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

Experimentelle Untersuchung von Filmkühlung unter brennkammertypischen Strömungsbedingungen

Michael Straußwald, M.Sc.

Vollständiger Abdruck der von der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:	Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Christian Kähler
1. Gutachter:	Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner
2. Gutachter:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Die Dissertation wurde am 07.06.2021 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 09.12.2021 angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 19.01.2022 statt.

Vorwort

Die Arbeit wurde am Institut für Thermodynamik der Universität der Bundeswehr unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner durchgeführt. Ich bedanke mich bei Herrn Pfitzner für die Betreuung und die langjährige Unterstützung. Trotz einiger Rückschläge bei der Umsetzung der thermographischen PIV-Messungen hat Herr Pfitzner nie das Vertrauen in meine Arbeit verloren, wodurch ein erfolgreicher Abschluss des Projekts erst ermöglicht wurde.

Außerdem bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Tobias Sander und Herrn Dr. Christopher Abram für die fortlaufende Unterstützung im experimentellen Betrieb und insbesondere bei der Umsetzung der optischen Messtechnik. Des Weiteren danke ich Herrn Lukas Fischer für die hervorragende Zusammenarbeit im Forschungsprojekt und die intensiven Diskussionen im Rahmen der Turbulenzerzeugung, sowie bei der Interpretation der Messdaten.

Mein Dank gilt zudem allen technischen Mitarbeitern, Siegmund Bayer, Bernhard Bäumel, Josef Frimmer, Werner Hallmannseder und Annett Sturm, ohne die der Aufbau und der Betrieb der technischen Anlagen nicht möglich gewesen wäre, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Förderung des Projekts.

Abschließend bedanke ich mich bei meinen Eltern, Alois und Gabriele Straußwald, die mir das Studium ermöglicht haben, und bei meiner Lebensgefährtin Lisa Hannemann für die unermüdliche Unterstützung und die Geduld, die sie mir während der Verfassung der Dissertation entgegengebracht hat.

Juni 2021
Michael Straußwald

Kurzfassung

Filmkühlung ist eine weit verbreitete Technik, die bereits seit mehreren Jahrzehnten für die Kühlung thermisch belasteter Bauteile in Gasturbinen eingesetzt wird. Dadurch können höhere Betriebstemperaturen realisiert werden, was zu einem gesteigerten Wirkungsgrad führt. Gleichzeitig nehmen jedoch die NO_x-Emissionen zu, weshalb für zukünftige Triebwerke neue Brennkammerkonzepte entwickelt werden, die wiederum erhöhte Anforderungen an die Filmkühlung stellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Kühlfilmströmung einer optimierten Grabengeometrie bei verschiedenen brennkammertypischen Impulsverhältnissen ($I = 3{,}5$ / 5,7 / 8,3) mit der Kühlfilmströmung aus Effusionsbohrungen und einer geraden Grabengeometrie verglichen. Die Untersuchungen wurden in einem geschlossenen thermischen Windkanal bei einem Dichteverhältnis von $DR = 1{,}6$ durchgeführt. Da das Strömungsfeld in realen Brennkammern aufgrund von Mischungsprozessen eine hohe Turbulenz aufweist, wurden zwei aktive Turbulenzerzeuger entwickelt und in den Windkanal integriert. Das resultierende Strömungsfeld wurde zunächst mit Hitzdraht-Anemometrie charakterisiert, wobei im Versuchsaufbau schließlich Turbulenzgrade von $Tu = 16{,}4\,\%$ bzw. $22{,}7\,\%$ erreicht wurden. Diese Werte sind vergleichbar mit realen Strömungsdaten in der Nähe des Flammrohrs, weshalb durch den Einsatz der Turbulenzerzeuger filmkühltypische Strömungsbedingungen generiert werden können. Durch den Vergleich mit dem Einsatz bei niedriger Hauptströmungsturbulenz ($Tu = 5{,}3\,\%$) kann zudem der Einfluss erhöhter Turbulenz auf das Strömungsfeld bewertet werden.

Die Untersuchungen der Kühlfilmströmungen wurden mit einem neuen optischen Verfahren zur simultanen Bestimmung von Temperatur und Geschwindigkeit durchgeführt. Dabei werden die Möglichkeiten der Phosphor-Thermometrie mit der Particle Image Velocimetry verknüpft und so zweidimensionale Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder mit einer Wiederholrate von 6 kHz aufgezeichnet. Der Vorteil dieser Messtechnik liegt in der Visualisierung instantaner Strömungsstrukturen und in der Möglichkeit zur Berechnung des turbulenten Wärmestroms. Diese Daten steigern das Verständnis für die Mischungsprozesse in der Strömung und ermöglichen die Validierung von komplexen Turbulenzmodellen für die numerische Simulation. Da thermographische Phosphore wie ZnO dazu neigen, Agglomerate zu bilden, können klassische Seeder für das Seeding nicht eingesetzt werden. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit ein neues Seeder-Konzept entworfen und anschließend Varianten für niedrige (Kühlluft) und hohe (Hauptströmung) Volumenströme entwickelt.

Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder zeigen, dass klassische Effusionsbohrungen einen Kühlluftstrahl erzeugen, der bei brennkammertypischen Impulsverhältnissen von der Oberfläche abhebt. Dadurch wird eine obere und eine untere Scherschicht erzeugt, was eine stärkere Vermischung der Kühlluft mit der Hauptströmung zur Folge hat. Gerade und optimierte Grabengeometrien führen zu einer Reduzierung des wandnormalen Strömungsimpulses, wodurch die Kühlluft an der Oberfläche anliegt. Dadurch entsteht lediglich eine Scherschicht mit insgesamt we-

niger Vermischung, was die in der Literatur beobachtete verbesserte Kühlleistung dieser Geometrien erklärt. Bei erhöhter Hauptströmungsturbulenz kommt es im Falle der optimierten Grabengeometrie jedoch zu einer gesteigerten Vermischung, und Serien aus Einzelbildern zeigen, dass der Kühlfilm durch die starken Geschwindigkeitsfluktuationen temporär vollständig aufgelöst wird. Daher wird erwartet, dass die Kühlwirkung der optimierten Geometrie unter realen Brennkammerbedingungen stark abnehmen würde.

