

Untersuchung von Strömungsfeld und Wärmeübergang  
in einem berippten Multipass-System  
zur internen Kühlung von Gasturbinenschaufeln

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie  
der Universität Stuttgart

zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

**Dipl.-Ing. Sonja Schubert**

aus Heidelberg

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand

Mitberichter: Honorarprof. Dr.-Ing. Rainer Walther

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Stefan Staudacher

Tag der Einreichung: 22. November 2004

Tag der mündl. Prüfung: 10. Juni 2005

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

Stuttgart 2005



Für meine Eltern

In Dankbarkeit für alles,  
was sie mir ermöglicht haben.





---

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR) der Universität Stuttgart im Rahmen des AG TURBO II Projekts 2.4.4B: „Optimierung von rotierenden Multipass-Kühlkanälen, Wärmeübertragung im stationären Modell“ (Förderkennzeichen: 0327091K).

Die in den Kapiteln 8 und 9 dargestellten numerischen Ergebnisse stammen von Simulationen, welche - parallel zu den experimentellen Untersuchungen - am ITLR von Dr.-Ing. Olaf Neumann, Matthias Staacke und Jan Schlottke durchgeführt wurden ([115], [110]).

## Danksagung

Mein ganz besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand für die Betreuung und Unterstützung in allen Phasen meiner spannenden und abwechslungsreichen Arbeit, den Freiraum, den er mir bei der Bearbeitung ließ und nicht zuletzt auch für meine Teilnahme an äußerst interessanten Konferenzen an nicht minder interessanten Orten.

Spezieller Dank sei an dieser Stelle auch an Prof. Dr.-Ing. habil. Jens von Wolfersdorf gerichtet, der sich stets Zeit für fachliche Beiträge und Diskussionen zu meiner Arbeit nahm.

Vielen Dank auch an meine Korreferenten Honorarprof. Dr.-Ing. Rainer Walther und Prof. Dr.-Ing. Stefan Staudacher, sowie an Prof. Dr.-Ing. habil. Jörg Wagner für die freundliche Übernahme des Vorsitzes meiner mündlichen Doktorprüfung.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei Dr.-Ing. Olaf Neumann für das freundschaftliche Arbeitsklima, den effektiven Ideenaustausch, die stete Hilfestellung bei sämtlichen Problemen und die Durchführung der numerischen Berechnungen.

Mein herzlicher Dank gilt meinen Kollegen am ITLR für die nette Arbeitssphäre. Insbesondere danke ich Detlef Pape für seine Hilfe speziell bei messtechnischen Feinheiten, meinen Zimmerkollegen Matthias Hase und Frank Maichle für die angenehme gemeinsame Zeit und Waltraud Wurster, der „guten Seele“ des Instituts, für Ihre Geduld und Hilfsbereitschaft.

Für ihren zuverlässigen Einsatz danke ich meinen HiWis Markus Kindler und Arne Taube, die mir eine große Hilfe waren. Gleiches gilt für meine Studienarbeiter Sabine Klinkner, Benjamin Franke und Christian Gembruch, die ebenfalls einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit leisteten.

Herzlichst gedankt sei ebenfalls unserem Konstrukteur Harald Hettrich sowie den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt und der E-Werkstatt des ITLR für ihr Engagement bei der Realisierung meines experimentellen Versuchsstandes und der Hilfe bei allen technischen Problemen.

---

Für die finanzielle Unterstützung des Projekts und die gute Zusammenarbeit möchte ich mich herzlich bei den Industriepartnern ALSTOM Power, MTU Aero Engines, ROLLS ROYCE Deutschland und SIEMENS sowie beim Bundesministerium für Bildung und Forschung BMBF bedanken.

Eine weitere Zusammenarbeit fand mit der DLR Köln statt, die im Rahmen des Vorhabens 2.4.4A die Einflüsse der Rotation untersuchte. Hier gilt mein Dank Dipl.-Ing. Martin Elfert und Dr.-Ing. Marc Jarius für die fachliche Unterstützung und die gemeinsamen Veröffentlichungen.

Mein herzlichster Dank gebührt jedoch meinen Eltern, die mir diesen Wegdegang ermöglicht haben und denen ich verdanke, was ich bisher erreicht habe.

---

## Kurzzusammenfassung

Eine Möglichkeit, den Wirkungsgrad einer Gasturbine zu steigern, besteht in der Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur. Als Folge davon werden die Turbinenschaufeln weit über die maximale Werkstofftemperatur hinaus belastet. Daher ist neben dem Einsatz modernster Werkstoffe (z.B. Keramik) eine intensive interne Kühlung unerlässlich.

Zur Auslegung von wärmetechnisch optimierten Schaufeln müssen Druckverlust, Strömungsphänomene und lokaler Wärmeübergang genauestens bekannt sein. Aufgrund der an die Schaufelform angepassten Kanalgeometrie und der entstehenden rippeninduzierten Sekundärwirbel ergibt sich eine äußerst komplexe Problemstellung, die zur Zeit noch nicht numerisch simuliert werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein anwendungstypisches Multipass-Kühlsystem, bestehend aus einem trapezförmigen, berippten Vorderkantenkanal, einer 180°-Umlenkung und einem nahezu rechteckigen, ebenfalls berippten hinteren Kanal, untersucht. Messungen zu Druckverlust, Strömungsfeld und Wärmeübergangsverteilung wurden für Reynoldszahlen von 10.000 bis 200.000 durchgeführt. Die Vermessung des Strömungsfeldes erfolgte zwei- und dreidimensional mittels Particle Image Velocimetry (2D-PIV und 3C- bzw. Stereo-PIV), die Wärmeübergangsverteilung wurde mit Hilfe der transienten Flüssigkristallmethode (TLC) untersucht.

Für die Auswertung der experimentellen Wärmeübergangsdaten konnte zudem eine Methode zur Implementierung der experimentell schwierig zu bestimmenden massenstromgemittelten Temperatur  $T_b$  entwickelt werden.

Abschließend erfolgte der Vergleich der experimentellen Daten mit den Ergebnissen aus numerischen Berechnungen. Letztere fanden unter Verwendung verschiedener Turbulenzmodelle ( $k-\epsilon$  und  $k-\omega$  Modell) sowohl für den periodischen Fall an einem Segment des Einlaufs als auch für den kompletten Kanal statt.

Die in dieser Arbeit gewonnenen umfangreichen Daten lieferten einen wesentlichen Beitrag zu einem vertieften Verständnis der Einflüsse von Kanalgeometrie und Berippung auf Druck, Strömung und Wärmeübergang. Sie eignen sich zudem hervorragend für die Validierung von bestehenden und zukünftigen CFD Programmen und somit zur weiteren Optimierung von Gasturbinenschaufeln.

---

## Abstract

A possibility of improving the efficiency of gas turbines is given by the increase in turbine inlet temperature. As a result, the turbine blades are exposed to temperatures far beyond their limit material temperatures. Therefore, apart from application of state-to-the-art materials (e.g. ceramics), an intensive interior cooling is essential.

For the design of aerothermodynamically optimized blades, pressure drop, flow phenomena and local heat transfer have to be known in detail. In particular the special geometry of the channel and rib-induced secondary vortices result in a very complex problem definition, which can not be simulated numerically yet.

In the context of this work an application-typical multi-pass cooling system, consisting of a trapezoidal ribbed front edge channel, a 180°-bend and an almost rectangular ribbed rear channel, has been examined.

Measurements on pressure loss, flow field and heat transfer distribution have been conducted for Reynolds numbers from 10 000 to 200 000. The investigation of the internal channel flow have been done two- and three-dimensionally by the use of Particle Image Velocimetry (2D-PIV and 3C- or Sereo-PIV), while heat transfer measurements have been performed with the help of the transient liquid crystal measurement technique (TLC).

The bulk temperature  $T_b$  can hardly be determined in experiments. Therefore, a method for implementing  $T_b$  has been developed for further evaluation of the experimental heat transfer data.

Finally, experimental and numerical results have been compared. Hereby, numerical calculations have been performed with different turbulence models (k- $\epsilon$  und k- $\omega$  model) for both, periodic calculations of an inlet segment and the complete channel.

The objective of this work was the generation of detailed data, which contribute significantly to a deeper understanding of the influence of geometry and ribs on pressure loss, flow field and detailed heat transfer. With these data it is possible to validate existing and future CFD programmes, enabling further optimization of turbine blades.

---

# Inhaltsverzeichnis

|  |           |
|--|-----------|
| Vorwort . . . . .  | i         |
| Danksagung . . . . .   | i         |
| Kurzzusammenfassung . . . . .  | iii       |
| Abstract . . . . .   | iv        |
| Inhaltsverzeichnis . . . . .   | vii       |
| Nomenklatur . . . . .  | ix        |
| Abbildungsverzeichnis . . . . .  | xiii      |
| Tabellenverzeichnis . . . . .  | xvii      |
| <b>1 Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| 1.1 Methoden der Schaufelkühlung bei Gasturbinen . . . . .   | 4         |
| 1.1.1 Kühlluftseitige (interne) Kühlmethode . . . . .  | 5         |
| 1.1.2 Heißgasseitige (externe) Kühlmethode . . . . .   | 6         |
| 1.2 Stand des Wissens, Motivation und Zielsetzung . . . . .  | 8         |
| <b>2 Theoretische Grundlagen</b>   | <b>13</b> |
| 2.1 Druckverlust und Widerstandsbeiwert . . . . .  | 13        |
| 2.2 Wärmeübergang . . . . .  | 13        |
| 2.2.1 Wärmeübergang von internen Kanalströmungen . . . . .   | 13        |
| 2.2.2 Definition von Wärmeübergangskoeffizient $\alpha$ , Nusseltzahl $Nu$ und massenstromgemittelter Temperatur $T_b$ . . . . . | 14        |
| 2.3 Strömung . . . . .   | 15        |
| 2.3.1 Erhaltungssätze und Navier-Stokes-Gleichungen . . . . .  | 15        |
| 2.3.2 Turbulente Strömung . . . . .  | 18        |
| 2.3.3 Reynoldssche Gleichungen bzw. reynoldsgemittelte Navier-Stokes-Gleichungen . . . . .                                       | 20        |
| 2.3.4 Turbulenzmodelle . . . . .   | 22        |
| 2.4 Beeinflussung von Wärmeübergang und Strömung durch Rippen  | 26        |
| <b>3 Experimenteller Versuchsaufbau</b>  | <b>29</b> |
| 3.1 Versuchsstand . . . . .  | 29        |
| 3.2 Modellkanäle . . . . .   | 31        |
| 3.3 Konventionen und Bezeichnungen . . . . .   | 34        |
| <b>4 Messtechnik und Auswerteverfahren</b>   | <b>37</b> |
| 4.1 Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .   | 37        |
| 4.1.1 Funktionsprinzip der PIV-Messtechnik . . . . .   | 37        |
| 4.1.2 2D- und 3C-PIV . . . . .   | 38        |
| 4.1.3 Postprocessing und Darstellung der Vektorbilder . . . . .  | 39        |
| 4.1.4 Komponenten des verwendeten PIV-Systems . . . . .  | 43        |
| 4.2 Druckmesstechnik . . . . .   | 45        |
| 4.2.1 Druckmesssystem . . . . .  | 45        |
| 4.3 Flüssigkristallmesstechnik (TLC) . . . . .   | 46        |
| 4.3.1 Flüssigkristalle . . . . .   | 46        |
| 4.3.2 Transiente Flüssigkristall-Messmethode . . . . .   | 50        |
| 4.3.3 Durchführung und Auswertung der TLC-Experimente . . . . .  | 51        |

---

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 4.3.4    | Implementierung der massenstromgemittelten Temperatur $T_b$ (Bulktemperatur)  | 54         |
| 4.3.5    | Verwendete Komponenten für Flüssigkristallmessungen   | 62         |
| <b>5</b> | <b>Vermessung des Strömungsfeldes mittels PIV</b>   | <b>63</b>  |
| 5.1      | Vorversuche und Versuchsparameter   | 63         |
| 5.1.1    | Anzahl der Einzelaufnahmen  | 63         |
| 5.1.2    | Einfluss von Größe und Überlappung der Auswertefenster  | 65         |
| 5.1.3    | Anzahl der Iterationsschritte   | 67         |
| 5.2      | Ergebnisse der PIV-Messungen  | 68         |
| 5.2.1    | Untersuchung der Sekundärströmung (2D-PIV)  | 69         |
| 5.2.2    | Untersuchung der Hauptströmung (2D-PIV)   | 79         |
| 5.2.3    | Dreidimensionale Untersuchung der Strömungsphänomene (3D- bzw. Stereo-PIV)  | 84         |
| 5.2.4    | Strömungsfeld in Abhängigkeit der Reynoldszahl  | 87         |
| <b>6</b> | <b>Vermessung des Druckverlaufs</b>   | <b>91</b>  |
| 6.1      | Druckmesspositionen   | 91         |
| 6.2      | Ergebnisse der statischen Druckmessungen  | 92         |
| 6.2.1    | Druckverlauf in Strömungsrichtung   | 92         |
| 6.3      | Druckverlauf in der Ablöseblase   | 94         |
| 6.4      | Druckverlust und Widerstandsbeiwert   | 95         |
| <b>7</b> | <b>Vermessung des Wärmeübergangs mittels TLC</b>  | <b>99</b>  |
| 7.1      | Kalibrierung der Flüssigkristalle   | 99         |
| 7.2      | Vorversuche   | 100        |
| 7.3      | Ergebnisse der TLC-Messungen  | 101        |
| 7.3.1    | Vergleich kleiner – großer Kanal  | 108        |
| 7.4      | Wärmeübergänge bezogen auf die massenstromgemittelte Temperatur $T_b$ (Bulktemperatur)  | 111        |
| <b>8</b> | <b>Numerische Simulation</b>  | <b>115</b> |
| 8.1      | Modellierung der Versuchskanäle, Gittergenerierung  | 115        |
| 8.2      | Gitterunabhängigkeitsstudien  | 116        |
| 8.3      | Numerische Berechnung   | 117        |
| <b>9</b> | <b>Vergleich und Diskussion der Ergebnisse</b>  | <b>119</b> |
| 9.1      | Druck   | 119        |
| 9.2      | Strömungsfeld   | 123        |
| 9.2.1    | Vergleich der verschiedenen numerischen Rechenmodelle (periodisch k- $\epsilon$ , kompletter Kanal k- $\epsilon$ , kompletter Kanal k- $\omega$ ) | 123        |
| 9.2.2    | Vergleich der Experimente mit numerischen Berechnungen  | 125        |
| 9.3      | Wärmeübergang   | 135        |
| 9.3.1    | Vergleich mit numerischen Berechnungen für ein periodisches Teilsegment   | 135        |
| 9.3.2    | Vergleich mit der numerischen Simulation des kompletten Kanals  | 138        |

---

---

|   |            |
|---|------------|
| <b>10 Fehleranalyse</b>                                     | <b>143</b> |
| 10.1 Abweichungen bei Bestimmung der Reynoldszahl . . . . . | 143        |
| 10.2 Druck und Widerstandsbeiwert . . . . .                 | 145        |
| 10.3 Wärmeübergang . . . . .                                | 147        |
| 10.4 Strömungsfeld . . . . .                                | 154        |
| <b>11 Zusammenfassung</b>                                   | <b>157</b> |
| <b>12 Ausblick</b>  | <b>161</b> |
| <b>Literatur</b>  | <b>163</b> |
| <b>A Anhang: Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen</b>     | <b>179</b> |





---

# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

|           |                                    |                                    |
|-----------|------------------------------------|------------------------------------|
| $A$       | Querschnittsfläche                 | $[\text{m}^2]$                     |
| $d$       | Durchmesser                        | $[\text{m}]$                       |
| $e$       | Rippenhöhe                         | $[\text{m}]$                       |
| $f$       | Widerstandsbeiwert                 | $[-]$                              |
| $g$       | Grauwert                           | $[-]$                              |
| $k$       | Turbulenzenergie                   | $[\text{m}^2/\text{s}^2]$          |
| $l, L$    | Länge                              | $[\text{m}]$                       |
| $\dot{m}$ | Massenstrom, -durchfluss           | $[\text{kg}/\text{s}]$             |
| $n$       | Normale                            | $[-]$                              |
| $p$       | Rippenabstand                      | $[\text{m}]$                       |
| $p$       | Druck                              | $[\text{Pa}]$                      |
| $q$       | Durchfluss                         | $[\text{kg}/\text{s}]$             |
| $\dot{q}$ | Wärmestrom bzw. Heizleistung       | $[\text{W}/\text{m}^2]$            |
| $s$       | Strecke, Position (Laufvariable)   | $[\text{m}]$                       |
| $T$       | Temperatur                         | $[\text{K}]$                       |
| $t$       | Zeit                               | $[\text{s}]$                       |
| $U$       | Umfang                             | $[\text{m}]$                       |
| $V$       | Volumen                            | $[\text{m}^3]$                     |
| $v$       | Geschwindigkeit (Hauptströmung)    | $[\text{m}/\text{s}]$              |
| $W$       | Arbeit                             | $[\text{J}, \text{Nm}, \text{Ws}]$ |
| $w$       | Geschwindigkeit (Sekundärströmung) | $[\text{m}/\text{s}]$              |
| $x, y, z$ | Koordinaten                        | $[-]$                              |

## Griechische Buchstaben

|                 |  |                                   |
|-----------------|--|-----------------------------------|
| $\alpha$        | Rippenwinkel (bezüglich Strömungsrichtung) | $[\text{°}]$                      |
| $\alpha$        | Wärmeübergangskoeffizient                  | $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$ |
| $\gamma$        | Profilmfaktor                              | $[-]$                             |
| $\epsilon$      | Dissipationsenergie                        | $[\text{J}]$                      |
| $\epsilon_\tau$ | Wirbelviskosität                           | $[-]$                             |
| $\epsilon_q$    | Energieaustauschgröße                      | $[-]$                             |
| $\eta$          | dynamische Viskosität                      | $[\text{Pas}]$                    |
| $\eta$          | Wirkungsgrad                               | $[-]$                             |
| $\Theta$        | dimensionslose Temperatur                  | $[-]$                             |
| $\lambda$       | Wärmeleitfähigkeit                         | $[\text{W}/(\text{mK})]$          |
| $\nu$           | kinematische Viskosität                    | $[\text{m}^2/\text{s}]$           |
| $\Pi$           | Druckverhältnis                            | $[-]$                             |
| $\rho$          | Dichte                                     | $[\text{kg}/\text{m}^3]$          |
| $\tau$          | Schubspannung                              | $[\text{N}/\text{m}^2]$           |
| $\omega$        | spezifische Dissipation                    | $[\text{1}/\text{s}]$             |

---

## Kennzahlen

|   |                           |      |
|---|---------------------------|------|
| $d_H = \frac{4A}{U}$                                  | hydraulischer Durchmesser | [m]  |
| $Nu = \frac{\alpha d_H}{\lambda}$                     | Nusseltzahl               | [-]  |
| $\Delta p = p_1 - p_2$                                | Druckverlust              | [Pa] |
| $Pr = c_p \cdot \frac{\eta}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$ | Prandtlzahl               | [-]  |
| $Re = \frac{v d_H}{\nu}$                              | Reynoldszahl              | [-]  |

## Indizes

|             |  |
|-------------|--|
| 0           | Ausgangszustand, glatter Kanal                                 |
| 1           | Zustand vor dem Bauteil (in Strömungsrichtung), Anfangszustand |
| 2           | Zustand nach dem Bauteil (in Strömungsrichtung), Endzustand    |
| $\infty$    | Umgebung   |
| <i>Aus</i>  | Auslauf  |
| <i>b</i>    | massenstromgemittelt (bulk)                                    |
| <i>c</i>    | Mitte (centerline)   |
| <i>DM</i>   | nach DARCY & MOODY   |
| <i>E</i>    | Einlauf  |
| <i>Ein</i>  | Einlauf  |
| <i>F</i>    | Fluid  |
| <i>F</i>    | nach FANNING   |
| <i>H</i>    | hydraulisch  |
| <i>HK</i>   | hinterer Kanal   |
| <i>i, j</i> | Laufvariablen  |
| <i>K</i>    | Kanal  |
| <i>krit</i> | kritisch   |
| <i>m, n</i> | Laufvariablen  |
| <i>TLC</i>  | Flüssigkristall  |
| <i>VK</i>   | Vorderkantenkanal  |
| <i>W</i>    | Wand   |

## Exponenten

|             |                                 |
|-------------|---------------------------------|
| –           | Mittelwert, zeitliche Mittelung |
| '           | stochastischer Schwankungswert  |
| *           | normiert, dimensionslos         |
| <i>mol</i>  | molekular                       |
| <i>turb</i> | turbulent                       |

## Konstanten

|          |                                |                        |
|----------|--------------------------------|------------------------|
| <i>c</i> | Lichtgeschwindigkeit im Vakuum | $c = 3 \cdot 10^8$ m/s |
| <i>R</i> | spezifische Gaskonstante       | $R = 287$ J/kgK        |

---

**Stoffwerte von Luft (bei  $p = 1$  bar und  $T = 20^\circ\text{C}$ )**

|           |                            |  |
|-----------|----------------------------|--|
| $c_p$     | spezifische Wärmekapazität | $c_p = 1007 \text{ J/kgK}$                           |
| $Pr$      | Prandtlzahl                | $Pr = 0,7148$  |
| $\eta$    | dynamische Viskosität      | $\eta = 18,24 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ |
| $\lambda$ | Wärmeleitfähigkeit         | $\lambda = 25,69 \cdot 10^{-3} \text{ W/mK}$         |
| $\nu$     | kinematische Viskosität    | $\nu = 153,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$     |
| $\rho$    | Dichte                     | $\rho = 1,188 \text{ kg/m}^3$                        |



---

# Abbildungsverzeichnis

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.1  | Wirkungsgrade heutiger Einwellen-Turbinen . . . . .  | 1  |
| 1.2  | Steigerung der Turbineneintrittstemperatur im Laufe der Jahre . . . . .                            | 2  |
| 1.3  | Kühlkonzepte einer modernen Turbinenschaufel . . . . .   | 4  |
| 1.4  | Heißgasseitige Kühlverfahren . . . . .   | 6  |
| 1.5  | Multipass-System mit verrippten Kanalwänden . . . . .  | 11 |
| 2.1  | Wärme- und Massenströme in einem durchströmten Kanal. . . . .                                      | 13 |
| 2.2  | Numerische Erfassung von Turbulenz mittels DNS, LES und RANS . . . . .                             | 20 |
| 2.3  | Einfluss von Rippen auf die interne Kanalströmung. . . . .   | 26 |
| 2.4  | Rippeninduzierte Sekundärströmung verschiedener Rippenkonfigurationen. . . . .                     | 28 |
| 3.1  | Schematischer Versuchsaufbau . . . . .   | 29 |
| 3.2  | Experimenteller Versuchsaufbau . . . . .   | 30 |
| 3.3  | Anpassung der Kühlkanäle an die Schaufelgeometrie . . . . .  | 31 |
| 3.4  | Kanalquerschnitt und Rippengeometrie . . . . .   | 32 |
| 3.5  | Modellkanal aus Plexiglas . . . . .  | 33 |
| 3.6  | Konventionen und Bezeichnungen am Modellkanal . . . . .  | 34 |
| 4.1  | Schematischer Aufbau und Prinzip der 2D-PIV-Messtechnik . . . . .                                  | 37 |
| 4.2  | Prinzip 3C-PIV . . . . .   | 39 |
| 4.3  | Kreuzkorrelation . . . . .   | 41 |
| 4.4  | Autokorrelation . . . . .  | 42 |
| 4.5  | Komponenten des ITLR - PIV Systems . . . . .   | 43 |
| 4.6  | Versuchsaufbau: Druckmessungen am Versuchskanal . . . . .  | 45 |
| 4.7  | Molekülstruktur in verschiedenen Phasen . . . . .  | 46 |
| 4.8  | Flüssigkristalline Phasen . . . . .  | 47 |
| 4.9  | Cholesterische Phase . . . . .   | 48 |
| 4.10 | Mikroskopaufnahme einer mit verkapselten Flüssigkristallen beschichteten Oberfläche . . . . .      | 49 |
| 4.11 | Beschichtung der Testoberfläche für Flüssigkristallexperimente. . . . .                            | 51 |
| 4.12 | Aufnahmen eines Flüssigkristallexperiments. . . . .  | 52 |
| 4.13 | Auswertung der Flüssigkristallexperimente. . . . .   | 53 |
| 4.14 | Verlauf der Mittentemperatur im Kanaleintritt. . . . .   | 56 |
| 4.15 | Methode des „Curve fit“ zur Ermittlung von $T_c(t = 0)$ . . . . .                                  | 57 |
| 4.16 | Verlauf der Mittentemperatur entlang des Kanals . . . . .  | 58 |
| 4.17 | Gemittelte Mittentemperatur an verschiedenen Positionen des großen Kanals . . . . .                | 59 |
| 4.18 | a) Profilmfaktor $\gamma$ b) Vergleich von Mitten- und massenstromgemittelter Temperatur . . . . . | 61 |
| 5.1  | Vergleich der PIV-Ergebnisse in Abhängigkeit der Anzahl von Einzelaufnahmen. . . . .               | 63 |
| 5.2  | Absolute Geschwindigkeitsdifferenzen bei 100 bzw. 2000 gemittelten Aufnahmen. . . . .              | 64 |
| 5.3  | Größe der Auswertefenster (PIV). . . . .   | 65 |
| 5.4  | Grad der Überlappung (PIV). . . . .  | 66 |
| 5.5  | Auswertung in Anhängigkeit der Iterationsschritte. . . . .   | 67 |

---

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 5.6  | Strömungsfeldvermessung mittels PIV. . . . .   | 69  |
| 5.7  | Lichtschnitt-Ebenen zur Untersuchung der Sekundärströmung. . .   | 70  |
| 5.8  | Sekundärströmung im Kanaleinlauf. . . . .  | 70  |
| 5.9  | Sekundärströmung im Kanaleinlauf. . . . .  | 71  |
| 5.10 | Rippeninduzierte Wirbel im Kanaleinlauf. . . . .   | 72  |
| 5.11 | Periodisch ausgebildete Strömung im Einlauf und Einfluss der<br>Umlenkung . . . . .                            | 73  |
| 5.12 | Strömung im Bereich der Umlenkung (Einlaufseite). . . . .  | 74  |
| 5.13 | Strömung im Übergang von Ein- zu Auslauf). . . . .   | 75  |
| 5.14 | Strömung im Bereich der Umlenkung (Auslaufseite). . . . .  | 76  |
| 5.15 | Sekundärströmung im Kanalauslauf. . . . .  | 78  |
| 5.16 | Hauptströmung im Auslaufkanal. . . . .   | 80  |
| 5.17 | Hauptströmung im Bendbereich. . . . .  | 81  |
| 5.18 | Strömung in der Ablöseblase. . . . .   | 82  |
| 5.19 | Asymmetrie der Ablöseblase. . . . .  | 83  |
| 5.20 | Untersuchung der Ablöseblase (3D-PIV). . . . .   | 84  |
| 5.21 | Strömung beim Übergang von Ein- zu Auslaufkanal (3D-PIV). .  | 85  |
| 5.22 | Sekundärströmung in Abhängigkeit der Reynoldszahl, Einlauf. .  | 87  |
| 5.23 | Sekundärströmung in Abhängigkeit der Reynoldszahl, Auslauf. .  | 88  |
| 5.24 | Hauptströmung in Abhängigkeit der Reynoldszahl, Umlenkung.   | 90  |
| 6.1  | Druckmesspositionen am Versuchskanal . . . . .   | 91  |
| 6.2  | Druckverlauf im kleinen Kanal . . . . .  | 92  |
| 6.3  | Druckverlauf im großen Kanal . . . . .   | 93  |
| 6.4  | Vergleich der Druckverläufe kleiner – großer Kanal ( $Re = 50.000$ )   | 94  |
| 6.5  | Druckverlauf am Trennsteg (Ablöseblase)( $Re = 10.000 - 150.000$ )   | 95  |
| 6.6  | Widerstandsbeiwert $f/f_0$ über den Einlaufbereich ( $Re = 10.000 -$<br>$200.000$ ) . . . . .                  | 96  |
| 6.7  | Widerstandsbeiwert $f/f_0$ über den Bendbereich ( $Re = 10.000 -$<br>$200.000$ ) . . . . .                     | 97  |
| 7.1  | Kalibriereinrichtung für Flüssigkristalle . . . . .  | 99  |
| 7.2  | Kalibrierung der Flüssigkristalle . . . . .  | 100 |
| 7.3  | Temperaturverteilung im Einlaufquerschnitt. . . . .  | 101 |
| 7.4  | Wärmeübergangsverteilung an den Kanalwänden ( $Re=10.000 -$<br>$200.000$ ). . . . .                            | 102 |
| 7.5  | Wärmeübergangsverteilung bei $Re = 50.000$ . . . . .   | 103 |
| 7.6  | Wärmeübergangsverteilung am Trennsteg ( $Re = 100.000$ ) . . . .   | 106 |
| 7.7  | Wärmeübergangsverteilung entlang 25%-, 50% und 75%-Linien<br>(großer Kanal, Oberseite, $Re=50.000$ ) . . . . . | 107 |
| 7.8  | Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal<br>(Unterseite, $Re=50.000$ ) . . . . .          | 109 |
| 7.9  | Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal<br>(Oberseite, $Re=50.000$ ) . . . . .           | 110 |
| 7.10 | Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal<br>(Tipwand, $Re=50.000$ ) . . . . .             | 110 |
| 7.11 | Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal<br>(50 %-Linien, $Re=50.000$ ) . . . . .         | 111 |

---

---

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 7.12 | Vergleich der Auswertung der Wärmeübergänge mit $T_{c, Ein}$ bzw. $T_b$ (Oberseite, $Re=50.000$ ) . . . . .   | 112 |
| 7.13 | Wärmeübergangsverteilung bezogen auf $T_b$ mit segmentweisen Mittelwerten (kleiner Kanal, $Re=50.000$ ) . . . . .   | 113 |
| 8.1  | Hybrides Gitter des kompletten Kanals . . . . .   | 116 |
| 8.2  | Hybrides Gitter des periodischen Kanalsegments . . . . .  | 117 |
| 9.1  | Druckverlauf: Experiment - Numerik ( $Re = 100.000$ ) . . . . .   | 119 |
| 9.2  | Druckverlauf: Experiment - Numerik ( $Re = 10.000 - 50.000$ ) . . . . .   | 121 |
| 9.3  | Druckverlauf: Experiment - Numerik ( $Re = 100.000 - 150.000$ ) . . . . .   | 122 |
| 9.4  | Vergleich der numerischen Rechenmodelle . . . . .   | 123 |
| 9.5  | Numerische Ergebnisse: Sekundärströmung im Einlauf . . . . .  | 125 |
| 9.6  | Vergleich Experiment - Numerik: Sekundärströmung im Einlauf ( $z = 560$ mm, $Re = 100.000$ ) . . . . .  | 126 |
| 9.7  | Vergleich Experiment - Numerik: Sekundärströmung im Einlauf ( $z = 350$ mm, $Re = 100.000$ ) . . . . .  | 127 |
| 9.8  | Vergleich Experiment - Numerik: Sekundärströmung im Einlauf ( $z = 120$ mm, $Re = 100.000$ ) . . . . .  | 128 |
| 9.9  | Numerische Ergebnisse: Strömung im Umlenkbereich . . . . .  | 129 |
| 9.10 | Vergleich Experiment - Numerik: Strömung an der Prallplatte im Umlenkbereich ( $z = 50$ mm, $Re = 100.000$ ) . . . . .  | 130 |
| 9.11 | Quantitativer Vergleich Experiment - Numerik: Strömung an der Prallplatte im Umlenkbereich ( $z = 50$ mm, $Re = 100.000$ ) . . . . .                          | 130 |
| 9.12 | Numerische Ergebnisse: Partikelbahnen im Bereich der Ablöseblase ( $Re = 100.000$ ) . . . . .   | 131 |
| 9.13 | Vergleich Experiment - Numerik: Ablöseblase ( $z = 120$ mm, $Re = 100.000$ ) . . . . .  | 131 |
| 9.14 | Numerische Ergebnisse: Strömung im Auslauf ( $Re = 100.000$ ) . . . . .   | 132 |
| 9.15 | Vergleich Experiment - Numerik: Auslauf ( $z = 120 - 560$ mm, $Re = 100.000$ ) . . . . .  | 133 |
| 9.16 | Vergleich Experiment (3C-PIV) - Numerik: Auslauf ( $z = 120$ mm, $Re = 50.000$ ) . . . . .  | 134 |
| 9.17 | Vergleich Experiment - Numerik: Einlauf (voll ausgebildete Strömung, periodische Rechnung, $Re = 100.000$ ) . . . . .   | 135 |
| 9.18 | Numerik: Stromlinien und Wärmeübergang (periodische Rechnung, $Re = 100.000$ ) . . . . .  | 136 |
| 9.19 | Vergleich Experiment - Numerik: Streifenmittelung der Wärmeübergänge am periodischen Segment in Strömungsrichtung (Oberseite, $Re = 50.000$ ) . . . . .       | 137 |
| 9.20 | Vergleich Experiment - Numerik: Streifenmittelung der Wärmeübergänge am periodischen Segment quer zur Strömungsrichtung (Oberseite, $Re = 50.000$ ) . . . . . | 137 |
| 9.21 | Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung an den Kanalwänden ( $Re = 50.000$ ) . . . . .   | 138 |
| 9.22 | Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung im Einlauf, Oberseite ( $Re = 50.000$ ) . . . . .  | 139 |
| 9.23 | Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung im Auslauf, Oberseite ( $Re = 50.000$ ) . . . . .  | 139 |

---

---

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 9.24 | Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung im Auslauf, Unterseite (Re = 50.000) . . . . .           | 140 |
| 9.25 | Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung an der Vorderkante (Re = 50.000) . . . . .               | 140 |
| 9.26 | Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung an der Hinterkante (Re = 50.000) . . . . .               | 140 |
| 9.27 | Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung entlang der 50%-Linie (Oberseite, Re = 50.000) . . . . . | 141 |
| 10.1 | Graphische Darstellung des relativen Fehlers beim Wärmeübergang (kleiner Kanal) . . . . .                         | 153 |
| 10.2 | Graphische Darstellung des relativen Fehlers beim Wärmeübergang (großer Kanal) . . . . .                          | 153 |
| A.1  | Wärmeübergänge, kleiner Kanal, Re = 10.000 . . . . .  | 180 |
| A.2  | Wärmeübergänge, kleiner Kanal, Re = 20.000 . . . . .  | 181 |
| A.3  | Wärmeübergänge, kleiner Kanal, Re = 50.000 . . . . .  | 182 |
| A.4  | Wärmeübergänge, großer Kanal, Re = 50.000 . . . . .   | 183 |
| A.5  | Wärmeübergänge, großer Kanal, Re = 100.000 . . . . .  | 184 |
| A.6  | Wärmeübergänge, großer Kanal, Re = 150.000 . . . . .  | 185 |
| A.7  | Wärmeübergänge, großer Kanal, Re = 200.000 . . . . .  | 186 |



---

## Tabellenverzeichnis

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 1.1  | Literatur-Übersicht: allgemeine Publikationen zu Schaufelkühlung und Messtechniken (TLC und PIV) . . . . . | 9   |
| 1.2  | Literatur-Übersicht: experimentelle und numerische Untersuchungen . . . . .                                | 10  |
| 3.1  | Materialkonstanten der Plexiglaskanäle . . . . .   | 32  |
| 4.1  | Geradengleichungen zur Beschreibung des Abfalls der Mitten-temperatur entlang des Kanals . . . . .         | 60  |
| 6.1  | Widerstandsbeiwerte für den berippten Einlauf in Abhängigkeit der Reynoldszahl . . . . .                   | 96  |
| 6.2  | Widerstandsbeiwerte für den Umlenkbereich in Abhängigkeit der Reynoldszahl . . . . .                       | 97  |
| 7.1  | Segmentweise gemittelte Wärmeübergänge $\overline{Nu}/Nu_0$ bezogen auf $T_b$ . . . . .                    | 113 |
| 10.1 | Ungenauigkeiten der einzelnen Einflussgrößen . . . . .   | 143 |
| 10.2 | Relative Fehler der Massenströme . . . . .   | 144 |
| 10.3 | Relative und absolute Fehler bei Einstellung der Reynoldszahl . . . . .                                    | 144 |
| 10.4 | Ungenauigkeiten der einzelnen Einflussgrößen . . . . .   | 145 |
| 10.5 | Relative und absolute Fehler für den Widerstandsbeiwert $f$ . . . . .                                      | 146 |
| 10.6 | Ungenauigkeiten der einzelnen Einflussgrößen . . . . .   | 148 |
| 10.7 | Relative Fehler bei Bestimmung des Wärmeübergangs (kleiner Kanal) . . . . .                                | 150 |
| 10.8 | Relative Fehler bei Bestimmung des Wärmeübergangs (großer Kanal) . . . . .                                 | 152 |



---

# 1 Einleitung

Gasturbinen finden heute hauptsächlich im Bereich der Luftfahrtantriebe und der Stromerzeugung Anwendung. Die Weiterentwicklungen in der Gasturbinentechnologie konzentrieren sich dabei auf eine Verbesserung der Wirkungsgrade, wodurch eine deutliche Reduzierung des Brennstoffverbrauchs und gleichzeitig der  $CO_2$ -Emissionen realisiert wird.

Wie Abb. 1.1 zeigt, lässt sich der Prozesswirkungsgrad und damit die spezifische Leistung einer Gasturbine durch Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur verbessern. Generell steigt der Wirkungsgrad  $\eta$  mit steigender Turbineneintrittstemperatur, wobei das Maximum  $\eta_{max}$  jeweils bei einem bestimmten Druckverhältnis  $\Pi$  erreicht wird. Für die konstruktive Auslegung von Gasturbinen ist daher eine Steigerung der Turbineneintrittstemperatur bei angepasstem Druckverhältnis von größter Bedeutung.

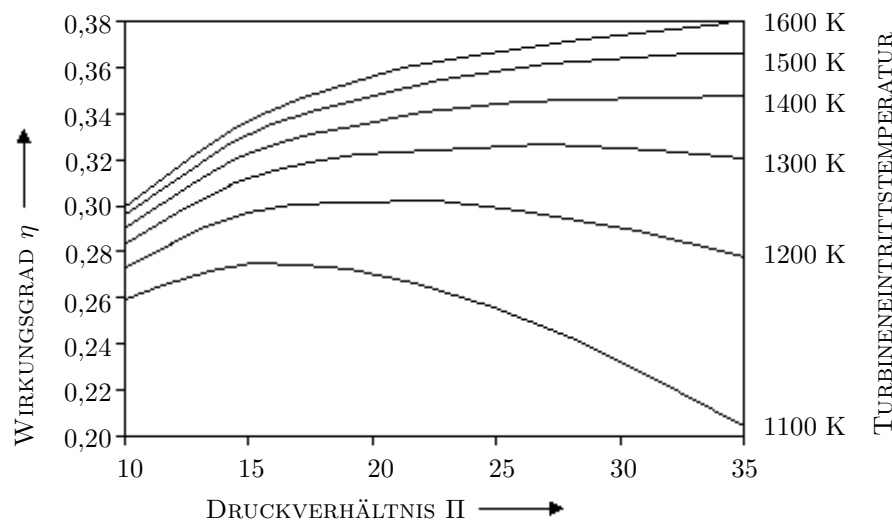


Abb. 1.1: Wirkungsgrade heutiger Einwellen-Turbinen in Abhängigkeit von Turbineneintrittstemperatur und Druckverhältnis [34]

Das Ziel, unter Berücksichtigung der maximal zulässigen Werkstoffkennwerte, eine höhere Turbineneintrittstemperatur zu erreichen, kann mit zwei unterschiedlichen Ansätzen verfolgt werden: Zum einen durch Steigerung der maximal möglichen Materialbelastung bei Einsatz neuer hohtemperaturbeständiger Werkstoffe (z.B. Keramik) bzw. durch Auftragen von Schutzschichten, sogenannten „Coatings“, auf den metallischen Grundkörper. Zum anderen lässt sich die thermische Belastung durch verschiedene Kühlungsarten (Film-, Prall-, Konvektions-, Transpirationskühlung etc.) reduzieren. Dadurch ist es möglich,

dass die Gastemperatur mehrere hundert Kelvin über der Schmelztemperatur der verwendeten Werkstoffe liegt, ohne dass das Bauteil zerstört wird. Abb. 1.2 zeigt, dass bei Turbinenschaufeln mittlerweile die maximal zulässige Temperatur des Werkstoffs um mehr als 500 K überschritten werden kann.

Zur Realisierung der Kühlung werden im Schaufelinneren Bohrungen und Kanäle eingearbeitet, die das Durchströmen einer ausreichend großen Luftmenge gewährleisten. Typischerweise werden in heutigen Triebwerken etwa 5-15 % der Verdichter-Zapfluft abgezweigt und als Kühlluft eingesetzt. Der Bedarf an Kühlluft stellt einen großen Verlustfaktor bezüglich der Turbinenleistung dar und sollte entsprechend so gering als möglich gehalten werden. Ein zu kleiner Kühlluftstrom dagegen würde in einer erhöhten Temperatur der Schaufeloberflächen resultieren, was zur Verkürzung der Lebensdauer oder Schäden an den Turbinenschaufeln führen würde. Daher ist die optimale Ausnutzung der Kühlluft ein wichtiger Gesichtspunkt in der weiteren Entwicklung auf dem Gebiet der Turbinen-Technologie.

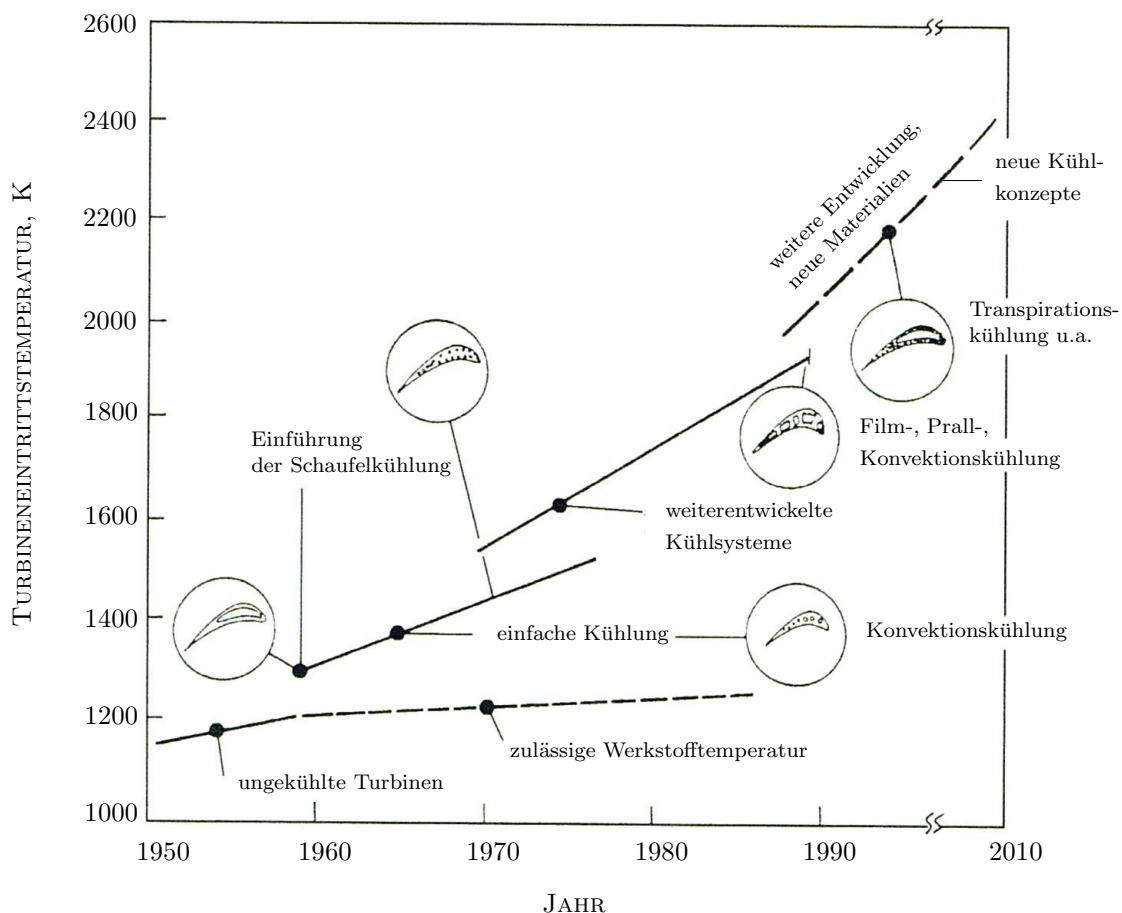


Abb. 1.2: Steigerung der Turbineneintrittstemperatur im Laufe der Jahre [78].

---

Um die Ausgangsleistung einer heutigen Turbine zu verdoppeln, müsste - bei gleicher Kühlluftmenge - die Turbineneintrittstemperatur auf etwa 2200 K angehoben werden (Abb. 1.2). Gleichzeitig müsste sich das Druckverhältnis  $\Pi$ , welches bei modernen Turbinen heute um  $\Pi = 20$  liegt, auf  $\Pi = 40$  erhöhen. Das bedeutet, dass die thermischen Belastungen für eine in dieser Art weiterentwickelte Turbine aufgrund der höheren Eintrittstemperatur deutlich größer sind. Gleichzeitig müssen die Turbinenschaufeln aber mit der gleichen Menge an Verdichter-Zapfluft gekühlt werden, welche zudem noch - wegen des höheren Druckverhältnisses  $\Pi$  - heißer ist als die heutiger Triebwerke.

Bei den heute üblicherweise verwendeten Werkstoffen führt eine Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur von etwa 15 K zu einer Halbierung der Lebensdauer der Schaufel.

Dies zeigt, wie wichtig der Einsatz von neuen temperaturbeständigen Werkstoffen und die Weiterentwicklung auf dem Gebiet der Schaufelkühlung für einen wirtschaftlichen Betrieb einer Gasturbine sind.

Für die Zukunft wird zur Entwicklung von Hochleistungs-Gasturbinen eine Kombination aus dem Einsatz moderner Werkstoffe und der Optimierung der Schaufelkühlung durch Verbesserung der Luftführung und des Wärmeübergangs angestrebt.

## 1.1 Methoden der Schaufelkühlung bei Gasturbinen

Um einen hohen Wärmewirkungsgrad und eine große Ausgangsleistung zu erzielen, werden moderne Gasturbinen bei immer höheren Temperaturen betrieben. Sobald jedoch die Turbineneintrittstemperatur ansteigt, nimmt gleichzeitig auch die thermische Belastung für die Turbinenschaufeln zu. Um eine möglichst lange Lebensdauer zu gewährleisten, müssen sowohl zu hohe Temperaturen als auch große Temperaturgradienten in den Schaufeln vermieden werden. Dies wird durch den Einsatz verschiedener Kühlsysteme realisiert. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen **kühlluftseitigen (internen)** und **heißgasseitigen (externen) Kühlmethoden**.

In Abb. 1.3 ist eine Turbinenschaufel mit den heute üblicherweise angewandten Kühlsystemen dargestellt.

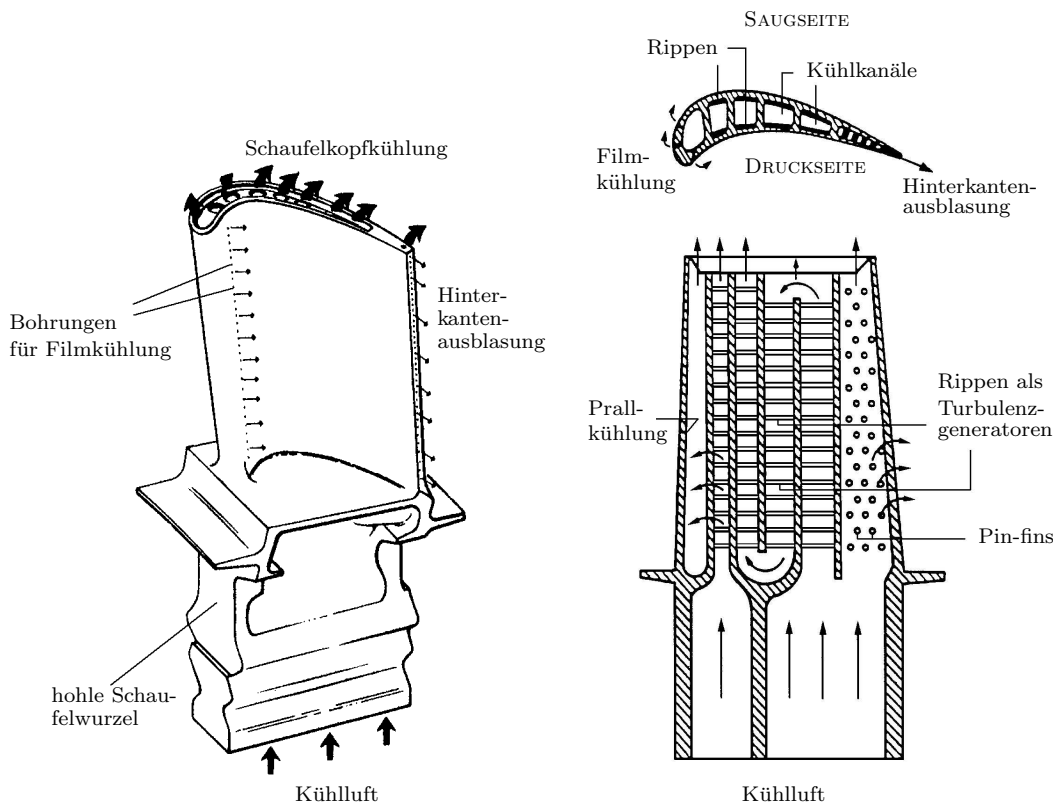


Abb. 1.3: Kühlkonzepte einer modernen Turbinenschaufel [121], [50].

Bei internen Kühlverfahren - wie beispielsweise Konvektions-, Pin-fin- und Prallkühlung - wird Kühlluft durch serpentinartig gefertigte Kanäle im Schaufelinneren geleitet (Multipass-System), wodurch ein besserer Wärmeübergang zwischen der zu kühlenden Wand und dem Innenraum entsteht.

Externe Verfahren dagegen - wie z.B. Film- und Transpirationsskühlung -

sollen die konvektive Wärmeübertragung zwischen der Schaufel und dem heißen Gas, welches sie umströmt, reduzieren. Hierfür wird die Kühlluft durch spezielle Öffnungen aus dem Schaufelinneren ausgeblasen und bildet so einen Kühlfilm, der die Außenseite der Schaufel schützt.

Im Folgenden soll genauer auf die einzelnen Kühlmethoden eingegangen werden.

### 1.1.1 Kühlluftseitige (interne) Kühlmethoden

Kühlluftseitige (interne) Kühlmethoden werden vor allem im Niederdruckbereich von Turbinen eingesetzt. Ein großer Vorteil dieser Methoden besteht darin, dass sie die Strömung des Heißgases nicht beeinflussen. Dies erleichtert den Fortschritt solcher Kühlsysteme stark, da eine voneinander unabhängige Entwicklung einzelner Baugruppen möglich ist.

#### **Konvektionskühlung**

Die Konvektionskühlung stellt die einfachste Art dar, eine Oberfläche zu kühlen: Die Oberfläche wird kühlluftseitig mit einem Fluid überströmt, wobei die Temperatur des Fluids kleiner ist als die Wandtemperatur ( $T_F < T_W$ ). Dadurch entsteht ein konvektiver Wärmestrom in Richtung des Kühlmediums, dessen Größe vom Temperaturgradienten und vom lokalen Wärmeübergangskoeffizienten abhängt.

Durch den geeigneten Einsatz von Turbulenzgeneratoren (z.B. Rippen oder Pin-fins), die für eine turbulente Ausbildung der Strömung sorgen und gleichzeitig eine Oberflächenvergrößerung bewirken, kann der Wärmeübergang noch intensiviert werden.

#### **Prallkühlung**

Die Prallkühlung ist eine Variante der Konvektionskühlung, die besonders an Stellen hoher thermischer Belastung eingesetzt wird (z.B. in der Schaufelvorderkante). Um den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten noch zu optimieren, wird die Kühlluft so geleitet, dass sie in mehreren einzelnen Strahlen und mit hoher Geschwindigkeit senkrecht auf die zu kühlende Oberfläche trifft. Je höher die Aufprallgeschwindigkeit, desto größer ist dabei der Wärmeübergang.

### 1.1.2 Heißgasseitige (externe) Kühlmethoden

In Bereichen der Hochdruckturbinen und der Brennkammer reicht die Wirkung interner Kühlmethoden allein nicht aus. Hier wird eine Kombination von internen und externen (kühlluft- und heißgasseitigen) Kühlverfahren angewandt.

Allerdings setzen heißgasseitige Kühlsysteme eine poröse Wandstruktur voraus, was sich negativ auf die mechanische Festigkeit und die Oxidationsbeständigkeit der Bauteile auswirkt. Besonders nachteilig tritt dieser Effekt bei Turbinenschaufeln in Erscheinung, welche durch ihre Rotationsbewegung ohnehin schon höheren Belastungen ausgesetzt sind.

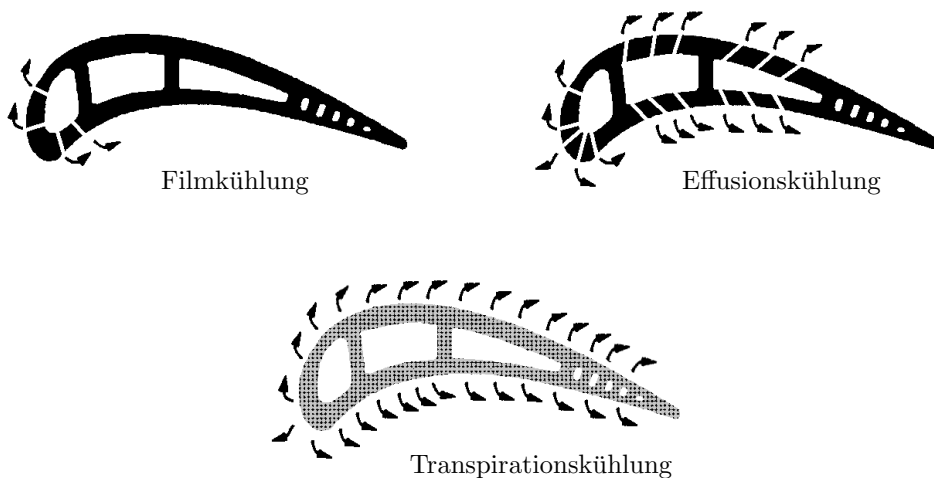


Abb. 1.4: Heißgasseitige Kühlverfahren.

Bei allen drei Varianten der heißgasseitigen Kühlverfahren (Film-, Effusions- und Transpirationskühlung), wird die Kühlluft so ausgeblasen, dass sie sich möglichst wandnah an der Schaufeloberfläche anlegt. Dadurch bildet sich ein schützender Film, der den direkten Kontakt zwischen Heißgas und Wand verhindert.

#### **Filmkühlung**

Bei der Filmkühlung wird die Kühlluft durch Spalte oder flache Bohrungen aus dem Inneren an die Außenseite der Schaufeln ausgeblasen. Dadurch entsteht entlang der Oberfläche ein Kühlfilm, der sich jedoch stromabwärts wieder mit dem Heißgas vermischt. Die Kühlwirkung dieser Methode hängt von vielen Faktoren ab. Je höher beispielsweise der Turbulenzgrad der Strömung ist, desto schneller mischen sich die beiden Fluide und die Kühlwirkung lässt nach, bis eine neue Ausblasung erfolgt.



### **Effusionskühlung**

Bei der Effusionskühlung wird die Kühlluft nicht durch Spalte, sondern durch eine Vielzahl kleinster Bohrungen ausgeblasen. Dies hat den Vorteil, dass sich ein sehr gleichmäßiger Kühlfilm ausbildet. Außerdem wird durch die große Anzahl von Bohrungen die freie Oberfläche in der Wand stark vergrößert, so dass bereits beim Durchströmen der Wand konvektiv ein Teil der Wärme aus der Schaufel abgeführt werden kann.

### **Transpirationskühlung**

Eine optimale Kühlwirkung relativ zum Kühlluftbedarf lässt sich mit der Transpirationskühlung erzielen. Voraussetzung hierfür ist eine poröse Wand, durch deren Poren die Kühlluft vom Schaufelinneren an die Heißgasseite strömen kann.

Die hohe Anzahl der Poren gewährleistet eine noch größere freie Oberfläche im Wandinneren als bei der Effusionskühlung, so dass ein Großteil der Wärme schon beim Durchströmen der feinen Öffnungen aus der Schaufelwand konvektiv abgeführt wird. Ferner bewirkt die stetige Ausblasung einen sich kontinuierlich erneuernden gleichmäßigen Kühlfilm entlang der Schaufelaußenseite sowie eine Erhöhung der Grenzschichtdicke, was ebenfalls zu einer sehr hohen Kühleffektivität beiträgt.

## 1.2 Stand des Wissens, Motivation und Zielsetzung

Trotz des hohen Standes der Technik bieten Gasturbinen ein beachtliches Entwicklungspotential. Gerade im Bereich der internen Schaufelkühlung lässt sich der Wärmeübergang durch den Einbau von Turbulenzgeneratoren oder durch eine angepasste Führung der Kühlluftströmung noch erheblich steigern.

Bei rotierenden Gasturbinenschaufeln werden heute vorzugsweise Multipass-Systeme eingesetzt, bei denen die Kühlluft durch serpentinenartige Kanäle im Inneren der Schaufeln geführt wird. Hierbei ergeben sich aufgrund der wirkenden Rotationseffekte geänderte Strömungsverhältnisse im Schaufelinneren, wodurch der lokale Wärmeübergang stark beeinflusst wird: Zum einen werden durch die Rotation Sekundärwirbel induziert, die ein insgesamt geändertes Turbulenzniveau erzeugen und damit den Wärmeübergang verändern. Zum anderen bilden sich durch die Erwärmung der Kühlluft örtliche Temperatur- bzw. Dichteunterschiede und damit lokal unterschiedliche Zentrifugalkräfte, die über relative, zentripetale Auftriebsströmungen in Wandnähe ebenfalls einen Einfluss auf die Kühlwirkung haben.

Die Forderung nach einer optimalen internen Schaufelkühlung führt somit zu einer extrem komplexen Problemstellung und lässt sich nur mit detaillierter Kenntnis der örtlichen Wanddrücke, des integralen Druckverlustes, der örtlichen Wärmeübergänge sowie des gesamten Strömungsfeldes in Abhängigkeit der relevanten Parameter (Reynoldszahl und Rotationszahl) realisieren.

In der freien Literatur existiert eine Vielzahl von Arbeiten zu diesem Themengebiet (s. Tabelle 1.1). Eine gute Übersicht findet sich beispielsweise in [137], [78], [48] oder [131].

In vielen Arbeiten, die sich mit der experimentellen Untersuchungen von Wärmeübergängen oder Strömungen in Multipass-Systemen von Turbinenschaufeln befassen, wurden stationäre Kühlkanäle mit und ohne Umlenkung vermessen. Der Einfluss der Rotation wurde meist nur im Hinblick auf den mittleren Wärmeübergang, nicht aber auf die lokale Strömungs- und Wärmeübergangsverteilung untersucht ([43], [71], [72]). Vereinzelt findet man zwar auch detaillierte, zwei- und dreidimensionale Strömungsfelduntersuchungen mittels PIV (Particle Image Velocimetry), die aber entweder nur für den stationären Fall oder rotierend, dafür aber ohne die gleichzeitige Messung des Wärmeübergangs ([108]) angefertigt wurden.

| <b>Interne Schaufelkühlung</b> |   |
|--------------------------------|---|
| Zusammenfassungen              | [137], [53], [78], [48], [130], [131], [128], [90], [49]  |
| <b>Messtechnik</b>             |   |
| TLC                            | [99], [125], [85], [29], [35], [19], [28], [135], [14], [123], [124], [25], [113], [98], [88], [8], [106] |
| PIV                            | [104], [75], [64], [101], [44], [9], [22], [126], [16], [79], [69], [111], [132], [112]                   |
| TLC + PIV (simultan)           | [103]   |
| Strömungsvisualisierung        | [33], [134], [68], [31]   |

Tabelle 1.1: Allgemeine Publikationen zu Schaufelkühlung und Messtechnik.

| <b>stationär</b>                              |                                      |   |
|---|--------------------------------------|---|
| <b>Kanalgeometrie</b>                         | <b>experimentell /<br/>numerisch</b> | <b>Literatur</b>  |
| Rechteck-Kanal<br>ohne Umlenkung              | exp.                                 | [76], [83], [51], [80], [20], [13], [52], [46], [45]                                  |
| Rechteck-Kanal<br>ohne Umlenkung              | num.                                 | [56], [11], [84]  |
| Rechteck-Kanal<br>ohne Umlenkung              | exp. + num.                          | [39], [97]  |
| Rechteck-Kanal<br>mit Umlenkung<br>(Two-Pass) | exp.                                 | [1], [6], [109], [5], [96], [7], [91], [57], [92], [47], [21], [18], [17], [58], [15] |
| Rechteck-Kanal<br>mit Umlenkung<br>(Two-Pass) | num.                                 | [86], [55], [62]  |
| Rechteck-Kanal<br>(Three-Pass)                | exp.                                 | [54], [53]  |
| Rechteck-Kanal<br>mit<br>90°-Umlenkung        | exp.                                 | [116]   |
| Dreieck-Kanal<br>ohne Umlenkung               | exp. + num.                          | [4], [93], [40]   |

| rotierend  |                              |   |
|--|------------------------------|---|
| Kanalgeometrie                                       | experimentell /<br>numerisch | Literatur                                       |
| Rechteck-Kanal<br>ohne Umlenkung                     | exp.                         | [89], [26], [114], [117], [133]                 |
| Rechteck-Kanal<br>ohne Umlenkung                     | num.                         | [41], [38], [3], [95], [118]                    |
| Rechteck-Kanal<br>mit Umlenkung<br>(Two-Pass)        | exp.                         | [2], [138], [119], [102]                        |
| Rechteck-Kanal<br>mit Umlenkung<br>(Two-Pass)        | num.                         | [12], [77], [10], [107], [32], [43], [71], [72] |
| Rechteck-Kanal<br>(Three-Pass)                       | exp.                         | [94]  |
| Rechteck-Kanal<br>(Four-Pass)                        | exp.                         | [61]  |
| realitätsnahe<br>Geometrie, unbe-<br>rippt           | exp. + num.                  | [105], [63]                                     |
| Rechteck-Kanal<br>mit Umlenkung,<br>schräg rotierend | exp.                         | [100]   |

Tabelle 1.2: Literatur-Übersicht: experimentelle und numerische Untersuchungen.

Außerdem beziehen sich die bisherigen Veröffentlichungen zu diesem Thema fast ausschließlich auf idealisierte Geometrien (quadratische, Rechteck- oder Dreieck-Kanäle) ([109], [32], [5], [51], [81], [93]). Für die Optimierung von Kühlsystemen in Gasturbinenschaufeln ist es jedoch von großer Bedeutung, möglichst praxisnahe Geometrien zu untersuchen. So entstehen beispielsweise in einem an die Schaufelvorderkante angepassten, trapezförmigen Kanal Strömungsverhältnisse, die nicht mit denen von quadratischen oder rechteckigen Kanalquerschnitten vergleichbar sind.

In einigen Veröffentlichungen wurde dazu übergegangen, diese Problemstellung numerisch zu untersuchen und sowohl die Einzeleinflüsse der Rotation

als auch deren Interaktion zu bewerten ([10], [38], [107]). Allerdings sind die bisherigen numerischen Untersuchungen dieser Effekte hinsichtlich ihrer Genauigkeit noch nicht ausreichend. Zwar zeigte sich in [66], dass sich mit den verwendeten Programmen FLUENT und CANTOUR komplexe Geometrien gut analysieren lassen, die Genauigkeit der Ergebnisse kann jedoch durch verfeinerte Turbulenzmodelle noch deutlich gesteigert werden.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist es, Wärmeübergänge sowie Druck- und Strömungsverhältnisse für ein anwendungstypisches Zweikanal-System zu ermitteln, welches aus einem trapezförmigen Vorderkantenkanal, einer 180°-Umlenkung (Bend) und einem annähernd rechteckigen hinteren Kanal besteht. Zur Intensivierung des konvektiven Wärmeaustauschs werden Ober- und Unterseite des Kanals mit Rippen versehen, die als Turbulenzgeneratoren dienen (siehe Abb. 1.5).

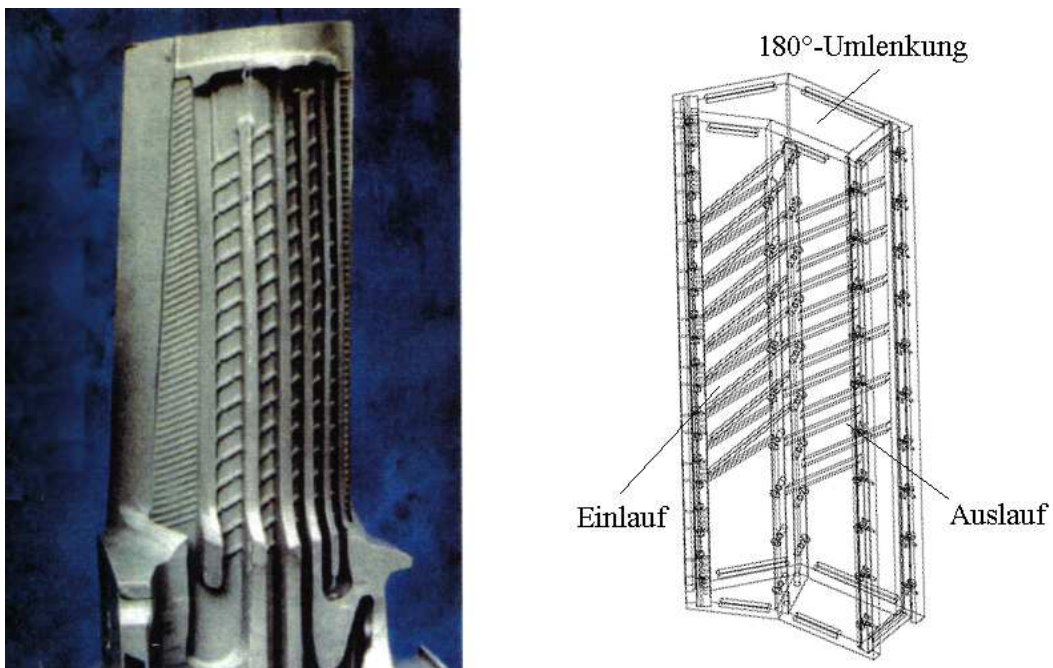


Abb. 1.5: Multipass-System mit verrippten Kanalwänden. (links: Innenansicht einer Turbinenschaufel mit internen Kühlkanälen; rechts: untersuchtes Multipass-System mit verrippten Kanalwänden)

Die experimentellen Untersuchungen zum Wärmeübergang werden mittels der Flüssigkristallmesstechnik durchgeführt. Dieses Messverfahren hat den Vorteil, dass der lokale Wärmeübergang an jeder Stelle des Kanals sichtbar gemacht werden kann und selbst Regionen mit geringer Wärmeübertragung

deutlich zu erkennen sind. Durch die flächige Mittelung der experimentellen Ergebnisse lässt sich anschließend der mittlere Wärmeübergang bestimmen.

Der im Kühlkanal auftretende Druckverlust kann im stationären Modell gleichzeitig an einer Vielzahl von Messpunkten sehr einfach durch Drucksensoren aufgenommen werden. Eine detaillierte Strömungsfeldvermessung erfolgt mittels PIV (Particle Image Velocimetry).

Desweiteren wird der Kanal mit Hilfe des 3D-CFD (Computational Fluid Dynamics) Programms FLUENT numerisch untersucht. Aufgrund der komplexen Geometrie wird für die Erzeugung des Gitters das Programm CENTAUR [74] verwendet, da es die automatische Generierung von hybriden Gittern - d.h. in Wandnähe strukturiert, sonst unstrukturiert - erlaubt. Damit ist eine ausreichend genaue Auflösung im besonders interessanten Wandbereich gewährleistet.

Die entstehenden Messdaten aus den Experimenten sollen abschließend mit den numerischen Berechnungen verglichen werden und dienen als Grundlage für die Validierung bzw. die weitere Optimierung numerischer Strömungsverfahren.

---

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Druckverlust und Widerstandsbeiwert

Der Druckverlust wird häufig mit Hilfe des Widerstandsbeiwertes  $f$  bestimmt. In der Literatur existieren für ihn zwei gängige Definitionen:

nach FANNING:

$$f_F = \frac{d_H \Delta p}{2 \rho v^2 \Delta L} \quad (2.1)$$

nach DARCY & MOODY:

$$f_{DM} = \frac{2 d_H \Delta p}{\rho v^2 \Delta L} \quad (2.2)$$

In beiden Definitionen steht  $d_H$  für den hydraulischen Durchmesser,  $\Delta p$  für die Druckdifferenz bzw. den Druckverlust,  $\rho$  und  $v$  für Dichte und Geschwindigkeit des Fluids sowie  $\Delta L$  für die Strecke, über die der Druckverlust bestimmt wurde.

In der vorliegenden Arbeit findet ausschließlich die Definition nach FANNING Anwendung.

Zur Normierung dient üblicherweise der Widerstandsbeiwert des glatten Kanals  $f_0$  nach BLASIUS mit:

$$f_0 = 0,046 Re^{-0,2} \quad (2.3)$$

### 2.2 Wärmeübergang

#### 2.2.1 Wärmeübergang von internen Kanalströmungen

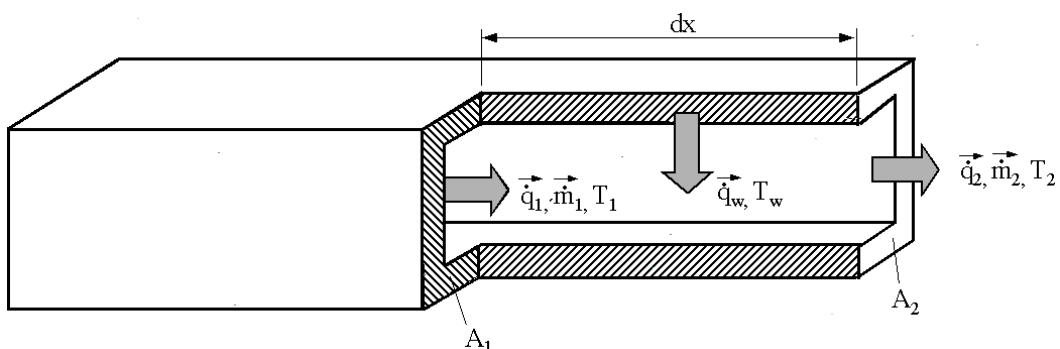


Abb. 2.1: Wärme- und Massenströme in einem durchströmten Kanal.

