbulenten Umschlagbereiches ist essentiell für die Einschätzung der optimalen Wirkung von Turbulenzpromotoren und für die korrekte Berechnung der thermo- und fluid-dynamischen Vorgänge in den Strömungskanälen. Da die numerische Modellierung erfordert, Turbulenz im Modell vorzugeben oder auszuschließen, ist eine rechnerische Erfassung des Umschlages sehr schwierig. Letztere ist aber zwingend notwendig, um Wärmeübergang und Druckverlust korrekt berechnen zu können (Abschnitt 6.9.1.2). Im Bereich des Umschlages von laminarer zu turbulenter Strömung tre-

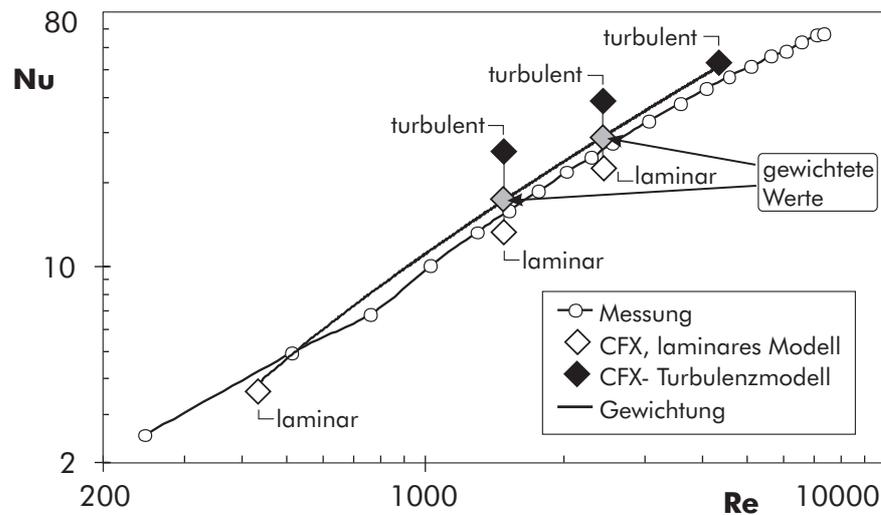


Abbildung 56: Mittlerer Wärmeübergang, Numerik - Experiment

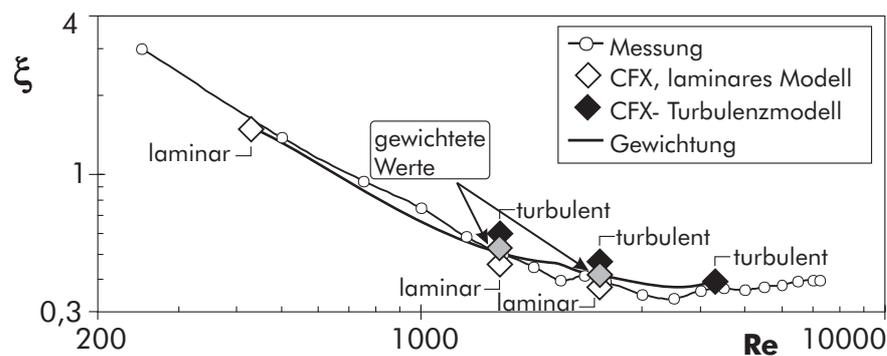


Abbildung 57: Widerstandsbeiwert, Numerik - Experiment

ten im untersuchten Wärmeübertragerkanal beide Strömungsformen auf. Als praktischer Lösungsansatz für dieses Problem ist das folgende empirische Verfahren zur Lokalisierung des Umschlagbereiches entwickelt worden.

Als Kriterium für die Lokalisierung des laminar-turbulenten Umschlages wird ein Vergleich der in laminarer und turbulenter Modellierung ermittelten Geschwindigkeitsprofile in Schnitten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung verwendet. Es wurde beobachtet, daß die mit einer turbulenten Modellierung gewonnenen Geschwindigkeitsprofile erst ab einer bestimmten Reynolds-Zahl ihre typische flache Form annehmen. Bei laminaren Strömungsverhältnissen hingegen sind die turbulent berechneten Geschwindigkeitsprofile nahezu

identisch mit denen der laminaren Simulation (Abbildung 54). Ein charakteristisches Maß für den Grad der Turbulenz im Kanal ist somit die absolute bzw. relative Abweichung der Beträge der laminar und turbulent errechneten Geschwindigkeitskomponenten. Als quantitatives Kriterium für diese Abweichung wird das bezogene Fehlerquadrat der berechneten Geschwindigkeitskomponenten nach der Vorschrift

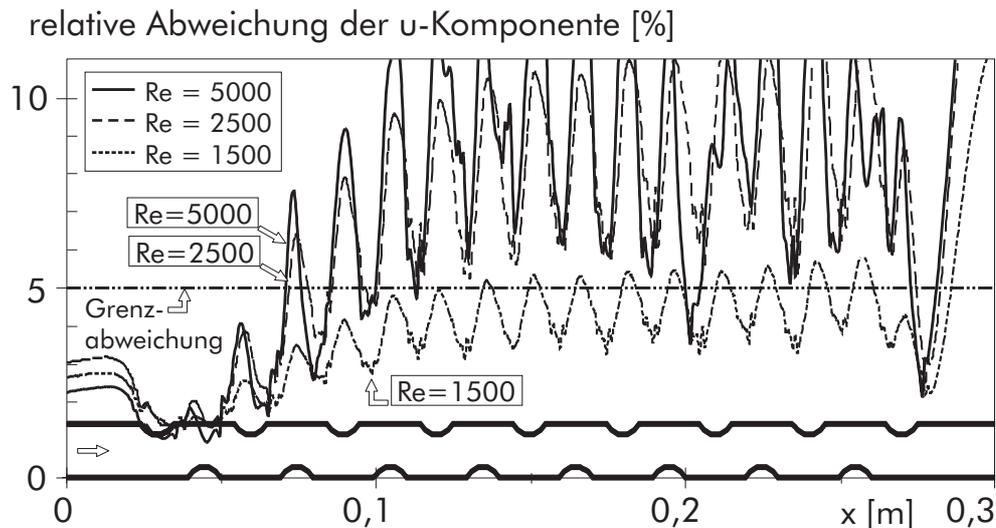
$$\text{relative Abweichung} = \frac{\int_{y=0}^{y_w} [u_{turb}(x, y) - u_{lam}(x, y)]^2 dy}{\int_{y=0}^{y_w} u_{turb}^2(x, y) dy} \quad (80)$$

benutzt, welches in der für die Auswertung der numerischen Ergebnisse notwendigen diskreten Form durch

$$\text{relative Abweichung} = \frac{\sum_{j=1}^{j_{max}-1} [u_{turb,i,j} - u_{lam,i,j}]^2 [y_{i,j+1} - y_{i,j}]}{\sum_{j=1}^{j_{max}-1} [y_{i,j+1} - y_{i,j}]} \quad (81)$$

beschrieben.  $\mathbf{i}$  bezeichnet die laufende Gitterpunktnummer in Hauptströmungsrichtung ( $x$ -Koordinate) und  $\mathbf{j}$  diejenige in Richtung der Höhenkoordinate  $y$ . Erreicht diese Abweichung einen bestimmten Wert, so wird der Umschlag als gegeben angenommen. Dieser Wert der Abweichung muß dabei im Vergleich mit experimentellen Daten einmalig ermittelt werden.

Die Berechnung der relativen Abweichung aus den numerisch ermittelten Matrizen von Geschwindigkeitsdaten übernimmt ein Unterprogramm. Es bietet die Möglichkeit über die Eingabe der Grenzabweichung automatisch die  $x$ -Position ausgeben zu lassen, in dem der vorgegebene Wert erstmals erreicht wird. Diese Position ist dann als charakteristischer Umschlagsbereich anzusehen. Stromaufwärts gelegene Bereiche des Wärmeübertragerkanals werden als laminar, stromabwärts gelegene Bereiche dagegen als turbulent eingestuft.



**Abbildung 58:** Relative Abweichung der  $u$ -Komponente

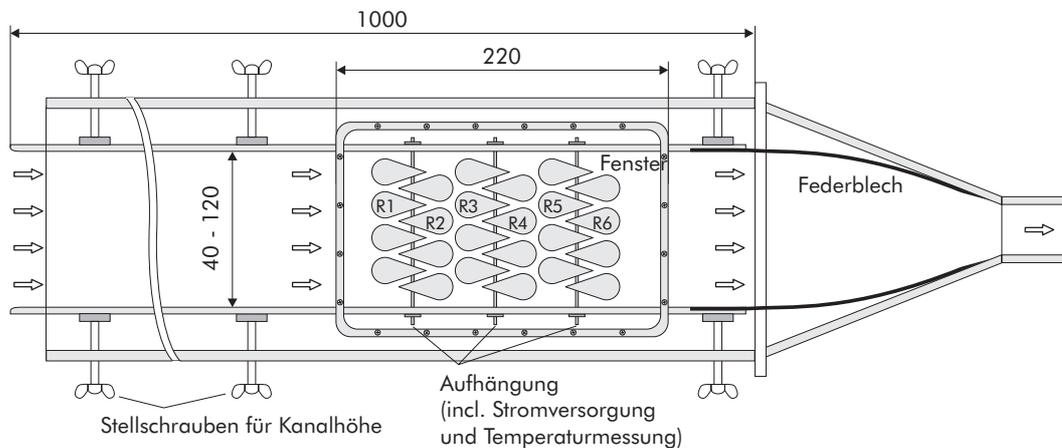
In Abbildung 58 sind die relativen Abweichungen der laminar und turbulent errechneten  $u$ -Geschwindigkeitskomponente für die Reynolds-Zahlen  $Re = 1500, 2500$  und  $5000$  dargestellt. Als kritische Abweichung ist ein Wert von  $5\%$  vorgegeben (Grenzabweichung). Die ersten Schnittpunkte der Grenzabweichungsgeraden mit den Verläufen der relativen Abweichung werden zur Bestimmung des Umschlagortes verwendet. Nach Abbildung 58 wird der laminar-turbulente Umschlag für die Reynolds-Zahlen  $Re = 2500$  und  $5000$  zwischen dem 3. und 4. Turbulenzpromotor erreicht. Bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 1500$  hingegen ist das Umschlagskriterium erst ab dem 9. Turbulenzpromotor erfüllt. Mit der Wahl einer geeigneten Grenzabweichung stimmen die Ergebnisse mit den experimentellen Untersuchungen überein (Turbulenzgradfelder, Abschnitt 6.2.5). Für die numerische Berechnung können mit dem nun bekannten Umschlagsort die Ergebnisse der laminaren und turbulenten Rechenläufe, entsprechend gewichtet über die Kanallänge, automatisch zusammengesetzt und so zumindest die globalen Ergebnisse verbessert werden. Die Tatsache aber, daß der Umschlag nicht schlagartig stattfindet, sondern ein endliches Gebiet überdeckt, kann mit der oben beschriebenen Methode nicht nachgebildet werden und stellt weiterhin eine Ungenauigkeit in der Berechnung dar.

## 7 Rohrbündel-Wärmeübertrager

### 7.1 Versuchsaufbau

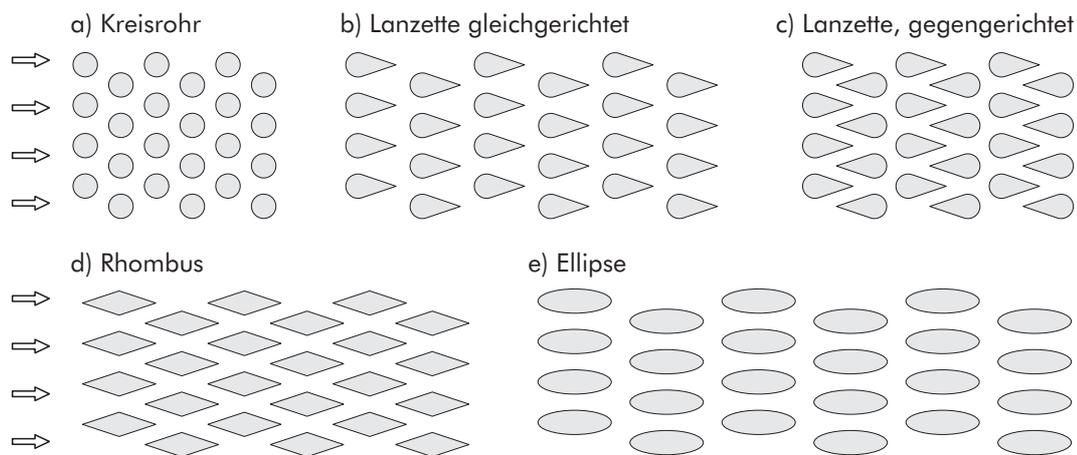
Für die Messungen an Rohrbündeln wurde eine Meßkammer konstruiert, deren Längsschnitt in Abbildung 59 wiedergegeben ist. Sie wurde in die in Kapitel 3 beschriebene Versuchsanlage (s. Abbildung 4) integriert.

#### 7.1.1 Aufbau der Meßkammer



**Abbildung 59:** Längsschnitt der Meßkammer zur Untersuchung der Rohrbündel-Wärmeübertrager-Anordnungen

Die Luft wird aus der klimatisierten Laborumgebung durch die Einlaufstrecke in die Meßkammer eingesaugt. In dieser sind die elektrisch beheizten Profilrohrbündel angeordnet. Die eigentliche Meßkammer besteht im wesentlichen aus den durchgehenden Einlaufebenen, welche paßgenau mit schleifenden Dichtungen zwischen den senkrechten Seitenwänden laufen. Über jeweils sechs Spindeln können diese in ihrem gegenseitigen Abstand verändert werden. Im Bereich der Meßstrecke sind die Seitenwände der Meßkammer mit gerahmten Glasscheiben versehen, um den Zugang für die optischen Meßmethoden zu gewährleisten. Zum Aufbau des Rohrbündels können diese Fenster an beiden Seiten abgenommen werden. Im Inneren der gesamten Meßanlage liegt ein glatter, rechteckiger Strömungskanal mit einer Breite



**Abbildung 60:** Querschnittsgeometrien der Profiltröhre, versetzte Rohranordnung

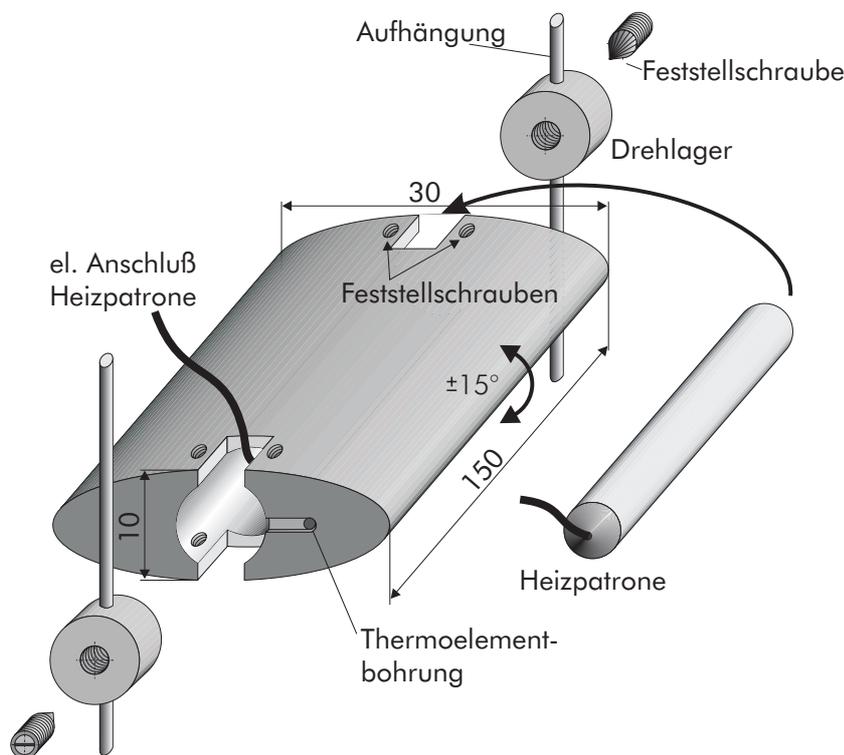
von  $W = 150 \text{ mm}$  und einer zwischen  $40 \text{ mm}$  und  $120 \text{ mm}$  einstellbaren Höhe  $H$  vor. Wie aus dem Längsschnitt der Meßkammer erkennbar ist, mündet dieser rechteckige Strömungskanal in einen sich über die Höhe verjüngenden Trichter ein. Die Abdichtung gegen diesen Trichter erfolgt über Federbleche, die sich bei einer Veränderung der Meßkammerhöhe durch ihre eigene Federkraft stets der Kontur des Trichters anpassen und somit für einen glatten und dichten Übergang sorgen. Nach der Meßkammer wird die Luft, entsprechend Abbildung 4, durch die Luftmengenregelung über den Druckausgleichsbehälter zum Seitenkanalverdichter geführt. In den optisch zugänglichen Teil der Meßstrecke können Rohrbündelanordnungen mit den maximalen Abmessungen  $L \cdot W \cdot H = 300\text{mm} \cdot 150\text{mm} \cdot 120\text{mm}$  eingebaut werden.

### 7.1.2 Profiltröhregeometrien

Bei den Untersuchungen wurden Profiltröhre unterschiedlicher Querschnittsgeometrien untersucht. Im Einzelnen sind dies kreisförmige, elliptische, rhombische und lanzettenförmige Querschnitte, wie sie schematisch in Abbildung 60 für die versetzte Anordnung dargestellt sind.

### 7.1.3 Aufbau der einzelnen Profilrohre

In Abbildung 61 ist der Aufbau eines elliptischen Einzelrohres mit der Temperaturmeßstelle und den elektrischen Anschlüssen dargestellt. Die Aufhängung über die drehbare Lagerung erlaubt Neigungswinkel gegenüber der Horizontalen von maximal  $\pm 15^\circ$ . Über Feststellschrauben können sowohl die Rohrlage im Bündel als auch der Anstellwinkel fixiert werden.



**Abbildung 61:** Elliptisches Profilrohr

Die Profilrohre werden aus einem Stück gefertigt, eine mittige Durchgangsbohrung ( $D_i = 8\text{mm}$ ) dient zur Aufnahme der Heizpatronen. Jedes Einzelrohr im Bündel verfügt über eine eigene Temperaturmeßstelle und einen eigenen elektrischen Anschluß, so daß, unabhängig von den Strömungsbedingungen, über das Regelungssystem für jedes Einzelrohr eine konstante Temperatur eingeregelt werden kann. Wie in Kapitel 4.2.1 bereits erläutert, ist eine konstante Wandtemperatur eine wichtige Randbedingung für die Versuchsdurchführung bei der holographischen Interferometrie. Um einerseits eine schnelle und

exakte Einregelung der Rohrtemperatur (in der Regel  $50^{\circ}\text{C}$ ) und andererseits gleiche Temperaturen für jedes Rohr, auch bei veränderlichen Volumenströmen und Anströmbedingungen, zu erreichen, ist die elektrische Regelung deshalb für jede Rohrreihe als PID-Regler programmiert.

Die Profiltröhre werden mit elektrischen Heizpatronen erwärmt, wobei die Stromzufuhr über das Gehäuse und die Stromabfuhr über externe Anschlüsse erfolgt. Die Heizpatronen werden mit Wärmeleitpaste in die Bohrungen eingepreßt, um eine ungleichmäßige Beheizung durch Luftspalte auszuschließen.

Die elektrische Heizung erzeugt zunächst eine konstante Wärmestromdichte im Heizelement. Mittels der Regelung der elektrischen Leistung sowie durch die hohe Wärmeleitfähigkeit des Aluminiumrohre ( $\lambda_{\text{Alu}} = 238 \text{ W/mK}$ ) konnte über die gesamte Oberfläche der Profiltröhre eine nahezu konstante Wandtemperatur als Versuchsrandbedingung erreicht werden. In Anhang A.0.1 ist die berechnete Temperaturverteilung für den gesamten Rohrquerschnitt bei einer vorgegebenen Anströmung dargestellt. Die maximalen Temperaturunterschiede über dem Rohrumfang liegen demnach unter  $0.4 \text{ K}$ .

Die Rohre innerhalb der Meßstrecke müssen über Gewindestangen fixiert werden, was zwangsläufig zu einer Schattenbildung im Laserstrahl führt und die optische Messung an dieser Stelle unmöglich macht. Bei der späteren Auswertung des lokalen Wärmeübergangs kann dieser  $2 \text{ mm}$  kurze Bereich jedoch problemlos interpoliert werden.

Zwischen den beheizten Rohren und den seitlichen Glaswänden der Meßkammer wird für jedes einzelne Profiltröhr eine thermische Isolierung eingefügt die zudem Leckströmungen bzw. ungewollte Turbulenzerzeugungen verhindert, welche die Druckverlustmessungen bzw. den Wärmeübergang beeinflussen würden. Die Aufhängungen der Rohre über Gewindestangen sind in Acrylglasplatten gelagert, um die elektrische Isolierung der Heizpatronen untereinander bzw. die thermische Isolierung des gesamten Bündels gegenüber der restlichen Meßkammer zu gewährleisten.

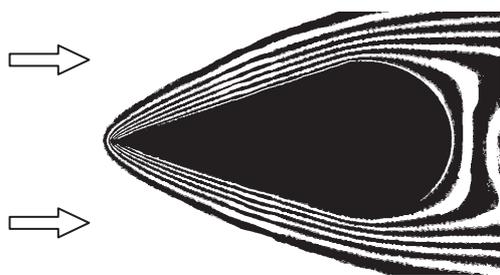
Bei den beschriebenen Versuchen durchdringt der Laserstrahl den

Strömungskanal senkrecht zur Hauptströmungsrichtung und damit parallel zu den Rohroberflächen, wodurch eine Vermessung der Interferenzlinienabstände und damit des Temperaturgradienten normal zur Wandoberfläche der untersuchten Rohre ermöglicht wird. Um Wandeinflüsse auszuschließen, wurden bei der lokalen Auswertungen nur Rohre im Kernbereich des Bündels (Zeilen 2 und 3) betrachtet.

## 7.2 Versuchsprogramm

Das Ziel der vorliegenden Arbeiten am Rohrbündel-Wärmeübertrager besteht darin, lokale thermo- und fluiddynamische Parameter in außenumströmten, quer zur Hauptströmungsrichtung angeordneten Profilrohren zu untersuchen. Zur Bewertung der einzelnen Konfigurationen wird abschließend ein globaler Vergleich vorgenommen.

Zunächst wurde überprüft, ob sich der verwendete Versuchsaufbau, mit dem bisher erfolgreich innendurchströmte Kanäle untersucht wurden, auch für Außenkonturen, bei denen wesentlich dünnere Grenzschichten auftreten, eignet. Dies wurde anhand von Messungen an außenumströmten Kreisrohren und dem Vergleich mit bekannten Daten aus der Literatur bestätigt (FEHLE [24]).



Anschließend wurden Messungen an einzelnen Profilrohren durchgeführt. Sie haben insofern Bedeutung für die Messungen am Rohrbündel, als daß die jeweils ersten Rohrreihen im Bündel aufgrund der freien, noch ungestörten Anströmung ein sehr ähnliches

wärmeübertragendes Verhalten zeigen. Die Untersuchungen der einzelnen Profilrohre sind ausführlich von FEHLE [24] beschrieben.

Die Konstruktion der Anlage erlaubt die Variation einer Vielzahl von Parametern betreffend die Rohrbündelgeometrie sowie die thermo- und fluiddynamischen Randbedingungen. Die folgende Liste gibt einen Überblick über vermessenen Parameter.