Abstract

Since many decades, film cooling is an essential technique to reduce heat loads in gas turbine combustors. Using this technique allows higher operating temperatures which maximizes the overall efficiency, but also increases emissions such as NO_x. New low emission combustor concepts require improved cooling techniques and therefore, the development of sophisticated film cooling concepts is necessary.

In this study, the resulting flow fields of an optimized trench geometry at combustion chamber relevant momentum ratios ($I = 3{,}5$ / $5{,}7$ / $8{,}3$) are compared with flow fields of a standard effusion hole geometry and a straight trench geometry. Measurements were carried out in a closed loop and heated wind tunnel facility at a density ratio of $DR = 1{,}6$. Since real combustors show high turbulence flow conditions, two active turbulence generators were designed and installed into the wind tunnel. To characterize the resulting turbulence generator flows, hot wire anemometry was applied and measurements in the final setup show turbulence intensities of $Tu = 16{,}4\,\%$ and $22{,}7\,\%$. These values are comparable to flows in the vicinity of the combustor liner, so film cooling relevant main flow velocities can be produced, and comparison with data at low turbulence conditions ($Tu = 5{,}3\,\%$) allows studying of increased turbulence effects.

For the investigation of the film cooling flows an optical temperature-velocity measurement technique was applied. This new technique combines Phosphor Thermometry and Particle Image Velocimetry to measure two-dimensional temperature and velocity fields simultaneously at a 6 kHz repetition rate. The advantage of this technique is that recorded data allow visualization of instantaneous flow behaviour and calculation of the turbulent heat flux. These data are important to understand the mixing processes in the flow and thus allow validation of more sophisticated turbulence models for numerical simulations. Implementation of this technique needs seeding of thermographic phosphor particles into the flows. Since thermographic phosphors such as ZnO tend to form agglomerates, standard seeding systems cannot be used for this purpose. Therefore, a new seeding concept was developed and seeders for low (cooling air) and high (main flow) volume flows were designed.

Temperature-velocity fields show that standard effusion holes produce a jet that is lifted off the surface when combustor relevant momentum ratios are applied. Therefore, an upper and a lower shear layer are formed and mixing with the main flow is increased. Using straight or optimized trench configurations, the wall normal flow momentum is reduced and consequently the cooling air stays attached to the surface. This leads to a single shear layer with reduced mixing and explains the improved cooling performance of trenched holes shown in the literature. At high turbulence conditions, however, the flow emanating from the optimized trench mixes rapidly with the surrounding main flow. Further, series of single image fields show that the cooling film gets temporally vanished by strong flow fluctuations and therefore, the cooling effect of the optimized trench in a real combustor application is expected to be low.

Vorveröffentlichungen

Im Vorfeld dieser Arbeit wurden diverse Beiträge in wissenschaftlichen Fachzeitschriften, auf internationalen Konferenzen und über sonstige Wege veröffentlicht. Die vorliegende Dissertation basiert in Teilen auf diesen Publikationen:

Fachzeitschriften

- Fischer, L. ; Straußwald, M. ; Pfitzner, M.: Analysis of LES and 1D Hot-Wire Data to Determine Actively Generated Main Flow Turbulence in a Film Cooling Test Rig. Angenommen zur Publikation in: Journal of Turbomachinery, April 2022 (TURBO-21-1282)
- Straußwald, M. ; Sander, T. ; Abram, C. ; Pfitzner, M.: Investigating the influence of mainstream turbulence and large vortices on gas turbine trenched film cooling flows using planar temperature-velocity imaging. Angenommen zur Publikation in: Journal of Turbomachinery, März 2022 (TURBO-21-1260)
- Straußwald, M. ; Abram, C. ; Sander, T. ; Beyrau, F. ; Pfitzner, M.: Time-resolved temperature and velocity field measurements in gas turbine film cooling flows with mainstream turbulence. In: Experiments in Fluids 62 (2021), Nr. 3
- Schreivogel, P. ; Abram, C. ; Fond, B. ; Straußwald, M. ; Beyrau, F. ; Pfitzner, M.: Simultaneous kHz-rate temperature and velocity field measurements in the flow emanating from angled and trenched film cooling holes. In: International Journal of Heat and Mass Transfer 103 (2016), S. 390–400

Konferenzen

- Fischer, L. ; Straußwald, M. ; Pfitzner, M.: Analysis of LES and 1D Hot-Wire Data to Determine Actively Generated Main Flow Turbulence in a Film Cooling Test Rig. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2021: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Virtuell, Online, Juni 2021 (GT2021-58661)
- Dalshad, R.; Straußwald, M.; Sander, T.; Pfitzner, M.: Isothermal PIV Measurement of Planar Film Injection with Regard to Reactive Film Cooling In: Proceedings of 5th International Conference on Experimental Fluid Mechanics. Neubiberg (München), Deutschland, Juli 2018
- Straußwald, M. ; Sander, T. ; Bakhtiari, A. ; Pfitzner, M.: High-speed velocity measurements of film cooling applications at high-turbulence main flow conditions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Lillestrøm (Oslo), Norwegen, Juni 2018 (GT2018-76458)

- Bakhtiari, A. ; Sander, T. ; Straußwald, M. ; Pfitzner, M.: Active turbulence generation for film cooling investigations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Lillestrøm (Oslo), Norwegen, Juni 2018 (GT2018-76451)

- Straußwald, M. ; Schmid, K. ; Müller, H. ; Pfitzner, M.: Experimental and Numerical Investigation of Turbulent Mixing in Film Cooling Applications. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition. Charlotte, North Carolina, USA, Juni 2017 (GT2017-64650)