Abbildung 2.1 zeigt schematisch ein Segment eines durchströmten Kanals. Da verschiedene Massen- bzw. Wärmeströme ein- und ausfließen, handelt es

sich hierbei um ein offenes System. Der Massenstrom ist im gesamten Kanal konstant, d.h. der in den betrachteten Querschnitt eintretende Massenstrom ist gleich dem austretenden. Neben der zu- und abgeführten Wärmeströmen  $\dot{Q}_1$  und  $\dot{Q}_2$ , existiert ein weiterer Wärmestrom von der Wand zum Fluid  $\dot{Q}_w$ . Durch ihn wird der Wand Wärme entzogen, wodurch sie letztendlich gekühlt wird.

Unter Vernachlässigung von Reibungseffekten ergibt sich somit für den vorliegenden Fall:

Massenerhaltung (Kontinuitätsgleichung):

$$0 = \sum_i \dot{m}_i = \int_{A_1} \dot{m} \cdot d\vec{A}_1 + \int_{A_2} \dot{m} \cdot d\vec{A}_2 = -\dot{m}_1 + \dot{m}_2 \Rightarrow \dot{m}_1 = \dot{m}_2 \quad (2.4)$$

Energieerhaltung:

$$\begin{aligned} 0 &= \int_{A_1} \dot{q}_1 \cdot d\vec{A}_1 + \int_{A_2} \dot{q}_2 \cdot d\vec{A}_2 + \int_{A_w} \dot{q}_w \cdot d\vec{A}_w \\ &= -\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 - \dot{Q}_w \quad \Rightarrow \quad \dot{Q}_2 = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_w \end{aligned} \quad (2.5)$$

Betrachtet man Eingangs- und Ausgangswärmestrom getrennt unter Annahme einer konstanten spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  und mit Einführung der massenstromgemittelten Temperatur  $T_b$  (s. Kapitel 2.2.2), erhält man:

$$\dot{Q}_1 = c_p \dot{m} \Delta T_b(x) \quad \text{bzw.} \quad \dot{Q}_2 = c_p \dot{m} \Delta T_b(x + dx) \quad (2.6)$$

### 2.2.2 Definition von Wärmeübergangskoeffizient $\alpha$ , Nusseltzahl $Nu$ und massenstromgemittelter Temperatur $T_b$

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  dient zur Berechnung der Wärme, welche durch Konvektion von einem Medium auf ein anderes übertragen wird. Er stellt einen Proportionalitätsfaktor zwischen treibender Temperaturdifferenz und lokalem Wärmestrom dar und ist wie folgt definiert:

$$\dot{q} = \alpha \Delta T = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_w \quad (2.7)$$

Im Falle einer internen Kanalströmung wird mit  $\Delta T$  typischerweise die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid bezeichnet.

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  ist keine Materialkonstante, wie beispielsweise die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ , sondern hängt von Temperatur und Strömung ab. In dimensionsloser Form wird aus dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  die Nusseltzahl  $Nu$ :



$$Nu = \frac{\alpha d_h}{\lambda} \quad (2.8)$$

wobei  $d_h$  den hydraulischen Durchmesser mit

$$d_h = \frac{4A}{U} \quad (2.9)$$

bezeichnet.

Die Nusseltzahl kann auch als dimensionsloser Temperaturgradient an der Wand interpretiert werden. Allgemein gilt somit:

$$Nu = \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_W \quad (2.10)$$

Speziell für interne Kanalströmungen wird eine massenstromgemittelte Fluidtemperatur, die sogenannte Bulktemperatur  $T_b$ , als charakteristische Temperatur eingeführt:

$$T_b = \frac{\int_A T \rho \vec{v} \cdot d\vec{A}}{\int_A \rho \vec{v} \cdot d\vec{A}} \quad (2.11)$$

Damit ergibt sich für die Definition der Nusseltzahl für interne Kanalströmungen:

$$Nu = \frac{d_h \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_W}{(T_w - T_b)} \quad (2.12)$$

wobei  $T_w - T_b$  die treibende Temperaturdifferenz darstellt.

Für den glatten Kanal gilt nach der Korrelation von DITTUS-BOELTER [23]:

$$Nu_0 = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (2.13)$$

## 2.3 Strömung

### 2.3.1 Erhaltungssätze und Navier-Stokes-Gleichungen

Das Geschwindigkeitsfeld einer Strömung ändert sich durch äußere Einflüsse, wie beispielsweise Reibung oder Schwerkraft, sowohl örtlich als auch zeitlich. Bei einer internen Kanalströmung ist daher die Temperaturverteilung nicht mehr allein vom Wandwärmestrom abhängig, sondern wird zum großen Teil von Mischungsvorgängen und Konvektion innerhalb der Strömung bestimmt.

Die genaue Kenntnis des Strömungsfeldes ist somit eine wichtige Voraussetzung zur Beschreibung des Temperaturfeldes.

Zur Herleitung der nötigen Erhaltungsgleichungen dient das **Reynoldsche Transporttheorem**:

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{V(t)} g \rho dV = \iiint_{V_{KV}} \left( \frac{\partial (g\rho)}{\partial t} + g \frac{\partial (\rho w_j)}{\partial x_j} \right) dV \quad (2.14)$$

Da die Masse in einem thermodynamischen System per Definition konstant ist, ergibt sich die **Massenbilanz** bzw. **Kontinuitätsgleichung in differentieller Form** zu:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{w}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho w_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2.15)$$

Analog zur Massenerhaltung existiert das Prinzip der Energieerhaltung: Unter Annahme der Erhaltung der Energie, ist die zeitliche Änderung der Gesamtenergie  $E$  eines Systems gleich der Summe aller auftretender Wärmeströme  $\dot{Q}$  und Arbeiten pro Zeit  $\dot{W}$ . Für die **differentielle Form der Energiebilanz** ergibt sich unter Berücksichtigung folgender Annahmen:

- stationäre Strömung:  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$
- inkompressible Strömung, konstante Stoffwerte:  $\frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0$
- Keine Wärmeerzeugung durch Kompressibilitätseffekte:  $u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \approx 0$
- mechanische Dissipation in der Energiegleichung vernachlässigt:  
 $\Phi = \tau'_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \approx 0$
- keine Volumenkräfte:  $g_i = 0$

$$\rho \frac{Du}{Dt} + \frac{\rho}{2} \frac{D}{Dt} (w_i w_i) = \rho w_i k_i + w_i \frac{\partial \tau'_{ji}}{\partial x_j} + w \tau'_{ji} \frac{\partial w_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (2.16)$$

Die Energiegleichung in Temperaturform lautet:

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{T}{v} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \frac{Dp}{Dt} + \Phi \quad (2.17)$$

mit der Dissipationsfunktion  $\Phi$ :

$$\Phi = \tau'_{ji} \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \quad (2.18)$$

Für den Impulserhaltungssatz wird vom Zweiten Newtonschen Gesetz oder Zweiten Newtonschen Axiom der Mechanik ausgegangen. Es besagt, dass in einem System die zeitliche Änderung des Impulses gleich der Summe aller am System angreifenden Volumen- und Oberflächenkräfte sein muss. Wiederum mit Hilfe des Reynoldsschen Transporttheorems (Gl. 2.14) läßt sich daraus der Impulssatz herleiten. Die **Differentialform des Impulssatzes** wird auch **Cauchysche Bewegungsgleichung** genannt und lautet:

$$\rho \frac{D\vec{w}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{w}) + \nabla \cdot (\rho\vec{w}\vec{w}) = \rho\vec{k} + (\nabla \cdot T) \quad (2.19)$$

oder

$$\rho \frac{Dw_i}{Dt} = \frac{\partial(\rho w_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho w_i w_j) = \rho g_i + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (2.20)$$

mit dem Spannungstensor

$$\underline{T} = -p\delta_{ij} + \underline{T}' \quad \text{bzw.} \quad \tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau'_{ij} \quad (2.21)$$

Wie Gleichung 2.21 zeigt, setzt sich der Spannungstensor aus Druck- und Zähigkeitsspannungen zusammen. Der Term  $\tau_{ij}$  wird auch als Reibungstensor bezeichnet.

Unter Vernachlässigung der Volumenviskosität  $\zeta$  und der Annahme eines Newtonschen Fluids, für das die dynamische Viskosität  $\eta$  nicht von der Verformung abhängt, läßt sich der Spannungstensor mit dem Stokesschen Ansatz ausdrücken:

$$\tau_{ij} = \eta \left( \frac{\partial w_i}{\partial x_j} + \frac{\partial w_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial w_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.22)$$

Durch Einsetzen des Schubspannungstensors in die Cauchysche Bewegungsgleichung (Gl. 2.20) entstehen die **Navier-Stokes-Gleichungen** als ein System aus drei gekoppelten, quasilinearen, partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung:

$$\rho \frac{Dw_i}{Dt} = \rho k_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \eta \left( \frac{\partial w_j}{\partial x_i} + \frac{\partial w_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial w_k}{\partial x_k} \delta_{ji} \right) \right] \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (2.23)$$

Mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichungen lässt sich das Verhalten von Strömungen Newtonscher Fluide beschreiben, indem sie Geschwindigkeit und Druck als Funktion von Ort und Zeit darstellen. Die numerische Berechnung von Strömungen basiert auf den Navier-Stokes-Gleichungen, indem mit numerischen Näherungsverfahren Lösungen zu diesen Gleichungen ermittelt werden.

### 2.3.2 Turbulente Strömung

Unter turbulenter Strömung versteht man die Bewegung von Flüssigkeiten und Gasen, bei der Turbulenzen auftreten. Diese Strömungsform ist gekennzeichnet durch stochastische instationäre Bewegungen der Fluidteilchen. Turbulente Strömungen sind in jedem Fall dreidimensional, verlustbehaftet und instationär.

Eine besondere Eigenschaft von turbulenten Strömungen ist die verstärkte Vermischung (Diffusion) aufgrund von Fluktuationsbewegungen, welche um mehrere Zehnerpotenzen höher liegt als die der molekularen Diffusion. Diese turbulente Querdiffusion führt neben einer Steigerung des Wärmeübergangs allerdings auch zu einer Erhöhung des Reibungswiderstandes. Während bei einer internen Kanalströmung der Druckverlust im laminaren Fall proportional zur mittleren Geschwindigkeit ist, steigt er in turbulenter Strömung quadratisch mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

Turbulenz stellt sich grundsätzlich erst ab bestimmten Geschwindigkeiten ein. Als Beurteilungskriterium wird hierzu die Reynoldszahl  $Re$  angewandt

$$Re = \frac{vd_H}{\nu}, \quad (2.24)$$

wobei  $v$  die mittlere Strömungsgeschwindigkeit,  $d_H$  als charakteristische Länge den hydraulischen Durchmesser und  $\nu$  die kinematische Viskosität des strömenden Mediums bezeichnet.

Bei internen Strömungen wird ab einer kritischen Reynoldszahl  $Re_{krit}$  von ca. 2.300 die laminare Strömung instabil und geht bei vorhandenen äußeren Störungen in eine turbulente Strömungsform über. Bei Außenströmungen dagegen findet der Umschlag von laminar zu turbulent erst sehr viel später statt - bei einem umströmten Tragflügel etwa im Bereich von  $Re_{krit} = 10^5$  bis  $10^6$ .

Aus Sicht der Numerik läßt sich Turbulenz auf drei verschiedene Arten erfassen:

**Direct Numerical Simulation (DNS)**

Unter DNS versteht man die direkte Lösung der instationären Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. 2.23). Bei Verwendung eines ausreichend feinen Rechengitters genügt die Lösung der in Kapitel 2.3.1 beschriebenen Navier-Stokes-Gleichungen aus, um eine turbulente Strömung vollständig zu beschreiben. Der Nachteil dieser Methode ist jedoch der enorme Rechenaufwand, der besonders für komplexe Geometrien nicht akzeptabel ist.

**Large Eddy Simulation (LES)**

Um den Rechenaufwand gegenüber der DNS-Methode zu reduzieren, werden bei der Large Eddy Simulation (LES) nur große Wirbel (large eddies), welche für Transportvorgänge die größte Bedeutung haben, direkt simuliert. Weniger bedeutendere kleinere Wirbelstrukturen werden durch Modelle erfasst.

**Reynolds Averaged Navier-Stokes-Equations (RANS)**

Zur Beschreibung der Turbulenz werden bei diesem Verfahren die instationären Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. 2.23) zu den sogenannten Reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) vereinfacht. Dies geschieht, indem die Momentanwerte der turbulenten Größen des Strömungsfeldes in einen Mittelwert und einen stochastischen Schwankungswert zerlegt werden. Eine anschließende zeitliche Mittelung eliminiert alle Terme mit linearen Schwankungsgrößen. Bedingt durch die nichtlinearen, konvektiven Terme bleiben jedoch nichtlineare Ausdrücke vorhanden, welche mit speziellen Turbulenzmodellen erfasst werden müssen (siehe Kapitel 2.3.4).

Abbildung 2.2 veranschaulicht den Unterschied der einzelnen Methoden.

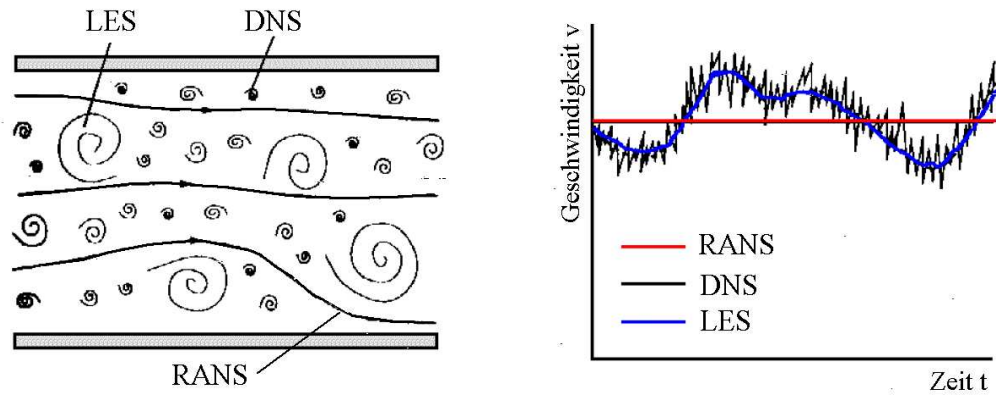


Abb. 2.2: Vergleich der verschiedenen Methoden zur numerischen Erfassung von Turbulenz: Direct Numerical Simulation (DNS), Large Eddy Simulation (LES) und Reynoldsgemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (RANS).

### 2.3.3 Reynoldssche Gleichungen bzw. reynoldsgemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Die ersten Versuche, turbulente Strömungen analytisch zu beschreiben, unternahm Osborne Reynolds um 1890. Wie bereits erwähnt, zerlegte er die wichtigsten Strömungsgrößen Druck, Geschwindigkeit und Temperatur jeweils in einen Mittelwert und einen stochastischen Schwankungswert:

$$\text{Geschwindigkeit : } w_i(x_j, t) = \overline{w}_i(x_j, t) + w'_i(x_j, t) \quad (2.25)$$

$$\text{Druck : } p(x_j, t) = \overline{p}(x_j, t) + p'(x_j, t) \quad (2.26)$$

$$\text{Temperatur : } T(x_j, t) = \overline{T}(x_j, t) + T'(x_j, t) \quad (2.27)$$

Den Mittelwert erhält man, indem man n-mal am selben Ort  $x_j$  und zur selben Zeit  $t$  die entsprechende Strömungsgröße misst und anschließend den arithmetischen Mittelwert bildet:

$$\overline{w}_i(x_j, t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n w_i^{(k)}(x_j, t) \quad (2.28)$$

Bei stationären Strömungen hängt die Variable nicht von der Zeit ab, so dass eine einfachere Mittelung vorgenommen werden kann:

$$\overline{w}_i(x_j) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} w_i(x_j, t) dt \quad (2.29)$$

Durch Einsetzen der Geschwindigkeitszerlegung (Gl. 2.25) in die Kontinuitätsgleichung (Gl. 2.15) und anschließender zeitlicher Mittelung zeigt sich,

dass die Kontinuitätsgleichung sowohl für die Momentanwerte als auch für die gemittelten Werte gültig ist:

$$\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{w}'_i}{\partial x'_i} = 0 \quad \text{zeitliche Mittelung :} \quad \overline{\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{w}'_i}{\partial x'_i}} = 0 \quad (2.30)$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_i} = 0 \quad , \quad \frac{\partial \bar{w}'_i}{\partial x'_i} = 0 \quad (2.31)$$

Geht man ebenso bei den Navier-Stokesschen Gleichungen vor, ergeben sich die **Reynoldsschen Gleichungen** bzw. die **reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen**:

$$\underbrace{\rho \bar{w}_j \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j}}_{\text{konvektive Terme}} = \frac{\partial (\rho \bar{w}_i \bar{w}_j)}{\partial x_j} = \underbrace{\rho g_i}_{\text{Volumenkräfte}} - \underbrace{\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}}_{\text{Druckfeld}} + \underbrace{\eta \frac{\partial^2 \bar{w}_i}{\partial x_j^2}}_{\text{molekularer Reibungstensor}} - \underbrace{\frac{\partial (\rho \bar{w}'_i \bar{w}'_j)}{\partial x_j}}_{\text{Turbulenzfluktuationen}} \quad (2.32)$$

$$\rho \bar{w}_j \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} = \frac{\partial (\rho \bar{w}_i \bar{w}_j)}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \eta \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} - \underbrace{\rho \bar{w}'_i \bar{w}'_j}_{\text{Reynoldssche Spannungen}} \right) \quad (2.33)$$

Auch hier fallen alle Terme mit linearen Schwankungsgrößen weg, wobei jedoch aufgrund nichtlinearer, konvektiver Terme noch nichtlineare Ausdrücke bestehen bleiben. Die unbekanntenen Terme  $-\rho \bar{w}'_i \bar{w}'_j$  werden **Reynoldssche Spannungen** oder **turbulente Scheinspannungen** genannt.

Analog zum Newtonschen Ansatz für den **molekularen Reibungstensor**

$$\overline{\tau'_{ij}} = \eta \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} \quad (2.34)$$

wurde für die Reynoldsschen Spannungen die **Wirbelviskosität** bzw. **scheinbare Zähigkeit**  $\epsilon_\tau$  eingeführt, um den Einfluss der Turbulenz näherungsweise zu beschreiben:

$$\tau_{ij}^{turb} = \rho \epsilon_\tau \left( \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{w}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.35)$$

Zu beachten ist hierbei, dass die unbekanntene Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$  keine Konstante ist. Die Reynoldsschen Spannungen müssen durch empirische oder halbempirische Beziehungen, den sogenannten Schließbedingungen, bestimmt werden. Um dieses Schließungsproblem zu lösen, wurden verschiedene Turbulenzmodelle entwickelt, mit deren Hilfe die unbekanntene Wirbelviskosität  $\epsilon_\tau$

an das mittlere Geschwindigkeitsfeld  $\left(\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{w}_j}{\partial x_i}\right)$  gekoppelt werden kann. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Turbulenzmodelle werden im folgenden Kapitel beschrieben.

Auch bei Mittelung der Energiegleichung treten nichtlineare Terme auf:

$$\rho c_p \bar{w}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \rho c_p \overline{w'_j T'} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \underbrace{\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}}_{\text{Wärmeleitung}} - \underbrace{\rho c_p \overline{w'_j T'}}_{\text{turbulenter Wärmestromvektor}} \right) \quad (2.36)$$

In Analogie zu den Reynoldsschen Spannungen wird ein **turbulenter Wärmestromvektor**  $q_j^{turb}$  mit der Energieaustauschgröße  $\epsilon_q$  definiert:

$$q_j^{turb} = \rho c_p \overline{w'_j T'} = -\rho c_p \epsilon_q \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (2.37)$$

Sowohl  $\epsilon_\tau$  als auch  $\epsilon_q$  sind keine Stoffeigenschaften, sondern hängen allein von der Art der Strömung ab. Aus dem Quotient aus turbulentem Impulsaustausch und turbulentem Energieaustausch definiert sich somit die turbulente Prandtlzahl  $Pr_t$ :

$$Pr_t = \frac{\epsilon_\tau}{\epsilon_q} = \frac{\overline{w'_x w'_y} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}}{\overline{w'_y T'} \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y}} \quad (2.38)$$

### 2.3.4 Turbulenzmodelle

Turbulenzmodelle dienen zur Lösung des in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Schließungsproblems. Sie liefern die benötigten Beziehungen, um das Gleichungssystem aus Kontinuitätsgleichung, Reynoldsschen Gleichungen und Energiegleichung berechnen zu können.

Grundsätzlich lassen sich Turbulenzmodelle anhand ihrer zusätzlich zu lösenden Differentialgleichungen klassifizieren:

- Null-Gleichungs-Modelle oder Algebraische Turbulenzmodelle  
(z.B. Prandtl'scher Mischungswegansatz)
- Ein-Gleichungsmodelle  
Modellierung der Turbulenzenergie  $k$  als zusätzliche Gleichung  
(z.B. Kolmogorov-Prandtl-Modell)



- Zwei-Gleichungsmodelle  
zusätzlich zur Turbulenzenergie  $k$ , Modellierung einer zweiten Gleichung für ein Zeit- bzw. Längenmaß z.B. Dissipationsrate  $\epsilon$  der kinetischen Turbulenzenergie  
(z.B.  $k$ - $\epsilon$  oder  $k$ - $\omega$  Modell)
- Mehr-Gleichungsmodelle  
( z.B. V2F Modell)
- Reynoldsspannungs-Modelle  
enthalten neben gemittelter Impuls- und Kontinuitätsgleichung und der Gleichung für die turbulente Dissipation  $\epsilon$  den vollständigen Reynoldsspannungstensor. Da somit zusätzlich Transportgleichungen für die einzelnen Komponenten des Reynoldsspannungstensors gelöst werden müssen, ist der Rechenaufwand erheblich.

Desweiteren wird beim Berechnen der jeweiligen Differentialgleichungen bezüglich des Abbruchfehlers zwischen Rechnungen erster und zweiter Ordnung unterschieden:

- Rechnungen erster Ordnung  
(basierend auf Mittelwerten)  
Berechnung der linearen Terme der Differentialgleichungen, Terme höherer Ordnung werden nicht berücksichtigt
- Rechnungen zweiter Ordnung  
(zusätzlich zu Mittelwerten Berechnung von Varianzen und Kovarianzen)  
Abbruch nach Berechnung der Terme erster und zweiter Ordnung der Differentialgleichungen

In der vorliegenden Arbeit wurden numerischen Berechnungen zweiter Ordnung unter Verwendung des  $k$ - $\epsilon$  und des  $k$ - $\omega$  Modells durchgeführt, weshalb im Folgenden näher auf diese Modelle eingegangen werden soll.

### **Standard $k$ - $\epsilon$ Modell**

Das  $k$ - $\epsilon$  Modell gehört zu den Zwei-Gleichungsmodellen. Die Turbulenz wird hierbei mit zwei richtungsunabhängigen (isotropen) Größen - der turbulenten kinetischen Energie  $k$  und der Dissipationsrate  $\epsilon$  - beschrieben.

Die **kinetische Turbulenzenergie**  $k$  ist definiert als:

$$k = \frac{1}{2} \overline{w_j'^2} = \frac{1}{2} \left( \overline{w_x'^2} + \overline{w_y'^2} + \overline{w_z'^2} \right). \quad (2.39)$$

Aus den Gleichungen der Reynoldsschen Spannungen lässt sich eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie  $k$  herleiten. Diese ergibt sich zu:

$$\frac{Dk}{Dt} = \underbrace{-\overline{w_i' w_j'} \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x_j}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{\nu \frac{\partial w_i'}{\partial x_j} \left( \frac{\partial w_i'}{\partial x_i} \right)}_{\text{Dissipation } \epsilon} + \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left[ - \left( k + \frac{p'}{p} \right) w_j' + \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial (\overline{w_i' w_j'})}{\partial x_i} \right]}_{\text{Diffusion}} \quad (2.40)$$

Mit der Zusammenfassung des Diffusionseinflusses zu einer einzigen Größe (nach Jones und Launder) erhält man:

$$\frac{Dk}{Dt} = \epsilon_\tau \left( \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{w_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x_j} - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\epsilon_\tau}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.41)$$

Analog hierzu lässt sich die Transportgleichung auch für die **turbulente Dissipation**  $\epsilon$  modellieren:

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{C_{\epsilon 1} \epsilon_\tau}{k} \epsilon \left( \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{w_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x_j} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\epsilon_\tau}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (2.42)$$

Die beiden obigen Gleichungen (Gl. 2.41 und Gl. 2.42) veranschaulichen, dass sowohl die Änderungen der kinetischen Turbulenzenergie  $k$  als auch die der turbulenten Dissipation  $\epsilon$  jeweils von Produktion, Dissipation und Diffusion abhängen.

Über die beiden Größen  $\sigma_k$  und  $\sigma_\epsilon$  wird die Wirbelviskosität mit der Diffusion von  $k$  bzw.  $\epsilon$  in Relation gesetzt. Die Wirbelviskosität selbst kann hierbei folgendermaßen errechnet werden:

$$\epsilon_\tau = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.43)$$

Das  $k$ - $\epsilon$  Modell beinhaltet insgesamt fünf Konstanten ( $C_\mu, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\epsilon$ ), die jedoch nicht universell verwendbar sind, sondern an die jeweiligen Strömungsbedingungen angepasst werden müssen.

Der wesentliche Vorteil des Standard  $k$ - $\epsilon$  Modells gegenüber anderen Modellen liegt im relativ geringen Rechenaufwand, da nur zwei Gleichungen gelöst

werden müssen, sowie in guten Resultaten für hochturbulente Strömungen. Weniger geeignet ist das Modell dagegen für Berechnungen in Wandnähe, da hier viskose Effekte dominieren, die mit Hilfe des Standard  $k-\epsilon$  Modells nur schwer erfasst werden können.

Die geläufigsten Abhilfen gegen diese Problematik, welche auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kamen, sind folgende:

- **$k-\epsilon$  Modell mit Wandfunktionen (wall functions)**

Die Berechnung mit dem Standard  $k-\epsilon$  Modell erfolgt nur für den turbulenten Bereich der Strömung, in Wandnähe werden empirische Funktionen (Wandfunktionen) verwendet. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass steile Gradienten, die im wandnahen Bereich vorkommen, nicht aufgelöst werden müssen. Nachteilig ist allerdings die Verwendung empirischer Funktionen, welche immer eine gewisse Ungenauigkeit beinhalten.

- **Zweischichten  $k-\epsilon$  Modell (2-layer)**

Beim Zweischichtenmodell wird das Strömungsinne mit dem Standard  $k-\epsilon$  Modell modelliert, während für den Wandbereich ein weiteres Modell - meist ein einfacheres Ein-Gleichungsmodell - benutzt wird.

- **Realizable  $k-\epsilon$  Modell**

Das realizable  $k-\epsilon$  Modell stellt ein verbessertes Standard  $k-\epsilon$  Modell dar, bei dem  $C_\mu$  nicht mehr als konstant angenommen, sondern als Funktion in Abhängigkeit von mittlerer Verformung, Turbulenzverteilung und im Fall der Rotation von Rotationszahl und Winkelgeschwindigkeit berechnet wird. Diese Änderung bewirkt, dass beim realizable  $k-\epsilon$  Modell im Bereich des Staupunkts die Normalspannung nicht mehr negativ werden kann, was beim Standard  $k-\epsilon$  Modell noch der Fall war. Die bessere Übereinstimmung mit den physikalischen Strömungsverhältnissen und somit die Erhöhung der Verlässlichkeit dieses Modells wird durch den Zusatz realizableäusgedrückt.

### **$k-\omega$ Modell mit Schubspannungstransport (SST)**

Das empirische  $k-\omega$  Modell basiert - ähnlich wie das  $k-\epsilon$  Modell - auf der Transportgleichung für die kinetische Turbulenzenergie  $k$ . Statt der Dissipationsrate  $\epsilon$  wird jedoch die spezifische Dissipation  $\omega$  eingesetzt.

Beim  $k-\omega$  Modell mit Schubspannungstransport wird das Standard  $k-\omega$  Modell lediglich für den Bereich innerhalb der Grenzschicht verwendet, während außerhalb der Grenzschicht ein  $k-\epsilon$  Modell verwendet wird, welches sich besser für hohe Reynoldszahlen eignet. Durch einen in den Transportgleichungen auftretenden Querdiffusionsterm wird beim Verlassen der Grenzschicht der Übergang vom  $k-\omega$  Modell auf das  $k-\epsilon$  Modell realisiert.

## 2.4 Beeinflussung von Wärmeübergang und Strömung durch Rippen

In Kanalströmungen werden häufig Rippen als Turbulenzgeneratoren eingesetzt, um das Strömungsverhalten und den Wärmeübergang zu beeinflussen.

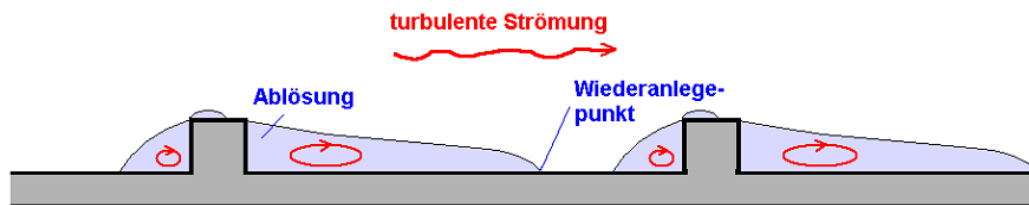


Abb. 2.3: Einfluss von Rippen auf die interne Kanalströmung.

Abbildung 2.3 veranschaulicht den Einfluss der Rippen auf die Kanalströmung: Da die verwendeten Rippen aus der laminaren Unterschicht herausragen, löst sich die Strömung von der Rippe ab und legt sich bei genügend großem Zwischenraum vor der nächsten Rippe wieder an. Zusätzlich entsteht ein kleineres Ablösegebiet direkt auf der Rippenoberseite. Diese Ablösungen haben zur Folge, dass der lokale Turbulenzgrad in Wandnähe deutlich ansteigt. Zum einen nimmt dadurch die Dicke der isolierend wirkenden Grenzschicht ab, zum anderen erhöht sich die Mischungsrate, wodurch Wärme vom heißen Wandbereich besser abgeführt wird. Beide Effekte wirken sich positiv auf den Wärmeübergang aus, der dadurch deutlich gesteigert werden kann.

Eine weitere Möglichkeit, den lokalen Wärmeübergang zu beeinflussen, besteht in der Schrägstellung der Rippen. Verlaufen die Rippen nicht mehr quer zur Hauptströmungsrichtung (Rippenwinkel  $\alpha=90^\circ$ ) sondern schräg, entstehen rippeninduzierte Sekundärströmungen. Diese bewirken einen Transport des strömenden Fluids in Richtung einer Seitenwand des Kanals, was zwar lokal zu niedrigen Wärmeübergangszahlen führt, dafür entstehen beim Aufprall der Strömung auf die Kanalwand örtlich jedoch sehr hohe Wärmeübergänge.

Durch den gezielten Einsatz der Rippen als Turbulenzgeneratoren lässt sich also der Wärmeübergang erhöhen und die Verteilung der Wärmeübergangszahlen sehr gut steuern.

In Kühlkanälen von Gasturbinenschaufeln werden üblicherweise zwei gegenüberliegende Kanalwände berippt, wobei unterschiedlichste Rippenanordnungen zum Einsatz kommen. Einige dieser Konfigurationen mit den dazugehörigen rippeninduzierten Wirbelstrukturen sind in Abb. 2.4 dargestellt.

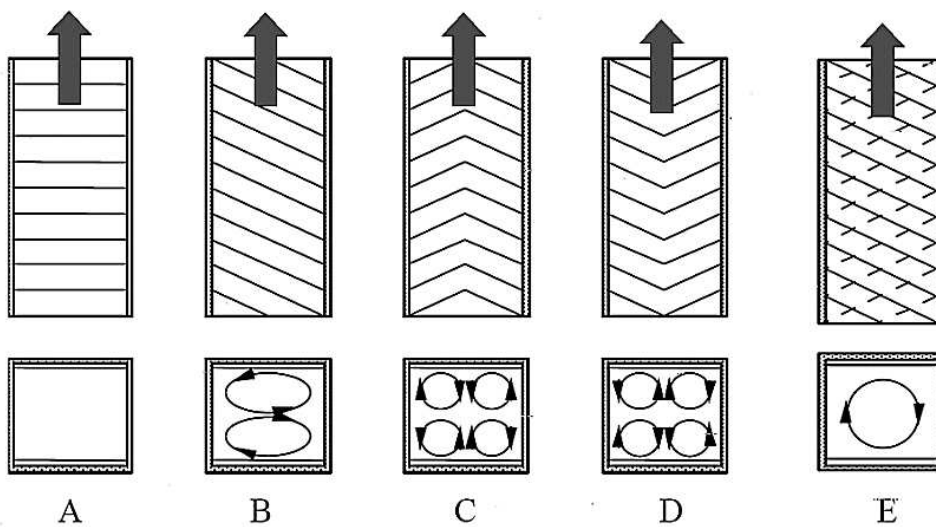
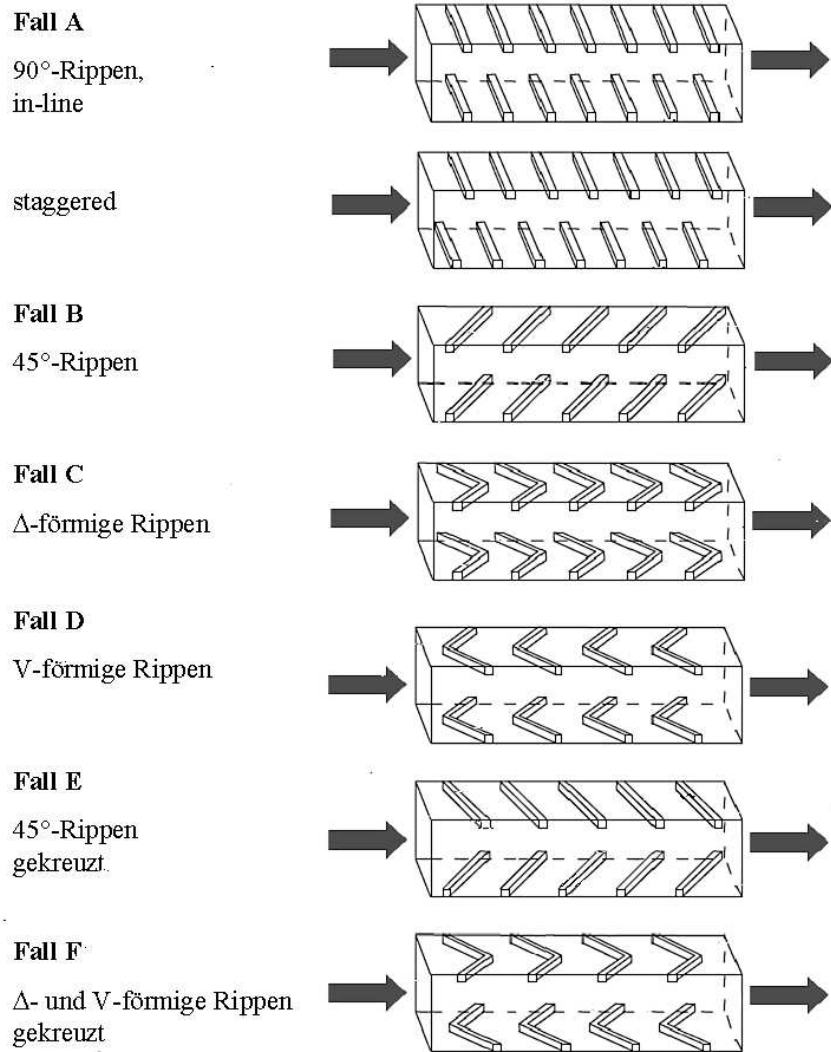
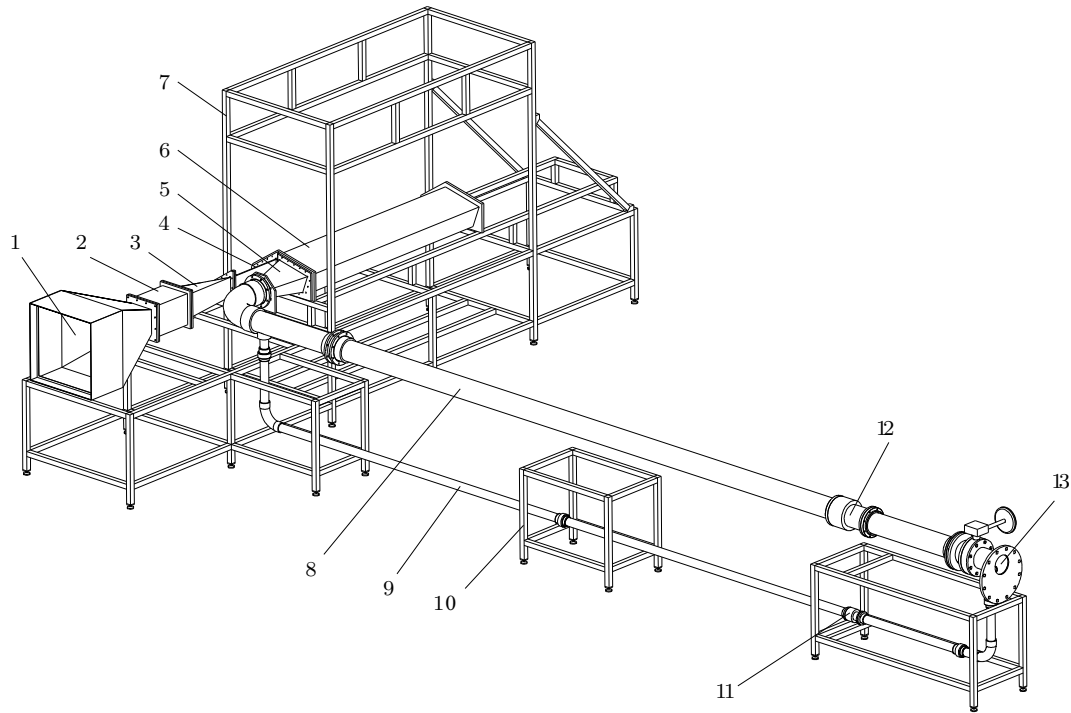


Abb. 2.4: Rippeninduzierte Sekundärströmung verschiedener Rippenkonfigurationen [129].

---

## 3 Experimenteller Versuchsaufbau

### 3.1 Versuchsstand



|                               |                               |                              |
|-------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| 1 Filterkasten                | 5 Übergangsstück<br>(Auslauf) | 9 Bypassleitung              |
| 2 Lufterhitzer                | 6 Messkanal                   | 10 Stützbock für Rohrleitung |
| 3 Übergangsstück<br>(Einlauf) | 7 Gestell                     | 11 Venturidüse 1             |
| 4 Beruhigungsstrecke          | 8 Rohrstrecke                 | 12 Venturidüse 2             |
|                               |                               | 13 Anschluss an Vakuumanlage |

Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsstands.

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen den Aufbau des Versuchsstands mit den zugehörigen Komponenten.

Zur Erzeugung der Kanalströmung ist die gesamte Apparatur an eine Hochleistungs-Vakuumanlage angeschlossen (13), welche bei Umgebungsdruck eine Saugleistung von bis zu  $6.000 \text{ m}^3/\text{h}$  erzeugen kann. Bei einem Druck von etwa  $10 \text{ Pa}$  wird die maximale Leistung von über  $200.000 \text{ m}^3/\text{h}$  erreicht. Die mit dieser Anlage realisierbaren Enddrücke reichen von  $0,5 - 10.000 \text{ Pa}$  bzw.  $5 \mu\text{bar} - 100 \text{ mbar}$ .

Die Einstellung der gewünschten Reynoldszahlen im Messkanal erfolgt über die Regelung des Massendurchflusses  $\dot{m}$ . Dieser wird über Stellventile variiert und kann mit Hilfe von zwei Venturidüsen (11 und 12) gemessen werden.



Abb. 3.2: Experimenteller Versuchsaufbau.

Der Arbeitsbereich von Venturidüsen wird durch die Durchflussgeschwindigkeit begrenzt: Eine zu hohe Strömungsgeschwindigkeit in der Düse führt zu ungewollten Kompressibilitätseffekten, während eine zu niedrige Geschwindigkeit ungenaue Messergebnisse zur Folge hat. Um den gesamten geforderten Reynoldszahlenbereich ( $10.000 < Re < 200.000$ ) abdecken zu können, mussten daher zwei verschiedene Venturidüsen eingesetzt werden. Aus diesem Grund wurde neben der Rohrstrecke (8) mit einem Durchmesser von  $d = 150$  mm zusätzlich eine Bypassleitung (9) mit  $d = 50$  mm konstruiert. Eine Stellklappe sorgt dafür, dass beide Leitungen unabhängig voneinander betrieben werden können, d.h. bei Messungen mit hohen Reynoldszahlen wird die Luft ausschließlich durch die große Rohrstrecke (8) geführt, während bei Versuchen im unteren Reynoldszahlenbereich die Bypassleitung (9) zum Einsatz kommt.

Beim Betrieb der Versuchsanlage wird Luft durch einen Filter (1) angesaugt und im Lufterhitzer (2) mittels einer Widerstandsheizung aus Gittergeweben sprunghaft erwärmt. Das folgende Übergangsstück (3) sorgt für die Anpassung des quadratischen Heizungsquerschnitts an den Einlaufquerschnitt des Modellkanals. Vor dem eigentlichen Messkanal wurde zur Strömungsberuhigung ein zusätzliches Zwischenstück (4) eingefügt, welches bereits den Querschnitt des Kanaleinlaufs besitzt. Im Versuchskanal (6) selbst wird die Luft um  $180^\circ$  umgelenkt und gelangt anschließend durch ein Übergangsstück (5) in die Rohr-



strecke (8) bzw. in die Bypassleitung (9).

Um eine Beeinflussung bzw. Störung der Strömung zu vermeiden, wurden die Übergangsstücke so konstruiert, dass bei einer Querschnittsverengung in Strömungsrichtung die maximal auftretenden Winkel nicht größer als  $21^\circ$  sind (s. [65]).

### 3.2 Modellkanäle

Die Festlegung der Kanalgeometrie erfolgte in Abstimmung mit Gasturbinenherstellern aus der Luftfahrt- und Kraftwerksindustrie (ALSTOM Power, MTU Aero Engines, Rolls-Royce Deutschland und SIEMENS). Ziel war es, ein repräsentatives, praxisnahes Zweikanalkühlsystem zu entwerfen, welches optimal an die in der Industrie üblicherweise verwendete Geometrie einer Turbinenschaufel der 2. Stufe angepasst ist (Abb. 3.3). Im Gegensatz zu einer Schaufel der ersten Stufe ist hier in der Vorderkante keine Prallkühlung implementiert, weshalb der erste Teil des Kühlsystems direkt in die Schaufelnase eingepasst wurde. Abbildung 3.4 zeigt die Abmessungen des Kühlkanals, wobei alle Maße in Abhängigkeit eines Skalierfaktors  $d$  angegeben sind.

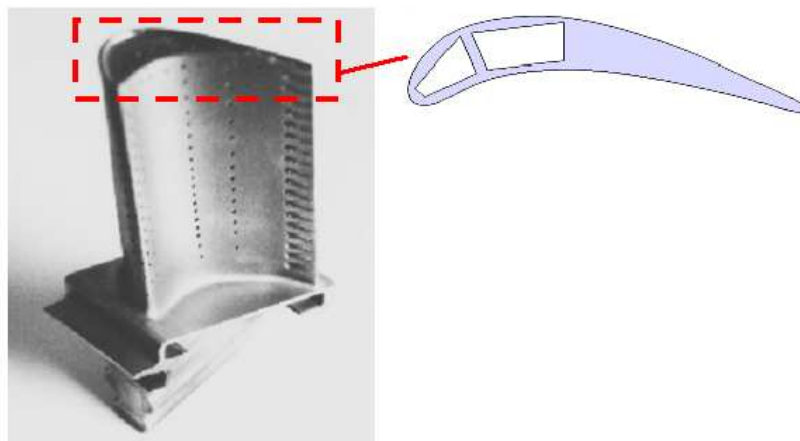


Abb. 3.3: Anpassung der Kühlkanäle an die Schaufelgeometrie.

Die Berippung des Kanals erfolgte im Ein- und Auslaufbereich mit quadratischen Rippen in in-line Anordnung. Die Anstellung der Rippen gegenüber der Hauptströmungsrichtung betrug jeweils  $45^\circ$ . Die Rippenhöhe  $e$  wurde in Bezug zum hydraulischen Durchmesser des Einlaufquerschnitts  $d_H$  mit  $e/d_H=0,1$  festgelegt. Für den Rippenabstand  $p$  zur Rippenhöhe  $e$  wurde das Verhältnis

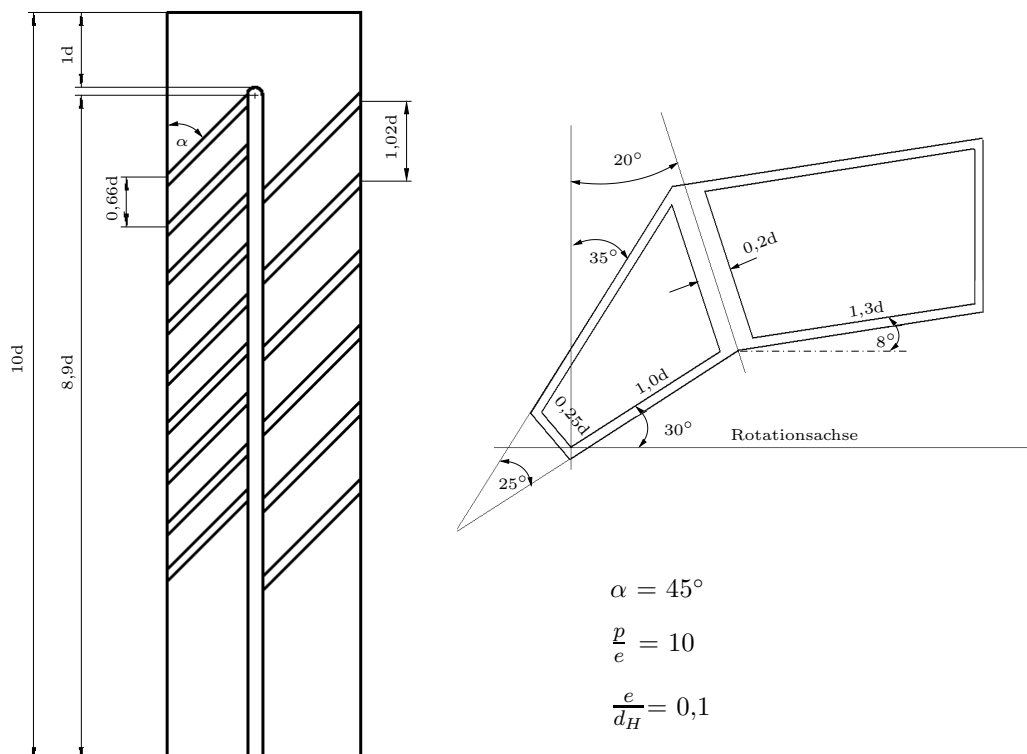


Abb. 3.4: Kanalquerschnitt und Rippengeometrie (s. auch [69]).

$p/e=10$  gewählt. Daraus ergaben sich je neun Rippen an Ober- und Unterseite des vorderen Kanals (Einlauf) und je sechs im hinteren Kanal (Auslauf).

Der Wunsch, während der Versuchsreihen einen relativ großen Reynoldszahlenbereich ( $10.000 \leq Re \leq 200.000$ ) abzudecken, machte die Fertigung zweier Modellkanäle unterschiedlicher Skalierung notwendig. Beide Kanäle wurden aus Plexiglas gefertigt, wodurch sich die nötige optische Zugänglichkeit bei Flüssigkristall- und PIV-Messungen erreichen ließ. Zum anderen besitzt Plexiglas die vorteilhafte Materialeigenschaft einer geringen Wärmeleitfähigkeit, die bei den Wärmeübergangsmessungen wichtig ist. Abbildung 3.5 zeigt den kleineren der beiden Plexiglas Kanäle.

|                              |                         |
|------------------------------|-------------------------|
| Dichte $\rho$                | $1190 \text{ kg/m}^3$   |
| Wärmeleitfähigkeit $\lambda$ | $0,19 \text{ W/(m K)}$  |
| Wärmekapazität $c_p$         | $1470 \text{ J/(kg K)}$ |

Tabelle 3.1: Materialkonstanten der Plexiglas Kanäle.



Abb. 3.5: Modellkanal aus Plexiglas, Skalierfaktor  $d=0,1\text{m}$ .

Der größere der beiden Kanäle wurde für den Bereich  $50.000 \leq Re \leq 200.000$  ausgelegt. Für ihn erwies sich ein Skalierfaktor  $d$  von  $d=0,18\text{m}$  als optimal, woraus sich die Gesamtlänge des großen Kanals zu  $1,8\text{m}$  ergibt. Erste Abschätzungen von Strömungsgeschwindigkeiten und Druckverlusten zeigten für diesen Kanal, dass bei der minimal geforderten Reynoldszahl  $Re_{min} = 10.000$  eine Strömungsgeschwindigkeit von lediglich  $2\text{ m/s}$  herrschen würde. Daraus ergeben sich wiederum sehr geringe Druckverluste, die schlecht bzw. nur ungenau messbar sind.

Aus diesem Grund wurde für den Bereich  $10.000 \leq Re \leq 50.000$  der zweite, kleinere Versuchskanal mit  $d = 0,1\text{ m}$ , also einer Gesamtlänge von  $1\text{m}$ , gefertigt. Nach ersten überschlägigen Rechnungen ergab sich damit die Strömungsgeschwindigkeit bei  $Re_{min}$  zu  $3,6\text{ m/s}$ , was einen um den Faktor 3-4 höheren Druckverlust zur Folge hat.

Damit eignet sich der große Kanal wegen seiner idealen optischen Zugänglichkeit besonders für detaillierte Druckverlust- und Wärmeübergangsmessungen mit der Flüssigkristallmethode im höheren Reynoldszahlenbereich. Das kleiner skalierte Modell dagegen ist besonders zur Bestimmung der Druckver-

luste oder für die Messung von Wärmeübergangsverläufen an größeren Kanalflächen bei niedrigen Reynoldszahlen geeignet.

Zusätzlich bietet der Überlappungsbereich der Reynoldszahlen, bei denen mit beiden Kanälen gemessen werden kann ( $Re = 50.000$ ) eine zusätzliche Möglichkeit zur Verifizierung der Messergebnisse.

### 3.3 Konventionen und Bezeichnungen

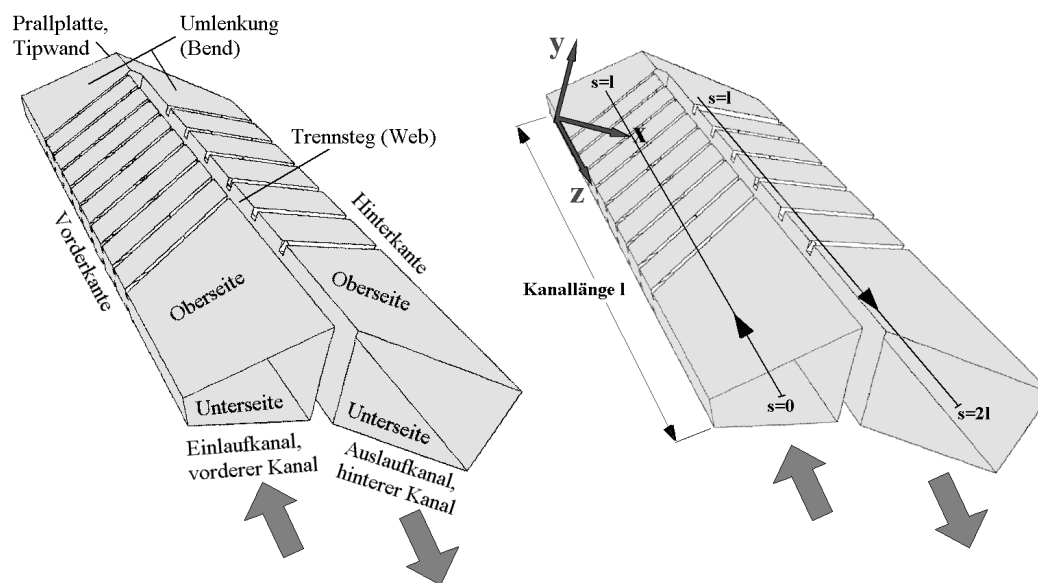


Abb. 3.6: Konventionen und Bezeichnungen am Modellkanal.

In Abbildung 3.6 werden das im Folgenden verwendete Koordinatensystem und die Bezeichnungen der einzelnen Kanalteile definiert.

Das untersuchte Multipass-System gliedert sich in einen vorderen Einlaufkanal, einen Umlenkbereich (Krümmer, Bend) und einen hinteren Auslaufkanal (Abb. 3.6 links). Sowohl der Ein- als auch der Auslauf besitzen ein unberipptes Teilstück. Die äußeren Begrenzungen des Kühlsystems stellen seitlich die Vorder- bzw. die Hinterkante dar. Das obere Ende bildet die Prallplatte (Deckel- bzw. Tipwand), während Ein- und Auslaufkanal bis zur Umlenkung durch den Trennsteg (Web) voneinander abgegrenzt sind.

Als Koordinatensystem wurde ein kartesisches Koordinatensystem gewählt, welches seinen Ursprung im Schnittpunkt von Kanalunterseite, Vorderkante und Prallplatte hat. Ordinate und Abszisse verlaufen jeweils parallel bzw.

senkrecht zum Trennsteg, während die z-Achse von der Prallplatte in Richtung Einlauf zeigt (Abb. 3.6 rechts).

Zur Darstellung von Temperaturverläufen und Ergebnissen von Druck- und Wärmeübergangsmessungen, die für den gesamten Kanalverlauf angegeben werden sollen, war zudem die Einführung einer Laufvariablen  $s$  für die Angabe der Position im Kanal von Vorteil. Sie verläuft in Strömungsrichtung jeweils mittig von Ein- bzw. Auslaufkanal (Abb. 3.6 rechts). Der Wert  $s = 0$  wurde für den Kanaleintritt definiert. Von dort verläuft die Variable weiter bis zur Prallplatte, wo ihr Wert dem der Kanallänge entspricht. Nach einem Sprung zur Mitte des hinteren Kanals läuft sie ab hier weiter stromab bis zum Kanalaustritt, wo sie schließlich den Wert der doppelten Kanallänge erreicht.

Bei Temperaturdiagrammen ( $T_c$  und  $T_b$ ) verläuft  $s$  jeweils in der räumlichen Mitte des Ein- bzw. Auslaufkanals, bei Druck und Wärmeübergängen dagegen in der Projektion in der Mitte auf der Kanalober- bzw. -unterseite.



---

## 4 Messtechnik und Auswerteverfahren

### 4.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

#### 4.1.1 Funktionsprinzip der PIV-Messtechnik

Bei der **Particle Image Velocimetry (PIV)** handelt es sich um ein kontaktloses Messverfahren zur Untersuchung von Strömungsfeldern. In den meisten Fällen werden kleine Tracer-Partikel - das sogenannte „Seeding“- in die Strömung eingebracht. Dabei können Flüssigkeiten, wie beispielsweise Öltröpfchen, oder Feststoffe, wie Aluminium- oder Magnesiumpartikel und Glaskügelchen, verwendet werden.

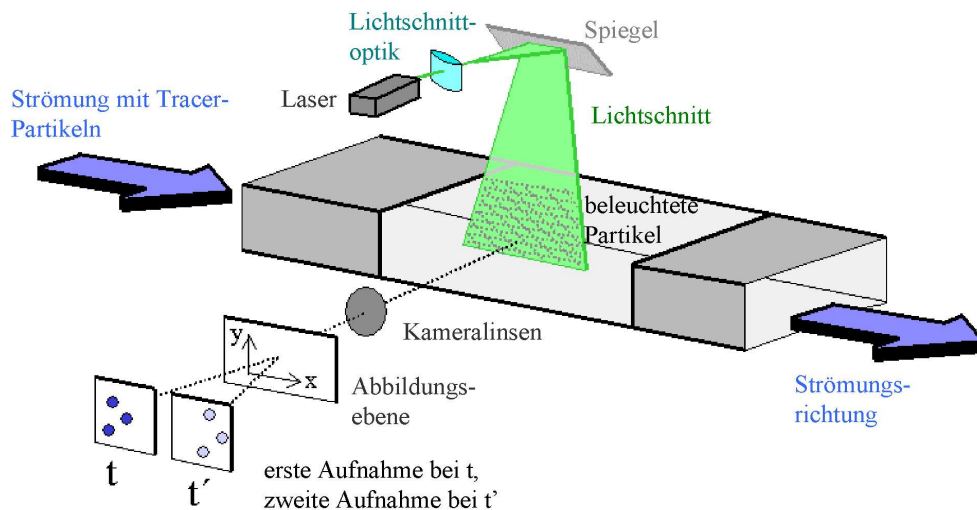


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau und Prinzip der 2D-PIV-Messtechnik [104].

Mit Hilfe eines Lasers und entsprechender Linsensysteme (Abb. 4.1) wird in der Strömung ein dünner Lichtschnitt erzeugt, der zweimal innerhalb eines kurzen Zeitintervalls durch zwei Laserpulse beleuchtet wird. Das dabei von den Tracer-Partikeln gestreute Licht wird von einer Kamera aufgezeichnet und als Bildsequenz oder als zwei Einzelbilder gespeichert (erste Aufnahme bei  $t$ , zweite Aufnahme bei  $t'$ ). Aus dem Versatz der Partikel auf den beiden Aufnahmen und der bekannten Zeit zwischen zwei Laserpulsen kann anschließend die Strömungsgeschwindigkeit in der Ebene des Lichtschnitts berechnet werden.

Dabei wird vorausgesetzt, dass die Partikel während der beiden Aufnahmen der Strömung mit lokaler Strömungsgeschwindigkeit gefolgt sind. Deshalb

---

ist die geeignete Wahl der Partikel bei diesem Messverfahren besonders wichtig. Dichte, Größe und Verteilung der verwendeten Tracer-Partikel müssen der jeweils zu untersuchenden Strömung angepasst werden. Ebenso sind die Dauer eines Laserpulses und der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen von großer Bedeutung: Ein einzelner Laserpuls muss ausreichend kurz sein, um eine Momentaufnahme der Partikel wiederzugeben, ohne dass Teilchenbewegungen als Schlieren dargestellt werden. Die zeitliche Verzögerung zwischen zwei Pulsen muss einerseits lang genug sein, so dass der Versatz der Partikel mit ausreichender Auflösung ermittelt werden kann. Andererseits muss sie so kurz gewählt werden, dass die Teilchen nicht in der Zwischenzeit aus der Lichtschnittebene herausgewandert sind und dadurch kein Versatz mehr feststellbar ist. Laserlicht wird dabei aus zwei Gründen eingesetzt: Zum einen lässt es sich sehr gut fokussieren, so dass ein ausreichend dünner Lichtschnitt erzeugt werden kann. Dies stellt sicher, dass nur Partikel aus einer Ebene beleuchtet und abgebildet werden. Wäre dies nicht der Fall, würde das Streulicht von Partikeln aus anderen Ebenen eine Messung unmöglich machen. Der zweite wesentliche Vorteil von Laserlicht ist der, dass sich sehr kurze Laserpulse erzeugen lassen. Dies ist besonders für die Untersuchung von schnellen Strömungen wichtig. Laserpulse haben typischerweise eine zeitliche Ausdehnung von 6 - 10 ns, wodurch unverzerrte Abbildungen von sich schnell bewegenden Partikel dargestellt werden können. Zur Aufnahme der Bildpaare wird eine spezielle CCD Kamera (SensiCam) benutzt, welche das erste Bild sehr schnell speichern kann und sofort wieder bereit für die zweite Aufnahme ist. Die Zeit zwischen erster und zweiter Belichtung lässt sich auf ein Minimum von nur 200 ns reduzieren.

#### 4.1.2 2D- und 3C-PIV

Aufgrund der beleuchteten Lichtschnittebene können mit dem in Abb. 4.1 dargestellten Aufbau mit einer Kamera nur zwei Geschwindigkeitskomponenten bestimmt werden (2D-PIV). Um auch die dritte Komponente zu ermitteln (3C-PIV oder Stereo-PIV), sind Aufnahmen mit zwei Kameras nötig. Der Winkel zwischen Blickrichtung der Kamera und Lichtschnitt beträgt hier nicht mehr  $90^\circ$ , wodurch aufwendigere Kalibrierverfahren durchgeführt werden müssen als bei 2D-PIV, um Verzerrungen zu eliminieren. Dafür lassen sich die Ergebnisse der beiden Kameraaufnahmen korrelieren und die dritte Geschwindigkeitskomponente kann aus den beiden Versatzwerten der jeweiligen Kamerabilder bestimmt werden (Abb. 4.2).



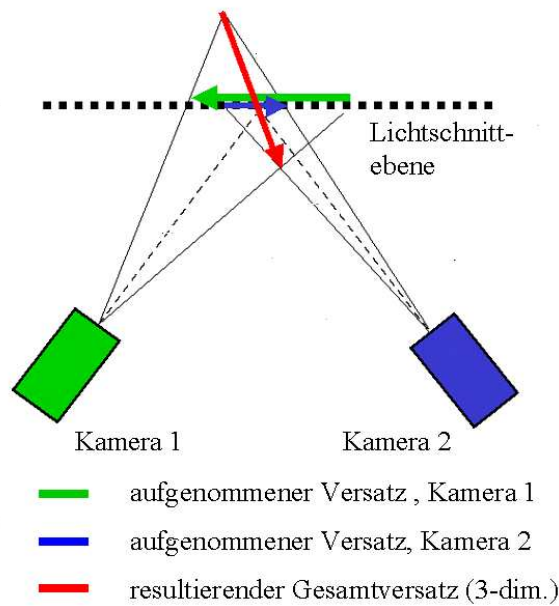


Abb. 4.2: Prinzip des 3C- bzw. Stereo-PIV Verfahrens.

#### 4.1.3 Postprocessing und Darstellung der Vektorbilder

Die Auswertung der Messdaten erfolgt entsprechend der Kameraeinstellungen unterschiedlich: Doppelt belichtete Einzelbilder („single frame / double exposure“) werden mit Hilfe der sogenannten „Auto-Korrelation“ ausgewertet, wohingegen einfach belichtete Abbildungen („double frame / double exposure“) mit der „Kreuzkorrelation“ weiterbearbeitet werden. Bei beiden Verfahren werden die Partikelbilder zunächst in einzelne, kleinere Bereiche aufgeteilt, die sogenannten „interrogation windows“. Die typische Größe eines solchen „interrogation windows“ beträgt 64 x 64 oder 32 x 32 pixel. Durch die Korrelationstechnik (Auto- oder Kreuzkorrelation) wird der gemittelte Betrag und die Richtung der Geschwindigkeit aller Partikel innerhalb eines „interrogation windows“ berechnet und durch einen einzigen Vektor charakterisiert. Anschließend werden alle Vektoren zu einem Vektordiagramm zusammengesetzt. Durch Eingabe eines sogenannten „window overlap“ wird ein Überlappungswert für benachbarte „interrogation windows“ definiert, wobei die ursprüngliche Größe des „interrogation windows“ unverändert bleibt, deren absolute Anzahl aber steigt. Dadurch werden mehr Geschwindigkeitsvektoren berechnet, was zu einer feineren Auflösung des Strömungsfeldes führt.

---

## Kreuzkorrelation

Bei zwei einfachbelichteten Bildern („double frame / double exposure“) kann der Verschiebungsvektor mit Hilfe einer Kreuzkorrelation berechnet werden. Dies geschieht, indem ein Auswertefenster („interrogation window“) der ersten Aufnahme pixelweise über das entsprechende Auswertefenster der zweiten Aufnahme geschoben wird. Dabei werden die entsprechenden Grauwerte multipliziert, aufaddiert und schließlich normiert. Das Ergebnis wird in der Kreuzkorrelationsfunktion  $C$  an die entsprechende Stelle  $(i,j)$  geschrieben:

$$C_{i,j}(px, pz, t', \Delta t) =$$

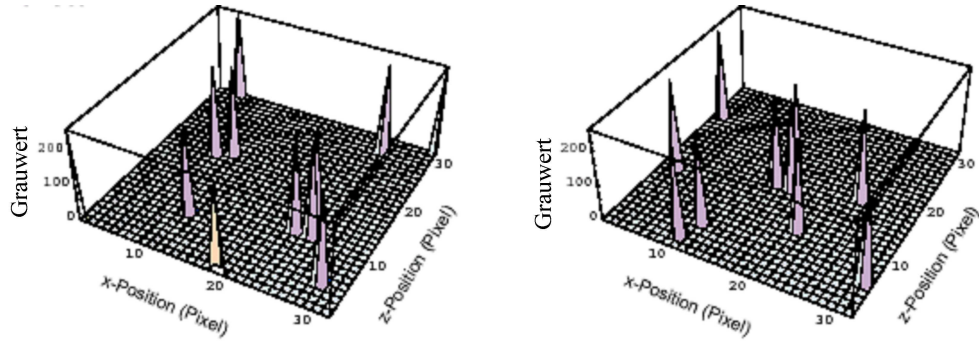
$$\frac{\sum_{m=-M}^{M/2} \sum_{n=-N/2}^{N/2} g(px+m+i, pz+n+j, t_p + \Delta t) g(px+m, pz+n, t_p + \Delta t)}{\sum_{m=-M}^{M/2} \sum_{n=-N/2}^{N/2} g(px+m, pz+n, t_p) \sum_{m=-M}^{M/2} \sum_{n=-N/2}^{N/2} g(px+m, pz+n, t_p + \Delta t)} \quad (4.1)$$

|     |              |  |
|-----|--------------|--|
| mit | $i,j$        | Koordinaten  |
|     | $px,pz$      | Mittelpunkte der zu vergleichenden Fenster                 |
|     | $t_p, t_q$   | Belichtungszeit des ersten und zweiten Laserpulses         |
|     | $t'$         | mittlere Zeit zwischen zwei Aufnahmen $t' = (t_p + t_q)/2$ |
|     | $\Delta t$   | Abstand zwischen zwei Belichtungen $\Delta t = t_q - t_p$  |
|     | $g(x, z, t)$ | Grauwerte der Bilder am Ort $x, z$ zur Zeit $t$            |
|     | $N,M$        | Größe des Auswertefensters in Pixeln                       |
|     | $n,m$        | Laufvariablen  |

Die Werte der Kreuzkorrelation liegen jeweils zwischen null und eins. Eins steht dabei für absolute Übereinstimmung, null für gar keine Ähnlichkeit der beiden Bildausschnitte für die jeweilige Verschiebung  $(i, j)$ . Die Korrelation stellt also ein Ähnlichkeitsmaß der Bildausschnitte für verschiedene Verschiebungen dar. Die Koordinate des Maximums der Kreuzkorrelation zeigt dabei den wahrscheinlichsten Verschiebungsvektor an (Abb. 4.3).

## Autokorrelation

Partikelbilder, welche im „single frame / double exposure“ Modus aufgenommen wurden, bestehen aus einem einzigen, doppelt belichteten Bild und werden



Kreuzkorrelations-  
funktion :

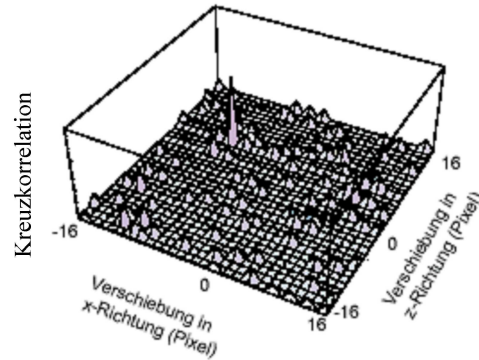


Abb. 4.3: Prinzip der Kreuzkorrelation: zwei zu vergleichende quadratische Fenster (oben), Ergebnis der Kreuz-korrelationsfunktion (unten). Das Maximum befindet sich bei einer Verschiebung von -8 Pixeln in x-Richtung und 5 Pixeln in z-Richtung.

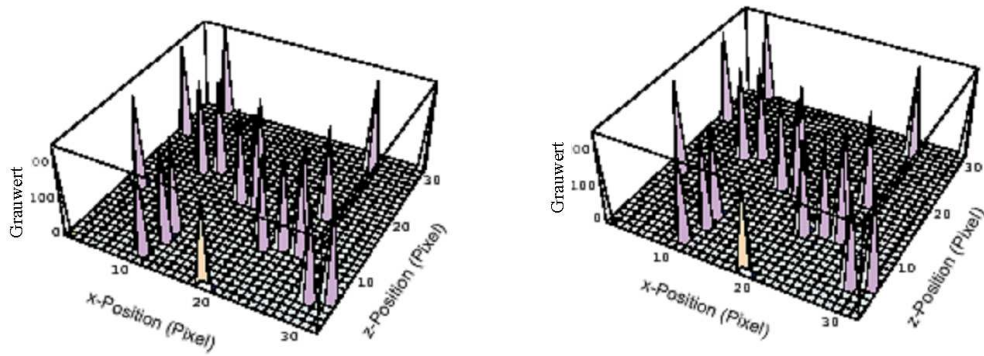
mit Hilfe der Autokorrelation ausgewertet. In diesem Fall lautet die Korrelationsfunktion:

$$C_{i,j}(px, pz, t') =$$

$$\frac{\sum_{m=-M}^{M/2} \sum_{n=-N/2}^{N/2} g(px + m + i, pz + n + j, t')g(px + m, pz + n, t')}{\left( \sum_{m=-M}^{M/2} \sum_{n=-N/2}^{N/2} g(px + m, pz + n, t') \right)^2} \quad (4.2)$$

Bei der Autokorrelation wird das doppelt belichtete Bild mit sich selbst korreliert. Das Hauptmaximum liegt daher immer im Nullpunkt, da sich das Bild selbst ohne Verschiebung am ähnlichsten ist. Die Nebenmaxima sind jeweils paarweise symmetrisch zum Ursprung angeordnet (Abb. 4.4).