- Anzahl der Rohre : 24 (6 Reihen, 4 Zeilen)
- Rohrquerschnitt: Kreis, Ellipse, Rhombe, Lanzette

- Rohranordnung 1: versetzt
- Rohranordnung 2: gleichgerichtet, gegengerichtet (nur bei asymmetrischen Lanzetten-Profilen)
- Anstellwinkel gegen horizontale Ebene:  $0^\circ$
- Anstellwinkel gegen Hauptströmungsrichtung:  $90^\circ$
- Rohrabstand
  - Querteilung:  $a = 1, 25, 1, 50, 1, 70$
  - engste Spaltweite:  $s = 2, 5 \text{ mm}$
- Temperatur der Profilloberflächen:  $T_w = \text{const.} = 50^\circ \text{C}$
- Volumenstrombereich:  $\dot{V} = 0 - 30 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$
- Geschwindigkeitsbereich
  - freie Anströmung:  $u_f \approx 0, 03 - 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
  - engster Querschnitt:  $u_e \approx 0, 1 - 3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
- Reynolds-Zahlen-Bereich:  $Re = 0 - 2500$

Die geometrischen Abmessungen der versetzten Rohranordnungen (Anstellwinkel  $0^\circ$ ) sind in Tabelle 3 wiedergegeben. Die relativen Oberflächen bzw. Bauvolumina wurde jeweils auf die Kreisrohranordnung (= 100%) bezogen.

In den Abbildungen werden folgende Abkürzungen verwendet:

<b>fl</b>	fluchtend
<b>v</b>	versetzt
<b>gl</b>	gleichgerichtete Lanzettenprofile
<b>gg</b>	gegengerichtete Lanzettenprofile
<b>a</b>	Querteilungsverhältnis $a = \frac{s_q}{d}$
<b>b</b>	Längsteilungsverhältnis $b = \frac{s_l}{d}$
<b>s</b>	engste freie Spaltweite

Um die Vergleichbarkeit der verschiedenen Anordnungen zu ermöglichen beträgt die engste Spaltweite zwischen den Profilveröhren für alle untersuchten Anordnungen grundsätzlich  $s = 2, 5 \text{ mm}$ . Deshalb sind

	Kreis	Ellipse	Rhombe	Lanzette gleichgerichtet $a_1/a_2$	Lanzette gegengerichtet $a_1/a_2$
Durchmesser $d_{hyd}$ [mm]	10	14,1	9,5	16,8	16,8
Überströmlänge $l$ [mm]	15,7	33,5	31,7	23,7	23,7
Umfang $U$ [mm]	31,4	67,0	63,3	46,6	46,6
Oberfläche, ges. [m <sup>2</sup> ]	0,11	0,24	0,23	0,17	0,17
Querteilung $a = \frac{s_q}{d}$ [-]	1,25	1,25	1,25	1,25/1,50	1,25/1,70
Längsteilung $b = \frac{s_l}{d}$ [-]	1,09	0,94	0,64	0,99/0,75	0,79/0,66
engste Spaltweite $s$ [mm]	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5
Baulänge [mm]	67,7	170,9	126,1	119,3/96,0	93/67
Bauhöhe [mm]	58,75	58,75	58,75	58,75/67	58,75/74,6
Bauvolumen $\cdot 10^{-3}$ [m <sup>3</sup> ]	0,57	1,51	1,11	1,05/0,96	0,82/0,75
rel. Bauvolumen [%]	100	264	195	184/169	145/132
rel. Oberfläche [%]	100	218	209	155	155
Oberflächendichte $\beta$	198	160	205	160/175	204/223

**Tabelle 3:** Geometriedaten der Anordnungen, Anstellwinkel 0°

die maximalen, im Rohrbündel auftretenden, Strömungsgeschwindigkeiten bei allen Anordnungen gleich groß.

Für die Berechnung der Reynolds-Zahl und der Nußelt-Zahl wird als charakteristische Länge für alle vorgestellten Ergebnisse grundsätzlich der hydraulische Durchmesser der Profilrohre  $d_{hyd} = 4 \frac{A}{U}$  verwendet.

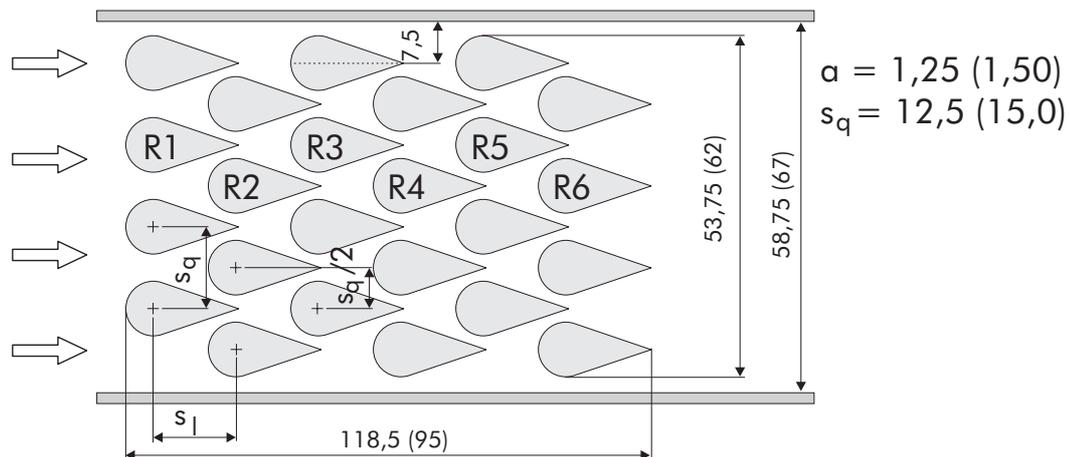
## 7.3 Lokale Untersuchungen am Rohrbündel

An der versetzten gleich- und gegengerichteten Lanzetten-Rohranordnung werden nachfolgend die Ergebnisse der Untersuchungen zum lokalen Wärmeübergang diskutiert.

### 7.3.1 Gleichgerichtete Lanzetten-Rohranordnung

Die Abmessungen des gleichgerichteten Lanzettenrohrbündels sind in Abbildung 62 für die Querteilung  $a = 1,25$  (bzw. 1,50) dargestellt. Die Nummerierung R1 bis R6 bezeichnet jeweils die Nummer der Rohrreihe. Auch bei den Anordnungen mit erhöhtem Quertei-

lungsverhältnis  $a$  (Lanzette gleichgerichtet,  $a = 1,50$  und Lanzette gegengerichtet,  $a = 1,70$ ) wird die Spaltweite  $s = 2,5 \text{ mm}$  konstant gehalten indem das Längsteilungsverhältnis  $b$  verringert wird, d.h. die Profile werden weiter ineinander geschoben.



**Abbildung 62:** Abmessungen des gleichgerichteten Lanzetten-Rohrbündels

**7.3.1.1 Temperaturfelder.** Um die Einlaufeffekte zu erfassen, wurde jeweils eine Lanzette der ersten (R1), zweiten (R2) und dritten Reihe (R3) untersucht. Entsprechende Interferogramme für die Reynolds-Zahlen  $Re = 478$ ,  $709$  und  $1063$  sind in den Abbildungen 63, 64 und 65 wiedergegeben (Querteilung  $a = 1,50$ ). Wie in Kapitel 4.2 erwähnt beträgt die Temperaturdifferenz zwischen zwei Interferenzlinien ca.  $4,0 - 4,6 \text{ K}$ . Die im folgenden dargestellten Temperaturfelder ergeben sich aus der Binarisierung der Graustufenbilder der holographischen Interferogramme.

Der Vergleich der Temperaturfelder zeigt wie zu erwarten ein Absinken der Grenzschichtdicke mit steigender Reynolds-Zahl, was auf ein Ansteigen des Wärmeübergangs schließen läßt. Bei der niedrigen Reynolds-Zahl ( $Re = 478$ ) erstreckt sich die Grenzschicht über den gesamten Zwischenraum, weshalb hier ein verringerter Rohrabstand kaum Verbesserungen des Wärmeübergangs erwarten läßt.

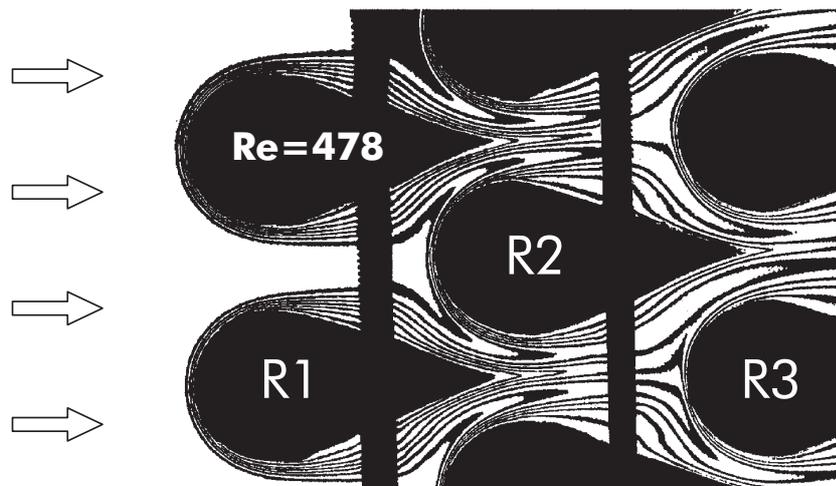


Abbildung 63: Temperaturfeld,  $Re = 478$ ,  $a = 1,50$

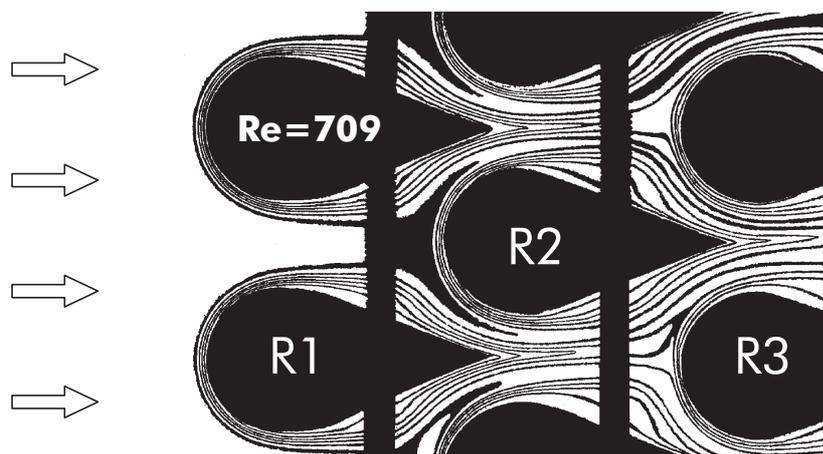


Abbildung 64: Temperaturfeld,  $Re = 709$ ,  $a = 1,50$

**7.3.1.2 Lokaler Wärmeübergang.** Berechnet man nun aus den Temperaturfeldern die lokalen Nußelt-Zahlen, ergeben sich die in den folgenden Abbildungen dargestellten Verteilungen. Um Aussagen über den Einfluß der Rohrreihe und der Reynolds-Zahl treffen zu können, wurden sowohl Darstellungen für eine Variation der Position im Bündel (Reihennummer) bei gleicher Reynolds-Zahl, als auch für eine Veränderung der Reynolds-Zahl bei gleicher Reihennummer der Lanzettenrohre wiedergegeben.

In Abbildung 66 sind die lokalen Nußelt-Zahlen für die ersten drei Rohrreihen mit der Reynolds-Zahl als Parameter dargestellt. Die

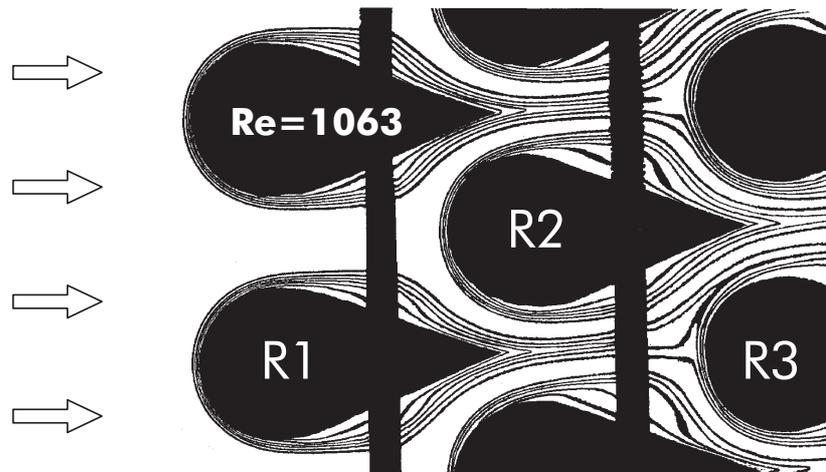


Abbildung 65: Temperaturfeld,  $Re = 1063$ ,  $a = 1,50$

lokalen Nußelt-Zahlen sind jeweils in Polarkoordinaten über dem Rohrumfang aufgetragen.

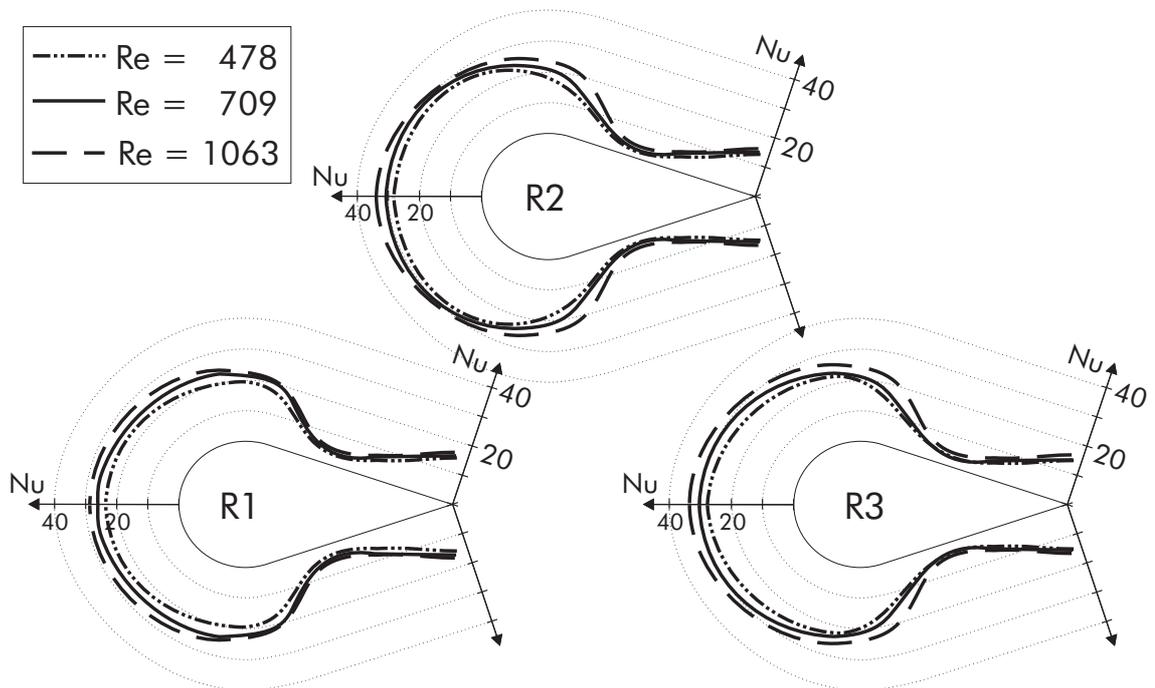


Abbildung 66: Lokaler Wärmeübergang,  $Re = 478$ ,  $709$  und  $1063$ , Einfluß der Reynolds-Zahl,  $a = 1,50$

Bei der Betrachtung fällt auf, daß der Einfluß der Reynolds-

Zahl zwar eine Vergrößerung des Wärmeübergangs, jedoch keine Änderung des Verlaufes bewirkt. Entlang des runden Teils der Lanzettenrohre ergibt sich ein verhältnismäßig großes Gebiet mit hohen Nußelt-Zahlen, da hier durch den Einfluß der Nachbarrohre erhöhte Strömungsgeschwindigkeiten auftreten. Durch die Erweiterung des Strömungsquerschnittes ab Höhe der Rohrmitte und dem damit verbundenen lokalen Absinken der Strömungsgeschwindigkeit verringert sich der Wärmeübergang dort deutlich. Erst im hinteren Bereich, wo eine Überlappung mit der nächsten Rohrreihe vorliegt, steigt der Wärmeübergang aufgrund des Geschwindigkeitsanstieges erneut an.

Um eine Aussage über den Einfluß der Rohrreihenposition auf den Wärmeübergang treffen zu können, wird nun ein Vergleich der verschiedenen Positionen im Bündel bei jeweils gleicher Reynolds-Zahl durchgeführt. Die entsprechenden Verläufe der lokalen Nußelt-Zahlen sind der Abbildung 67 für Reynolds-Zahlen von  $Re = 478, 709$  und  $1063$  zu entnehmen.

Die freie Anströmung des ersten Profiles (R1) führt entlang der runden Seite zu geringeren Nußelt-Zahlen als in den folgenden Reihen. Mit der Reihenzahl steigt der Turbulenzgrad der Luftströmung im Bündel und damit auch der Wärmeübergangskoeffizient [191] obwohl die Temperaturdifferenz ( $T_W - T_F$ ) stetig abnimmt. Im vorliegenden Fall ist der Einlauf im Bündel schnell abgeschlossen und die lokalen Nußelt-Zahlen sind schon für die zweite (R2) und dritte Reihe (R3) fast identisch.

Das Absinken des Wärmeübergangs, kurz nach dem Übergang vom runden zum keilförmigen Teil der Lanzette, findet an der ersten Reihe leicht stromabwärts verschoben statt, so daß in diesem Bereich, wie auch am hinteren Ende der ersten Lanzette höhere Nußelt-Zahlen auftreten als bei der zweiten und den folgenden Reihen.

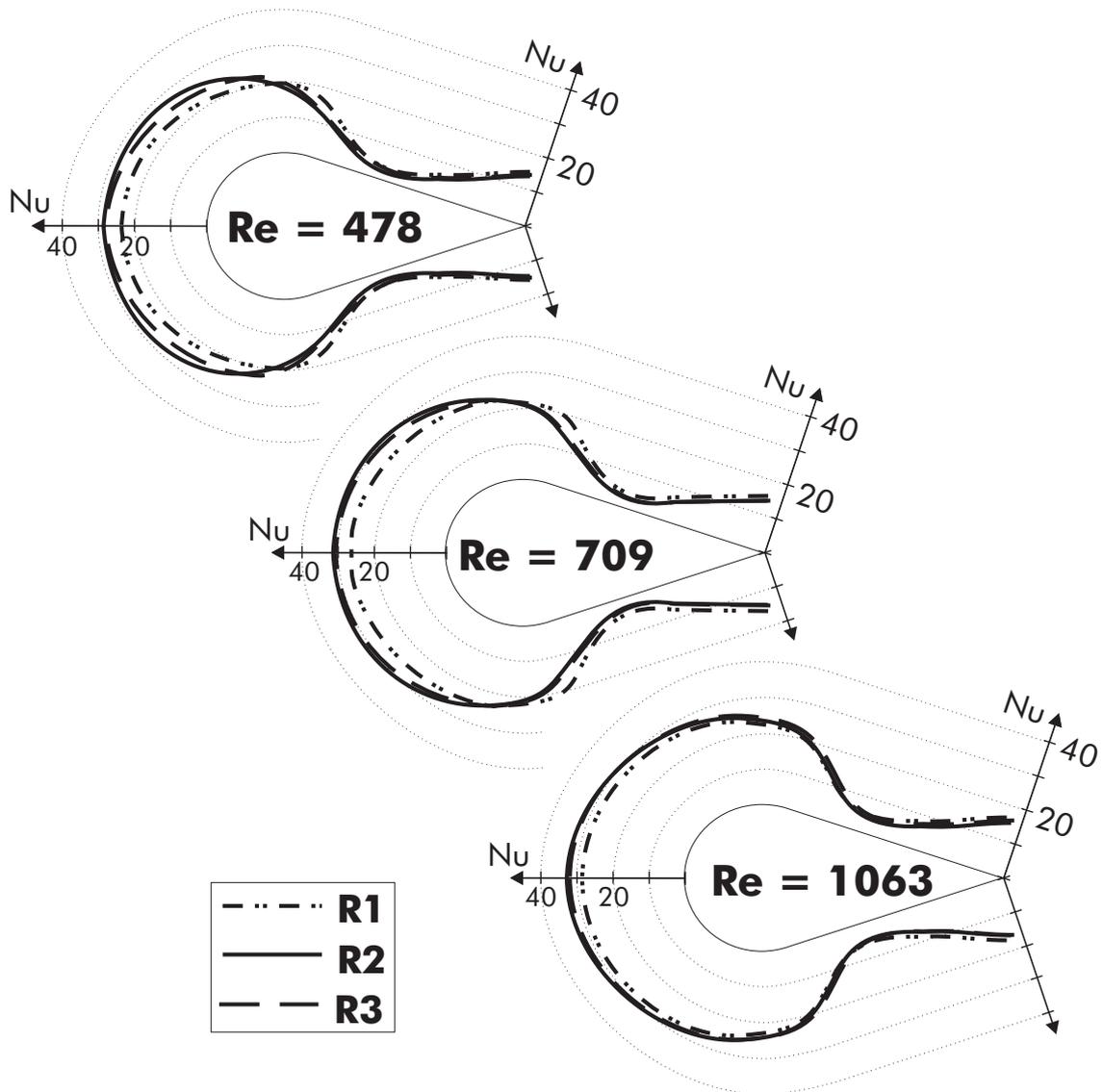
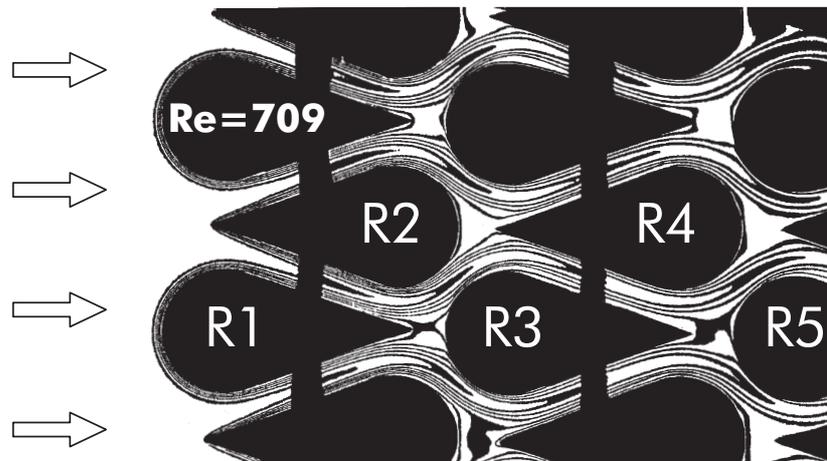
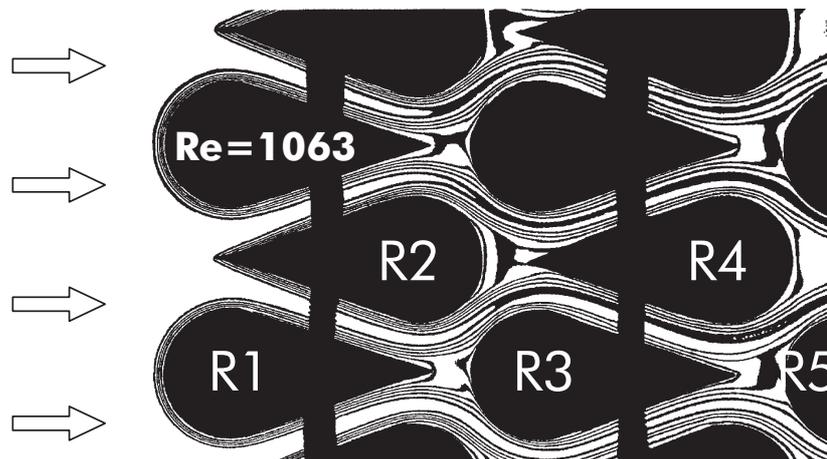