- Abram, C. ; Schreivogel, P. ; Fond, B. ; Straußwald, M. ; Beyrau, F. ; Pfitzner, M.: Investigation of Film Cooling Flows using Thermographic Particle Image Velocimetry at a 6 kHz Repetition Rate. In: Proceedings of 18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. Lissabon, Portugal, Juli 2016

Sonstiges

- Straußwald, M. ; Bäumel, B.: Erzeugung eines heterogenen Gemischs aus einem Fluid und festen, flüssigen oder gasförmigen Partikeln. 2019. – Schutzrecht DE 10 2019 100 343 A1

- Straußwald, M. ; Sander, T. ; Pfitzner, M.: Heat transfer coefficient measurements for film cooling flows with on-glass IR thermometry. In: Proceedings of 3rd International WORKshop on Infrared Technologies. Olching (München), Deutschland, Oktober 2016

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis **xiii**

Tabellenverzeichnis **xv**

Symbolverzeichnis **xvii**

Abkürzungsverzeichnis **xxi**

1 Einleitung **1**

2 Filmkühlung in Gasturbinen **7**

2.1 Strömungsbedingungen in der Brennkammer 7

2.1.1 Grundlagen turbulenter Strömungen 8

2.1.2 Grenzschichtströmungen und Scherschichtströmungen 13

2.1.3 Turbulente Strömung einer Brennkammer 16

2.2 Grundlagen der Filmkühlung 19

2.2.1 Beschreibung der Wärmeübertragung an filmgekühlten Wänden 19

2.2.2 Kenngrößen und Einflussparameter 24

2.2.3 Strömungscharakteristik der Kühlluftausblasung 30

2.2.4 Optimierung der Kühlluftausblasung 37

2.2.5 Filmkühlung mit turbulenter Hauptströmung 41

2.3 Zielsetzung dieser Arbeit 47

3 Versuchsanlagen **49**

3.1 Geschlossener thermischer Windkanal 49

3.1.1 Aufbau der Messkammer 50

3.1.2 Kanalströmung und Kühlluftsystem 52

3.2 Atmosphärischer Windkanal 53

4 Entwicklung benötigter Geräte **56**

4.1 Turbulenzerhöhung in der Hauptströmung 56

4.1.1 Stand der Forschung 56

4.1.2 Konzept für den geschlossenen thermischen Windkanal 58
4.1.3 Aktives Turbulenzgitter 59
4.1.4 Wirbelgenerator 63
4.2 Partikelseeder für thermographische Phosphore 64
4.2.1 Seeder für kleine und mittlere Volumenströme 67
4.2.2 Seeder für hohe Volumenströme 69

5 Messtechnische Methoden 71
5.1 Sensorbasierte Messtechniken 71
5.2 Grundlagen zu den eingesetzten optischen Messverfahren 73
5.2.1 Particle Image Velocimetry 74
5.2.2 Infrarot-Thermographie 77
5.2.3 Phosphor-Thermometrie 80
5.3 Optische Strömungsfeldmessung 83
5.3.1 Kombination aus PIV und Phosphor-Thermometrie 84
5.3.2 ZnO als Tracerpartikel für Phosphor-Thermometrie 86
5.3.3 Gewonnene Erkenntnisse aus vorangegangenen Messkampagnen 87
5.3.4 Experimenteller Aufbau 90
5.3.5 Datenverarbeitung und Messunsicherheit 91
5.4 Optische Wärmeübergangsmessung 92
5.4.1 Ersatz für PMMA 94
5.4.2 Verbesserung der Phosphor-Thermometrie 99

6 Ergebnisse 101
6.1 Hitzdrahtmessungen 101
6.1.1 Strömungsfeld im GTW 102
6.1.2 Strömungsfeld der Turbulenzerzeuger 106
6.1.3 Grenzschichtprofile 107
6.2 Simultane Temperatur- und Geschwindigkeitsmessung 108
6.2.1 Mittlere Strömungsfelder 111
6.2.2 Profillinien senkrecht zur Oberfläche 116
6.2.3 Instantane Strömungsfelder 136

7 Zusammenfassung und Ausblick 148

A Anhang **153**

A.1 Ausgleichsvolumen in der Rückführung der Grenzschichtabsaugung . 153

A.2 Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die z-Profile 153

A.3 Zusätzliche Strömungsfelder aus den Thermo-PIV-Messungen 166

Literaturverzeichnis **173**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Schematische Darstellung einer Gasturbine. 2

1.2 Schematische Darstellung einer Brennkammer. 2

1.3 Filmkühlung einer Turbinenschaufel. 3

1.4 Einfluss der Primärzonentemperatur auf die Produktion von CO- und NO_x-Emissionen. 4

1.5 Primärzonentemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses – Betriebsbereich konventioneller Triebwerksregelung. 4

1.6 Primärzonentemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses – Betriebsbereich der Mager-Verbrennung. 5

1.7 Primärzonentemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses – Betriebsbereich der Fett-Mager-Verbrennung. 6

2.1 Schematische Darstellung der Energiekaskade. 10

2.2 Schematische Darstellung einer Grenzschichtströmung. 14

2.3 Schattenaufnahmen von Scherschichtströmungen mit ausgeprägten Kelvin-Helmholtz-Wirbeln. 15

2.4 Untersuchung des Strömungsfeldes in einer Modellbrennkammer im isothermen Betrieb. 17

2.5 Untersuchung des Strömungsfeldes in einer vorgemischten Modellbrennkammer im reaktiven Betrieb. 18

2.6 Turbulenzintensität und turbulente Längenskala in Wandnähe einer ringförmigen Brennkammer. 19

2.7 Schematische Darstellung des Wärmeübergangs an filmgekühlten Wänden. 21

2.8 Linearer Zusammenhang zwischen dem Wärmeübergangskoeffizienten einer filmgekühlten Wand und der dimensionslosen Kühllufttemperatur. 23

2.9 Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Erhöhung des lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei 90° Kühlluftausblasung. . . . 28

2.10 Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Erhöhung des lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei 35° Kühlluftausblasung. . . . 28

2.11 Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Filmkühleffektivität. 29