Der Nachteil bei der Autokorrelation besteht darin, dass das Bild keinerlei Zeitinformationen enthält. D.h. es ist nicht ersichtlich, welche Abbildung eines Partikels durch den ersten Laserpuls und welche durch den zweiten erfolgte.



Autokorrelations-  
Funktion:

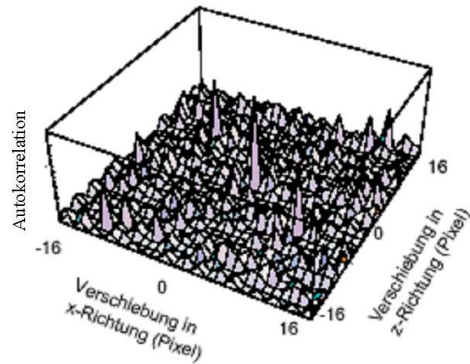


Abb. 4.4: Prinzip der Autokorrelation. Ein doppelt belichtetes Bild wird mit sich selbst korreliert (oben). Das Hauptmaximum der Autokorrelationsfunktion befindet sich im Ursprung, die Nebenmaxima bei Verschiebungen von -8 Pixeln in x-Richtung und 5 Pixeln in z-Richtung bzw. 8 Pixeln in x-Richtung und -5 Pixeln in z-Richtung.

Dadurch enthält die Autokorrelationsfunktion keine Phaseninformation und es kann keine Verschiebungsrichtung bestimmt werden.

Ein weiteres Problem ergibt sich bei sehr kleinen Verschiebungen, wenn das Hauptmaximum breiter ist als der Verschiebungsvektor. In einem solchen Fall kann das Maximum des Verschiebungsvektors nicht mehr ausfindig gemacht werden.

---

#### 4.1.4 Komponenten des verwendeten PIV-Systems

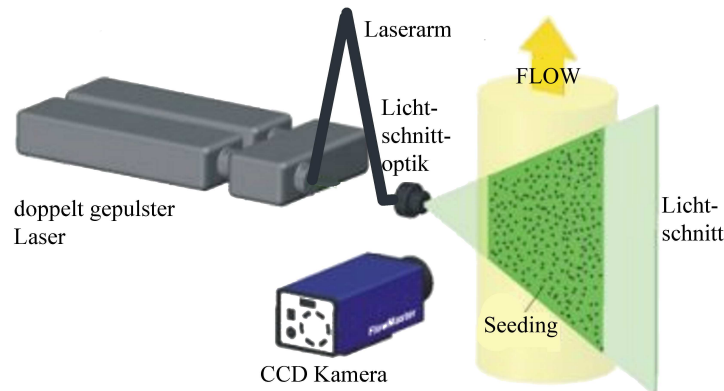


Abb. 4.5: Komponenten des ITLR - PIV Systems [82].

Das für die experimentelle Untersuchung des Strömungsfeldes benutzte PIV System des ITLRs besteht aus folgenden Komponenten (Abb. 4.5):

- Laser: (NewWave, Gemini PIV) doppelt gepulster Nd:YAG Laser, Pulsenergie bis  $120mJ$  pro Puls bei  $\lambda = 532nm$
- Laserarm: Rohrsystem mit Spiegeln zur sicheren Weiterführung des Laserstrahls
- Lichtschnittoptik: Linsensystem zur Erzeugung eines dünnen Lichtschnitts
- PTU Programmable Timing Unit: (LaVision) hochgenaue Kontrolleinheit zur Ansteuerung von Laser und Kameras
- CCD Kameras: (SensiCam) Dynamikbereich: 12 bit (entspricht 4096 Graustufen), Auflösung:  $1k \times 1k$  (pixel), Pixelgröße:  $6,7\mu m \times 6,7\mu m$ , Bildwiederholrate: 8 Hz, minimaler zeitlicher Abstand zwischen zwei Aufnahmen: 300 ns
- Scheimpflugadapter für 3C-PIV Messungen
- Kalibriereinrichtung: bestehend aus Kalibrierplatte und Kalibriersoftware (LaVision)
- Partikelgenerator: (TOPAS) zur Erzeugung des Seedings (Ölnebel)
- Seeding: DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat), Ölnebel, mittlerer Tröpfchendurchmesser:  $20 \mu m$

- 
- Hardware: PC mit Dual-Prozessor, externes RAID System ( $8 \times 80$  GB) für Datenaufnahme in Echtzeit
  - Software für Messwertaufzeichnung, Postprocessing, Datenauswertung und Darstellung: DaVis (LaVision)

---

## 4.2 Druckmesstechnik

### 4.2.1 Druckmesssystem

Zur statischen Druckmessung wurden SCANIVALVE Druckmessmodule vom Typ DSA3016 mit 16 Messkanälen verwendet. Insgesamt kamen sechs Module mit drei unterschiedlichen Messbereichen zum Einsatz:

- 10 inch  $H_2O \hat{=} 25$  mbar
- 1 psi  $\hat{=} 69$  mbar
- 1 bar

Großer und kleiner Modellkanal wurden jeweils an 116 identischen Positionen mit Bohrungen und Vinylschläuchen versehen. Abbildung 4.6 zeigt den Versuchsaufbau zu den statischen Druckmessungen am großen Kanal.

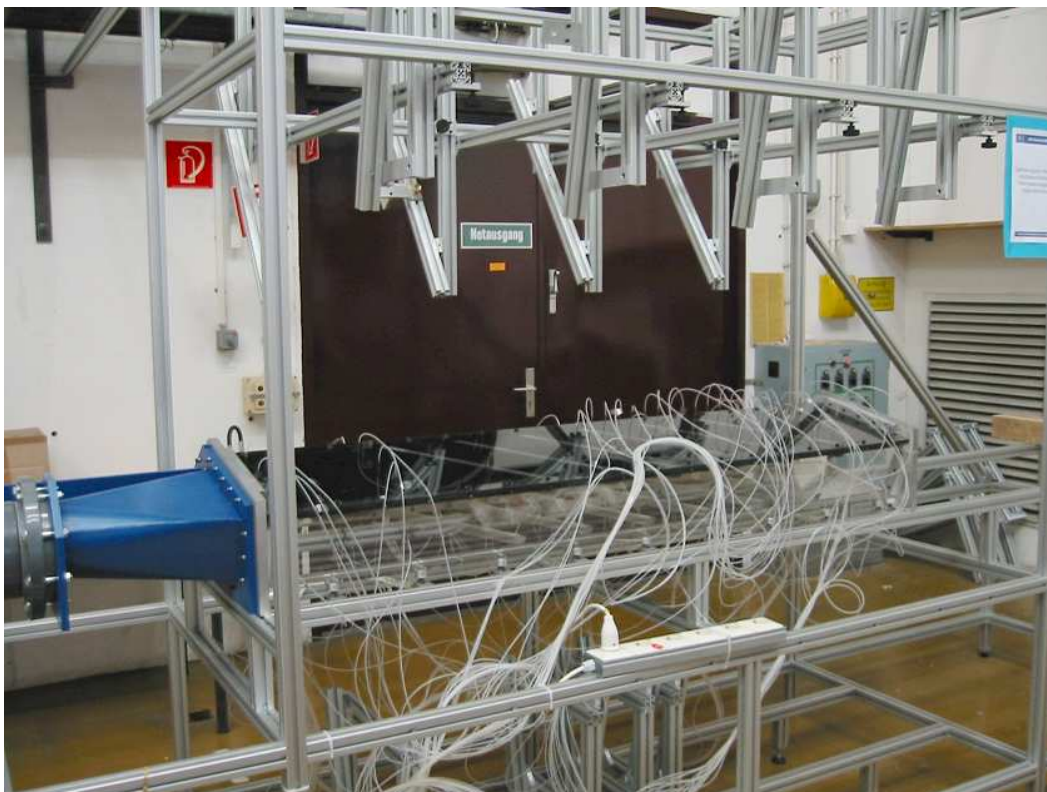


Abb. 4.6: Versuchsaufbau: Druckmessungen am Versuchskanal.

Die Messwerterfassung erfolgte über ein LabView Programm. Pro Versuch wurden 20 Messreihen aufgenommen, bei denen jeweils über 32 Messungen gemittelt wurde.

---

## 4.3 Flüssigkristallmesstechnik (TLC)

### 4.3.1 Flüssigkristalle

Flüssigkristalle sind anisotrope organische Substanzen aus langgestreckten Molekülketten (z.B. Cholesterole). Sie besitzen die optischen Eigenschaften eines kristallinen Körpers (Anisotropie) und die mechanischen Eigenschaften einer Flüssigkeit (Fluidität).

Die flüssigkristalline Phase ist eine sogenannte Mesophase (griech.:  $\mu\epsilon\sigma\omicron\varsigma$  = Mitte) zwischen dem kristallinen und dem isotrop flüssigen Zustand.

Bei einem kristallinen Körper nehmen Atome bzw. Moleküle feste Gitterplätze ein - es existiert eine Positionsfernordnung. Handelt es sich um Moleküle, besteht meist zusätzlich auch eine Richtungsfernordnung (Abb. 4.7). In einer Flüssigkeit dagegen sind Positions- und Richtungsfernordnung aufgehoben. Die Richtungsverteilung der Moleküle zueinander ist statistisch und die Molekülschwerpunkte sind unregelmäßig angeordnet (Abb. 4.7). Im Gegensatz zu einem Kristall ist eine solche Flüssigkeit isotrop, d.h. ihre physikalischen Eigenschaften sind von der Beobachtungsrichtung unabhängig.

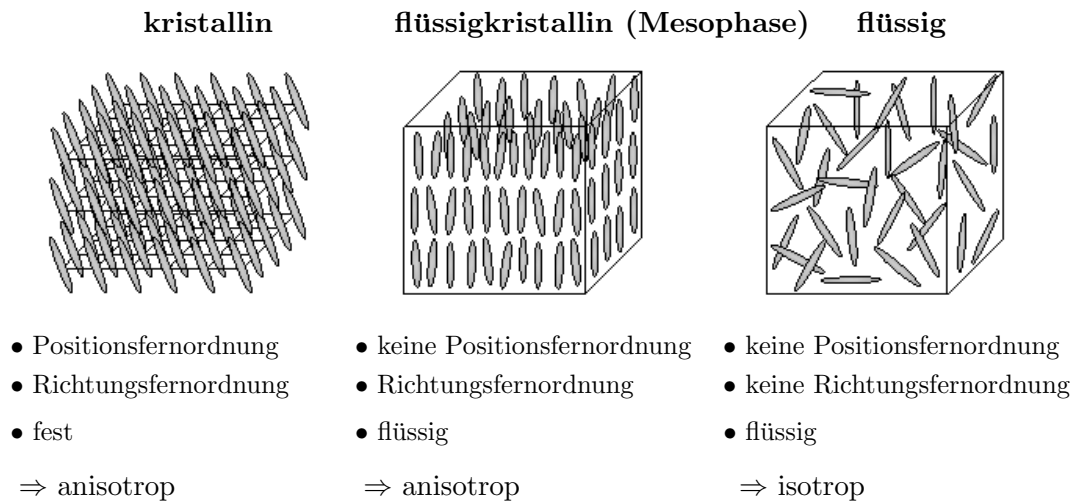


Abb. 4.7: Molekülstruktur in kristalliner, flüssigkristalliner und flüssiger Phase [88].

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, die Ordnung eines kristallinen Körpers so herabzusetzen, dass kein direkter Übergang zur flüssig isotropen Phase, sondern zur flüssigkristallinen Mesophase entsteht: durch Zugabe von Lösungsmitteln oder durch Erhöhung der Temperatur über den Schmelzpunkt. Dementsprechend unterscheidet man **lyotrope** und **thermotrope Flüssigkristalle**. Bei Letzteren ist das Phasenverhalten unter konstantem Druck nur



---

abhängig von der Temperatur, wobei eine thermodynamisch stabile Mesophase sowohl beim Aufheizen als auch beim Abkühlen beobachtet werden kann.

Ob eine organische Verbindung direkt vom festen in den isotrop flüssigen Zustand übergeht oder vorher eine oder mehrere flüssigkristalline Phasen durchläuft, hängt vom Aufbau der Moleküle ab. Die Moleküle eines Flüssigkristalls müssen eine ausgeprägte Formanisotropie aufweisen, vier- bis sechsmal länger als breit sein und einen formstabilen starren Grundkörper besitzen.

Ab dem Erreichen des Schmelzpunktes wird bei derartigen Molekülen die Positionsfernordnung, d.h. die Anordnung der Molekülschwerpunkte auf festen Gitterplätzen, aufgehoben. Durch die starke Formanisotropie bleibt jedoch die Richtungsfernordnung erhalten und die stäbchenförmigen Moleküle richten sich in eine bestimmte Richtung aus, vorzugsweise parallel zu ihren Längsachsen (Abb. 4.7). Aus dieser Parallelorientierung folgt makroskopisch die Richtungsabhängigkeit der physikalischen Eigenschaften. Die entstandene Schmelze ist somit anisotrop, besitzt aber gleichzeitig die Fluidität einer Flüssigkeit.

Erst bei Erreichen des sogenannten *Klärpunkts* bricht diese Ordnung zusammen und es entsteht eine isotrope Flüssigkeit, in der weder eine Positions- noch eine Richtungsfernordnung existiert (Abb. 4.7).

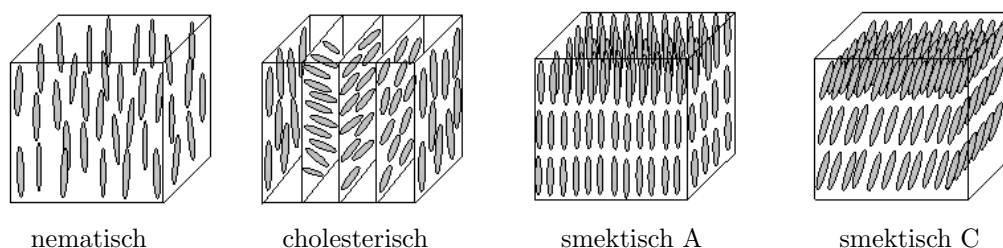


Abb. 4.8: Verschiedene flüssigkristalline Phasen [88].

Je nach Anordnung der Moleküle in der flüssigkristallinen Mesophase unterscheidet man grundsätzlich **nematische** und **smektische** Flüssigkristalle: Nematische Kristalle zeichnen sich ausschließlich durch die Parallelordnung ihrer Moleküllängsachsen aus, während ihre Molekülschwerpunkte unregelmäßig verteilt sind (Abb. 4.8). Neben dieser einfachen nematischen Phase existieren weitere höhergeordnete, sogenannte smektische Phasen. Sie weisen neben der Parallelität der Moleküllängsachsen zusätzlich eine Schichtstruktur der Molekülschwerpunkte auf (Abb. 4.8). Aus diesem Grund ist die Viskosität der smektischen Phasen deutlich höher als die der nematischen.

---

Die für die vorliegende Arbeit interessanten **thermochromatischen Flüssigkristalle (TLC = Thermochromatic Liquid Crystals)** gehören zu den **cholesterischen** Flüssigkristallen, einer Sonderform der nematischen Phase.

Bei stetiger Temperaturerhöhung gehen die TLCs von der kristallinen zunächst in die smektische, danach in die cholesterische und schließlich in die optisch inaktive isotrop flüssige Phase über. Ab einer bestimmten Starttemperatur durchlaufen sie innerhalb der cholesterischen Phase das gesamte sichtbare Farbspektrum - von rot über orange, gelb und grün bis hin zu blau und violett - bis sie schließlich wieder farblos werden. Dies geschieht durch die selektive Reflexion einfallenden weissen Lichts, die durch die besondere Anordnung der Moleküle in dieser Phase ermöglicht wird:

Bedingt durch ein chirales Zentrum, ist die Richtung der Molekülachsen von Schicht zu Schicht um einen bestimmten Winkel gedreht. Dadurch entsteht eine helixförmige Molekülstruktur, wie sie in Abb. 4.9 dargestellt ist.

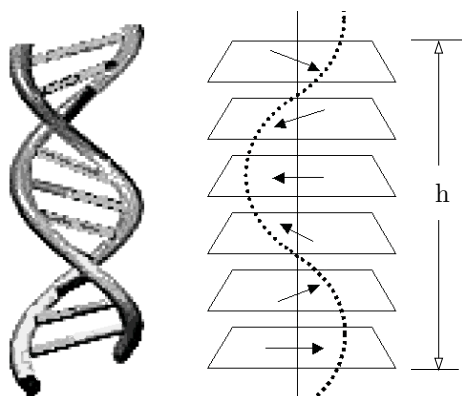


Abb. 4.9: Cholesterische Phase mit helixförmiger Molekülstruktur.

Der Abstand zweier Schichten, bei denen sich die Ausrichtung der Moleküle um  $360^\circ$  gedreht hat, wird als *Ganghöhe*  $h$  bezeichnet. Sie ist temperaturabhängig: mit steigender Temperatur verwinden sich die Molekülketten immer mehr und die Ganghöhe nimmt ab. Wenn  $h$  sich in der Größenordnung der Wellenlänge des sichtbaren Lichts (400 - 800 nm) befindet und die Achse der Helix mit der Richtung des einfallenden Lichts übereinstimmt, wird Licht einer bestimmten Wellenlänge reflektiert.

Bei Erreichen der Starttemperatur verfärben sich die TLCs zunächst rot. Steigt die Temperatur weiter an, wird Licht geringerer Wellenlänge reflektiert und somit nach und nach das gesamte Spektrum wiedergegeben. An einer mit Flüssigkristallen beschichteten Oberfläche lässt sich somit die Temperatur an

---

jedem beliebigen Punkt bestimmen.

Im Gegensatz zu Thermoelementen, mit denen die Temperatur nur an diskreten Punkten gemessen werden kann, lassen sich mit TLCs beliebig hohe räumliche Auflösungen erzielen.

In der Praxis werden die für Messzwecke erhältlichen TLCs noch eigens behandelt: Kleinste Flüssigkristalltröpfchen werden mit einem Polymer überzogen, wodurch Kapseln mit Durchmessern zwischen 10 und 50  $\mu\text{m}$  entstehen. Dies hat zum einen den Vorteil, dass eine Abschirmung gegenüber den Einflüssen eventuell auftretender chemischer Reaktionen oder Schubspannungen gewährleistet ist. Zum anderen ist es durch die Verkapselung möglich, verschiedene Arten von Flüssigkristallen zu mischen und somit unterschiedlichste Temperaturbereiche abzudecken.

Abbildung 4.10 zeigt eine Mikroskopaufnahme einer mit verkapselten Flüssigkristallen beschichteten Oberfläche. Deutlich zu erkennen ist hierbei die im Verhältnis zum Durchmesser sehr geringe Wandstärke der Kapseln. Dadurch kann trotz der Ummantelung immer noch der nötige Temperaturausgleich stattfinden.

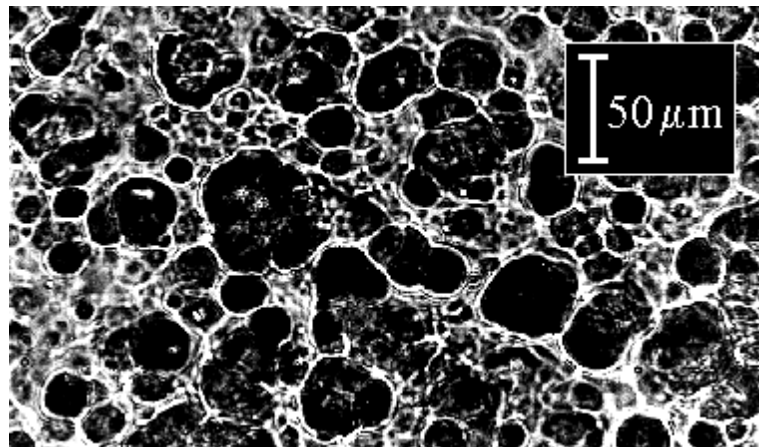


Abb. 4.10: Mikroskopaufnahme einer mit verkapselten Flüssigkristallen beschichteten Oberfläche [67].

Handelsübliche Flüssigkristalle gibt es für Temperaturen von  $-30^{\circ}\text{C}$  bis  $115^{\circ}\text{C}$ . Je nach Breite des Temperaturbereichs, in dem sich die Flüssigkristalle verfärben, unterscheidet man zwischen **schmalbandigen** TLCs, die einen Temperaturbereich von wenigen Kelvin anzeigen und **breitbandigen** TLCs, die über einen Bereich von mehreren zehn Kelvin hinweg ihre Farbe wechseln.

---

### 4.3.2 Transiente Flüssigkristall-Messmethode

Sämtliche der in dieser Arbeit präsentierten Wärmeübergangsmessungen wurden unter Verwendung der transienten Flüssigkristall-Messmethode durchgeführt. Mit Hilfe dieses Verfahrens kann die Verteilung des lokalen Wärmeübergangs global auf kompletten Oberflächen bestimmt werden. Gegenüber anderen Verfahren - wie beispielsweise der stationären Methode - hat es den Vorteil, dass durch den Einsatz von aufsprühbaren Flüssigkristallen auch komplexe Geometrien vermessen werden können.

Bei der transienten Flüssigkristall-Methode wird zunächst von einem Gleichgewichtszustand ausgegangen, bei dem Testmodell und Strömung die gleiche Temperatur besitzen. Anschließend wird die Fluidtemperatur schlagartig erhöht, woraus eine Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand resultiert. Diese löst einen Wärmestrom vom Fluid in die Wand aus, worauf sich die Wand allmählich erwärmt bis sich ihre Temperatur der Fluidtemperatur angeglichen hat.

Der Temperaturverlauf an der Oberfläche des Testmodells wird dabei durch die Farbänderungen der Flüssigkristalle wiedergegeben und mittels Kameras aufgezeichnet. Anhand der Anfangstemperatur von Strömung bzw. Testmodell  $T_0$ , der mit Hilfe der Flüssigkristalle bestimmten Wandtemperatur  $T_W$  und den dazugehörigen Zeitwerten  $t$ , lässt sich der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  bestimmen.

Eine wichtige Voraussetzung für die Auswertung der transienten Methode ist eine ausreichend geringe Versuchsdauer, so dass die Eindringtiefe des Fluidwärmestroms in die Modellwand im Verhältnis zur Wanddicke klein ist. Mit dieser Annahme kann von einer instationären, eindimensionalen Wärmeleitung ausgegangen und für weitere Berechnungen das Modell einer halbunendlichen Wand verwendet werden.

Die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung für die halbunendliche Wand und die zugehörigen Randbedingungen lauten:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (4.3)$$

Randbedingungen:

$$\begin{aligned} t = 0 & : T = T_0 \\ x = 0 & : \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \alpha (T(x=0) - T_b) \\ x \rightarrow \infty & : T = T_0 \end{aligned}$$

Die Lösung der Gleichung 4.3 mit den beschriebenen Anfangs- und Randbedingungen, sowie der Annahme von konstanten Materialkennwerten des Testmodells, ergibt die Gleichung für die dimensionslose Temperatur an der Oberfläche ( $x=0$ ):

$$\frac{T_W - T_0}{T_b - T_0} = 1 - e^{\beta^2} \operatorname{erfc}(\beta) \quad \text{mit} \quad \beta = \alpha \sqrt{\frac{t}{\lambda \rho c}}. \quad (4.4)$$

### 4.3.3 Durchführung und Auswertung der TLC-Experimente

Zur Durchführung der Flüssigkristallexperimente wird die Innenseite der zu untersuchenden Kanaloberfläche zunächst mit einer Lage Flüssigkristalle und anschließend zur Verbesserung des Kontrasts mit einer Lage schwarzer Farbe beschichtet (Abb. 4.11).

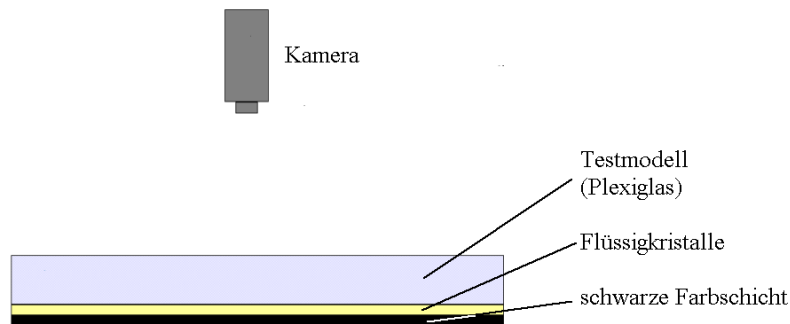


Abb. 4.11: Schematischer Versuchsaufbau für Flüssigkristall-Experimente: Beschichtung der Testoberfläche und Kameraposition.

Sowohl die Flüssigkristalle als auch die schwarze Farbschicht werden mit Hilfe einer Airbrushpistole in Lagen von jeweils etwa  $10\mu\text{m}$  Dicke aufgesprüht. Die Farbveränderungen der Flüssigkristalle während eines Versuchs werden von verschiedenen Kameras aufgezeichnet. Zu beachten ist hierbei, dass die Kameras jeweils möglichst senkrecht auf die Kanaloberfläche ausgerichtet sind, um Winkelabhängigkeiten der Farberscheinungen zu vermeiden.

Zur Vermessung aller Seiten des großen Kanals waren insgesamt 25 verschiedene Kamerapositionen notwendig. Beim kleinen Kanal genügten hierfür 13 Positionen.

In Abbildung 4.12 ist der typische Verlauf der Farbänderung der Flüssigkristalle während eines Experiments dargestellt. Zu sehen sind die Aufnahmen einer einzelnen Kameraposition im zeitlichen Abstand von jeweils 10s. Die Bilder zeigen einen Ausschnitt der Unterseite des berippten Einlaufkanals.

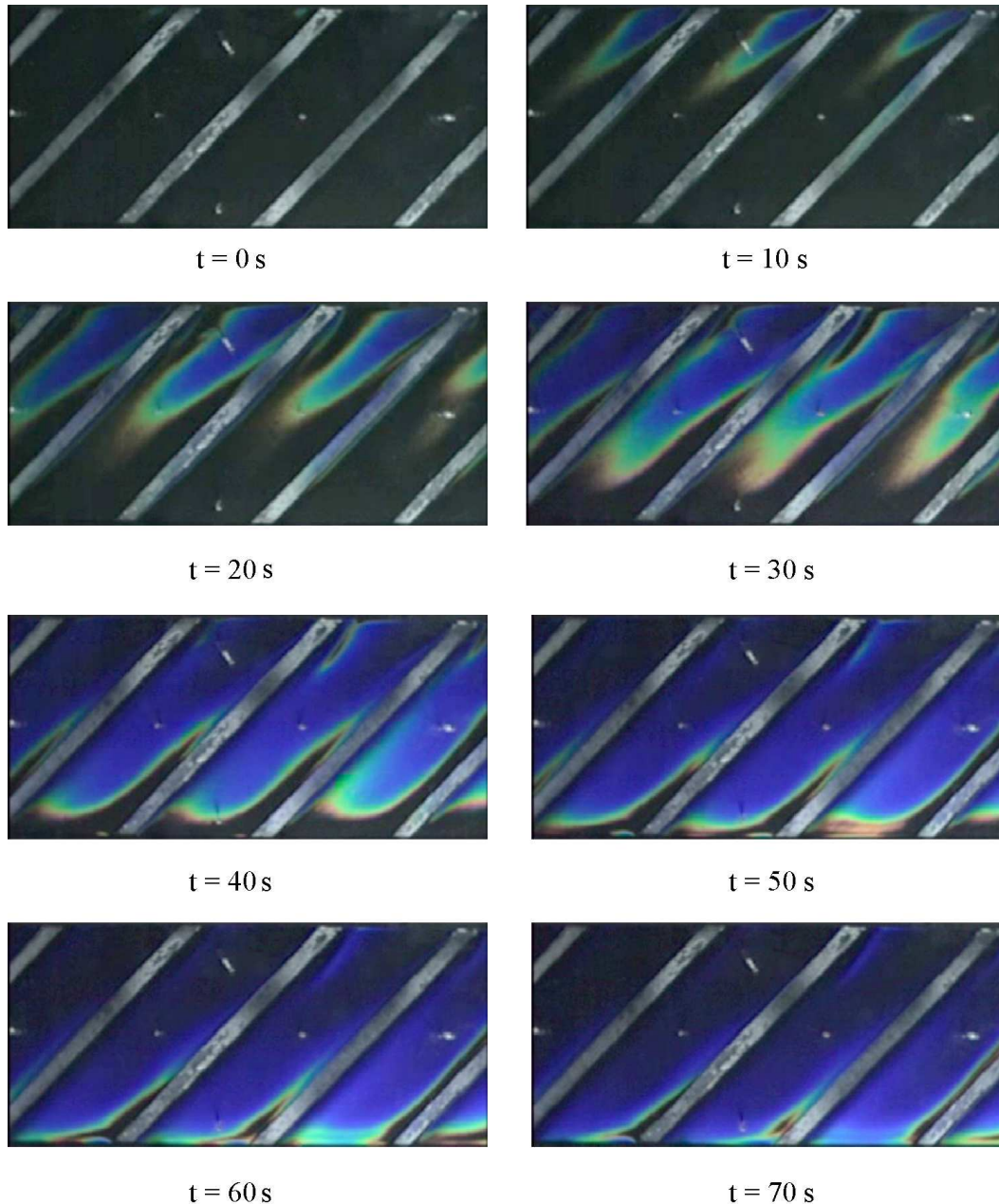


Abb. 4.12: Aufnahmen eines Flüssigkristallexperiments im Abstand von jeweils 10s (Unterseite, Einlaufkanal).

Neben der Aufnahme der Farbänderungen an der Kanaloberfläche wird bei jedem Experiment mit zwei Thermoelementen der Temperaturverlauf in der Mitte des Einlauf- bzw. Auslaufquerschnitts aufgezeichnet ( $T_{C, Ein}$  bzw.  $T_{C, Aus}$ ).

Das weitere Vorgehen zur Auswertung der Versuchsreihen soll anhand von Abbildung 4.13 erläutert werden:

Die Filmsequenzen jeder Messung (Abb. 4.13a) und jeder Kameraposition werden auf die tatsächliche Versuchsdauer geschnitten, so dass jeder Film

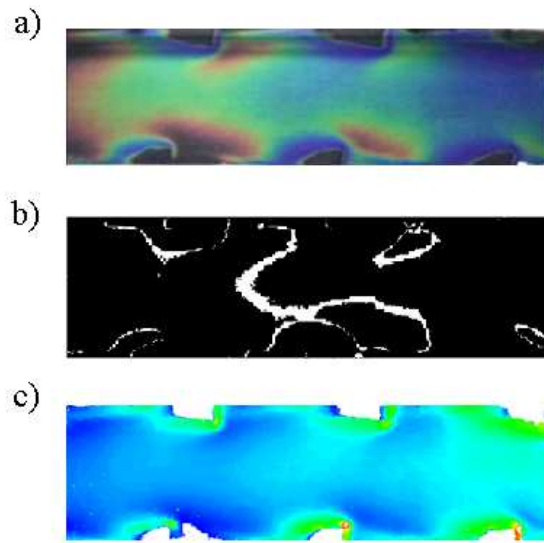


Abb. 4.13: Auswertung der Flüssigkristallexperimente.

genau mit dem Beginn des Experiments, d.h. mit dem Einschalten des transienten Heizers, startet und mit seinem Ausschalten endet. Der Betriebszustand des Heizgitters wird während der Versuche durch mehrere Leuchtdioden angezeigt, von denen in jeder Kameraeinstellung mindestens eine mitgefilmt wird, so dass sich der exakte Ein- und Ausschaltzeitpunkt aus den Aufnahmen feststellen lässt.

Die anschließende Umwandlung der geschnittenen Filme in Tiff-Sequenzen ist notwendig, um diese in die weitere Auswertesoftware einzulesen. Hierbei handelt es sich um ein speziell für die Auswertung von Flüssigkristallexperimenten entwickeltes Postprocessing Programm namens DIPS (Digital Image Processing System) [122]. Mit ihm werden die eingelesenen Tiff-Sequenzen nach dem Hue-Saturation-Lightness-Schema in ihre einzelnen HSL-Werte zerlegt. Durch Herausfiltern eines speziellen Hue- bzw. Farbwertbereichs erhält man den zeitlichen Verlauf einer einzelnen Farblinie (Abb. 4.13b). Über die vorherige Kalibration wird dieser Farblinie ein Temperaturwert zugeordnet, so dass ihr Verlauf der einer Isotherme entspricht.

Im nächsten Auswerteschritt werden in DIPS für jedes einzelne Pixel die Zeiten bestimmt, bis sich ein Farbumschlag einstellt. Daraus ergibt sich eine Matrix von Zeitwerten, welche anzeigt, nach welcher Zeit sich an jeder Position zum ersten Mal die dem vorher ausgewählten Farbwert zugeordnete Temperatur eingestellt hat.

---

Das weitere Postprocessing findet mit Hilfe von diversen unter LabView erstellten Programmen statt. Aus den Zeitwerten und dem mitgemessenen zeitlichen Temperaturverlauf am Einlaufquerschnitt des Kanals, kann entsprechend Gleichung 4.5 implizit der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  (bezogen auf die Mitten­temperatur im Einlauf  $T_{C,Ein}$ ) für jede Stelle der aufgenommenen Kanaloberfläche bestimmt werden.

$$\frac{T_W - T_0}{T_{C,Ein} - T_0} = 1 - e^{\beta^2} \operatorname{erfc}(\beta) \quad \text{mit} \quad \beta = \alpha \sqrt{\frac{t}{\lambda \rho c}}. \quad (4.5)$$

Die Wandtemperatur  $T_W$  entspricht hierbei der Temperatur der ausgewählten Isotherme, bei  $T_0$  handelt es sich um die Ausgangs- bzw. Umgebungstemperatur, wenn sich Kanal und Strömung noch im thermischen Gleichgewicht befinden.

Aus den ermittelten Wärmeübergangswerten lassen sich anhand von Gleichung 2.8 die entsprechenden Nusseltzahlen bzw. mit Gleichung 2.13 die Nusseltzahl­überhöhung im Verhältnis zum glatten Kanal  $Nu/Nu_0$  berechnen und als Farbplot darstellen (Abb. 4.13c).

Der Bezug des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  bzw. der Nusseltzahlen  $Nu$  auf die Mitten­temperatur am Kanaleintritt  $T_{C,Ein}$  vereinfacht die Auswertung, da sich  $T_{C,Ein}$  bei jedem Experiment problemlos mitmessen lässt. Physikalisch treffender als Referenz ist jedoch die massenstromgemittelte Temperatur  $T_b$  (siehe Kapitel 2.2.2), die sich aber experimentell nur schwierig ermitteln lässt.

Ein Verfahren,  $T_b$  trotzdem in die Auswertung der Wärmeübergänge zu implementieren, ist im folgenden Kapitel dargestellt.

#### 4.3.4 Implementierung der massenstromgemittelten Temperatur $T_b$ (Bulktemperatur)

Zur Implementierung der massenstromgemittelten Temperatur in die Auswertung der Wärmeübergangsmessungen, wird nach [135] zunächst von einem vereinfachten eindimensionalen Temperaturmodell ausgegangen, mit dessen Hilfe der zeitliche Temperaturverlauf in Abhängigkeit der Position beschrieben werden kann. Hierbei wird für den Kanaleinlauf eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit und eine konstante Fluidtemperatur angenommen. Der Wärmeverlust im weiteren Verlauf der Strömung wird durch einen Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha(x)$ , der nur von der Position abhängt, und durch eine zeit- und ortsabhängige Wandtemperatur  $T_p(x, t)$  angenähert. Dabei sind jedoch beide



---

Werte reine Arbeitsparameter und dürfen nicht mit dem wirklich vorherrschenden räumlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten oder der räumlich gemittelten Wandtemperatur verwechselt werden. Diese Werte würden nur für den Spezialfall eines tatsächlich konstanten Wärmeübergangskoeffizienten zusammenfallen.

Nimmt man für jeden Zeitpunkt eine gemittelte Wandtemperatur  $\bar{T}_W(t)$  an, ergibt sich nach [97] aus einer Energiebilanz die massenstromgemittelte Temperatur  $T_b$ :

$$\begin{aligned} T_b(t) &= \bar{T}_W(t) - (\bar{T}_W(t) - T_E) \exp\left(\frac{\alpha U}{\dot{m} c_p} x\right) \\ &= \bar{T}_W(t) - (\bar{T}_W(t) - T_E) e^{-z} \end{aligned} \quad (4.6)$$

wobei  $U$  den Umfang und  $T_E$  die sich nach Betätigen des Heizers einstellende Temperatur am Kanaleintritt darstellt.

Die zweite Annahme, die getroffen werden muss, ist die eines von der Zeit unabhängigen Profilkoeffizienten  $\gamma$ , welcher folgendermaßen definiert wird:

$$\gamma = \frac{T_b(t) - \bar{T}_W(t)}{T_c(t) - \bar{T}_W(t)} \quad (4.7)$$

$\gamma$  kann nicht experimentell bestimmt werden, sondern wird aus den numerischen Ergebnissen von CFD Simulationen gewonnen.

Durch Auflösen der Gleichung 4.7 nach  $\bar{T}_W$  und Einsetzen in Gleichung 4.6 wird die anfangs angenommene gemittelte Wandtemperatur  $\bar{T}_W(t)$  eliminiert und man erhält für  $T_b$ :

$$T_b(t) = \frac{1}{e^{-z} - \gamma} [e^{-z}(1 - \gamma)T_E + \gamma(e^{-z} - 1)T_c(t)] \quad (4.8)$$

Der noch unbekannte Wert für  $e^{-z}$  läßt sich aus den Gleichungen 4.6 und 4.7 bestimmen. Mit der Randbedingung, dass bei Beginn des Experiments zum Zeitpunkt  $t=0$  von einem thermischen Gleichgewicht zwischen Fluid, Kanalmodell und Umgebung ausgegangen wird, ergibt sich mit  $\bar{T}_W(t=0) = T_0$ :

$$\begin{aligned} T_b(t=0) &= T_0 - (T_0 - T_E)e^{-z} = \gamma(T_c(t=0) - T_0) + T_0 \\ \Rightarrow e^{-z} &= \frac{\gamma(T_c(t=0) - T_0)}{T_E - T_0} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Zur Bestimmung von  $e^{-z}$  sind neben dem aus der Numerik stammenden Profilkoeffizienten  $\gamma$  noch die drei Temperaturwerte  $T_0$ ,  $T_E$  und  $T_c(t=0)$  nötig.

---

Die Umgebungstemperatur  $T_0$  und der Temperaturwert  $T_E$ , der sich am Kanaleintritt nach Betätigen des Heizers einstellt, können aus dem Verlauf der Mittentemperatur ermittelt werden. Abbildung 4.14 zeigt einen typischen Mittentemperaturverlauf, wie er während eines Experiments mit Hilfe eines Thermoelements am Kanaleinlauf aufgezeichnet wurde.

$T_0$  entspricht hier den anfänglich konstanten Werten vor Einschalten des Heizgitters ( $t < 0$ ). Mit der Inbetriebnahme des Heizers ( $t = 0$ ) steigt die Mittentemperatur stark an und es stellt sich ein nahezu konstantes Maximum ein. Erst mit Abschalten der Heizung fällt die Mittentemperatur wieder ab.

$T_E$  wird aus dem arithmetischen Mittel über den plateauartigen Bereich der Maximalwerte gebildet.

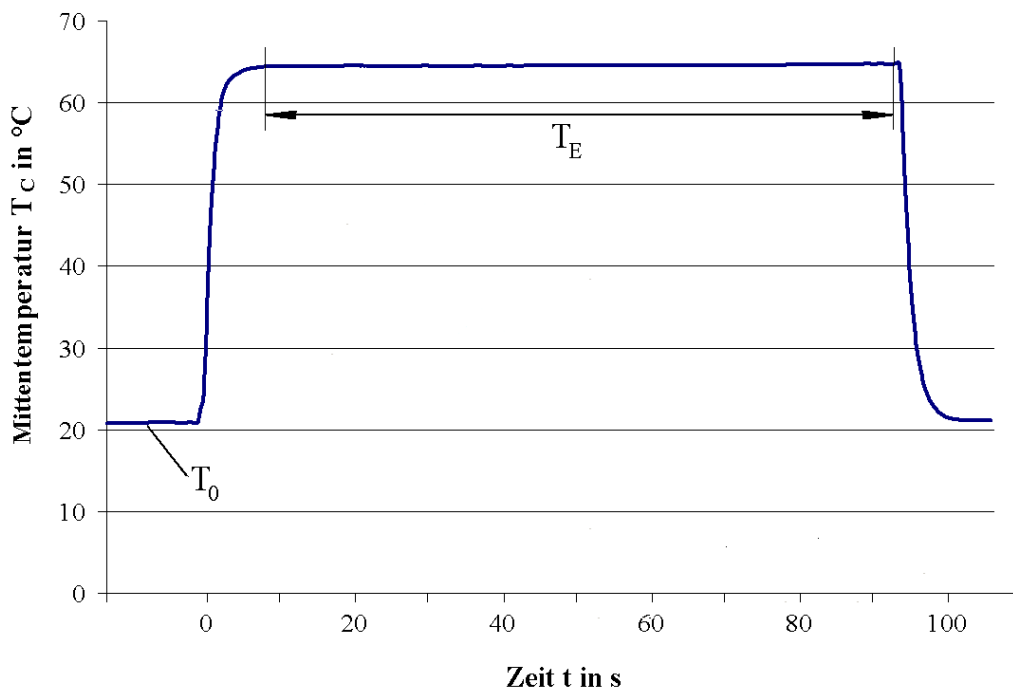


Abb. 4.14: Verlauf der Mittentemperatur  $T_c$  im Kanaleintritt.

Wie aus dem Verlauf der Mittentemperatur im Einlauf (Abb. 4.14) zu erkennen ist, kann bereits am Kanaleintritt nicht mehr von einem idealen Temperatursprung ausgegangen werden. Es bildet sich vielmehr ein Temperaturanstieg in Form einer Flanke aus, die im weiteren Verlauf in Strömungsrichtung mit steigendem Abstand zum Heizgitter immer flacher wird (Abb. 4.16).

Aus diesem Grund kann die Temperatur am Heizgitter nicht mit der Mittentemperatur des Kanaleinlaufs gleichgesetzt werden. Der noch benötigte Wert für  $T_c(t = 0)$  muss mit Hilfe einer Kurvenanpassung, der sogenannten

„Curve fit“-Methode bestimmt werden (Abb. 4.15).

Hierzu wird nach [135] ein analytisches Modell benutzt, mit dem der Verlauf der Mittentemperatur beschrieben werden kann:

$$T_c(t) = T_0 + (T_E - T_0) \left[ 1 - \left( \frac{1}{\gamma} - \exp\left(-\frac{\alpha U}{\dot{m} c_p} x\right) \right) \exp\left(-\frac{\alpha^2 A^2 t}{k}\right) \operatorname{erfc} \frac{\alpha A \sqrt{t}}{\sqrt{k}} \right] \quad (4.10)$$

mit

$$A = \frac{1 - \exp\left(-\frac{\alpha U}{\dot{m} c_p} x\right)}{\frac{\alpha U}{\dot{m} c_p} x} \quad \text{und} \quad k = (\lambda \rho c_p)_{\text{ Plexiglas}}$$

Diese Kurve der analytischen Lösung wird durch Variation von  $T_E$  und  $\alpha$  an den Verlauf der gemessenen Werte angepasst (Abb. 4.15). Der Wert des berechneten Verlaufs an der Stelle  $t=0$  ergibt somit die gesuchte Temperatur  $T_c(t=0)$ .

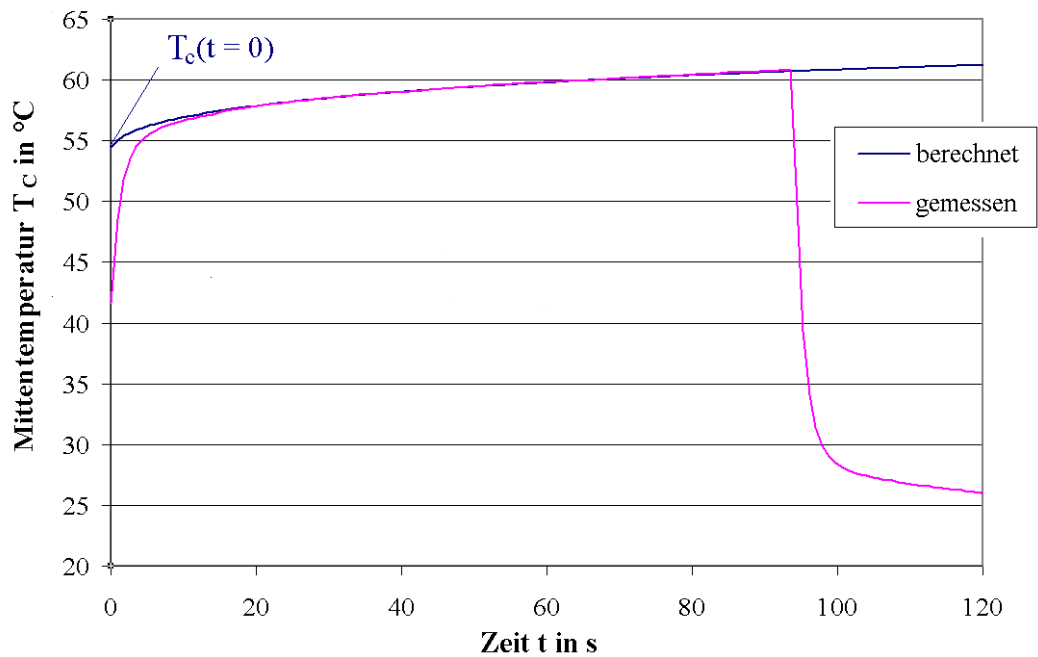


Abb. 4.15: Methode des „Curve fit“ zur Ermittlung der Mittentemperatur zum Zeitpunkt  $t=0$ .

Zur Berechnung des Verlaufs der massenstromgemittelten Temperatur mit Gleichung 4.8 ist neben dem nun berechenbaren  $e^{-z}$  und dem Profilmfaktor  $\gamma$  aus numerischen Simulationen noch der zeitliche Verlauf der Mittentemperatur  $T_c(t)$  für jede Position  $x$  notwendig.

Eine direkte Messung während der Flüssigkristallexperimente mit mehreren Thermoelementen ist nicht möglich, da deren Enden jeweils bis zum Mittelpunkt des Kanalquerschnitts in die Strömung ragen müssten, was diese stark beeinflussen und somit die Ergebnisse für den Wärmeübergang verfälschen würde. Während der Experimente wurde der Mittentemperaturverlauf deshalb nur am Ein- und Auslauf mitgemessen.

Diese Problematik machte die Erstellung einer Korrelation notwendig, die es ermöglicht, aus den beiden, während der aktuellen Experimente mit aufgezeichneten Temperaturverläufen  $T_{c, Ein}$  und  $T_{c, Aus}$  auf den Mittentemperaturverlauf an jeder Stelle des Kanals zu schließen.

Hierfür wurde der Versuchskanal mit 19 Thermoelementen bestückt und der Verlauf der Mittentemperatur bei verschiedenen Reynoldszahlen und unterschiedlichen Heizleistungen vermessen. Abbildung 4.16 zeigt beispielhaft das Ergebnis einer solchen Messung.

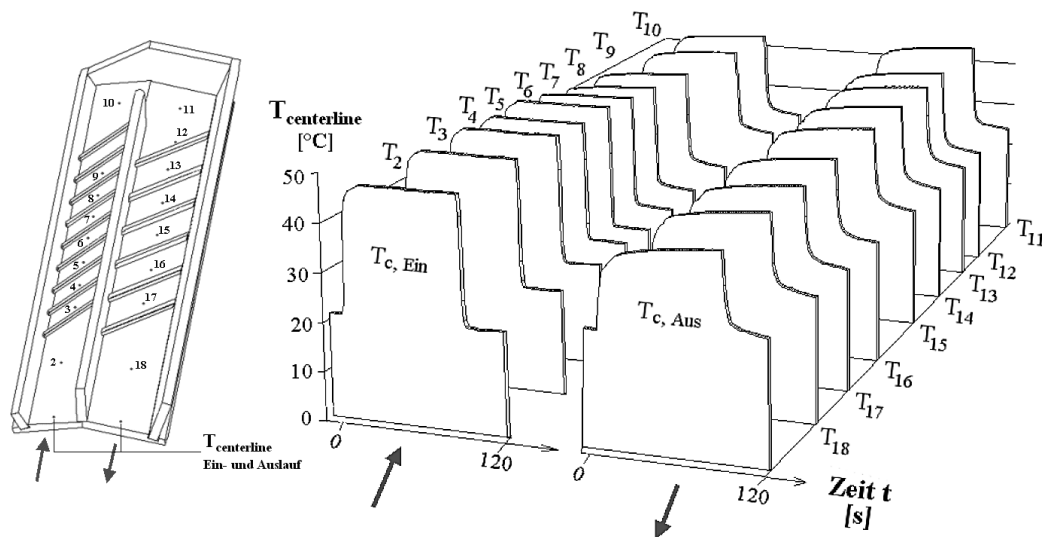


Abb. 4.16: Verlauf der Mittentemperatur entlang des Kanals.

Gut zu erkennen ist der allgemeine Abfall der Temperatur mit zunehmendem Abstand vom Kanaleinlauf. Die Graphen der zeitlichen Verläufe zeigen stromab kontinuierlich niedrigere Maximalwerte. Außerdem wird der in Strömungsrichtung immer langsamer stattfindende Temperaturanstieg durch die flacheren Flanken deutlich.

Eine detaillierte Betrachtung der Messungen ergab, dass der Temperaturabfall über die Kanallänge für jede Reynoldszahl, unabhängig von der Heizleistung mit Hilfe von drei Geraden beschrieben werden kann. In Abbildung 4.17

ist für den großen Kanal exemplarisch die gemittelte Mittentemperatur an den Messpositionen für  $Re = 20.000$  dargestellt.

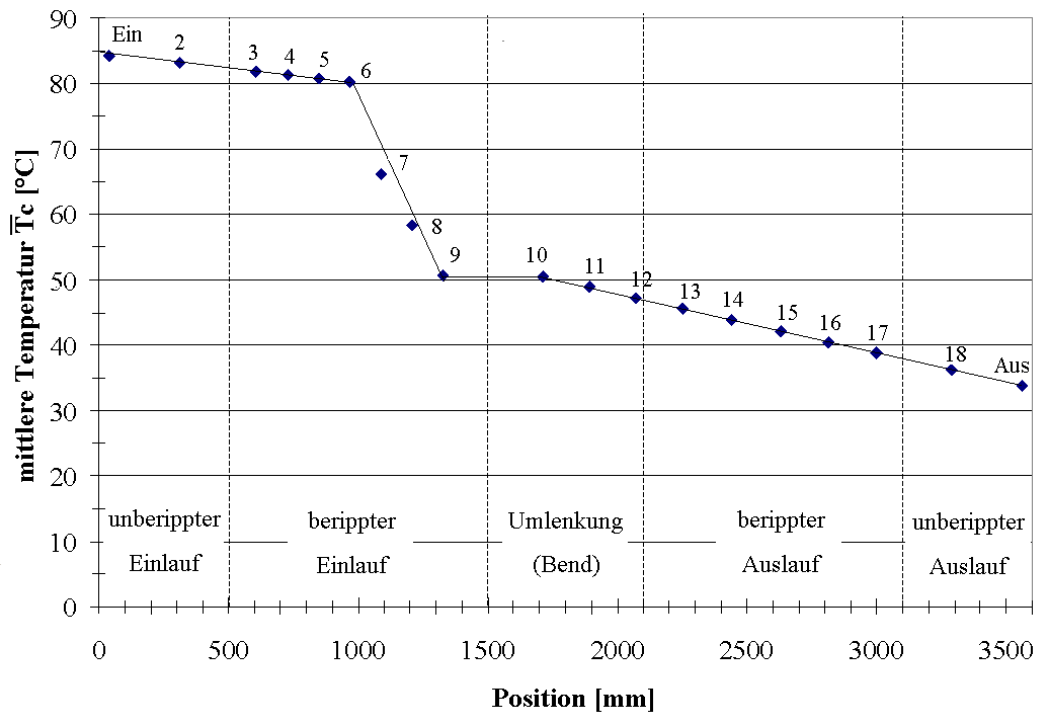


Abb. 4.17: Gemittelte Mittentemperatur an verschiedenen Positionen des großen Kanals. ( $Re = 20.000$ )

Der erste Bereich, für den sich der Temperaturabfall durch eine Gerade beschreiben lässt, erstreckt sich vom unberippten Einlauf bis zum Segment zwischen 4. Rippe und 5. Rippe (Messposition 6). An diese relativ flach verlaufende Näherungsgerade schließt sich ein deutlich steilerer Verlauf des Temperaturabfalls an, welcher bis direkt vor die Umlenkung reicht (Messposition 9). Ab der Umlenkung stellt sich über den gesamten berippten bis einschließlich den unberippten Teil des Auslaufkanals (Messposition 10 - Aus) ein linearer Temperaturverlauf ein, welcher durch eine einzige Gerade angenähert werden kann.

Die Fehleranalyse bzw. der Vergleich mit verschiedenen anderen Messungen ergab eine maximale Abweichung von lediglich 5 %, womit sich die Korrelation als äußerst zufriedenstellend erwies.

In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der Korrelation in Form von abschnittsweisen Geradengleichungen für die verschiedenen Reynoldszahlen gegenübergestellt:

| <b>Re-Zahl</b> | <b>Bereich 1</b>                | <b>Bereich 2</b>                | <b>Bereich 3</b>                |
|----------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| 10.000         | $-1,82 \cdot 10^{-8}x + 1,0155$ | $-1,81 \cdot 10^{-3}x + 3,2126$ | $-2,01 \cdot 10^{-4}x + 1,1214$ |
| 20.000         | $-5,27 \cdot 10^{-5}x + 1,0045$ | $-7,80 \cdot 10^{-4}x + 1,6351$ | $-1,08 \cdot 10^{-4}x + 0,7836$ |
| 50.000         | $-1,85 \cdot 10^{-5}x + 1,0109$ | $-4,40 \cdot 10^{-4}x + 1,3255$ | $-8,29 \cdot 10^{-5}x + 0,8972$ |
| 100.000        | $-1,09 \cdot 10^{-5}x + 1,0128$ | $-3,48 \cdot 10^{-4}x + 1,2821$ | $-5,87 \cdot 10^{-5}x + 0,9390$ |
| 150.000        | $-3,39 \cdot 10^{-6}x + 1,0036$ | $-2,66 \cdot 10^{-4}x + 1,2120$ | $-4,39 \cdot 10^{-5}x + 0,9606$ |
| 200.000        | $-2,27 \cdot 10^{-5}x + 1,0018$ | $-2,33 \cdot 10^{-4}x + 1,1763$ | $-3,86 \cdot 10^{-5}x + 0,9557$ |

Tabelle 4.1: Geradengleichungen zur näherungsweisen Beschreibung des Abfalls der Mittentemperatur entlang des Kanals, (Re = 10.000 - 200.000).

Mit Hilfe dieser Korrelation kann aus den Messwerten von  $T_{c, Ein}$  und  $T_{c, Aus}$ , die während der Wärmeübergangsexperimente aufgenommen wurden, der Verlauf der Mittentemperatur für jede beliebige Position berechnet werden.

Für die tatsächliche Auswertung der Versuche hat es sich als sinnvoll erwiesen, den Verlauf  $T_c(t, x)$  für diskrete Stützstellen zu ermitteln und jeweils über kleinere Segmente als konstant anzunehmen. So wird  $T_c(t)$  an jeweils zwei Positionen im unberippten Ein- und Auslauf, zweimal im Umlenkbereich und im Ein- und Auslauf jeweils zwischen den einzelnen Rippensegmenten bestimmt.

Die zusätzliche Genauigkeit, die durch das Hinzuziehen weiterer Berechnungen oder Interpolationen bezüglich des Verlaufs der Mittentemperatur zu erreichen ist, liegt innerhalb der Messgenauigkeit der Flüssigkristallexperimente und der Fehlertoleranz der Korrelation bzw. der notwendigen Annahmen und Abschätzungen. Aus diesem Grund würde der zusätzliche Rechenaufwand zu keinem exakteren Ergebnis führen und es wurde bei der Auswertung auf die Methode der segmentweisen Bestimmung von  $T_c(t, x)$  zurückgegriffen.

Bei den für die Stützstellen bestimmten  $T_c$ -Verläufen muss noch der Zeitversatz berücksichtigt werden, der sich aufgrund der Kanalposition ergibt. Der Startzeitpunkt des Experiments ( $t=0$ ) wird durch das Anschalten des Heizers bestimmt. Da sich dieser jedoch nicht direkt am Kanaleinlauf befindet, muss bereits an dieser Position ein Zeitversatz eingerechnet werden, der sich aus der Strömungsgeschwindigkeit und dem Abstand zum Heizgitter ergibt. Der Zeitpunkt  $t=0$  wird deshalb nicht an den Beginn des ersten Temperaturanstiegs gelegt, sondern entsprechend früher bzw. weiter nach links verschoben.

---

Analog wird mit allen weiteren Stützstellen verfahren.

Die auf diese Weise bestimmten Mittentemperaturverläufe  $T_c(t, x)$  können anschließend mittels der numerisch bestimmten Profilkfaktoren  $\gamma$  in massenstromgemittelte Temperaturverteilungen  $T_b(x, t)$  umgerechnet werden.

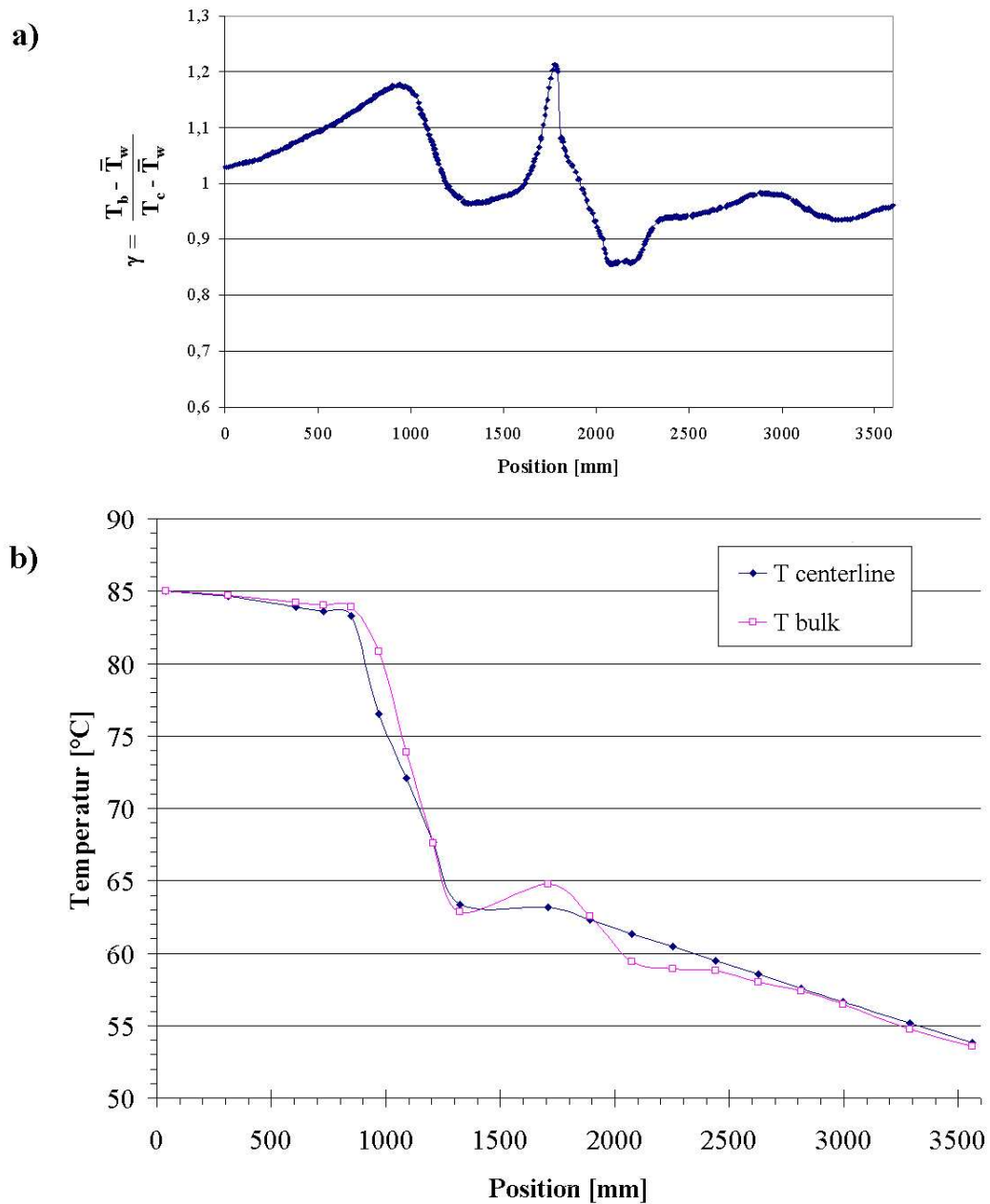


Abb. 4.18: a) Verlauf des numerisch berechneten Profilkfaktors  $\gamma$  in Abhängigkeit der Position. b) Umrechnung von Mittentemperatur auf massenstromgemittelte Temperatur mittels  $\gamma$ . ( $Re = 20.000$ )

---

Da die  $\gamma$ -Werte entlang des kompletten Kanals nur leicht um den Wert eins schwanken (Abb. 4.18a), ergeben sich keine allzu deutlichen Differenzen zwischen  $T_c$  und  $T_b$  (Abb. 4.18b).

Die beschriebenen Korrelationen und Verfahren stellen eine Methode zur Ermittlung der massenstromgemittelten Temperaturverläufe  $T_b(x, t)$  dar, zu der lediglich die Messdaten der Mittentemperaturen im Ein- und Auslauf benötigt werden. Mit den für die Stützstellen ermittelten massenstromgemittelten Temperaturverläufen können die Wärmeübergangsmessungen segmentweise neu ausgewertet und die Ergebnisse somit in Bezug auf  $T_b$  angegeben werden.

#### 4.3.5 Verwendete Komponenten für Flüssigkristallmessungen

Die folgende Aufstellung zeigt eine Übersicht der zu den Flüssigkristallmessungen verwendeten Komponenten:

- Flüssigkristalle: HALLCREST TLC R30C1W, schmalbandig (Bandbreite: 1K), Farbumschlag bei 30 - 31°C
- Kontrastfarbe: HALLCREST Black Backing BB-G1, aufsprühbare schwarze Hintergrundfarbe
- CCD-Kameras: 4 x SONY XC-711P, 1 x SONY XC-003P
- Objektive: 4 x SONY 16mm, 1 x Fujinon 4mm
- Rekorder: SONY GV-D900E Video Walkman
- Thermoelemente: NiCrNi
- Aufzeichnung der Temperaturdaten: HP/Agilent 34970A
- Schnittstelle Rekorder-PC: IEEE 1394 Firewire Verbindung
- Postprocessing Software: DIPS [122], diverse LabView Programme



---

## 5 Vermessung des Strömungsfeldes mittels PIV

### 5.1 Vorversuche und Versuchsparameter

Zur Festlegung der variablen Versuchs- und Auswerteparameter wurden detaillierte Vorversuche durchgeführt. Aufgrund der vorherrschenden hochgradig turbulenten Strömungsverhältnisse, sollte damit zum einen sichergestellt werden, über wie viele Einzelaufnahmen gemittelt werden muss, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten. Zum anderen mussten die für die Auswertung wichtigen Parameter - Anzahl der Iterationen sowie Größe und Überlappungsgrad der Auswertefenster - bestimmt werden. Für sämtliche Vorversuche wurde die Sekundärströmung im Auslauf an der Position  $z = 150$  mm betrachtet. Dies geschah in der Absicht, einen großen Teil des besonders interessanten Bereichs der sehr turbulenten Strömung innerhalb der Ablöseblase mitbetrachten zu können.

#### 5.1.1 Anzahl der Einzelaufnahmen

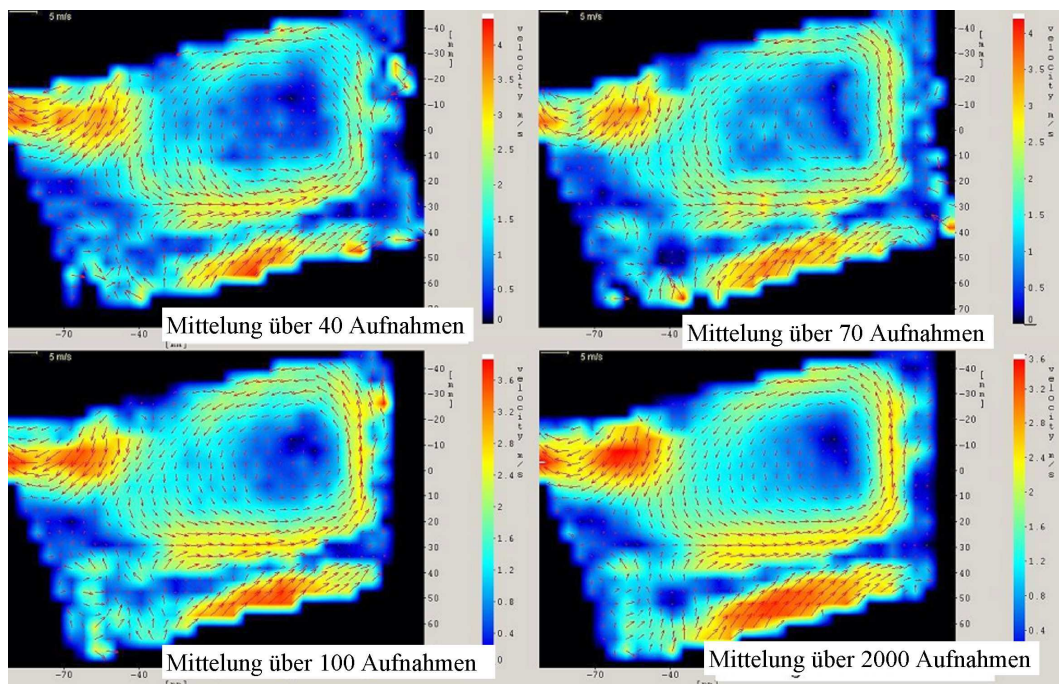


Abb. 5.1: Vergleich der PIV-Ergebnisse in Abhängigkeit der Anzahl von Einzelaufnahmen.

Als Referenz für einen statistisch gesehen quasi-stationären Zustand wurde die Sekundärströmung mit 2000 Einzelbildern über einen Zeitraum von 500 s aufgenommen. Zum Vergleich wurden anschließend mehrere Auswertungen mit jeweils unterschiedlichen Anzahlen von Einzelaufnahmen durchgeführt.

---

Abb. 5.1 zeigt den Vergleich der Ergebnisse bei Mittelungen über 40, 70 und 100 Einzelaufnahmen in Bezug auf das Referenzergebnis mit 2000 gemittelten Bildern.

Betrachtet man die Aufnahme aus 40 Mittelungen (Abb. 5.1, links oben), so fällt zunächst auf, dass hier der Maximalwert der Strömungsgeschwindigkeit mit  $4,4 \frac{m}{s}$  noch um etwa 20% höher liegt als beim quasi-stationären Referenzbild (Abb. 5.1, rechts unten). Auch sind die Übergänge von Bereichen hoher Geschwindigkeiten zu solchen mit deutlich niedrigeren noch relativ abrupt, während das Referenzbild insgesamt sehr weiche Übergänge aufzeigt. Qualitativ werden jedoch bereits durch 40 Mittelungen sämtliche Strömungsphänomene gut wiedergegeben. Bei 70 gemittelten Aufnahmen (Abb. 5.1, rechts oben) liegt das Maximum der auftretenden Strömungsgeschwindigkeit bereits näher an dem der quasi-stationären Messung. Die Strömungsverhältnisse werden recht gut wiedergegeben und es bestehen lediglich geringe Unterschiede zum Referenzergebnis. Die mittlere Abweichung liegt bei etwa 10%. Mit 100 Mittelungen läßt sich das Resultat entsprechend weiter verbessern (Abb. 5.1, links unten).

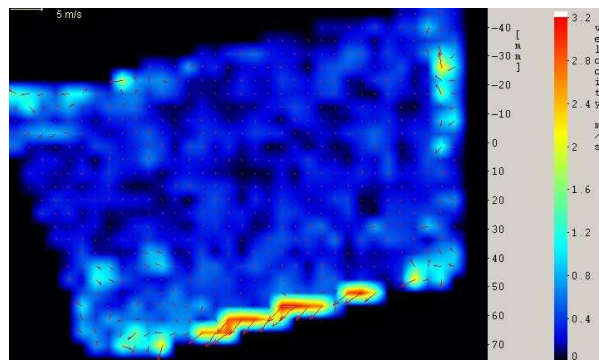


Abb. 5.2: Absolute Geschwindigkeitsdifferenzen bei 100 bzw. 2000 gemittelten Aufnahmen.

In Abb. 5.2 ist die Verteilung der absoluten Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen 100 und 2000 gemittelten Einzelaufnahmen dargestellt. Mit Ausnahme des unteren Randbereichs liegen die Abweichungen im Durchschnitt bei etwa  $0,2 \frac{m}{s}$  bzw. 5%. Im Hinblick auf die bei 100 Einzelbildern im Gegensatz zu 2000 Aufnahmen auf 5% reduzierte Rechenzeit, stellt dies ein äußerst zufriedenstellendes Ergebnis dar. Bei einer weiteren Erhöhung der Anzahl von Einzelaufnahmen ließ sich im Vergleich zum Rechenaufwand keine wesentliche Verbesserung der Genauigkeit erreichen, so dass die Mittelung von 100 Aufnahmen als Standard für alle weiteren Messungen festgelegt wurde.

---

### 5.1.2 Einfluss von Größe und Überlappung der Auswertefenster

Die verwendete Auswertesoftware DAVIS bietet die Möglichkeiten, sowohl die Größe der Auswertefenster als auch deren Überlappung vorzugeben. Für die Größe stehen Optionen von  $16 \times 16$  bis  $256 \times 256$  Pixel zur Verfügung. Der Grad der Überlappung kann in drei Stufen zwischen 0, 50 und 75 % gewählt werden, was bedeutet, dass sich die Auswertefenster sowohl horizontal als auch vertikal entsprechend überschneiden. Anschaulich heißt dies, dass bei gleicher Fenstergröße und einer eingestellten Überlappung von 50% viermal so viele Geschwindigkeitsvektoren erzeugt werden, wie bei 0% Überlappung und entsprechend 16 mal so viele bei 75%. Eng gekoppelt mit dem Grad der Überlappung ist die Größe der Auswertefenster. So erzeugt die Auswertung mit einer Fenstergröße von  $64 \times 64$  Pixeln und 50% Überlappung genauso viele Vektoren wie die entsprechende mit  $32 \times 32$  Pixeln und 0 % Überlappung. Der wesentliche Unterschied besteht dabei in der Größe des Bereichs, aus dem der einzelne Geschwindigkeitsvektor jeweils berechnet wurde.