Abbildung 67: Lokaler Wärmeübergang,  $Re = 478$ ,  $709$  und  $1063$ , Einfluß der Rohrposition,  $a = 1,50$

### 7.3.2 Gegengerichtete Lanzetten-Rohranordnung

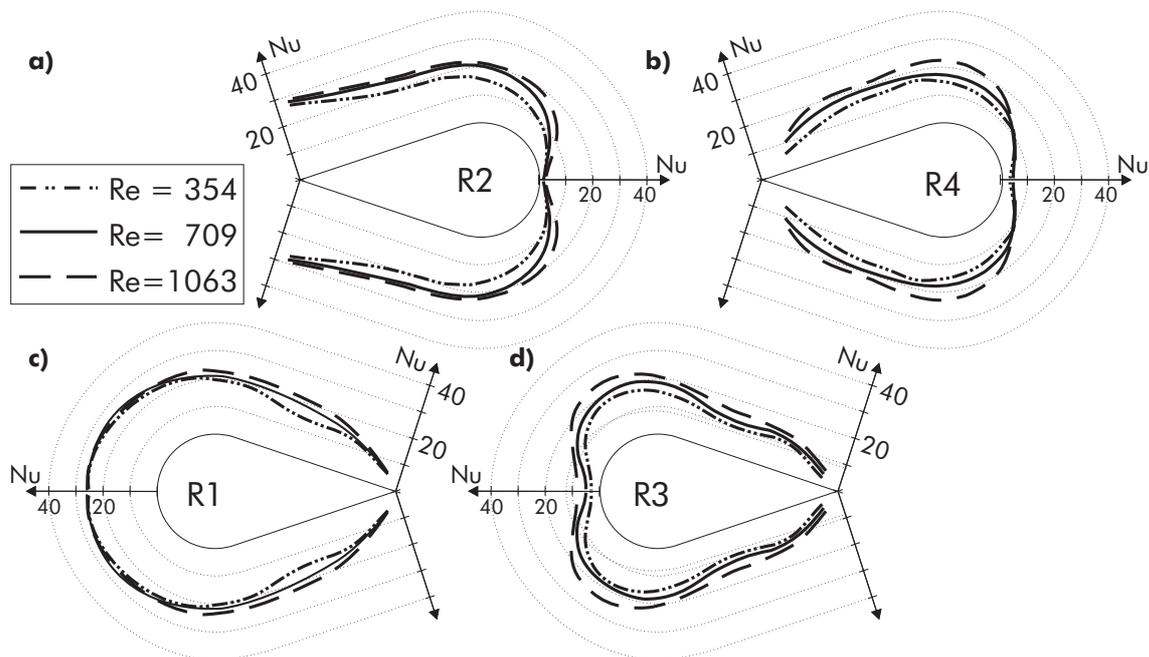
Im Unterschied zur gleichgerichteten Anordnung werden nun die Lanzetten-Rohre jeder geraden Rohrreihe (R2, R4 und R6) um  $180^\circ$  verdreht, so daß sie jeweils mit der spitzen Seite zur Anströmung zeigen. Die Anordnung und die Abmessungen des gegengerichteten Lanzettenrohrbündels sind in Abbildung 68 für die Querteilung  $a = 1,25$  (bzw.  $1,70$ ) dargestellt.



Abbildung 70: Temperaturfeld,  $Re = 709$ ,  $a = 1,70$ Abbildung 71: Temperaturfeld,  $Re = 1063$ ,  $a = 1,70$ 

**7.3.2.2 Lokaler Wärmeübergang.** Die lokalen Nußelt-Zahlen sind in Abbildung 72a,b für die geradzahligen Reihen, sowie in Abbildung 72c,d für die ungeraden Reihennummern aufgetragen.

Der Verlauf der Nußelt-Zahl am ersten Profil R2, dessen spitzer Teil zur Anströmung zeigt, weist ein Maximum der lokalen Nußelt-Zahl an der vorderen Spitze auf. Der Wärmeübergang sinkt anschließend ab und bleibt bis in den runden Teil hinein nahezu konstant. Schließlich ist ein Absinken des Wärmeübergangs bis zu einem Minimum im hinteren Staupunkt, das bereits bei der qualitativen Betrachtung der Temperaturfelder zu vermuten war, zu erkennen (Abbildung 72a).



**Abbildung 72:** Lokaler Wärmeübergang, Einfluß der Reynolds-Zahl, **Rohrreihen R1, R2, R3** und **R4**,  $a = 1,70$

Im Unterschied hierzu ist am spitzen, vorderen Teil der Lanzette in der vierten Reihe (R4) ein Minimum zu erkennen, das sich durch die geringe Strömungsgeschwindigkeit ergibt, welche mit der Strömungsumlenkung der benachbarten Lanzetten zu erklären ist (Abbildung 72b).

Bei gegengerichteter Rohranordnung ist bei der ersten Rohrreihe (R1, Abbildung 72c) ein flaches Maximum des Wärmeübergangs am vorderen Staupunkt zu erkennen. Entlang des Umfangs sinkt die Nußelt-Zahl kontinuierlich bis hin zur Spitze ab.

Während im vorderen Staupunkt der ersten Reihe noch ein Maximum zu beobachten war so ist dort ab der dritten Rohrreihe R3 aufgrund der dort sehr geringen Geschwindigkeit ein Minimum der Nußelt-Zahl zu erkennen (Abbildung 72d). Hier existieren zwei symmetrische lokale Maxima der Nußelt-Zahl kurz vor der breitesten Stelle der Profile. Der Verlauf der Nußelt-Zahl entspricht damit in etwa dem, der bei Kreis- und Ellipsenrohren in einem versetzten Bündel beobachtet wurde [139]. Anschließend sinkt auch hier der Wärmeübergang in Richtung des spitzen Endes der Lanzette stark

ab.

In den Abbildungen 73 und 74 wird der Einfluß der Rohrreihenanzahl auf den lokalen Wärmeübergang für die erste bis vierte Rohrreihe (R1 - R4) bei verschiedenen Orientierungen dargestellt.

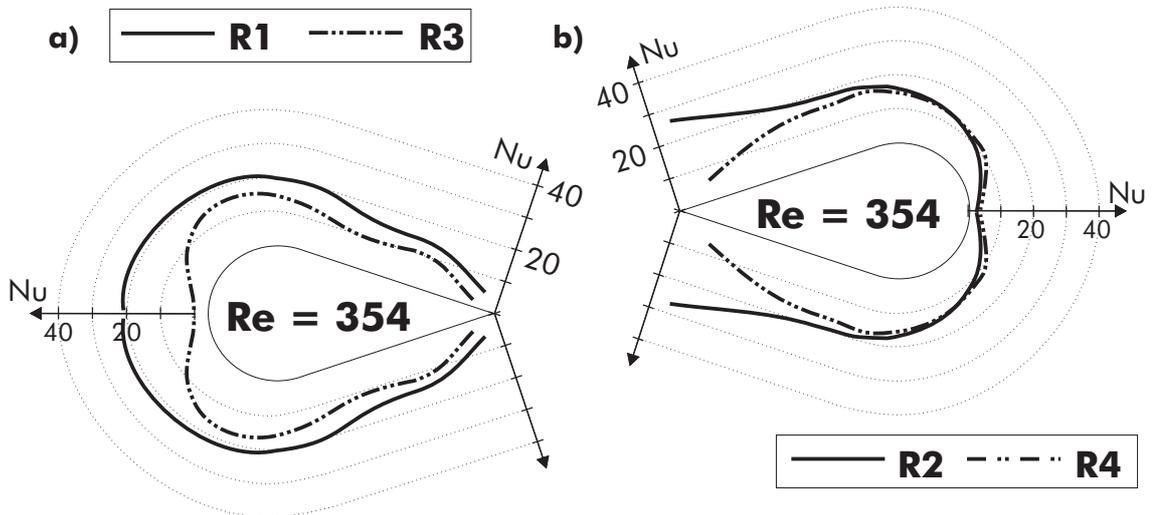


Abbildung 73: Lokaler Wärmeübergang,  $Re = 354$ , Einfluß der Rohrposition,  $a = 1,70$

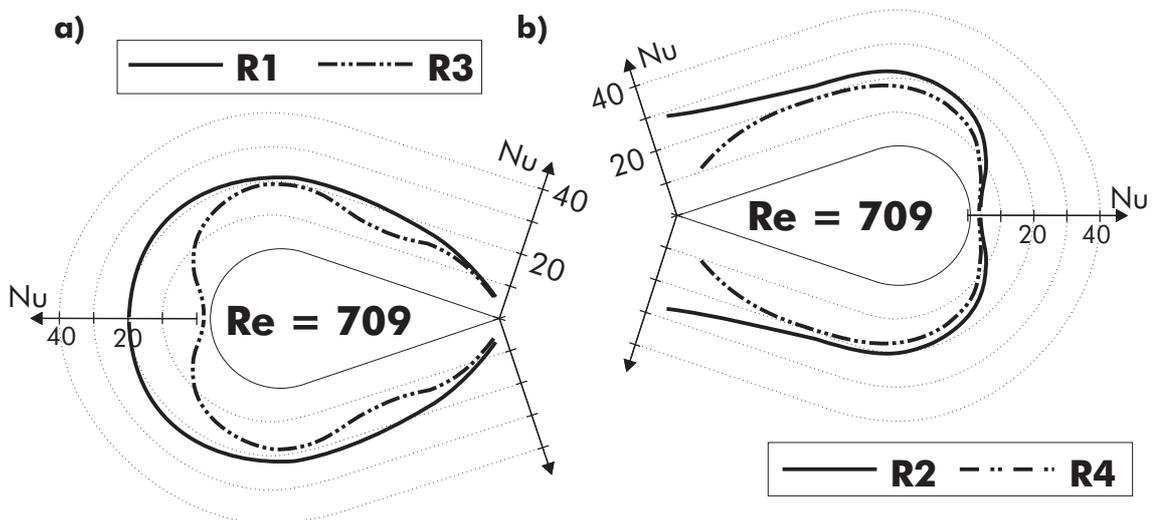
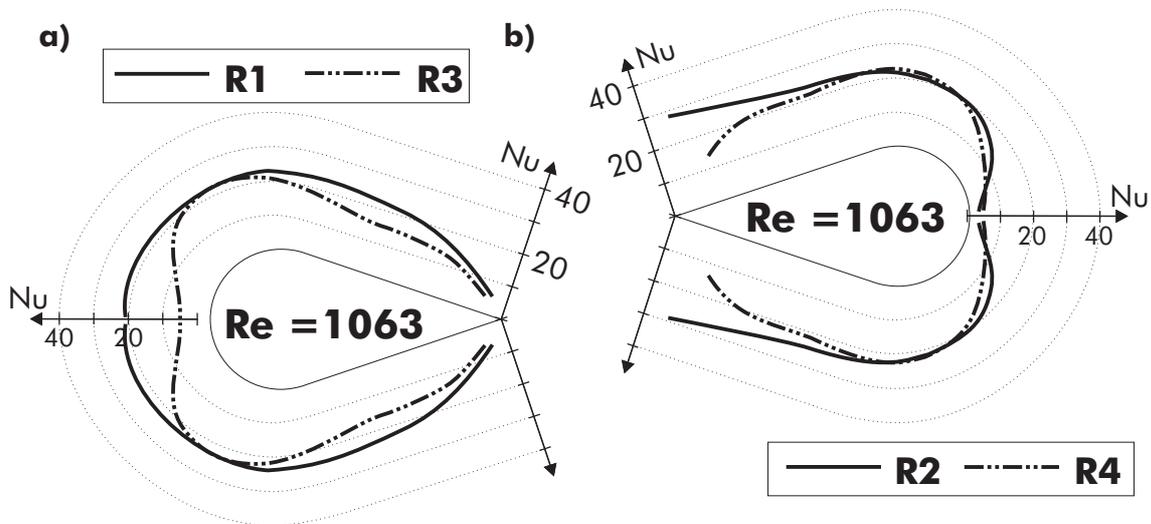


Abbildung 74: Lokaler Wärmeübergang,  $Re = 709$ , Einfluß der Rohrposition,  $a = 1,70$

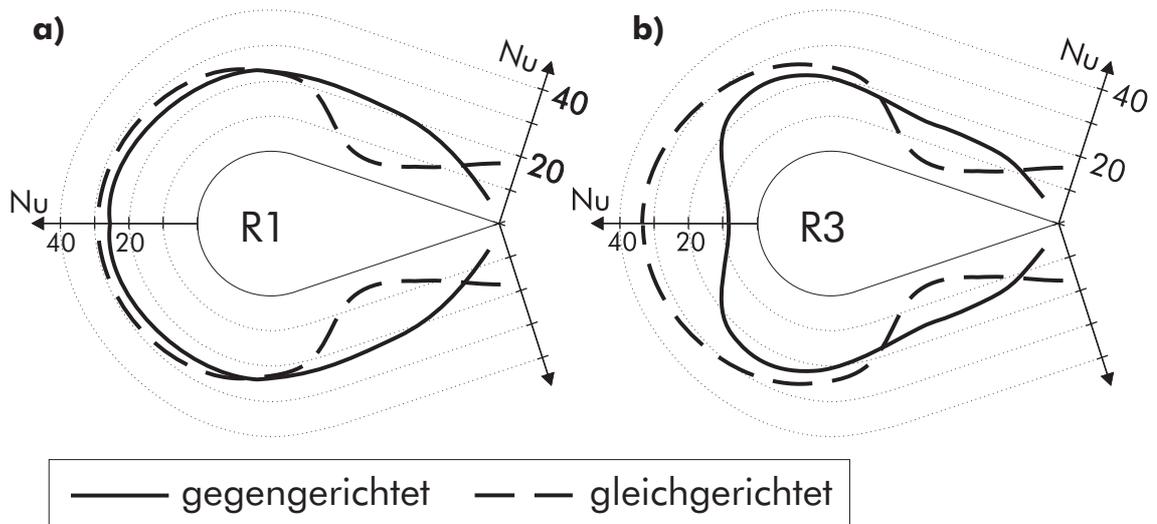
Der Vergleich der Verteilungen der lokalen Nußelt-Zahl für die einzelnen Rohrreihen läßt entlang des leeseitigen Teils der Lanzetten-



**Abbildung 75:** Lokaler Wärmeübergang,  $Re = 1063$ , Einfluß der Rohrposition,  $a = 1,70$

rohre kaum Unterschiede erkennen, d.h. der Einfluß der Reihenzahl kann vernachlässigt werden. Große Abweichungen in den Verläufen ergeben sich jeweils im vorderen Teil der Rohre, aufgrund der unterschiedlichen Anströmbedingungen (freie Anströmung der Reihen  $R1$  und  $R2$  bzw. Anströmung im Bündel der Reihen  $R3$  bis  $R6$ ).

**7.3.2.3 Vergleich der gleich- und gegengerichteten Lanzettenanordnungen - Lokaler Wärmeübergang.** Die Anordnung der verschiedenen Lanzettenbündel - gleich- oder gegengerichtet - führt zu unterschiedlich geformten Strömungspassagen zwischen den Rohren. Die damit einhergehende Änderung der Strömungsbedingungen bewirkt signifikante Unterschiede in den lokalen Verläufen des Wärmeübergangs (Abbildung 76). Im Gegensatz zu den gleichgerichteten Lanzettenanordnungen bilden sich bei den gegengerichteten Anordnungen in den Überlappungsbereichen der Rohrreihen, d.h. im Bereich der keilförmigen Abschnitte der Lanzettenprofile, enge Strömungskanäle mit einer konstante Höhe von  $s = 2,5 \text{ mm}$  (Abbildung 68). Diese engsten Querschnitte haben in Strömungsrichtung eine deutlich größere Länge als bei der gleichgerichteten Anordnung (Abbildung 62). Bei den gegengerichteten Anordnungen herrscht also

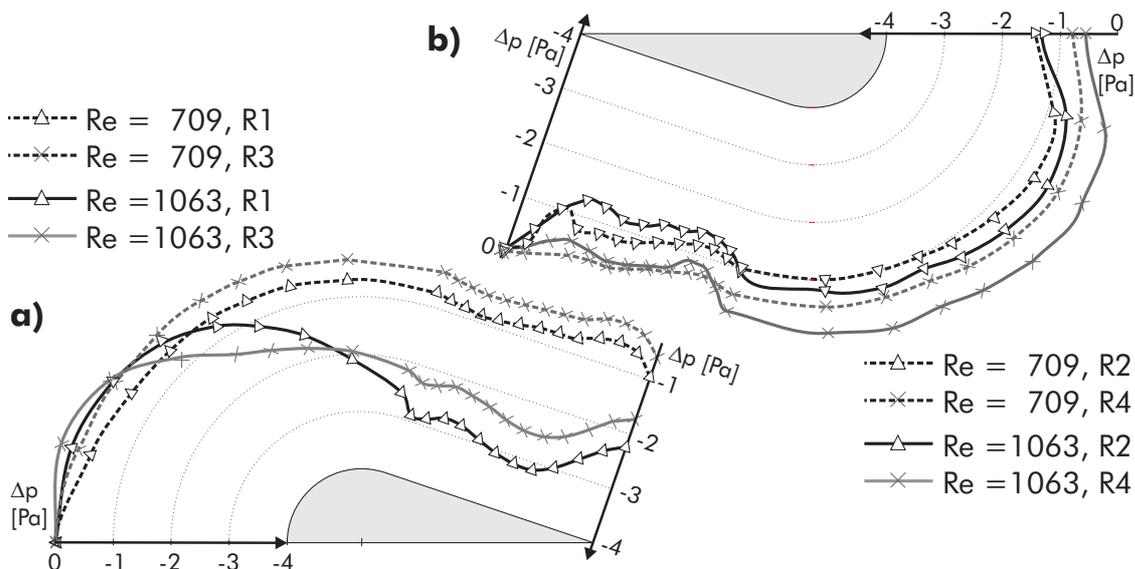


**Abbildung 76:** Lokaler Wärmeübergang,  $Re = 1063$ , Einfluß der Bündelanordnung

über längere Strecken des Umfangs eine höhere Strömungsgeschwindigkeit vor als bei den gleichgerichteten Anordnungen, zudem erfolgt die Strömungsablösung vom Profil erst wesentlich weiter stromabwärts. Deswegen erfolgt bei den gegengerichteten Anordnungen die Abnahme des lokalen Wärmeübergangs erst gegen Ende des Profils. Bei freier Anströmung (jeweils Reihe  $R1$ , Abbildung 76a) sind die lokalen Nußelt-Zahlen der verschiedenen Anordnungen identisch. Im Inneren der Bündel unterscheiden sich die Anströmbedingungen an den runden Profelseiten jedoch wesentlich. Bei gleichgerichteter Anordnung werden die runden Seiten der Lanzetten an jeder Bündelposition fast über ihre gesamte Höhe nahezu „frei“ angeströmt. Im Gegensatz dazu befinden sich die Profilrohre der gegengerichteten Anordnung stärker im Windschatten der vorhergehenden Reihen. In der Mitte der runden Seite ergibt sich jeweils ein Staupunkt mit dem damit verbundenen Geschwindigkeitsabfall. Der Wärmeübergang in diesem Bereich ist daher deutlich niedriger als bei der gleichgerichteten Anordnung (Abbildung 76b).

**7.3.2.4 Lokaler Druckverlauf.** In Abbildung 77 ist der Druckverlauf über dem Rohrumfang für die Rohrpositionen  $R1$  bzw.  $R2$

und R3 bzw. R4 bei den Reynolds-Zahlen  $Re = 709$  und  $Re = 1063$  dargestellt. Der Druckverlauf ( $\Delta p = 0 \text{ Pa}$ ) ist jeweils auf die Mitte der vorderen Anströmseite bezogen.



**Abbildung 77:** Lokaler Druckverlauf, gegengerichtete Rohranordnung, Einfluß der Rohrposition und der Reynolds-Zahl,  $Re = 709$  und  $1063$ ,  $a = 1, 70$

Analog zum Verlauf des lokalen Wärmeübergangs (vgl. Abbildungen 72 bis 75) ist ein Unterschied der Druckverläufe jeweils der ersten Reihe und den folgenden Reihen aufgrund der unterschiedlichen Anströmverhältnisse deutlich zu erkennen. Ab der dritten bzw. vierten Reihe sind die Verläufe nahezu identisch mit denen der vorhergehenden Reihen. Während bei den Rohrreihen mit der zur Anströmung gerichteten Spitze (R2 bzw. R4) nur ein geringer Druckabfall zu verzeichnen ist (Abbildung 77b), ist dieser bei den Rohrreihen mit der runden Anströmseite (R1 bzw. R3) wesentlich größer (Abbildung 77a). Aufgrund der Anströmung der runden Seite mit dem damit verbundenen Staupunkt an der runden Vorderseite und des sich anschließend verjüngenden Profils ergeben sich stärker fallende Druckverläufe.

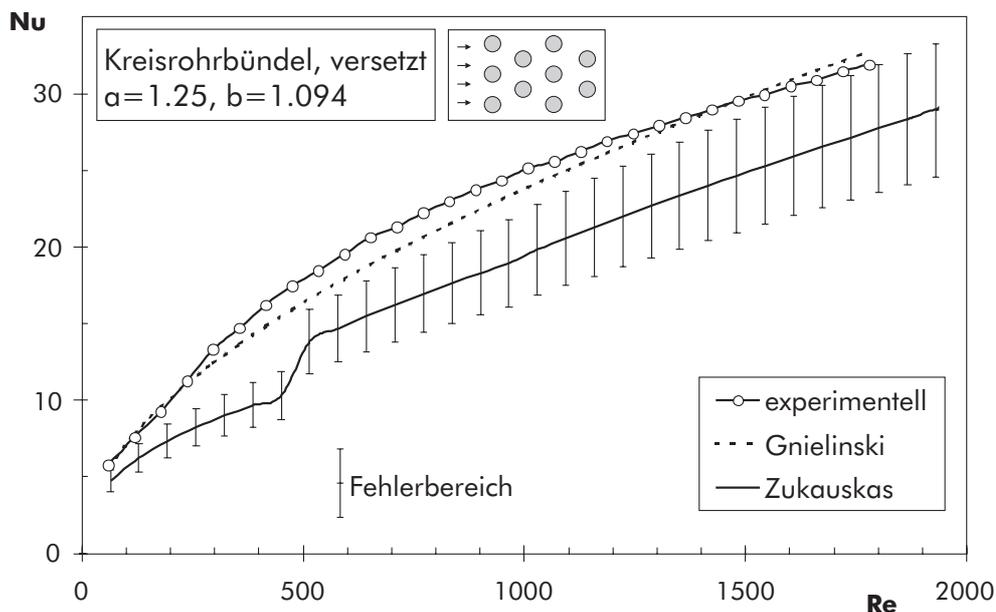
## 7.4 Globale Untersuchungen zum Einfluß von Profiltröhrgeometrie und Querteilungsverhältnis

Für die Untersuchungen zum Einfluß der Querschnittsgeometrie der Profiltröhre (Rhombus, Ellipse, Lanzette, Kreis) sowie des Querteilungsverhältnisses  $a$  wurden sowohl globale Messungen als auch lokale Untersuchungen, analog zu den oben beispielhaft dargestellten Lanzetten-Röhren, durchgeführt. Da die lokalen Ergebnisse den oben beschriebenen Untersuchungen durchwegs ähnlich sind, wird im folgenden Abschnitt lediglich auf die globalen Ergebnisse eingegangen.