2.12 Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Kühlfilmtrajektorie. 29

2.13 Schematische Darstellung eines Schaufelprofils. 30
2.14 Schematische Darstellung des resultierenden Wirbelsystems einer Jet-In-Crossflow-Konfiguration. 31
2.15 Visualisierung der Wirbelstrukturen einer anliegenden Kühlfilmströmung. 32
2.16 Gemitteltes Strömungsfeld stromab einer Kühlluftausblasung in der Ebene $x/D = 4$. 34
2.17 Darstellung der Strömung in einer Kühlluftbohrung anhand diverser Schnittebenen. 36
2.18 Typische Bohrungsgeometrien für die Kühlluftausblasung. 38
2.19 Bohrungsgeometrien mit Vertiefungen. 39
2.20 Entwicklung einer optimierten Grabengeometrie – Basis-Layout und Vergleich mit der geraden Grabengeometrie. 40
2.21 Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die adiabate Filmkühleffektivität. 42
2.22 Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität. 43
2.23 Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die mittlere Temperaturverteilung in der Ebene $x/D = 10$. 43
2.24 Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die turbulente Schubspannung. 44
2.25 Untersuchung der Filmkühlung in der Primärzone einer Brennkammer mit Drallgeber. 45
2.26 Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die Genauigkeit von numerischen Simulationen. 46

3.1 Aufbau des geschlossenen thermischen Windkanals. 49
3.2 Schnittansicht der Messkammer im GTW. 50
3.3 Darstellung der drei untersuchten Filmkühlgeometrien. 51
3.4 Schematische Darstellung der Fluidbewegungen am GTW. 53
3.5 Aufbau des atmosphärischen Windkanals mit der schematischen Darstellung der Fluidbewegungen. 54
3.6 Nachbau der GTW-Kanalgeometrie im atmosphärischen Windkanal. . 54

4.1 Verbindungsstelle zwischen Düse und Messkammer mit Position der Turbulenzerzeuger. 58
4.2 Vorder- und Seitenansicht des aktiven Turbulenzgitters. 60
4.3 Detailansicht des aktiven Turbulenzgitters. 61

4.4 Vorder- und Seitenansicht des Wirbelgenerators. 63
4.5 Schematische Darstellung der Betriebsmodi des Wirbelgenerators. . . 64
4.6 Schematische Darstellung eines Wirbelbettgenerators. 65
4.7 Isometrische Ansicht des Seeders für kleine und mittlere Volumenströme. 68
4.8 Isometrische Ansicht des Seeders für hohe Volumenströme. 69

5.1 Streuprofil eines Ölpartikels mit $d_p = 1\,\mu$m. 76
5.2 Schematische Darstellung der PIV-Messtechnik. 77
5.3 Illustration der verschiedenen Elektronenübergänge bei der Photolumineszenz. 81
5.4 Temperatur und Geschwindigkeitsfluktuation im Nachlauf eines beheizten Zylinders. 84
5.5 Demonstration der Thermo-PIV-Messtechnik. 85
5.6 REM-Bilder von ZnO-Partikeln. 87
5.7 Vergleich des Intensitätsverhältnisses und der Sensitivität von ZnO und BAM:Eu. 87
5.8 Änderungen im experimentellen Aufbau für die Umsetzung von Thermo-PIV-Messungen am GTW. 89
5.9 Umsetzung der Thermo-PIV-Messungen am GTW. 91
5.10 Schematische Darstellung einer Messtechnik zur Bestimmung des Wärmeübergangs an filmgekühlten Wänden. 93
5.11 Einfluss der Hintergrundstrahlung auf die Messung der Temperaturverteilung auf der Oberfläche einer Platte aus Borofloat 33. 97
5.12 Transmission, Emission und Reflexion von Borofloat 33. 98
5.13 Gemessene Temperaturverteilung auf der Oberfläche einer Platte aus Borofloat 33 nach der Umsetzung diverser Maßnahmen. 99

6.1 Position der Hitzdrahtmessungen im GTW. 103
6.2 Normierte Strömungsgeschwindigkeit in der YZ-Ebene an den Positionen $X = 221\,$mm und $421\,$mm. 103
6.3 Turbulenzintensität und turbulente Längenskala in der YZ-Ebene an den Positionen $X = 221\,$mm und $421\,$mm. 104
6.4 Normierte Strömungsgeschwindigkeit, Turbulenzintensität und turbulente Längenskala in der YZ-Ebene an der Position $X = 644\,$mm. . 105
6.5 Turbulenzintensität und turbulente Längenskala im Nachlauf des aktiven Turbulenzgitters und des Wirbelgenerators. 107

6.6 Grenzschichtprofile stromauf der Kühlfilmströmung ohne Turbulenzerzeuger, mit aktivem Turbulenzgitter und mit Wirbelgenerator. . 108

6.7 Mittleres Strömungsfeld – Effusionsbohrung, $I = 5{,}7$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 112

6.8 Mittleres Strömungsfeld – Effusionsbohrung, $I = 5{,}7$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 112

6.9 Mittleres Strömungsfeld – Gerade Grabengeometrie, $I = 5{,}7$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 113

6.10 Mittleres Strömungsfeld – Gerade Grabengeometrie, $I = 5{,}7$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 113

6.11 Mittleres Strömungsfeld – Optimierte Grabengeometrie, $I = 5{,}7$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 115

6.12 Mittleres Strömungsfeld – Optimierte Grabengeometrie, $I = 5{,}7$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. . . 115

6.13 z-Profile – Effusionsbohrung, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 117

6.14 z-Profile – Effusionsbohrung, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 118

6.15 z-Profile – Effusionsbohrung, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 119

6.16 z-Profile – Effusionsbohrung, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 120