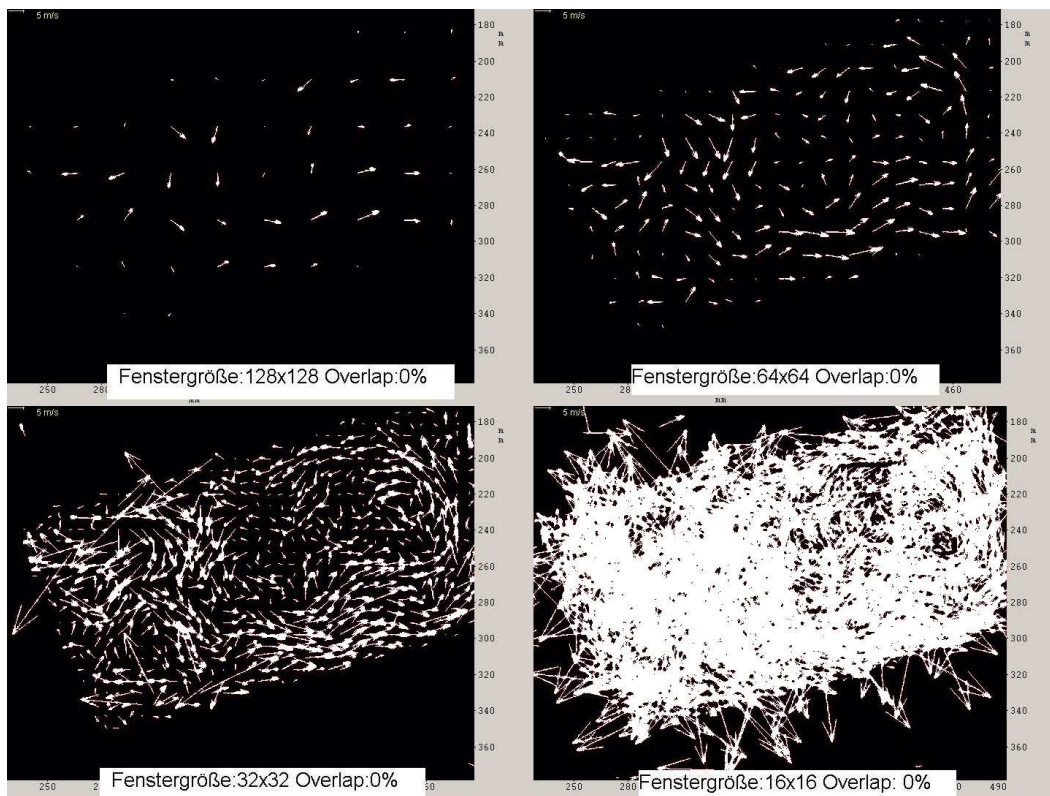


Abb. 5.3: Einfluss der Größe der Auswertefenster auf das berechnete Vektorbild.



Der Vergleich der verschiedenen Vektorbilder bei unterschiedlichen Größeneinstellungen der Auswertefenster (Abb. 5.3) verdeutlicht, dass für die vorliegende Messung bei einer Einstellung von  $128 \times 128$  Pixeln oder mehr, kein Eindruck der Geschwindigkeitsverteilung wiedergegeben wird. Bei  $64 \times 64$  Pixel sind immer noch lediglich grobe Strömungsrichtungen zu erkennen, während die Auswertung mit  $16 \times 16$  Pixel zu viele Vektoren liefert und somit nicht mehr übersichtlich ist. Das beste Ergebnis ergab eine Einstellung von  $32 \times 32$  Pixeln, welche auch für die späteren Messungen verwendet wurde.

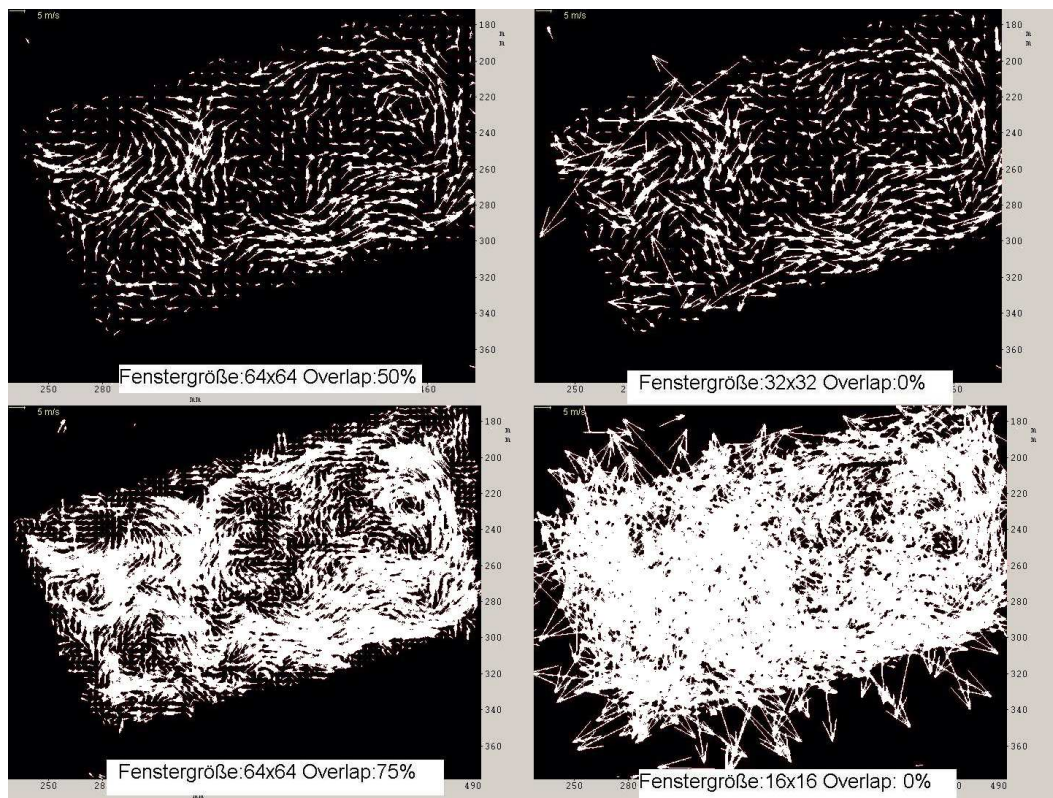


Abb. 5.4: Einfluss der Überlappung auf das berechnete Vektorfeld.

Wie bereits erwähnt, lassen sich auch mit verschiedenen Fenstergrößen durch Variation der Überlappung die gleiche Anzahl resultierender Geschwindigkeitsvektoren erzeugen. Abb. 5.4 zeigt dies an den Beispielen  $64 \times 64$  Pixel mit 50% und  $32 \times 32$  Pixel ohne Überlappung, sowie  $64 \times 64$  Pixel mit 75% und  $16 \times 16$  Pixel ohne Überlappung. Grundsätzlich ist zu erkennen, dass die Auswertung mit Überlappung (links) bessere Ergebnisse liefert als ohne (rechts). Im vorliegenden Fall erwies sich ein Überlappungsgrad von 50% als optimal.

---

### 5.1.3 Anzahl der Iterationsschritte

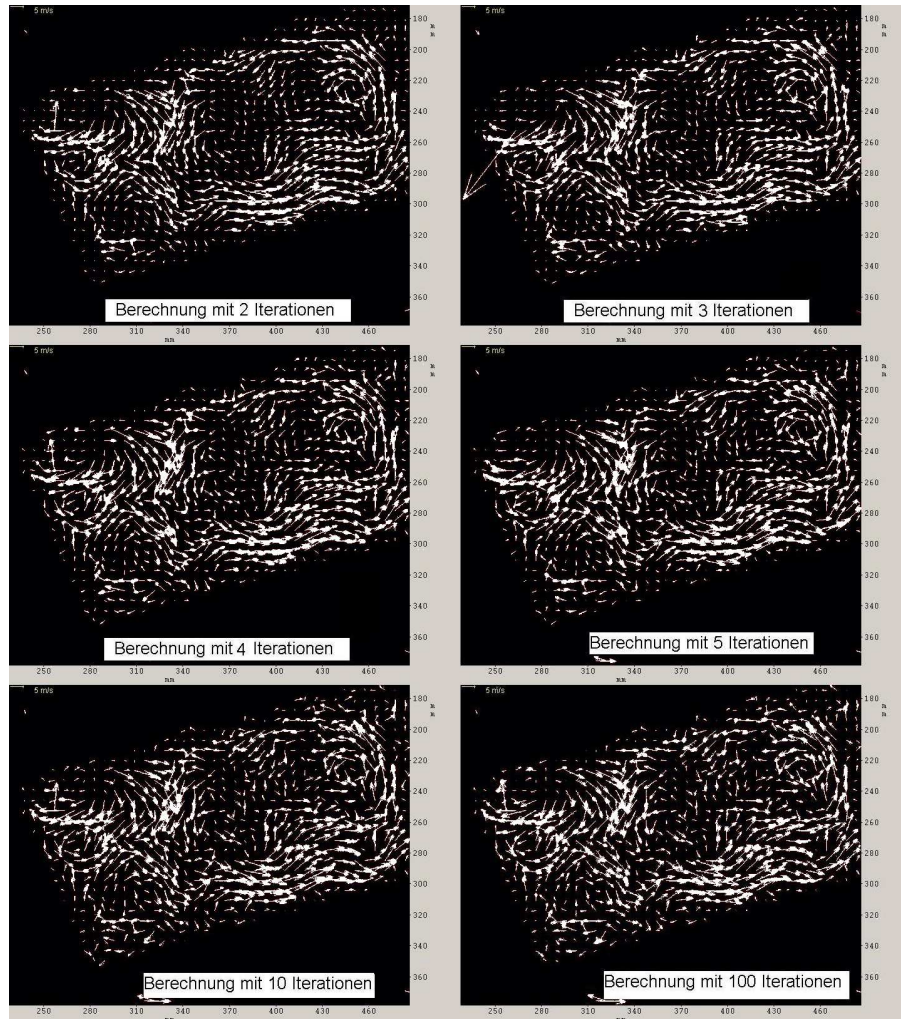


Abb. 5.5: Auswertung in Abhängigkeit der Iterationsschritte.

Die Berechnung jedes einzelnen Geschwindigkeitsvektors erfolgt durch eine vorgegebene Anzahl von Iterationsschritten, bei denen die Verteilung der Partikel in definierten Auswertefenstern der ersten und zweiten Aufnahme miteinander verglichen werden. Als Startbedingung wird in den meisten Fällen der Nullvektor vorgegeben, was bedeutet, dass für den ersten Iterationsschritt der Versatzvektor durch eine Korrelation mit zwei gleich positionierten Auswertefenstern berechnet wird. Der maximale Versatz, der auf diese Weise berechnet werden kann, ist damit auf die halbe Länge des verwendeten Auswertefensters begrenzt. Gerade bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten kann es jedoch sein, dass sich die Partikel bereits komplett aus dem Auswertefenster herausbewegt haben und der wirkliche Versatz noch größer ist. Dies könnte im ersten Iterati-

---

onsschritt nicht erfasst werden und macht daher mindestens eine zweite Iteration nötig. Bei dieser wird das Auswertefenster nicht mehr direkt an die Stelle des Ursprungsfensters gelegt, sondern entsprechend des im ersten Iterationsschritt berechneten Versatzvektors verschoben. Die Anzahl der Iterationen, welche zur Berechnung eines einzelnen Geschwindigkeitsvektors durchlaufen werden, ist beliebig einstellbar. Im Idealfall wird das zweite Auswertefenster so lange verschoben, bis sich in ihm alle Partikel des Ursprungsfensters wiederfinden. Der Abstand der Mittelpunkte zwischen erstem und zweitem Auswertefenster stellt somit den Versatzvektor der Partikel im Ursprungsfenster dar. Da jeder neue Iterationsschritt, selbst wenn der exakte Versatz bereits bestimmt wurde, Rechenzeit beansprucht, muss eine optimale Anzahl von Iterationen gefunden werden. Hierzu wurden Auswertungen mit 2, 3, 4, 5 und 10 Iterationsschritten verglichen. Als Referenz diente eine Auswertung mit 100 Iterationen (Abb. 5.5).

Man erkennt, dass bereits 2 Iterationen das Ergebnis der Referenzauswertung mit 100 Iterationsschritten sehr gut wiedergeben. Die Differenzen zwischen 2, 3, 4, 5, bzw. 10 Iterationen und dem Referenzbild sind äußerst gering. Die genaue Betrachtung der Endergebnisse ergab für 2 Iterationsschritte einen mittleren Fehler von  $1\frac{m}{s}$ , was etwa 7% entspricht. Für 4 Iterationen lag die mittlere Abweichung bei 5%. Basierend auf diesen Untersuchungen wurden für die Auswertung aller späteren Messungen jeweils vier Iterationsschritte verwendet.

## 5.2 Ergebnisse der PIV-Messungen

Eine detaillierte Betrachtung des Strömungsfeldes wurde mittels Particle Image Velocimetry (PIV) am kleinen Kanalmodell durchgeführt. Hierzu wurden Sekundär- und Hauptströmungen zum einen zweidimensional vermessen (2D-PIV), an ausgewählten Positionen im Bereich der Umlenkung erfolgten zusätzlich Messungen mit 3C-PIV zur Erfassung der dritten Geschwindigkeitskomponente. Abbildung 5.6 zeigt ein Experiment zur Untersuchung der Hauptströmung im Umlenkbereich. Der gepulste Laserstrahl wird durch den Laserarm im Bildvordergrund geführt, durch eine Lichtschnittoptik aufgeweitet und beleuchtet die der Strömung zugeführten Partikel in einer dünnen Ebene in Hauptströmungsrichtung.

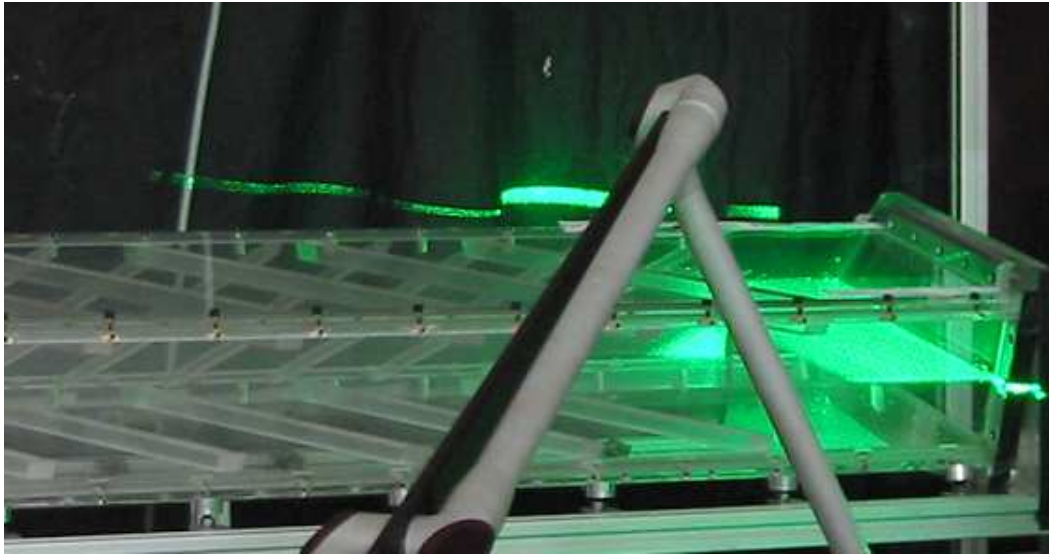


Abb. 5.6: Versuchsdurchführung: Strömungsfeldvermessung mittels PIV.

### 5.2.1 Untersuchung der Sekundärströmung (2D-PIV)

Die Betrachtung der Sekundärströmungen fand im kleinen Kanalmodell an jeweils 13 Ebenen im Ein- und Auslaufkanal statt. Die Positionen der einzelnen Lichtschnitte sind in Abb. 5.7 wiedergegeben. Zur Nachprüfung der äußeren Randbedingungen, wurde die Strömung direkt nach dem Ein- bzw. kurz vor dem Auslauf untersucht. Weitere Messungen fanden jeweils zwischen den Rippensegmenten von Ein- und Auslauf statt, um zu überprüfen, ab wann sich die Kanalströmung jeweils periodisch ausgebildet hat.

Besonders viele Lichtschnitte wurden in den Bereich der Umlenkung gelegt, da hier äußerst komplexe, dreidimensionale Strömungsphänomene zu erwarten waren, welche einer sehr detaillierten Untersuchung bedurften.

#### Einlaufkanal

Die Untersuchung des Einlaufbereichs ( $z = 970\text{mm}$  im vorderen Kanal) sollte zunächst zeigen, ob die Strömung von den Adapterstücken, welche vor dem eigentlichen Versuchskanal angebracht sind, beeinflusst wird und ob diese eventuellen Einflüsse bis zum Erreichen der ersten Rippe abgeklungen sind.

Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis der 2D-PIV Untersuchungen an diesem Querschnitt für  $Re = 50.000$ : Links sind die einzelnen Geschwindigkeitsvektoren dargestellt, zudem erkennt man durch die Streuung des Laserlichts die Kanalgeometrie mit einigen Rippen. Um die Wirbelstruktur hervorzuheben, ist rechts zusätzlich das zugehörige Bild der Stromlinien abgebildet. Die Absolutgeschwindigkeit der Sekundärströmung beträgt in diesem Querschnitt bis zu



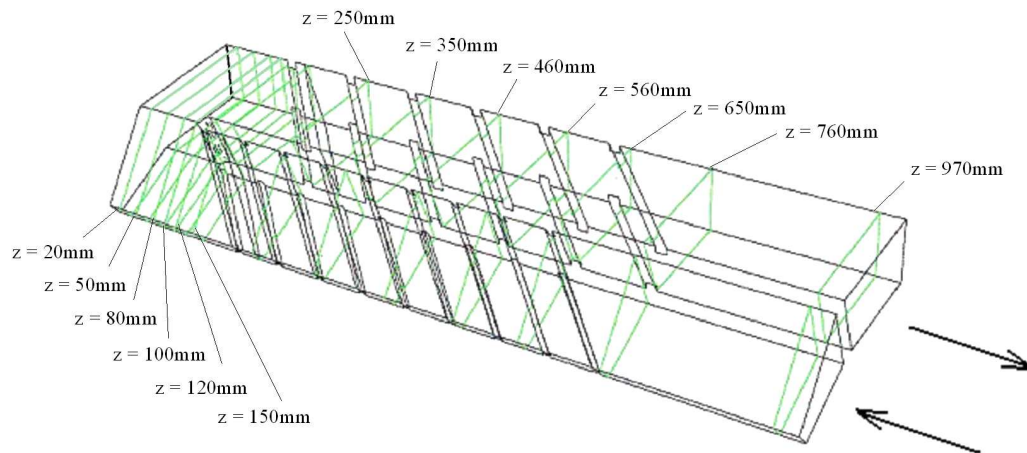


Abb. 5.7: Positionen der Lichtschnitt-Ebenen zur Untersuchung der Sekundärströmung

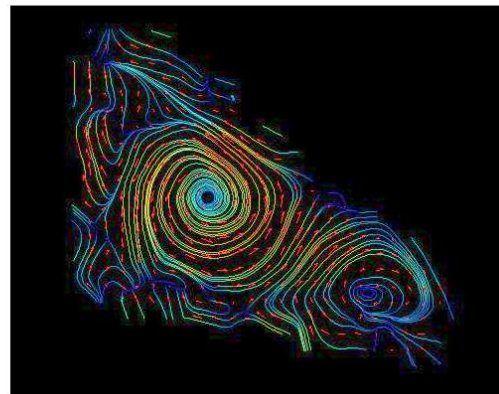
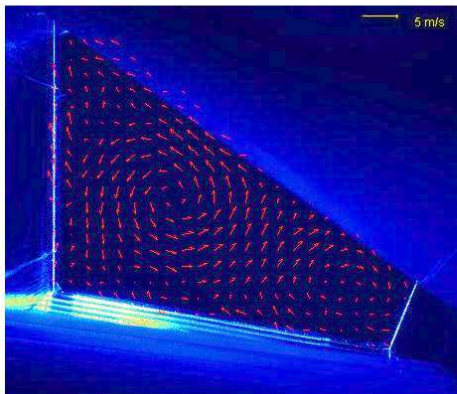
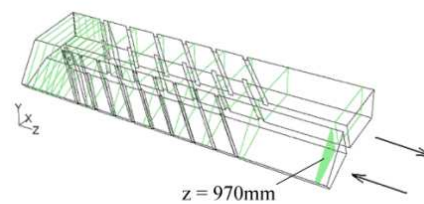


Abb. 5.8: Sekundärströmung im Kanaleinlauf ( $z = 970\text{mm}$ ,  $Re = 50.000$ )  
links: Geschwindigkeitsvektoren, rechts: Stromlinien

1,5 m/s und steigt vor der ersten Rippe auf bis zu 3 m/s an (bei  $z = 760\text{mm}$ ). Dies entspricht etwa 12% bzw. 25% der Hauptströmungsgeschwindigkeit. Direkt nach der ersten Rippe wird die Wirbelstruktur durch rippeninduzierte Wirbel aufgebrochen und im weiteren Verlauf von diesen dominiert, so dass ihr Einfluss ab der dritten Rippe nicht mehr zu erkennen ist (Abb. 5.9).



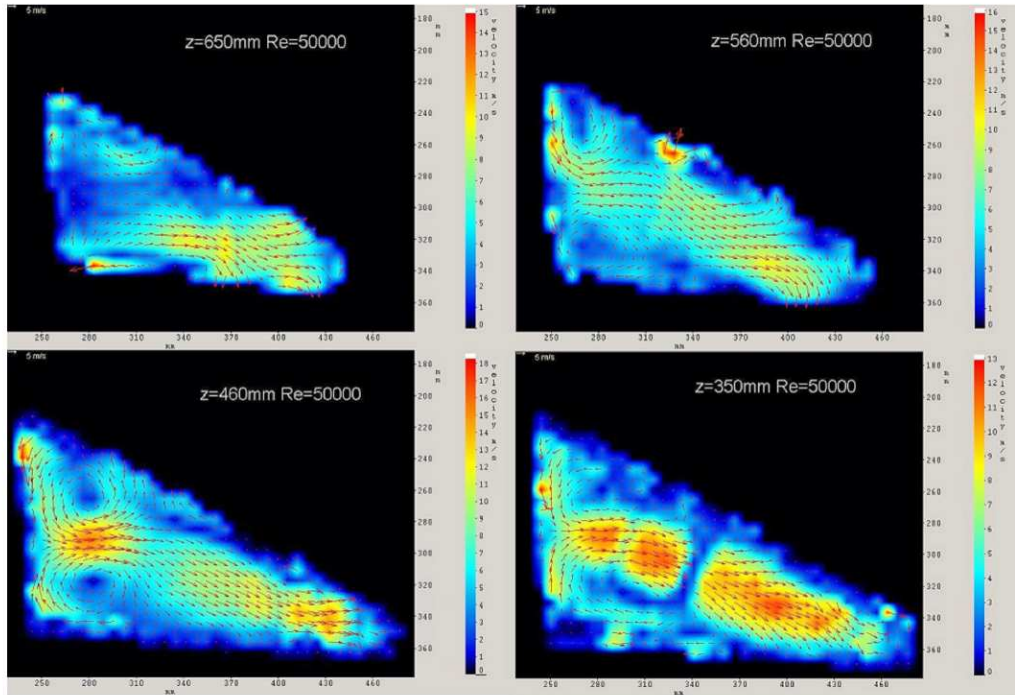
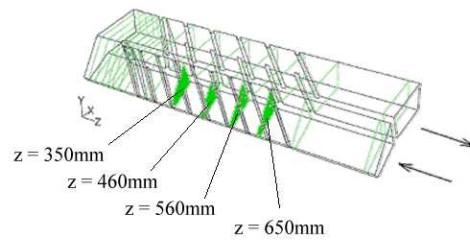


Abb. 5.9: Sekundärströmung im Kanaleinlauf ( $z = 350 - 650\text{mm}$ ,  $Re = 50.000$ ).

Die weitere Entwicklung der Sekundärströmung entlang des berippten Teils des Einlaufs bis hin zur Umlenkung ist in Abbildung 5.9 dokumentiert. Es zeigt sich, wie direkt nach der ersten Rippe (Abbildung 5.9,  $z = 650\text{mm}$ ) die anfängliche Wirbelstruktur aufgebrochen und im weiteren Verlauf immer stärker von rippeninduzierten Sekundärströmungen überlagert werden (Abbildung 5.9,  $z = 560\text{mm}$ ). Ab der dritten Rippe ist der Einfluss der Anfangswirbel nicht mehr zu erkennen und es bildet sich das zu erwartende rippeninduzierte Wirbelpaar aus. Bei  $z = 460\text{mm}$  sind zwei kreisförmige, gegenläufig rotierende Wirbel zu erkennen, wovon sich der untere aufgrund der Kanalgeometrie im weiteren Strömungsverlauf weiter ausdehnt (Abbildung 5.9,  $z = 350\text{mm}$ ). Gleichzeitig zu dieser Wirbelbildung setzt eine stark ausgeprägte Translationsbewegung in Richtung Vorderkante ein, welche eine Prallkühlung derselben zur Folge hat (Abbildung 5.9,  $z = 460\text{mm}$  bzw.  $z = 350\text{mm}$ ).

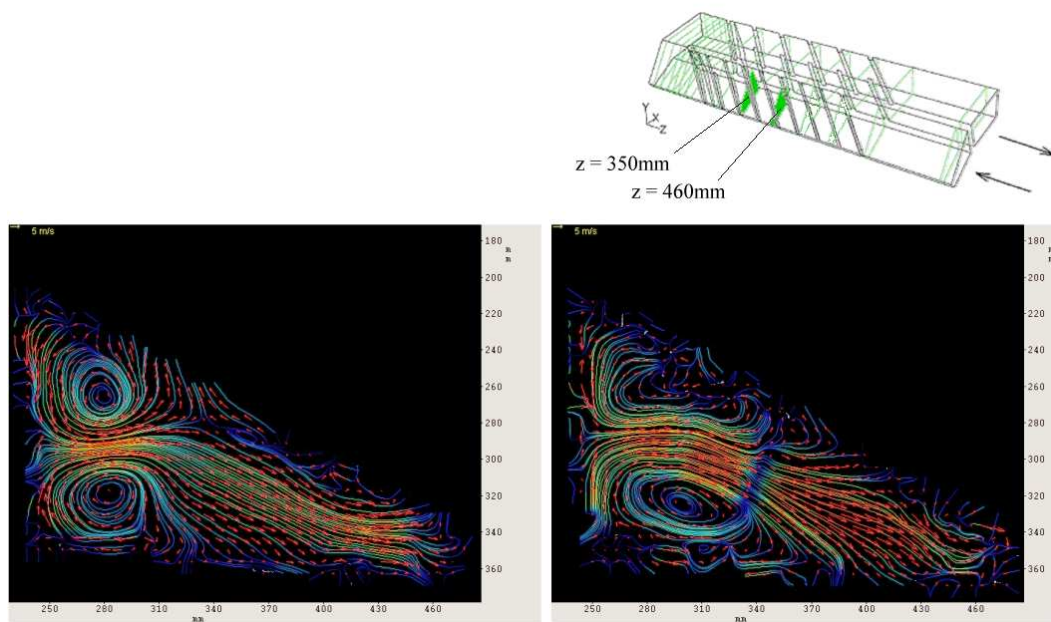


Abb. 5.10: Rippeninduzierte Wirbel im Kanaleinlauf ( $Re = 50.000$ ) links:  $z = 460\text{mm}$ , rechts:  $z = 350\text{mm}$ ).

Die Ausbildung der rippeninduzierten Wirbel sowie die Ausdehnung des unteren Wirbels im weiteren Verlauf der Strömung lässt sich besonders deutlich an den Bildern der Stromlinien erkennen (Abb. 5.10): Links zu sehen ist das kreisförmig ausgebildete Wirbelpaar bei  $z = 460\text{mm}$ . Hier haben beide Wirbel noch ähnliche Ausmaße, wohingegen sich bei  $z = 350\text{mm}$  (Abb. 5.10 rechts) die Ausläufer des unteren Wirbels bis fast über die gesamte Kanalbreite ausdehnen, während sich der obere Wirbel aufgrund der Kanalgeometrie auf ein deutlich kleineres Gebiet beschränkt. Dieses charakteristische Strömungsbild bleibt nach den nachfolgenden Rippen erhalten, so dass man von einer periodisch ausgebildeten Strömung sprechen kann. Erst an der letzten Rippe im Einlauf ( $z = 150\text{mm}$ ) ändert sich die Struktur der Sekundärwirbel wieder merklich aufgrund des Einflusses der stromab folgenden Umlenkung.

### Umlenkung (Bend)

Bereits nach der letzten Rippe des Einlaufs zeigen sich die ersten Auswirkungen der Umlenkungen auf das Strömungsfeld (Abb. 5.11, rechts). Am Ende des Trennstegs (bei  $z = 100\text{mm}$ ), beginnen sich die vorhandenen Wirbelstrukturen allmählich aufzulösen. Die Strömung erfährt zunehmend eine Umlenkung in Richtung Auslauf, welche zunehmend in einer Translationsbewegung resultiert, je weiter man sich der Tipwand annähert (Abb. 5.12): Bereits bei  $z =$

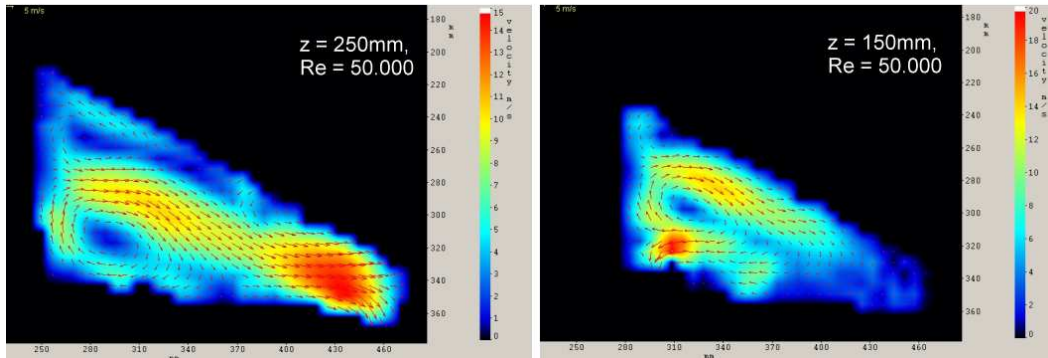
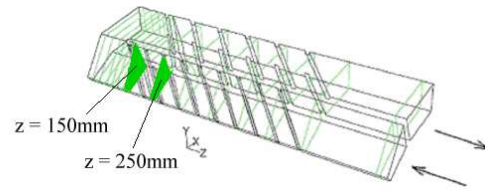


Abb. 5.11: Periodisch ausgebildete Strömung im Einlauf und Einfluss der Umlenkung ( $Re = 50.000$ ). links:  $z = 250\text{mm}$ , rechts:  $z = 150\text{mm}$ ).

80mm ist kein ausgebildetes Wirbelpaar mehr zu erkennen und ab  $z = 50\text{mm}$  dominiert eine Translationsströmung parallel zur Lichtschnittebene. Die Absolutgeschwindigkeit der Strömung steigt deutlich an und erreicht ihren Maximalwert von 20 m/s bei  $z = 50\text{mm}$  im unteren Teil der Kanalmitte, d.h. in Verlängerung des Trennsteges, mittig zwischen Trennstegende und Tipwand (Abb. 5.12,  $z = 50\text{mm}$ : roter Bereich links unten im Bildausschnitt). Dieses Geschwindigkeitsmaximum ist gleichzeitig ein Indiz für den Bereich des größten Massendurchsatzes, dessen Position sich aufgrund der Kanalgeometrie erklären lässt: Wie bereits in Kapitel 5.2.1 beschrieben, entsteht im berippten Teil des Einlaufs eine starke Translationsbewegung in Richtung Kanalvorderkante, die einen hohen Massendurchsatz in diesem Bereich zur Folge hat. Nach Überschreiten der letzten Rippe wird das sich dort befindliche Fluid aus der Vorderkante heraus in Richtung Auslauf umgelenkt und passiert diesen Bereich aufgrund der konvex geformten Kanalunterseite im unteren Drittel, woraus sich an dieser Stelle der Bereich hoher Strömungsgeschwindigkeit bzw. großen Massendurchsatzes erklärt.

Desweiteren fällt in der Nähe der Prallplatte ( $z = 20\text{mm}$ ) im Bereich der Vorderkante ein deutlich abgegrenztes Gebiet auf, in dem die Strömungsgeschwindigkeit gegen null geht. Dieses Totwassergebiet resultiert aus der Umlenkung des Fluids, welche zur Folge hat, dass sich das in diesem äußeren Eckbereich befindliche Fluid nahezu nicht bewegt.

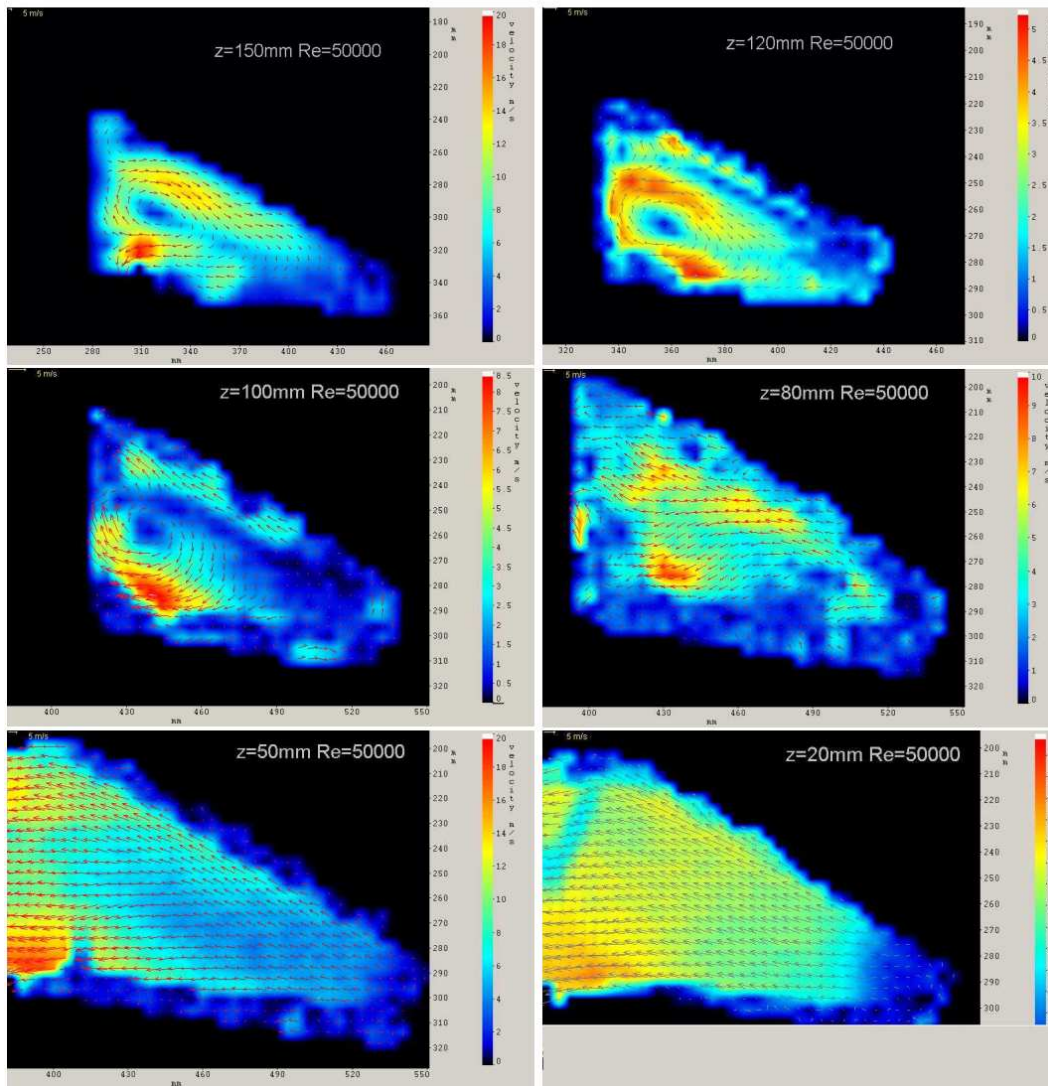
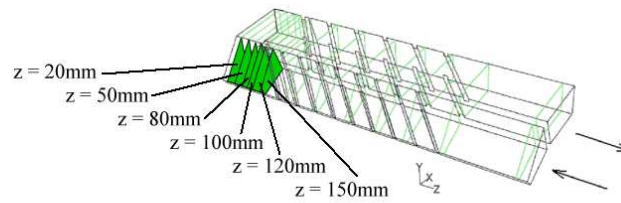


Abb. 5.12: Strömung im Bereich der Umlenkung (Einlaufseite),  $Re = 50.000$ .

Als weitere wichtige Position wurde der Übergang zwischen Ein- und Auslaufkanal untersucht. Hier konnte nicht zweifelsfrei vorausgesagt werden, ob sich die Strömung beim Überschreiten der Kante an der konvexen Kanalunterseite ablöst oder weiterhin anliegt bzw. wo sie sich im Falle einer Ablösung wieder anlegt.

Abb. 5.13 zeigt als Ergebnis, dass die Strömung auch beim Überströmen der Kante nicht abreißt, sondern immer noch anliegt.



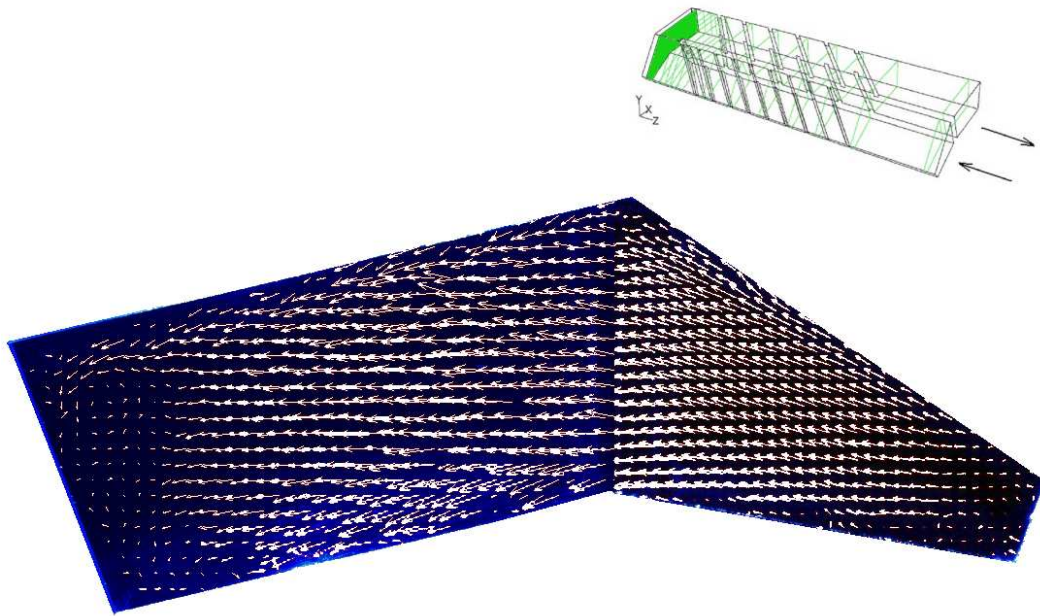


Abb. 5.13: Strömung im Übergang von Ein- zu Auslauf,  $z = 20\text{mm}$ ,  $Re = 50.000$ .

Den auslaufseitigen Verlauf der Sekundärströmung im Umlenkbereich gibt Abb. 5.14 wieder: In unmittelbarer Nähe der Prallwand (Schnitt  $z = 20\text{mm}$ ) liegt die Hauptströmungsrichtung zum größten Teil in der Schnittebene. Über einen Großteil des Kanalquerschnitts dominieren hohe Geschwindigkeiten (rote Bereiche), welche auf einen Pralleffekt schließen lassen, bei dem die heranströmende Luft gegen die Tipwand stößt. Lediglich an der Hinterkante zeigt die 2D-PIV Aufnahme sehr geringe Geschwindigkeiten. Wie sich anhand der später untersuchten Hauptströmung bestätigte, bedeutet dies nicht, dass sich an dieser Stelle ein Totwassergebiet befindet. Vielmehr zeigt dies das Umlenken der Strömung in den Auslaufkanal an: Die Tracer-Partikel bewegen sich nicht mehr in der Lichtschnittebene, sondern senkrecht dazu aus ihr heraus. Aus diesem Grund können ihre Geschwindigkeitsvektoren mittels 2D-PIV nicht mehr erfasst werden und die Auswertung zeigt in diesem Bereich Geschwindigkeiten um null an.

Ein ähnliches Bild der Sekundärströmung ergibt sich für die Ebene bei  $z = 50\text{mm}$ . Die absolute Maximalgeschwindigkeit ist im Vergleich zur vorherigen Ebene weiter angestiegen und es bilden sich zwei separate Geschwindigkeitsmaxima jeweils an Ober- und Unterseite des Kanals aus. Im Bereich der Hinterkante werden - wie auch in den folgenden Ebenen ( $z = 80\text{mm}$  und  $z = 100\text{mm}$ ) - wieder sehr geringe Geschwindigkeiten angezeigt. Auch hier ergaben nachfolgende Untersuchungen der Hauptströmung, dass es sich nicht um

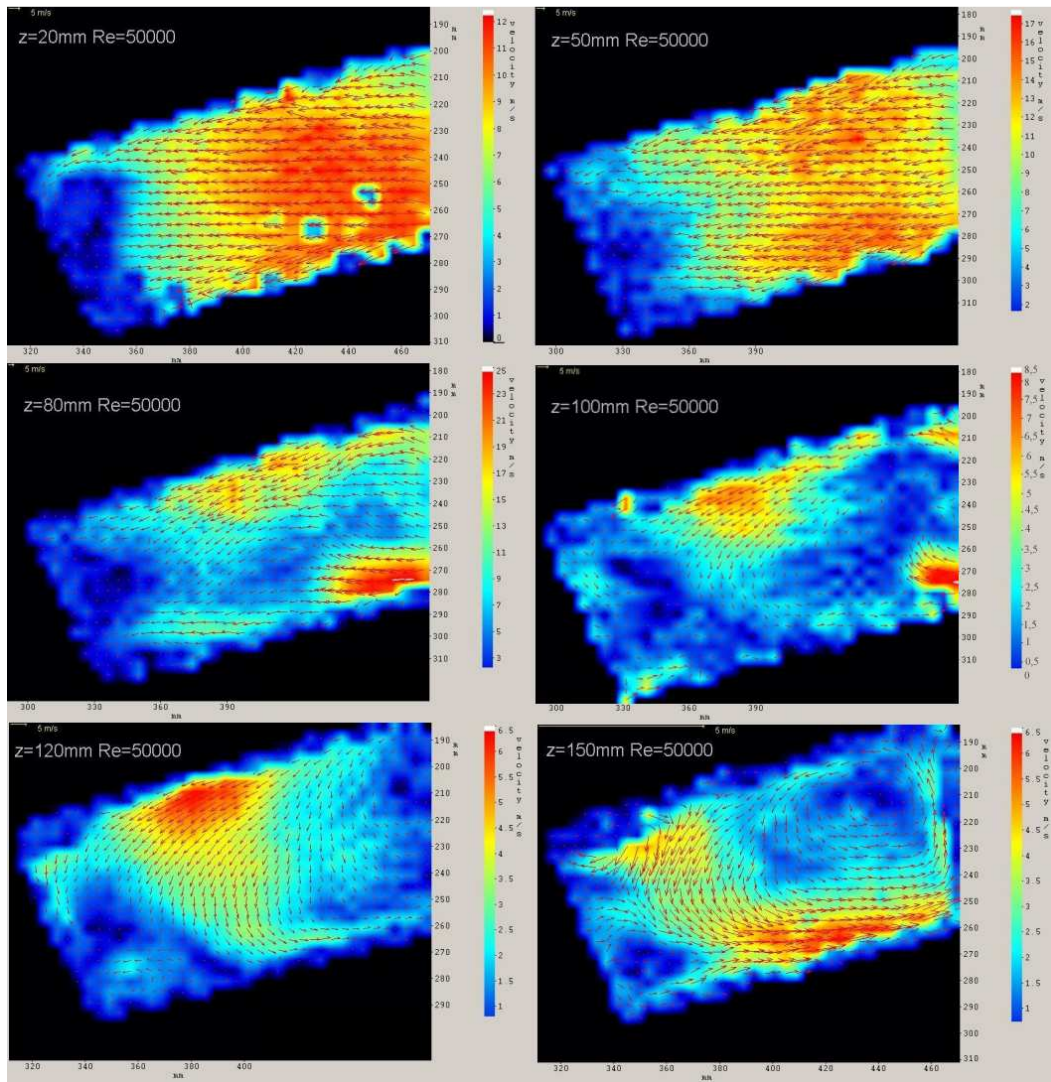
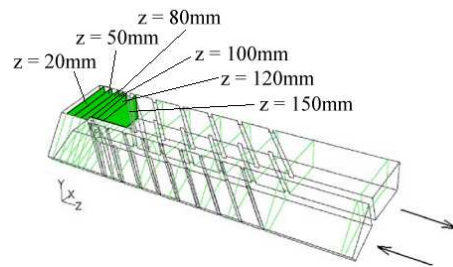


Abb. 5.14: Strömung im Bereich der Umlenkung (Auslaufseite),  $Re = 50.000$ .

Totwassergebiete handelt sondern im Gegenteil die dritte Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung relativ hoch ist.

Bei  $z = 100$  mm befindet sich sowohl der Beginn des Trennstegs als auch die erste Rippe der Auslaufseite. Im Schnitt bei  $z = 120$  mm sind nicht nur im Bereich der Hinterkante (linker Bildteil) sehr niedrige Geschwindigkeiten zu sehen, sondern auch im Bereich des Trennstegs (rechter Bildteil). Dadurch dass

---

der Hauptteil der Strömung aufgrund der Umlenkung in Richtung Hinterkante des Auslaufkanals geleitet wird, bildet sich an der Trennstegspitze auslaufseitig eine Ablöseblase aus. Wegen der speziellen Kanalgeometrie ist diese asymmetrisch und besitzt an der Kanaloberseite eine deutlich größere Ausdehnung als an der Unterseite.

Ab dem Schnitt bei  $z = 150\text{mm}$  treten erneut Einflüsse der Berippung auf die Sekundärströmung auf: Die Strömung am Kanalboden wird aufgrund der angestellten Rippen (Rippenwinkel in Bezug zur Hauptströmungsrichtung  $\alpha = 45^\circ$ ) in Strömungsrichtung nach rechts gelenkt. Der gleiche Effekt wäre an der ebenfalls berippten Kanaloberseite zu erwarten. Dadurch dass die Strömungsgeschwindigkeiten dort jedoch deutlich geringer sind, überwiegt der Einfluss der unteren Rippe und es entsteht ein gegen den Uhrzeigersinn drehender Wirbel, der sich über die gesamte rechte Kanalhälfte ausdehnt.

### **Auslaufkanal**

Im weiteren Verlauf (Abb. 5.15) bildet sich im Auslaufkanal wieder eine rippeninduzierte Wirbelstruktur aus, auf welche die Effekte der Umlenkung und der Ablöseblase keinen Einfluss mehr haben. Nach der dritten Rippe (bei  $z = 460\text{mm}$ ) hat sich das Wirbelsystem periodisch ausgebildet und ändert sich qualitativ bis zur letzten Rippe im Auslauf nicht mehr ( $z = 650\text{mm}$  und  $z = 760\text{mm}$ ).

Erst nach Überschreiten der letzten Rippe im Auslauf, beginnt sich dieses Wirbelsystem im Verlauf des unberippten Teils aufzulösen, bis am Ende des Kanals nur noch vernachlässigbar geringe Querströmungen vorherrschen ( $z = 970\text{mm}$ ).

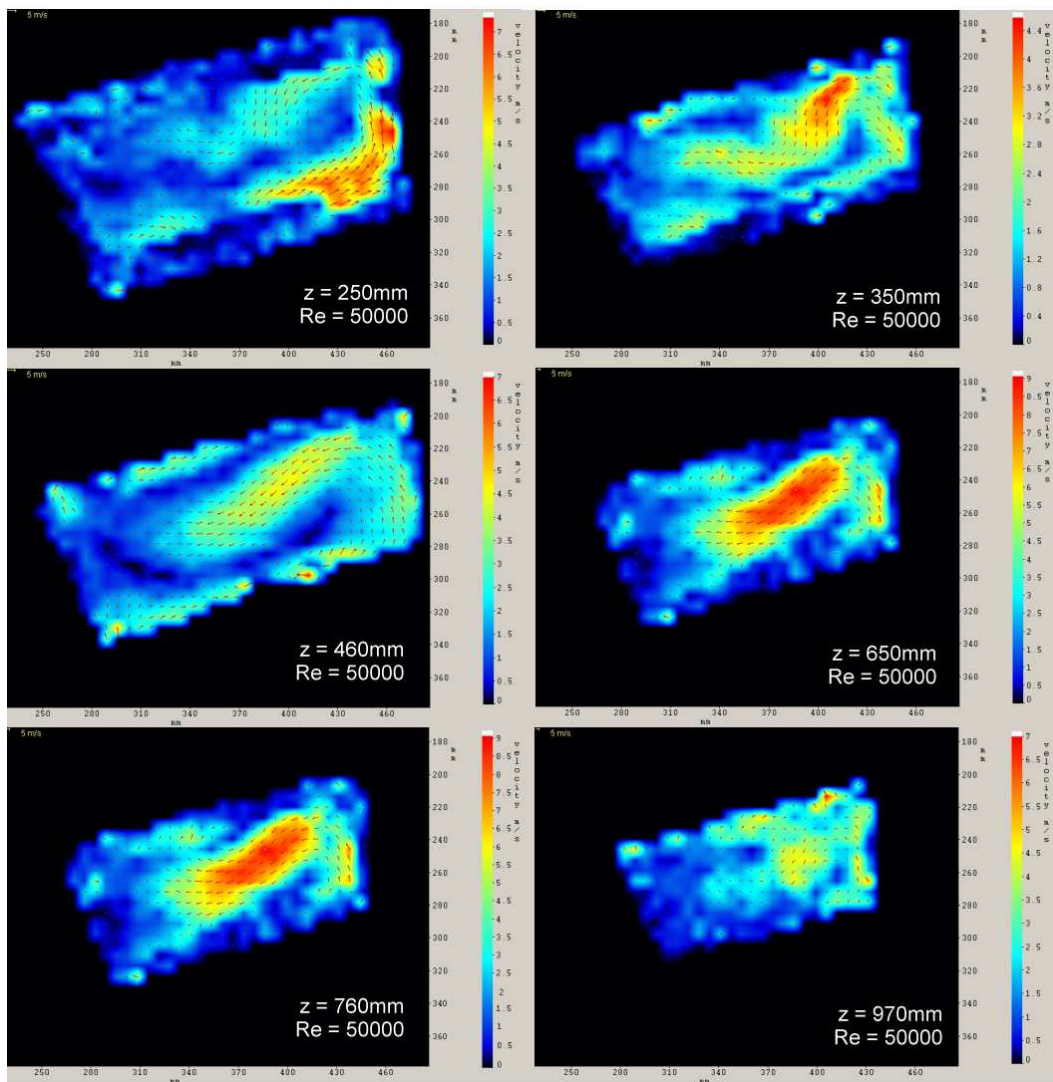
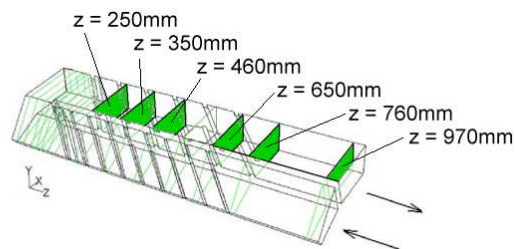


Abb. 5.15: Sekundärströmung im Kanalauslauf,  $Re = 50.000$ .



---

### 5.2.2 Untersuchung der Hauptströmung (2D-PIV)

Die Hauptströmung wurde auf halber Kanalhöhe im gesamten Auslaufkanal untersucht. Außerdem fanden detaillierte Messungen im Bereich der Umlenkung sowie an der Ablöseblase statt.

#### Auslaufkanal

Abbildung 5.16 zeigt eine Zusammenstellung der Hauptströmung über den kompletten Auslaufkanal bei halber Kanalhöhe.

Im Bereich der Umlenkung (Bereich 1) erkennt man an der äußeren Kanallecke (rechts oben im Bild) das schon bei der Untersuchung der Sekundärströmung aufgefallene Gebiet sehr kleiner Strömungsgeschwindigkeiten. Dieser Bereich des Kanals wird fast gar nicht durchströmt ( $v < 1$  m/s).

Direkt nach der Umlenkung liegt die Hauptströmung nicht mehr am Trennsteg an, sondern wird nach außen in Richtung Hinterkante des Auslaufkanals gepresst, was zur Bildung einer Ablöseblase führt (dunkelblauer Bereich entlang des Trennstegs, Bereich 2). Die dadurch entstehende Strömungseinschnürung resultiert in einer hohen Längsgeschwindigkeit der Strömung. Im Bereich zwischen der zweiten und dritten Rippe des Auslaufkanals ist diese Einschnürung am stärksten ausgeprägt (Bereich 3).

Im weiteren Verlauf lassen die Einflüsse der Umlenkung bzw. der Ablöseblase immer mehr nach und ab der vierten Rippe des Auslaufkanals (Bereich 4) wird wieder eine nahezu über den gesamten Kanalquerschnitt einheitliche Geschwindigkeit erreicht. Lediglich ein geringes Geschwindigkeitsgefälle bleibt aufgrund der Rippenanordnung erhalten. So ist die Geschwindigkeit an der Außenwand durch den Pralleffekt etwas höher als am Trennsteg. Eine wirklich gleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung ist erst im unberippten Teil des Kanals erreicht (Bereich 5). Da der hydraulische Durchmesser des Auslaufs größer ist als der des Einlaufs, ist der Absolutwert der Geschwindigkeit im Auslauf entsprechend kleiner als im Einlauf.

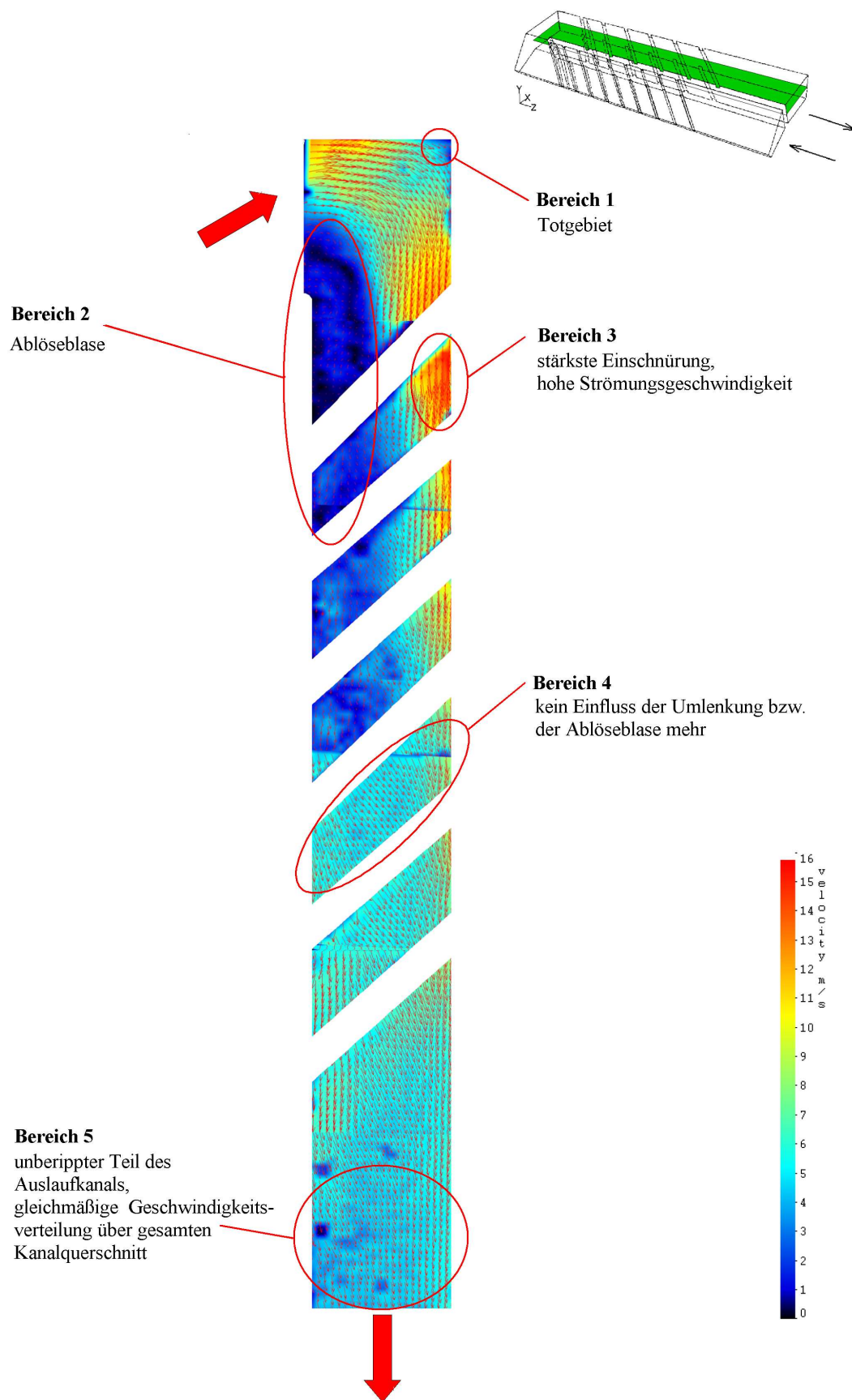


Abb. 5.16: Hauptströmung im Auslaufkanal, 50% Kanalhöhe,  $Re = 50.000$ .

---

## Umlenkung (Krümmer, Bend)

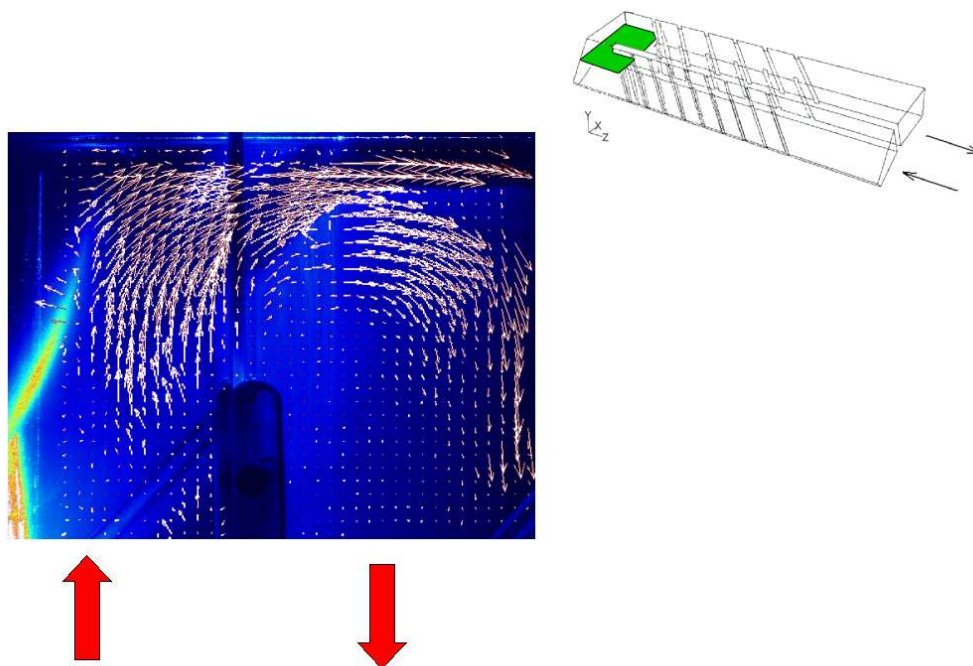


Abb. 5.17: Hauptströmung im Bendbereich,  $Re = 50.000$ .

Abbildung 5.17 zeigt qualitativ die Hauptströmung im besonders interessanten Umlenkbereich: Man sieht, dass die Strömung einlaufseitig am Trennsteg anliegt und sich auch nicht direkt beim Erreichen des Trennstegendes in Richtung Auslauf bewegt. Der Hauptanteil der Strömung prallt gegen die Tipwand und geht erst dann in den Auslaufkanal über, wo wiederum ein Teil der Strömung gegen die Hinterkante des Auslaufkanals prallt. Gut zu erkennen ist auch die Ablöseblase, welche sich auslaufseitig direkt am Trennstegende ausbildet.

Quantitativ ergeben sich für  $Re = 50.000$  in der Umlenkung maximale Geschwindigkeiten von 13 m/s beim Aufprall der Strömung auf die Tipwand. Der Vergleich dieses Wertes mit den maximalen Geschwindigkeiten der Sekundärströmung an der Prallplatte bei  $z = 20\text{mm}$  von Ein- bzw. Auslauf (Abb. 5.12 bzw. Abb. 5.14) verdeutlicht die sehr gute Übereinstimmung der 2D-PIV Messungen.

Die Vergrößerung des Gebiets um das Trennstegende veranschaulicht die Strömungsverhältnisse in der Ablöseblase. Wie in Abb. 5.18 zu sehen ist, handelt es sich bei der Ablöseblase um ein Rezirkulationsgebiet mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten. Es bildet sich ein im Uhrzeigersinn rotierender

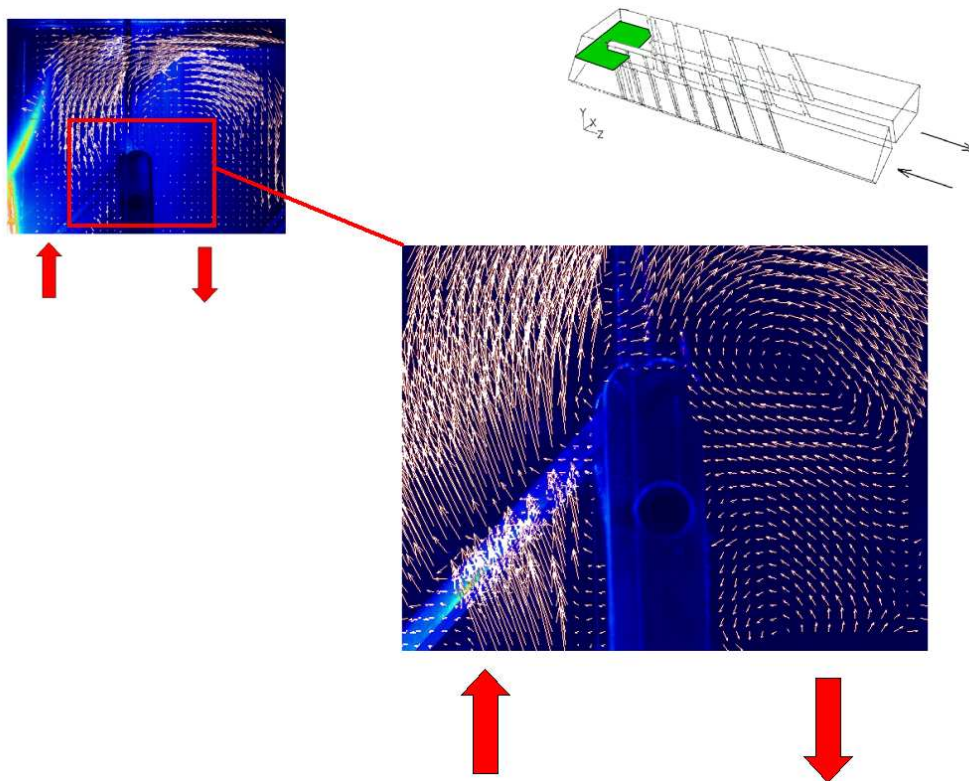


Abb. 5.18: Strömung in der Ablöseblase,  $Re = 50.000$ .

Wirbel, dessen Zentrum etwa auf der Höhe des Trennsteges liegt.

### Untersuchung der asymmetrischen Ablöseblase

Wie sich bereits in Kapitel 5.2.1 bei der Untersuchung der Sekundärströmung im Bendbereich gezeigt hat, bildet sich auslaufseitig am Trennsteg eine Ablöseblase aus, die aufgrund der besonderen Kanalgeometrie an Ober- und Unterseite nicht symmetrisch ausfällt.

Zur Untersuchung dieser Asymmetrie wurde die Ablöseblase in drei verschiedenen Ebenen untersucht: bei 25, 50 und 75% der Kanalhöhe. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in der folgenden Abbildung 5.19 dargestellt.

Im Bereich der Unterseite bei 25% der Kanalhöhe (Abb. 5.19a) erstreckt sich die Ablöseblase nur etwa auf die halbe Kanalbreite. Es bildet sich kein ausgeprägtes Rückströmgebiet und die Hauptströmung bewegt sich nur schwach an der Rippe entlang in Richtung Trennsteg. Die Ablöseblase endet hier an der ersten Rippe des Auslaufs.

Auf halber Kanalhöhe (Abb. 5.19b) ist ein Rückströmgebiet zu erkennen. Die Ablöseblase hat sich weiter zur Außenwand hin und über die erste Rippe hinaus ausgedehnt. Der Effekt der Einschnürung verstärkt sich und führt an

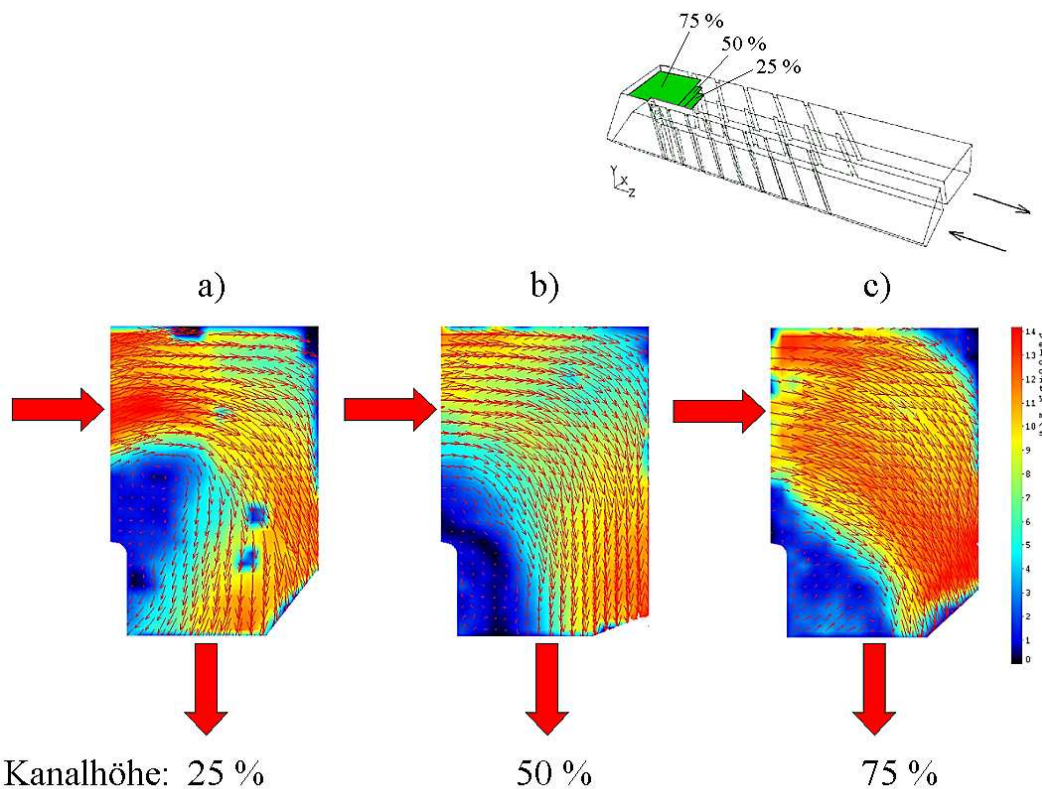


Abb. 5.19: Untersuchung der Asymmetrie der Ablöseblase bei 25, 50 und 75 % Kanalhöhe,  $Re = 50.000$ .

der Hinterkante des Kanals zu deutlich höheren Strömungsgeschwindigkeiten.

Das Rückströmgebiet ist zur Kanaloberseite hin (Abb. 5.19c) stärker ausgeprägt. Ebenso vergrößert sich das Gebiet der Ablöseblase, welche nun fast bis zur Außenwand reicht. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit ändert sich jedoch gegenüber der Kanalunterseite kaum, was darauf schließen lässt, dass der Massenstrom an der Unterseite des Auslaufkanals höher ist als an der Oberseite. Dies erklärt auch das Phänomen, dass die Strömung in diesem Bereich fast ausschließlich durch die untere Rippe beeinflusst wird, während die Rippe an der Kanaloberseite so gut wie keinen Einfluss auf die Strömung ausübt.



---

### 5.2.3 Dreidimensionale Untersuchung der Strömungsphänomene (3D- bzw. Stereo-PIV)

Für die dreidimensionale Untersuchung der Strömung wurden aufgrund der komplexeren Strömungsphänomene Positionen im Umlenkbereich ausgewählt. Als besonders interessant erwiesen sich hierbei die Ablöseblase sowie der Übergang der Strömung von Ein- zu Auslaufkanal.

#### Ablöseblase

Zur Erfassung der dritten Geschwindigkeitskomponente müssen gleichzeitig Bilder von zwei Kamerapositionen aus verschiedenen Blickwinkeln bezüglich der Laserlichtschnitts aufgenommen werden. Die Auswertung der Messdaten kann immer nur für den Überlappungsbereich erfolgen, welcher von beiden Kameras erfasst wird.