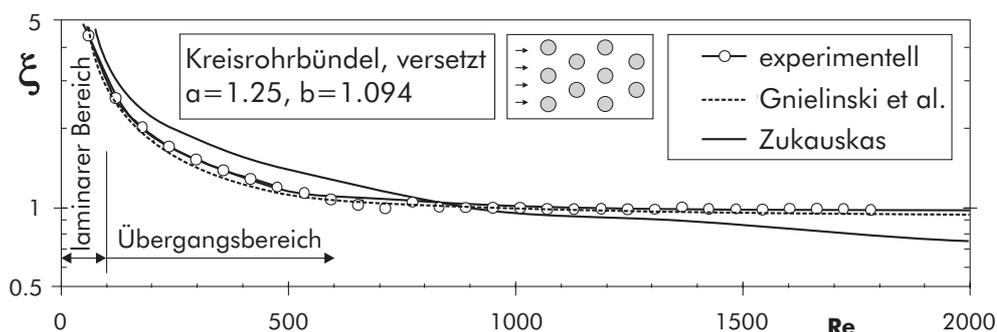
### 7.4.1 Verifizierung der Meßergebnisse.

**7.4.1.1 Vergleich mit Daten aus der Literatur.** Zur Überprüfung der Meßmethode wurden Untersuchungen am Kreisrohrbündel durchgeführt und die Energiebilanzen und die Druckverluste mit Daten aus der einschlägigen Literatur verglichen. Die entsprechenden Diagramme für die mittlere Nußelt-Zahl und für den Widerstandsbeiwert sind in den Abbildungen 78 und 79 dargestellt. Mit den von GNIELINSKI im VDI-Wärmeatlas [174] angegebenen Gleichungen ergibt sich nahezu über den gesamten Bereich eine gute Übereinstimmung. Die größten Abweichungen sind im Übergangsbereich zu verzeichnen, liegen aber noch unter 10%. Größere Unterschiede ergeben sich beim Vergleich mit den von Zukauskas angegebenen Werten [191]. Hier liegen die Abweichungen sogar über dem von Zukauskas genannten Fehlerbereich. Im Übergangsbereich ergeben sich auch hier die größten Differenzen,

Die experimentellen Widerstandsbeiwerte (Abbildung 79) stimmen bis in den Übergangsbereich gut mit den Literaturdaten überein. Hier sind auch die Daten der verschiedenen Literaturquellen sehr ähnlich. Es fällt auf, daß ab einer Reynolds-Zahl von etwa  $Re = 1000$  die Meßwerte deutlich abfallen. Dieses Verhalten ist auf Wandeinflüsse (Leckströmungen am Bündelrand) zurückzuführen, da im Gegensatz zur Versuchsanordnung in der Literatur stets Rohrbündel unendlicher Ausdehnung betrachtet werden.



**Abbildung 78:** Mittlerer Wärmeübergang am versetzten Kreisrohrbündel



**Abbildung 79:** Widerstandsbeiwert am versetzten Kreisrohrbündel

**7.4.1.2 Vergleich der Energiebilanzen.** Für die Überprüfung der übertragenen Wärmeströme stehen drei verschiedene Energiebilanzen zur Verfügung:

- globale Energiebilanz aus der Erwärmung der Luft
- elektrische Leistung der Heizpatronen
- Integration der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten

Abbildung 80 zeigt die von den Lanzetten- und Kreisrohrbündeln übertragenen Wärmeströme, zur Verifizierung berechnet über verschiedene Energiebilanzen. Die elektrischen Leistungen liegen stets

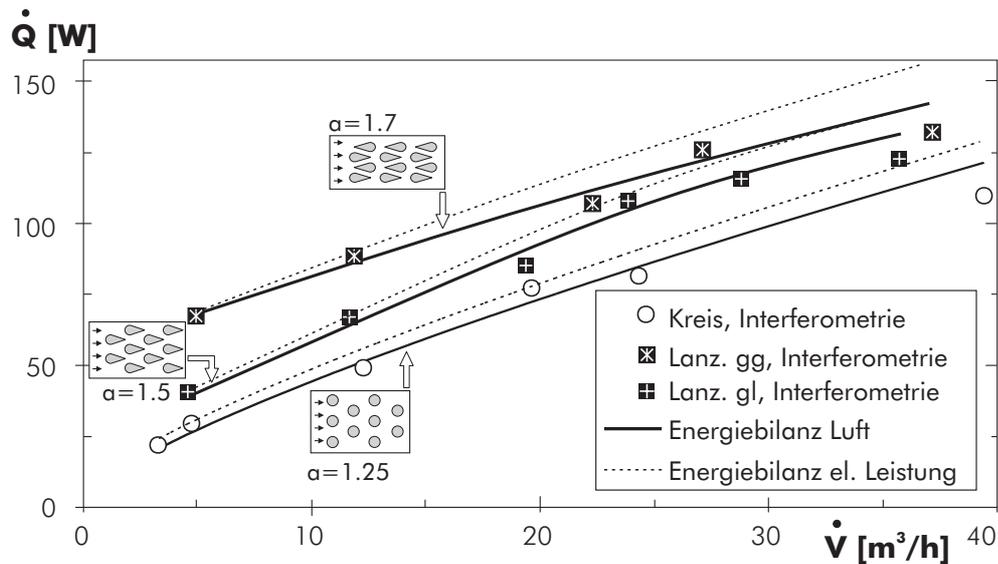


Abbildung 80: Übertragene Wärmeströme

höher als die aus der Energiebilanz der Luftströmung errechneten Werte aufgrund von Wärmeverlusten über die Kanalwände. Die Abweichung von lokaler und globaler Messung ist bei den Rohrbündel-Messungen zum Teil erheblich ausgeprägter als bei den Untersuchungen am Platten-Wärmeübertrager, da sich im Bündel höhere Temperaturgradienten einstellen und damit der Fehler bei der Auswertung ansteigt (vgl. Anhang A).

#### 7.4.2 Mittlerer Wärmeübergang.

In Abbildung 81 sind die mittleren Nußelt-Zahlen für die versetzten Rohrbündel-Anordnungen (Anstellwinkel 0°) dargestellt. Wie schon in Abschnitt 7.3 wird für die folgenden Abbildungen als charakteristische Länge der Nußelt- und der Reynolds-Zahl der hydraulische Durchmesser der Profilrohre  $d_{hyd}$  eingesetzt. Für eine Querteilung von  $a = 1,25$  erreichen die elliptischen Profile die höchsten Nußelt-Zahlen aller Geometrien. Wird die Querteilung erhöht so zeigt die gleichgerichtete Lanzettenanordnung ( $a = 1,50$ ) die höchsten Werte, gefolgt von der gegengerichteten Lanzettenanordnung ( $a = 1,70$ ).

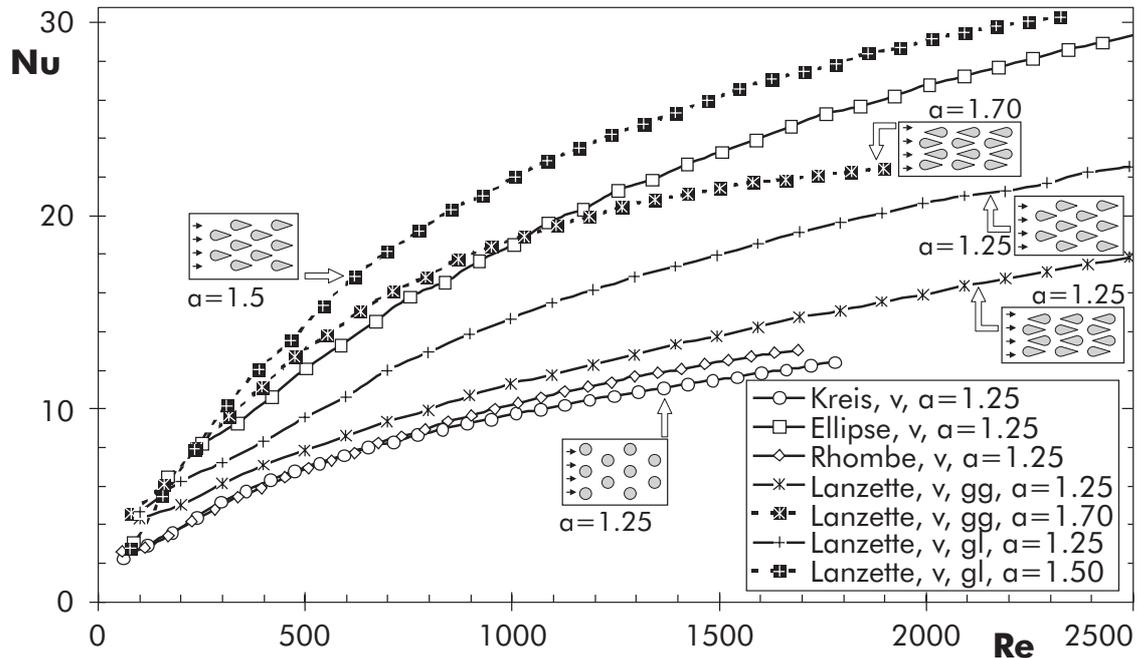


Abbildung 81: Mittlerer Wärmeübergang versetzte Rohrbündel

### 7.4.3 Widerstandsbeiwert.

In Abbildung 82 sind die Widerstandsbeiwerte  $\xi$  ( $= \frac{1}{N_w} \frac{2\Delta p}{\rho w^2}$ ) der Rohrbündelkonfigurationen aufgetragen. Alle Konfigurationen weisen jeweils die gleiche Anzahl an Rohrreihen  $N_w = 6$  auf. Vor allem die elliptischen Profilrohre weisen einen besonders hohen Widerstandsbeiwert auf, da in dieser Bündelanordnung das Fluid aufgrund der großen Baulänge die größten Laufwege zurückzulegen hat. Im Gegensatz dazu können mit den rhombischen Profilen die geringsten Widerstandsbeiwerte erzielt werden, da die Strömungskanäle über die Lauflänge kaum Querschnittsveränderungen aufweisen. Strömungsablösungen und die damit verbundene Wirbelerzeugung werden so auf ein Minimum reduziert. Aus diesen Gründen zeigen auch die gegengerichteten Lanzettenanordnungen ein ähnlich günstiges Verhalten. Aufgrund der geometrischen Ähnlichkeit auf der Anströmseite liegen die Kurven der Kreisrohre und gleichgerichteten Lanzetten dicht nebeneinander.

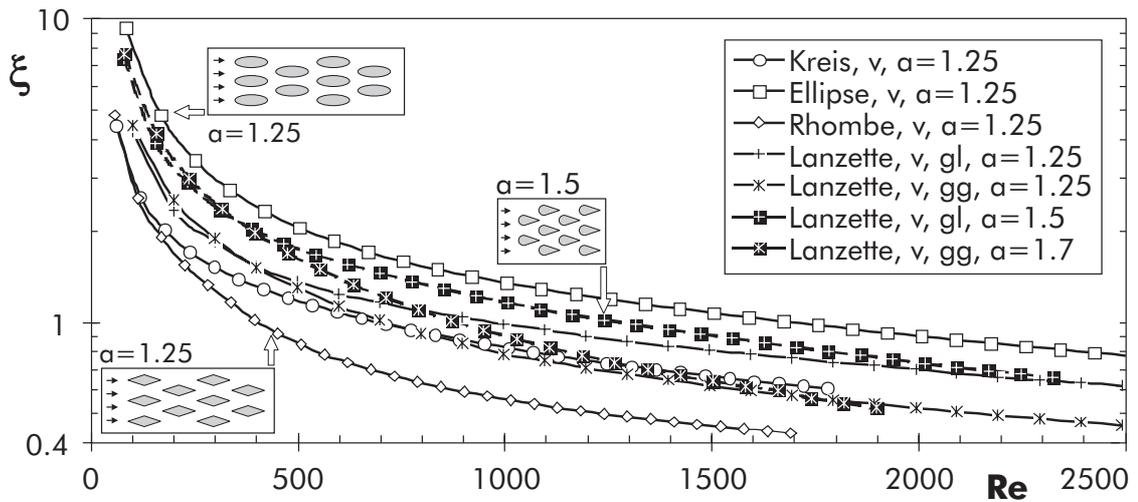


Abbildung 82: Widerstandsbeiwert, jeweils  $N_w = 6$  Rohrreihen

#### 7.4.4 Bezogene Effektivität.

Das Wärmeübertragungsverhalten bei konstanter Pumpleistung, d.h. unter Berücksichtigung des Druckverlustes (Abbildung 83), ergibt Werte für die einzelnen Konfigurationen, die in ihrer relativen Lage zueinander die gleichen Reihenfolge wie bei der Betrachtung des Wärmeübergangs bei konstantem Massenstrom aufweisen (mittlere Nußelt-Zahl, Abbildung 81). Im Umkehrschluß folgt, daß die Druckverluste auf die bezogenen Effektivität keinen nennenswerten Einfluß haben.

#### 7.4.5 Volumetrischer Gütegrad

Wird nun auch noch das Bauvolumen mit in die Betrachtungen einbezogen, ergeben sich Verschiebungen in der Leistungsfähigkeit der einzelnen Anordnungen (Abbildung 84). Bei den Anordnungen mit gleichem Querteilungsverhältnis  $a$  und gleichem engsten Strömungsquerschnitt  $s$  ( $a = 1,25$ ,  $s = 2,5$ , durchgezogene Linien) erreicht die Kreisrohrgeometrie aufgrund der hohen Packungsdichte die höchsten volumetrischen Gütegrade. Durch Erhöhung der Querteilung bei den Lanzettenrohr-Anordnungen ( $a = 1,25 \rightarrow 1,50$  bzw.  $a = 1,25 \rightarrow 1,70$ , gestrichelte Linien) können die einzelnen Rohrreihen in Längsrichtung weiter ineinander geschoben werden

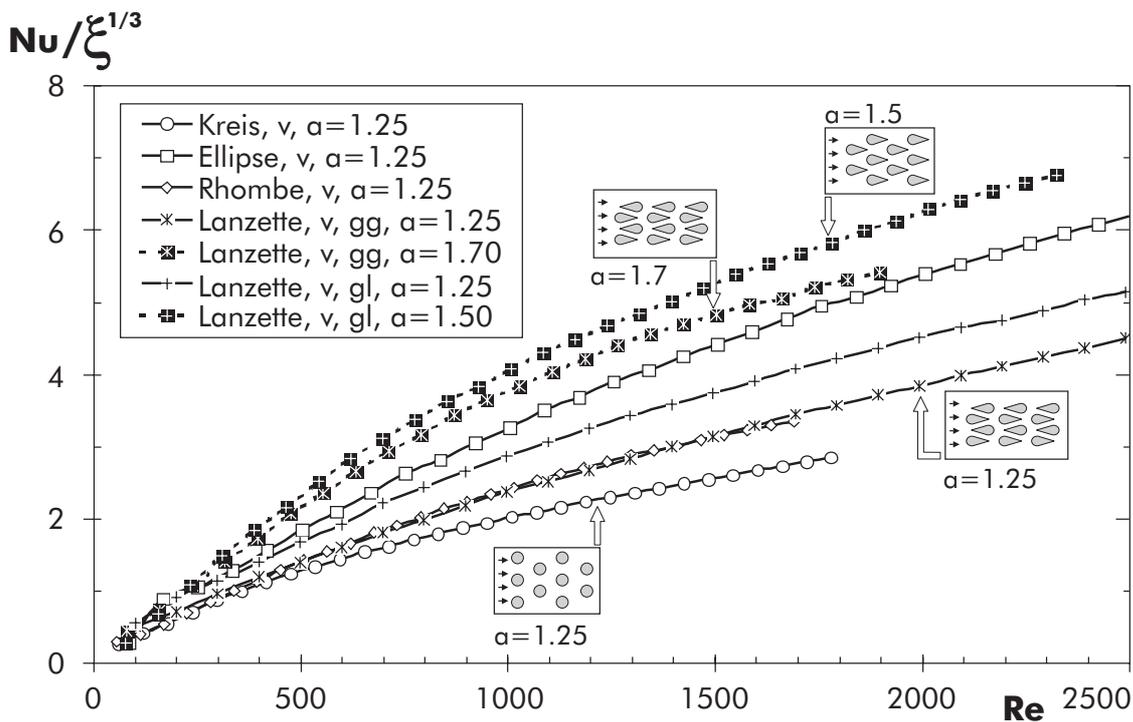


Abbildung 83: Bezogene Effektivität

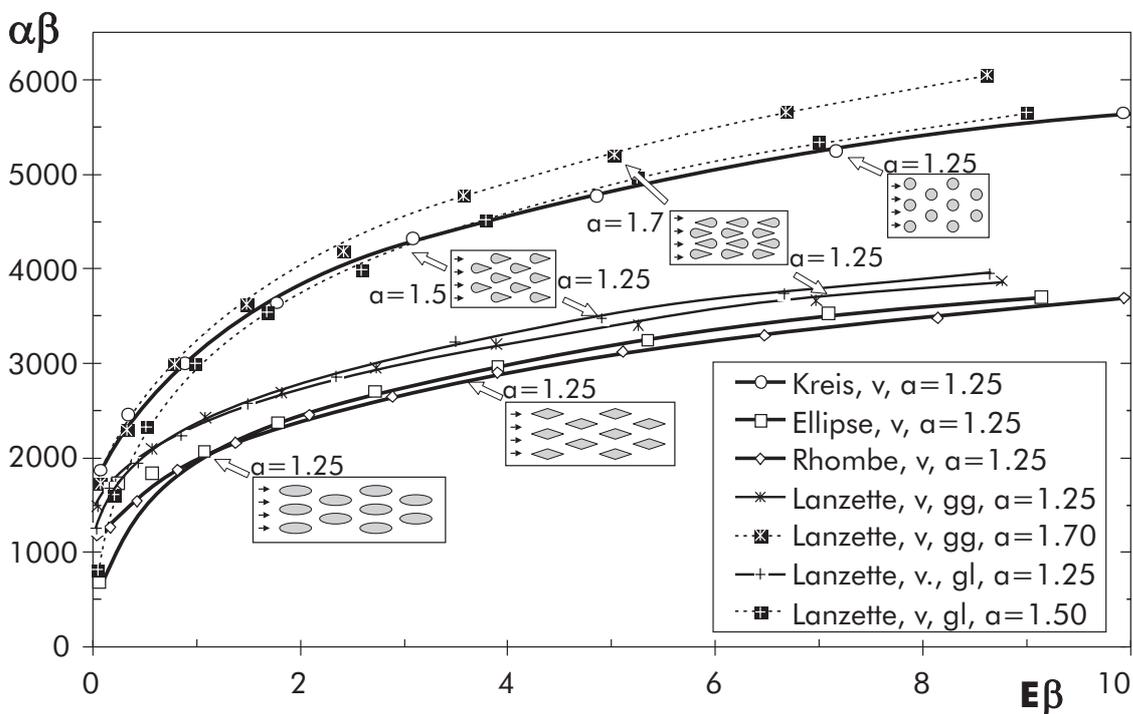


Abbildung 84: Volumetrischer Gütegrad

(überproportional kleinere Längsteilung, Tabelle 3) und somit die Bauvolumina verkleinert werden. Diese Anordnungen weisen gemäß Tabelle 3 auch die größten Oberflächendichten  $\beta$  aller untersuchten Anordnungen auf. Die hohe Packungsdichte der gegengerichtete Lanzettenrohre führt dazu, daß diese Anordnung erstmals höhere Werte als die gleichgerichtete Anordnung erreicht. Auf diese Weise kann mit den Lanzettenrohren eine Steigerung von ca. 10% gegenüber den Kreisrohren erreicht werden. Diese Anordnungen erreichen zudem mit Abstand die höchsten übertragenen Wärmemengen pro Bauvolumen gegenüber den anderen Anordnungen.

## 7.5 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse am Rohrbündelwärmeübertrager mit nichtkreisförmigen Profilrohren

Bei konstantem Querteilungsverhältnis  $a = 1,25$  erweisen sich je nach Anforderung verschiedene Querschnittsformen als vorteilhaft. Bei variablen Querteilungsverhältnis kann mit den Lanzettenprofilen in gegengerichteter Anordnung der höchste Wärmeübergang und die größte bezogene Effektivität erzielt werden, mit den Lanzettenprofilen in gleichgerichteter Anordnung ergibt sich der größte volumetrische Gütegrad (Tabelle 4).

**Tabelle 4:** Vergleich der Rohrbündel-Konfigurationen

	$\xi_{\min}$	$Nu_{\max}$	$(Nu/\xi_0)_{\max}$	$(\alpha\beta)_{\max}$
Querschnitt $a = 1,25$	Rhombe	Ellipse	Ellipse	Kreisrohr
Querschnitt $a = 1,25 - 1,7$	Rhombe	Lanzette gleichgerichtet	Lanzette gleichgerichtet	Lanzette gegengerichtet

## 8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die thermo- und fluiddynamischen Vorgänge in Wärmeübertragern verschiedener Bauart im Umschlagsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung untersucht. Die Untersuchungen befassen sich mit Rechteckkanälen mit Turbulenzpromotoren und mit Rohrbündel-Wärmeübertragern mit nichtkreisförmigen Profilrohren.

Die Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschichten in den untersuchten Wärmeübertragern können in bestimmten Geschwindigkeitsbereichen sehr dünn bzw. sehr instabil werden. Zur berührungslosen Untersuchung des lokalen Wärmeübergangs und der lokalen fluiddynamischen Größen Geschwindigkeit und Turbulenzgrad wurden die optischen Meßmethoden holographische Interferometrie und Laser-Doppler-Anemometrie eingesetzt. Diese ermöglichen eine sehr hohe räumliche und zeitliche Auflösung der Transportvorgänge ohne diese zu beeinflussen. Für die Untersuchung des Wärmeübergangs bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten wurden die interferometrischen Messungen nach der finite-fringe-Methode durchgeführt. Die weitgehend automatisierte Auswertung der Interferogramme mit dem digitalen Bildverarbeitungssystem erfolgt mit dem speziell entwickelten Programm HIPEtool.

Zur numerischen Berechnung der konvektiven Wärmeübertragung in den experimentell untersuchten Wärmeübertragern werden kommerzielle CFD-Programme (CFX-Tascflow) eingesetzt und hinsichtlich ihrer Tauglichkeit für die Berechnung der Problemstellung überprüft. Insbesondere werden verschiedene Turbulenzmodelle getestet.

Für die numerische Berechnung der Strömung in den Wärmeübertragerkanälen im Bereich des Umschlagpunktes von laminarer zu turbulenter Strömung wird eine empirische Methode zur Detektion des Umschlagpunktes vorgeschlagen. Mit der numerischen Bestimmung des Umschlagpunktes ist es einerseits möglich die Genauigkeit

der globalen numerischen Ergebnisse in diesem Geschwindigkeitsbereich deutlich zu steigern, und andererseits kann durch die hybride Berechnung (laminar & Turbulenzmodell) die Berechnung weitgehend automatisiert werden.

In den Experimenten wird zunächst ein Strömungskanal mit Turbulenzpromotoren untersucht. In dieser Arbeit werden Kanäle mit angestellten Turbulenzpromotoren in verschiedenen Anordnungen miteinander verglichen. Insbesondere wird der Einfluß von Hindernisparametern, wie Abstand, Höhe, Anordnung, Anstellwinkel und Form untersucht. Auf den Anströmseiten der Strömungshindernisse treten im gesamten Geschwindigkeitsbereich die höchsten Wärmeübergangskoeffizienten auf, während an der Hindernisrückseite ein starkes Absinken der Nußelt-Zahl zu beobachten ist. Die Messungen mit dem Laser-Doppler-Anemometer zeigen die Existenz von großen Rückströmgebieten an diesen Stellen. Ebenfalls mit dem LDA wird durch die Turbulenzgradmessung die Wirksamkeit der Strömungshindernisse als Turbulenzerzeuger zur Verschiebung des laminar-turbulenten Umschlages in Richtung niedrigerer Reynolds-Zahlen nachgewiesen.