6.17 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 122

6.18 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 123

6.19 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 124

6.20 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 125

6.21 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 126

6.22 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 127

6.23 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 128

6.24 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 129

6.25 z-Profile – Geometrievergleich, $I = 3{,}5$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 131
6.26 z-Profile – Geometrievergleich, $I = 3{,}5$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 132
6.27 z-Profile – Geometrievergleich, $I = 5{,}7$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 133
6.28 z-Profile – Geometrievergleich, $I = 5{,}7$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 133
6.29 z-Profile – Geometrievergleich, $I = 8{,}3$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 134
6.30 z-Profile – Geometrievergleich, $I = 8{,}3$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 135
6.31 Bilderserie – Effusionsbohrung, $I = 3{,}5$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Einzelner Wirbel passiert den Kühlluftstrahl. 137
6.32 Bilderserie – Effusionsbohrung, $I = 3{,}5$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Kühlluftstrahl reißt ab. 138
6.33 Bilderserie – Effusionsbohrung, $I = 3{,}5$, $Tu = 22{,}7\,\%$ – Schwankung des Kühlluftstrahls um die zentrale Stromlinie. 139
6.34 Bilderserie – Effusionsbohrung, $I = 3{,}5$, $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlluftstrahl wird zurückgedrängt. 140
6.35 Bilderserie – Gerade Grabengeometrie, $I = 3{,}5$, $Tu = 5{,}3\,\%$ – Einzelner Wirbel passiert den Kühlfilm. 143
6.36 Bilderserie – Gerade Grabengeometrie, $I = 3{,}5$, $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlfilm hebt ab. 144
6.37 Bilderserie – Gerade Grabengeometrie, $I = 3{,}5$, $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlfilm reißt ab. 145
6.38 Bilderserie – Gerade Grabengeometrie, $I = 3{,}5$, $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlfilmdicke nimmt zu. 146

A.1 Schematische Darstellung der Fluidbewegungen am GTW mit Ausgleichsvolumen. 153
A.2 z-Profile – Effusionsbohrung, $x/D = 0$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 154
A.3 z-Profile – Effusionsbohrung, $x/D = 0$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 155
A.4 z-Profile – Effusionsbohrung, $x/D = 5$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 156
A.5 z-Profile – Effusionsbohrung, $x/D = 5$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 157

A.6 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $x/D = 0$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 158
A.7 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $x/D = 0$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 159
A.8 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $x/D = 5$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 160
A.9 z-Profile – Gerade Grabengeometrie, $x/D = 5$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 161
A.10 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $x/D = 0$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 162
A.11 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $x/D = 0$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 163
A.12 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $x/D = 5$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 164
A.13 z-Profile – Optimierte Grabengeometrie, $x/D = 5$ – Turbulenter Wärmestrom und turbulentes Moment. 165
A.14 Mittleres Strömungsfeld – Effusionsbohrung, $I = 5{,}7$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 166
A.15 Mittleres Strömungsfeld – Gerade Grabengeometrie, $I = 5{,}7$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 166
A.16 Mittleres Strömungsfeld – Optimierte Grabengeometrie, $I = 5{,}7$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Geschwindigkeit und Temperatur. 166
A.17 Bilderserie – Effusionsbohrung, $I = 3{,}5$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Schwankung des Kühlluftstrahls um die zentrale Stromlinie. 167
A.18 Bilderserie – Effusionsbohrung, $I = 3{,}5$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlluftstrahl wird zurückgedrängt. 168
A.19 Bilderserie – Gerade Grabengeometrie, $I = 3{,}5$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlfilm reißt ab. 169
A.20 Bilderserie – Gerade Grabengeometrie, $I = 3{,}5$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlfilmdicke nimmt ab. 170
A.21 Bilderserie – Gerade Grabengeometrie, $I = 3{,}5$, $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlfilmdicke nimmt zu. 171

Tabellenverzeichnis

4.1 Phasenverschiebung der Motorpositionen für den Betrieb des aktiven Turbulenzgitters mit konstanter Verblockung des Windkanals. 62

5.1 Systematische Fehler der eingesetzten Temperatursensoren. 72

5.2 Systematische Fehler der mittleren Geschwindigkeit und der mittleren Fluktuation bei der Hitzdraht-Anemometrie mit Eindraht-Sonden. . . 73

6.1 Übersicht über die durchgeführten Messreihen mit Thermo-PIV. . . . 109

6.2 Übersicht über die Normierung der gemittelten Größen. 110

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
Lateinisch		
A	Bohrungsquerschnitt	m^2
c_p	spezifische Wärmekapazität	$J/(kgK)$
C	Konstante	$-$
$\widetilde{C}$	Konstante der Methode B	$-$
C_h	Sensitivitätskoeffizient (Neigungsfaktor)	$-$
C_k	Sensitivitätskoeffizient (Gierfaktor)	$-$
d	Durchmesser	m
D	Bohrungsdurchmesser	m
DR	Dichteverhältnis	$-$
e	turbulente kinetische Energie pro Masseneinheit	J/kg
E	Energie	J
ΔE	Aktivierungsenergie	J
f	Frequenz	Hz
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
h	Wärmeübergangskoeffizient	$W/(m^2K)$
I	Impulsverhältnis	$-$
k	Wellenzahl	$1/m$
k_B	Boltzmann-Konstante	J/K
l_T	turbulente Längenskala	m
l_η	Kolmogorov-Länge	m
l^*	charakteristische Länge	m
L	Intensität der Lumineszenzstrahlung	W
M	Ausblaserate	$-$
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
M_Λ	spektrale Leistungsdichte	$W/(m^2m)$
$M_{\Lambda S}$	spektrale Leistungsdichte (schwarzer Körper)	$W/(m^2m)$
M_S	integrierte Leistungsdichte (schwarzer Körper)	W/m^2
N	Anzahl der Einzelwerte pro Messung	$-$
p	Druck	Pa
P	Optimierungsparameter	m