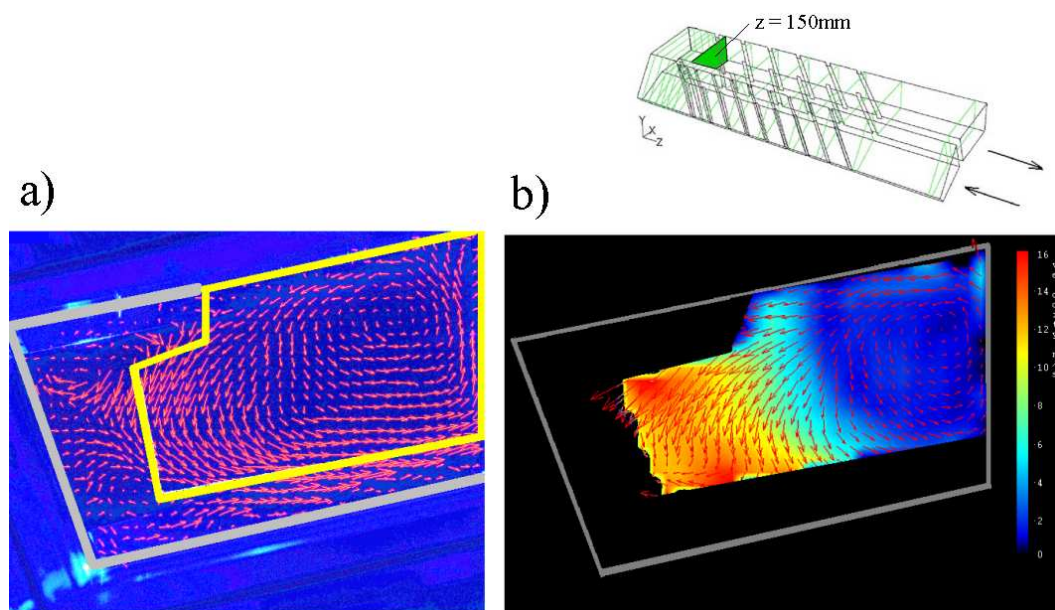


Abb. 5.20: Dreidimensionale Untersuchung der Ablöseblase (3D-PIV),  $z = 150\text{mm}$ ,  $Re = 50.000$ . a) für Stereo-PIV auswertbarer Bereich b) Ergebnisse der dreidimensionalen Strömungsfeldvermessung.

Wegen der eingeschränkten optischen Zugänglichkeit konnte deshalb bei der Vermessung der Ablöseblase nicht mehr der komplette Kanalquerschnitt, sondern nur ein eingeschränktes Sichtfeld analysiert werden (Abb. 5.20a). Der Lichtschnitt wurde wie bei den vorausgegangenen 2D-PIV-Messungen bei  $z = 150\text{mm}$  eingebracht. Die Ergebnisse der dreidimensionalen Strömungsfeldvermessung sind in Abbildung 5.20b dargestellt.

Der Vergleich mit den zweidimensionalen PIV-Ergebnissen von Sekundär- und Hauptströmung an dieser Position (Abb. 5.14 und Abb. 5.16) bestätigt die Richtigkeit der Messergebnisse. Die qualitative Strömungsverteilung der Stereo-PIV Auswertung stimmt sehr gut mit der Kombination der entsprechenden 2D-Ergebnisse für Sekundär- und Hauptströmung überein. Ebenso lassen sich die absoluten dreidimensionalen Geschwindigkeiten durch Vektoraddition der Werte von Sekundär- und Hauptströmung nachvollziehen. Nicht zuletzt wird auch die asymmetrische Form der Ablöseblase wiedergegeben.

### Übergang von Ein- zu Auslauf

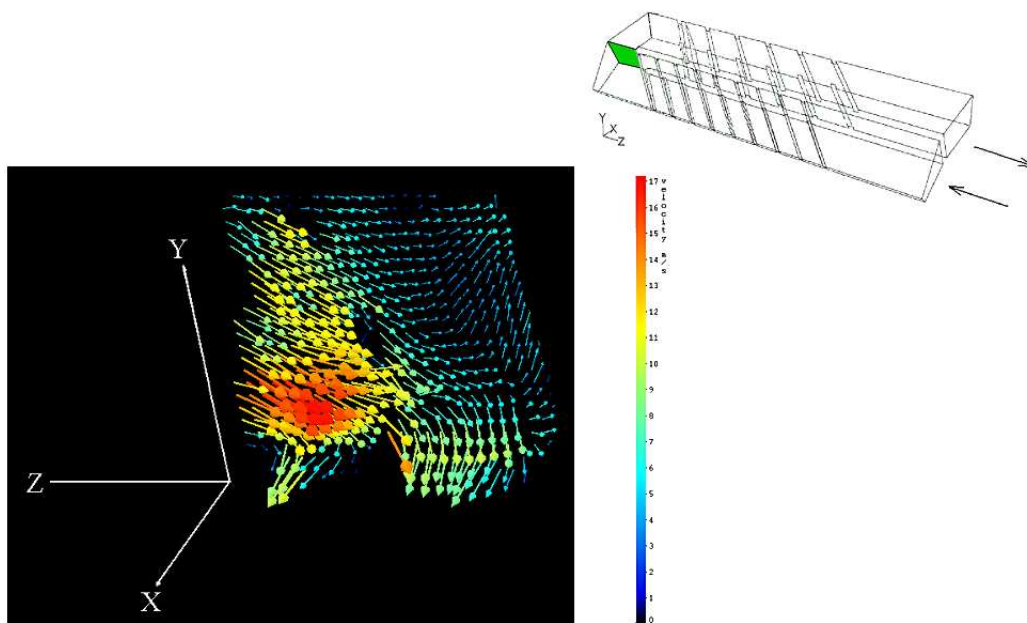


Abb. 5.21: Dreidimensionale Untersuchung der Strömung beim Übergang von Ein- zu Auslaufkanal, Messebene in Verlängerung der Trennstegs (3D-PIV),  $Re = 50.000$ .

Auch die 3D-Ergebnisse am Übergang von Ein- zu Auslaufkanal bestätigen die vorangegangenen 2D-PIV Messungen: Wie bereits in Kapitel 5.2.1 anhand der zweidimensionalen Experimente beschrieben, wird die Strömung am Ende des Trennstegs in Richtung Auslauf umgelenkt, wobei die Maximalgeschwindigkeit bzw. der größte Massendurchsatz im unteren Drittel des Kanals und nicht mittig auftritt.

Dieses Phänomen, welches durch die konvex geformte Kanalunterseite zustande kommt, zeigt sich auch in den 3D-Messungen, die in direkter Verlänge-

---

rung des Trennstegs, also genau am Übergang von Ein- zu Auslaufkanal, aufgenommen wurden (Abb. 5.21). An der konvexen Oberseite dagegen herrschen deutlich geringere Geschwindigkeiten, welche zur Tipwand hin noch weiter abnehmen, so dass dieser Bereich nur sehr schwach durchströmt wird.



---

## 5.2.4 Strömungsfeld in Abhängigkeit der Reynoldszahl

Alle in Kapitel 5 beschriebenen Ergebnisse stammten aus Strömungsfeldmessungen bei  $Re=50.000$ . Für sämtliche der dargestellten Messpositionen fanden jedoch jeweils auch Messungen bei  $Re=10.000$ ,  $20.000$  und  $100.000$  statt.

Der Vergleich der Messergebnisse bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten zeigte, dass sich das Strömungsfeld in Ein- und Auslaufkanal qualitativ nicht ändert. Selbst die Ablöseblase am Trennsteg hatte bei allen untersuchten Reynoldszahlen die gleichen Ausmaße.

### Sekundärströmung

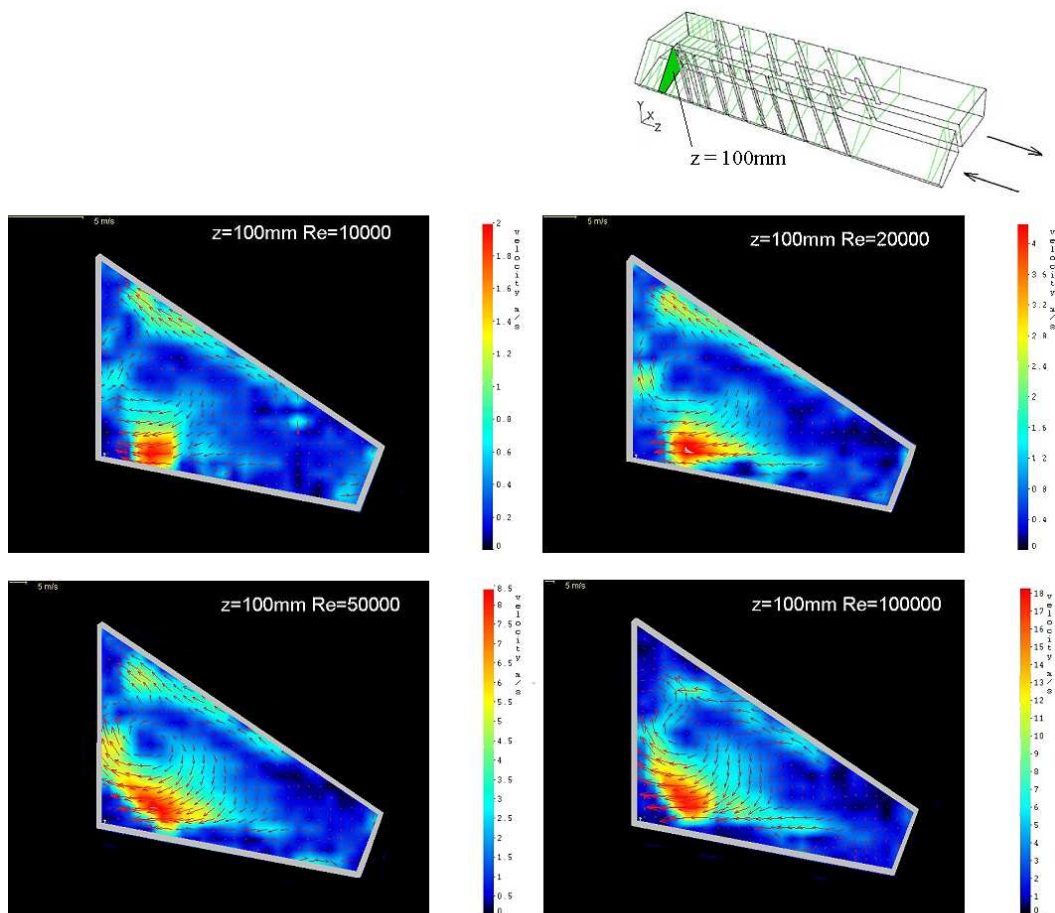


Abb. 5.22: Sekundärströmung in Abhängigkeit der Reynoldszahl, Einlauf ( $z = 100\text{mm}$ ),  $Re = 10.000$ ,  $20.000$ ,  $50.000$  und  $100.000$ .

Die Abbildungen 5.22 und 5.23 zeigen die Strömungsfelder in Querschnitten des Ein- und Auslaufkanals bei unterschiedlichen Reynoldszahlen.

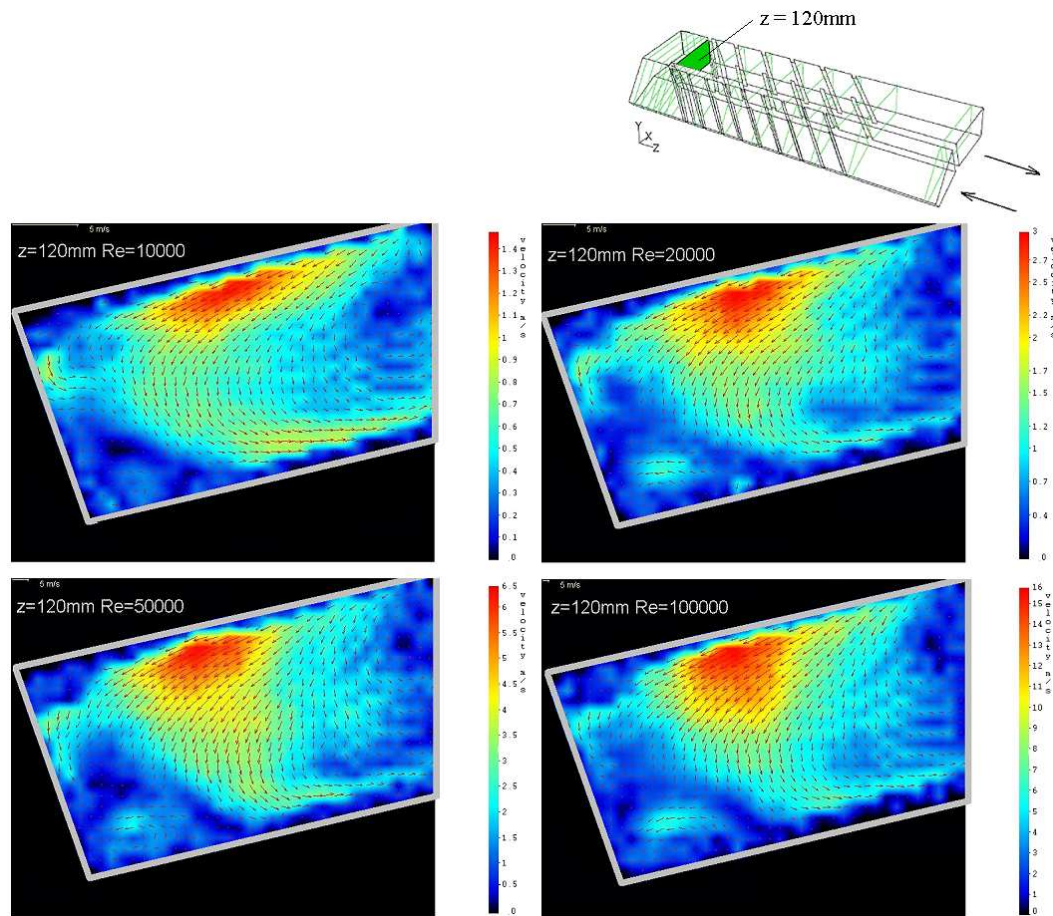


Abb. 5.23: Sekundärströmung in Abhängigkeit der Reynoldszahl, Auslauf ( $z = 120\text{mm}$ ),  $Re = 10.000, 20.000, 50.000$  und  $100.000$ .

Sowohl im Ein- als auch im Auslauf ändert sich das Bild der Strömung qualitativ überhaupt nicht. Auch die Dimension des Rezirkulationsgebiets der Ablöseblase variiert nicht. Ausserdem ist in beiden Abbildungen zu sehen, dass sich die Absolutgeschwindigkeiten proportional zur Reynoldszahl verhalten. D.h. beispielsweise bei Verdoppelung der Reynoldszahl von  $10.000$  auf  $20.000$ , verdoppeln sich auch die Absolutgeschwindigkeiten.

## Hauptströmung

Analog zu den Beobachtungen, welche bei Betrachtung der Sekundärströmung gemacht wurden, ergaben sich auch in der Hauptströmung bei variierenden Reynoldszahlen keine unterschiedlichen Strömungsphänomene.

Abbildung 5.24 zeigt die Strömungsbilder im auslaufseitigen Teil der Umlenkung. Wenn überhaupt, wären in diesem Bereich aufgrund wirkender Zentrifugalkräfte die deutlichsten Änderungen der Strömung in Abhängigkeit der

---

Reynoldszahl zu erwarten gewesen. Durch die Skalierung der Abbildungen auf die jeweiligen Geschwindigkeitsmaxima, wird die qualitative Übereinstimmung der Strömungsphänomene deutlich. Die Aufnahmen unterscheiden sich - ähnlich wie zuvor bei Betrachtung der Sekundärströmungen - nur quantitativ, aber nicht qualitativ voneinander. Auch für die Hauptströmung lässt sich anhand der dargestellten Ergebnisse eine Proportionalität von Absolutgeschwindigkeit zu Reynoldszahl erkennen: die auftretenden Geschwindigkeitsmaxima steigen direkt proportional mit Reynoldszahl.

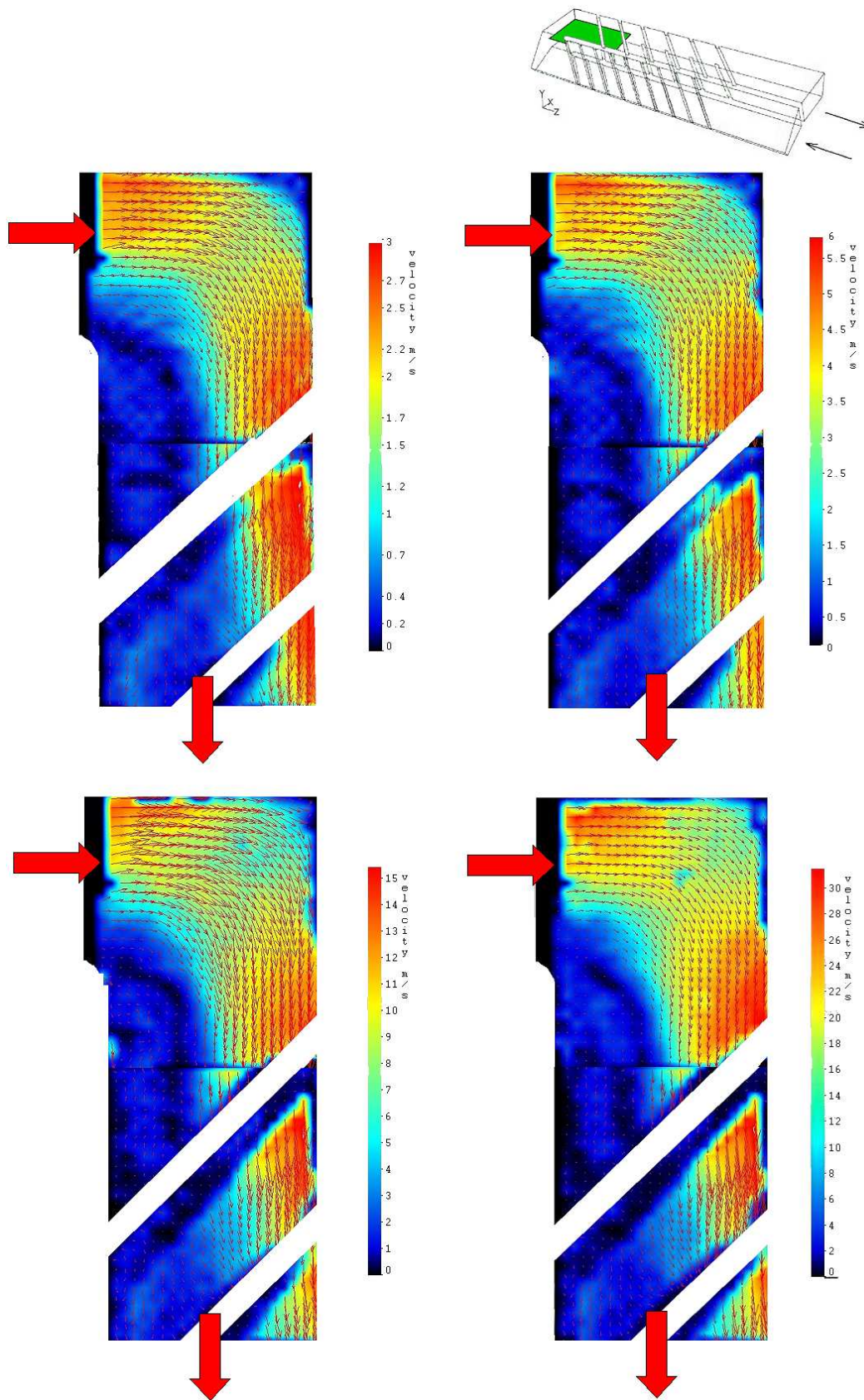


Abb. 5.24: Hauptströmung in Abhängigkeit der Reynoldszahl, Umlenkung,  $Re = 10.000, 20.000, 50.000$  und  $100.000$ .



---

## 6 Vermessung des Druckverlaufs

### 6.1 Druckmesspositionen

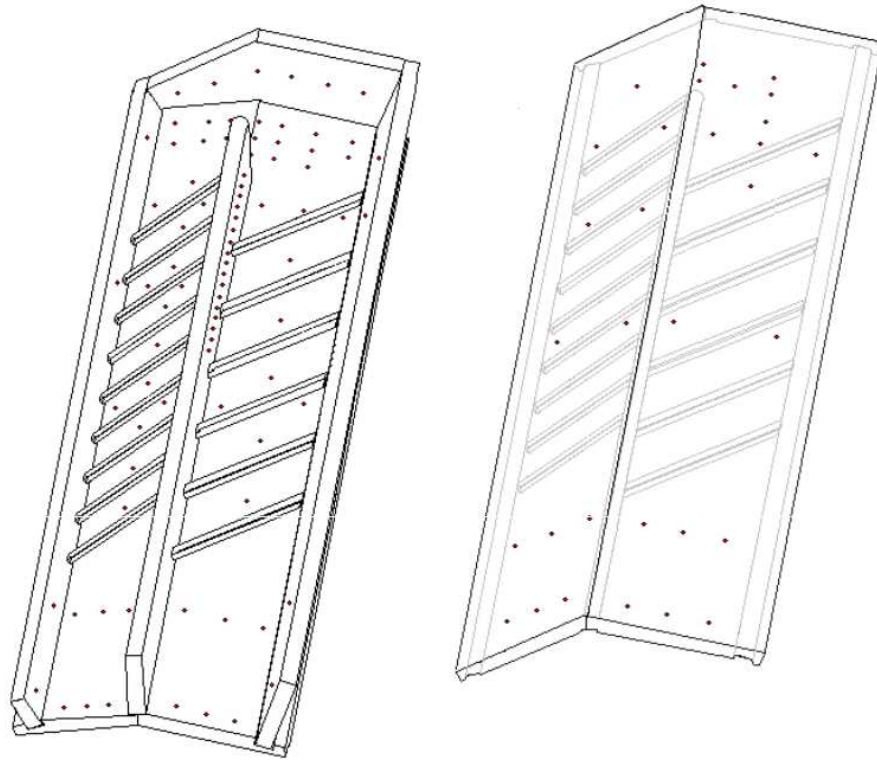


Abb. 6.1: Übersicht über die 116 verschiedenen Druckmesspositionen am Versuchskanal.

An beiden Versuchskanälen wurden jeweils 116 Druckmessbohrungen angebracht, deren Positionen in Abbildung 6.1 dargestellt sind. Die Messstellen an der Kanalunterseite mittig zwischen den Rippen sollen den Druckabfall entlang des gesamten Kanals erfassen. Desweiteren wurden in verschiedenen Ebenen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung umlaufende Druckmessbohrungen angebracht, mit denen der Druckunterschied zwischen Ober-, Unterseite und Seitenwänden festgestellt werden sollte.

Zahlreiche Messstellen wurden in den interessanten Bendbereich an Ober-, Unterseite und Prallplatte gelegt, um den Einfluss der dort herrschenden dreidimensionalen Strömung zu erfassen.

Die dichte Anordnung der Messpositionen an der Auslaufseite des Trennstegs wurde zur Vermessung der Ablöseblase gewählt.

---

## 6.2 Ergebnisse der statischen Druckmessungen

### 6.2.1 Druckverlauf in Strömungsrichtung

Die Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen die Ergebnisse der Druckmessungen entlang der Unterseite des kleinen Kanals für  $Re = 10.000 - 50.000$  und des großen Kanals für  $Re = 50.000 - 200.000$ .

Die in den Diagrammen aufgetragene dimensionslose Druckdifferenz  $p^*$  bezeichnet die statische Druckdifferenz zwischen dem Druck an der Messposition und dem am Kanalaustritt. Zur Normierung wird der dynamische Druck am Eintritt herangezogen, weshalb der Verlauf von  $p^*$  nicht mehr von der Reynoldszahl abhängt.

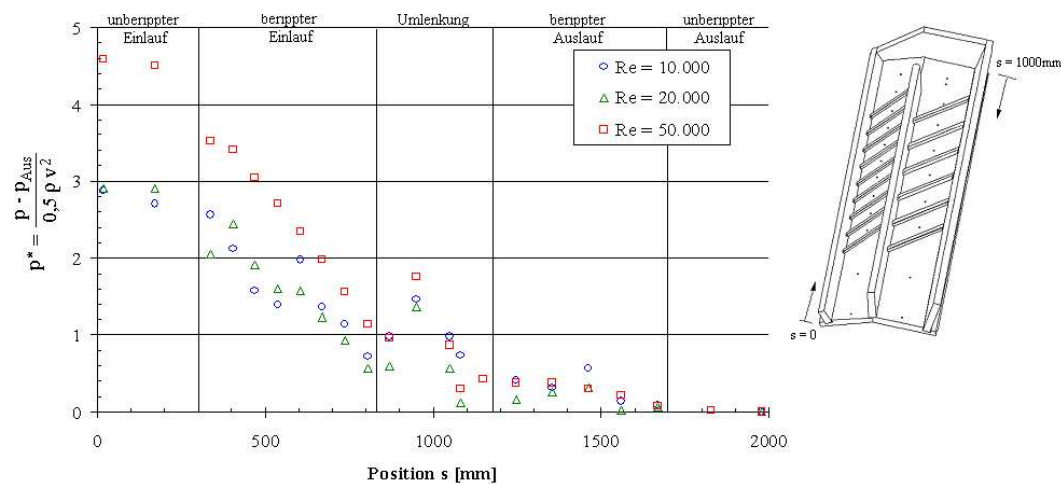


Abb. 6.2: Druckverlauf im kleinen Kanal ( $Re = 10.000 - 50.000$ ).

Im unberippten Einlauf ergibt sich ein leichter Abfall des Differenzdrucks, der ab dem Überschreiten der ersten Rippe deutlich steiler wird. In der Umlenkung selbst äußert sich die dort vorherrschende komplexe dreidimensionale Strömung in Druckschwankungen, bei denen kein stetiger Abfall bzw. Anstieg des Drucks zu erkennen ist. Erst im Auslauf ergibt sich wieder ein kontinuierlicher Druckabfall, der jedoch flacher ausfällt als der im Einlauf.

Durch die normierte Darstellung der Druckverläufe ergeben sich für alle Reynoldszahlen ähnliche Druckdifferenzen. Die Absolutwerte des Differenzdrucks steigen mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit bzw. bei höheren Reynoldszahlen aber natürlich an.

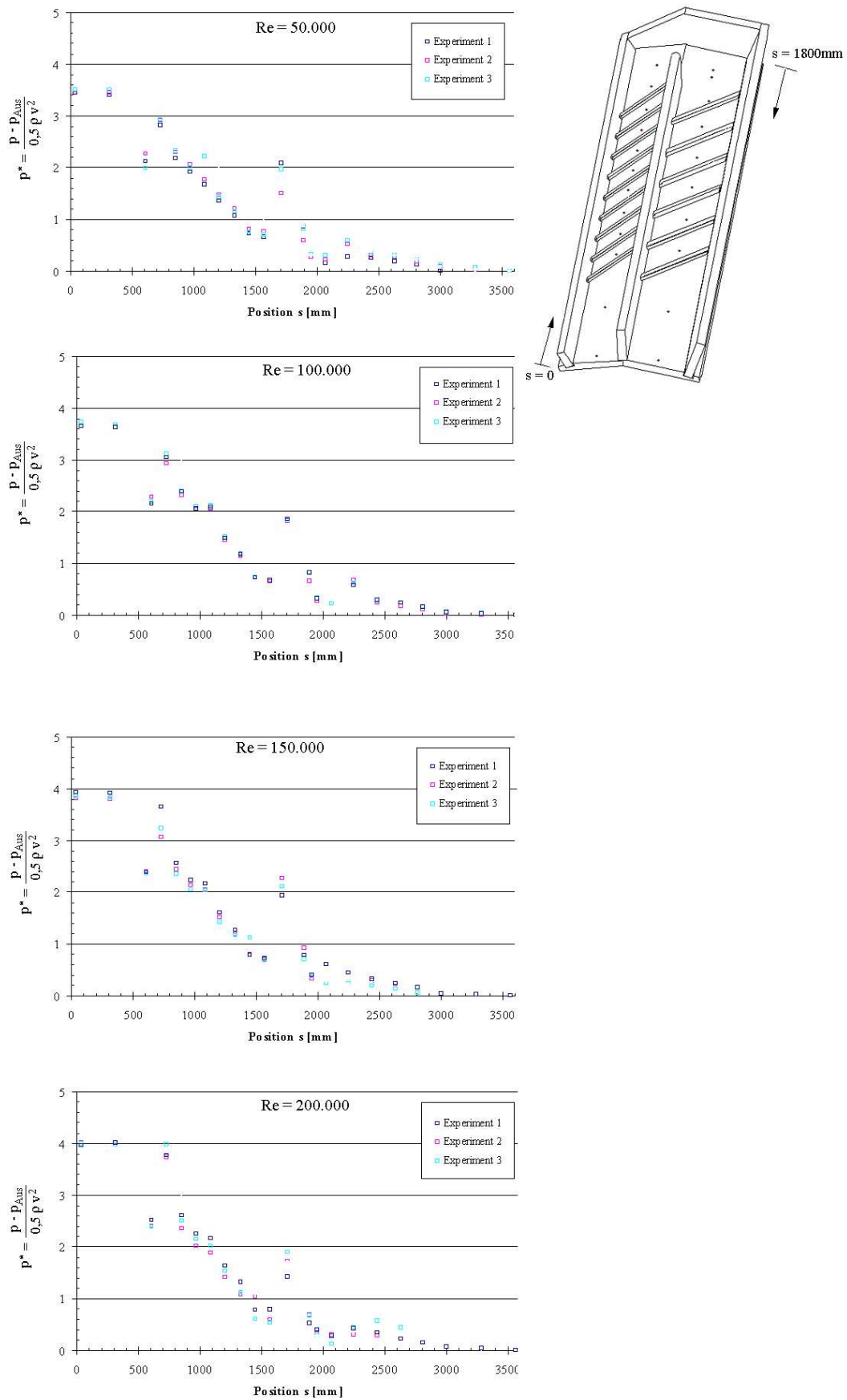


Abb. 6.3: Druckverlauf im großen Kanal ( $Re = 50.000 - 200.000$ ).

In Abbildung 6.3 sind pro Reynoldszahl jeweils die Druckverläufe aus drei unterschiedlichen Messungen aufgetragen, um die sehr gute Übereinstimmung der einzelnen Messungen bzw. die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu veranschaulichen.

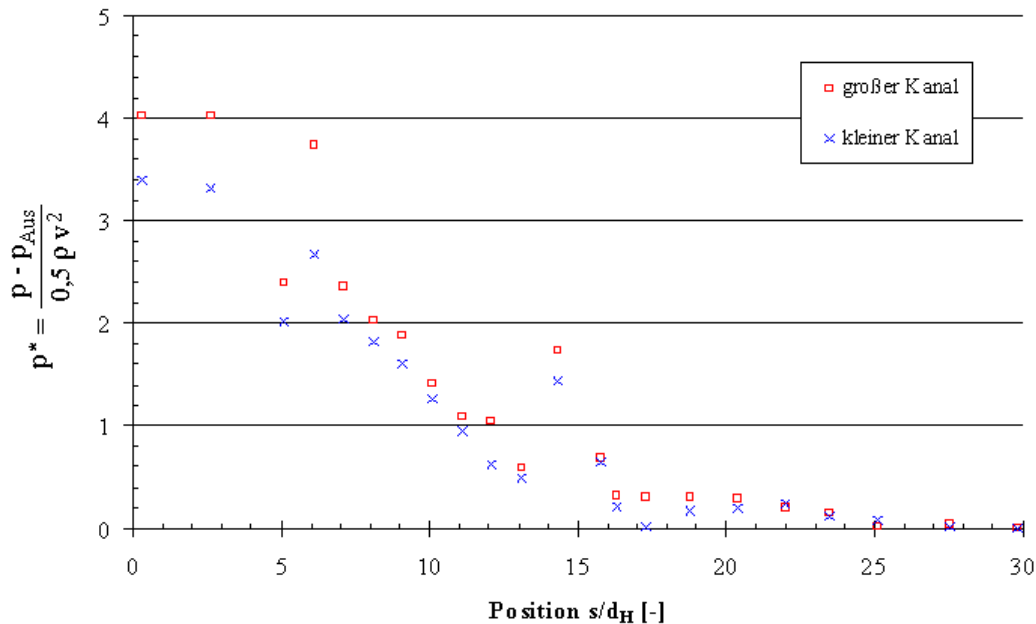


Abb. 6.4: Vergleich der Druckverläufe kleiner – großer Kanal ( $Re = 50.000$ ).

Der Vergleich der Druckverläufe von kleinem und großem Kanal für  $Re = 50.000$  ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Für die ersten Positionen ergeben sich noch Diskrepanzen zwischen beiden Messungen, die sich aber aufgrund der unterschiedlichen Übergangsstücke zur Querschnittsverengung bei kleinem und großem Kanal und den daraus resultierenden unterschiedlichen Einströmbedingungen erklären lassen. Im berippten Teil des Einlaufs dominieren rasch rippeninduzierte Sekundärströmungen, was zur Folge hat, dass sich beide Druckverläufe angleichen und im weiteren Verlauf bis zum Auslauf eine sehr gute Übereinstimmung aufweisen.

### 6.3 Druckverlauf in der Ablöseblase

Abbildung 6.5 zeigt die Vermessung der Ablöseblase anhand von 16 Druckmesspositionen an der Auslaufseite des Trennstegs auf halber Kanalhöhe.

Neben der gut zu erkennenden Abhängigkeit der absoluten Druckwerte von der Reynoldszahl, zeigt sich ein über alle Strömungsgeschwindigkeiten



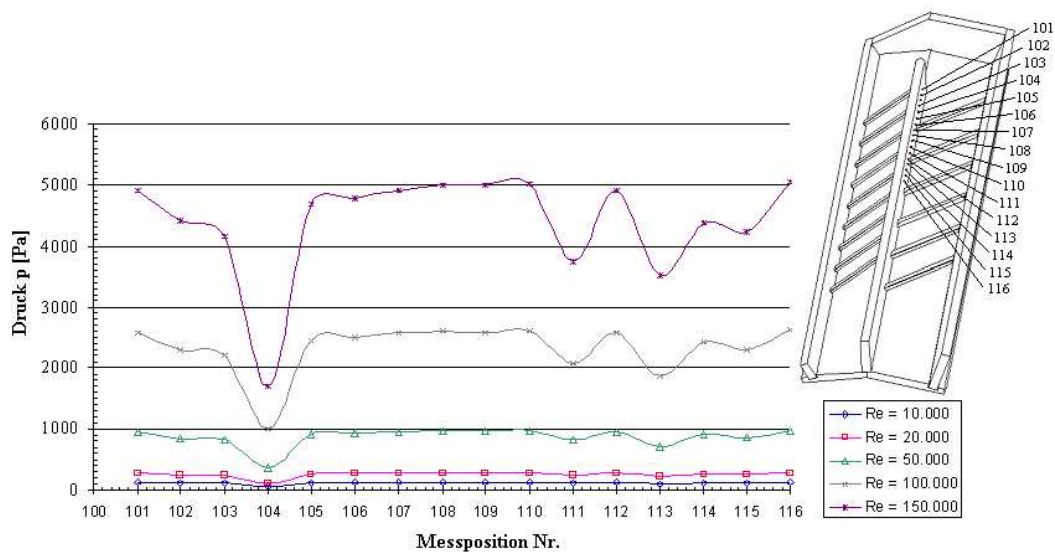


Abb. 6.5: Druckverlauf am Trennsteg (Ablöseblase)( $Re = 10.000 - 150.000$ ).

ähnlicher qualitative Druckverlauf. Die charakteristischen Einbrüche der Druckkurven befinden sich im gesamten Reynoldszahlenbereich an jeweils derselben Messposition. Dies lässt darauf schließen, dass sich die Dimension der Ablöseblase nicht verändert und bestätigt somit die Ergebnisse der Strömungsfelduntersuchungen.

## 6.4 Druckverlust und Widerstandsbeiwert

In Abbildung 6.6 ist der Druckverlust bzw. der Widerstandsbeiwert über den berippten Teil des Einlaufs in Abhängigkeit der Reynoldszahl aufgetragen.

Der Widerstandsbeiwert  $f$  wurde nach Gleichung 2.1 bestimmt, als Referenzdichte der Widerstandsbeiwert des glatten Kanals  $f_0$  (siehe Kapitel 2.1).

Anhand Tabelle 6.1 lässt sich ablesen, dass die normierte Druckdifferenz nicht von der Reynoldszahl abhängt. Daraus ergeben sich für den Widerstandsbeiwert  $f$  nach FANNING ebenfalls nahezu konstante Werte. Erst der Bezug auf den Widerstandsbeiwert des glatten Kanals  $f_0$  erzeugt den in Abbildung 6.6 sichtbaren Anstieg mit steigender Reynoldszahl.

Ein ähnlicher Verlauf ergibt sich für den Bereich der Umlenkung (Abb. 6.7). Da für die Umlenkung die Definition einer Strecke  $\Delta L$  zur Berechnung des Widerstandsbeiwertes  $f$  äußerst schwierig ist, wurde diese als Abstand entlang der 50%-Linie festgelegt. Für den hydraulischen Durchmesser  $d_H$  wurde jeweils der Wert des Einlaufquerschnitts verwendet.

Es ergeben sich auch hier wiederum nahezu konstante Werte für  $\Delta p^*$  bzw.  $f$  (s. Tabelle 6.2).

| Re-Zahl | $\Delta p^*$ | f (FANNING) | $f_0$  | $f/f_0$ |
|---------|--------------|-------------|--------|---------|
| 10.000  | 1,447        | 0,052       | 0,0073 | 7,24    |
| 20.000  | 1,413        | 0,050       | 0,0063 | 8,15    |
| 50.000  | 1,390        | 0,050       | 0,0053 | 9,47    |
| 100.000 | 1,420        | 0,051       | 0,0046 | 11,00   |
| 150.000 | 1,549        | 0,055       | 0,0042 | 13,02   |
| 200.000 | 1,474        | 0,053       | 0,0040 | 13,32   |

Tabelle 6.1: Widerstandsbeiwerte für den berippten Einlauf in Abhängigkeit der Reynoldszahl.

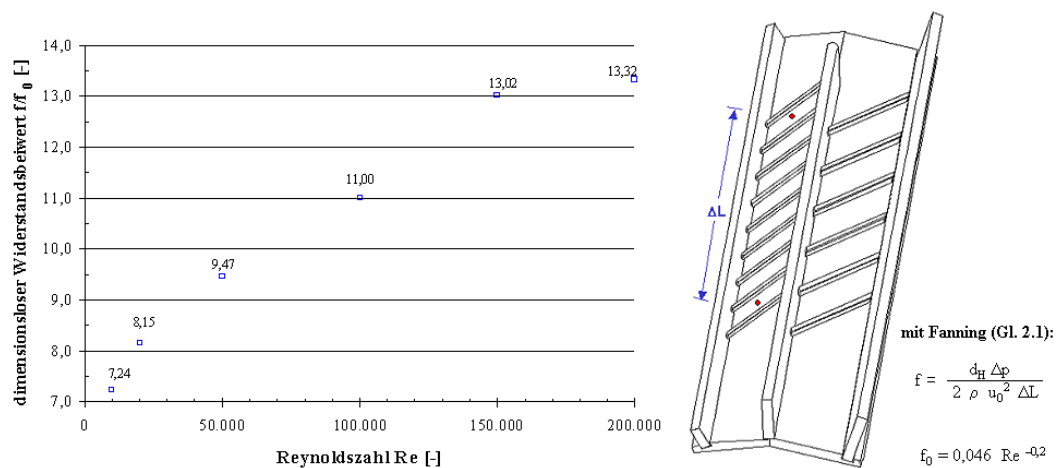


Abb. 6.6: Widerstandsbeiwert  $f/f_0$  über den Einlaufbereich ( $Re = 10.000 - 200.000$ ).

| Re-Zahl | $\Delta p^*$ | f (FANNING) | $f_0$  | $f/f_0$ |
|---------|--------------|-------------|--------|---------|
| 10.000  | 0,348        | 0,012       | 0,0073 | 1,70    |
| 20.000  | 0,408        | 0,013       | 0,0063 | 2,35    |
| 50.000  | 0,374        | 0,015       | 0,0053 | 2,55    |
| 100.000 | 0,369        | 0,015       | 0,0046 | 2,87    |
| 150.000 | 0,370        | 0,015       | 0,0042 | 3,11    |
| 200.000 | 0,365        | 0,015       | 0,0040 | 3,25    |

Tabelle 6.2: Widerstandsbeiwerte für den Umlenkbereich in Abhängigkeit der Reynoldszahl.

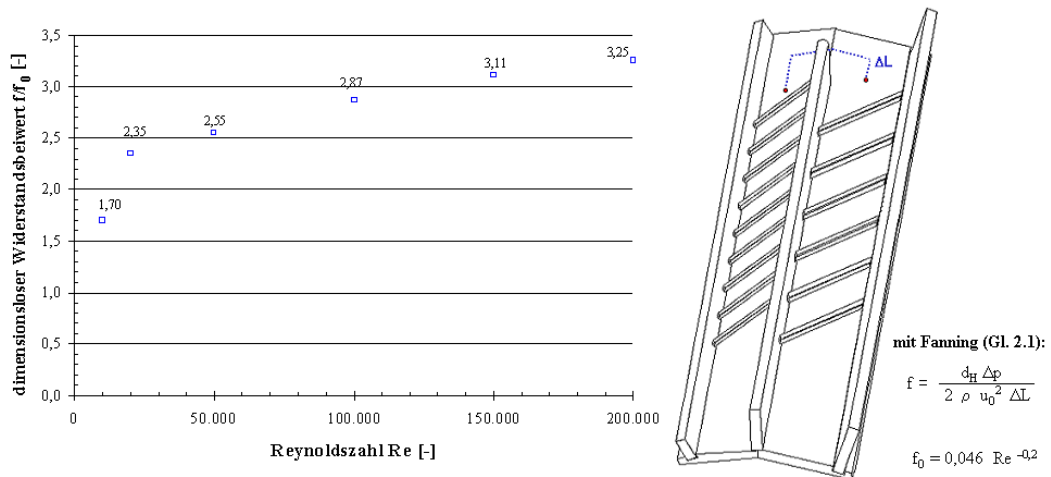


Abb. 6.7: Widerstandsbeiwert  $f/f_0$  über den Umlenkbereich ( $Re = 10.000 - 200.000$ ).



---

## 7 Vermessung des Wärmeübergangs mittels TLC

### 7.1 Kalibrierung der Flüssigkristalle

Für die verwendeten Flüssigkristalle (HALLCREST TLC R30C1W) liegen seitens des Herstellers lediglich Kalibrierdaten für größere Farbbereiche, nicht jedoch für Farbwerte vor. Aus diesem Grund wurden die Flüssigkristalle für den benutzten Farbwertbereich ( $105 < \text{Hue} < 115$ ) am ITLR nachkalibriert.

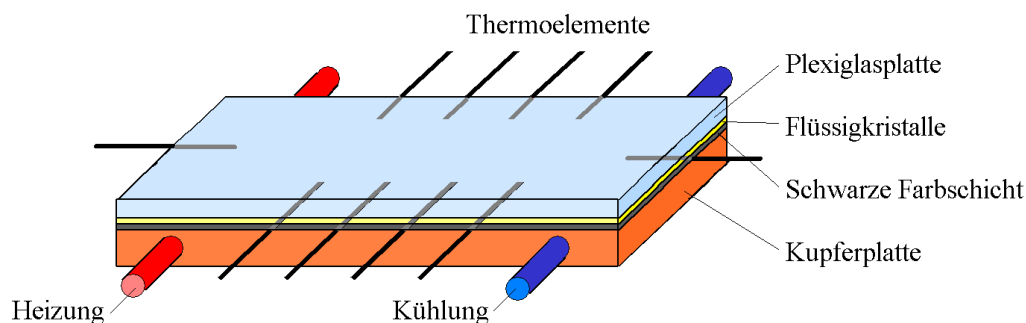


Abb. 7.1: Schematischer Aufbau der Kalibriereinrichtung für Flüssigkristalle.

Die Nachkalibrierung fand an einer eigens angefertigten Kalibriereinrichtung statt, deren schematischer Aufbau in Abb. 7.1 dargestellt ist. Sie besteht aus einer Kupferplatte, die an einem Ende mit einem Heizstab, am anderen Ende mit einer Wasserkühlung versehen ist. Direkt mit ihr verschraubt ist eine - wie bei den Experimenten - mit Flüssigkristallen und schwarzer Hintergrundfarbe beschichtete Plexiglasplatte. Um die optischen Eigenschaften am Versuchskanal möglichst exakt nachzubilden, wurde eine Platte gleicher Dicke verwendet. Zwischen Plexiglas- und Kupferplatte befinden sich Nuten, in denen seitlich insgesamt acht und an Kopf- und Stirnseite zwei weitere Thermoelemente eingeschoben werden können.

Zur Kalibrierung wird sowohl der Heizstab als auch die Wasserkühlung in Betrieb gesetzt, wodurch in der Kupferplatte eine eindimensionale Wärmeleitung realisiert wird. Nach einiger Zeit stellt sich ein stationärer Zustand ein, der daran erkennbar ist, dass sich das Farbspiel der Flüssigkristalle nicht mehr ändert.

Dieser Zustand wird mit einer Kamera aufgezeichnet und mit dem gleichen Auswerteprogramm bearbeitet wie die späteren Experimente (DIPS, s. Kapitel 4.3.3). Aus der Aufnahme der TLC-Farbverläufe (Abb. 7.2a) wird der entsprechende Farbwertbereich ( $105 \leq \text{Hue} \leq 115$ ) herausgefiltert (Abb. 7.2b).

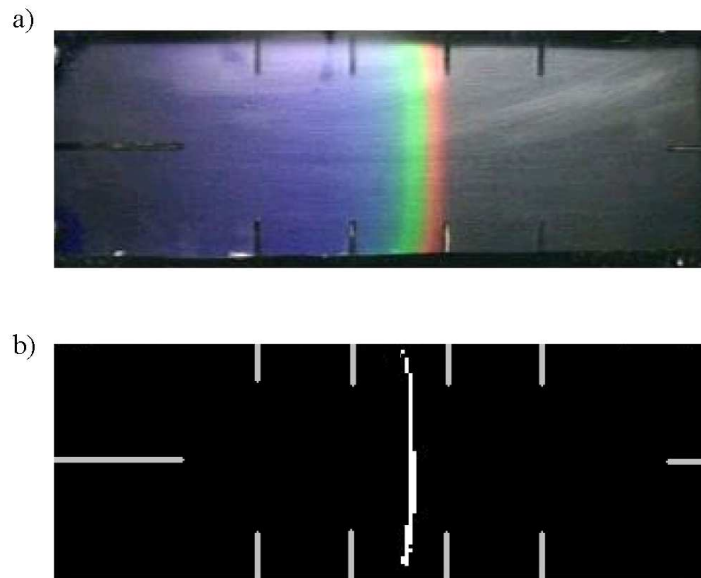


Abb. 7.2: Kalibrierung der Flüssigkristalle: a) Originalaufnahme b) herausgefilterter Farbwertbereich.

Ihm kann mit den Messwerten der Thermoelemente mittels linearer Interpolation ein exakter Temperaturwert zugeordnet werden.

## 7.2 Vorversuche

Vor Durchführung der eigentlichen Wärmeübergangsmessungen mittels Flüssigkristallen wurde überprüft, ob der vor dem Versuchskanal angebrachte Heizer in der Lage ist, die Luft gleichmäßig aufzuheizen und ein homogenes Temperaturfeld im Kanaleinlauf zu erzeugen. Wäre dies nicht der Fall, wäre eine wichtige Voraussetzung für die transiente Messmethode hinfällig und somit die Auswertung der Experimente mit den beschriebenen Methoden nicht möglich.

Zur Überprüfung der Temperaturverteilung wurde ein feinmaschiges Kunststoffgewebe mit schwarzer Farbe und Flüssigkristallen besprüht und direkt am Kanaleinlauf quer zur Strömungsrichtung angebracht. Abbildung 7.3 zeigt eine Aufnahme des beschichteten Gewebes nach Einschalten des Heizers. Die gleichmäßige Verfärbung der Flüssigkristalle über den kompletten Einlaufquerschnitt bestätigt die getroffene Annahme einer homogenen Temperaturverteilung im Einlauf.

Weitere Vorversuche mussten bezüglich der Messdauer durchgeführt werden. Bei verschiedenen Reynoldszahlen wurden unterschiedliche Heizleistungen



Abb. 7.3: Sichtbarmachung der homogenen Temperaturverteilung im Einlaufquerschnitt.

untersucht, um für die einzelnen Strömungsgeschwindigkeiten jeweils eine Einstellung zu ermitteln, mit welcher sich idealerweise eine Messdauer zwischen 20 und 50 Sekunden realisieren lässt.

Dieser Zeitrahmen erwies sich für die Auswertung als optimal. Eine kürzere Messdauer ergab bei der weiteren Auswertung nicht die gewünschte Auflösung, während längere Messzeiten eine erheblich größere Datenmenge verursachten, die aber keinen Beitrag zu größerer Genauigkeit leisten konnte.

Zwischen den einzelnen Experimenten wurde nach [98] eine Abkühlzeit von 20 - 40 min eingehalten, um für alle Messungen jeweils gleiche Ausgangsbedingungen zu gewährleisten - z.B. Wandtemperatur = Umgebungstemperatur.

### 7.3 Ergebnisse der TLC-Messungen

Das folgende Kapitel zeigt die Ergebnisse der transienten Flüssigkristallmessungen. Die Darstellung der Wärmeübergänge erfolgt als Verhältnis  $Nu/Nu_0$ , wobei  $Nu_0$  die Nusseltzahl des glatten Kanals nach der Dittus-Boelter-Korrelation (s. Kapitel 2.2.2, Gl. 2.13) beschreibt. Alle in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse beziehen sich auf die Mitten­temperatur am Kanaleintritt  $T_{c, Ein}$ .

An beiden Modellkanälen wurden für Reynoldszahlen zwischen 10.000 und 200.000 sämtliche Oberflächen untersucht (kleiner Kanal:  $Re = 10.000, 20.000, 50.000$ ; großer Kanal:  $Re = 50.000, 100.000, 150.000, 200.000$ ). Eine detaillierte Darstellung aller Ergebnisse findet sich im Anhang.

Abbildung 7.4 zeigt eine Übersicht über die Wärmeübergangsverteilung



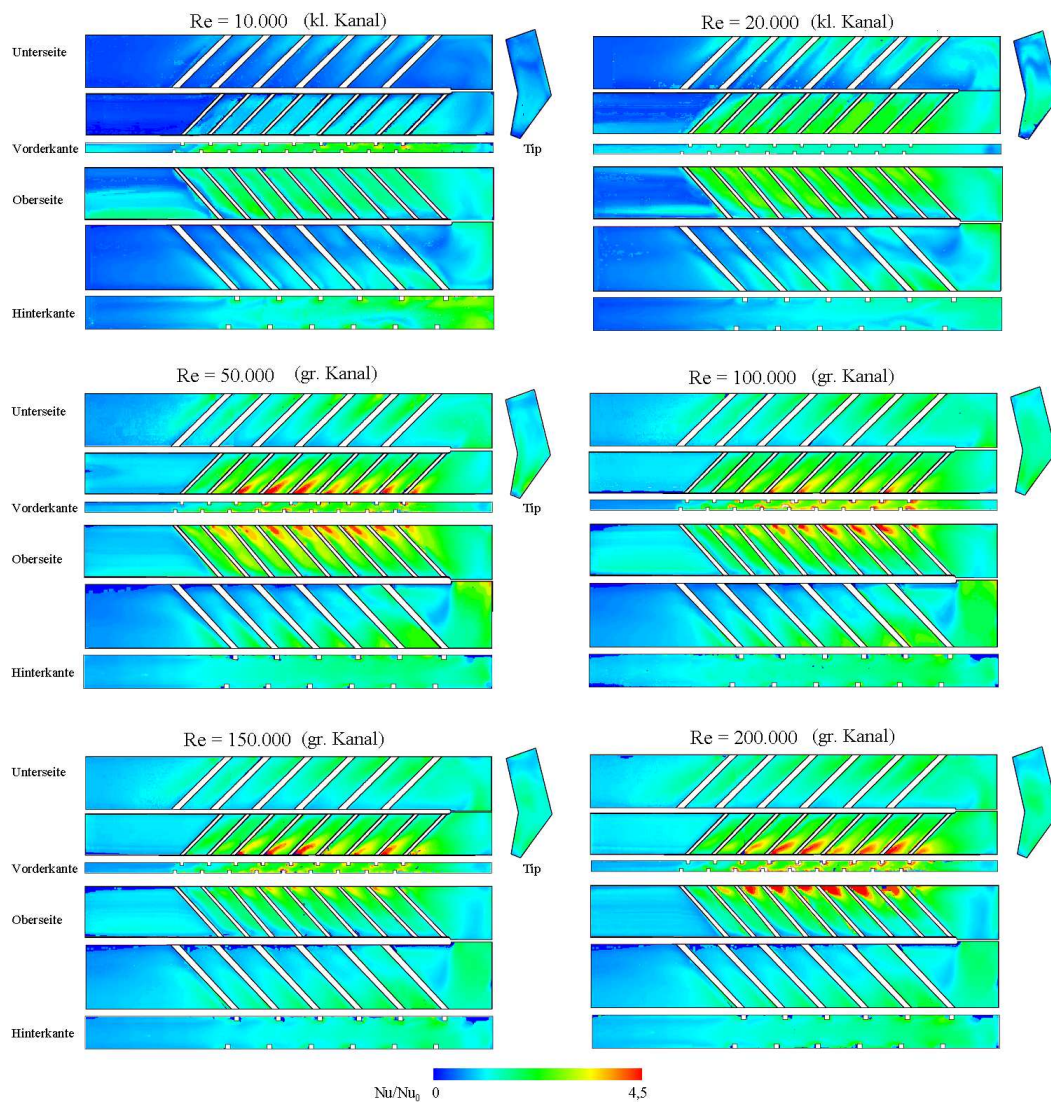


Abb. 7.4: Ergebnisse der Flüssigkristallmessungen am kleinen und großen Modellkanal: Übersicht über die Wärmeübergangsverteilung an den Kanalwänden in Abhängigkeit der Reynoldszahl ( $Re=10.000 - 200.000$ ).

an der Kanalwänden bei unterschiedlichen Reynoldszahlen von  $Re=10.000$  bis  $Re=200.000$ .

Eine allgemeine Steigerung des Wärmeübergangs ist für  $Re=10.000$  bis  $Re=50.000$  zu beobachten. Danach ändert sich bei Steigerung der Reynoldszahl der globale Wärmeübergang nicht mehr stark.

Die qualitative Verteilung des Wärmeübergangs an den Kanalwänden ist über alle Reynoldszahlen nahezu identisch und soll im Folgenden exemplarisch anhand der Ergebnisse des großen Kanals bei  $Re = 50.000$  aufgezeigt werden (Abb. 7.5):



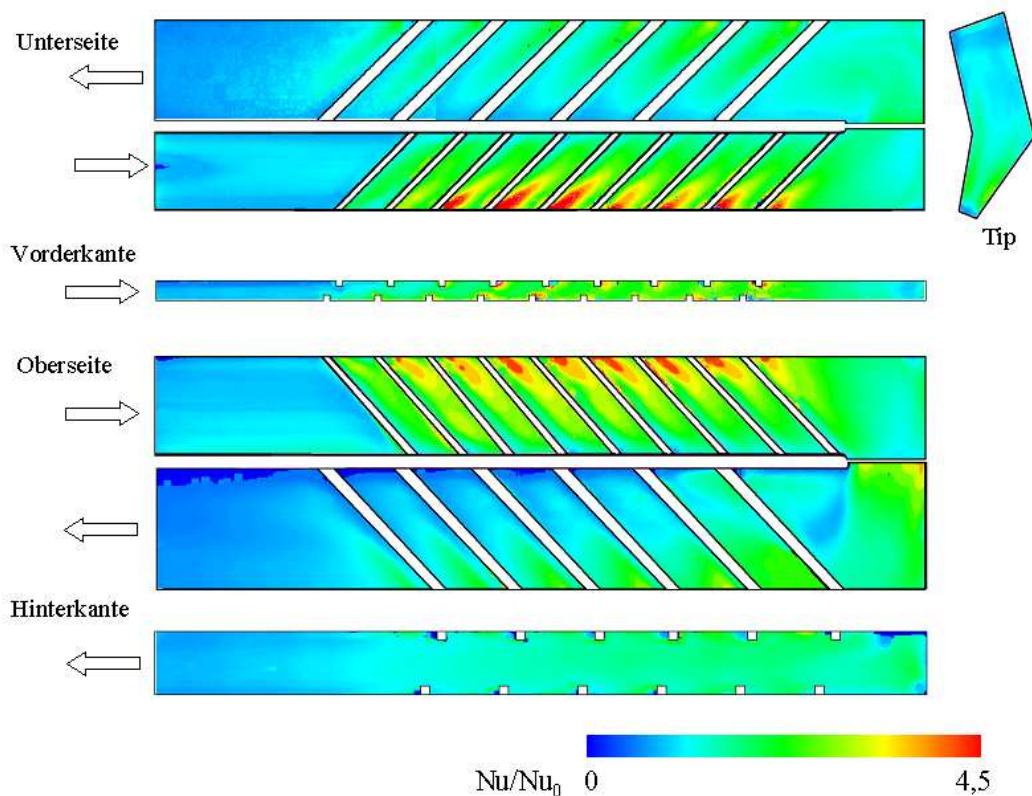


Abb. 7.5: Qualitative Wärmeübergangsverteilung am Beispiel des großen Kanals bei  $Re = 50.000$ .

### Einlaufkanal

Im unberippten Einlaufbereich herrscht an Ober-, Unterseite und Vorderkante erwartungsgemäß ein einheitlicher Wärmeübergang, dessen Wert - unabhängig von der Reynoldszahl - dem des glatten Kanals nach Dittus-Boelter entspricht, d.h.  $Nu/Nu_0 \approx 1$ .

Sofort nach der ersten Rippe zeigt sich deren Einfluss auf die Strömung und der Wärmeübergang erhöht sich schlagartig. Im weiteren Verlauf entlang des berippten Einlaufkanals bewirken die in Kapitel 5.2.1 beschriebenen rippeninduzierten Sekundärströmungen eine weitere Steigerung des Wärmeübergangs. An der Vorderkante bilden sich Maxima aus. Diese lassen sich anhand der Translationsströmung erklären, welche bereits bei den PIV-Messungen beobachtet wurde (Abb. 5.9). Aufgrund der Schrägstellung der Rippen und der speziellen Kanalgeometrie entsteht eine Querströmung in Richtung Vorderkante, welche einen Pralleffekt zur Folge hat. Dieser wiederum äußert sich in den hohen lokalen Wärmeübergängen an diesen Stellen. Bis zur vierten Rippe werden

---

diese Maxima immer größer, während sie sich danach nur noch geringfügig in ihrer Ausdehnung ändern. Analog zur Strömung darf hier von einer periodisch ausgebildeten Wärmeübergangsverteilung ausgegangen werden.

Dieser Effekt zeigt deutlich die gewollte Beeinflussung des lokalen Wärmeübergangs durch angestellte Rippen: Der Bereich der Vorderkante wird im Allgemeinen durch das direkt auftreffende Heißgas am stärksten belastet und benötigt somit die beste Kühlwirkung bzw. den größten Wärmeübergang. Das Gebiet am Trennsteg - also im Inneren der Turbinenschaufel - wird dagegen weniger beansprucht und muss entsprechend weniger gekühlt werden, um eine möglichst einheitliche Schaufeltemperatur zu erreichen. So können in der Turbinenschaufel gezielt Spannungsgradienten vermieden werden, die sich negativ auf die Lebensdauer auswirken würden.

Auffällig ist, dass der Wärmeübergang im Allgemeinen an der Kanaloberseite geringer ist als an der Unterseite. Auch dieses Phänomen lässt sich aufgrund der zuvor untersuchten Strömungsverhältnisse erklären: Wie in Abb. 5.10 zu sehen ist, sind bei periodisch ausgebildeter Strömung zwei gegenläufig rotierende Sekundärwirbel vorhanden. Diese bilden sich wegen der nahezu dreieckigen Kanalgeometrie jedoch nicht symmetrisch aus: der Wirbel im unteren Kanalteil nimmt ein viel größeres Gebiet ein, als der kleinere Wirbel in der oberen Spitze des Querschnitts. Dadurch trägt der untere Wirbel gut zur Vermischung des Fluids bei und sorgt damit für einen hohen Wärmeübergang an der Kanalunterseite. Der obere, kleine Wirbel dagegen hat einen isolierenden Effekt und bewirkt den global geringeren Wärmeübergang an der Kanaloberseite.

### **Umlenkung (Krümmer, Bend)**

Wie die Untersuchung des Strömungsfeldes gezeigt hat, lösen sich nach der letzten Rippe im Einlauf die Wirbelstrukturen rasch auf, was in einer relativ einheitlichen Wärmeübergangsverteilung an Ober- und Unterseite resultiert.

Auch das mit den PIV-Messungen beobachtete Totwassergebiet in der Ecke von Vorderkante und Prallplatte lässt sich als kleines Gebiet mit sehr geringem Wärmeübergang wiedererkennen.

Deutlich zeigt sich ebenfalls der Aufprall der Strömung auf den einlaufseitigen Teil der Tipwand. Dieser Pralleffekt verursacht dort einen hohen Wärmeübergang an Ober- und Unterseite des Kanals. Die Translationsbewegung der Strömung entlang der Tipwand ist hier gut an den beiden Gebieten hohen

---

Wärmeübergangs zu erkennen.

Am auslaufseitigen Teil der Prallplatte ist die Hauptströmungsrichtung dagegen bereits zum Auslauf hin gerichtet, es findet kein Aufprall auf die Tipwand mehr statt und der Wärmeübergang in diesem Bereich ist erkennbar geringer.

Aufgrund der konkaven Form der Kanaloberseiten prallt die Luft beim Übergang von Ein- zu Auslauf auf die auslaufseitige Oberseite, was dort schlagartig zu einer Erhöhung des Wärmeübergangs führt.

Ein schwacher Pralleffekt zeigt sich noch einmal an der Hinterkante im Auslauf, wo der Teil der Strömung auftrifft, der noch nicht komplett umgelenkt wurde.

Desweiteren ist die signifikante asymmetrische Ablöseblase, die sich an der Auslaufseite des Trennstegs ausbildet (s. Strömungsfeldvermessung, Kapitel 5.2.2), anhand der unterschiedlichen Wärmeübergänge in diesem Bereich zu erkennen. Wie zuvor aus den PIV-Untersuchungen hervorging, erstreckt sich auch bei den Ergebnissen der Wärmeübergangsmessungen die Ablöseblase an der Kanaloberseite über einen viel größeren Bereich als an der -unterseite. Da im Inneren dieser Ablöseblase zum Teil sehr geringe Strömungsgeschwindigkeiten herrschen, ist der Wärmeübergang entsprechend niedrig, während der Aufprall auf die Kanalwand wiederum eine Steigerung des Wärmeübergangs zur Folge hat.

## **Auslaufkanal**

Im Auslauf bilden sich wiederum rippeninduzierte Sekundärwirbel aus, welche einen Transport des Fluids von der Kanalmitte in Richtung Außenwand zur Folge haben. Dadurch entsteht - analog zu den Phänomenen im berippten Einlaufkanal - an der Hinterkante ein höherer Wärmeübergang als am Trennsteg.

Der Einfluss der Ablöseblase reicht an der Kanaloberseite bis zur zweiten Rippe. Etwa ab der dritten Rippe im Auslauf kann man wieder von einer periodisch ausgebildeten Strömung ausgehen, was sich an den ebenfalls periodisch ausgeprägten Wärmeübergangsverteilungen zeigt.

Im unberippten Teil des Auslaufs sinkt der Wärmeübergang nach Überschreiten der letzten Rippe sofort ab und erreicht eine gleichmäßige Verteilung über den gesamten Kanalquerschnitt. Dass der Wert für  $Nu/Nu_0$  nicht auf eins absinkt - was dem Wert für den glatten Kanal entspräche - liegt daran, dass sich die Darstellung der Ergebnisse auf die Mittentemperatur am Kanaleinlauf beziehen. Die tatsächliche Temperatur am Auslauf ist natürlich geringer,

---

d.h. das hier angezeigte Ergebnis für den Wärmeübergang ist zu niedrig. Daher stellt sich mit dieser Darstellung am unberippten Auslauf ein Wert für  $Nu/Nu_0 < 1$  ein.

### Trennsteg

Am großen Kanalmodell war es aufgrund der Abmaße und der daraus resultierenden, relativ guten optischen Zugänglichkeit möglich, zusätzlich am auslaufseitigen Teil des Trennstegs Wärmeübergangsmessungen durchzuführen. Die Aufnahmen der Flüssigkristall-Farbverläufe erwiesen sich als qualitativ weniger hochwertig als dies bei Messungen an den Kanalausläuften der Fall war, da durch die schräg stehende Hinterwand der Auslaufkanals gefilmt werden musste. Dennoch war eine Auswertung der Aufnahmen möglich.

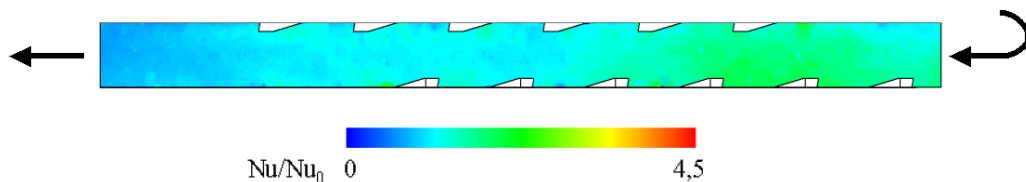


Abb. 7.6: Wärmeübergangsverteilung am auslaufseitigen Trennsteg des großen Kanals bei  $Re = 100.000$ .

Abbildung 7.6 zeigt das Ergebnis einer Wärmeübergangsmessung an der Auslaufseite des Trennstegs bei  $Re = 100.000$ .

Man sieht deutlich den erhöhten Wärmeübergang im Bereich der Ablöseblase, der durch den Pralleffekt des Fluids auf die Trennstegwand zustande kommt. Auffällig ist der kleine Bereich mit schlechterem Wärmeübergang in der oberen Hälfte an der Spitze des Trennstegs, der auf die Asymmetrie der Ablöseblase hindeutet.

Im weiteren Verlauf sind im oberen und unteren Teil des Trennstegs lokal jeweils vor den Rippen kleine Bereiche mit erhöhtem Wärmeübergang zu erkennen. Dieser Effekt beruht zum einen auf der Rippenumströmung und dem sich bildenden Ablösegebiet (s. Kapitel 2.4, Abb. 2.3), zum anderen ist er das Resultat der rippeninduzierten Sekundärströmung: Aufgrund der angeordneten Rippen wird das Fluid an der Ober- und Unterseite des Kanals in Strömungsrichtung nach rechts, also zum Trennsteg hin umgelenkt. Beim Aufprall auf den oberen und unteren Teil der Trennstegwand entstehen die

beschriebenen Bereiche der lokalen Wärmeübergangserhöhung.

Im unberippten Auslauf stellt sich schließlich wieder der erwartete einheitliche Wärmeübergang ein.

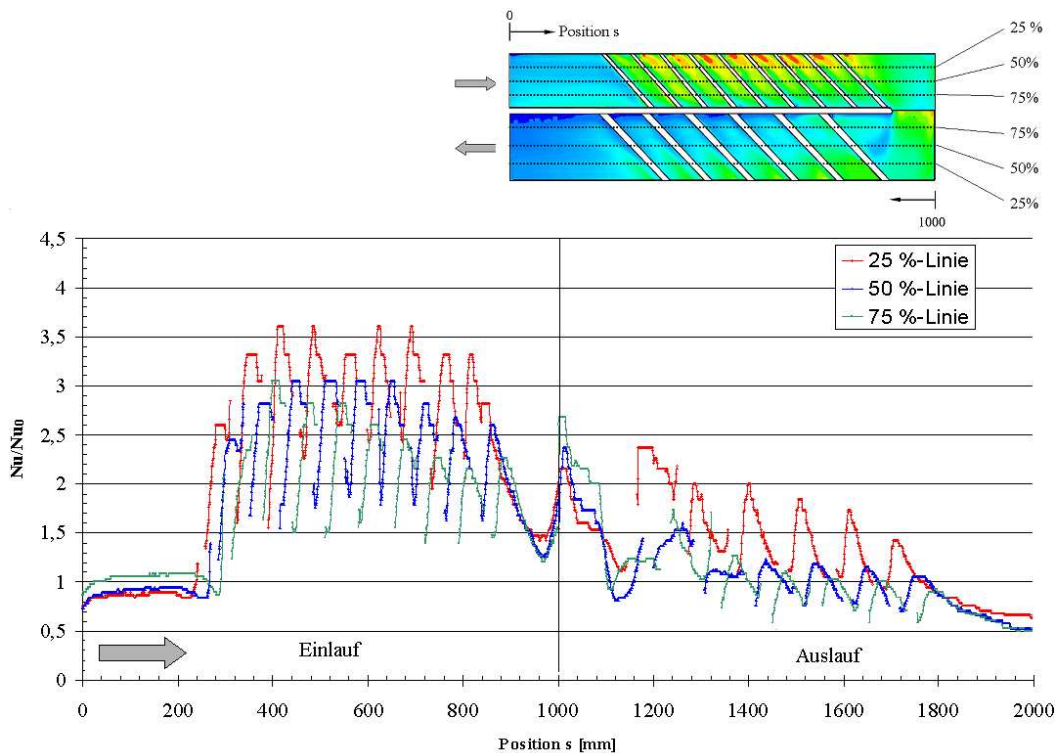


Abb. 7.7: Wärmeübergangsverteilung entlang 25%-, 50% und 75%-Linien (großer Kanal, Oberseite,  $Re=50.000$ ).

Einen detaillierten Einblick in die Wärmeübergangsverteilung des gesamten Kanals gibt die Betrachtung der  $Nu/Nu_0$ -Werte entlang diskreter Linien. In Abbildung 7.7 ist der Verlauf der  $Nu/Nu_0$ -Verhältnisse bei jeweils 25%, 50% und 75% der Kanalbreite dargestellt.

Wie erwartet zeigt sich im unberippten Einlauf für alle drei Linien ein homogener Wärmeübergang mit  $Nu/Nu_0 \approx 1$ .

Eine allgemeine Steigerung der  $Nu/Nu_0$ -Werte erfolgt jeweils in den berippten Teilen des Ein- und Auslaufs, wobei die Schrägstellung der Rippen einen Anstieg des Wärmeübergangs in Richtung Außenwand bewirkt. Daher weist die außen verlaufende 25%-Linie sowohl für den Ein- als auch für den Auslaufbereich höhere Werte auf als die 50%- oder die 75%-Linie.

Gut zu sehen ist ebenfalls der Effekt der Ablöseblase: Bei Position  $s = 1040$  mm bis  $s = 1080$  mm äußert sich dieser in einem deutlichen Abfall des Wärmeübergangs bei der 75%- und 50%-Linie, wobei selbst die 25%-Linie noch

---

einen starken Einbruch aufweist.