Der Vergleich der verschiedenen Konfigurationen des Strömungskanals zeigt, daß ein Abstand von  $p/e = 10$  und die lanzettenförmigen Turbulenzpromotoren bezüglich Druckverlust, Wärmeübergang und Gütegrad die höchsten Werte erzielen. Parallele versetzte Anordnungen ohne Nuten im Hinderniszwischenraum erreichen bei einem Anstellwinkel von  $\gamma = 45^\circ$  die besten Gütegrade. Dagegen wird der maximale Wärmeübergang bei gegenüberliegenden bzw. gekreuzten Anordnungen beobachtet. Diese Anordnungen erzeugen aber auch die größten Druckverluste, was vergleichsweise niedrige Gütegrade zur Folge hat. Bei der Hindernishöhe bzw. dem Verhältnis von Hindernishöhe zu Kanalhöhe  $e/H$  sind je nach Anforderung unterschiedliche Werte optimal.

In weiteren Verlauf der Arbeit wird ein Rohrbündel-Wärmeübertra-

ger mit nichtkreisförmigen Profilrohren untersucht. Bei konstantem Querteilungsverhältnis erweisen sich je nach Anforderung verschiedene Querschnittsgeometrien als vorteilhaft. Durch ein spezielles Lanzettenrohrprofil kann ein höherer Wärmeübergang bei gleichzeitig vermindertem Druckverlust erreicht werden. Dies führt dazu, daß bei variablen Querteilungsverhältnis mit den Lanzettenprofilen in gleichgerichteter Anordnung der höchste Wärmeübergang und die größte bezogene Effektivität erzielt wird und mit den Lanzettenprofilen in gegengerichteter Anordnung der größte volumetrische Gütegrad aller untersuchten Konfigurationen.

Nicht alle, im Verlauf der Arbeiten, untersuchten Parametervariationen und deren Einflüsse können im Rahmen dieser Arbeit detailliert beschrieben werden. Der interessierte Leser wird deshalb auf die Veröffentlichungen von MAYINGER und TAUSCHER [153], [154], [156], [158], [163], [164], [165] und [166] verwiesen.

## Literatur

- [1] **Aiba, S.:** Heat Transfer Around Small Square Ribs Mounted on an Adiabatic Plane Channel, *Wärme- und Stoffübertragung* 25, 1990.
- [2] **Amon, C.H. et al.:** Numerical and Experimental Studies of Self-sustained Oscillatory Flows in Communicating Channels, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 35, No. 11, 1992.
- [3] **Asako, Y.:** Heat Transfer and Fluid Flow Analysis for an Array of Interrupted Plates, Positioned Obliquely to the Flow Direction, 8<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, USA, 1986
- [4] **Aung, W., Goldstein, R.J.:** Temperature Distribution and Heat Transfer in a Transitional Separated Shear Layer, *Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf.*, Versailles, 1970.
- [5] **Aung, W.:** An Interferometric Investigation of Separated Forced Convection in Laminar Flow Past Cavities, *J. of Heat Transfer*, Vol. 105, 1983.
- [6] **Aung, W.:** An Experimental Study of Laminar Heat Transfer Downstream of Backsteps, *J. of Heat Transfer*, Vol. 105, 1983.
- [7] **Baran, M., Pronobis, M.:** Konvektiver Wärmeübergang und Druckverlust bei querangeströmten Flossenrohrbündeln, *Wärme- und Stoffübertragung* 18, 1984.
- [8] **Bergles, A. E., Jensen, M. K., Shome, B.:** Bibliography on Enhancement of Convective Heat and Mass Transfer, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, USA, 1997.
- [9] Computational Fluid Dynamics Services, CFX 4.1 User Guide and User Manual, Harwell Laboratory, Oxfordshire, UK, 1995.
- [10] **Bhatti, A., Aung, W.:** Finite Difference Analysis of Laminar Separated Forced Convection in Cavities, *J. of Heat Transfer*, Vol. 106, 1984.

- [11] **Bressler, R.:** Die Wärmeübertragung in Rohrbündeln, Forsch. Ing. Wesen, Bd. 25, 1958.
- [12] **Brauer, H.:** Untersuchung an Querstrom Wärmetauschern mit verschiedenen Rohrformen, Mitteilungen der VGB, Heft 73, 1961.
- [13] **Chen, Y.-M.:** Wärmeübergang an der Phasengrenze kondensierender Blasen, Diss. Technische Universität München, 1985.
- [14] **Chen, Z. et al:** Örtlicher Wärme- und Stoffübergang an querangeströmten tropfenförmigen Rohren, Chemie Ingenieur Technik, 69, 1997.
- [15] **Clarke, D. S., Wilkes, N. S.:** The Calculation of Turbulent Flows in Complex Geometries Using a Differential Stress Model, AERE-R 13428, 1989.
- [16] **De Bortoli, R.A. et al.:** Average and Local Heat Transfer for Cross Flow through a Tube Bank, Nuclear Science Engineering, 7, 2, Abstr. 4585 1961.
- [17] **Drew, T.B., Ryan, W.P.:** The Mechanism of Heat Transmission: Distribution of Heat Transfer about the Circumference of a Pipe in Stream of Fluid, J. Trans. Amer. Inst. Chem. Eng. Bd. 26, 1931.
- [18] **Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J. H.:** Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1987.
- [19] **Eaton, J.K., Johnston, J.P.:** A Review of Subsonic Turbulent Flow Reattachment, AIAA Journal, Vol. 19, 1981.
- [20] **Eckert, E.R.G., Soehngen, E.:** Distribution of Heat Transfer Coefficients around Circular Cylinders in Crossflow from  $Re = 20$  to 500, Amer. Soc. Mech. Eng. 74, 1952.
- [21] **Eckert, E.R.G., Drake, R.M.:** Analysis of Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill, New York, USA, 1972.

- [22] **Edwards, F.J., Sharif, N.:** The Heat Transfer and Friction Characteristics of Forced Convection Air Flow over a Particular Type of Rough Surface, Int. Dev. Heat Transfer, ASME, 1961.
- [23] **Emerson, W.H.:** Heat Transfer in a Duct in Regions of Separated Flow, Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago, USA, 1966.
- [24] **Fehle, R., Tauscher, R.:** Bestimmung des Temperaturfeldes in Kompakt-Wärmetauschern mit Hilfe der holografischen Interferometrie, Deutscher Beitrag zum IEA-Programm „Heat Exchangers“, Technische Universität München, 1993.
- [25] **Ferziger, J. H., Peric, M.:** Computational methods for fluid dynamics, Springer Verlag, Berlin, 1997.
- [26] **Focke, W. W., Zachariades, J., Olivier, I.:** The Effect of the Corrugation Inclination Angle on the Thermohydraulic Performance of Plate Heat Exchangers, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 28, 1985.
- [27] **Focke, W. W., Knibbe, P. G.:** Flow Visualisation in Parallel-Plate Ducts with Corrugated Walls, J. of Fluid Mechanics, Vol 165, 1986.
- [28] **Gabor, D.:** Microscopy by Reconstructed Wavefronts II, Proc. Roy. Soc., B64, London, 1951.
- [29] **Gaddis, E.S., Gnielinski, V.:** Druckverlust in querdurchströmten Rohrbündeln, vt 17 Nr. 7, 1983.
- [30] **Gaiser, G., Kottke, V.:** Flow Phenomena and Local Heat and Mass Transfer in Corrugated Passages, Chem. Eng. Technol., Vol. 12, 1989.
- [31] **Gaiser, G., Kottke, V.:** Flow Phenomena and Local Heat and Mass Transfer in Corrugated Passages, Chem. Eng. Technol., Vol. 12, 1989.

- [32] **Gaiser, G., Kottke, V.:** Strömungsvorgänge sowie örtlicher Wärme- und Stoffübergang in Kanälen mit gewellter Oberfläche, Chem. Eng. Technol., Vol. 12, 1989.
- [33] **Gaiser, G.:** Strömungs- und Transportvorgänge in gewellten Strukturen, Dissertation, Universität Stuttgart, 1990.
- [34] **Gaiser, G., Kottke, V.:** Effects of Corrugation Parameters on Local and Integral Heat Transfer in Plate Heat Exchangers and Regenerators, Proc. of 9<sup>th</sup> the Heat Transfer Conf., Jerusalem, Israel, 1990.
- [35] **Gaiser, G., Kottke, V.:** Einfluß der Strömungsvorgänge auf den örtlichen Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern mit flachen Prägewellen, Chem.-Ing.-Tech., Vol. 62, 1990.
- [36] **Gaiser, G., Kottke, V.:** Enhancement of Heat Transfer in Plate Heat Exchangers and Regenerators with Corrugated Passages, in Heat Transfer in Single Phase Flows, Eurotherm Seminar No. 9, Bochum, Editions de l'Association Entropie, Créteil, Frankreich 1991.
- [37] **Gaiser, G., Kottke, V.:** Effects of the Wavelength and Inclination Angle on the Homogeneity of Local Heat Transfer Coefficients in Plate Heat Exchangers, Proc. of the 11<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf., Kyongju, Südkorea, Vol. 6, 1998.
- [38] **Gersten, K., Herwig, H.:** Strömungsmechanik, Vieweg-Verlag, Braunschweig, 1992.
- [39] **Gnielinski, V.:** Gleichungen zur Berechnung des Wärmeübergangs in querdurchströmten einzelnen Rohrreihen und Rohrbündeln, Forsch.-Ing. Wesen, 41, Nr. 5, 1975.
- [40] **Gnielinski, V.:** Berechnung mittlerer Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten an laminar und turbulent überströmten Einzelkörpern mit Hilfe einer einheitlichen Gleichung, Forsch.-Ing. Wesen 44, Nr. 1, 1978.

- [41] **Goldstein, L., Sparrow E. M.:** Mass-Transfer Experiments on Secondary-Flow Vortices in a Corrugated Wall Channel, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 19, 1976.
- [42] **Goldstein, L., Sparrow, E. M.:** Heat/Mass Transfer Characteristics for Flow in a Corrugated Wall Channel, *Transactions of the AMSE, J. of Heat Transfer*, Vol. 99, 1977.
- [43] **Gonzales, R.C., Wintz, P.:** Digital Image Processing, Addison Wesley Pub. Co., Massachusetts, USA, 1987.
- [44] **Gowda, B.H.L., Prakash, B., Sing, M.:** Flow Through Constrictions of Different Geometries, aus: Shah, R.K. et al.: *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, Elsevier Science Publishing Co., Amsterdam, Niederlande, 1988.
- [45] **Greiner, M., Chen, R.F., Wirth, R.A.:** Heat Transfer Augmentation Through Wall-Shape-Induced Flow Destabilization, *J. of Heat Transfer*, Vol. 112, 1990.
- [46] **Gröber, H., Erk, S., Grigull, U:** *Die Grundgesetze der Wärmeübertragung*, 3. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1963.
- [47] **Han, J. C.:** Heat Transfer and Friction in Channels with Two Opposite Rib-roughened Walls, *Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer*, Vol. 106, 1984.
- [48] **Han, J. C., Park, J.S., Lei, C.K.:** Heat Transfer Enhancement in Channels with Turbulence Promoters, *Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer*, Vol. 107, 1985.
- [49] **Han, J. C.:** Heat Transfer and Friction Characteristics in Rectangular Channels with Rib Turbulators, *J. of Heat Transfer*, Vol. 110, 1988.
- [50] **Han, J. C., Park, J. S.:** Developing Heat Transfer in Rectangular Channels with Rib Turbulators; *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, No. 1, 1988.

- [51] **Han, J. C., Ou, S., Park, J.S., Lei, C.K.:** Augmented Heat Transfer in Rectangular Channels of Narrow Aspect Ratios with Rib Turbulators, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, No. 9, 1989.
- [52] **Han, J. C., Zhang, Y.M., Lee, C.P.:** Augmented Heat Transfer in Square Channels with Parallel, Crossed and V-Shaped Angled Ribs, *Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer*, Vol. 113, 1991.
- [53] **Hsieh, S.S., Hong, Y.J.:** Separating Flow Over Repeated Surface Mounted Ribs in a Square Duct, *AIAA Journal*, Vol. 27, No. 6, 1989.
- [54] **Hauf, W., Grigull, U.:** Optical Methods in Heat Transfer, *Advances in Heat Transfer*, 6, 133, Hartnett, J.P., Irvine, T.F., Academic, New York, USA, 1970.
- [55] **Hauf, W., Grigull, U., Mayinger, F.:** Optische Meßverfahren in der Wärme- und Stoffübertragung, Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [56] **Helsel, R.:** Visual Programming with HP VEE, Prentice Hall PTR, London, 1997.
- [57] **Herman, C.:** Experimental Verification of Oscillatory Phenomena in Heat Transfer in a Communicating Channels Geometry, *Proc. of the 2<sup>nd</sup> World Conf. on Exp. Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, Dubrovnik, Jugoslawien, 1991.
- [58] **Herman, C.:** Wärmeübergang in einzelnen und kommunizierenden parallelen Kanälen mit genuteten Oberflächen, *Dissertation*, Technische Universität München, 1992.
- [59] **Herman, C.:** Imaging of Transient Fluid Flow and Thermal Phenomena in Communicating Channels, *Proc. of Imaging in Transport Processes*, Athen, Griechenland, 1992.

- [60] **Hewlett-Packard (Hrsg.):** HP VEE Advanced Programming Techniques, Hewlett-Packard Company, Loveland, 1998.
- [61] **Hijikata, K., Mori, Y.:** Fundamental Study of Heat Transfer Augmentation of Tube Inside Surface by Cascade Smooth Surface Turbulence Promoters, *Wärme- und Stoffübertragung*, 21, 1987.
- [62] **Hong Y., Hsieh S.:** Heat Transfer and Friction Factor Measurements in Ducts With Staggered and In-Line Ribs, *J. of Heat Transfer*, Vol. 115, 1993.
- [63] **Hoyt, J. W., Sellin, R. H. J.:** A Turbulent-Flow Dye-streak Technique, *Experiments in Fluids*, vol. 20, 1995.
- [64] **Hoyt, J. W., Sellin, R. H. J.:** Visualization of Flow Past Rough Cylinders at High Reynolds-Numbers, *Proc. 1st Pacific Symp. on Flow Visualization and Image Processing*, Honolulu, USA, 1997.
- [65] **Hoyt, J. W., Sellin, R. H. J.:** Flow over Tube Banks, A Visualization Study, *Trans. ASME, J. of Fluids Engineering*, vol. 119, 1997.
- [66] **Hoyt, J. W., Sellin, R. H. J.:** Visualization of Flow through a Cascade of Elliptical Cylinders, *Proc. of the 2<sup>nd</sup> Pacific Symp. on Flow Visualization and Image Processing*, PF049, Honolulu, USA, 1999.
- [67] **Hewlett-Packard:** Advanced Programming Techniques, Hewlett-Packard, 1999.
- [68] **Hsieh, S.-S., Shih, H.-J., Hong, Y.-J.:** Laminar Forced Convection from Surface-mounted Ribs, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 33, No. 9, 1990.
- [69] **Hugonnot, P., Vidil, R., Lebouché, M.:** Flow Regimes in a Corrugated Channel: Experimental and Numerical Approaches - Application to the Plate Heat Exchanger, *Heat Transfer In*

Single Phase Flows, Eurotherm Seminar N 9, Bochum, Editions de l'Association Entropie, Créteil, Frankreich, 1991.

- [70] **Hung, Y. H., Lin, H. H.:** An Effective Installation of Turbulence Promotors for Heat Transfer Augmentation in a Vertical Rib-heated Channel, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, No. 1, 1992.
- [71] **Hwang, J.-J., Liou, T.-M.:** Augmented Heat Transfer in a Rectangular Channel with Permeable Ribs Mounted on the Wall, *J. of Heat Transfer*, Vol. 116, 1994.
- [72] **Hwang, J., Liou, T.:** Heat Transfer and Friction in a Low-Aspect-Ratio Rectangular Channel With Staggered Perforated Ribs on Two Opposite Walls, *J. of Heat Transfer*, Vol 117, 1995.
- [73] **Hwang, J.-J.:** Heat Transfer-friction Characteristic Comparison in Rectangular Channel Arrays of Attached, Detached, and Alternate Attached-detached Ribs on Two Opposite Walls, *Transactions of the ASME*, 97-GT-488, 1997.
- [74] **Ichimiya, K.:** Effects of Several Roughness Elements on an Insulated Wall for Heat Transfer from the Opposite Smooth Heated Surface in a Parallel Plate Duct, *Heat Transfer-Japanese Research*, Vol. 16, No. 4, 1987.
- [75] **Incropera, F. P., Witt, D. P.:** Introduction to Heat Transfer, John Wiley & Sons, New York, USA, 1990.
- [76] **Ishikawa, T., Kamiya, T.:** Heat-Transfer Augmentation due to Recirculating Flows behind Blocklike Structures, *Heat Transfer - Japanese Research*, Vol. 20, 1991.
- [77] **Kakac, S.:** Heat Exchangers: Thermal and Hydraulic Fundamentals and Design, McGraw-Hill, New York, USA, 1980.
- [78] **Kakac, S., Shah, R.K., Bergles, A.E.:** Low Reynolds Number Flow Heat Exchanger, Hemisphere Publishing Corporation, Washington, USA, 1983.

- [79] **Kakac, S., Shah, R.K., Aung, W.:** Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer, Verlag J. Wiley & Sons, New York, 1987.
- [80] **Kakac, S., Liu, H.:** Heat Exchangers, Selection, Rating and Thermal Design, CRC Press LLC, New York, USA, 1998.
- [81] **Kasakewitsch, F.P.:** Wärmeübergang von quer angeströmten Rohrbündeln bei kleinen Reynolds-Zahlen, Teploenergetika 8, 1954.
- [82] **Kays, W. M., London, A. L.:** Hochleistungswärmeübertrager, Akademie-Verlag, Berlin, 1973.
- [83] **Klas, J.:** Wärmeübergang in Strömungskanälen ohne und mit Turbulenzpromotoren, Dissertation, Technische Universität München, 1993.
- [84] **Klein, V.:** Bestimmung der örtlichen Wärmeübergangszahl an Rohren im Kreuzstrom durch Abschmelzversuche, Diss. T.H. Hannover, 1933.
- [85] **Klier, R.:** Wärmeübergang und Druckverlust bei quer angeströmten, gekreuzten Rohrgittern, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 7, No. 7, 1964.
- [86] **Krischer, O., Kast, W.:** Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik, Springer-Verlag, Berlin, 1978.
- [87] **Krujilin, G.:** The Heat Transfer of a Circular Cylinder in a Transverse Air-flow in the Range of  $Re = 6000 - 425000$ , Techn. Physics of the USSR, Bd. 5, 1938.
- [88] **Kuchling, H.:** Taschenbuch der Physik, Verlag Harry Deutsch, Frankfurt a. M., 1988.
- [89] **Kukreja, R. T., Lau, S. C., McMillin, R. D.:** Local Heat/Mass Transfer Distribution in a Square Channel with Full and V-shaped Ribs, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No. 8, 1993.

- [90] **Kutateladze, S. S.:** Fundamentals of Heat Transfer, Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, UK, 1963.
- [91] **Landolt-Börnstein:** Physik.-Chemische Tabellen, 5. Auflage, Band I/II, S959/960, Springer Verlag, Berlin, 1923.
- [92] **Lau, S. C., Kukreja, R. T., McMillin, R. D.:** Effects of V-shaped Rib Arrays on Turbulent Heat Transfer and Friction of Fully Developed Flow in a Square Channel, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 34, No. 7, 1991.
- [93] **Lau, S. C., Kukreja, R. T., McMillin, R. D.:** Turbulent Heat Transfer in a Square Channel with Staggered Discrete Ribs, J. of Heat Transfer, Vol. 114, 1992.
- [94] **Leder, A.:** Abgelöste Strömung: Physikalische Grundlagen; 1. Auflage, Vieweg-Verlag, Braunschweig, 1992.
- [95] **Lee, B.K., Cho, N.H., Choi, Y.D.:** Analysis of Periodically Fully Developed Turbulent Flow and Heat Transfer by  $k - \epsilon$  Equation Model in Artificially Roughened Annulus, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 31, No. 9, 1988.
- [96] **Lee, K.-B., Kwon, Y.-K.:** Flow and Thermal Field with Relevance to Heat Transfer Enhancement of Interrupted-plate Heat Exchangers, Experimental, Heat Transfer, Vol. 5, 1992.
- [97] **Lee, Y. N.:** Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of an Array of Plates Aligned at Angles to the Flow in a Rectangular Duct, J. of Heat and Mass Transfer, 1986.
- [98] **Liou, T.-M., Hwang, J.-J.:** Turbulent Heat Transfer Augmentation and Friction in Periodic Fully Developed Channel Flows, J. of Heat Transfer, Vol. 114, 1992.
- [99] **Liou, T.-M., Hwang, J.-J.:** Developing Heat Transfer and Friction in a Ribbed Rectangular Duct with Flow Separation at Inlet, Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 114, 1992.

- [100] **Liou, T.-M., Hwang, J.-J., Chen, H.:** Turbulent Transport Phenomena in a Channel with Periodic Rib Turbulators, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 6, 1992.
- [101] **Lockett, J. F., Collins, M. W.:** Holographic Interferometry Applied to Rib-roughness Heat Transfer in Turbulent Flow, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 33, No. 11, 1990.
- [102] **Lohrisch, W.:** Bestimmung von Wärmeübergangszahlen durch Diffusionsversuche, *VDI-Forschungsheft 322*, 1929.
- [103] **Mantle, P.L.:** New Type of Roughened Heat Transfer Surface Selected by Flow Visualisation Techniques, *Proc. of the 3<sup>rd</sup> Int. Heat Transfer Conf.*, 1986.
- [104] **Mayinger, F., Schad, O.:** Örtliche Wärmeübergangszahlen in querangeströmten Stabbündeln, *Wärme- und Stoffübertragung*, Band 1, 1968.
- [105] **Mayinger, F., Klas, J.:** Compact Heat Exchangers, in *Proc. of the 1<sup>st</sup> European Thermal-Sciences and 3<sup>rd</sup> UK National Heat Transfer Conf.*, Birmingham, UK, 1992.
- [106] **Mayinger, F., Klas, J.:** Investigation of Local Heat Transfer in Compact Heat Exchangers by Holographic Interferometry, in *Aerospace Heat Exchanger Technology 1993*, *Proc. of the 1<sup>st</sup> Int. Conf. on Aerospace Heat Exchanger Technology*, Palo Alto, USA, Hrsg.: Shah R. K. et al., Elsevier, Amsterdam, Niederlande, 1993.
- [107] **Mayinger, F.:** *Optical Measurements*, Ed. F. Mayinger, Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- [108] **Merker, G. P., Hanke, H.:** Druckverlust und Stoffübergang in querangeströmten kompakten Ovalrohrbündeln, *Chem.-Ing. Tech.* 57, Nr.1, 1985.
- [109] **Merker, G. P., Hanke, H.:** Heat Transfer and Pressure Drop on the Shell-side of Tube-banks Having Oval-shaped Tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29, No. 12, 1986.