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\dot{q}$	flächenspezifischer Wärmestrom	W/m^2
$\Delta\dot{q}$	Nettowärmestromreduzierung	W/m^2
r	Rate der Energieübergänge	$-$
Re	Reynolds-Zahl	$-$
R_{uu}	Korrelationskoeffizient	$-$
S	symmetrischer Teil des Tensors der Geschwindigkeitsgradienten	$1/s$
Sr	Strouhal-Zahl	$-$
St	Stokes-Zahl	$-$
t	Zeit	s
t_0	Abklingzeit	s
Δt	Zeitversatz	s
Δt_0	Zeitversatz bis zum Nulldurchgang	s
$\widetilde{t}$	Zeitbereich	s
t^*	charakteristische Zeit	s
t_T	turbulente Zeitskala	s
T	Temperatur	K
T'	Schwankungsanteil der Temperatur	K
Tu	Turbulenzgrad	$-$
u	Geschwindigkeit	m/s
u'	Schwankungsanteil der Geschwindigkeit	m/s
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit	m/s
u^*	charakteristische Geschwindigkeit	m/s
U	Spannung	V
VR	Geschwindigkeitsverhältnis	$-$
x, y, z	Koordinatensystem (Allgemein)	m
x	Koordinate in Strömungsrichtung	m
y	Koordinate lateral zur Strömungsrichtung	m
z	Koordinate vertikal zur Strömungsrichtung	m
Δx	Verschiebung in x-Richtung	m
Δy	Verschiebung in y-Richtung	m
X, Y, Z	Koordinatensystem (Turbulenzerzeuger)	m
X	Koordinate in Strömungsrichtung	m
Y	Koordinate lateral zur Strömungsrichtung	m
Z	Koordinate vertikal zur Strömungsrichtung	m

Symbol	Beschreibung	Einheit
ΔX	Abstand in X-Richtung	m
Griechisch		
α	Anstellwinkel	$^\circ$
α_p	thermische Diffusivität (Temperaturleitfähigkeit)	m^2/s
γ	Position des Wirbelgenerators	$^\circ$
δ	Grenzschichtdicke	m
δ_1	Verdrängungsdicke	m
δ_2	Impulsverlustdicke	m
ε	Emissionsgrad	$-$
ε_d	Dissipationsrate	m^2/s^3
ε_p	turbulente Diffusivität	m^2/s
ζ	Druckverlustbeiwert	$-$
η	Filmkühleffektivität	$-$
θ	dimensionslose Temperatur	$-$
Θ'	Schwankungswert einer skalaren Größe	$-$
κ	Wärmeleitfähigkeit	$W/(mK)$
λ	Eigenwert	$-$
Λ	Wellenlänge	m
μ	dynamische Viskosität	$kg/(ms)$
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
ρ	Dichte	kg/m^3
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$W/(m^2K^4)$
$\sigma_\boxdot$	Standardabweichung bzw. quadratischer Mittelwert einer Größe	$-$
τ	Schubspannung	N/m^2
τ^m	molekulare Schubspannung	N/m^2
τ^t	turbulente Schubspannung	N/m^2
φ	Phasenverschiebung	$^\circ$
Φ	Signal	$-$
ω	Wirbelstärke	$1/s$
Ω	antisymmetrischer Teil des Tensors der Geschwindigkeitsgradienten	$1/s$

Symbol	Beschreibung	Einheit
Indizes		
aw	adiabate Wand	
bg	Hintergrund	
bk	Brennkammer	
bn	Binormalenrichtung	
c	Kühlluftströmung	
det	Detektor	
e	effektiv	
fc	mit Filmkühlung	
fl	Strömung bzw. Fluid	
i	Index	
if	Innenfläche	
in	Bohrungseintritt	
ir	Intensitätsverhältnis	
iw	isoenergetische Wand	
j	Index	
m	Heißgasströmung	
n	Normalenrichtung	
nc	ohne Filmkühlung	
nr	strahlungsloser Übergang	
obj	Messobjekt	
out	Bohrungsaustritt	
p	Partikel	
pl	Plenum	
pre	Kalibrierparameter vor der Messung bestimmt	
r	strahlungsbehafteter Übergang	
s	Sonde	
ta	Tangentialenrichtung	
t	total	
w	Wand	
x	x-Richtung	
y	y-Richtung	
z	z-Richtung	
∞	Fernfeld	

Abkürzungsverzeichnis

ACARE

Advisory Council for Aeronautics Research in Europe

AWK

Atmosphärischer Windkanal

BAM:Eu

Thermographischer Phosphor mit der Summenformel $BaMgAl_{10}O_{17}:Eu^{2+}$

CCD

Charge-Coupled Device

CMOS

Complementary Metal Oxide Semiconductor

CTA

Constant Temperature Anemometry

FOV

Field of View

GTW

Geschlossener Thermischer Windkanal

IR

Infrarot

KH

Kelvin-Helmholtz

LED

Light-Emitting Diode

LES

Large Eddy Simulation

Nd:YAG

Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat, Summenformel: $Nd:Y_3Al_5O_{12}$

PIV

Particle Image Velocimetry

PMMA

Polymethylmethacrylat

RANS

Reynolds Averaged Navier Stokes

REM

Rasterelektronenmikroskop

RMS

Root Mean Square

Thermo-PIV

Thermographic Particle Image Velocimetry

UCH

unverbrannte Kohlenwasserstoffe

UV

Ultraviolett

1 Einleitung

Mit der Vision 2020 haben die Europäische Union sowie Vertreter aus Wirtschaft und Wissenschaft im Rahmen des Advisory Council for Aviation Research (ACARE) Leitmotive und Ziele für die europäische Luftfahrt definiert. Unter anderem sollen die CO_2-Emissionen pro Passagierkilometer um 50 % sowie NO_x-Emissionen um 80 % reduziert werden (European Commission, 2001). Als Vergleichswert dient ein Flugzeug mit dem technischen Stand des Jahres 2000. Noch während der Laufzeit der Vision 2020 wurden die Emissionsziele im Rahmen des FlightPath 2050 (veröffentlicht im Jahr 2011) auf 75 % bzw. 90 % erhöht (European Commission, 2011). Unabhängig vom Erfolg der Vision 2020 müssen also weiterhin hohe Anstrengungen unternommen werden, um die ehrgeizigen Ziele des ACARE zu erreichen.