Die durch die Ablöseblase erzeugte Strömungseinschnürung verursacht einen starken Wärmeübergangsanstieg im Bereich der Hinterkante bei  $s = 1185 - 1225$  mm, was an der 25%-Linie zu sehen ist.

Auch die 75%-Linie steigt in diesem Bereich beim Durchlaufen des Inneren der Ablöseblase noch einmal an, während die 50% zwischen diesen beiden Gebieten verläuft und daher geringere Schwankungen aufweist.

Im berippten Teil des Auslaufs sind analog zum berippten Einlauf Steigerungen des Wärmeübergangs zu beobachten, die nach außen hin stärker ausfallen als in Richtung des Trennstegs.

Im unberippten Kanalauslauf bildet sich erwartungsgemäß wieder ein homogener Wärmeübergang aus und die drei Linien fallen auf einen konstanten Wert zusammen.

### 7.3.1 Vergleich kleiner – großer Kanal

Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Experimente an großem und kleinem Versuchskanal verglichen werden. Für den Überlappungsbereich bei  $Re = 50.000$ , bei dem beide Kanäle vermessen wurden, sind die experimentell bestimmten  $Nu/Nu_0$ -Verteilungen an Unter-, Oberseite und Tipwand in den Abbildungen 7.8 bis 7.10 gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass die Wärmeübergänge nicht nur qualitativ sehr ähnlich wiedergegeben werden, sondern auch die Absolutwerte eine gute Übereinstimmung aufweisen.

Abbildung 7.8 zeigt den Vergleich der Kanalunterseiten. Im Einlaufbereich differieren die Werte für den Wärmeübergang leicht. Der Grund hierfür dürften die verschiedenen Übergangsstücke von Heizung bis Kanaleinlauf sein, die die Strömung vom quadratischen Heizungsquerschnitt zu einem großen bzw. einem kleinen Kanaleintritt verengen und dadurch leicht unterschiedliche Einströmbedingungen hervorrufen.

Im berippten Teil des Einlaufs dominieren rippeninduzierte Sekundärströmungen und die Werte von großem und kleinem Kanal stimmen sehr gut überein. Besonders deutlich zeigt sich dies auch an der identischen Ausbildung der Maxima im Bereich der Vorderkante.

Im Gebiet der Umlenkung stimmen die Ergebnisse von kleinem und großem Kanal ebenfalls gut überein. Selbst im Auslaufbereich weist der große Kanal nur geringfügig höhere Wärmeübergangswerte auf als der kleine. Die Ausprägung der Gebiete mit höheren Wärmeübergängen sind wieder deckungs-

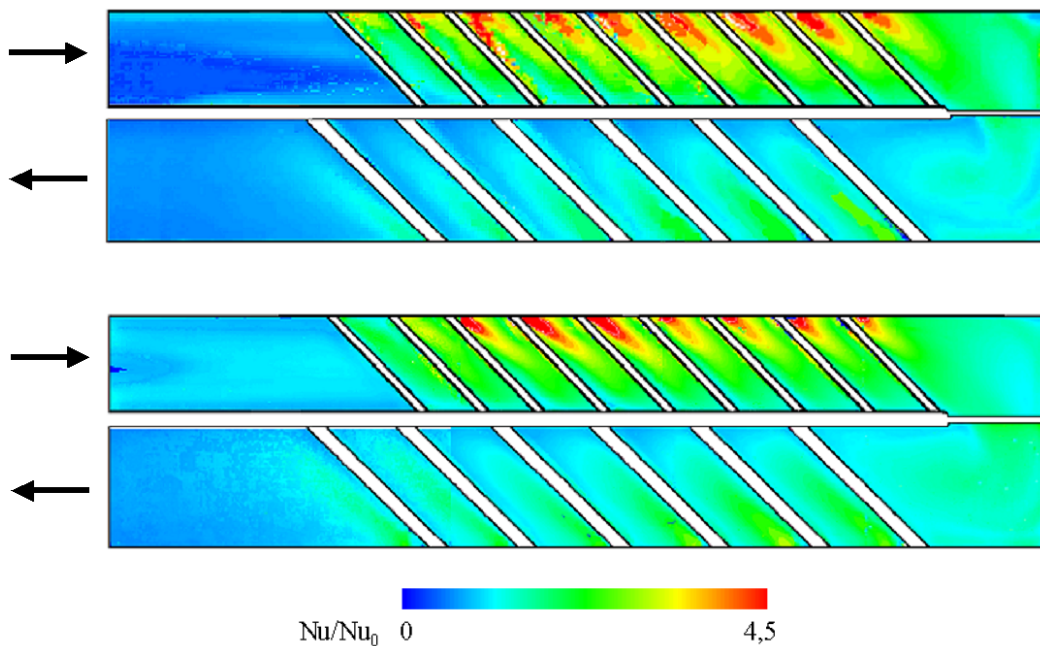


Abb. 7.8: Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal (Unterseite,  $Re=50.000$ .) oben: kleiner Kanal, unten: großer Kanal.

gleich.

Ein ähnliches Resultat bietet der Vergleich der Kanaloberseiten (Abb. 7.9). Auch hier stimmen Einlauf und Umlenkbereiche nahezu ideal überein, der Auslauf zeigt wieder minimale Abweichungen.

Die Betrachtung der Tipwand bestätigt die bisherigen Ergebnisse. Auch hier passen die Wärmeübergangsverteilungen qualitativ und quantitativ sehr gut zusammen. Die Pralleffekte auf der Einlaufseite sind bei beiden Kanälen gleich stark ausgeprägt. Auch das Gebiet des geringeren Wärmeübergangs an der Auslaufseite stimmt bei beiden Kanälen überein.

Der einzige Unterschied besteht an der Hinterkante, wo der Aufprall der Strömung ein kleines Gebiet mit höherem Wärmeübergang bewirkt. Dieser kleine Bereich befindet sich beim großen Kanal auf halber Höhe der Hinterkante, während er beim kleinen Kanal etwas nach oben in Richtung Kanaloberseite verschoben ist. Diese minimale Abweichung lässt sich aufgrund der verschiedenen Skalierung der Kanalmodelle und dem damit verbundenen unterschiedlichen Abkühlverhalten der Kanalwände erklären, dessen Effekt sich besonders in der Nähe des Übergangs von Prallplatte zu Auslaufkanal auswirkt.

Zum detaillierteren Vergleich der jeweiligen Wärmeübergangsverläufe im



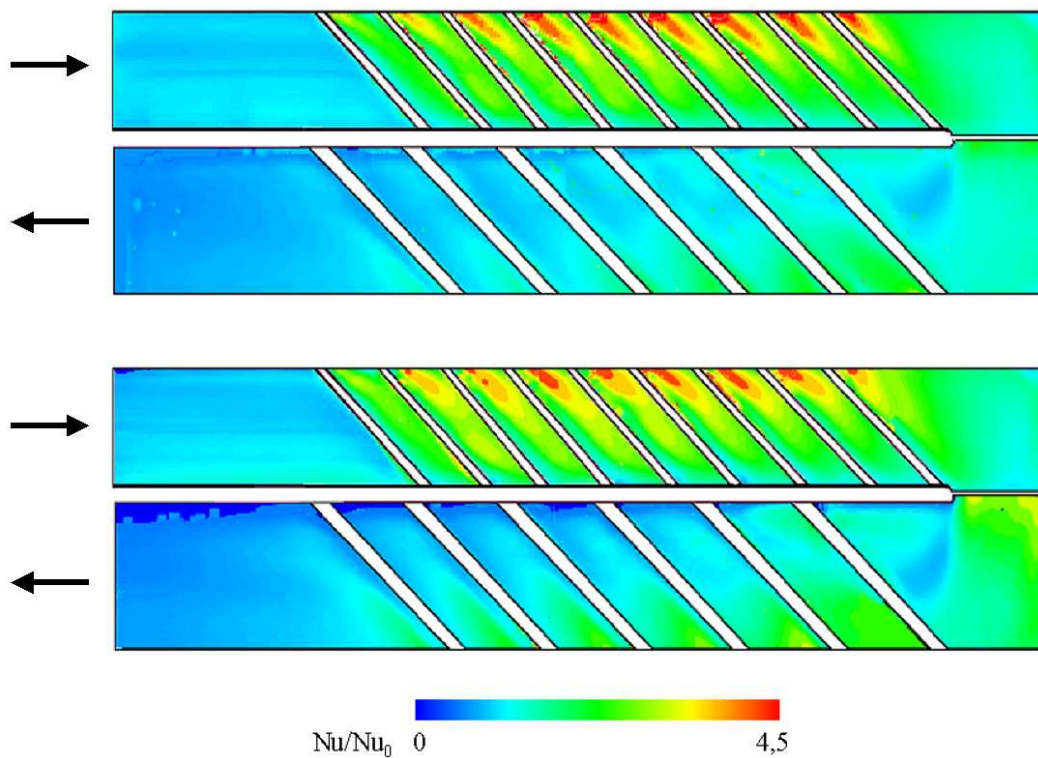


Abb. 7.9: Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal (Oberseite,  $Re=50.000$ ). oben: kleiner Kanal, unten: großer Kanal.

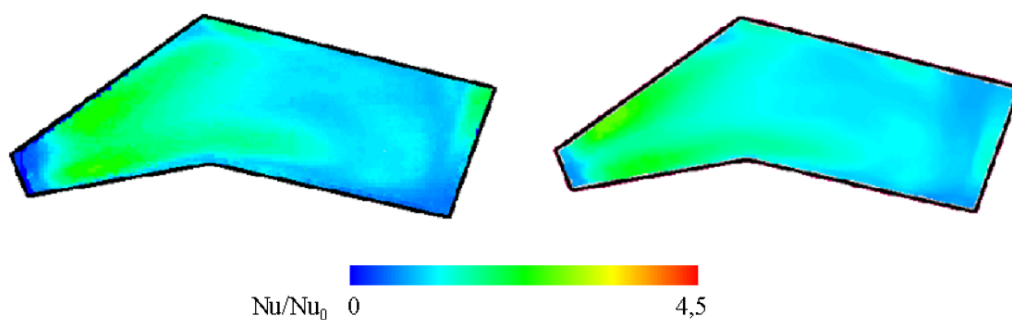


Abb. 7.10: Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal (Tipwand,  $Re=50.000$ ). links: kleiner Kanal, rechts: großer Kanal.

gesamten Kanal ist in Abbildung 7.11 die  $Nu/Nu_0$ -Verteilung entlang der 50%-Linien an der jeweiligen Kanaloberseite des großen und kleinen Kanals dargestellt. Auch hier bestätigt sich die sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden Modellen.



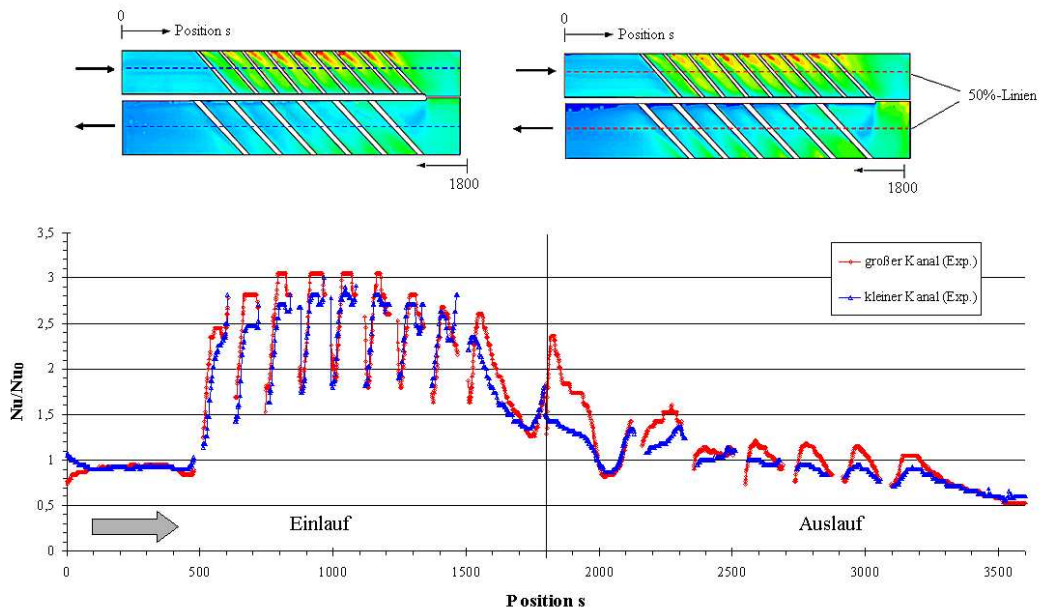


Abb. 7.11: Vergleich der Wärmeübergangsverteilung kleiner – großer Kanal (50 %-Linien, Oberseite,  $Re=50.000$ ).

## 7.4 Wärmeübergänge bezogen auf die massenstromgemittelte Temperatur $T_b$ (Bulktemperatur)

Die Implementierung der massenstromgemittelten Temperatur  $T_b$  in die Auswertung der Wärmeübergangsmessungen erfolgte anhand der in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Korrelationen und Verfahren.

Abbildung 7.12 zeigt den Unterschied zwischen der bisherigen Auswertung, bei der die Wärmeübergangsverteilung auf den Verlauf der Centerlinetemperatur am Einlauf  $T_{c, Ein}(t)$  bezogen wurde und der Auswertung mit der zeit- und ortsabhängigen Bulktemperatur  $T_b(x, t)$  als Referenz.

Während die bisherige Auswertung mit einem einzigen Temperaturverlauf für alle Positionen des Kanals durchgeführt wurde (Abb. 7.12a), wird bei Einbeziehung der Bulktemperatur auch der stromab wirkende Temperaturabfall berücksichtigt (Abb. 7.12b).

Am Einlauf unterscheiden sich die beiden Referenztemperaturen  $T_c$  und  $T_b$  nur minimal voneinander, weshalb sich auch für die Wärmeübergänge keine signifikanten Änderungen ergeben. Erst im weiteren Verlauf stromab wird die Differenz beider Temperaturen immer größer und die berechneten Wärmeübergänge steigen bei fallender Referenztemperatur bis zum Auslauf kontinuierlich

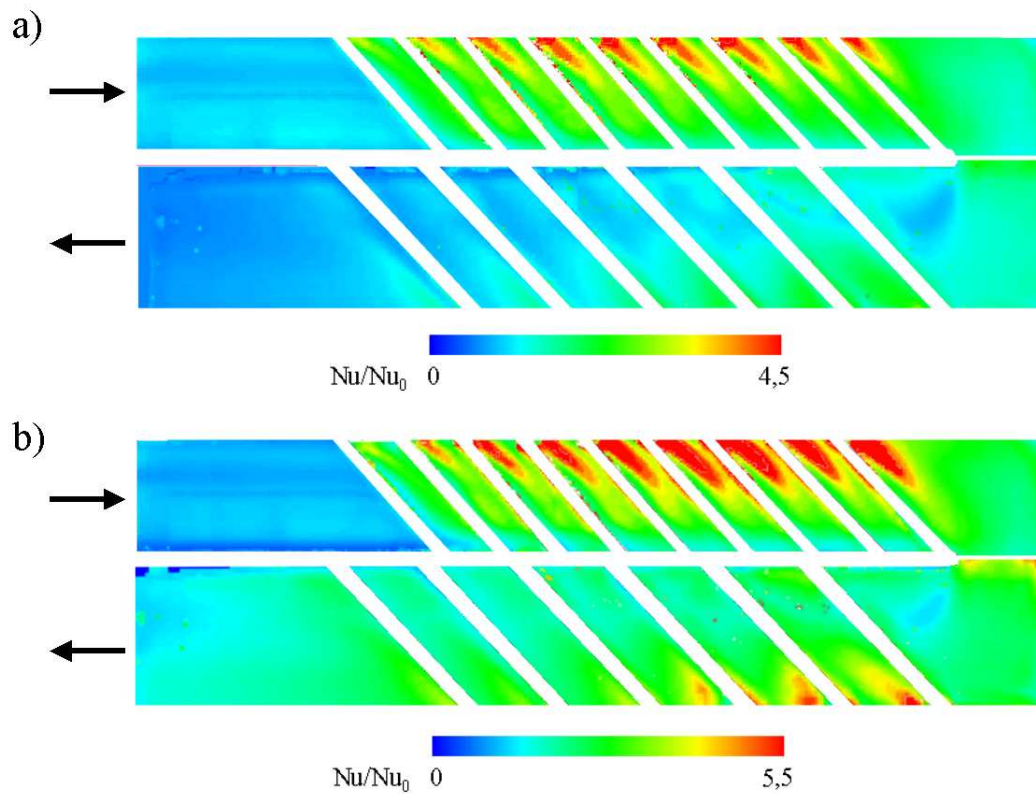


Abb. 7.12: Vergleich der Auswertung der Wärmeübergänge (Oberseite, kleiner Kanal,  $Re=50.000$ ). a) bezogen auf die Mittentemperatur im Einlauf  $T_{c,Ein}$  b) bezogen auf die lokale massenstromgemittelte Temperatur  $T_b$

an. Der größte Unterschied ergibt sich entsprechend am Kanalaustritt.

Die auf  $T_b$  bezogene Wärmeübergangsverteilung an allen Kanalwänden ist in Abbildung 7.13 dargestellt. Die Zahlenwerte stehen für die segmentweise gemittelte Nusseltzahlüberhöhung in Bezug zum glatten Kanal nach der Dittus-Boelter Korrelation ( $Nu/Nu_0$ ).

Für die einzelnen Kanalabschnitte ergeben sich die in Tabelle 7.1 zusammengefassten flächengemittelten  $Nu/Nu_0$ -Verhältnisse:

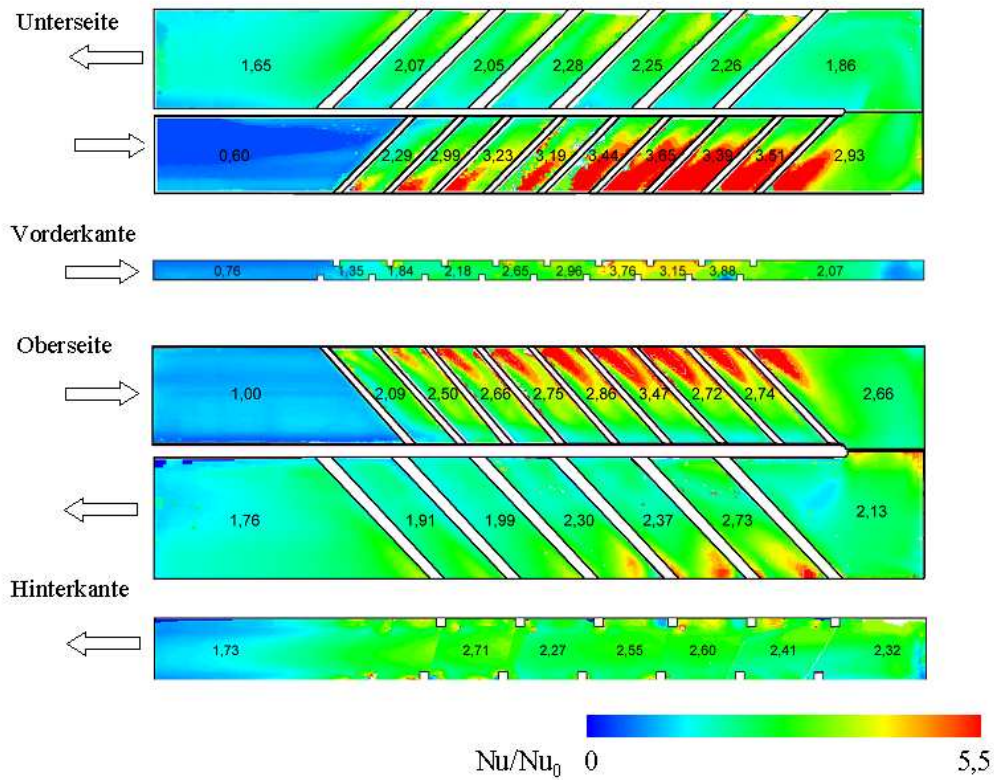


Abb. 7.13: Wärmetübergangsverteilung bezogen auf  $T_b$  mit segmentweisen Mittelwerten (kleiner Kanal,  $Re=50.000$ )

|             | Einlauf | Auslauf |
|-------------|---------|---------|
| Unterseite  | 2,19    | 1,95    |
| Oberseite   | 2,36    | 2,02    |
| Vorderkante | 2,09    | –       |
| Hinterkante | –       | 2,20    |

Tabelle 7.1: Segmentweise gemittelte  $Nu/Nu_0$ -Verhältnisse  $\overline{Nu/Nu_0}$  bezogen auf  $T_b$  (kleiner Kanal,  $Re=50.000$ )



---

## 8 Numerische Simulation

Numerische Berechnungen fanden sowohl für den großen als auch für den kleinen Modellkanal statt. Beide Kanäle wurden jeweils komplett modelliert und jeweils mit dem  $k-\epsilon$  und  $k-\omega$ -Turbulenzmodellen berechnet.

Zur detaillierten Untersuchung des Einflusses der Berippung wurde zusätzlich ein Teilstück des Einlaufs isoliert betrachtet und mit periodischen Randbedingungen mit dem  $k-\epsilon$  Modell berechnet. Dies ermöglichte die Verwendung eines gegenüber dem kompletten Kanal deutlich höher aufgelösten Gitters bei noch akzeptablen Rechenzeiten.

Die Ergebnisse der periodischen Rechnungen geben Aufschluss über die numerische Erfassung der rippeninduzierten Sekundärströmungen. Sie lassen sich mit den experimentellen Daten im Bereich zwischen der 7. und 8. Rippe im Einlauf vergleichen, da ab diesem Bereich von einer periodisch ausgebildeten Kanalströmung ausgegangen werden kann.

### 8.1 Modellierung der Versuchskanäle, Gittergenerierung

Für die numerische Berechnung der hier betrachteten Problemstellungen wurde der kommerzielle, halbautomatische Gittergenerator CENTAUR (Version 4.5) [74] benutzt, mit welchem der dreidimensionale Rechenraum mit einem hybriden Gitter ausgelegt werden kann.

Halbautomatisch bedeutet hierbei, dass bei der Gittergenerierung bestimmte Parameter für den mathematischen Algorithmus, der das hybride Gitter erzeugt, vorgegeben werden müssen. So kann beispielsweise die anfängliche Zellenhöhe oder die Mindestgröße der einzelnen Gitterzellen festgelegt werden. Dieses Verfahren war nötig, um die komplexe Geometrie des berippten Kühlkanals wiederzugeben und die in Wandnähe auftretenden großen Gradienten von Geschwindigkeit und Temperatur optimal zu erfassen.

Während der Gittergenerierung wird der wandnahe Bereich mit Dreiecken ausgelegt, auf denen eine vorgegebene Anzahl von Prismenschichten aufgesetzt wird. Der verbleibende Raum, in dem weniger ausgeprägte Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten zu erwarten sind und der somit eine geringere Gitterauflösung erfordert, wird mit größeren Tetraedern aufgefüllt (Abb. 8.1).

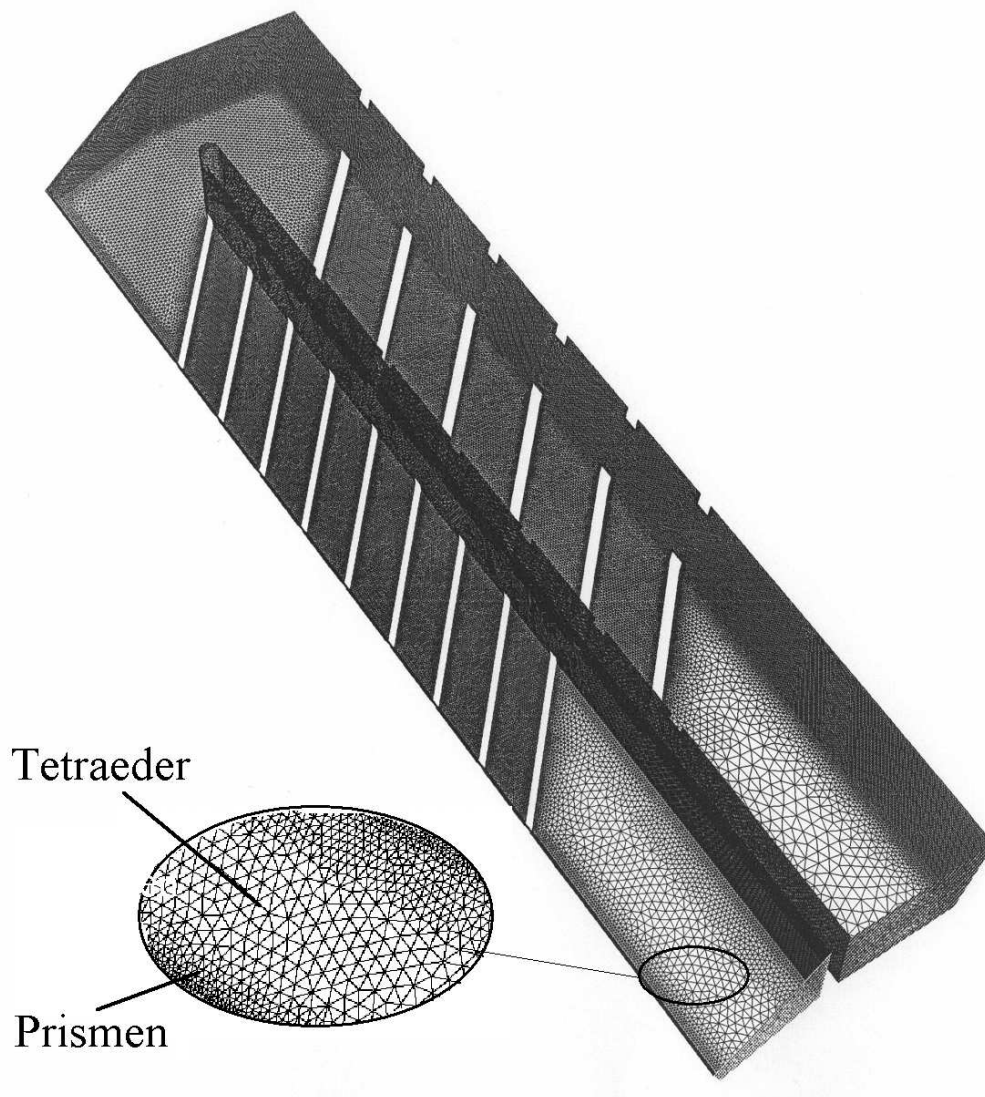


Abb. 8.1: Hybride Gitterstruktur des kompletten Kanals: Auslegung mit Prismen im wandnahen Bereich und Tetraedern im Inneren. (6 - 7 Mio Zellen)

Durch diese hybride Struktur kann das Gitter an die jeweils vorhandenen Bedingungen angepasst und die Rechenzeit optimiert werden.

Ziel ist die Generierung eines optisch homogenen Gitters mit möglichst geringen Volumenunterschieden zu den jeweiligen Nachbarzellen.

## 8.2 Gitterunabhängigkeitsstudien

Gitterunabhängigkeitsstudien zur Optimierung der Genauigkeit numerischer Ergebnisse und dem dazu erforderlichen Rechenaufwand wurden im Rahmen von [115] und [110] durchgeführt.



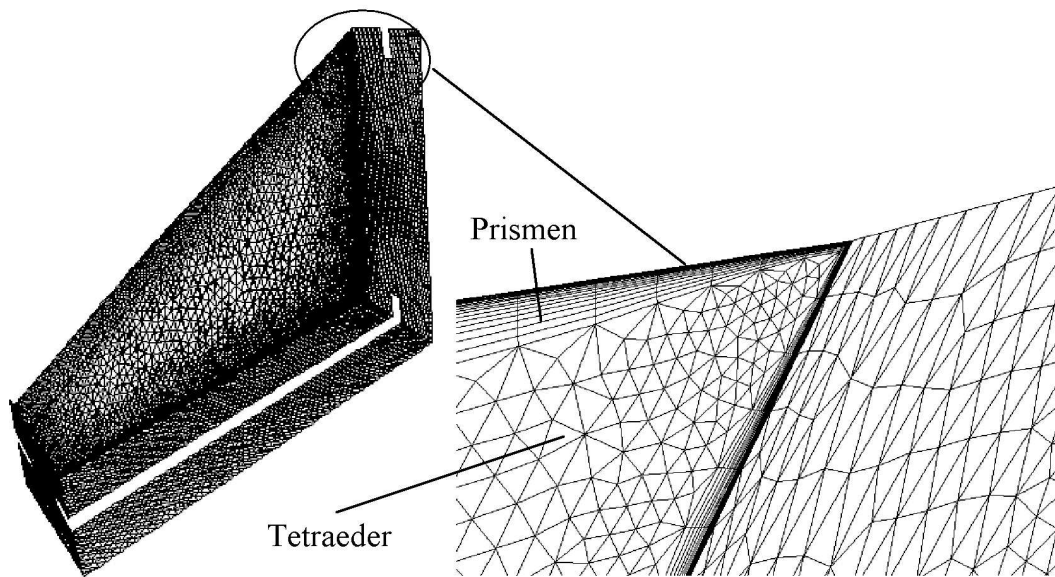


Abb. 8.2: Feiner aufgelöstes hybrides Gitter des periodischen Kanalsegments. (500.000 - 1,7 Mio Zellen)

Für das periodische Segment ergab sich bei der Verwendung des  $k-\epsilon$  Modells eine optimale Gitterzellenanzahl von 500.000 für den großen und 1,7 Mio. für den kleinen Kanal mit einer hochauflösenden Prismenschicht in Wandnähe sowie im Bereich der Rippen und Tetraedern im übrigen Raum (Abb. 8.2).

Für den kompletten Kühlkanal war für  $k-\epsilon$  und  $k-\omega$  Rechnungen ein Gitter mit 6 Mio. Zellen (großer Kanal) bzw. 7 Mio. Zellen (kleiner Kanal) nötig.

Ein zufriedenstellendes Konvergenzverhalten für Kontinuität, Turbulenz und Impuls ergaben Residuen von  $10^{-5}$ , für die Energie Residuen von  $10^{-9}$ .

### 8.3 Numerische Berechnung

Die numerische Berechnung erfolgte mittels des kommerziellen Löser FLUENT. Bei ihm kommt eine Finite-Volumen-Diskretisierung zum Einsatz, wobei die differentiellen Erhaltungsgleichungen (siehe Kapitel 2.3.1) über jedes Kontrollvolumen integriert werden. Die erhaltenen Gleichungen werden anschließend linearisiert und gelöst. Die Verwendung eines entkoppelten Löser (segregated) ermöglicht die sukzessive Lösung der Erhaltungsgleichungen.

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Lösungen wurden mit einer Diskretisierung zweiter Ordnung im Raum erreicht.

---

## Randbedingungen

Als Randbedingungen wurde jeweils eine konstante Wandtemperatur  $T_W = 350K$ , eine Kanaleintrittstemperatur  $T_0 = 300K$  und eine rechteckige Geschwindigkeitsverteilung am Kanaleintritt vorgegeben. Die Stoffwerte wurden als konstant angenommen.



---

## 9 Vergleich und Diskussion der Ergebnisse

### 9.1 Druck

Abbildung 9.1 zeigt den Vergleich von numerisch und experimentell bestimmtem Druckverlauf entlang des kompletten Kanals. Da sich bei den untersuchten Reynoldszahlen ( $10.000 < Re < 200.000$ ) qualitativ nahezu identische Druckverläufe ergaben (vgl. Abb. 9.2 und 9.3), sind hier beispielhaft die Verläufe für  $Re = 50.000$  dargestellt. Die Messpositionen befinden sich hierbei jeweils an der Kanalunterseite. Numerische Ergebnisse sind für  $k-\epsilon$  und  $k-\omega$  Rechnungen dargestellt.

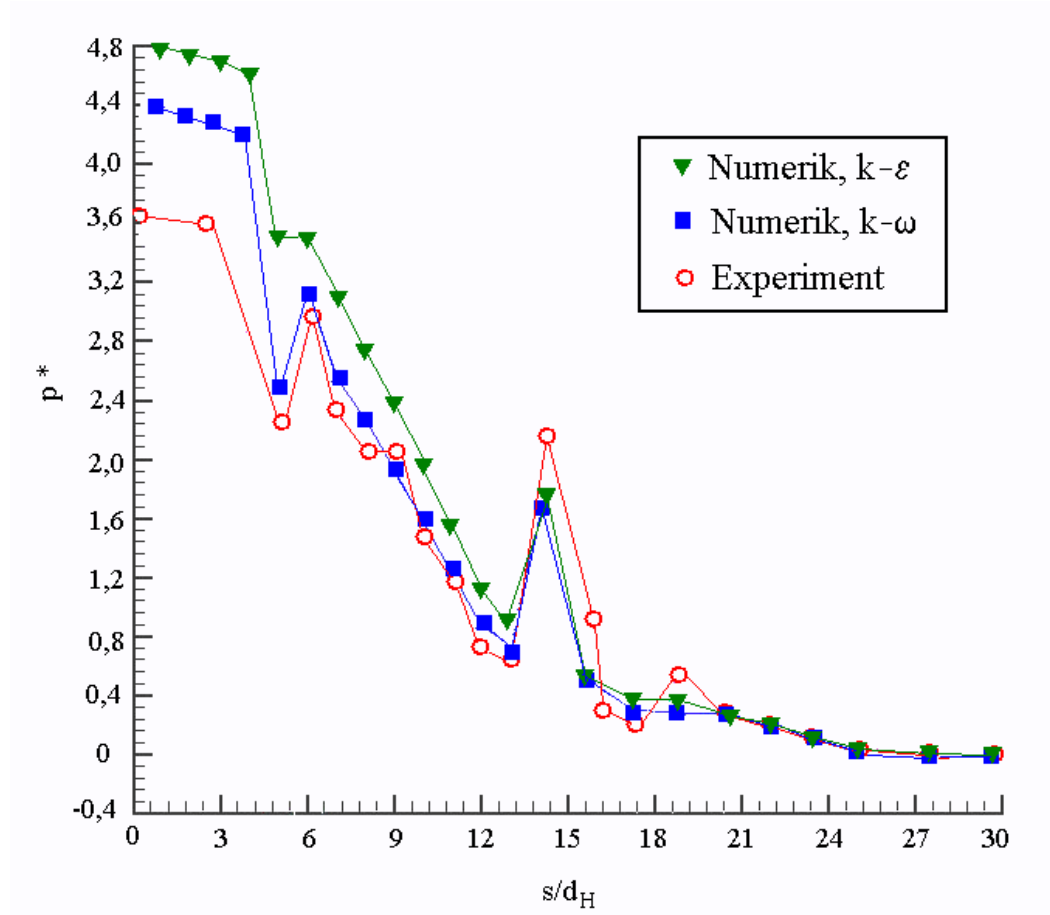


Abb. 9.1: Druckverlauf: Vergleich Experiment - Numerik ( $Re = 100.000$ ).

Im Bereich des Kanaleinlaufs ist eine Abweichung von experimentellen und numerischen Ergebnissen zu erkennen, welche jedoch im weiteren Verlauf stetig kleiner wird. Bereits entlang des Einlaufs gleichen sich die Druckverläufe mehr und mehr an. Selbst im Bereich der  $180^\circ$ -Umlenkung stimmen die nu-

---

merischen und experimentellen Daten trotz der dort herrschenden komplexen dreidimensionalen Strömung sehr gut überein.

Die anfängliche Diskrepanz zwischen Experiment und Numerik läßt sich darauf zurückführen, dass bei numerischen Berechnungen für den Kanaleintritt von einer konstanten Geschwindigkeitsverteilung, also einem rechteckigen Geschwindigkeitsprofil, ausgegangen wird. Im Experiment läßt sich dies jedoch nicht realisieren, da Störwirkungen durch Luftfilter, Heizer, Übergangsstück usw. auftreten.

Besonders auffällig im Einlaufbereich ist bei den experimentellen Daten der starke Druckabfall nach der ersten Rippe bei  $s/d_h = 5,1$ , der sich für sämtlichen Reynoldszahlen ergibt. Wie aus Abbildung 9.1 ersichtlich ist, wird dieser Druckabfall in der Numerik vom  $k-\omega$  Modell gut wiedergegeben, während er vom  $k-\epsilon$  Modell nur ansatzweise erfasst wird. Im weiteren Verlauf des Einlaufs gibt das  $k-\omega$  Modell die experimentellen Daten etwas besser wieder als das  $k-\epsilon$  Modell. Ab der Umlenkung und im Auslauf zeigen beide Modelle eine äußerst gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Das Zustandekommen des lokalen Druckabfalls nach der ersten Rippe lässt sich anhand der Strömungsfelduntersuchung erklären: Wie die Betrachtung der Sekundärströmung im Einlaufbereich gezeigt hat (Kapitel 5), wird durch die vor dem Versuchskanal angebrachten Adapterstücke ein nicht zu vernachlässigendes Wirbelpaar erzeugt. Nach der ersten Rippe wird diese Wirbelstruktur von gegenläufigen, rippeninduzierten Sekundärströmungen überlagert, was zu dem hohen Druckverlust an dieser Stelle führt. Ab der dritten Rippe ist der Einfluss der Anfangswirbel nicht mehr erkennbar und die numerischen Ergebnisse zeigen ab hier eine sehr gute Übereinstimmung mit den Experimenten.

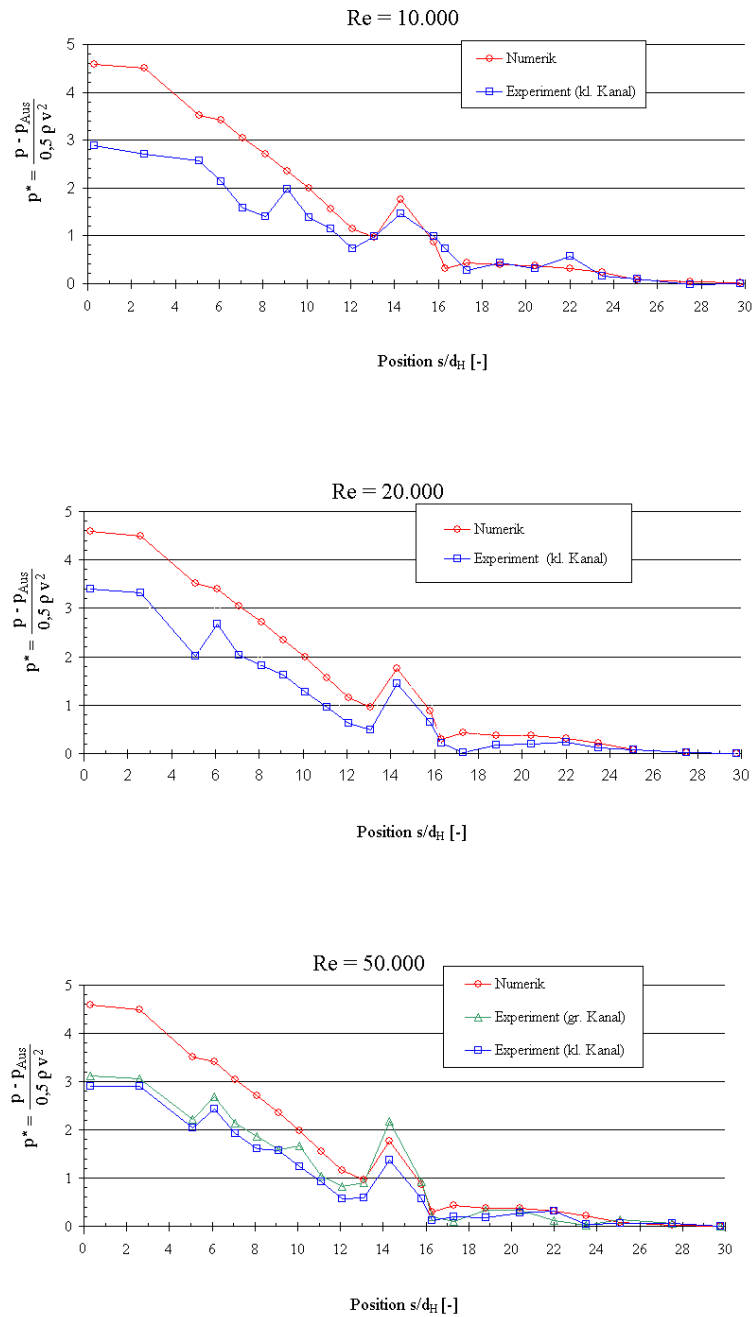


Abb. 9.2: Druckverlauf: Vergleich Experiment - Numerik (Re = 10.000 - 50.000).

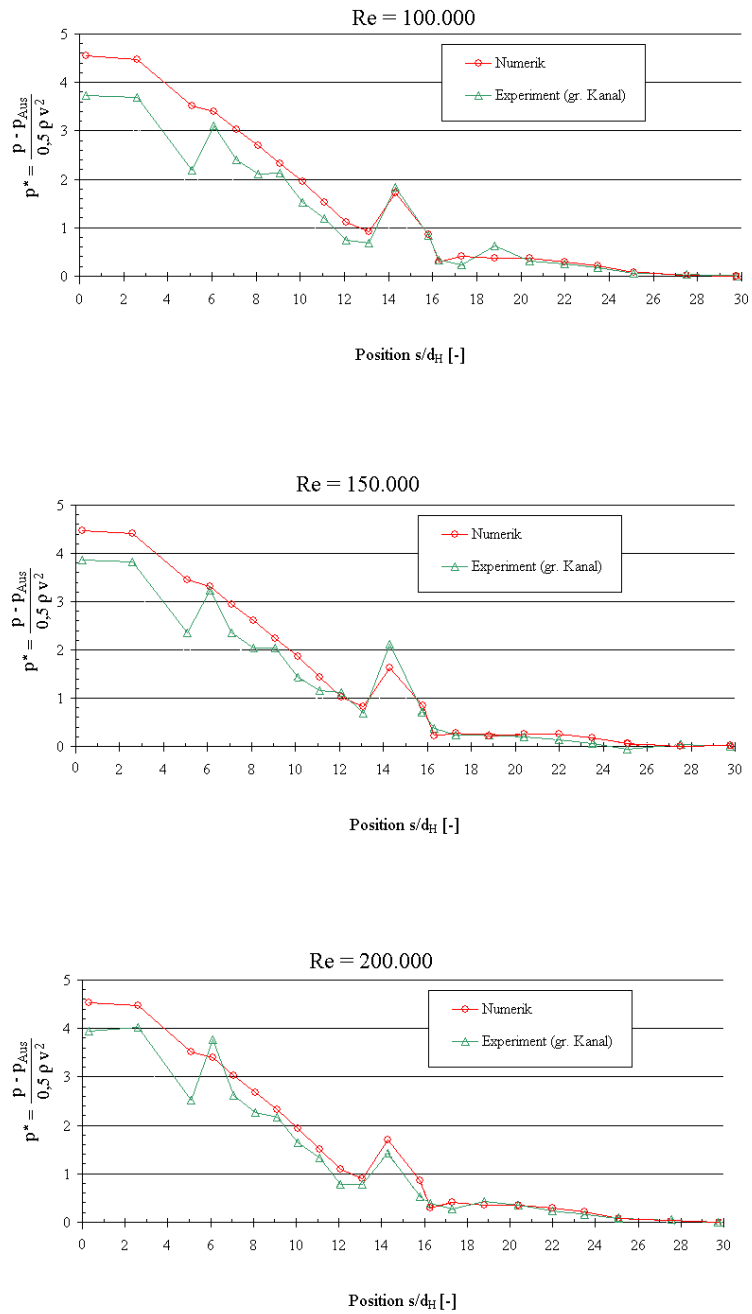


Abb. 9.3: Druckverlauf: Vergleich Experiment - Numerik (Re = 100.000 - 150.000).

---

## 9.2 Strömungsfeld

Da die Verteilung des Wärmeübergangs an den Kanalwänden in unmittelbarem Zusammenhang mit den Strömungsverhältnissen steht, ist der Vergleich zwischen experimentell und numerisch ermittelten Strömungsfeldern essentiell. Bei mangelnder Übereinstimmung der Strömungsphänomene zwischen Experiment und Numerik wäre auch kein zufriedenstellendes Ergebnis bei der Wärmeübergangsverteilung zu erwarten.

### 9.2.1 Vergleich der verschiedenen numerischen Rechenmodelle (periodisch $k-\epsilon$ , kompletter Kanal $k-\epsilon$ , kompletter Kanal $k-\omega$ )

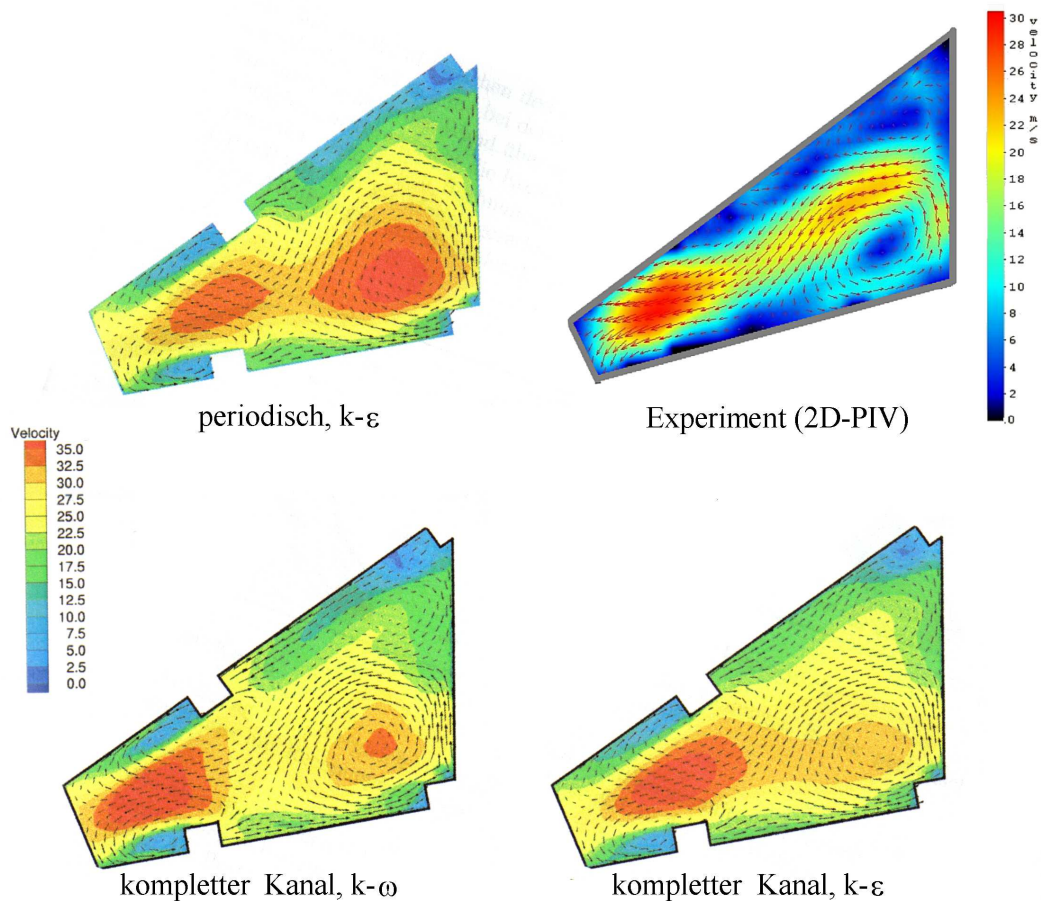


Abb. 9.4: Vergleich der numerischen Rechenmodelle: periodisch  $k-\epsilon$ , kompletter Kanal  $k-\epsilon$ , kompletter Kanal  $k-\omega$  (Einlauf,  $z = 250$  mm,  $Re = 100.000$ ).

Zum Vergleich der einzelnen numerischen Rechenmodelle mit experimentellen Ergebnissen ist in Abb. 9.4 jeweils der Schnitt bei  $z = 250$  mm im Kanaleinlauf dargestellt. Diese Position wurde gewählt, da die experimentellen

---

PIV-Ergebnisse bereits gezeigt hatten, dass in diesem Bereich der 8. Rippe im Einlauf von einer voll ausgebildeten periodischen Strömung ausgegangen werden kann. Daher lässt sich nur hier ein sinnvoller Vergleich zwischen periodischen Rechnungen, Berechnungen des kompletten Kanals und Experimenten anstellen.

Qualitativ werden die rippeninduzierten Wirbelstrukturen von allen numerischen Rechenmodellen korrekt wiedergegeben. In sämtlichen numerischen Ergebnissen findet sich zudem ein Gebiet maximaler Geschwindigkeiten im Bereich der spitz zulaufenden Vorderkante. Die Form dieses Gebiets variiert nur sehr schwach zwischen den Ergebnissen der einzelnen Modelle und selbst quantitativ sind die absoluten Geschwindigkeiten nahezu identisch.

Eine ähnlich gute Übereinstimmung lässt sich für den oberen Teil des Kanals erkennen. Von der oberen Spitze des Kanals entlang der Oberseite bis zum Auftreffen auf die Rippe erstreckt sich in allen Ergebnissen ein Bereich niedriger Strömungsgeschwindigkeiten mit Werten um 10 m/s. Im Inneren zur Kanalmitte hin herrschen ebenfalls übereinstimmend in allen Abbildungen Geschwindigkeiten von etwa 27,5 m/s.

Die deutlichsten Unterschiede in den numerischen Ergebnissen ergeben sich für den Wirbel im jeweils rechten unteren Bildteil, also im Bereich von Kanalunterseite und Trennsteg. Hier zeigt die periodische Rechnung unter Verwendung des  $k-\epsilon$  Turbulenzmodells ein großes Gebiet mit maximalen Geschwindigkeitswerten bis zu 35 m/s an. Bei der  $k-\omega$  Rechnung des kompletten Kanals werden dagegen nur noch maximal 32.5 m/s erreicht und dies auf einen deutlich kleineren Bereich beschränkt. Am schwächsten ergibt sich dieser Wirbel bei Berechnung des kompletten Kanals mit dem  $k-\epsilon$  Modell. Die hier auftretenden Geschwindigkeiten liegen nur noch bei höchstens 30 m/s.

Der qualitative Vergleich der drei betrachteten numerischen Berechnungsverfahren ergibt, dass grundsätzlich für den oberen Kanalteil und das Gebiet der Vorderkante die Ergebnisse äußerst gut übereinstimmen. Die auftretenden lokalen Differenzen liegen für diese Bereiche maximal um etwa 5%.

Im Bereich des Wirbels am unteren Teil des Trennstegs ergibt die periodische Rechnung mit dem  $k-\epsilon$  Modell die größten Absolutgeschwindigkeiten. Etwas schwächer wird das Gebiet vom  $k-\omega$  Modell bei Berechnung des kompletten Kanals vorausgesagt. Die lokalen Abweichungen betragen hier bis zu 7%.

Die größten Differenzen zeigt der Vergleich von periodischer  $k-\epsilon$  Rechnung

---

und der  $k-\omega$  Rechnung des kompletten Kanals. Die örtlichen Abweichungen der Absolutgeschwindigkeiten betragen hier bis zu 14%.

### 9.2.2 Vergleich der Experimente mit numerischen Berechnungen

#### Einlauf

Für die ganzheitliche Betrachtung des Strömungsfeldes im kompletten Kanal werden im Folgenden die Ergebnisse einer  $k-\epsilon$ -Rechnung bei einer Reynoldszahl von  $Re = 100.000$  betrachtet und mit experimentellen Daten verglichen.

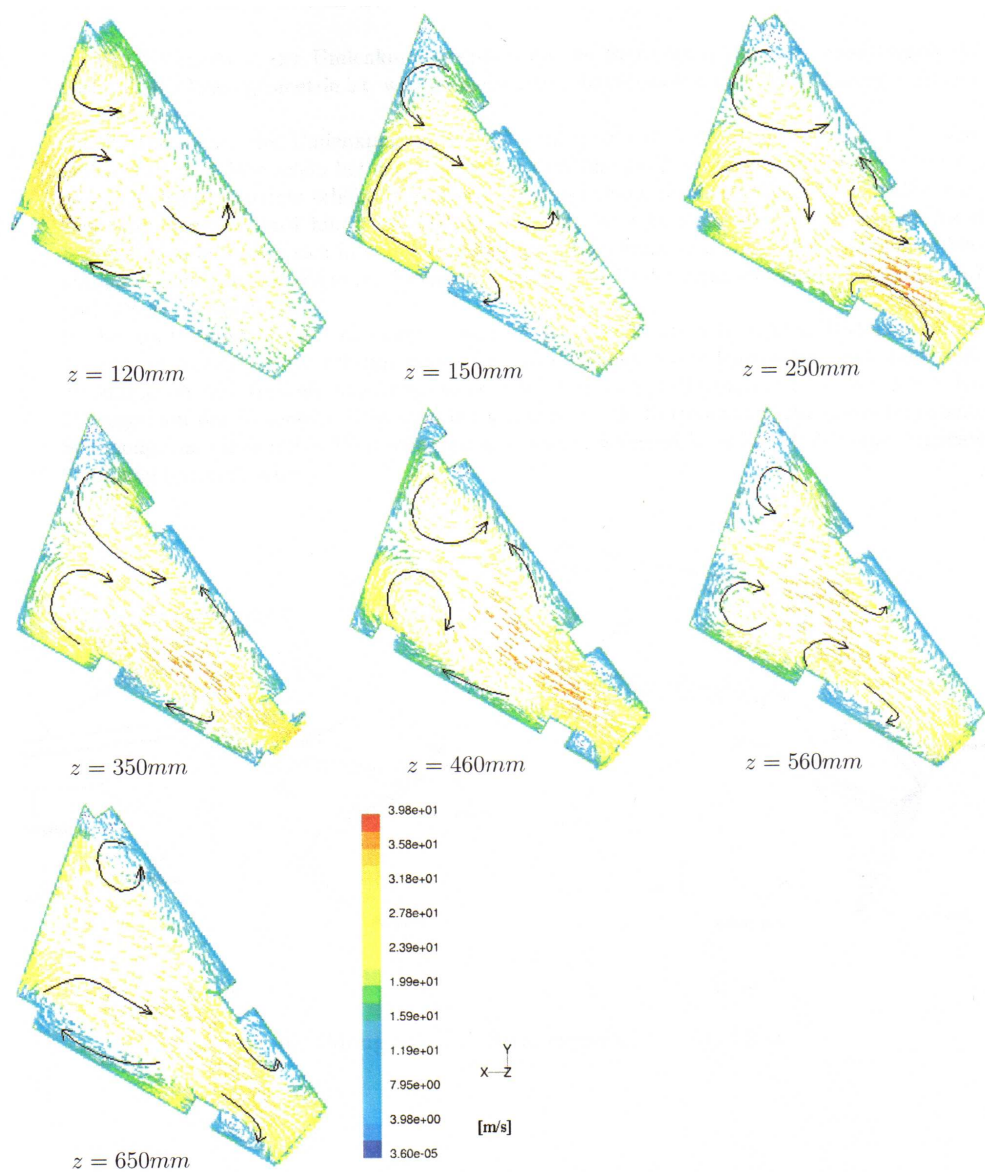


Abb. 9.5: Numerische Ergebnisse: Sekundärströmung im Einlauf ( $k-\epsilon$  Modell,  $Re = 100.000$ ).

Abbildung 9.5 zeigt die Vektorbilder der numerischen Untersuchungen der Sekundärströmung im Einlauf. Grundsätzlich sind über den berippten Einlaufbereich die gleichen Wirbelstrukturen erkennbar, die bereits bei den experimentellen Untersuchungen zu sehen waren (vgl. Kapitel 5.2.1): Auch die numerischen Berechnungen ergeben ein gegenläufig rotierendes, rippeninduziertes Sekundärwirbelpaar, welches ab  $z = 460\text{mm}$  kreisrund ausgebildet ist. Der untere Wirbel nimmt aufgrund der Kanalgeometrie in seiner Größe zu, während der obere Wirbel in seiner Ausdehnung behindert wird (vgl. experimentelle Ergebnisse, Abb. 5.9).

Zum detaillierten Vergleich zwischen Experiment und Numerik sind im Folgenden die Ergebnisse an den Positionen  $z = 560\text{ mm}$ ,  $z = 350\text{ mm}$  und  $z = 120\text{ mm}$  herausgegriffen. Zur Verdeutlichung der Wirbelstrukturen sind in den experimentellen Ergebnissen neben den einzelnen Geschwindigkeitsvektoren auch die Stromlinien dargestellt. Die Farbskala entspricht der der Numerik: blau für niedrige Geschwindigkeiten über grün zu gelb und rot für höhere Geschwindigkeitswerte.

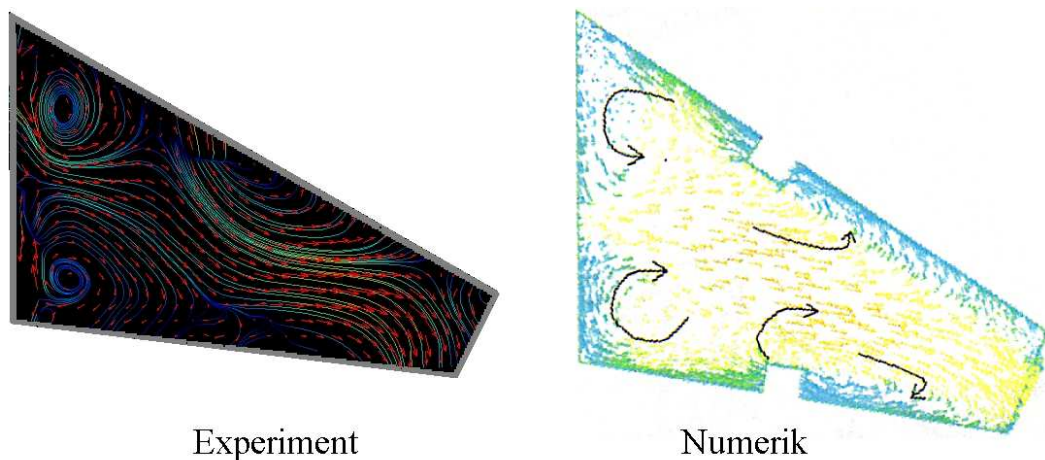


Abb. 9.6: Vergleich Experiment - Numerik: Sekundärströmung im Einlauf ( $z = 560\text{ mm}$ ,  $Re = 100.000$ ).

Abbildung 9.6 zeigt das experimentelle und numerische Strömungsbild bei  $z = 560\text{ mm}$ . Der Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Wirbelstrukturen, sowohl in ihrer Lage als auch in ihrer Ausdehnung. Jeweils in der linken Bildhälfte, also am Trennsteg, sind die beiden übereinanderliegenden, gegenläufig rotierenden Wirbel sichtbar, während sich weiter rechts im Bild, in Richtung zur Vorderkante hin, an der Ober- und Unterseite eine Strömungskomponente in Richtung Vorderkante ergibt.



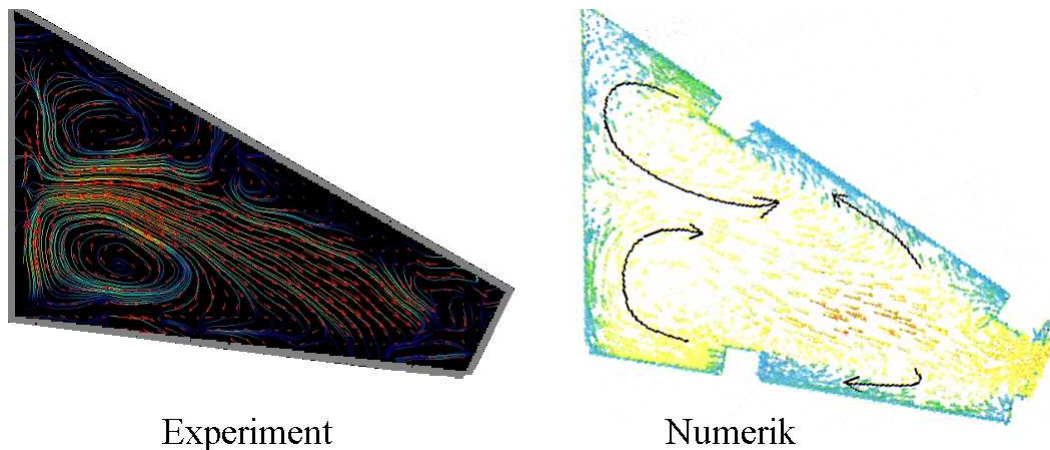


Abb. 9.7: Vergleich Experiment - Numerik: Sekundärströmung im Einlauf ( $z = 350$  mm,  $Re = 100.000$ ).

Auch im weiteren Verlauf wird die Entwicklung der Wirbel übereinstimmend wiedergegeben. In Abbildung 9.7 zeigen Experiment und Numerik übereinstimmend eine nicht mehr kreisrunde sondern längliche Ausprägung der beiden Wirbel am Trennsteg. Ebenso entsprechen sich auch die Bereiche der beiden erkennbaren Geschwindigkeitsmaxima in Experiment und Numerik.

Die absoluten Geschwindigkeitswerte differieren hier lokal um maximal 15 %, wobei in großen Bereichen eine Abweichung unter 5 % festzustellen ist. Das Geschwindigkeitsmaximum zwischen den beiden gegenläufigen Wirbeln wird im Experiment mit 27 m/s, in der Numerik mit 28 m/s angezeigt. Eine ähnlich geringe Abweichung zeigt sich auch über den gesamten wandnahen Bereich von Ober- und Unterseite sowie entlang des Trennstegs und der Kanalvorderkante. Hier werden von Experiment und Numerik übereinstimmend Werte von 3 m/s wiedergegeben. An der Kanalvorderkante entsprechen sich die experimentellen und numerischen Ergebnisse ebenfalls gut mit Werten von 21 - 23,5 m/s im Experiment und 23 - 24 m/s in der Numerik. Lediglich in einem kleineren Gebiet in der Kanalmitte in Richtung Vorderkante gibt es signifikantere Abweichungen in den Geschwindigkeitswerten: Verglichen mit den hohen Geschwindigkeiten zwischen dem Wirbelpaar am Trennsteg, herrschen hier bei den numerischen Ergebnissen noch etwas größere Geschwindigkeiten. Im Experiment dagegen fallen die Absolutwerte an dieser Stelle geringfügig niedriger aus, so dass zwar in Experiment und Numerik übereinstimmend jeweils zwei Bereiche mit großen Geschwindigkeiten wiedergegeben werden, sich die absoluten Maximalwerte in der Numerik jedoch im rechten, im Experiment im linken Gebiet befinden.

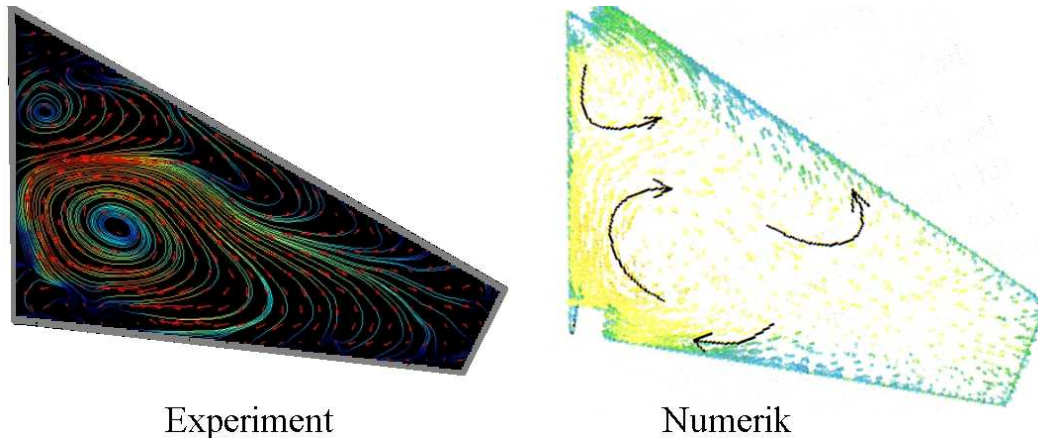


Abb. 9.8: Vergleich Experiment - Numerik: Sekundärströmung im Einlauf ( $z = 120$  mm,  $Re = 100.000$ ).

Bei Position  $z = 120$  mm in Abbildung 9.8 ergeben sowohl die experimentellen Messdaten als auch die Ergebnisse der numerischen Berechnungen eine unterschiedliche Ausprägung der beiden gegenläufigen Sekundärwirbel. Der untere Wirbel besitzt in beiden Fällen eine deutlich größere Ausdehnung als der obere.

Auch die Verlagerung des Gebiets maximaler Geschwindigkeit geben Experiment und Numerik in gleicher Weise wieder: Die größten Geschwindigkeiten tauchen nun nicht mehr im Bereich der Vorderkante auf, sondern haben sich in Richtung des größeren Wirbels an die Unterseite des Trennstegs verschoben.

### Umlenkung und Ablöseblase

In Abbildung 9.9 sind die numerischen Ergebnisse der Strömungsverhältnisse im Übergangsbereich von Ein- zu Auslauf in Abständen von  $z = 80$  mm und  $z = 50$  mm zur Tipwand dargestellt.

Die maximalen Geschwindigkeiten und die Strömungsverhältnisse im einlaufseitigen Teil werden korrekt wiedergegeben. Ebenso liegt auch in der Numerik die Strömung nach dem Übergang von Ein- zu Auslauf weiterhin am Boden an (vgl. Experimente Abb. 5.13).

Lediglich im Bereich der Hinterkante ergibt sich in Wandnähe an der Prallplatte eine Abweichung von experimentellen Untersuchungen und Numerik. In Abbildung 9.10 erkennt man diesen Unterschied im äußeren linken Bildrand an der Kanaloberseite. Die numerischen Berechnungen zeigen hier einen rechtsdrehenden Wirbel, während die experimentellen Daten in diesem Bereich sehr kleine Geschwindigkeitsvektoren ergeben, die an dieser Stelle im Eckgebiet von

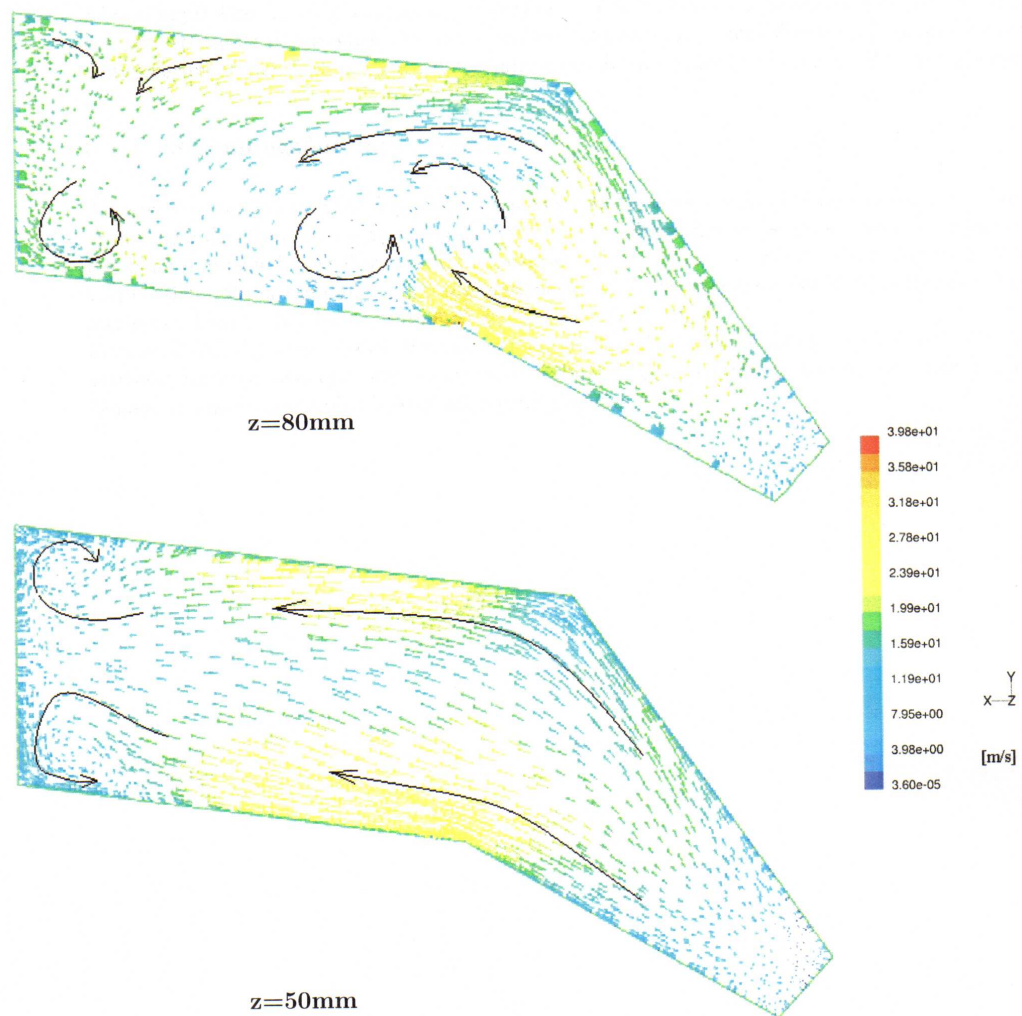


Abb. 9.9: Numerische Ergebnisse: Strömung im Umlenkbereich ( $Re = 100.000$ ).

Kanaloberseite, Prallplatte und Hinterkante linksdrehend ausgerichtet sind.

Eine Begründung der auftretenden Differenzen liegt zum einen in der hochgradig dreidimensionalen Strömung, die an dieser Stelle herrscht und von der Numerik äußerst schwer zu erfassen ist. Zum anderen hat sich bereits bei den Druckmessungen gezeigt, dass das hier verwendete  $k-\epsilon$  Modell in Wandnähe problematisch sein kann (vgl. 9.1). Ebenfalls unvorteilhaft auf die Genauigkeit der Ergebnisse wirkt sich ohnehin der sehr geringe Geschwindigkeitsbetrag der Strömung an dieser Stelle in der betrachteten Ebene aus.