- [110] **Merker, G. P.:** Konvektive Wärmeübertragung, Springer Verlag, Berlin, 1987.
- [111] **Merker, G. P., Hanke, H., Bähr, M.:** Zur Analogie zwischen Impuls- und Wärmetransport in quer angeströmten Ovalrohrbündeln, Wärme- und Stoffübertragung 21, 1987.
- [112] **Merker, G. P., Bähr, M.:** Stoffübergang und Druckverlust in quer angeströmten Rohrbündeln mit versetzt angeordneten Profilrohren, Wärme- und Stoffübertragung 27, 1992.
- [113] **Miyashita, H., Kondo, Y., Hata, T.:** Characteristics of Heat-Transfer Enhancement Due to Various Turbulence Promoters, Heat Transfer - Japanese Research, Vol. 22, 1993.
- [114] **Molki M., Hashemi-Esfahanian A.:** Turbulent Convective Mass Transfer Down Stream of a Perforated Baffle Blockage, Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 13, 1992.
- [115] **Molki, M.:** Heat Transfer Characteristics of Corrugated Ducts with Variable Corrugation Angle, Proc. of the 8<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf. San Francisco, USA, Volume 6, Hrsg.: Tien C. L. et al., Hemisphere Publishing Corp., Washington, USA 1986.
- [116] **Molki, M., Yuen, C. M.:** Effect of Interwall Spacing on Heat Transfer and Pressure Drop in a Corrugated-wall Duct, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 29, 1986.
- [117] **Nguyen, T.M., Khodadadi, J.M., Vlachos, N.S.:** Laminar Flow and Conjugate Heat Transfer in Rib Roughened Tubes, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 15, 1989.
- [118] **Nordmann, D.:** Temperatur, Druck und Wärmetransport in der Umgebung kondensierender Blasen, Dissertation Universität Hannover, 1980.
- [119] **Numet'98:** Numerische Methoden zur Berechnung von Strömungs- und Wärmeübertragungsproblemen, Numet'98, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 1998.

- [120] **Nußelt, W.:** Die Grundgesetze des Wärmeübergangs, Gesundheits-Ing. 38, 1915.
- [121] **O'Brien, Sparrow E. M.:** Corrugated-Duct Heat Transfer, Pressure Drop, and Flow Visualisation, J. of Heat Transfer, Vol. 104, 1982.
- [122] **Okamoto, S., Seo, S., Morishita, H., Satoh, I.:** Effect of Rib Shape on Flow Property and Heat Transfer over Rows of Two-Dimensional Ribs on the Ground Plate, Heat Transfer - Japanese Research, Vol. 22, 1993.
- [123] **Ostrovsky, Yu.I., Butusov, M.M., Ostrovskaya, G.V.:** Interferometry by Holography, Springer Verlag, Berlin, 1980.
- [124] **Pang, K., Tao, W.Q., Zhang, H.H.:** Numerical Analysis of Fully Developed Fluid Flow and Heat Transfer for Arrays of Interrupted Plates Positioned Convergent-divergent Along the Flow Direction, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 18, 1990.
- [125] **Panknin, W.:** Eine holographische Zweiwellenlängen-Interferometrie zur Messung überlagerter Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten, Dissertation, Technische Universität Hannover, 1977.
- [126] **Park, J. S., Han, J. C., Huang, Y., Ou, S.:** Heat Transfer Performance Comparisons of Five Different Rectangular Channels with Parallel Angled Ribs, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 35, No. 11, 1992.
- [127] **Patankar, S. V., Liu, C. H., Sparrow, E. M.:** Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-periodic Variations of Cross-sectional Areas, Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 99, 1977.
- [128] **Patankar, S. V.:** Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere Publ., New York, USA, 1980.

- [129] **Patankar, S. V., Prakash, C.:** An Analysis of the Effect of Plate Thickness on Laminar Flow and Heat Transfer in Interrupted-plate Passages, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 24, No. 11, 1981.
- [130] **Pavlidis, T.:** Algorithms for Graphics and Image Processing, Springer Verlag, Berlin, 1982.
- [131] **Pedisius, A., Zygmantas, G.:** Heat Transfer at the Regular Vortex Generation in Turbulent Boundary Layers, *Proc. of the 2<sup>nd</sup> Baltic Heat Transfer Conf.*, 1991.
- [132] **Persen, L. N.:** Boundary Layer Theory, Tapir Forlag, Trondheim, Norwegen, 1972.
- [133] **Reynolds, A.J.:** Turbulent Flows in Engineering, John Wiley & Sons, London, UK, 1974.
- [134] **Richardson, P.D.:** Estimation of Heat Transfer from the Rear of an Immersed Body to the Region of Separated Flow, WADD, TN-59-1, 1969.
- [135] **Rosenfeld, A., Kak, A.C.:** Digital Image Processing, Academic Press, New York, USA, 1976.
- [136] **Rowley, G.J., Patankar, S.V.:** Analysis of Laminar Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Circumferential Fins, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 27, 1984.
- [137] **Ruth, E. K.:** Experiments on a CrossFlow Heat Exchanger With Tubes of Lenticular Shape, *Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer*, Vol. 105, 1983.
- [138] **Sato, H., Hishida, K., Maeda, M.:** Characteristics of Turbulent Flow and Heat Transfer in a Rectangular Channel with Repeated Rib Roughness, *Experimental Heat Transfer*, Vol. 5, 1992.
- [139] **Schad, O.:** Zum Wärmeübergang an ellipitschen Rohren, Dissertation Technische Hochschule Stuttgart, 1967.

- [140] **Schlichting, H.:** Grenzschichttheorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 3. Auflage, 1958.
- [141] **Schmidt, E., Wenner, K.:** Messungen der Verteilung der Wärmeabgabe über den Umfang eines senkrecht zur Achse angeblasenen beheizten Zylinders, Jahrb. dt. Luftfahrtforschung, S II, 1940.
- [142] **Schnautz, J.A.:** Dechema Monographien, Bd. 32, Verlag Chemie GmbH, Weinheim, 1959.
- [143] **Sekulic, D.P.:** Flow through Communicating Channels Compact Heat Transfer Geometry, Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 16, 1989.
- [144] **Shah, R. K.:** Classification of Heat Exchangers, Heat Exchangers, Thermal-Hydraulic Fundamentals and Design, Eds. Kakac et al., 1980.
- [145] **Sparrow, E. M., Hajiloo, A.:** Measurements of Heat Transfer and Pressure Drop for an Array of Staggered Plates Aligned Parallel to an Air Flow, Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 102, 1980.
- [146] **Sparrow, E. M., Liu, C. H.:** Heat-Transfer, Pressure-Drop and Performance Relationships for In-line, Staggered, and Continuous Plate Heat Exchangers, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 22, 1979.
- [147] **Sparrow, E. M., Comb J. W.:** Effect of Interwall Spacing and Fluid Flow Inlet Conditions on a Corrugated-Wall Heat Exchanger, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 26, 1983.
- [148] **Sparrow, E. M., Tao, W. Q.:** Enhanced Heat Transfer in a Flat Rectangular Duct with Streamwise-periodic Disturbances at One Principal Wall, Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 105, 1983.

- [149] **Sparrow, E. M., Hossfeld, L. M.:** Effect of Rounding of Protruding Edges on Heat Transfer and Pressure Drop in a Duct, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, 1984.
- [150] **Stephan, K., Traub, D.:** Einfluß von Rohrreihenzahl und Anströmturbulenz auf die Wärmeleistung von quer angeströmten Rohrbündeln, *Wärme- und Stoffübertragung*, 21, 1987.
- [151] TASCFlow User Manuals, Advanced Scientific Computing Ltd., Waterloo, Canada, 1995.
- [152] **Taslim, M. E., Spring, S. D.:** Effects of Turbulator Profile and Spacing on Heat Transfer and Friction in a Channel, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 8, 1994.
- [153] **Tauscher, R., Fehle, R., Mayinger, F.:** Enhancement of Heat Transfer in Channels with Forced Convection (by Turbulence Promotors and Flow Deflection), Minutes of the Executive Committee Meeting, International Energy Agency (IEA), IEA Headquarters, Paris, Frankreich, 1995.
- [154] **Tauscher, R., Mayinger, F.:** Enhancement of Heat Transfer in Compact Heat Exchangers, Minutes of the Executive Committee Meeting. International Energy Agency (IEA), IEA Headquarters, London, UK, 1996.
- [155] **Tauscher, R., Fehle R., Mayinger, F.:** Bestimmung des Temperaturfeldes in Kompakt-Wärmetauschern mit Hilfe der holographischen Interferometrie, Deutscher Beitrag zum IEA-Programm „Heat Exchanger“, BINE-Projekt-Info-Service, BRD, 1996.
- [156] **Tauscher, R., Mayinger, F.:** Advances in Heat Transfer Enhancement by Optical Techniques, Proc. of the 2<sup>nd</sup> Int. Symp. on Heat Transfer Enhancement and Energy Conservation (IS-HTEEC97), Guangzhou, VR China, 1997.

- [157] **Tauscher, R., Jordan, M., Mayinger, F.:** New Challenges in Thermo-Fluiddynamic Research by Advanced Optical Techniques, Proc. of the 15<sup>th</sup> UIT National Heat Transfer Conference, Turin, Italien und in Int. J. of Heat and Technology, Volume 15, n.1, Ed. Enrico Lorenzini, Edizioni ETS, Pisa, Italien, 1997.
- [158] **Tauscher, R., Mayinger, F.:** Enhancement of Heat Transfer in Plate Heat Exchangers by Turbulence Promotors, Proc. of the Int. Conf. on Compact Heat Exchangers for the Process Industries, Snowbird, USA, 1997.
- [159] **Tauscher, R.:** Manual HIPETool, Technische Universität München, 1998.
- [160] **Tauscher, R.:** Die Laser-Doppler-Anemometrie in der Praxis und Auswertung der Meßdaten, Technische Universität München, 1999.
- [161] **Tauscher, R.:** Application of Holographic Interferometry, Technische Universität München, 1999.
- [162] **Tauscher, R.:** Evaluation of Interferograms Based on Ideal Holographic Interferometry, Technische Universität München, 1999.
- [163] **Tauscher, R., Mayinger, F.:** Heat Transfer Enhancement in a Plate Heat Exchanger with Rib-roughened Surfaces, Proc. of the Nato ASI on Energy Conservation through Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers, Cesme, Türkei, 1998 und Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers, NATO ASI Series E: Applied Sciences - Vol. 355, Eds. Kakac, S. et al., Kluwer Academic Publishers, London, UK, 1999.
- [164] **Tauscher, R., Dinglreiter, U., Durst, B., Mayinger, F.:** Transport Processes in Narrow Channels with Application to Rotary Exchangers, Proc. of the 11<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf., Volume 6, Kyongju, Südkorea, 1998 und Int. J. of Heat and Mass Transfer 35, 1999.

- [165] **Tauscher, R., Mayinger, F.:** Visualization of Air Flow Temperature Fields by Holographic Interferometry - Optimization of Compact Heat Exchangers, Proc. of the 2<sup>nd</sup> Int. Symp. on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-2), Honolulu, USA, 1999.
- [166] **Tauscher, R.:** Applied Optical Measurements, Eds., R. Tauscher et al., Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [167] **Tauscher, R.:** Holographic Interferometry in Heat and Mass Transfer, in Applied Optical Measurements, Eds. R. Tauscher et al., Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [168] **Tauscher, R., Mayinger, F.:** Holographic Interferometry und Evaluation of Interferograms, in Optical Measurements, Ed. F. Mayinger, Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- [169] **TenPas, P. W., Hancock, P.D.:** Numerical Simulation of Laminar Flow and Heat Transfer in Channels with Symmetric and Asymmetric Sudden Expansions, Topics in Heat Transfer, Vol. 1, ASME, 1992.
- [170] **Test, F. L., Lessmann, R. C.:** An Experimental Study of Heat Transfer During Forced Convection over a Rectangular Body, Transactions of the ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 102, 1980.
- [171] **Trueb, J.:** Eine elektrochemische Methode zur Messung des Stoffübergangs, Diss. ETH Zürich Nr. 3119, Juris Verlag, Zürich, Schweiz, 1960.
- [172] **Tropea, C.D., Gackstatter, R.:** The Flow over Two-dimensional Surface-Mounted Obstacles at Low Reynolds-Numbers, J. of Fluids Engineering, Vol. 107, 1985.
- [173] **Truckenbrodt, E.:** Fluidmechanik Band1: Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide; 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1980.

- [174] **Verein Deutscher Ingenieure (Hrsg.):** VDI-Wärmeatlas, Berechnungsblätter für den Wärmeübergang, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1997.
- [175] **Vest, C.M.:** Holographic Interferometry, John Wiley & Sons, New York, USA, 1979.
- [176] **Vogel, J.C., Eaton, J.K.:** Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward Facing Step, *J. of Heat Transfer*, Vol. 107, 1985.
- [177] **Walz, A.:** Strömungs- und Temperaturgrenzschichten, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1966.
- [178] **Williams, F., Watts, J.:** The Development of Rough Surfaces with Improved Heat Transfer Performance and a Study of the Measurements Involved, *Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf.*, Versailles, 1970.
- [179] **Webb, R. L., Eckert, E. R. G., Goldstein, R. J.:** Heat Transfer and Friction in Tubes with Repeated-Rib Roughness, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, 1971.
- [180] **Webb, R. L., Bergles, A.E.:** Heat Transfer Enhancement: Second Generation Technology, *Mechanical Engineering*, Vol. 105, No. 6, 1983.
- [181] **Webb, B. W., Ramadhyani, S.:** Conjugate Heat Transfer in a Channel with Staggered Ribs, *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 28, No. 5, 1985.
- [182] **Wiedemann, J.:** Laser-Doppler-Anemometrie, Springer Verlag, Berlin, 1984.
- [183] **Winding, C.C, Cheney, A.J.:** Mass and Heat Transfer in Tube Banks, *Industr. Engineering Chem.*, Vol. 40, No. 6, 1948.
- [184] **Xiao, Y., Huihua, Z., Wenquan, T.:** An Experimental Investigation of Heat Transfer and Pressure Drop Performance

- for Arrays of Staggered Plates Aligned with Air Flows, Proc. of the 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, USA, 1986.
- [185] **Yoo, G.J., So, R.M.C.:** Variable Density Effects on Axissymmetric Sudden-Expansion Flows, Int. J. of Heat Mass Transfer, Vol. 3, No. 1, 1989.
- [186] **Zamperoni, P.:** Methoden der digitalen Bildverarbeitung, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1989.
- [187] **Zhang Y., Gu W. Z., Han J. C.:** Heat Transfer and Friction in Rectangular Channels With Ribbed or Ribbed-Grooved Walls, J. of Heat Transfer, Vol. 116, 1994.
- [188] **Žukauskas, A., Šlanciauskas A., Ėdisius A.:** Heat Transfer in a Boundary Layer Behind a Two-dimensional Bluff Body at Different Prandtl Numbers; Int. Heat Conference, München, 1982.
- [189] **Žukauskas, A.:** Heat Transfer Augmentation in Single-Phase Flow, Heat Transfer, Vol. 1, 1986.
- [190] **Žukauskas, A., Ėdisius A.:** Heat Transfer to Reattached Fluid Flow Downstream of a Fence, Wärme- und Stoffübertragung, Vol. 21, 1987.
- [191] **Žukauskas, A.:** Heat Transfer in Tube Banks in CrossFlow, Springer Verlag, Berlin, 1988.
- [192] **Žukauskas, A.:** High-Performance Single-phase Heat Exchangers, Hemisphere Publishing Corp., New York, USA, 1989.
- [193] **Žukauskas, A., Katinas, V.:** Heat Transfer in Asymmetric Transverse Flows over Bundles of Tubes, Wärme- und Stoffübertragung, 27, 1992.

## A Fehlerbetrachtung, Verifizierung der Meßergebnisse

### Fehlerrechnung für die fundamentalen Größen

Um die Qualität der Meßergebnisse bewerten zu können werden im folgenden Abschnitt die Fehlerrechnungen für die fundamentalen Größen Reynolds-Zahl  $Re$ , Widerstandsbeiwert  $\xi$ , mittlere Nußelt-Zahl  $Nu_m$  und lokale Nußelt-Zahl  $Nu_l$  beispielhaft konservativ für eine Wärmetauscherkonfiguration durchgeführt (Kreissegmentförmige Turbulenzpromotoren,  $e/b = 0,3$ ,  $p/e = 10$ ,  $e/H = 0,21$ , versetzte Anordnung,  $W = 150 \text{ mm}$ ). Für die Fehlerrechnung der lokalen Nußelt-Zahl wurde eine - für die Auswertung - ungünstige Stelle im Kanal mit maximaler Streifendichte im vorderen Anströmbereich eines Turbulenzpromotors gewählt (Abbildung 85). Die angegebenen Fehler beziehen sich in der Regel auf eine Reynolds-Zahl von  **$Re = 1000!$**

Letztendlich lassen sich die o.a. Größen zurückführen auf Messungen folgender Größen (in Klammern ist die jeweilige Meßunsicherheit bei einer Reynolds-Zahl  **$Re = 1000$**  angegeben, wie sie sich aus der Meßungenauigkeit der jeweiligen Meßgeräte ergeben):

- Temperatur  $T$  ( $\Delta T_{max} = \pm 0.1K$ )
- statische Druckdifferenz  $\Delta p$  ( $\Delta p_{max} = \pm 0,083Pa$ )
- Volumenstrom  $\dot{V}$  ( $\Delta \dot{V}_{max} = \pm 0.13 \frac{m^3}{h}$ )
- Interferenzstreifenabstand ( $\hat{=}$  Abstand der Isothermen)  
 $\frac{\Delta T}{\Delta n} \Big|_w$  ( $\Delta (\frac{\Delta T}{\Delta n} \Big|_w)_{max} = \pm 1.100 - 16.800 \frac{K}{m}$ )

sowie auf die Stoffwerte für Luft (spez. Wärmekapazität  $c_p$ , Temperaturleitfähigkeit  $\lambda$ , Dichte  $\rho$ ) und auf die geometrischen Abmessungen des Kanals (Länge  $L$ , Höhe  $H$ , Tiefe  $W$ ).

## Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{u d_{hyd}}{\nu}$$

$$\Delta Re_{max} = \left| \frac{\partial Re}{\partial u} \right|_u \Delta u_{max} + \left| \frac{\partial Re}{\partial \nu} \right|_\nu \Delta \nu_{max}$$

$$\text{Maximalfehler} : \Delta Re_{max}(Re = 1000) = 22,7$$

$$\text{relativer Maximalfehler} : \frac{\Delta Re_{max}(Re = 1000)}{Re} = 2,3\%$$

## Widerstandsbeiwert

$$\xi = \frac{2 \Delta p d_{hyd}}{L \rho u^2}$$

$$\Delta \xi_{max} = \left| \frac{\partial \xi}{\partial p} \right| \Delta p_{max} + \left| \frac{\partial \xi}{\partial \rho} \right| \Delta \rho_{max} + \left| \frac{\partial \xi}{\partial u} \right| \Delta u_{max}$$

$$\Delta \xi_{max} = \left| \frac{2 d_{hyd}}{L \rho u^2} \right| \Delta p_{max} + \left| \frac{2 \Delta p d_{hyd}}{L \rho^2 u^2} \right| \Delta \rho_{max} + \left| \frac{4 \Delta p d_{hyd}}{L \rho u^3} \right| \Delta u_{max}$$

$$\Delta \xi_{max}(Re = 1000) = 0,044$$

$$\frac{\Delta \xi_{max}(Re = 1000)}{\xi(Re = 1000)} = 5,8\%$$

## Mittlere Nußelt-Zahl

$$Nu_m = \frac{\alpha_m d_{hyd}}{\lambda} = \frac{\rho u A_q c_p d_{hyd} (T_{ein} - T_{aus})}{A \Delta T_{log} \lambda} =$$

$$= \frac{\rho u A_q c_p d_{hyd} \ln \left( \frac{T_w - T_{ein}}{T_w - T_{aus}} \right)}{\lambda A}$$

$$\Delta Nu_{m,max} = \left| \frac{\partial Nu}{\partial \rho} \right| \Delta \rho_{max} + \left| \frac{\partial Nu}{\partial u} \right| \Delta u_{max} + \left| \frac{\partial Nu}{\partial T_w} \right| \Delta T_{w,max}$$

$$+ \left| \frac{\partial Nu}{\partial T_{ein}} \right| \Delta T_{ein,max} + \left| \frac{\partial Nu}{\partial T_{aus}} \right| \Delta T_{aus,max} + \left| \frac{\partial Nu}{\partial \lambda} \right| \Delta \lambda_{max}$$

$$\Delta Nu_{m,max} = \left| \frac{u A_q c_p d_{hyd} \ln \left( \frac{T_w - T_{ein}}{T_w - T_{aus}} \right)}{\lambda A} \right| \Delta \rho_{max}$$

$$+ \left| \frac{\rho A_q c_p d_{hyd} \ln \left( \frac{T_w - T_{ein}}{T_w - T_{aus}} \right)}{\lambda A} \right| \Delta u_{max}$$

$$+ \left| \frac{\rho u A_q c_p d_{hyd}}{\lambda A (T_w - T_{ein})} - \frac{\rho u A_q c_p d_{hyd}}{\lambda A (T_w - T_{aus})} \right| \Delta T_{w,max}$$

$$+ \left| \frac{\rho u A_q c_p d_{hyd}}{\lambda A (T_w - T_{ein})} \right| \Delta T_{ein,max}$$

$$+ \left| \frac{\rho u A_q c_p d_{hyd}}{\lambda A (T_w - T_{aus})} \right| \Delta T_{aus,max}$$

$$+ \left| \frac{-2 \rho u A_q c_p d_{hyd} \ln \left( \frac{T_w - T_{ein}}{T_w - T_{aus}} \right)}{\lambda^2 A} \right| \Delta \lambda_{max}$$

$$\Delta Nu_{m,max}(Re = 1000) = 0,65$$

$$\frac{\Delta Nu_{m,max}(Re = 1000)}{Nu(Re = 1000)} = 6,5\%$$

## Lokale Nußelt-Zahl

Der Fehler bei der Ermittlung der lokalen Nußelt-Zahl ist außerdem abhängig von der Auflösung der CCD-Kamera (512 x 768 Pixel) bzw. vom Zoomfaktor. Bei einer Einstellung des Zoomfaktors derart, daß die gesamte Kanalhöhe (incl. 1 mm Wand) auf den Bildausschnitt gezoomt wird, ergibt sich eine Kameraauflösung in der Vertikalen von 0.03 mm (d.h. 1 Pixel entspricht 0.03 mm).