Der Großteil der Schadstoffemissionen am Flughafen und in der Luft wird in den Triebwerken der Flugzeuge erzeugt. In Abbildung 1.1 ist eine typische dreistufige Fluggasturbine schematisch dargestellt. Zunächst wird Luft angesaugt und verdichtet. Danach wird die verdichtete Luft in der Brennkammer mit dem Treibstoff vermischt und verbrannt. Anschließend wird das Abgas in der Turbine entspannt, wodurch der Verdichter angetrieben wird. Die überschüssige Energie im Abgasstrahl wird am Triebwerksaustritt schließlich für die Schuberzeugung genutzt. Damit die dabei entstehenden Emissionen reduziert werden können, ist eine kontinuierliche Verbesserung der verschiedenen Triebwerkskomponenten von entscheidender Bedeutung. Ein großes Augenmerk liegt dabei auf der Brennkammer (schematisch dargestellt in Abbildung 1.2), in der die chemische Umsetzung des Treibstoffs erfolgt und somit maßgeblich die Menge und Zusammensetzung der Schadstoffemissionen bestimmt wird.

Die Menge der Emissionen an Kohlenstoffdioxid (CO_2) steht im Gegensatz zu anderen Schadstoffen, wie beispielsweise Kohlenstoffmonoxid (CO) oder Stickoxide (NO_x), im direkten Zusammenhang mit der Menge des verbrannten Treibstoffs (Bräunling, 2015). Eine Reduzierung der CO_2-Emissionen kann somit lediglich durch die Reduzierung des spezifischen Treibstoffverbrauchs[1] oder durch einen Wechsel auf alternative Treibstoffe mit einem geringeren Kohlenstoffanteil erreicht werden. Langfristig steht insbesondere Wasserstoff als Ersatz für die aktuell verwendeten Treibstoffe zur Diskussion, da die Umsetzung von Wasserstoff vollständig ohne CO_x-Emissionen auskommen würde. Dessen Einsatz für die Luftfahrt steckt jedoch noch in den Kinderschuhen. Somit bleibt für die Reduzierung der CO_2-Emissionen derzeit nur die Absenkung des spezifischen Treibstoffverbrauchs. Das bedeutet für die Triebwerksentwicklung, dass der Gesamtwirkungsgrad der Triebwerke durch effizientere Triebwerkskonzepte verbessert werden muss.

[1] Der spezifische Treibstoffverbrauch beschreibt das Verhältnis aus Brennstoffmassenstrom und erzeugtem Schub.

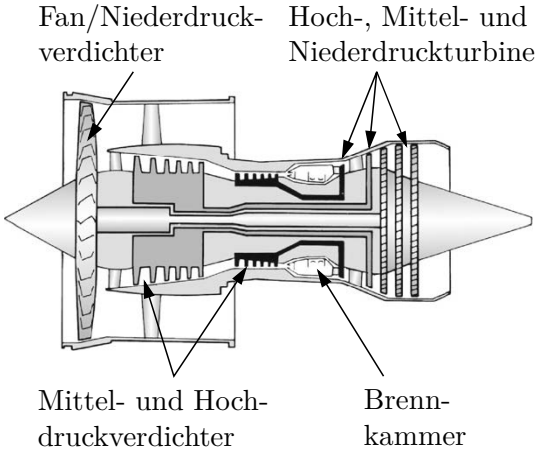

Abbildung 1.1: Schematische Darstellung einer dreiwelligen Gasturbine, bestehend aus Verdichter, Brennkammer und Turbine. (Bräunling, 2015, Abbildung bearbeitet)

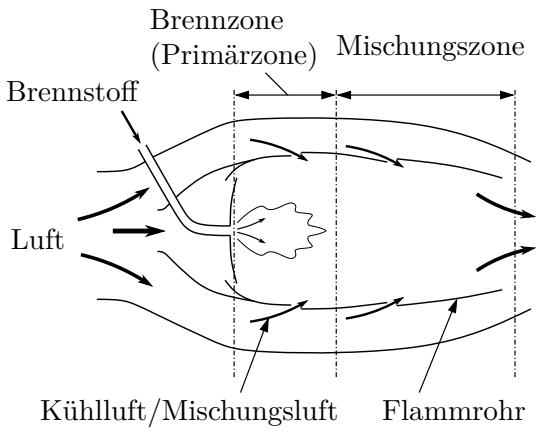

Abbildung 1.2: Schematische Darstellung einer Brennkammer. In der Primärzone des Flammrohrs wird der Treibstoff verbrannt. Anschließend wird in der Mischungszone die Turbineneintrittstemperatur eingestellt.

Aus dem Joule-Prozess[2] ergibt sich, dass – bei gleichbleibenden Komponentenwirkungsgraden – der Gesamtwirkungsgrad durch Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses und der Turbineneintrittstemperatur gesteigert werden kann. Unabhängig von den ACARE-Zielen wurden diese Optimierungsmöglichkeiten in den vergangenen Jahrzehnten bereits zur Steigerung der Triebwerksleistung genutzt. Die fortlaufende Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses zeigt sich heute in Brennkammerdrücken zwischen 30 bar und 45 bar, wobei Verbrennungstemperaturen von 2200 K – 2600 K erreicht werden. Parallel wurde die Temperatur am Turbineneintritt auf bis zu 2000 K erhöht. Mit 1100 K Dauerlast und max. 1250 K in der Spitze kommen dabei selbst moderne Werkstoffe an die Grenzen ihrer Belastbarkeit. Eine thermische Schutzschicht aus Keramik mit einer Dicke von 0,4 mm – 0,5 mm entlastet das aus Metall gefertigte Flammrohr (siehe Abbildung 1.2) und die Turbinenschaufeln lediglich um 40 K – 70 K. Die verbleibende Temperaturdifferenz wird deshalb durch aktive Kühlung mit kalter Luft gewährleistet. (Boyce, 2012; Bräunling, 2015)