Der quantitative Vergleich zwischen Experiment und Numerik an dieser Position (Abb. 9.11) ergibt jedoch wiederum sehr gute Ergebnisse. Die Geschwindigkeitsmaxima an Ober- und Unterseite des Kanals haben in der Nu-

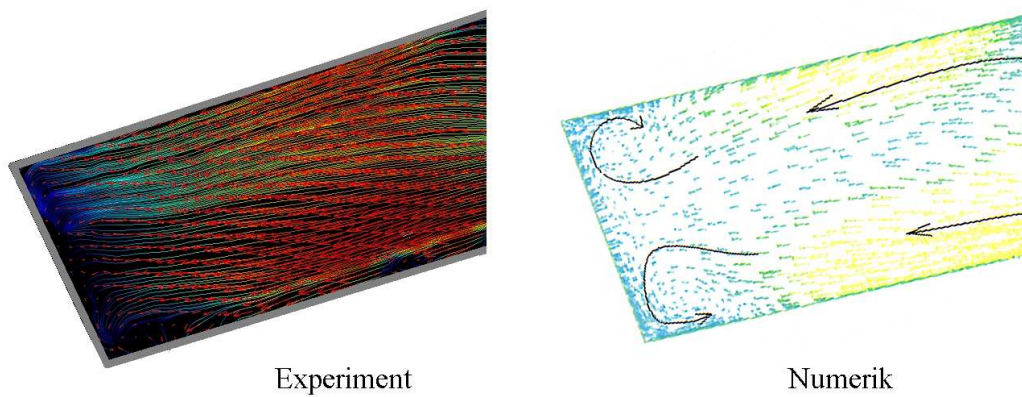


Abb. 9.10: Vergleich Experiment - Numerik: Strömung an der Prallplatte im Umlenkbereich ( $z = 50 \text{ mm}$ ,  $Re = 100.000$ ).

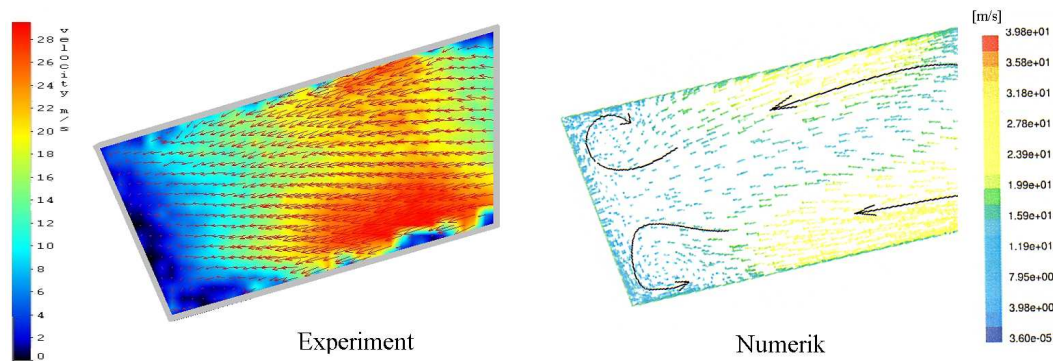


Abb. 9.11: Quantitativer Vergleich Experiment - Numerik: Strömung an der Prallplatte im Umlenkbereich ( $z = 50 \text{ mm}$ ,  $Re = 100.000$ ).

numerik einen Wert von 27 m/s, in den Experimenten von 28,5 m/s, was einer Differenz von lediglich 5% entspricht. Im oberen Bereich des Trennstegs liegen die absoluten Geschwindigkeitswerte sowohl in der Numerik als auch im Experiment bei 16 m/s. Weiter zur Kanalmitte hin steigen die Geschwindigkeiten auf 18 m/s im Experiment und 19,5 m/s in der Numerik, was wiederum einer Differenz von nur 5% entspricht. Im Bereich der Hinterkante (linker Bildteil) sinken die Werte der Absolutgeschwindigkeiten in beiden Darstellungen auf etwa 4 m/s ab.

Ein besonders interessanter Bereich zum Vergleich zwischen Experiment und Numerik ist das Gebiet der Ablöseblase am auslaufseitigen Ende des Trennstegs, direkt nach der Strömungsumlenkung. Wie bereits die experimentellen Untersuchungen gezeigt haben, ist die Strömung hier äußerst komplex und es treten Rezirkulationszonen auf.



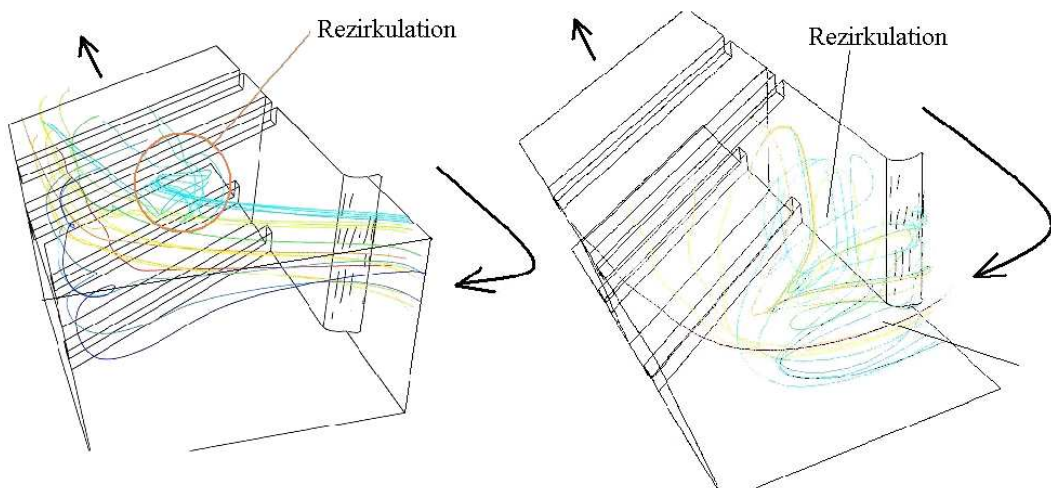


Abb. 9.12: Numerische Ergebnisse: Partikelbahnen im Bereich der Ablöseblase ( $Re = 100.000$ ).

Wie Abbildung 9.12 verdeutlicht, zeigen gerade hier die numerischen Daten eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit den Experimenten. Anhand der dargestellten Partikelbahnlinien sind die Ausmaße der Ablöseblase zu sehen. Wie in den Experimenten ist auch in den numerischen Ergebnissen die Ablöseblase nicht symmetrisch ausgebildet. Sie dehnt sich ebenfalls an der Oberseite viel weiter zur Außenwand hin aus, während sie sich an der Unterseite rasch wieder an den Trennsteg anlegt. Übereinstimmend mit den Experimenten zeigte sich auch bei den numerischen Ergebnissen, dass der Einfluss der Ablöseblase zwischen der zweiten und dritten Rippe des Auslaufs endet.

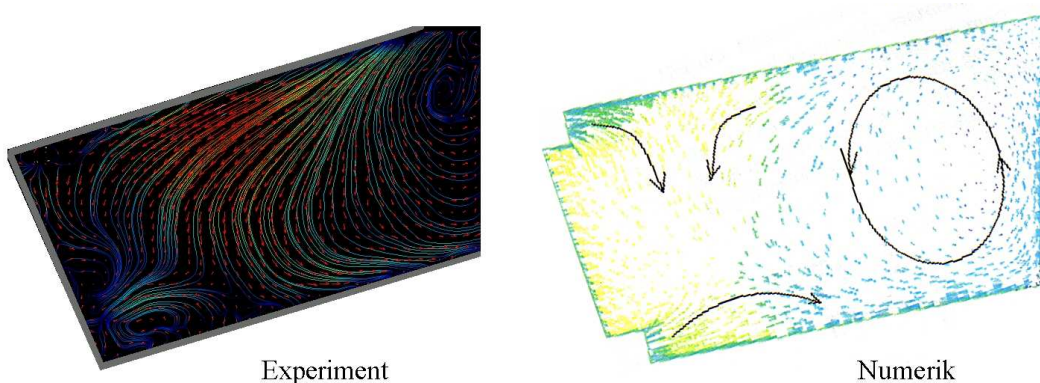


Abb. 9.13: Vergleich Experiment - Numerik: Ablöseblase ( $z = 120$  mm,  $Re = 100.000$ ).

Der Vergleich des Schnitts durch die Ablöseblase bei  $z = 120$  mm ist in Abb. 9.13 dargestellt. Der einzige Unterschied zeigt sich in der vertikalen Ausrichtung der Ablöseblase: Die Numerik ermittelt das Zentrum auf halber Kanalhöhe, während es bei den experimentellen Ergebnissen deutlich höher, im oberen Drittel, in Erscheinung tritt. Form und Größe der Ablöseblase stimmen jedoch bei Experiment und Numerik wieder sehr gut überein.

## Auslauf

Abbildung 9.14 zeigt die numerischen Ergebnisse des Kanalauslaufs von  $z = 120$  mm bis  $z = 560$  mm.

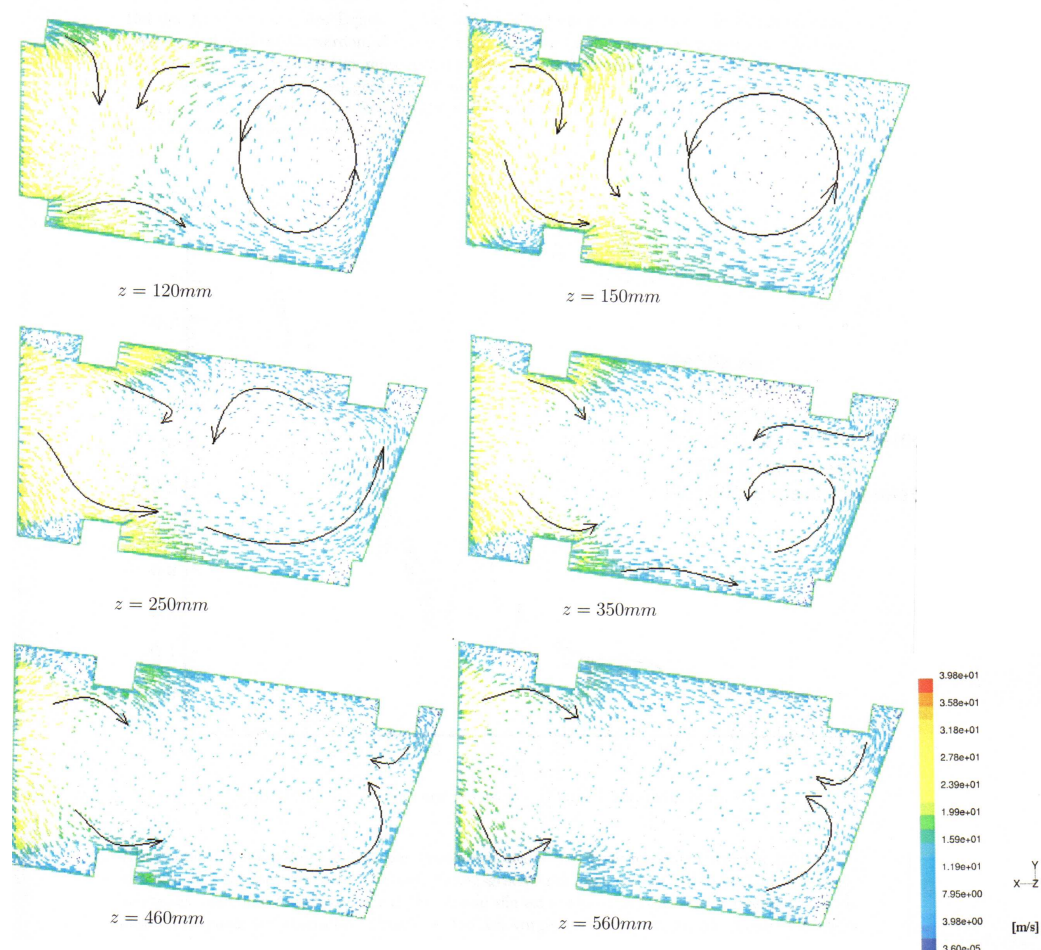


Abb. 9.14: Numerische Ergebnisse: Strömung im Auslauf ( $Re = 100.000$ ).

Die Gegenüberstellung von experimentellen und numerischen Ergebnissen veranschaulicht, dass im Auslauf - ähnlich wie bereits im Einlauf - wieder eine sehr gute Übereinstimmung der Daten vorliegt (Abb. 9.15). Lage und

Ausdehnung der sich ausbildenden Wirbelstrukturen sind nahezu identisch. Deutlich zu erkennen ist ebenfalls das Phänomen des allmählichen Aufspaltens des einen großen Wirbels ( $z = 350$  mm) in zwei gegenläufige Wirbel jeweils an der Ober- und Unterseite des auslaufseitigen Kanalteils ( $z = 560$  mm).

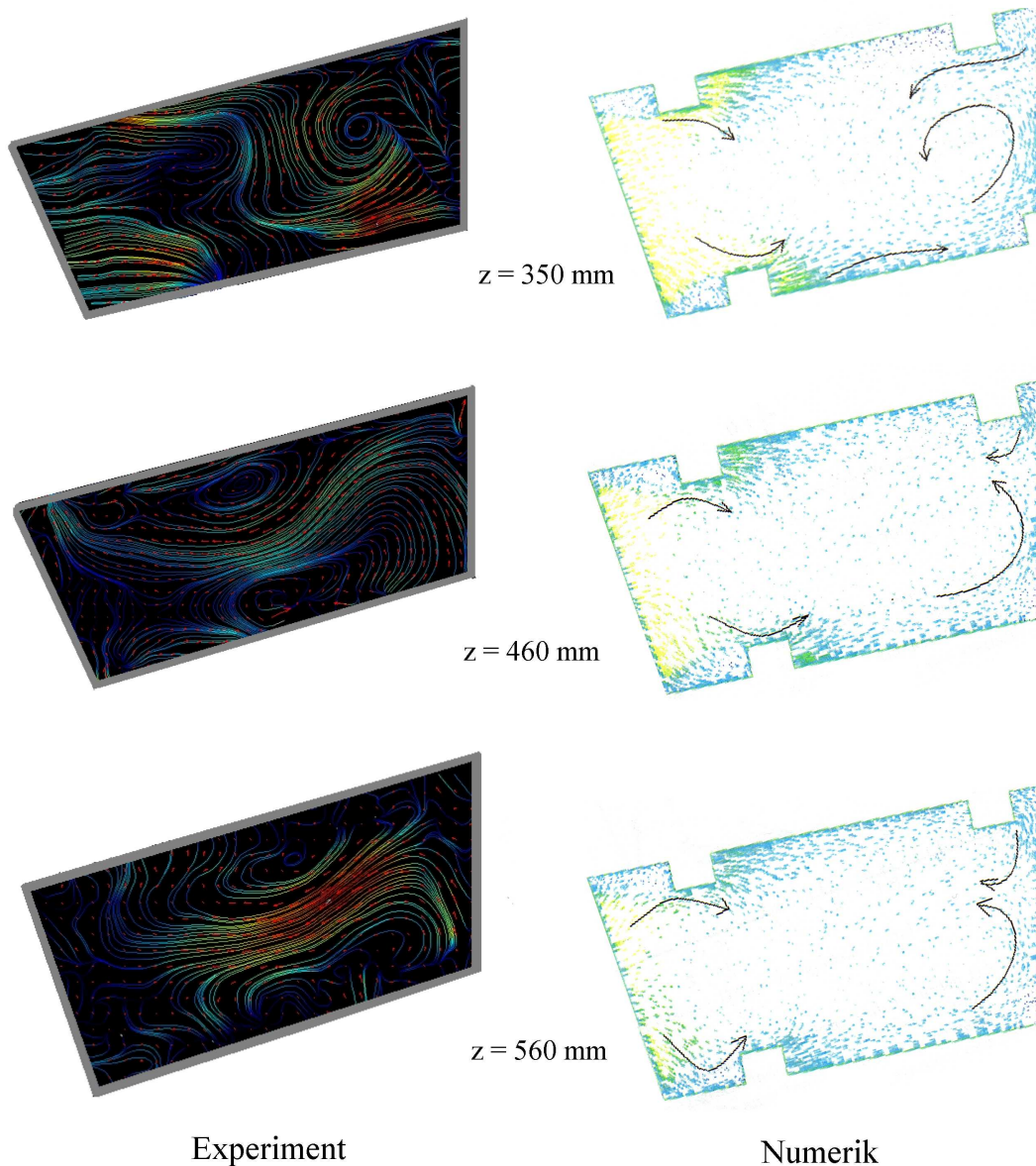


Abb. 9.15: Vergleich Experiment - Numerik: Auslauf ( $z = 120 - 560$  mm,  $Re = 100.000$ ).

In Abbildung 9.16 ist der Vergleich zwischen experimentellen 3C-PIV Messungen und numerischen Berechnungen anhand des Auslaufs bei  $z = 120$  mm dargestellt. Die Farbdarstellung gibt dabei jeweils die Geschwindigkeiten in der Ebene wieder, während die Vektorpfeile auch die dritte Geschwindigkeits-

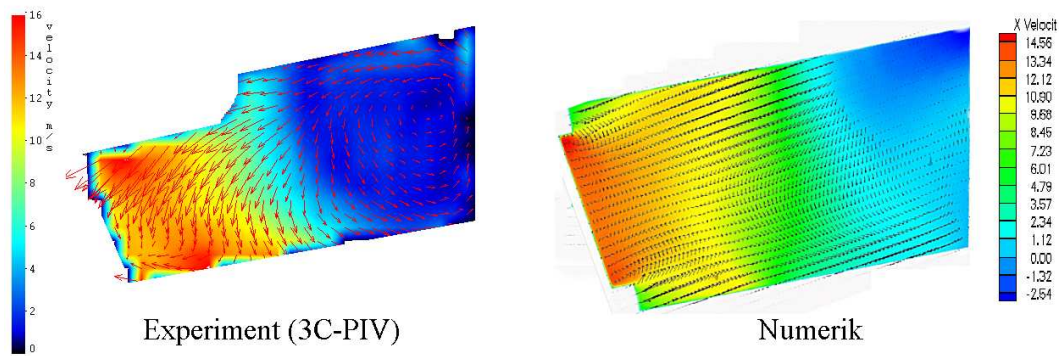


Abb. 9.16: Vergleich Experiment (3C-PIV) - Numerik: Auslauf ( $z = 120$  mm,  $Re = 50.000$ ).

komponente erfassen.

Wie bereits bei den 2D-PIV Messungen ergibt sich auch bei der dreidimensionalen Erfassung eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Numerik. Die Geschwindigkeitskomponenten in der Schnittebene differieren lokal maximal um 6%.



---

## 9.3 Wärmeübergang

### 9.3.1 Vergleich mit numerischen Berechnungen für ein periodisches Teilsegment

Zum Vergleich der experimentellen Daten mit den periodischen Rechnungen werden Messergebnisse aus dem Bereich von der 6. bis 9. Rippe des Einlaufkanals herangezogen. Hier kann von einer voll ausgebildeten Strömung ausgegangen werden, welche mit den periodischen Rechnungen vergleichbar ist. Abb. 9.17 zeigt den Vergleich zwischen Experiment und Numerik beispielhaft für eine Reynoldszahl von  $Re = 100.000$ .

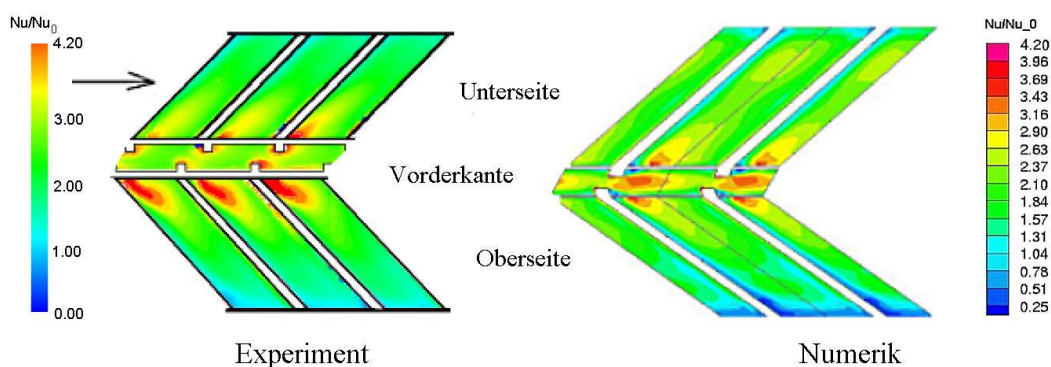


Abb. 9.17: Vergleich Experiment - Numerik: Einlauf (voll ausgebildete Strömung, periodische Rechnung,  $Re = 100.000$ ).

Sowohl qualitativ als auch quantitativ ist eine gute Übereinstimmung von experimentellen und numerischen Daten erkennbar.

An Ober- und Unterseite treten im Bereich der Vorderkante die maximalen Wärmeübergänge auf, deren Nusseltzahlen im Vergleich zum glatten Kanal (Dittus-Boelter Korrelation) um den Faktor 4,2 höher sind.

Weiter zur Kanalmitte hin fallen sowohl an der Ober- als auch an der Unterseite die Werte auf  $Nu/Nu_0 = 2$  ab. Am Trennsteg (oberer und unterer Bildrand) sinken die Wärmeübergänge noch stärker und erreichen an den Außenkanten sowohl im Experiment als auch in der Numerik Werte von  $Nu/Nu_0 \approx 1$ .

An der Kanalvorderkante selbst finden sich jeweils bei Experiment und Numerik ebenfalls Gebiete mit den maximalen Wärmeübergangswerten von 4,2, allerdings unterscheidet sich die Lage voneinander: Während die Numerik die Bereiche maximalen Wärmeübergangs mittig zwischen den Rippen voraussagt, treten sie in den Experimenten eher im Bereich um die Rippen herum auf. Sieht man von der Vorderkante ab, ergeben sich für Ober- und Unterseite

---

lokal maximale Differenzen um 15%.

Wie aufgrund der experimentellen Strömungsfelduntersuchungen zu erwarten war, zeigt sich auch in den Numerik an der Kanaloberseite grundsätzlich ein global etwas geringerer Wärmeübergang als an der Kanalunterseite. Die Erklärung hierfür fand sich bereits nach den experimentellen Untersuchungen (vgl. Kapitel 7.3 Einlauf) und wird von der Numerik bestätigt: Wie die folgende Abbildung der numerisch berechneten Stromlinien (Abb. 9.18) verdeutlicht, kann sich der obere Wirbel aufgrund der Kanalgeometrie nicht in gleichem Maße ausbreiten wie der untere. Dies hat zur Folge, dass der obere Wirbel auf ein relativ kleines Gebiet beschränkt bleibt und nur wenig zur Strömungsdurchmischung und somit zum Wärmeübergang beitragen kann.

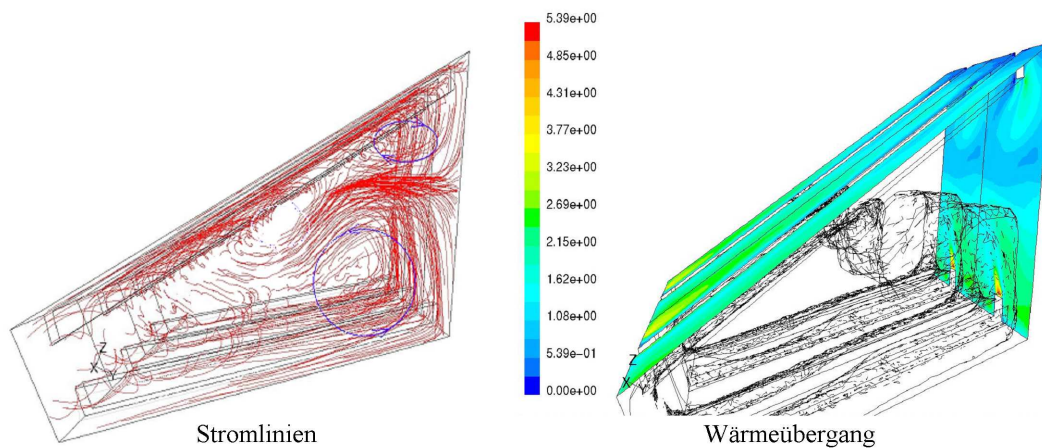


Abb. 9.18: Stromlinien und Wärmeübergang (periodische Rechnung,  $Re = 100.000$ ).

Die Verteilung des Wärmeübergangs bei der periodischen Rechnung, verglichen mit den Experimenten, verdeutlichen zusätzlich die Abbildungen 9.19 und 9.20. Hierbei wurden die Wärmeübergänge streifenweise - einmal in Strömungsrichtung, einmal quer dazu - gemittelt. Die Nusseltzahlen sind dabei jeweils auf die mittlere Nusseltzahl des Segments  $Nu_{avg,Segment}$  bezogen.

Die absoluten Mittelwerte  $Nu_{avg,Segment}$  von Numerik und Experiment differieren noch sehr stark: Experimentell ergibt sich  $Nu_{avg,Segment} = 2,74$ , während der Wert in der Numerik mit 1,82 deutlich geringer ausfällt. Bezogen auf den mittleren Wärmeübergang des jeweiligen Segments zeigt sich jedoch, dass die qualitative Wärmeübergangsverteilung von der Numerik sehr gut wiedergegeben wird. Sowohl die Streifenmittelung in Strömungsrichtung (Abb. 9.19) als auch die streifenweise Mittelung quer zur Hauptströmung (Abb. 9.20) ergeben äußerst gute Übereinstimmungen beim Vergleich zwischen Experiment und Numerik.

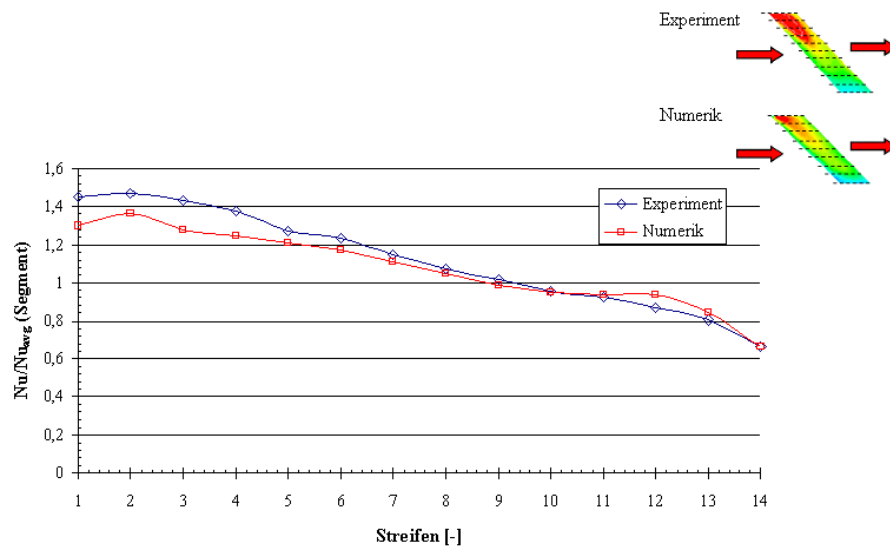


Abb. 9.19: Vergleich Experiment - Numerik: Streifenmittelung der Wärmeübergänge am periodischen Segment in Strömungsrichtung (Oberseite,  $Re = 50.000$ ).

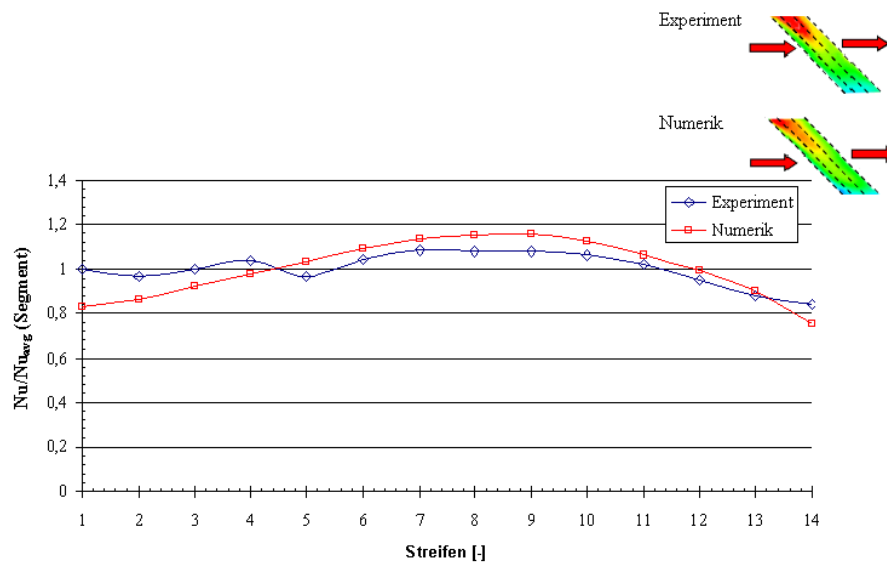


Abb. 9.20: Vergleich Experiment - Numerik: Streifenmittelung der Wärmeübergänge am periodischen Segment quer zur Strömungsrichtung (Oberseite,  $Re = 50.000$ ).

---

### 9.3.2 Vergleich mit der numerischen Simulation des kompletten Kanals

Nach der Darstellung des Vergleichs von experimentellen Daten mit periodischen Rechnungen soll im Folgenden auf den Vergleich mit der numerischen Simulation des kompletten Kanals eingegangen werden.

Grundsätzlich sind sich die numerischen und experimentellen Wärmeübergangsverteilungen qualitativ erwartungsgemäß sehr ähnlich (Abb. 9.21). Ausprägung der Maximas im Bereich der Kanalvorderkante, Form und Ausdehnung der Ablösebase usw. stimmen gut überein.

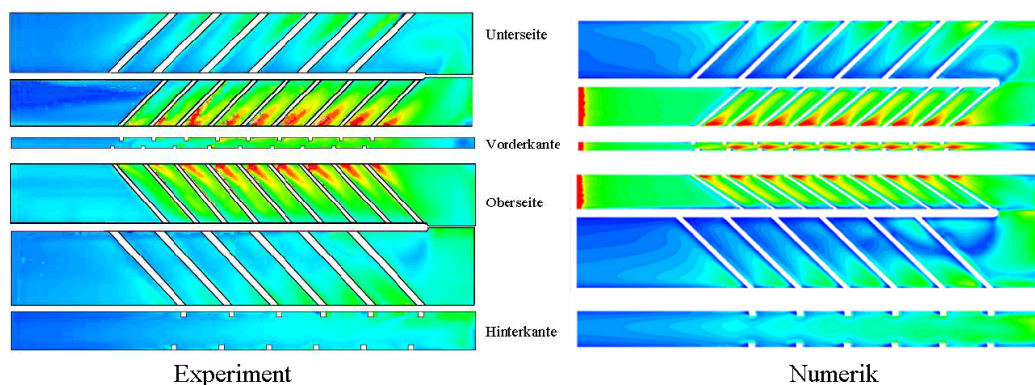


Abb. 9.21: Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung an den Kanalwänden ( $Re = 50.000$ ).

Einziger offensichtlicher Unterschied zwischen Experiment und Numerik liegt im Bereich des unberippten Einlaufs. Hier stellt sich im Experiment folgerichtig der Wärmeübergangswert des glatten Kanals ein, so dass sich  $Nu/Nu_0 \approx 1$  ergibt.

Bei der Numerik hingegen geht der Wert für  $Nu/Nu_0$  direkt am Kanaleinlauf gegen  $\infty$ . Erst danach sinkt dieser auf  $Nu/Nu_0 = 1$  ab.

Da dieses Phänomen in den numerischen Berechnungen rein auf die äußeren Randbedingungen zurückzuführen ist und an dieser Stelle nicht dem Realfall entsprechen kann, wurde bei der Berechnung des mittleren Wärmeübergangs der erste Teil des numerischen Kanalsegments nicht berücksichtigt und der Effekt somit eliminiert.

Im Folgenden werden die experimentell und numerisch bestimmten Wärmeübergänge der einzelnen Kanalsegmente für  $Re = 50.000$  gegenübergestellt. Die Skalierung erfolgt dabei jeweils bezüglich der mittleren Nusselt-Zahl des jeweils betrachteten Teilstücks.

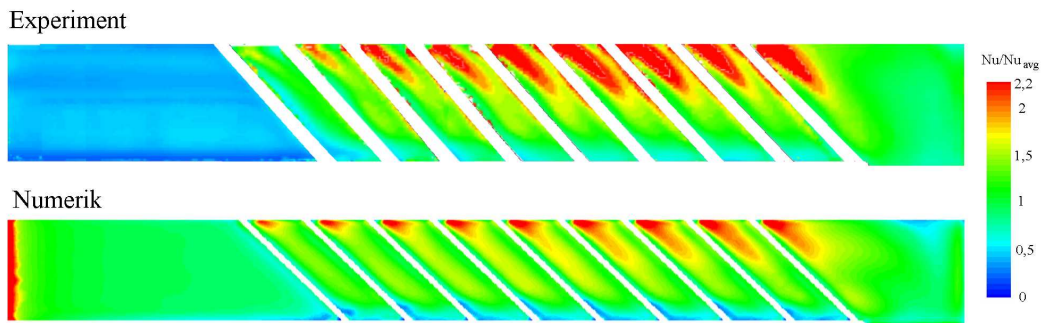


Abb. 9.22: Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangverteilung im Einlauf, Oberseite ( $Re = 50.000$ ).

Der Vergleich des Einlaufbereichs (Abb. 9.22) ergibt - abgesehen von der bereits erwähnten Abweichung direkt am Kanaleintritt - eine recht gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen. Lediglich die Bereiche maximalen Wärmeübergangs erscheinen in der Numerik etwas weniger ausgeprägt als dies im Experiment der Fall ist.

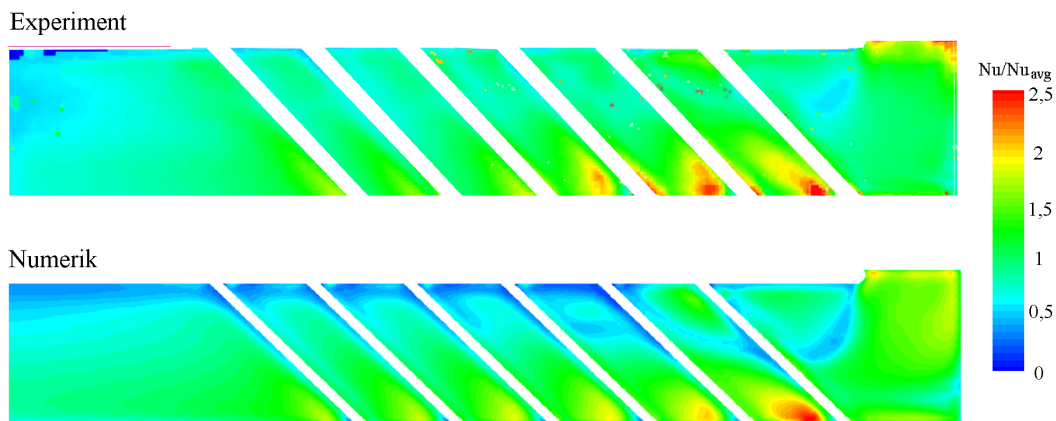


Abb. 9.23: Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangverteilung im Auslauf, Oberseite ( $Re = 50.000$ ).

Für den auslaufseitigen Teil des Kanals zeigen sich ebenfalls sehr gute Übereinstimmungen (Abb. 9.23 und 9.24). Die Numerik gibt hierbei sehr gut die asymmetrische Ablöseblase wieder und sogar der Pralleffekt am Übergang von Ein- zu Auslaufseite in Verlängerung des Trennstegs wird von der Numerik erfasst. Es zeigen sich nur sehr geringe Unterschiede bei der Ausprägung der Maximalwertbereiche und am Trennsteg im Bereich der Ablöseblase an der Kanaloberseite (Abb. 9.23), wo die Numerik einen etwas niedrigeren Wärmeübergang voraussagt als dies im Experiment der Fall ist.

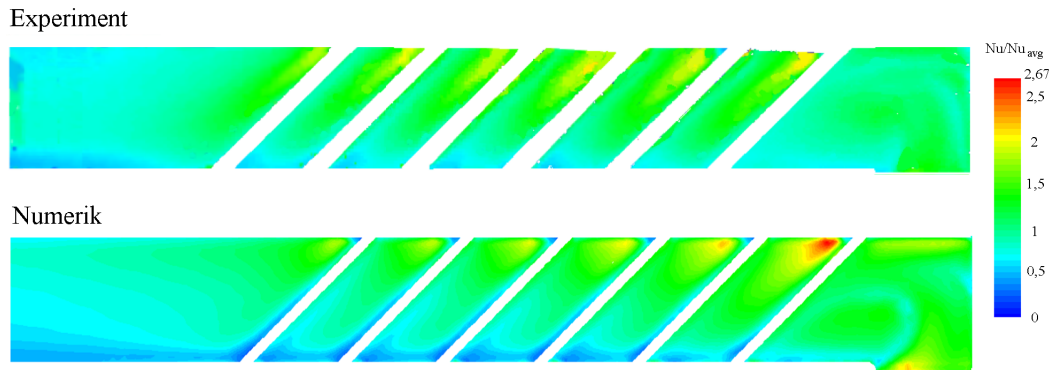


Abb. 9.24: Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung im Auslauf, Unterseite ( $Re = 50.000$ ).

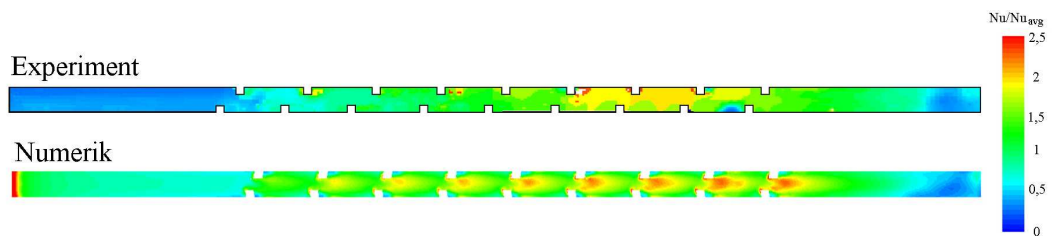


Abb. 9.25: Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung an der Vorderkante ( $Re = 50.000$ ).

Bei der Betrachtung der Ergebnisse für die Vorderkante (Abb. 9.25) ergibt sich in der Numerik eine periodische Verteilung der Wärmeübergangsmaxima jeweils zwischen den Rippen. Im Experiment lässt sich diese Periodizität nicht exakt wiedererkennen. Der Wertebereich der Nusseltzahlenüberhöhung stimmt jedoch überein. Auch der Bereich des niedrigen Wärmeübergangs an der Tipwand (rechter Bildteil) wird von Experiment und Numerik übereinstimmend wiedergegeben.

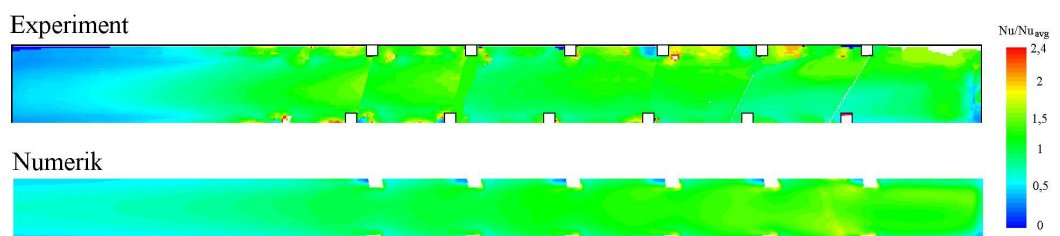


Abb. 9.26: Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung an der Hinterkante ( $Re = 50.000$ ).



Für die Hinterkante des Kanals ergibt sich wiederum eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Numerik (Abb. 9.26). Der niedrige Wärmeübergang an der Tipwand (rechts im Bild), der weitere Verlauf entlang des berippten Kanalteils und der Bereich des unberippten Auslaufs stimmen sehr gut überein.

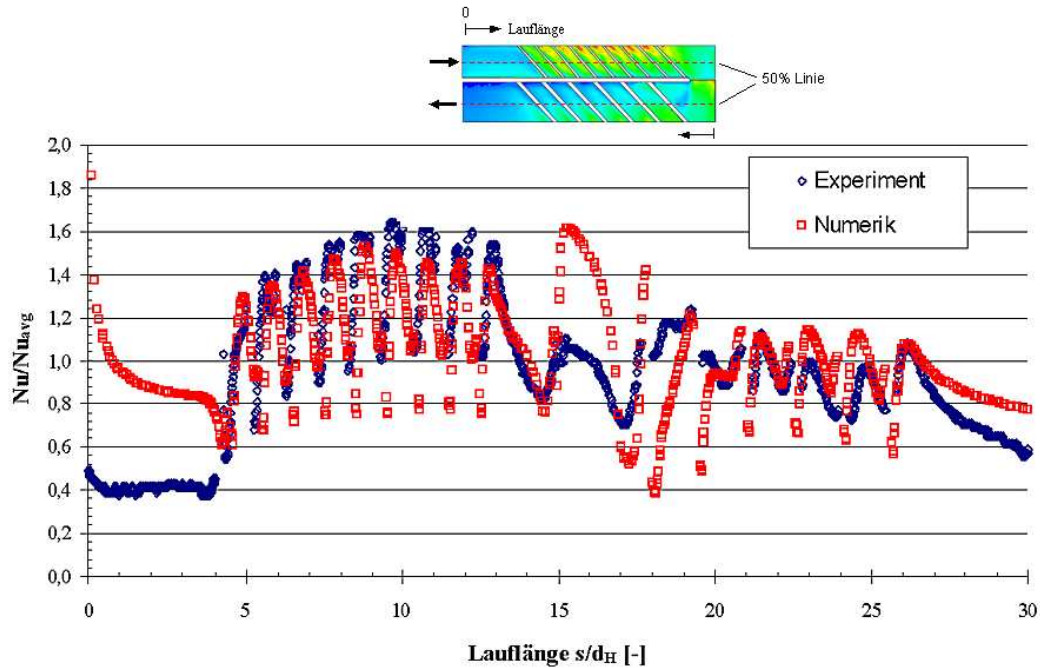


Abb. 9.27: Vergleich Experiment - Numerik: Wärmeübergangsverteilung entlang der 50%-Linie (Oberseite,  $Re = 50.000$ ).

Eine sehr detaillierte Untersuchung der Wärmeübergangsverteilung bietet die Betrachtung der Wärmeübergangszahlen entlang einer Linie. Abbildung 9.27 zeigt den Verlauf von experimentellen und numerischen Wärmeübergängen entlang der 50%-Linie an der Kanaloberseite.

Wie bereits zuvor erwähnt, unterscheiden sich die Nusseltzahlenverläufe von Experiment und Numerik im Einlaufbereich (bis  $s/d_h = 4$ ) aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen. Daher beginnen die Nusseltzahlen im Fall der Numerik im Unendlichen.

Ab der ersten Rippe des Einlaufkanals stimmen die Werte von Experiment und Numerik jedoch sehr gut überein. Der periodische Verlauf des Wärmeübergangs über den berippten Einlauf ist nahezu identisch.

Im Umlenkbereich, zwischen  $14 < s/d_h < 17$ , ergibt sich im Experiment ein niedrigerer Wärmeübergang als in den numerischen Berechnungen.

---

Am größten ist die Abweichung dabei direkt in Wandnähe der Prallplatte um  $s/d_h = 15$ .

Über den berippten Auslauf bildet sich jedoch nach der Umlenkung direkt wieder ein übereinstimmender periodischer Verlauf des Wärmeübergangs aus.

Zusammenfassend läßt sich anhand der 50%-Linie eine gute Übereinstimmung des experimentellen und numerischen Wärmeübergangsverlaufs erkennen, der lediglich im wandnahen Bereich der Prallplatte Abweichungen erkennen lässt. Der Verlauf direkt vor und nach der Umlenkung, in dem äußerst komplexe Strömungsverhältnisse herrschen, wird jedoch bereits wieder nahezu identisch wiedergegeben.



---

## 10 Fehleranalyse

### 10.1 Abweichungen bei Bestimmung der Reynoldszahl

Während der Experimente erfolgte die Einstellung der Reynoldszahl über die Regulierung des Luftdurchsatzes mittels Stellventilen (s. Kapitel 3.1). Im Folgenden soll auf die erreichbare Genauigkeit bei dieser Einstellung eingegangen werden.

Der vorgegebene Massenstrom berechnet sich zu:

$$\dot{m} = \frac{Re A \eta}{d_H} \quad (10.1)$$

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz folgt damit:

$$\Delta Re = \frac{\dot{m} d_H}{A \eta} \left( \frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} + \frac{\Delta d_h}{d_H} + \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta \eta}{\eta} \right) \quad (10.2)$$

Mit Hilfe der folgenden Annahmen für die Unsicherheiten der geometrischen Größen  $d_h$  und  $A$  sowie des Massenstroms und der dynamischen Viskosität (Tabelle 10.1), lässt sich der Fehler für die Bestimmung der Reynoldszahlen für den kleinen und großen Versuchskanal ermitteln (Tabelle 10.3).

|  |                          |
|--|--------------------------|
| Massenstrom $\Delta \dot{m}$ (kl. Kanal) | $\pm 0,0002$ kg/s        |
| Massenstrom $\Delta \dot{m}$ (gr. Kanal) | $\pm 0,001$ kg/s         |
| hydraulischer Durchmesser $d_H$          | $\pm 1\%$                |
| Querschnittsfläche $A$                   | $\pm 1\%$                |
| dynamische Viskosität $\eta$             | $\pm 0,02 \cdot 10^{-5}$ |

Tabelle 10.1: Abweichungen und Ungenauigkeiten der einzelnen Einflussgrößen.

Die prozentualen Abweichungen des Massenstroms  $\Delta \dot{m}/\dot{m}$  sind abhängig von der jeweiligen Reynoldszahl. Eine Übersicht der entsprechenden Werte für den kleinen und großen Versuchskanal ist in Tabelle 10.2 dargestellt.

---

|                      | <b>Re</b> | <b><math>\dot{m}</math></b> | <b><math>\Delta\dot{m}</math></b> | <b>Abweichung in %</b> |
|----------------------|-----------|-----------------------------|-----------------------------------|------------------------|
| <b>kleiner Kanal</b> | 10.000    | 0,0143kg/s                  | 0,0002kg/s                        | 1,4%                   |
|                      | 20.000    | 0,0284kg/s                  | 0,0002kg/s                        | 0,7%                   |
|                      | 50.000    | 0,0674kg/s                  | 0,0002kg/s                        | 0,3%                   |
| <b>großer Kanal</b>  | 50.000    | 0,1642kg/s                  | 0,001kg/s                         | 0,6%                   |
|                      | 100.000   | 0,3293kg/s                  | 0,001kg/s                         | 0,3%                   |
|                      | 150.000   | 0,4876kg/s                  | 0,001kg/s                         | 0,2%                   |
|                      | 200.000   | 0,6484kg/s                  | 0,001kg/s                         | 0,2%                   |

Tabelle 10.2: Relative Fehler der Massenströme für kleinen und großen Versuchskanal.

|                      | <b>Re</b> | <b><math>\Delta Re/Re</math></b> | <b>absolute Abweichung [-]</b> |
|----------------------|-----------|----------------------------------|--------------------------------|
| <b>kleiner Kanal</b> | 10.000    | 4,4%                             | $\pm 440$                      |
|                      | 20.000    | 3,8%                             | $\pm 760$                      |
|                      | 50.000    | 3,4%                             | $\pm 1700$                     |
| <b>großer Kanal</b>  | 50.000    | 3,7%                             | $\pm 1850$                     |
|                      | 100.000   | 3,4%                             | $\pm 3400$                     |
|                      | 150.000   | 3,3%                             | $\pm 4950$                     |
|                      | 200.000   | 3,3%                             | $\pm 6600$                     |

Tabelle 10.3: Relative und absolute Fehler bei der Einstellung der Reynoldszahl für kleinen und großen Versuchskanal.

---

## 10.2 Druck und Widerstandsbeiwert

Der Widerstandsbeiwert wird nach FANNING durch folgende Gleichung bestimmt (s. Kapitel 2.1):

$$f = \frac{d_H \Delta p}{2 \rho v^2 \Delta L} \quad (10.3)$$

Umgeformt ergibt sich:

$$f = \frac{\Delta p p d_H A^2}{2 \Delta L R T \dot{m}^2} \quad (10.4)$$

Für die Druckdifferenz  $\Delta p$  entlang der Messstrecke  $\Delta L$  ergibt sich ein Fehler zu:

$$\Delta \left( \frac{\Delta p}{\Delta L} \right) = \frac{\Delta p}{\Delta L} \left( \frac{2 \Delta p}{p} + \frac{\Delta L}{L} \right) \quad (10.5)$$

Der relative Fehler des Widerstandsbeiwerts kann wieder mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes bestimmt werden:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{3 \Delta p}{p} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta d_H}{d_H} + \frac{2 \Delta A}{A} + \frac{2 \Delta \dot{m}}{\dot{m}} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta T}{T} \quad (10.6)$$

Es werden die folgenden Werte für die jeweiligen Ungenauigkeiten angenommen:

| <b>Einflussgröße</b>            | <b>Ungenauigkeit, absolut</b> | <b>Ungenauigkeit in %</b> |
|---------------------------------|-------------------------------|---------------------------|
| Druck $p$                       | –                             | 0,15%                     |
| Strecke $\Delta L$ (kl. Kanal)  | $\pm 1 \text{ mm}$            | 0,10%                     |
| Strecke $\Delta L$ (gr. Kanal)  | $\pm 1 \text{ mm}$            | 0,06%                     |
| hydraulischer Durchmesser $d_H$ | –                             | 1%                        |
| Massenstrom $\dot{m}$           | s. Tabelle 10.1               | s. Tabelle 10.1           |
| spezifische Gaskonstante $R$    | $\pm 0,2 \text{ J/(kgK)}$     | 0,07%                     |
| Temperatur $T$                  | $\pm 0,2^\circ \text{ C}$     | 1%                        |

Tabelle 10.4: Abweichungen und Ungenauigkeiten der einzelnen Einflussgrößen.

Damit ergibt sich die jeweilige Gesamtabweichung für den Widerstandsbeiwert:

---

|                      | Re      | relativer Fehler $\Delta f/f$ in % |
|----------------------|---------|------------------------------------|
| <b>kleiner Kanal</b> | 10.000  | 6,0%                               |
|                      | 20.000  | 5,3%                               |
|                      | 50.000  | 4,9%                               |
| <b>großer Kanal</b>  | 50.000  | 5,2%                               |
|                      | 100.000 | 4,9%                               |
|                      | 150.000 | 4,8%                               |
|                      | 200.000 | 4,8%                               |

Tabelle 10.5: Relative und absolute Fehler für den Widerstandsbeiwert  $f$ .

---

### 10.3 Wärmeübergang

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  wird aus der Gleichung für die dimensionslose Temperaturverteilung an der Kanaloberfläche bestimmt (vgl. Gl. 4.4):

$$\frac{T_W - T_0}{T_b - T_0} = 1 - e^{\beta^2} \operatorname{erfc}\beta \quad \text{mit} \quad \beta = \alpha \sqrt{\frac{t}{\lambda \rho c}}. \quad (10.7)$$

Zur Vereinfachung der weiteren Gleichungen werden die folgenden Definitionen eingeführt. Die Materialkonstanten lassen sich zusammenfassen als:

$$K = \sqrt{\rho c_p \lambda} \quad (10.8)$$

Für die Temperaturen wird die folgende Schreibweise eingeführt:

$$\Theta = \frac{T_w - T_0}{T_b - T_0} \quad (10.9)$$

Der Fehler für die Materialkonstanten ergibt sich somit nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zu:

$$\Delta K = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{c\lambda}{\rho}} \Delta \rho + \sqrt{\frac{\rho\lambda}{c}} \Delta c + \sqrt{\frac{c\rho}{\lambda}} \Delta \lambda \right) \quad (10.10)$$

Ebenfalls mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz lässt sich der Fehler für die dimensionslose Temperatur bestimmen:

$$\Delta \Theta = \frac{(T_b - T_0) \Delta T_W + (T_b - T_W) \Delta T_0 + (T_w - T_0) \Delta T_b}{(T_b - T_0)^2} \quad (10.11)$$

Für den in Gleichung 10.7 eingeführten Faktor  $\beta = \alpha \sqrt{t}/K$  ergibt sich ein Fehler von:

$$\Delta \beta = \left( \frac{2}{\sqrt{\pi}} - 2\beta e^{\beta^2} \operatorname{erfc}\beta \right) \Delta \Theta \quad (10.12)$$

Mit den obigen Fehler-Gleichungen erhält man für den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  mit  $\alpha = K\beta/\sqrt{t}$  die folgende Gleichung für den absoluten Gesamtfehler:

$$\Delta \alpha = \frac{K}{\sqrt{t}} \Delta \beta + \frac{\beta}{\sqrt{t}} \Delta K + \frac{\beta K}{2\sqrt{t^3}} \Delta t \quad (10.13)$$

Die Division mit  $\alpha = K\beta/\sqrt{t}$  ergibt schließlich den relativen Fehler für  $\alpha$ :

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{1}{\beta} \Delta \beta + \frac{1}{K} \Delta K + \frac{1}{2t} \Delta t \quad (10.14)$$

Zur Bestimmung des gesamten relativen Fehlers  $\Delta\alpha/\alpha$  werden zunächst die Fehler für die einzelnen Komponenten ( $\beta$ ,  $K$  und  $t$ ) berechnet. Die getroffenen Annahmen hierfür finden sich in Tabelle 10.6.

| <b>Einfluss-<br/>größe</b>                      | <b>Wert</b>                                | <b>Ungenauigkeit<br/>absolut</b>               |
|---|--|--|
| Dichte Plexiglas $\rho$                         | 1190kg/m <sup>3</sup>                      | $\pm 10\text{kg/m}^3$                          |
| spez. Wärmekapazität Plexiglas                  | 1470J/kgK                                  | $\pm 20\text{J/kgK}$                           |
| Wärmeleitfähigkeit Plexiglas                    | 0,19W/mK                                   | $\pm 0,02\text{W/mK}$                          |
| Materialkonstante $K = \sqrt{\rho c_p \lambda}$ | 576,51W s <sup>0,5</sup> /m <sup>2</sup> K | $\pm 36,25\text{W s}^{0,5}/\text{m}^2\text{K}$ |
| Bulktemperatur $T_b$ (kl. Kanal)                | 60°C                                       | $\pm 0,2^\circ\text{C}$                        |
| Wandtemperatur $T_W = T_{TLC}$<br>(kl. Kanal)   | 30,6°C                                     | $\pm 0,2^\circ\text{C}$                        |
| Wandtemperatur $T_W = T_{TLC}$<br>(gr. Kanal)   | 30,4°C                                     | $\pm 0,2^\circ\text{C}$                        |
| Starttemperatur Wand $T_0$                      | 25°C                                       | $\pm 0,75^\circ\text{C}$                       |
| Dauer $t$ bis Farbumschlag                      | 30 s                                       | $\pm 0,2$ s                                    |

Tabelle 10.6: Abweichungen und Ungenauigkeiten der einzelnen Einflussgrößen.

Die folgenden Tabellen (Tab. 10.7 und 10.8) und Diagramme (Abb. 10.1 und 10.2) zeigen jeweils die einzelnen berechneten Fehlerwerte für den Faktor  $\beta$ , die Materialgrößen  $K$  und die Zeit  $t$  in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  und den sich daraus ergebenden relativen Gesamtfehler  $\Delta\alpha/\alpha$  (vgl. Gl. 10.14).

In die Diagramme wurde jeweils der Messbereich für den kleinen und großen Versuchskanal eingezeichnet. Hieraus ergeben sich die Fehlerspannen bei Ermittlung des Wärmeübergangs. Beim kleinen Kanal liegt der relative Fehler zwischen 10,65% und 6,85%, beim großen Kanal zwischen 9,79% und 6,74%.

| $\alpha[W/m^2K]$ | $\Delta\beta / \beta[\%]$ | $\Delta K / K[\%]$ | $\Delta t/2t[\%]$ | $\Delta\alpha / \alpha[\%]$ |
|------------------|---------------------------|--------------------|-------------------|-----------------------------|
| 1                | 287,637                   | 6,36               | 0,33              | <b>294,33</b>               |
| 5                | 53,830                    | 6,36               | 0,33              | <b>60,53</b>                |
| 10               | 24,812                    | 6,36               | 0,33              | <b>31,51</b>                |
| 20               | 10,601                    | 6,36               | 0,33              | <b>17,30</b>                |
| 30               | 6,081                     | 6,36               | 0,33              | <b>12,78</b>                |
| 40               | 3,950                     | 6,36               | 0,33              | <b>10,65</b>                |
| 50               | 2,753                     | 6,36               | 0,33              | <b>9,45</b>                 |
| 60               | 2,011                     | 6,36               | 0,33              | <b>8,71</b>                 |
| 70               | 1,519                     | 6,36               | 0,33              | <b>8,22</b>                 |
| 80               | 1,177                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,87</b>                 |
| 90               | 0,932                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,63</b>                 |
| 100              | 0,750                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,45</b>                 |
| 110              | 0,612                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,31</b>                 |
| 120              | 0,506                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,20</b>                 |
| 130              | 0,423                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,12</b>                 |
| 140              | 0,357                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,05</b>                 |
| 150              | 0,303                     | 6,36               | 0,33              | <b>7,00</b>                 |
| 160              | 0,260                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,96</b>                 |
| 170              | 0,225                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,92</b>                 |
| 180              | 0,195                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,89</b>                 |
| 190              | 0,171                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,87</b>                 |
| 200              | 0,150                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,85</b>                 |
| 210              | 0,132                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,83</b>                 |
| 220              | 0,117                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,81</b>                 |
| 230              | 0,105                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,80</b>                 |
| 240              | 0,094                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,79</b>                 |
| 250              | 0,084                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,78</b>                 |
| 260              | 0,076                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,77</b>                 |
| 270              | 0,068                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,77</b>                 |
| 280              | 0,062                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,76</b>                 |
| 290              | 0,056                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,75</b>                 |
| 300              | 0,051                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,75</b>                 |
| 310              | 0,047                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,74</b>                 |

Messbereich

---

| $\alpha[W/m^2K]$ | $\Delta\beta / \beta[\%]$ | $\Delta K / K[\%]$ | $\Delta t/2t[\%]$ | $\Delta\alpha / \alpha[\%]$ |
|------------------|---------------------------|--------------------|-------------------|-----------------------------|
| <b>320</b>       | 0,043                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,74</b>                 |
| <b>330</b>       | 0,040                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,74</b>                 |
| <b>340</b>       | 0,036                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,73</b>                 |
| <b>350</b>       | 0,034                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,73</b>                 |
| <b>360</b>       | 0,031                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,73</b>                 |
| <b>370</b>       | 0,029                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,73</b>                 |
| <b>380</b>       | 0,027                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,72</b>                 |
| <b>390</b>       | 0,025                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,72</b>                 |
| <b>400</b>       | 0,023                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,72</b>                 |
| <b>410</b>       | 0,021                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,72</b>                 |
| <b>420</b>       | 0,020                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,72</b>                 |
| <b>430</b>       | 0,019                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,72</b>                 |
| <b>440</b>       | 0,018                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,71</b>                 |
| <b>450</b>       | 0,016                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,71</b>                 |
| <b>460</b>       | 0,015                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,71</b>                 |
| <b>470</b>       | 0,015                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,71</b>                 |
| <b>480</b>       | 0,014                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,71</b>                 |
| <b>490</b>       | 0,013                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,71</b>                 |
| <b>500</b>       | 0,012                     | 6,36               | 0,33              | <b>6,71</b>                 |

Tabelle 10.7: Relative Fehler bei Bestimmung des Wärmeübergangs (kleiner Kanal).



| $\alpha[W/m^2K]$ | $\Delta\beta / \beta[\%]$ | $\Delta K / K[\%]$ | $\Delta t / 2t[\%]$ | $\Delta\alpha / \alpha[\%]$ |
|------------------|---------------------------|--------------------|---------------------|-----------------------------|
| 1                | 585,506                   | 6,36               | 0,33                | <b>592,20</b>               |
| 5                | 109,574                   | 6,36               | 0,33                | <b>116,27</b>               |
| 10               | 50,506                    | 6,36               | 0,33                | <b>57,20</b>                |
| 20               | 21,578                    | 6,36               | 0,33                | <b>28,28</b>                |
| 30               | 12,377                    | 6,36               | 0,33                | <b>19,07</b>                |
| 40               | 8,040                     | 6,36               | 0,33                | <b>14,74</b>                |
| 50               | 5,605                     | 6,36               | 0,33                | <b>12,30</b>                |
| 60               | 4,094                     | 6,36               | 0,33                | <b>10,79</b>                |
| 70               | 3,092                     | 6,36               | 0,33                | <b>9,79</b>                 |
| 80               | 2,400                     | 6,36               | 0,33                | <b>9,09</b>                 |
| 90               | 1,896                     | 6,36               | 0,33                | <b>8,59</b>                 |
| 100              | 1,526                     | 6,36               | 0,33                | <b>8,22</b>                 |
| 110              | 1,246                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,94</b>                 |
| 120              | 1,030                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,73</b>                 |
| 130              | 0,860                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,56</b>                 |
| 140              | 0,726                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,42</b>                 |
| 150              | 0,618                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,31</b>                 |
| 160              | 0,530                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,23</b>                 |
| 170              | 0,457                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,15</b>                 |
| 180              | 0,397                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,09</b>                 |
| 190              | 0,347                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,04</b>                 |
| 200              | 0,305                     | 6,36               | 0,33                | <b>7,00</b>                 |
| 210              | 0,269                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,97</b>                 |
| 220              | 0,239                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,94</b>                 |
| 230              | 0,213                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,91</b>                 |
| 240              | 0,190                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,89</b>                 |
| 250              | 0,171                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,87</b>                 |
| 260              | 0,154                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,85</b>                 |
| 270              | 0,139                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,84</b>                 |
| 280              | 0,126                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,82</b>                 |
| 290              | 0,114                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,81</b>                 |
| 300              | 0,105                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,80</b>                 |
| 310              | 0,096                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,79</b>                 |
| 320              | 0,088                     | 6,36               | 0,33                | <b>6,78</b>                 |

---

| $\alpha [W/m^2K]$ | $\Delta\beta / \beta [\%]$ | $\Delta K / K [\%]$ | $\Delta t / 2t [\%]$ | $\Delta\alpha / \alpha [\%]$ |
|-------------------|----------------------------|---------------------|----------------------|------------------------------|
| <b>330</b>        | 0,080                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,78</b>                  |
| <b>340</b>        | 0,074                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,77</b>                  |
| <b>350</b>        | 0,068                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,77</b>                  |
| <b>360</b>        | 0,063                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,76</b>                  |
| <b>370</b>        | 0,058                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,76</b>                  |
| <b>380</b>        | 0,054                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,75</b>                  |
| <b>390</b>        | 0,050                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,75</b>                  |
| <b>400</b>        | 0,047                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,74</b>                  |
| 410               | 0,044                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,74</b>                  |
| 420               | 0,041                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,74</b>                  |
| 430               | 0,038                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,74</b>                  |
| 440               | 0,036                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,73</b>                  |
| 450               | 0,034                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,73</b>                  |
| 460               | 0,032                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,73</b>                  |
| 470               | 0,030                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,73</b>                  |
| 480               | 0,028                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,72</b>                  |
| 490               | 0,026                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,72</b>                  |
| 500               | 0,025                      | 6,36                | 0,33                 | <b>6,72</b>                  |

Tabelle 10.8: Relative Fehler bei Bestimmung des Wärmeübergangs (großer Kanal).

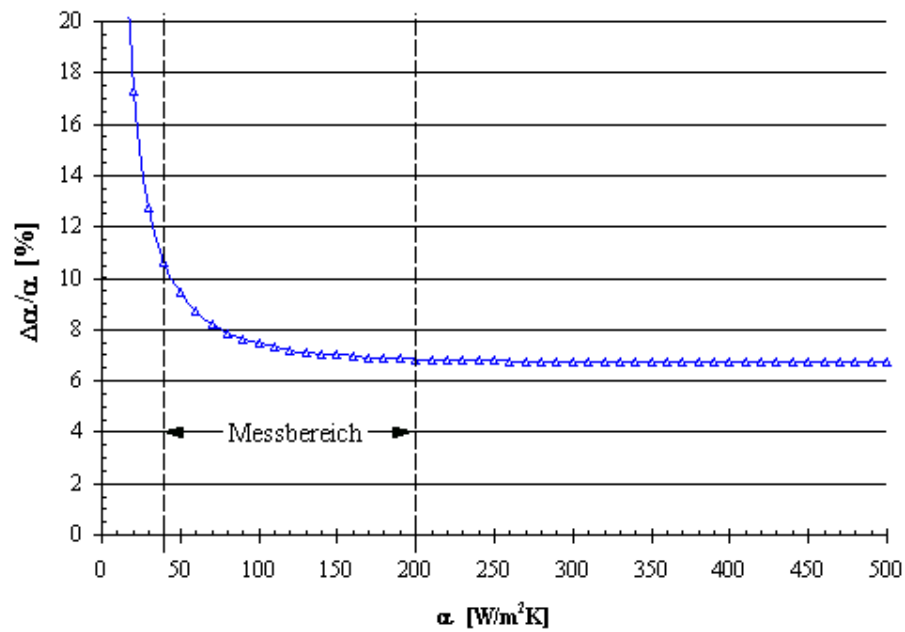


Abb. 10.1: Graphische Darstellung des relativen Fehlers beim Wärmeübergang (kleiner Kanal).

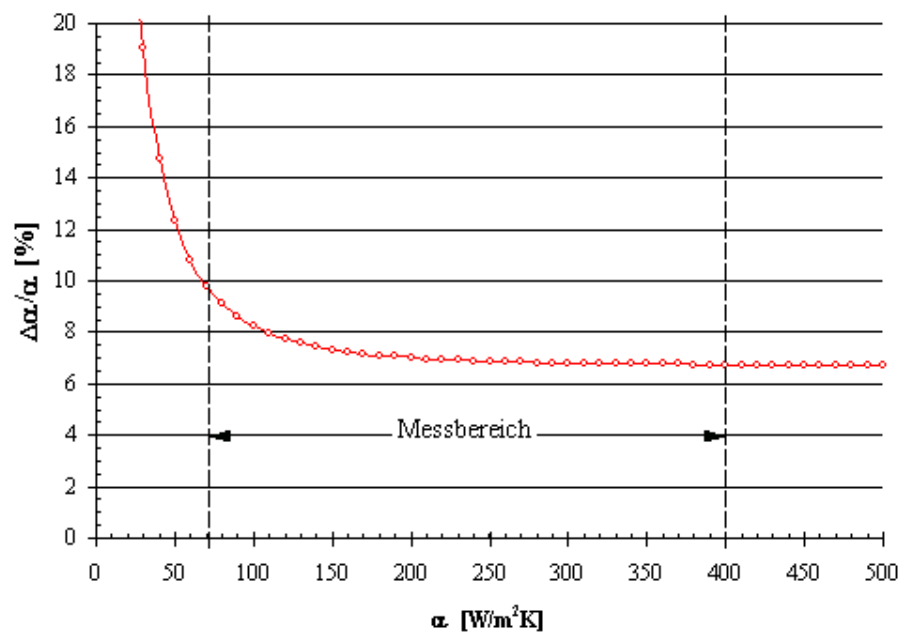


Abb. 10.2: Graphische Darstellung des relativen Fehlers beim Wärmeübergang (großer Kanal).

---

## 10.4 Strömungsfeld

Die Untersuchung der Kanalströmung fand mittels Particle Image Velocimetry (PIV) statt.

Die Genauigkeit dieses Messverfahrens wird durch folgende Parameter entscheidend beeinflusst (vgl. [104]):

- Partikel: Dichte, Größe und Verteilung der Partikel müssen der zu untersuchenden Strömung entsprechend ausgewählt werden
- Laserpuls: Der einzelne Laserpuls muss ausreichend kurz sein, um eine Momentaufnahme der Partikel wiederzugeben, ohne dass Teilchenbewegungen als Schlieren dargestellt werden. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen muss einerseits lang genug sein, so dass der Versatz der Partikel mit ausreichender Auflösung ermittelt werden kann. Andererseits muss er so kurz gewählt werden, dass die Teilchen nicht in der Zwischenzeit aus der Lichtschnittebene herausgewandert sind und dadurch kein Versatz mehr feststellbar ist.
- Auswertung, Abfragefenster und Iterationsschritte: Sowohl die Größe und der Überlappungsgrad der einzelnen Abfragefenster als auch die Anzahl der Iterationen spielen hierbei eine wesentliche Rolle.

Zu sämtlichen dieser oben genannten Parameter wurden Vorversuche durchgeführt, um die Genauigkeit des Messverfahrens auf den gegebenen Fall abzustimmen und zu optimieren (siehe Kapitel 5.1). Als Referenz diente dabei das aus 2000 Aufnahmen gemittelte Ergebnis einer Strömungsfeldvermessung. Bei den gewählten Einstellungen ergab sich gegenüber der Referenzmessung eine Abweichung von etwa 5%.

Eine weitere Fehlerquelle stellt das Kalibrierverfahren dar: Um einen Skalierfaktor für die spätere Umrechnung von Pixeln in Millimeter festzulegen, muss der Auswertesoftware eine definierte Länge vorgegeben werden. Zum einen kann dies mit Hilfe einer Kalibrierplatte geschehen, die vor der jeweiligen Messung an der Position des Lichtschnitts angebracht wird. Auf ihr sind im Abstand von 10 mm Markierungen in Form von Kreuzen eingätzt, deren Mittelpunkte pixelgenau an das Auswerteprogramm weitergegeben kann, so dass hier der Fehler durch eine ungenaue Längenangabe vernachlässigbar klein ist.

---

Fehlerbehaftet ist die Kalibrierung dann, wenn die Kalibrierplatte nicht im Bildausschnitt untergebracht werden kann. In diesem Fall erfolgt die Eingabe der definierten Länge über die im Bildausschnitt sichtbare Kanalgeometrie. Trotz der Auswahl von möglichst langen Strecken von mindestens 700 Pixeln zur Reduzierung des auftretenden Fehlers, muss hierbei von einer Abweichung von bis zu 10 Pixeln ausgegangen werden, was einem Fehler von etwa 1,5% entspricht.

Im ungünstigsten Fall ergibt sich daher bei den PIV-Messungen durch die oben genannten Abweichungen ein maximaler Gesamtfehler von etwa 6,5%.

---

---

## 11 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein beripptes Multipass-System mit 180°-Umlenkung, welches zur internen Kühlung von Gasturbinenschaufeln verwendet werden soll, hinsichtlich Strömung, Druckverlust und Wärmeübergang für Reynoldszahlen zwischen  $10.000 < Re < 200.000$  untersucht. Die an die Schaufelform angepassten Querschnitte von Ein- und Auslaufkanal führten dabei zu äußerst komplexen Strömungsphänomenen und somit zu schwer vorhersehbaren Druck- und Wärmeübergangsverteilungen.