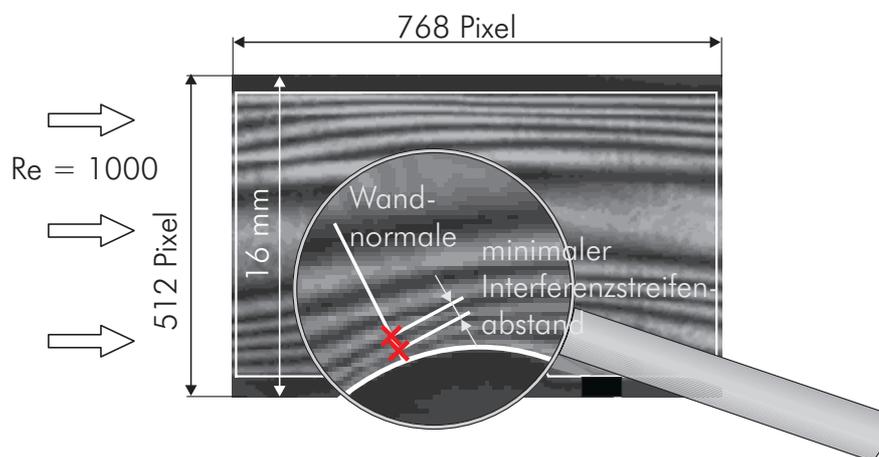


Abbildung 85: Minimaler Interferenzstreifenabstand

$$Nu_l = \frac{\alpha_l d_{hyd}}{\lambda} \quad \text{mit} \quad \alpha_l = \frac{-\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_w}{\Delta T_{log}}$$

$$\begin{aligned} \Delta Nu_{l,max} = & \left| \frac{\partial Nu_l}{\partial \left( \frac{\Delta T}{\Delta n} \right)} \right| \Delta \left( \frac{\Delta T}{\Delta n} \right)_{max} + \left| \frac{\partial Nu_l}{\partial T_w} \right| \Delta T_{w,max} \\ & + \left| \frac{\partial Nu_l}{\partial T_{ein}} \right| \Delta T_{ein,max} + \left| \frac{\partial Nu_l}{\partial T_{aus}} \right| \Delta T_{aus,max} \end{aligned}$$

$$\Delta Nu_{l,max} = \left| \frac{d_{hyd}}{\Delta T_{log}} \right| \Delta \left( \frac{\Delta T}{\Delta n} \right)_{max}$$

$$\begin{aligned}
& + \left| \left[ \frac{\left(\frac{\Delta T}{\Delta n}\right)_w d_{hyd}}{T_{ein} - T_{aus}} \right] \left[ \frac{1}{T_w - T_{ein}} - \frac{1}{T_w - T_{aus}} \right] \right| \Delta T_{w,max} \\
& + \left| \left( \frac{\Delta T}{\Delta n} \right)_w d_{hyd} \frac{\frac{T_{ein} - T_{aus}}{T_w - T_{ein}} - \ln \left( \frac{T_w - T_{ein}}{T_w - T_{aus}} \right)}{(T_{ein} - T_{aus})^2} \right| \Delta T_{ein,max} \\
& + \left| \left( \frac{\Delta T}{\Delta n} \right)_w d_{hyd} \frac{-\frac{T_{ein} - T_{aus}}{T_w - T_{aus}} + \ln \left( \frac{T_w - T_{ein}}{T_w - T_{aus}} \right)}{(T_{ein} - T_{aus})^2} \right| \Delta T_{aus,max}
\end{aligned}$$

Der Fehler bei der Auswertung ist stark vom Interferenzstreifenabstand und damit von der Anströmgeschwindigkeit abhängig. Deshalb sind im Folgenden die Fehlerwerte für die Reynolds-Zahlen  $Re = 500, 1000, 2500$  und  $5000$  wiedergegeben:

$$\begin{aligned}
\Delta Nu_{l,max}(Re = 500 / 1000 / 2500 / 5000) \\
= 0,2 / 1,6 / 4,9 / 22,3
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta Nu_{l,max}}{Nu_l}(Re = 500 / 1000 / 2500 / 5000) \\
= 2\% / 6\% / 8\% / 28\%
\end{aligned}$$

Aufgrund der zunehmenden Streifendichten, und der damit verbundenen steigenden Unsicherheit bei der Auflösung der Grauwertextrema, werden die Fehler bei der Berechnung der lokalen Nußelt-Zahl immer größer. Dies führt dazu, daß bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten die Interferogramme nach der infinite-fringe - Methode nicht mehr zuverlässig ausgewertet werden können.<sup>2</sup> Bei Reynolds-Zahlen größer als  $Re = 2500$  kommt daher die finite-fringe - Methode zum Einsatz bei der der lokale Wärmeübergang über die Ablenkung der Interferenzstreifen berechnet wird (vgl. Kapitel 4.1.2.2).

Die relativ großen Fehlerraten der lokalen Nußelt-Zahlen ergeben sich durch die geringe Bildauflösung von  $512 \text{ Pixel}$  auf einer Höhe von

<sup>2</sup>Voraussetzung für die Auswertung auch bei niedrigen Reynolds-Zahlen ist natürlich, daß die minimale Interferenzstreifenbreite bzw. der minimale Interferenzstreifenabstand jeweils mit mindestens einem Pixel aufgelöst wird.

16 mm (= 32 *Pixel/mm*) bei der digitalen Bildauswertung. Im Gegensatz dazu kann alleine durch Verwendung von herkömmlichem Filmmaterial (Auflösung ca. 3000 *Pixel/mm*) und einer entsprechenden manuellen Auswertung bei einer Reynolds-Zahl von  $Re = 5000$  ein relativer maximaler Fehler von unter 1% erreicht werden.

### A.0.1 Isothermie der wärmeübertragenden Kanalwände

Um eine möglichst konstante und gleichmäßige Wandtemperatur zu erreichen wurden die beheizten Kanalwände aus massiven Aluminiumplatten gefertigt. Die Isothermie der wärmeübertragenden Wände ( $T_w = 323,15\text{ K}$ ) wurde bei der Auswertung der Interferogramme und bei obiger Fehlerrechnung als Randbedingung vorausgesetzt. Zur Überprüfung dieser Annahme wurden numerische Wärmeleitungsrechnungen mit den Randbedingungen Heizungstemperatur und Wärmeübergangskoeffizient (aufgrund von Zwangskonvektion) durchgeführt.

In Abbildung 86 ist der Temperaturverlauf in einer Wärmeübertrager-Platte bei maximaler Anströmgeschwindigkeit ( $Re = 5000$ , entspricht der maximalen im Versuchsbetrieb auftretenden Reynolds-Zahl) dargestellt. Um den Einfluß des lokalen Wärmeübergangs auf die Temperaturverteilung abschätzen zu können ist zudem in Abbildung 86 der Verlauf der lokalen Nußelt-Zahl - ermittelt aus dem entsprechenden Interferogramm - aufgetragen.

Selbst bei den maximalen, im Versuchsbetrieb auftretenden, Wärmeübergangskoeffizienten und „ungünstiger“ Anordnung weicht die Oberflächentemperatur lokal um weniger als 0,6 K von der eingeregelter Heizungstemperatur (in der Regel  $T_H = 50^\circ\text{C}$ ) ab. Der Einfluß dieser weiteren Ungenauigkeit auf die Bestimmung der lokalen Nußelt-Zahl wird mit den Gleichungen aus Abschnitt A berechnet, lediglich für die Unsicherheit der Wandtemperatur  $\Delta T_{w,max}$  sind die neuen Werte zu berücksichtigen:

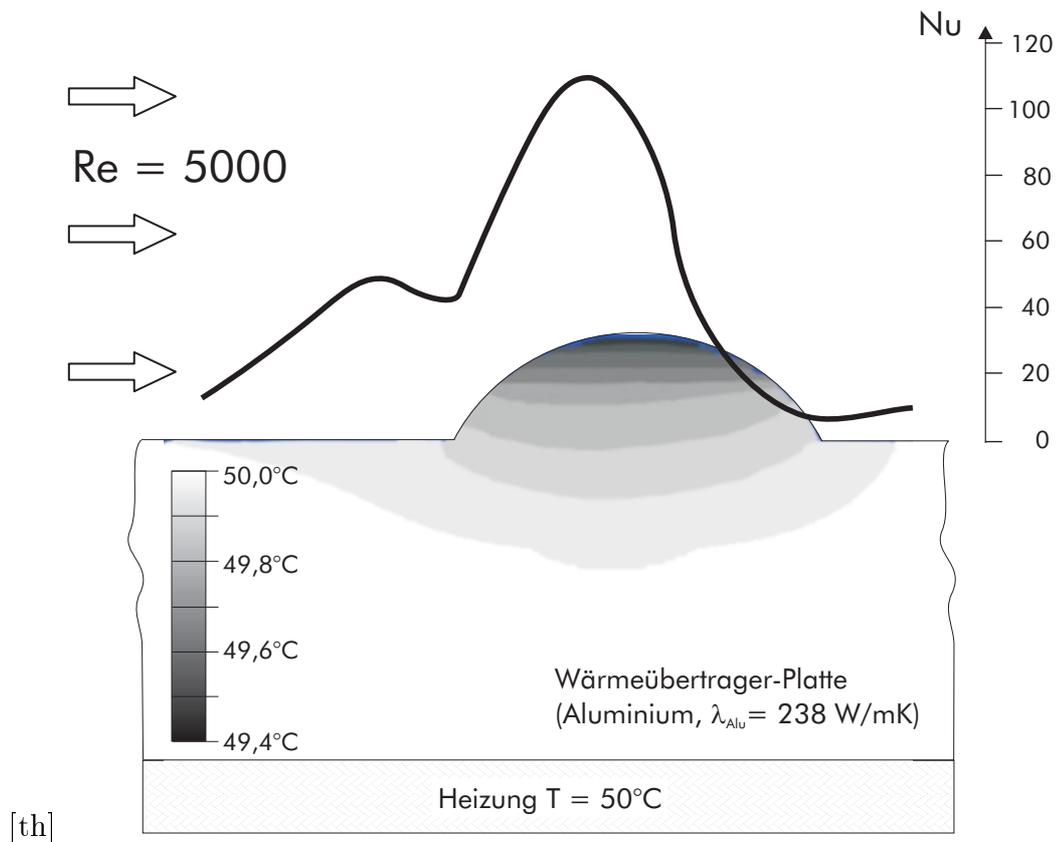


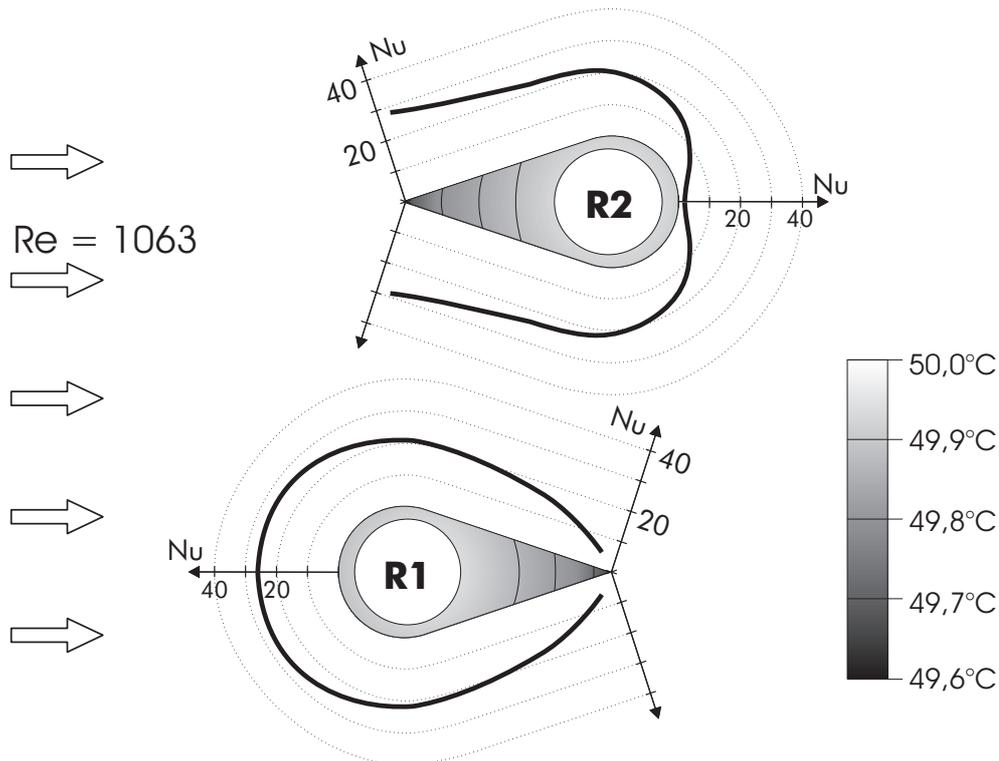
Abbildung 86: Temperaturverteilung in der beheizten Wand

$$\begin{aligned} \Delta Nu_{l,max}(Re = 500 / 1000 / 2500 / 5000) \\ = 0,2 / 1,7 / 5,4 / 23,7 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Nu_{l,max}}{Nu_l}(Re = 500/1000/2500/5000) \\ = 2 \% / 6 \% / 9 \% / 30 \% \end{aligned}$$

Bei höheren Reynolds-Zahlen, also bei Versuchsbedingungen mit hohen Wärmeübergangskoeffizienten und dadurch „kälteren“ Wänden, steigt der Fehler bei der lokalen Nußelt-Zahl dementsprechend an.

**Rohrbündel-Wärmeübertrager.** Die gleichen numerischen Berechnungen wurden für die Lanzetten-Rohrbündel-Konfiguration an gestellt. Abbildung 87 zeigt das Temperaturprofil in Lanzettenrohren der ersten beiden Rohrreihen (R1 und R2) bei maximaler Anströmgeschwindigkeit ( $Re = 1063$ , entspricht der maximalen mit holographischer Interferometrie untersuchten Geschwindigkeit).



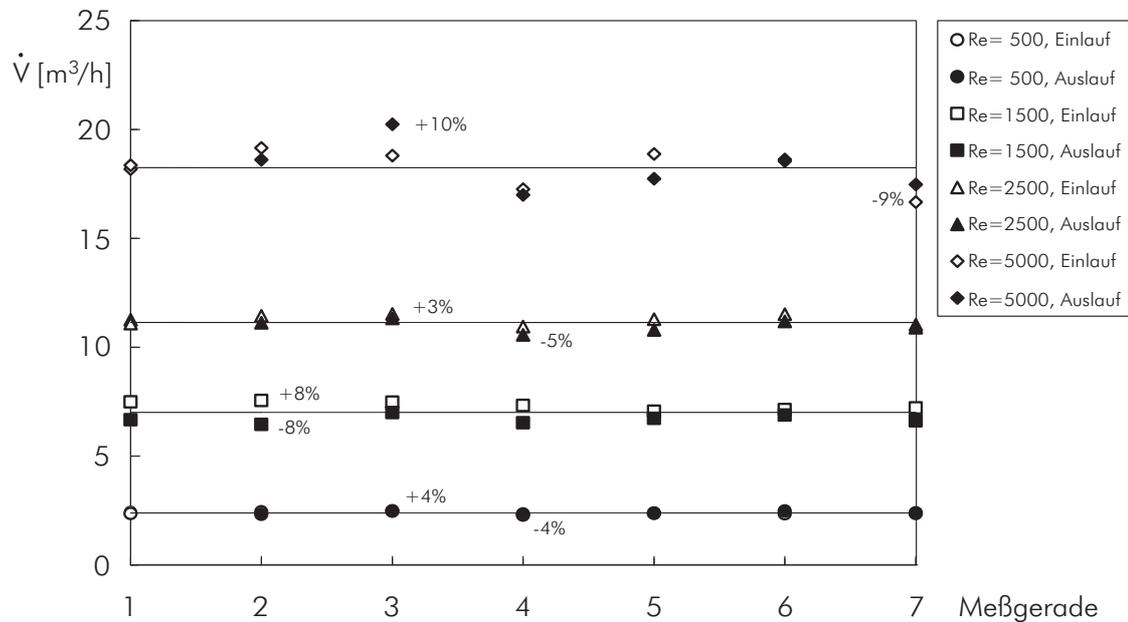
**Abbildung 87:** Temperaturprofil in den Lanzettenrohren der ersten beiden Bündelreihen

Selbst bei den maximalen Wärmeübergangskoeffizienten weicht die Oberflächentemperatur lokal um weniger als  $0,4\text{ K}$  von der eingeregelter Heiztemperatur. Die Randbedingung der Isothermie der Oberflächen ist demnach auch für die Lanzettenrohre mit hinreichender Genauigkeit erfüllt.

## Volumenstrom

Der Volumenstrom kann zum einen global über den Druckabfall an kalibrierten Meßblenden und zum anderen integral aus den Ge-

schwindigkeitsprofilen der LDA-Messungen bestimmt werden. Die maximalen Abweichungen erreichen hier Werte von  $\pm 10\%$  (Abbildung 88). Zur Lage der Meßgeraden siehe Abbildung 18.



**Abbildung 88:** Vergleich globaler (Meßblende) und integraler (LDA-Geschwindigkeitsprofile) Volumenstrommessung

## B HIPEtool - Programmbeschreibung

### Auswertung von Nullfeldinterferogrammen

Nach dem Programmaufruf wird zunächst die Geometriedatei eingelesen und ein 1:1-Modell im Hauptspeicher erstellt (Abbildung 89a). Das Geometriefile enthält zwei frei wählbare Geometrie-Referenzpunkte, welche in einem zweiten Schritt mit zwei korrespondierenden Referenzpunkten aus dem Originalbild zur Deckung gebracht werden (diese werden von HIPEtool aus der „login“-Datei eingelesen und müssen vor dem Programmstart separat bestimmt werden, Abbildungen 89a → 89b). Der daraus resultierende Skalierungsfaktor sowie die Winkelkorrektur zwischen Modell und Aufnahme dienen nun als Grundlage für den endgültigen Geometrieaufbau. Bei hinreichend exakter Referenzpunktbestimmung ist eine einwandfreie Deckungsgleichheit zwischen Modell und Original möglich (Abbildung 89b).

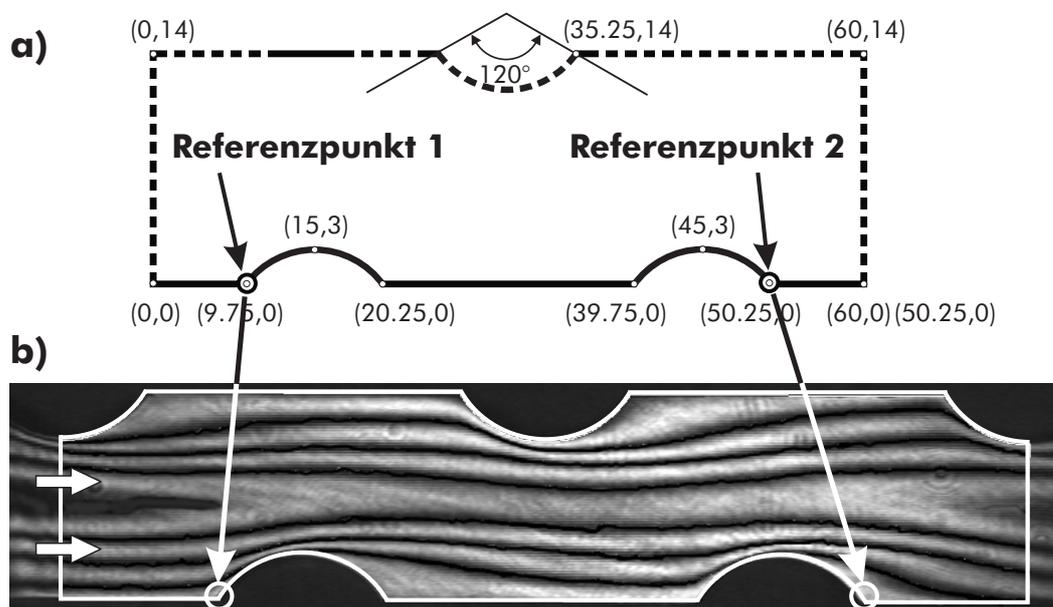
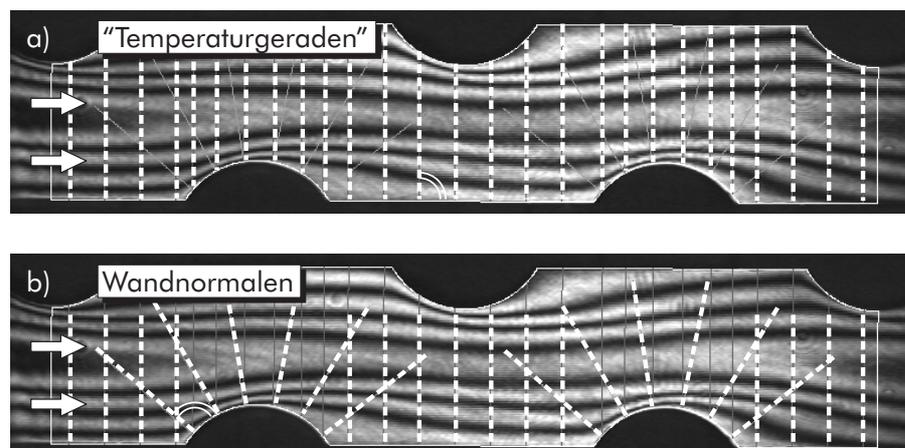


Abbildung 89: Einpassung der Modellgeometrie

Abbildung 90a zeigt den Aufbau der Auswertungsgeometrie, mit den Linien entlang derer die mittlere (lokale) Fluidtemperatur  $T_m(x)$  bestimmt wird („Temperaturgeraden“). Die Wandnormalen zur Be-



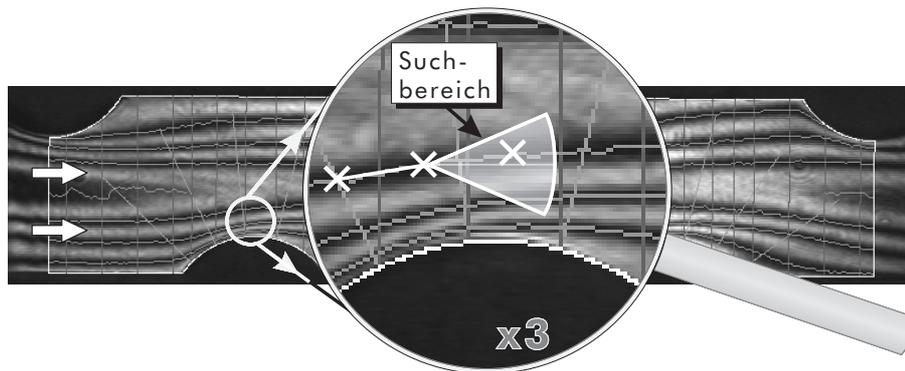
**Abbildung 90:** Auswertungsgeometrie. a) mit Linien zur Bestimmung der mittleren Fluidtemperatur, b) mit Wandnormalen

stimmung der Temperaturgradienten  $\frac{\partial T}{\partial n} \Big|_w$  sind in Abbildung 90b eingezeichnet.

Die Schnittpunktbestimmung von Auswertegeraden (z.B. Wandnormalen) mit den Interferenzstreifen des Bildes kann mit zwei verschiedenen, voneinander unabhängigen Verfahren geschehen:

1. Herkömmliche Extremwertbestimmung: Entlang jeder einzelnen Auswertegeraden werden die Grauwertverteilungen (Histogramme) aus dem Bild ausgelesen und anhand von Gradienten die Extremwerte (= Schnittpunkte mit den Interferenzlinien) bestimmt.
2. Linienverfolgung: Die Interferenzlinien werden entlang ihrer Grauwertextrema (Minimum oder Maximum) verfolgt (Abbildungen 91 und 92), wobei die Startpunkte interaktiv vorgegeben werden. Durch Koordinatenvergleich werden die Schnittpunkte von Auswertegeraden und Interferenzlinien bestimmt.

Die Linienverfolgung basiert auf einem Suchalgorithmus, der sich in allen Richtungen in der Bildebene bewegen kann. Ausgehend von einem Startpunkt und dem dazugehörigen Suchwinkel folgt das System Linien maximaler bzw. minimaler Grauwerte. Es wird, von der momentanen Position ausgehend, eine kreissegmentförmige Suche gest-



**Abbildung 91:** Suchbereich des Linienfolgealgorithmus

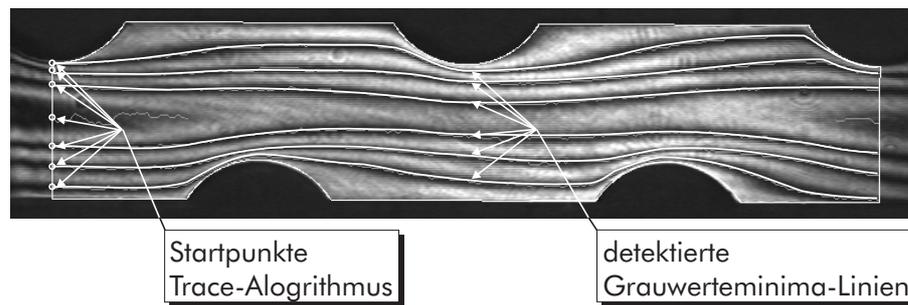
artet, welche die bestmögliche Bewegungsrichtung vom momentanen Standort aus ermittelt. Es folgt ein Bewegungsschritt in die ermittelte Richtung, und der Suchprozeß beginnt von Neuem.