### Experimentelle Untersuchungen

Um den sehr weiten Reynoldszahlenbereich abdecken zu können, waren Messungen an zwei unterschiedlich skalierten Modellkanälen nötig. Der kleinere der beiden Kanäle wurde für Untersuchungen bei Reynoldszahlen zwischen  $10.000 < Re < 50.000$  ausgelegt, der größere für  $50.000 < Re < 200.000$ . Der Überlappungsbereich bei  $Re = 50.000$ , bei dem Messungen an beiden Kanälen stattfanden, bot zudem eine Möglichkeit zur Validierung der Experimente.

Die experimentelle Untersuchung der Strömung erfolgte zwei- und dreidimensional mit Hilfe der Particle Image Velocimetry (PIV). Sowohl die Haupt- als auch die Sekundärströmungen wurden hierdurch sehr gut erfasst und konnten zu einem vertieften Verständnis der Einflüsse der Rippen und der Kanalgeometrie auf die sich ausbildende Strömung beitragen.

Die verschiedenen strömungsphysikalischen Phänomene und das qualitative Verhalten bei unterschiedlichen Reynoldszahlen wurde im Detail untersucht.

Im Einlaufbereich zeigte sich dabei eine asymmetrische Ausbildung der rippeninduzierten Sekundärströmung, welche in einem größeren Wirbel an der Kanalunterseite und einem wesentlich kleineren, gegenläufig rotierenden Wirbel an der Oberseite resultierte.

Der Bereich der 180°-Umlenkung und der Beginn des Auslaufs wird durch eine sich ebenfalls asymmetrische ausbildende Ablöseblase geprägt, die eine Einschnürung der Hauptströmung am auslaufseitigen Ende des Trennstegs zur Folge hat. Dies bewirkt, dass sich die Strömung nicht unmittelbar an den Trennsteg anlegt und sich das Strömungsfeld erst im weiteren Verlauf des Auslaufkanals allmählich wieder voll ausbildet.

Pralleffekte von Haupt- und Sekundärströmung konnten entlang der gesamten Vorderkante, an der Hinterkante nach der Umlenkung und an der Tipwand

---

des Multipass-Systems beobachtet werden.

Die Untersuchung des Wärmeübergangs wurde für sämtliche Kanalwände flächig unter Verwendung der transienten Flüssigkristallmethode durchgeführt. Für die Auswertung dieser Messungen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit zudem eine Methode zur Implementierung der Bulktemperatur entwickelt.

Die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen deckten sich mit den Erkenntnissen aus den Strömungsfelduntersuchungen. Der höchste Wärmeübergang wird durch Pralleffekte der Sekundärströmung an der Vorderkante des berippten Einlaufs erreicht. Dies wäre auch im Realfall der Bereich der Turbinenschaufel, welcher der höchsten thermischen Belastung durch das direkt auftreffende Heißgas aus der Brennkammer ausgesetzt ist und somit die effektivste Kühlung erfordert.

Ober- und Unterseite des Einlaufs erfahren durch die asymmetrischen Sekundärwirbel unterschiedliche Wärmeübergangsverteilungen. Der kleinere obere Wirbel hat einen isolierenden Effekt und behindert die Durchmischung der Kühlluft mit der Luft in diesem Bereich. Daraus ergibt sich ein global geringerer Wärmeübergang an der Kanaloberseite (Saugseite) als an der Unterseite (Druckseite). Da, bedingt durch Wölbung und Einstellwinkel der Turbinenschaufel, die thermische Belastung an der Unterseite höher ist als an der Oberseite, korrespondiert jedoch auch dieser Effekt sehr gut mit den Erfordernissen, an der Turbinenschaufel zur Vermeidung thermischer Spannungen eine möglichst homogene Temperaturverteilung zu erreichen.

Auch im Umlenk- und Auslaufbereich ließen sich die Strömungsphänomene in der Wärmeübergangsverteilung wiedererkennen. So resultiert die asymmetrische Ablöseblase in Gebieten mit relativ niedrigen Wärmeübergängen, die an Ober- und Unterseite unterschiedliche Ausdehnungen besitzen. Der Auslauf des Multipass-Systems wird durch die im Vergleich zum Einlauf größere Querschnittsfläche allgemein weniger gut gekühlt. In Anbetracht der weniger starken thermischen Belastung der Turbinenschaufel an dieser Stelle ist dies jedoch durchaus von Vorteil.

Druckmessungen wurden an jeweils 116 Messpositionen ebenfalls für Reynoldszahlen von  $10.000 < Re < 200.000$  durchgeführt und ergaben ein detailliertes Bild des Druckverlusts über die verschiedenen Kanalabschnitte in Abhängigkeit der Reynoldszahl. Es zeigte sich hierbei allgemein ein flacher Druckabfall im unberippten Einlauf, ein sehr steiler Druckverlust über den berippten Bereich und ein wieder deutlich flacher werdender Verlauf entlang des



---

gesamten Auslaufs. Qualitativ waren in Abhängigkeit der Reynoldszahl keine wesentlichen Veränderungen der Druckverteilung zu erkennen, quantitativ stieg der Druckverlust jedoch erwartungsgemäß mit steigender Reynoldszahl an.

### **Vergleich mit numerischer Simulation**

Abschließend erfolgte der Vergleich der experimentellen Strömungs-, Druck-, und Wärmeübergangsdaten mit numerischen Berechnungen. Letztere fanden unter Verwendung verschiedener Turbulenzmodelle ( $k-\epsilon$  und  $k-\omega$ -Modell) sowohl für den periodischen Fall an einem Segment des Einlaufs als auch für den kompletten Kanal statt.

Die Gegenüberstellung der experimentellen und numerischen Ergebnisse ergab zum Teil äußerst zufriedensellende Übereinstimmungen, sowohl bei Betrachtung des Strömungsfeldes, als auch bei Druckverlusten und Wärmeübergängen.

### **Zusammenfassung der Ergebnisse**

- Es konnte eine umfangreiche Datenbasis - bestehend aus Strömungs-, Druckverlust- und Wärmeübergangsdaten - für  $10.000 < Re < 200.000$ , gewonnen werden, die sich hervorragend zur Validierung von CFD Programmen eignet.
- Die Untersuchung der Sekundärströmung fand an jeweils 13 Positionen im Ein- und Auslauf statt.
- Die Strömungsfeldvermessung der Hauptströmung erfolgte auf halber Kanalhöhe entlang des kompletten Auslaufs und in verschiedenen Höhen im Bereich der Ablöseblase.
- Druckmessungen wurden für sämtliche Reynoldszahlen an je 116 Messpositionen entlang des Kanals durchgeführt.
- Wärmeübergangsmessungen fanden flächig für alle Kanalwände statt. Beim großen Kanal konnte zusätzlich der auslaufseitige Teil des Trennstegs erfasst werden.
- Zur Bestimmung der Messgenauigkeit wurde für alle verwendeten Messverfahren eine Fehleranalyse erstellt.

- 
- Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse (Druck und Wärmeübergang) von kleinem und großem Versuchskanal für den Überlappungsbereich bei  $Re = 50.000$  zeigte eine sehr gute Übereinstimmung.
  - Die Wärmeübergangsverläufe wurden als Nusseltzahlen-Überhöhung in Bezug auf den glatten Kanal  $Nu/Nu_0$  dargestellt, wobei ein Verfahren entwickelt wurde, die experimentell quasi nicht zu bestimmende Bulktemperatur  $T_b$  zu implementieren.
  - Die Strömungsphänomene der internen Kanalströmung konnten im Detail erfasst werden und deckten sich mit den Wärmeübergangsverteilungen.
  - Die Bereiche mit maximalem Wärmeübergang fanden sich an den Stellen, an denen Pralleffekte der Strömung zu beobachten waren. Die Maximalwerte für  $Nu/Nu_0$  wurden an der Kanalvorderkante festgestellt und erreichten Werte bis  $Nu/Nu_0 = 5,5$ .
  - Aufgrund der asymmetrischen Sekundärwirbel im Einlaufkanal erreicht dort die Oberseite einen global schlechteren Wärmeübergang als die Unterseite.
  - Der Vergleich von experimentellen Daten und numerischen Berechnungen zeigte bei Strömung, Druck und Wärmeübergang gute Übereinstimmungen.

---

## 12 Ausblick

Durch die vorliegende Arbeit steht ein detaillierter Datensatz zu Strömungsfeld, Druckverlust und Wärmeübergang eines realitätsnahen Multipass-Systems für den sehr breiten Reynoldszahlenbereich von  $10.000 < Re < 200.000$  zur Verfügung. Diese Datenbasis eignet sich hervorragend zur Validierung von bestehenden und zukünftigen CFD-Programmen. Als nächster Schritt kann dadurch die Optimierung von zukünftigen Multipass-Systemen vorgenommen werden. Für weitere Untersuchungen wären folgende Punkt von besonderem Interesse:

- Test verschiedener Rippenkonfigurationen zur weiteren Optimierung des Wärmeübergangs (z.B. Variation von Rippenabständen, staggered- und in-line- Anordnungen)
- Einsatz von 3D-Rippen mit variablen Rippenhöhen
- Einfluss von Einbauten (z.B. Rippen, guide vanes, etc.) in den Umlenkbereich, an Ober- und Unterseite bzw. an der Außenwand
- Variation des Abstandes zwischen Trennsteg und Tipwand bzw. Neigung der Tipwand
- Auswirkung von Kühlluftausblasung im Umlenkbereich (Staublöcher)
- Maßnahmen zur Verkleinerung der Ablöseblase: z.B. Einblasung von Luft aus dem Einlaufbereich durch den Trennsteg oder Veränderung der Form des auslaufseitigen Trennstegendes
- Untersuchung von Rotationseinflüssen auf Strömung, Druck und Wärmeübergang



---

## Literatur

- [1] ACHARYA, S., R.G. HIBBS, Y. CHEN und D.E. NIKITOPOULOS: *Mass/Heat Transfer in a Ribbed Passage With Cylindrical Vortex Generators: The Effect of Generator-Rib Spacing*. Journal of Heat Transfer, 122:641–652, 2000.
- [2] AL-HADHRAMI, L., T. GRIFFITH und J.-C. HAN: *Heat Transfer in Two-Pass Rotating Rectangular Channels (AR=2) With Five Different Orientations of 45 Deg V Shaped Rib Turbulators*. Journal of Heat Transfer, 125:232–242, 2003.
- [3] AL-QAHTANI, M., H.-C. CHEN und J.-C. HAN: *A Numerical Study of Flow and Heat Transfer in Rotating Rectangular Channels (AR=4) With 45 deg Rib Turbulators by Reynolds Stress Turbulence Model*. Journal of Heat Transfer, 125:19–26, 2003.
- [4] AMRO, M., A. HAASENRITTER und B. WEIGAND: *An Experimental and Numerical Study of Heat Transfer and Pressure Drop in a Rib Roughened Triangular Duct*. In: *Proceedings of 5th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics, Praha, Czech Republik*, 2003.
- [5] ASTARITA, T. und G. CARDONE: *Convective Heat Transfer in a Square Channel with Angled Ribs on Two Opposite Walls*. Experiments in Fluids, 34:625–634, 2003.
- [6] ASTARITA, T., G. CARDONE und G.M. CARLOMAGNO: *Convective heat transfer in ribbed channels with a 180° turn*. Experiments in Fluids, 32:90–100, 2002.
- [7] BATTISTI, L. und P. BAGGIO: *Experimental Determination of Average Turbulent Heat Transfer and Friction Factor in Stator Internal Rib-Roughened Cooling Channels*. Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:464–472, 2001.
- [8] BESSERMAN, D.L. und S. TANRIKUT: *Comparison of Heat Transfer Measurements With Computations for Turbulent Flow Around a 180 deg Bend*. Journal of Turbomachinery, 114:865–871, 1992.

- 
- [9] BOHN, D.E., V.J. BECKER und K.A. KUSTERER: *3-D Internal Flow and Conjugate Calculations of a convective Cooled Turbine Blade With Serpentine-Shaped and Ribbed Channels*. In: *Proceedings of the International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, Indianapolis, Indiana*, Seiten 99–GT–220, 1999.
- [10] BONHOFF, B., S. PARNEIX, J. LEUSCH, B.V. JOHNSON, J. SCHACKER und A. BÖLCS: *Experimental and numerical study of developed flow and heat transfer in coolant channels with 45 degree ribs*. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, 20:311–319, 1999.
- [11] BONHOFF, B., U. TOMM und B.V. JOHNSON: *Heat Transfer Predictions for U-Shaped Coolant Channels with Skewed Ribs and with Smooth Walls*. In: *Proceedings of Turbo Asia Conference - Jakarta, Indonesia*, Seiten 1–11. American Society of Mechanical Engineering ASME, 1996.
- [12] BREWSTER, R.A. und S. JONNAVITHULA: *Analyses of Heat Transfer in Stationary and Rotating Ribbed Blade Cooling Passages using Computational Fluid Dynamics*. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 934:440–447, 2001.
- [13] BUCHLIN, J-M. und F. CHARTIER: *Convective Heat Transfer in a Channel with a Perforated Rib*. Technischer Bericht, Addendum to the book *Measurement Techniques in Fluid Dynamics*, 2001.
- [14] CHAN, T.L.: *Evaluation of viewing-angle effect on determination of local heat transfer coefficients on a curved surface using transient and heat-coating liquid-crystal methods*. *Experiments in Fluids*, 31(4):447–456, 2001.
- [15] CHANDRA, P.R., J.-C. HAN und S.C. LAU: *Effect of Rib Angle on Local Heat/Mass Transfer Distribution in a Two-Pass Rib-Roughened Channel*. In: *Proceedings of Gas Turbine Conference and Exhibition - Anaheim, California*, Seiten 1–9. American Society of Mechanical Engineering ASME, 1987.
- [16] CHANTELOUP, D. und A. BÖLCS: *PIV investigation of the flow characteristics in 2-leg internal coolant passages of gas turbine airfoils with film cooling hole injection*. In: *Proceedings of the Fifth International Symposium*

---

*um on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Gdansk, Poland, Seiten 285–296, 2001.*

- [17] CHYU, M.K.: *Regional Heat Transfer in Two-Pass and Three-Pass Passages With 180-deg Sharp Turns*. Journal of Heat Transfer, 113:63–70, 1991.
- [18] CHYU, M.K.: *Regional Heat Transfer and Pressure Drop in Two-Pass and Three-Pass Flow Passages with 180-Degree Sharp Turns*. In: *Proceedings of Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition - Toronto, Ontario, Canada*, Seiten 1–8. American Society of Mechanical Engineering ASME, 1996.
- [19] CHYU, M.K., H. DING, J.P. DOWNS und F.O. SOECHTING: *Determination of Local Heat Transfer Coefficient Based on Bulk Mean Temperature Using a Transient Liquid Crystal Technique*. Journal of Experimental Thermal and Fluid Science, 18:142–149, 1998.
- [20] CHYU, M.K. und V. NATARAJAN: *Local Heat Transfer on a flat surface roughened with broken ribs*. In: *Proceedings of the Winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, San Francisco, California*, Seiten 25–31, 1989.
- [21] DEBEER, C.: *Research Activities 96-97: Turbulent Heat Transfer and Flow Phenomena, Aero-thermal performance of internal cooling channels*. Technischer Bericht, Van Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode Saint Genese, Belgium, 2001.
- [22] DEEN, N.G., J. WESTERWEEL und E. DELNOIJ: *Two-Phase PIV in Bubbly Flows: Status and Trends*. Chemical Engineering Technology, 25:97–101, 2002.
- [23] DITTUS, F.W. und L.M.K. BOELTER: *Publications in engineering*. Berkeley University of California, 2:443, 1930.
- [24] DROST, U.: *An Experimental Investigation of Gas Turbine Airfoil Aero-Thermal Film Cooling Performance*. Doktorarbeit, EPFL Lausanne, Switzerland, 1998.

- 
- [25] EKKAD, S.V.. und J.-C. HAN: *A Transient Liquid Crystal Thermography Technique for Gas Turbine Heat Transfer Measurements*. Journal of Measurement Science Technology, 11:957–968, 2000.
- [26] ELFERT, M.: *The Effect of Rotation and Buoyancy on Flow Development in a Rotating Circular Coolant Channel with radially Inward Flow*. Experimental Thermal and Fluid Science, 9:206–214, 1994.
- [27] ELLIOTT, L., D.B. INGHAM und J.D. WOOD: *Mixed Convection Flow of Newtonian and Non-Newtonian Fluids in a Horizontal Rectangular Duct*. Numerical Heat Transfer, 32:831–860, 1997.
- [28] FACHER, A.: *Amphiphile Polyamin-Dendromesogene - Synthese, Charakterisierung und Struktur-Eigenschafts-Beziehungen*. Doktorarbeit, Universität Bayreuth, 2000.
- [29] FARINA, D.J.: *Introduction to Liquid Crystal Thermography*. Image Therm Engineering, Inc., 2002.
- [30] FLEISCHER, A.: *Jet Impingement Cooling - Background Information*. Technischer Bericht, Department of Mechanical Engineering, University of Minnesota, USA, 1998.
- [31] FOSTER, E. und D. MICLOSOVIC: *Flow Visualization*. Technischer Bericht, OSU/AARL Hydrodynamics Laboratory, Ohio State University, USA, 2001.
- [32] FU, W.L., L.M. WRIGHT und J.-C. HAN: *Heat Transfer in a Two-Pass Rotating Rectangular Channel ( $AR = 1:2$  and  $AR = 1:4$ ) with  $45^\circ$  Angled Rib Turbulators*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, Vienna, Austria*, 2004.
- [33] GEPPERT, B.: *Flow Visualization*. Technischer Bericht, University of Washington Aeronautical Laboratory, 2001.
- [34] GNÜCHTEL, S.: *Kraftwerke mit Gasturbinen*. Technischer Bericht, Institut für Energietechnik, Technical University of Dresden, Germany, 2000.
- [35] GÜNTHER, A. und PH.R. VON ROHR: *Influence of the optical configuration on temperature measurements with fluid-dispersed TLCs*. Experiments in Fluids, 32:533–541, 2002.



- 
- [36] GRIGORIU, M.: *A Monte Carlo Solution of Heat Conduction and Poisson Equations*. Journal of Heat Transfer, 122:40–45, 2000.
- [37] GULLMAN-STRAND, J. und B.F. CARROLL: *Pressure Sensitive Paint Measurements in Planar Transonic Nozzle Flow*. AIAA Journal, 38(9):1758–1760, 2000.
- [38] GUO GUANG, SU, H.C. CHENG, J.-C. HAN und J.D. HEIDEMANN: *Computation of Flow and Heat Transfer in Rotating Smooth Channels with Several Channel Aspect Ratios by a Reynolds Stress Turbulence Model*. In: *Proceedings of 10th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Honolulu, Hawaii, 2004*.
- [39] HAASENRITTER, A., M. AMRO und B. WEIGAND: *An Experimental and Numerical Study of the Heat Transfer Performance of Sharp-edged and Roughened Ribs in Square Ducts*. In: *Proceedings of 9th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Honolulu, Hawaii, USA, 2002*.
- [40] HAASENRITTER, A. und B. WEIGAND: *Heat Transfer in triangular Rib-Roughened Channels*. In: *Proceedings of NHTC'01*, Seiten 1–7. 35th National Heat Transfer Conference, Anaheim, California, USA, 2001.
- [41] HAASENRITTER, A., M. WEISSSCHUH und B. WEIGAND: *Numerical Investigations on the Effect of Rotation in Cooling Channels*. In: *Proceedings of 5th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics, Praha, Czech Republik, 2003*.
- [42] HADJICONSTANTINOOU, N.G. und O. SIMEK: *Constant Wall-Temperature Nusselt Number in Micro and Nano-Channels*. Journal of Heat Transfer, 124:356–364, 2002.
- [43] HAJEK, J., J.H. WAGNER, B.V. JOHNSON, A.W. HIGGENS und G.D. STEUBER: *Effects of rotation on coolant passage heat transfer: Volume 1: Coolant passages with smooth walls*. Technischer Bericht, NASA, 1991.
- [44] HALL, S.D., M. BEHNIA, C.A.J. FLETCHER und G.L. MORRISON: *Investigation of the secondary corner vortex in a benchmark turbulent backward-facing step using cross-correlation particle imaging velocimetry*. Experiments in Fluids, 35:139–151, 2003.

- 
- [45] HAN, J.-C.: *Heat Transfer and Friction in Channels With Two Opposite Rib-Roughened Walls*. Journal of Heat Transfer, 106:774–781, 1984.
- [46] HAN, J.-C.: *Heat Transfer and Friction Characteristics in Rectangular Channels With Rib Turbulators*. Journal of Heat Transfer, 110:321–328, 1988.
- [47] HAN, J.-C., P.R. CHANDRA und S.C. LAU: *Local Heat/Mass Transfer Distributions Around Sharp 180 deg Turns in Two-Pass Smooth and Rib-Roughened Channels*. Journal of Heat Transfer, 110:91–98, 1988.
- [48] HAN, J.-C. und S. DUTTA: *Recent Developments in Turbine Blade Internal Cooling*. Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:162–178, 2001.
- [49] HAN, J.-C., S. DUTTA und S.V. EKKAD: *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*. Taylor and Francis, New York, London, 2000.
- [50] HAN, J.-C., S. DUTTA, J.S. PARK und C.K. LIE: *Heat Transfer and Pressure Drop in Blade Cooling Channels with Turbulence Promoters*. prepared for NASA CR-3837, Texas A&M University, 1984.
- [51] HAN, J.-C., L.R. GLICKSMAN und W.M. ROHSENOW: *An Investigation of Heat Transfer and Friction for Rib-Roughened Surfaces*. Journal of Heat and Mass Transfer, 21:1143–1156, 1978.
- [52] HAN, J.-C. und J.S. PARK: *Developing heat transfer in rectangular channels with rib turbulators*. Int. J. Heat Mass Transfer, 31:183–195, 1988.
- [53] HAN, J.-C. und P. ZHANG: *Effect of Rib-Angle Orientation on Local Mass Transfer Distribution in a Three-Pass Rib-Roughened Channel*. In: *Proceedings of Gas Turbine and Aeroengine Conference and Exposition - Toronto, Ontario, Canada*, Seiten 1–9. American Society of Mechanical Engineering ASME, 1989.
- [54] HAN, J.-C. und P. ZHANG: *Pressure Loss Distribution in Three-Pass channels With Rib Turbulators*. Journal of Turbomachinery, 111:515–521, 1989.

- 
- [55] HERMANSON, K. und S. PARNEIX: *Numerical simulation of pressure drop and heat transfer in turbine blade ribbed passages*. Technischer Bericht, ABB ALSTOM Power Technology Ltd, 1999.
- [56] HERMANSON, K., S. PARNEIX, J. VON WOLFERSDORF und K. SEMMLER: *Prediction of Pressure Loss and Heat Transfer in Internal Cooling Passages*. Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:448–455, 2001.
- [57] HIROTA, M., A. FUJITA, A. TANAKA, S. ARAKI und T. TANAKA: *Local Heat (Mass) Transfer Characteristics in Rectangular Ducts with a Sharp 180-Degree Turn*. Energy Convers. Mgmt, 38(10-13):1155–1168, 1997.
- [58] HIROTA, M., H. FUJITA, A. SYUHADA, S. ARAKI, T. YOSHIDA und T. TANAKA: *Heat/mass transfer characteristics in two-pass smooth channels with a sharp 180-deg turn*. Int. J. Heat Mass Transfer, 42:3757–3770, 1999.
- [59] HOFFS, A.: *Experimental Investigation of Heat Transfer and Film Cooling Effectiveness using the Transient Liquid Crystal Technique*. Doktorarbeit, EPFL Lausanne, Switzerland, 1996.
- [60] HÄRING, M.: *Experimentelle Untersuchung der örtlichen Wärmeübergangszahl an Gasturbinenschaufeln anhand der Sublimationstechnik im kompressiblen Strömungsbereich*. Doktorarbeit, EPFL Lausanne, Switzerland, 1996.
- [61] HWANG, G.J., S.C. TZENG, C.P. MAO und C.Y. SOONG: *Heat Transfer in a Radially Rotating Four-Pass Serpentine Channel With Staggered Half-V Rib Turbulators*. Journal of Heat Transfer, 123:39–50, 2001.
- [62] HWANG, J.J. und C.C. LUI: *Detailed heat transfer characteristic comparison in straight and 90-deg turned trapezoidal ducts with pin-fin arrays*. Int. J. Heat Mass Transfer, 42:4005–4016, 1999.
- [63] HWANG, J.J., W.-J. WANG und CHA’O KUANG CHEN: *Buoyancy-Driven Flow Reversal Phenomena in Radially Rotating Serpentine Ducts*. Journal of Heat Transfer, 122:179–183, 2000.

- 
- [64] HYUN, B.S., K. BALACHANDAR, K. YU und V.C. PATEL: *Assessment of PIV to measure mean velocity and turbulence in open-channel flow*. Experiments in Fluids, 33:262–267, 2003.
- [65] IDELCHIK, I.E.: *Handbook of Hydraulic Resistance*. Hemisphere Publishing Cooperation, New York, Washington, Philadelphia, London, 1986.
- [66] IRMISCH, S., D. WALKER, M. BETTELINI, A. HASELBACHER, E. BENZ und Y. KALLINDERIS: *Efficient use of hybrid grids in modern turbomachinery applications*. In: *Proceedings of 37th Aerospace Science Meeting and Exhibition, Reno, USA*, 1999.
- [67] JACOBS, M.: *DLR FB 96: Wärmeübergangsmessung am Modell eines Raumtransportsystems in supersonischer Strömung*. Technischer Bericht, Deutsches Zentrum der Luft- und Raumfahrt (DLR), Göttingen, 1996.
- [68] JACOBS, M.: *Strömungsvisualisierung*. Technischer Bericht, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, DLR, Germany, 1997.
- [69] JARIUS, M.P. und M. ELFERT: *Flow Investigation in a Two-Pass coolant Channel With/Without Ribbed Walls*. In: *Proceedings of XVI International Symposium on Air Breathing Engines (ISABE), Cleveland, Ohio*, Seite 123ff, 2003.
- [70] JENSEN, A., J.K. SVEEN, J. GRUE, J.-B. RICHON und C. GRAY: *Accelerations in water waves by extended particle image velocimetry*. Experiments in Fluids, 30(5):500–510, 2001.
- [71] JOHNSON, B.V., J.H. WAGNER und G.D. STEUBER: *Effects of rotation on coolant passage heat transfer: Volume 1: Coolant passages with normal and skew to the flow*. Technischer Bericht, NASA, 1993.
- [72] JOHNSON, B.V., J.H. WAGNER, G.D. STEUBER und F.C. YEH: *Heat Transfer in Rotating Serpentine Passages With Trips Normal and Skewed to The Flow*. Journal of Turbomachinery, 116:113–123, 1994.
- [73] JUNG, K.H.: *Mehrreihige Filmkühlung an gekrümmten Oberflächen*. Doktorarbeit, TU Darmstadt, Fachbereich Maschinenbau, 2001.
- [74] KALLINDERIS, Y.: *Prismatic Tetrahedral Grid Generation for Complex Geometries in Algorithms and Data Structures for Structured and Un-*

- 
- structured Grid Generation.* van Karman Institute of Fluid Dynamics, 1998.
- [75] KIGER, K.T. und C. PAN: *PIV Technique for the Simultaneous Measurement of Dilute Two-Phase Flows.* Journal of Fluids Engineering, 122:811–818, 2000.
- [76] KIML, R., S. MOCHIZUKI und A. MURATA: *Effects of Rib Arrangements on Heat Transfer and Flow Behavior in a Rectangular Rib-Roughened Passage: Application to Cooling of Gas Turbine Blade Trailing Edge.* Journal of Heat Transfer, 123(4):675–681, 2001.
- [77] KIRILLOV, A.I., V.V. RIS, E.M. SMIRNOV und D.K. ZAITSEV: *Numerical Simulation of Local Heat Transfer in Rotating Two-Pass Square Channels.* Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:456–463, 2001.
- [78] LAKSHMINARAYANA, B.: *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery.* Wiley, New York, 1996.
- [79] LANG, H., T. MORCK und J. WOITSETZSCHLÄGER: *Stereoscopic particle image velocimetry in a transsonic turbine stage.* Experiments in Fluids, 32:700–709, 2002.
- [80] LAU, S.C., R.D. McMILLIN und J.C. HAN: *Turbulent Heat Transfer and Friction in a square channel with discrete rib turbulators.* In: *Proceedings of the Winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, San Francisco, California*, Seiten 33–41, 1989.
- [81] LAU, S.C., R.D. McMILLIN und J.C. HAN: *Turbulent Heat Transfer and Friction in a square channel with discrete rib turbulators.* In: *Proceedings of the Winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, San Francisco, California*, Seiten 33–41, 1989.
- [82] LAVISION: *PIV System Manual.* LaVision GmbH, Goettingen, Germany, 2002.
- [83] LEINER, W., S. LORENZ, M. DIERICH und J. TORKAR: *Turbulent Flow Structure and Local Heat Transfer in Asymmetrically Ribbed Channels.* Technischer Bericht, Institut für Thermo- und Fluidodynamik, Ruhr-Universität Bochum, Germany.
-

- 
- [84] LEONARDI, S., P. ORLANDI, R.J. SMALLEY, L. DJENIDI und R.A. ANTONIA: *Direct Numerical Simulations of Turbulent Channel Flow with Traverse Square Bars on One Wall*. Journal of Fluid Mechanics, 491:229–238, 2003.
- [85] LIGRANI, P.M. und M.M. OLIVEIRA: *Comparison of Heat Transfer Augmentation Techniques*. AIAA Journal, 41(3):337–362, 2003.
- [86] LIN, Y.-L., T.I.-P. SHIH, M.A. STEPHENS und M.K. CHYU: *A Numerical Study of Flow and Heat Transfer in a Smooth and Ribbed U-Duct With and Without Rotation*. Journal of Heat Transfer, 123(2):219–232, 2001.
- [87] LUTUM, E.: *Experimentelle Filmkühluntersuchungen zylindrischer und konturierter Bohrungsgeometrien an gekrümmten Oberflächen*. Doktorarbeit, Universität Stuttgart, 2001.
- [88] MACDONALD, R.: *Liquid Crystals - Fascinating State of Matter*. Technischer Bericht, Optical Institute of the Technical University of Berlin, Germany, 1998.
- [89] MARTENSSON, G.E., J. GUNNARSSON, A.V. JOHANSSON und H. MÖRBERG: *Experimental investigation of a rapidly rotating turbulent duct flow*. Experiments in Fluids, 33:482–487, 2002.
- [90] METZGER, D.E.: *Cooling Techniques for Gas Turbine Airfoils - A survey*. In: *Proceedings of AGARD Conference, No.390*. AGARD Conference, Norway, 1985.
- [91] METZGER, D.E., C.W. PLEVICH und C.S. FAN: *Pressure Loss Through Sharp 180 Deg Turns in Smooth Rectangular Channels*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 106:677–681, 1984.
- [92] METZGER, D.E. und M.K. SAHM: *Heat Transfer Around Sharp 180-deg Turns in Smooth Rectangular Channels*. Journal of Heat Transfer, 108:500–506, 1986.
- [93] METZGER, D.E., R.P. VEDULA und D.D. BREEN: *The Effect of Rib Angle and Length on Convection Heat Transfer in Rib-Roughened Triangular Ducts*. In: *Proceedings of Thermal Engineering Joint Conference*. ASME/JSME, 1998.
-

- 
- [94] MOCHIZUKI, S., J. TAKAMURA, S. YAMAWAKI und WEN-JEI YANG: *Heat Transfer in Serpentine Flow Passages With Rotation*. Journal of Turbomachinery, 116:133–140, 1994.
- [95] MURATA, A. und S. MOCHIZUKI: *Large Eddy Simulation of Turbulent Heat Transfer in an Orthogonally Rotating Square Duct with Angled Rib Turbulators*. Journal of Heat Transfer, 123:858–867, 2001.
- [96] PAPE, D.: *Druckverlust und Wärmeübergang in einer 180° Umlenkung*. Technischer Bericht, Jahresbericht 2001, ITLR, Universität Stuttgart, Germany, 2001.
- [97] PAPE, D., H. JEANMART, J. VON WOLFERSDORF und B. WEIGAND: *Influence of the 180° Bend geometry on the Pressure Loss and heat Transfer in a high Aspect Ratio Rectangular Smooth Channel*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, Vienna, Austria*, Seiten 1–11. American Society of Mechanical Engineering ASME, 2004.
- [98] PAPE, D. und B. WEIGAND: *The Influence of Repeated Transient Heat Transfer Tests on the Measurement Accuracy*. In: *Proceedings of 10th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Honolulu, Hawaii*, Seite 109ff, 2004.
- [99] PAPE, D., J. VON WOLFERSDORF und B. WEIGAND: *A comparative Study of the Steady State and the Transient Liquid Crystal Technique for Determining the Heat Transfer Coefficients in a Bend*. In: *Proceedings of GAMM 2002, Augsburg, Germany*, 2002.
- [100] PARK, C.W., C. YOON und S.C. LAU: *Heat (Mass) Transfer in a Diagonally Oriented Rotated Two-Pass Channel With Rib-Roughened Walls*. Journal of Heat Transfer, 122:208–211, 2000.
- [101] PIIRTO, M., P. SAARENRINNE, H. ELORANTA und R. KARVINEN: *Measuring turbulence energy with PIV in a backward-facing step flow*. Experiments in Fluids, 33:219–236, 2003.
- [102] PRABHU, S.V. und R.P. VEDULA: *Pressure Drop Characteristics in a Rib Roughened Rotating Square Duct with a sharp 180 deg Bend*. Experimental Heat Transfer, Fluid Dynamics and Thermodynamics, Seiten 1483–1490, 1997.

- 
- [103] PRAISNER, T.J., D.R. SABATINO und C.R. SMITH: *Simultaneously combined liquid crystal surface heat transfer and PIV flow-field measurements*. Experiments in Fluids, 30(1):1–10, 2001.
- [104] RAFFEL, M., C. WILLERT und J. KOMPENHANS: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Springer Verlag, Berlin, Germany, 2001.
- [105] RATHJEN, L., D.K. HENNECKE, S. BOCK und R. KLEINSTÜCK: *Detailed heat/ Mass Transfer Distributions in a Rotating Two Pass Coolant Channel With Engine-Near Cross Section and Smooth Walls*. Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:432–439, 2001.
- [106] SABATINO, D.R., T.J. PRAISNER und C.R. SMITH: *A high-accuracy calibration technique for thermochromic liquid crystal temperature measurements*. Experiments in Fluids, 29:497–505, 2000.
- [107] SAHA, A.K. und S. ACHARYA: *Unsteady RANS Simulation of Turbulent Flow and Heat Transfer in Ribbed Coolant Passages of Different Aspect Ratio*. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, Vienna, Austria, 2004*.
- [108] SCHABACKER, J.: *PIV Investigation of the Flow Characteristics in Internal Cooling Passages of Gas Turbine Airfoils with Two Ducts Connected by a Sharp 180° Bend*. Doktorarbeit, EPFL Lausanne, Switzerland, 1996.
- [109] SCHIEDER, M., R. HÖCKER und J. VON WOLFERSDORF: *Heat transfer and pressure loss in a 180deg turn of a rectangular rib-roughened two pass channel*. In: *Proceedings of 5th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 2001*.
- [110] SCHLOTTKE, J.: *Numerische Untersuchung der Kühleffektivität in maschinennahen 180° Strömungsumlenkungen bei der internen Kühlung von Gasturbinenschaufeln*. Diplomarbeit, ITLR, Universität Stuttgart, Germany, 2004.
- [111] SCHMIDT, J.-R.: *PIV Measurements, Rotating Fluids*. Technischer Bericht, ZARM, University of Bremen, Germany, 2001.
- [112] SHAFIQU L ISLAM, M., K. HAGA, M. KAMINAGA, M. HINO und M. MONDE: *Experimental analysis of turbulent flow structure in a fully*



- 
- developed rib-roughened rectangular channel with PIV.* Experiments in Fluids, 33:296–306, 2002.
- [113] SMITH, C.R., D.R. SABATINO und T.J. PRAISNER: *Temperature sensing with thermochromic liquid crystals.* Experiments in Fluids, 30(4):190–201, 2001.
- [114] SOONG, C.Y. und G.J. LIN, S.T. ANS HWANG: *An Experimental Study of Convective Heat Transfer in Radially Rotating Rectangular Ducts.* In: *Proceedings of the Winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, San Francisco, California*, Seiten 1–9, 1989.
- [115] STAACKE, M.: *Numerische Untersuchung der Kühleffektivität in einer maschinennahen 180° Strömungsumlenkung bei der internen Kühlung von Gasturbinenschaufeln.* Diplomarbeit, ITLR, Universität Stuttgart, Germany, 2003.
- [116] SUDO, K., M. SUMIDA und H. HIBARA: *Experimental investigation on turbulent flow in a square-sectioned 90-degree bend.* Experiments in Fluids, 30:246–252, 2001.
- [117] TASLIM, M.E., C. CHRYSAFIS und D.M. KERCHER: *An Experimental Study of Heat Transfer in a Spanwise Rotating Channel Turbulated with 45 deg. Criss-Cross Ribs.* In: *Proceedings of the Winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, San Francisco, California*, Seiten 11–23, 1989.
- [118] TATSUMI, K., K. IWAI, K. INAOKA und K. SUZUKI: *Secondary flow effect to heat transfer of a duct with discrete rib turbulators.* Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:481–488, 2001.
- [119] TEKEISHI, K.-I. und S. AOKI: *Contribution of heat transfer to turbine blades and vanes for high temperature industrial gas turbines, Part 2: Heat Transfer on Serpentine Flow Passage.* Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:473–480, 2001.
- [120] TING, C.-C., A. HENZE und W. SCHRÖDER: *Heat Transfer Measurements in Supersonic Flow using the Liquid Crystal Display Technique.* In: *Proceedings of 11th AIAA/AAAF International Conference, Orleans, France*, Seiten AIAA 2002–5200, 1–11. AIAA, 2002.
-

- 
- [121] TRAEGER, I.E.: *Aircraft Gas Turbine Engine Technology*. McGraw-Hill, New York, Columbus, Woodland Hills, Peoria, 1996.
- [122] VOGEL, G.: *DIPS - Digital Image Processing System for liquid crystal measurements - Manual*. EPFL, Lausanne, Switzerland, 2000.
- [123] VOGEL, G. und A. BÖLCS: *A Novel Digital Image Processing System for the Transient Liquid Crystal Technique applied for Heat Transfer and Film Cooling Measurements*. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 934:297–304, 2001.
- [124] VOGEL, G. und B. WEIGAND: *A new evaluation method for transient liquid crystal experiments*. In: *Proceedings of NHTC'01*, Seiten 1–6. 35th National Heat Transfer Conference, Anaheim, California, USA, 2001.
- [125] WANG, Z., D.R.H. GILLESPIE und P.T. IRELAND: *Advances in Heat Transfer Measurements using Liquid Crystals*. In: *Proceedings of Engineering Foundation, Turbulent Heat Transfer, San Diego 1996*, Seiten 1–25, 1996.
- [126] WARHOLIC, M.D., D.K. HEIST, M. KATCHER und T.J. HANRATTY: *A study with particle-image velocimetry of the influence of drag-reducing polymers on the structure of turbulence*. *Experiments in Fluids*, 31:474–483, 2001.
- [127] WEIGAND, B.: *AG TURBO, Antrag zum Vorhaben 2.4.4B: Optimierung von rotierenden Multipass-Kühlkanälen, Wärmeübertragung am stationären Modell*. Technischer Bericht, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, Germany, 1999.
- [128] WEIGAND, B.: *Similarity and Analogy Considerations in Gas Turbine Blade Heat Transfer Design*. 2001.
- [129] WEIGAND, B.: *Turbinenschaufelkühlung*. In: *Stationäre Gasturbinen*, Seiten 601–623. Springer Verlag, 2003.
- [130] WEIGAND, B., K. SEMMLER und J. VON WOLFERSDORF: *Heat Transfer Technology for Internal Passages of Air-Cooled Blades for Heavy-Duty Gas Turbines*. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 934:179–193, 2001.

- 
- [131] WEIGAND, B., J. VON WOLFERSDORF und S.O. NEUMANN: *Internal Cooling for industrial Gas Turbines: Present state and novel approaches*. In: *Proceedings of the Fifth International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Gdansk, Poland*, Seiten 67–78, 2001.
- [132] WESTERWEEL, J.: *What is PIV ?* Technischer Bericht, Delft University of Technology, The Netherlands, 2001.
- [133] WILLETT, F.T. und A.E. BERGLES: *Heat Train Rotating Narrow Rectangular Ducts With Heated Sides Parallel to the r-z Plane*. *Journal of Heat Transfer*, 124:1–7, 2002.
- [134] WOITSETZSCHLÄGER, J.: *Optical in Turbomachinery - Flow and Vibration Analysis*. Technischer Bericht, Institute for Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics, TU Graz, Austria, 2001.
- [135] WOLFERSDORF, J. VON, R. HOECKER und C. HIRSCH: *A Data Reduction Procedure for Transient Heat Transfer Measurements in Long Internal Cooling Channels*. *Journal of Heat Transfer*, 120:314–321, 1998.
- [136] YAVUZKURT, S. und G. R. IYER: *Studies on Free Stream Turbulence as Related to Gas Turbine Heat Transfer, A Review of Authors' Past Work and Future Implications*. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 934:265–272, 2001.
- [137] YEH, F.C. und F.S. STEPKA: *Review and Status of Heat - Transfer Technology for Internal Passages of Air-Cooled Turbine Blades*. NASA Technical Paper, (2232):1–33, 1984.
- [138] ZHOU, F. und S. ACHARYA: *Mass/Heat Transfer in Dimpled Two-Pass Coolant Passages with Rotation*. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 934:424–431, 2001.



---

## A Anhang: Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen

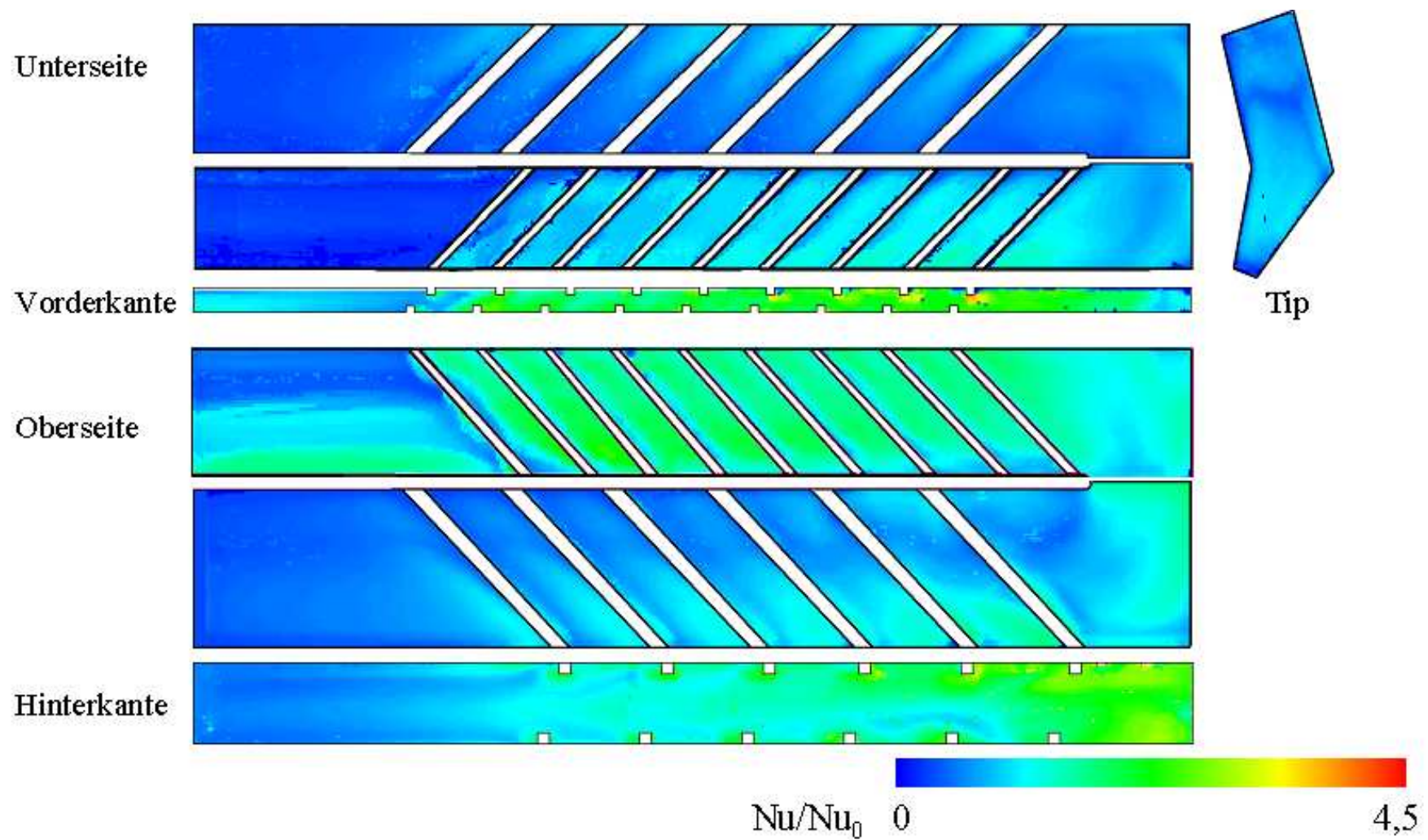


Abb. A.1: Wärmeübergänge, kleiner Kanal,  $Re = 10.000$ .

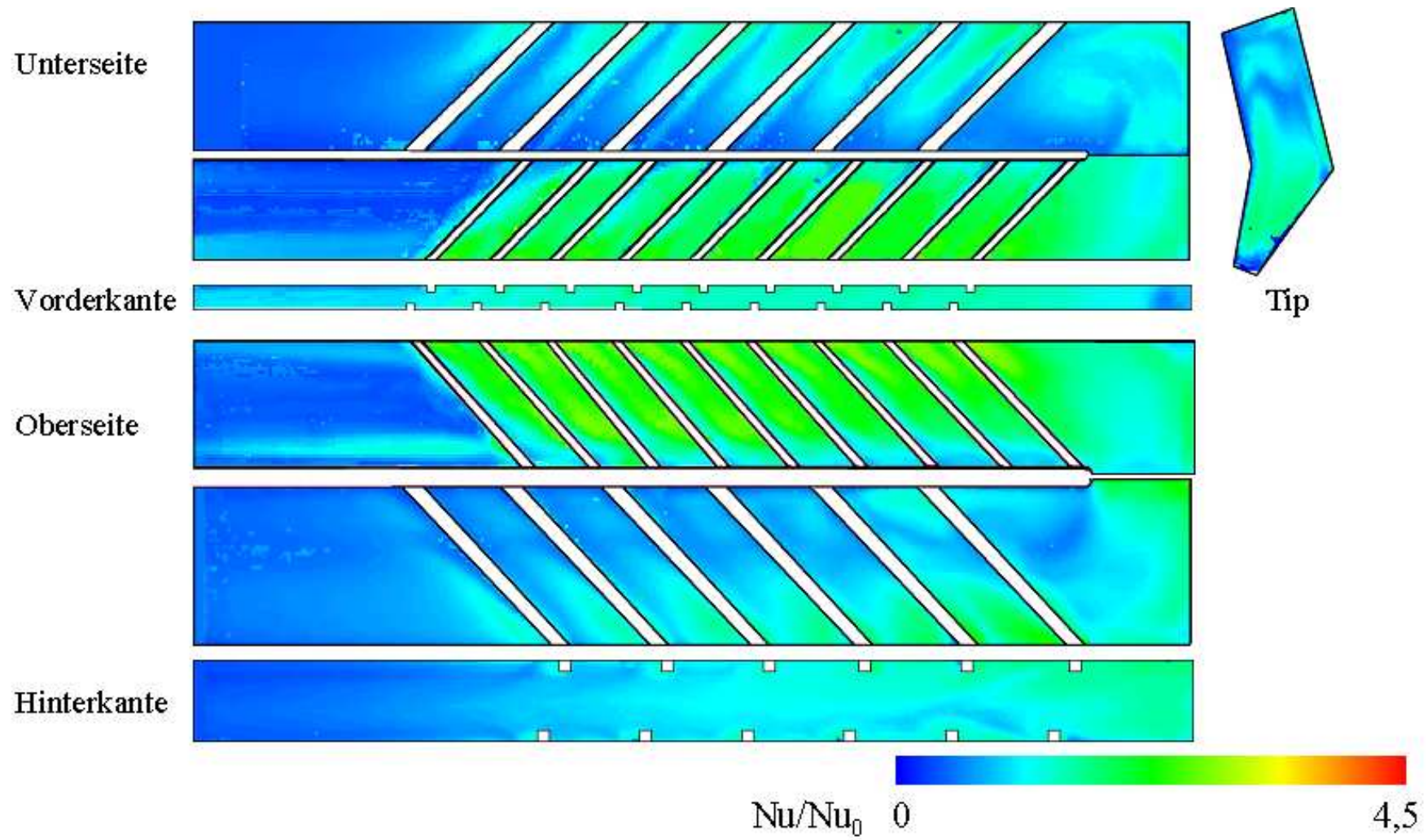


Abb. A.2: Wärmeübergänge, kleiner Kanal,  $Re = 20.000$ .



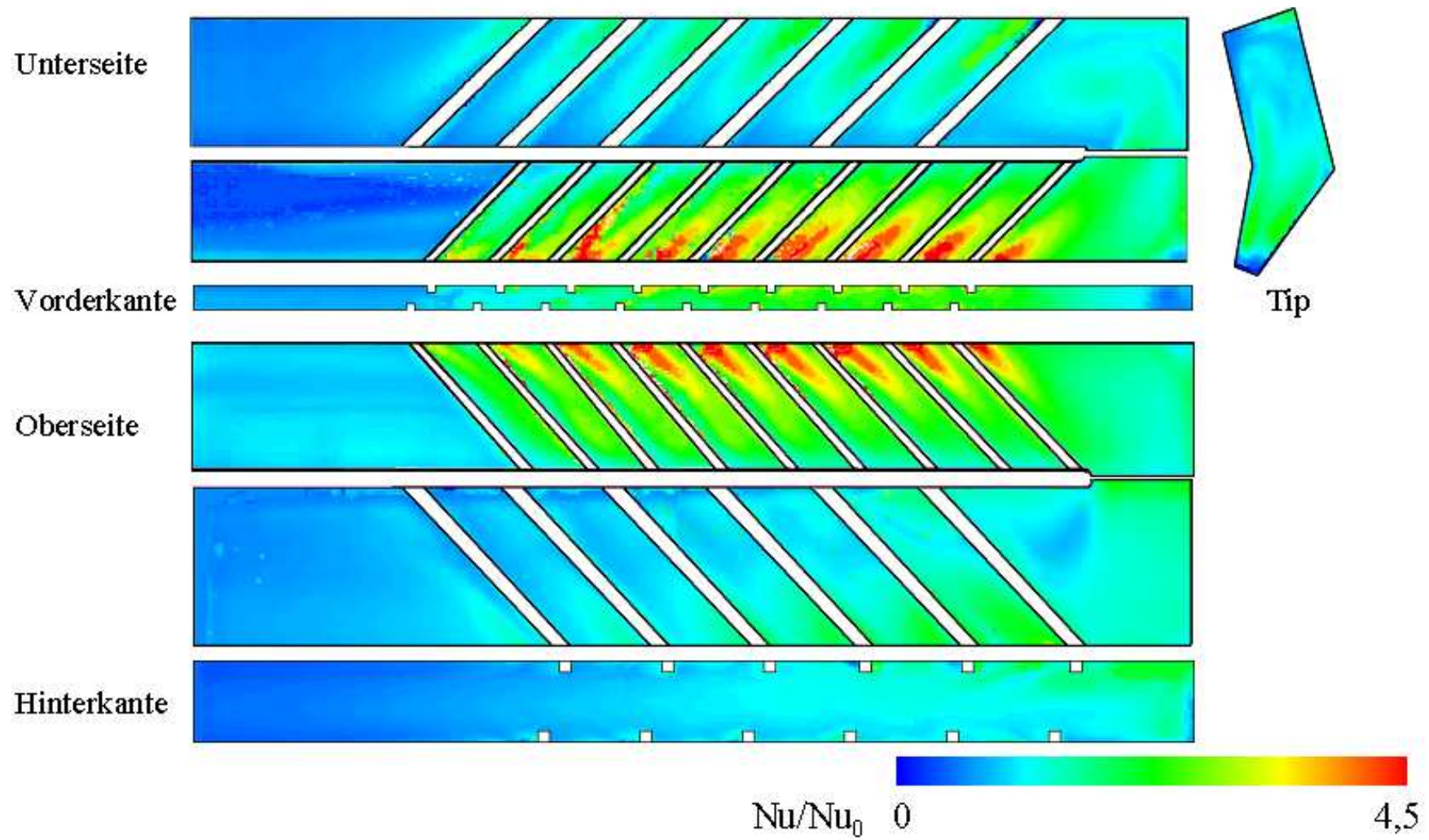


Abb. A.3: Wärmeübergänge, kleiner Kanal,  $Re = 50.000$ .



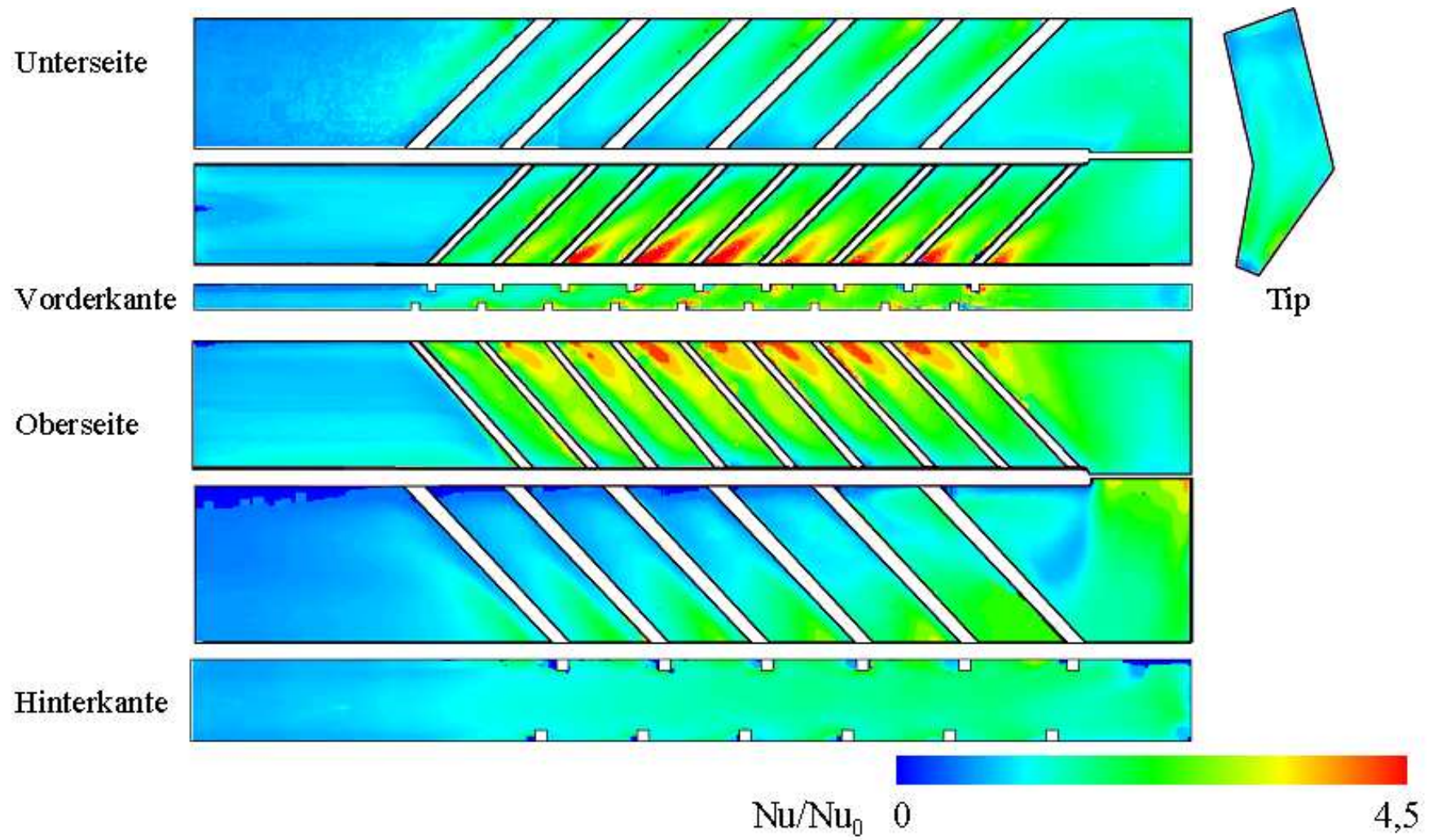


Abb. A.4: Wärmeübergänge, großer Kanal,  $Re = 50.000$ .

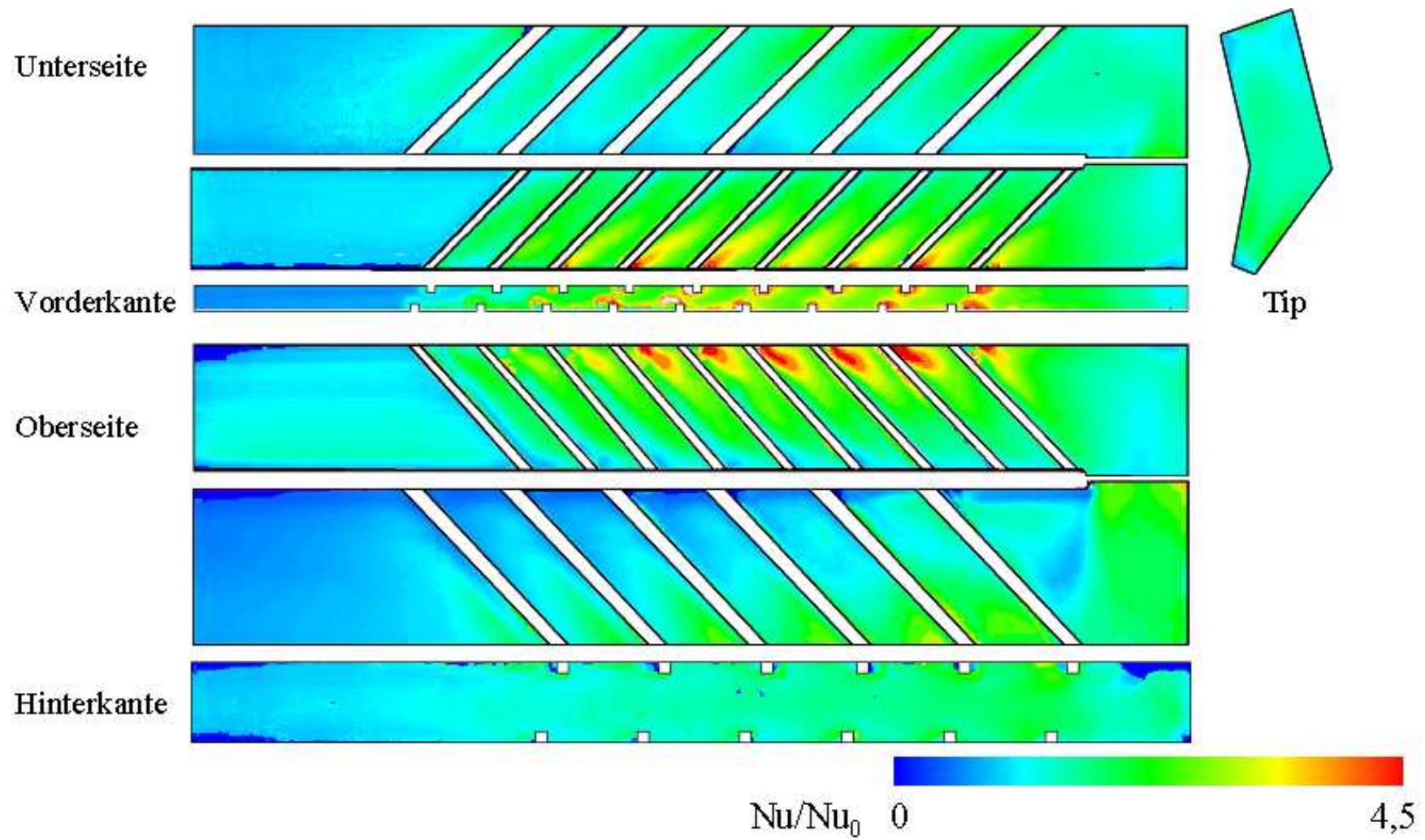


Abb. A.5: Wärmeübergänge, großer Kanal,  $Re = 100.000$ .



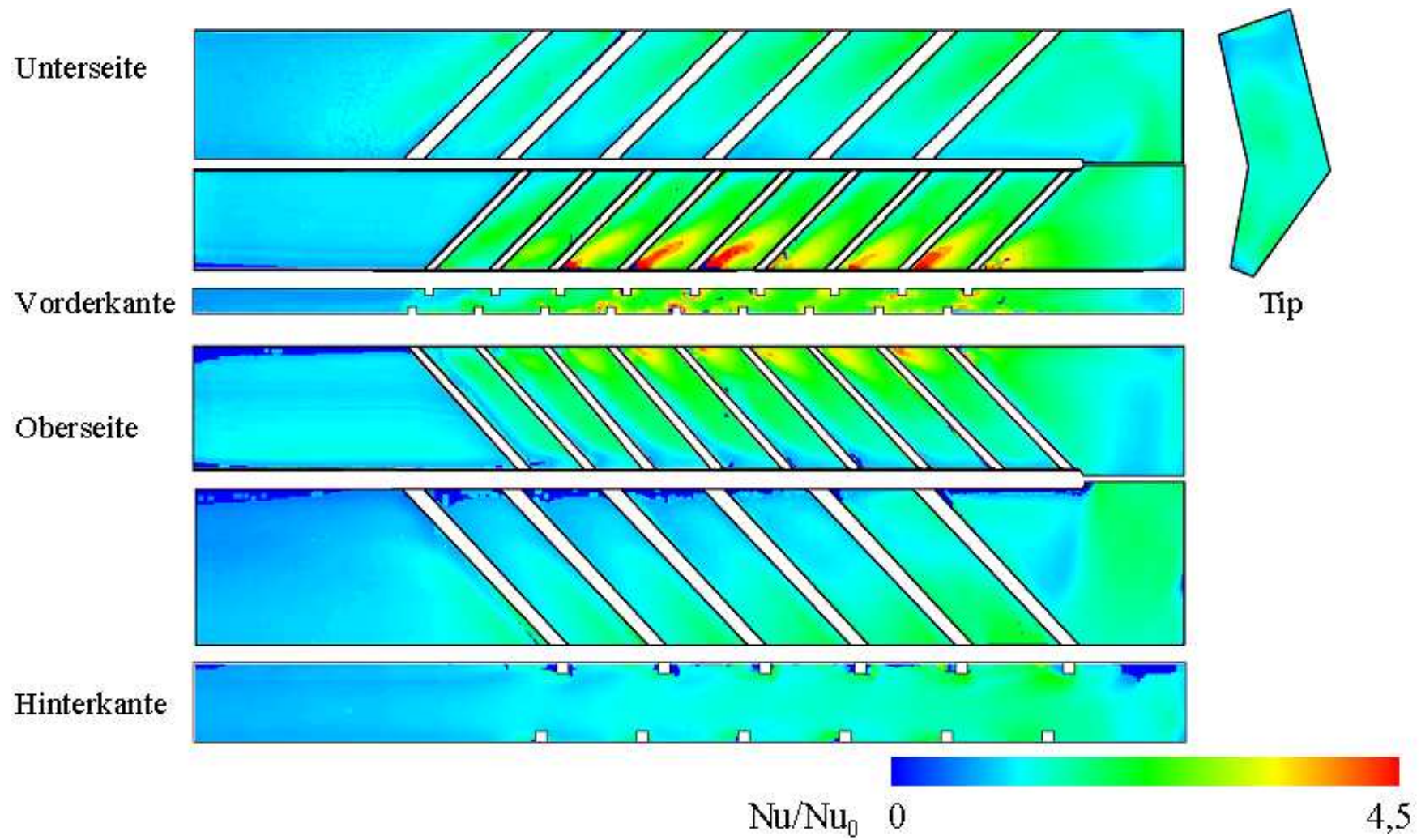


Abb. A.6: Wärmeübergänge, großer Kanal,  $Re = 150.000$ .

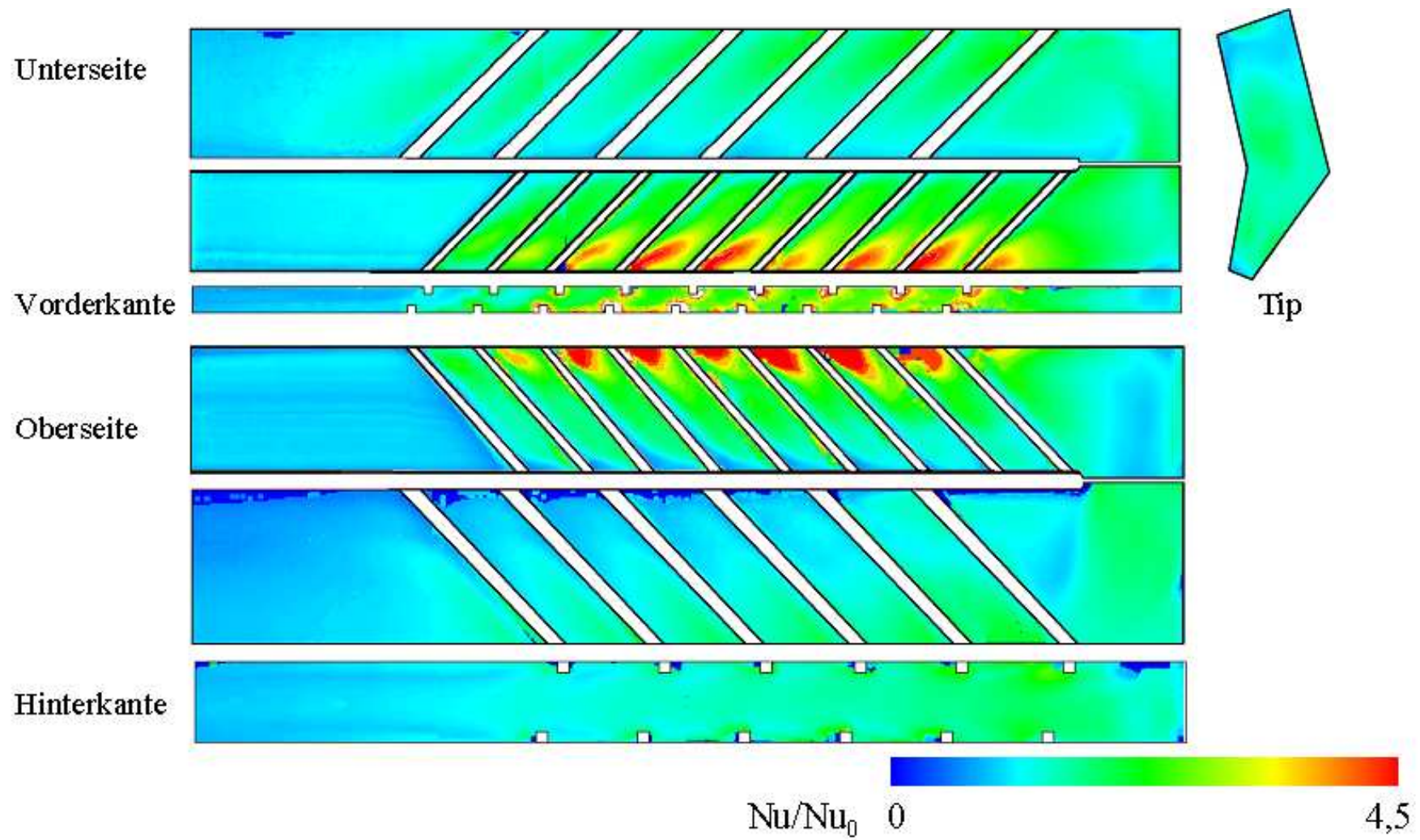


Abb. A.7: Wärmeübergänge, großer Kanal,  $Re = 200.000$ .





## Lebenslauf

|                               |  |
|-------------------------------|--|
| <b>Name</b>                   | Sonja Schubert   |
| <b>Wohnort</b>                | Lederschenstr. 45<br>69168 Wiesloch  |
| <b>Geburtsdatum</b>           | 26.06.1975   |
| <b>Geburtsort</b>             | Heidelberg   |
| <b>Nationalität</b>           | deutsch  |
| <b>Familienstand</b>          | ledig  |
| <b>Schulausbildung</b>        |  |
| 1981 - 1985                   | Pestalozzi-Grundschule Wiesloch-Baiertal   |
| 1985 - 1994                   | Gymnasium Wiesloch   |
| <b>Studium</b>                |  |
| 1994 - 2000                   | Studium der Luft- und Raumfahrttechnik, Universität Stuttgart<br>Vertiefungsrichtungen: Thermodynamik und Flugzeugbau                                      |
| <b>Praktische Tätigkeiten</b> |  |
| 1990 - 1993                   | Engelmann Feinwerktechnik GmbH, Baiertal<br>Aushilfsarbeiten in Vor- und Endmontage  |
| 1994                          | Kolbenschmidt AG, St. Leon-Rot<br>Grundpraktikum (Lehrwerkstatt, Versuch, Werkzeugbau)   |
| 1995                          | Helmlinger GmbH, Mühlhausen<br>Grundpraktikum (Modell- und Formenbau)  |
| 1996 - 1997                   | Daimler-Benz Aerospace Dornier, Friedrichshafen<br>Fachpraktikum (Abteilung Vibroakustik)  |
| 1997 - 1999                   | Hilfswissenschaftliche Tätigkeit am Institut für Thermodynamik<br>der Luft- und Raumfahrt (ITLR), Universität Stuttgart                                    |
| 1999 - 2000                   | EXTRA Flugzeugbau GmbH, Dinslaken<br>Diplomarbeit: Konstruktion und Festigkeitsnachweis des Triebwerks-<br>trägers für die EXTRA 400 P (später: EXTRA 500) |
| 2001 - 2004                   | wissenschaftliche Mitarbeiterin am ITLR, Universität Stuttgart<br>gleichzeitig Promotion   |
| seit Sept. 2004               | BEHR GmbH & CoKG<br>Anstellung als Entwicklungsingenieurin in der Vorentwicklung   |
| <b>Hobbies</b>                | Fallschirmspringen, Motorflug, Motorkunstflug, Tauchen   |







“Come to the edge.” he said.  
They said: “We are afraid.”  
“Come to the edge.” he said.  
They came. He pushed them —  
and they flew.

– Guillaume Appolinaire –