Der Algorithmus arbeitet mit zwei Geraden, deren Winkeldifferenz zueinander qualitative Aussagen über die vorgeschlagene Bewegungsrichtung liefert. Die erste Gerade bestimmt sich durch die geradlinige Verbindung zweier Punkte des bereits detektierten Extremwertverlaufs. Die zweite Gerade ist die Verbindung des zu prüfenden Punktes im Suchsektor (Richtungspunkt) mit dem momentanen Standpunkt. Diese Gerade soll eine Tangente an die zu erkennende Kontur erzeugen und so eine Suchrichtungstendenz aufzeigen. Richtungsweisend ist dabei der dunkelste bzw. hellste Punkt im zulässigen Winkelintervall.

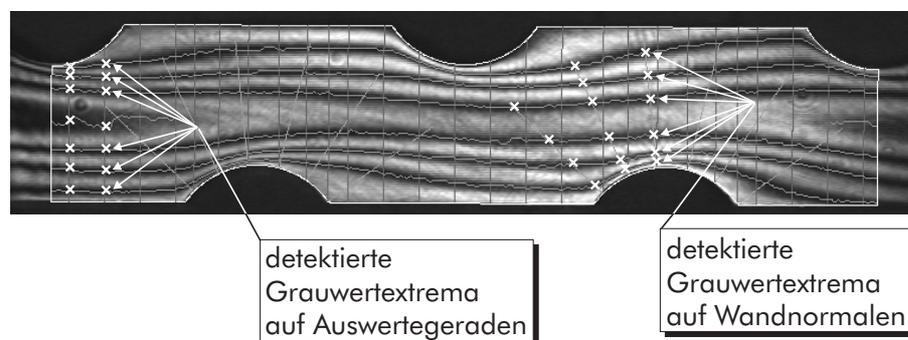
Abbildung 91 zeigt in der Vergrößerung die Darstellung eines solchen Sektors für die Suche nachfolgender Punkte. Werden in diesem Intervall mehrere gleichwertige Punkte ermittelt, so wird die Richtung mit der kleinsten Winkeldifferenz favorisiert. Überschreitet bei einem Richtungspunkt die Winkeldifferenz der beiden Linien ein gewisses Limit, so scheidet dieser als richtungsweisend aus.

Abbildung 92 zeigt die vorgegebenen Startpunkte für die Linienverfolgung (Trace-Algorithmus) sowie die gefundenen Linien minimaler Grauwerte.

In Abbildung 93 sind schließlich beispielhaft einige detektierte Grauwertemaxima entlang von Auswertegeraden (linke Seite) bzw. entlang von Wandnormalen (rechte Seite) eingetragen.



**Abbildung 92:** Startpunkte der Linienverfolgung und Linien minimaler Grauwerte



**Abbildung 93:** Detektierte Grauwertminima

Sind alle Schnittpunkte bestimmt, werden aus der Winkelkorrektur und dem Skalierungsfaktor die realen Abstände zur Wandkontur berechnet und in eine Ausgabedatei eingetragen.

### **Interferogramme mit Streifenvorgabe.**

Analog zu den Interferogrammen ohne Streifenvorgabe („infinite fringe“-Methode) ist das Programm auch auf Interferogramme mit Streifenvorgabe anwendbar. Obgleich alle Programmroutinen der Nullfeldauswertung auch für eine Auswertung mit Streifenvorgabe herangezogen werden können, ist dennoch ein zusätzliches Unterprogramm erforderlich, das aus den vorgegebenen Streifen das Nullfeld rekonstruiert.

Eine ausführliche Beschreibung von HIPEtool sowie der dazugehörigen Ein- und Ausgabedateien ist bei TAUSCHER [159] wiedergegeben.

## C Instrumentierung der Versuchsanlage

### Konventionelle Meßtechnik

- Temperatur: Thermoelemente NiCr-Ni, kalibriert
- Differenzdruck:
  - Schrägrohrmanometer: 0 - 400 Pa
  - kapazitiver Diff.drucksensor: MKS Baratron 229H: 0-100 Pa
- Volumenstrom:
  - Rotameter: 0 - 5 Nm<sup>3</sup>/h, 3 - 25 Nm<sup>3</sup>/h
  - Meßblenden: 0 - 30 Nm<sup>3</sup>/h
- Meßwerterfassung: 2 \* 32 Kanal-Voltmeter-PC-Karten; DT-3003, DT-3003PGL (Data Translation Inc.)
- Laborumgebung: klimatisiert  $T_{\infty} = \text{konst.} = 20^{\circ}\text{C}$

### Holographische Interferometrie

- Argon-Ionen-Laser: Innova P 90 Plus-5 incl. Etalon (Coherent Inc.)
  - Wellenlänge (Interferometrie):  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$
  - Leistung (cw): 2 W ( $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ ), 5 W (Multiline)
  - Strahldurchmesser  $D = 1,5 \text{ mm}$

### Digitales Bildverarbeitungssystem

- Digitizer: VS 100 (Imaging Technology Inc.)
- 8 Bit A/D-Wandler mit 4 Bit Overlay
- 3 x 8 Bit D/A-Wandler für Ausgabe auf RGB-Monitor
- Kamera: IMAC - CCD 580 (Sony), 512 x 768 Pixel, Shutter: 50  $\mu\text{s}$  - 20 ms
- Objektiv: Zoom-Nikkor (Nikon) 100 - 300 mm, f/5.6
- Software: eigene C- und F77- Programme (HIPETool), MS-Excel-Macros

---

## Laser-Doppler-Anemometrie

- Dioden-LDA LDV-300 (Polytec GmbH)
  - Wellenlänge:  $\lambda = 630 \text{ nm}$
  - Leistung:  $P = 40 \text{ mW cw}$
  - Strahldurchmesser =  $0,5 \text{ mm}$
  - Brennweiten  $f = 160 / 310 \text{ mm}$
  - Größe des Meßvolumens (abh. von  $f$ ):  $L \approx 1,4 - 5 \text{ mm}$ ,  $D \approx 0,25 - 0,5 \text{ mm}$
  - Geschwindigkeitsbereiche (abh. von  $f$ ): max.  $88 / 160 \text{ m/s}$
- Signal-Prozessor Q340 (Frequenzbereich:  $500 \text{ Hz} - 40 \text{ MHz}$ )
- Tracer:
  - Wassernebeltropfen:  $d \approx 4 \mu\text{m}$
  - Titandioxid ( $TiO_2$ ):  $d \approx 0,3 \mu\text{m}$

## D Stoffwerte

### Luft

Stoffwert		Einheit	20°C	35°C	50°C
Dichte	$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	1,188	1,1305	1,079
spez. Wärmekapazität	$c_p$	J/kgK	1007	1007,5	1008
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda$	W/mK	0,02569	0,02702	0,02788
Temperaturleitfähigkeit	a	10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s	214,7	235,8	256,9
isob. Ausdehnungskoeff.	$\beta$	10 <sup>-3</sup> 1/K	3,307	3,200	3,104
Prandtl-Zahl	Pr	-	0,7148	0,7128	0,7111
spez. Gaskonstante	R	J/kgK	287		
kinematische Viskosität	$\nu$	10 <sup>-7</sup> m <sup>2</sup> /s	153,5	167,8	182,7
dynamische Viskosität	$\eta$	10 <sup>-7</sup> Pas	182,4	189,6	196,7
Brechzahl <small>(1013hPa, <math>\lambda=546\text{nm}</math>)</small>	n	-	1,0002724		
	$\frac{dn}{dT}$	10 <sup>-6</sup> 1/K	0,929		
spez. Brechungsvermögen	$\bar{n}$	10 <sup>-3</sup> m <sup>3</sup> /kg	0,1508		

### Andere Medien

Stoffwert(20°C)		Einheit	Aluminium	Glas
Dichte	$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	2702	2480
spez. Wärmekapazität	$c_p$	J/kgK	896	750
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda$	W/mK	220	1
Temperaturleitfähigkeit	a	10 <sup>-6</sup> m <sup>2</sup> /s	93,27	0,5 - 0,7
Brechzahl <small>(101350Pa, <math>\lambda=589\text{nm}</math>)</small>	n	-	-	1,4- 1,7

Die Stoffwerte wurden den Werken Kuchling [88], Landolt-Börnstein [91] und VDI-Wärmetlas [174] entnommen.

## E Ergänzende Diagramme - Strömungskanal mit Turbulenzpromotoren

Abstand  $p/e$

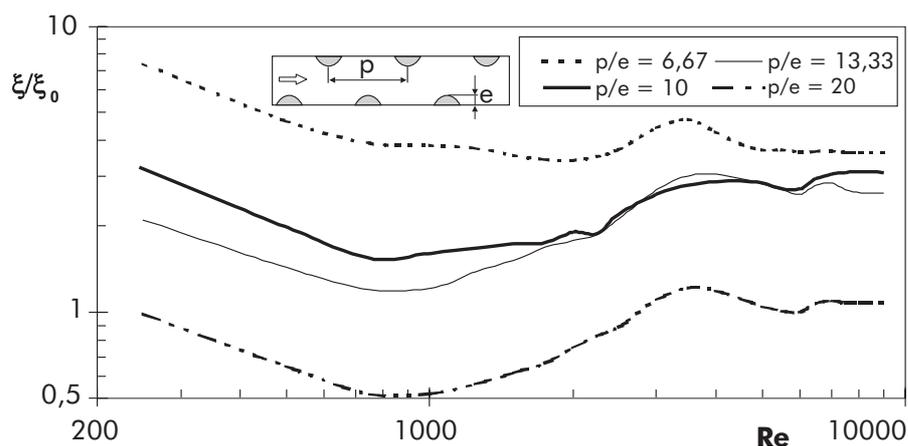


Abbildung 94: Bezogener Widerstandsbeiwert - Abstand  $p/e$

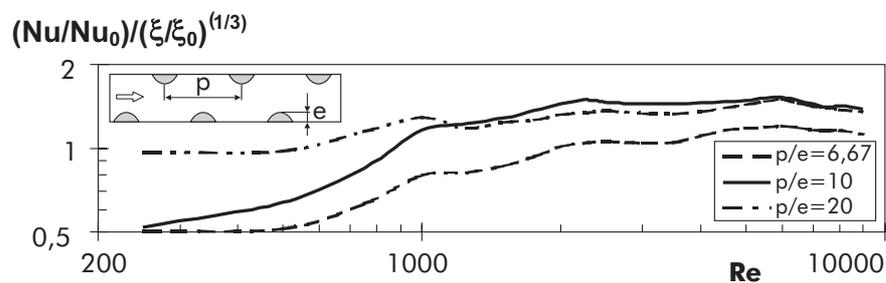
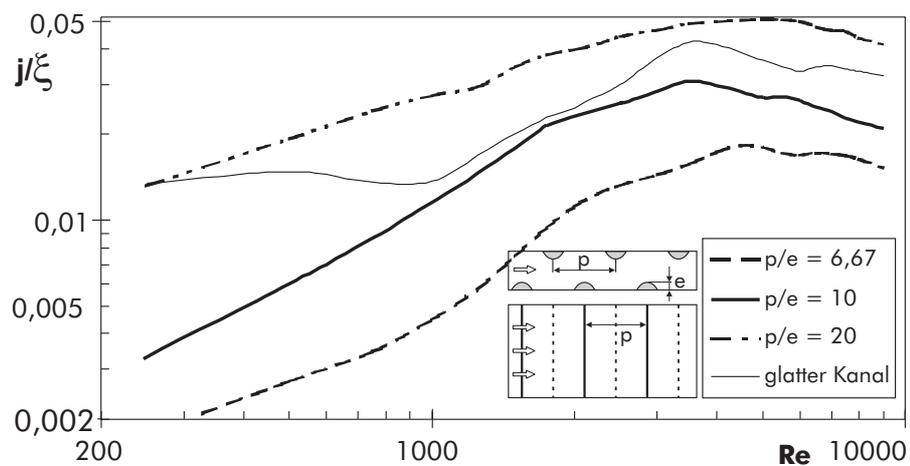


Abbildung 95: Bezogene Effektivität bezogen auf den glatten Kanal - Abstand  $p/e$

Abbildung 96: Querschnittgütegrad - Abstand  $p/e$ 

### Höhe-/Kanalhöhe $e/H$

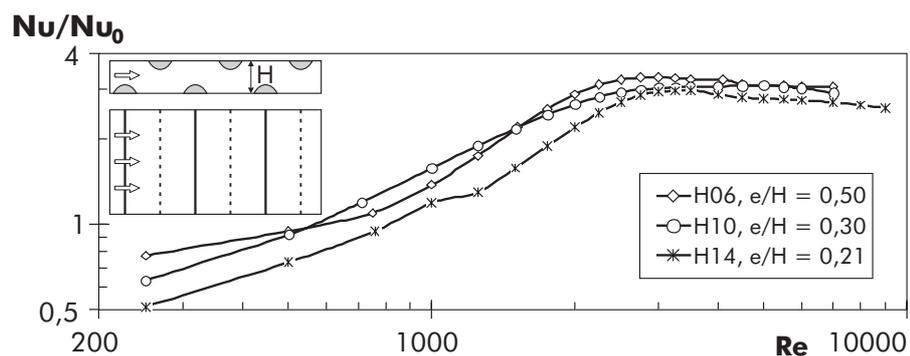


Abbildung 97: Bezogener Wärmeübergang - Höhe-/Kanalhöhe

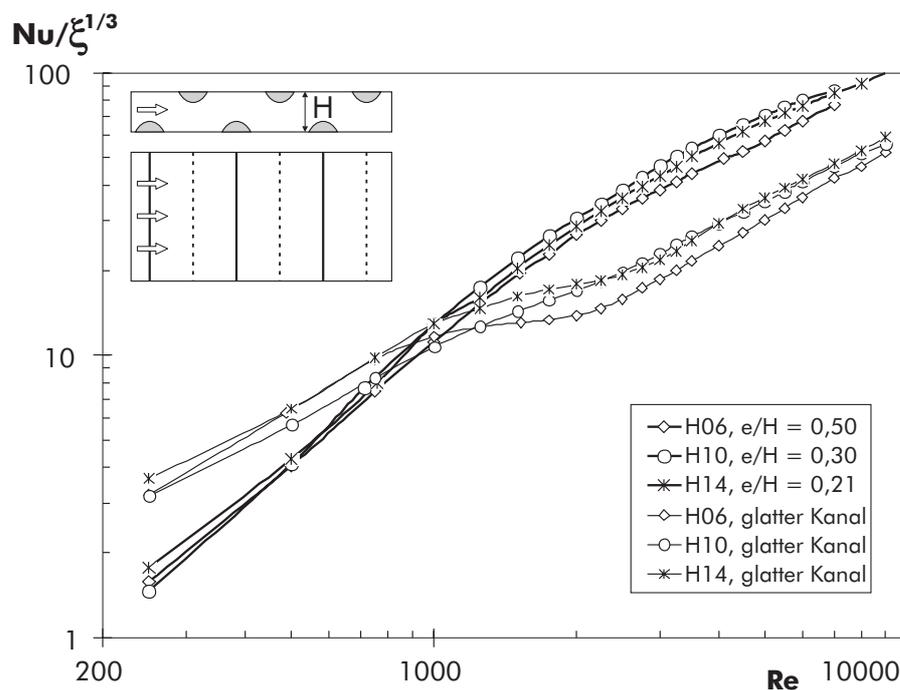


Abbildung 98: Bezogene Effektivität - Höhe-/Kanalhöhe

## Anordnung und Nuten im Zwischenraum

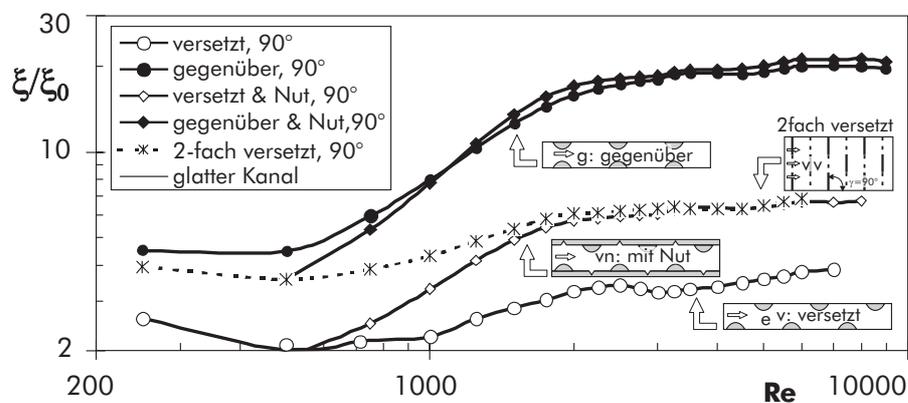


Abbildung 99: Bezogener Widerstandsbeiwert - Anordnung

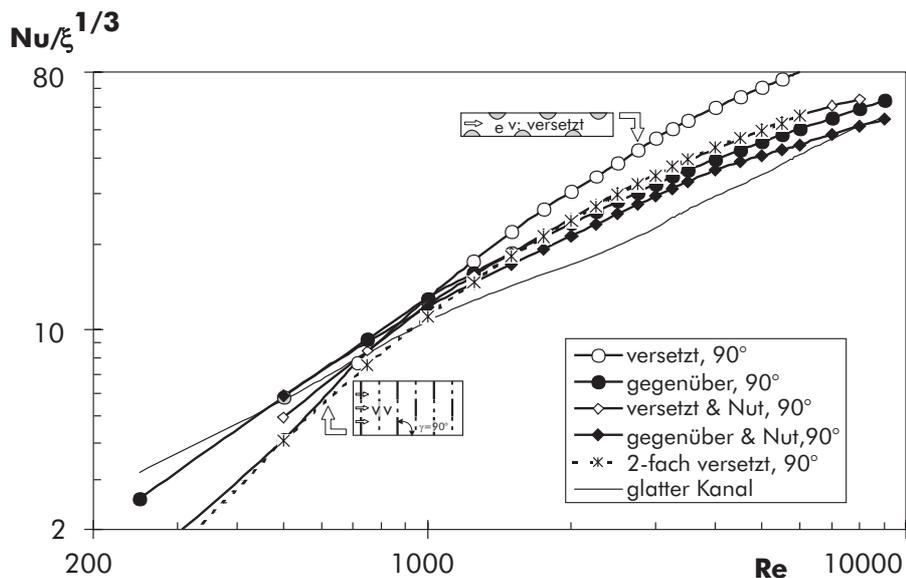


Abbildung 100: Bezogene Effektivität - Anordnung  
Anstellwinkel und Anordnung

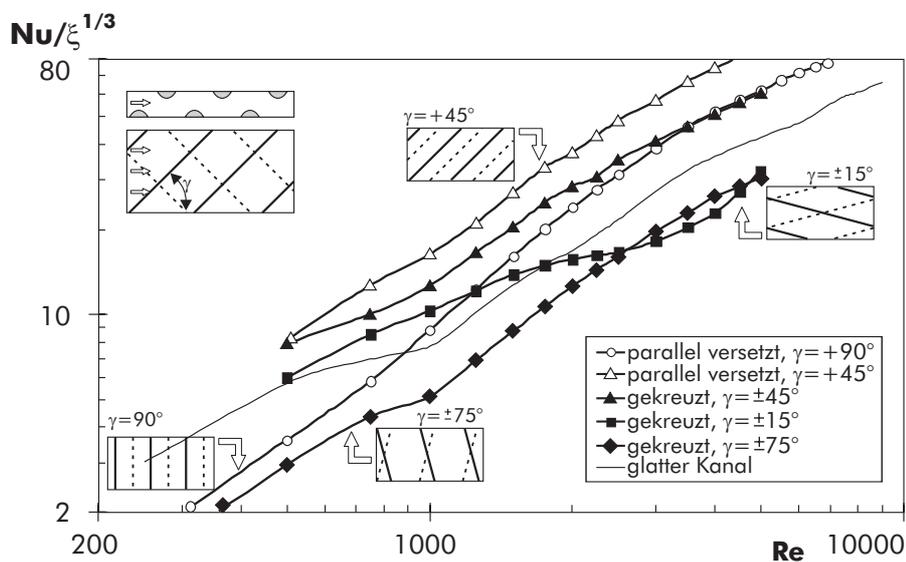


Abbildung 101: Bezogene Effektivität - Anstellwinkel

## Geometrie der Turbulenzpromotoren

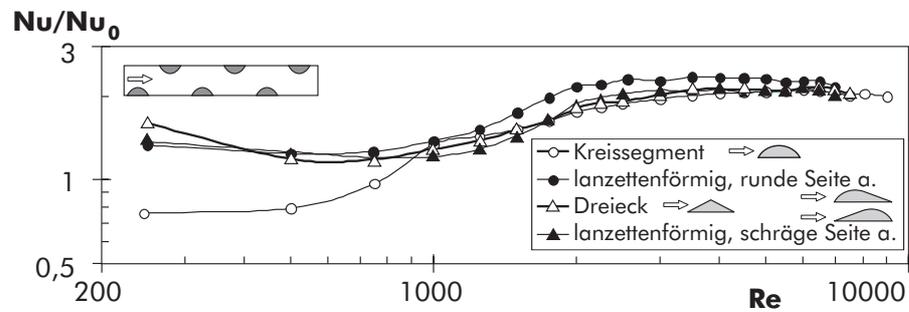


Abbildung 102: Bezogener Wärmeübergang - Form

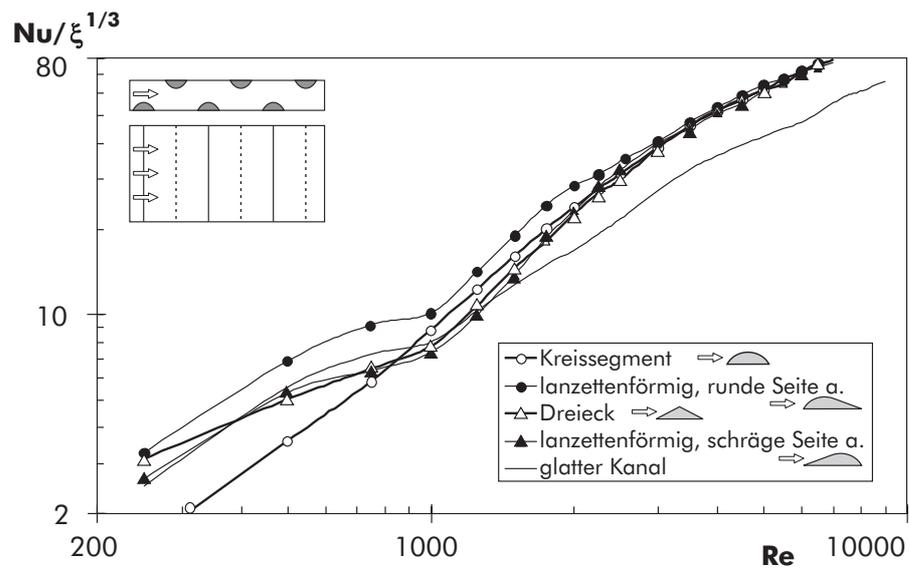


Abbildung 103: Bezogene Effektivität - Form