Ein Konzept, das in aktuellen Triebwerken bereits eingesetzt wird, ist die sogenannte Filmkühlung. Dabei wird die kalte Luft als isolierende Schicht zwischen die Wand und die heiße Gasströmung geleitet. Die Bereitstellung der kalten Luft erfolgt meist über einen Schlitz, oder, wie in Abbildung 1.3 am Beispiel einer Turbinenschaufel gezeigt, über angestellte Bohrungen, die über die Oberfläche verteilt sind. Für die Verteilung der Kühlluft innerhalb des Triebwerks ist ein Druckgefälle notwendig. Entsprechend muss die Kühlluft der maximal verdichteten Luft nach der letzten Verdichterstufe entnommen werden, damit die Kühlluft an die notwendigen

[2]Der Joule-Prozess beschreibt den thermodynamischen Kreisprozess einer Gasturbine in idealisierter Form und dient somit als Vergleichsprozess für die Vorgänge in einer realen Gasturbine.

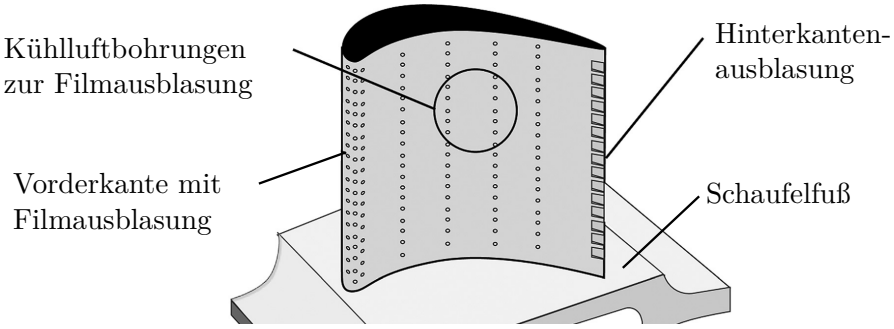

Abbildung 1.3: Filmkühlung einer Turbinenschaufel. (Acharya und Kanani, 2017, Abbildung bearbeitet)

Stellen in der Brennkammer und der Turbine geleitet werden kann. In der Brennkammer kommt es aufgrund von Diffusions-, Reibungs- und Impulsverlusten zu einem Druckabfall (Boyce, 2012), wodurch die Einströmung der Kühlluft in das Flammrohr möglich wird. Eine Erhöhung des Gesamtdruckverlusts über die Brennkammer von 1 % lässt jedoch den spezifischen Treibstoffverbauch um 0,25 % bis 0,5 % ansteigen (Lefebvre und Ballal, 2010; Bräunling, 2015). Daher wird bei der Auslegung der Brennkammer darauf geachtet, den Druckverlust möglichst gering zu halten. Typische Werte für den Druckverlust liegen bei maximal 4 % bis 6 % (Bräunling, 2015). Hinzu kommt das Bestreben, den Anteil der Kühlluft möglichst gering zu halten, damit ausreichend Luft für eine bessere (z.B. schadstoffärmere) Verbrennungsführung zur Verfügung steht. Die Herausforderung bei der Auslegung der Kühlluftströmungen besteht entsprechend darin, mit einem begrenzten Druckgefälle und geringem Kühlluftverbrauch hohe Wärmemengen von den belasteten Bauteilen abzuführen, und somit weitere Steigerungen im Wirkungsgrad zu ermöglichen.

Die zweite Gruppe der Schadstoffe zeichnet sich dadurch aus, dass die Menge der produzierten Schadstoffe von der Güte der Gemischaufbereitung und des anschließenden Verbrennungsprozesses abhängig ist. CO und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (kurz: UCH) entstehen immer dann, wenn der Verbrennungsprozess nicht vollständig abläuft. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn die Verbrennung durch eindringende Kühlluft am Rand des Flammrohrs unterbrochen wird. Dies kann insbesondere im Leerlauf und bei niedrigen Laststufen auftreten. Stickoxide entstehen bei hohen Drücken und hohen Temperaturen und sind bei derart extremen Bedingung als natürliches Nebenprodukt der Verbrennung zu sehen. Die Rußbildung wird hingegen durch einen Überschuss an Brennstoff begünstigt. Dieser Zustand kann zum Beispiel durch schlechte Zerstäubung des Brennstoffs oder ein hohes Äquivalenzverhältnis[3] auftreten. Während hohe Temperaturen die Verbrennung der Rußpartikel fördern, verschiebt ein hoher Druck die obere Verlöschgrenze hin zu höheren Äquivalenzverhältnissen und somit lediglich den Bereich der Rußbildung. (Bräunling, 2015)

[3]Das Äquivalenzverhältnis beschreibt das Verhältnis zwischen Brennstoff und Oxidator, wobei für stöchiometrische Verbrennung ein Äquivalenzverhältnis von 1 gilt.

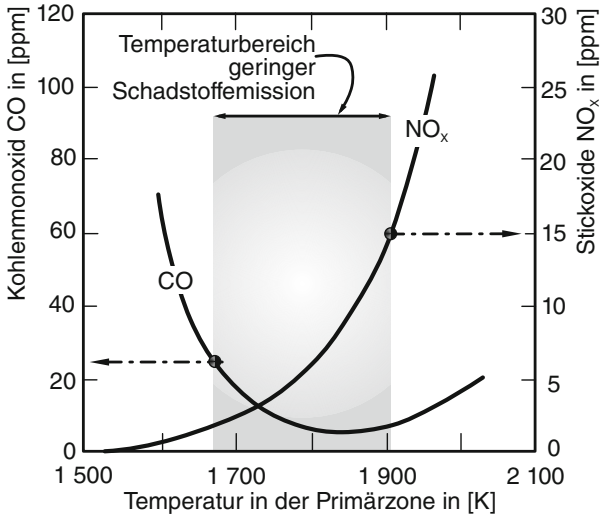

Abbildung 1.4: Einfluss der Primärzonentemperatur auf die Produktion von CO- und NO_x-Emissionen. (Bräunling, 2015)

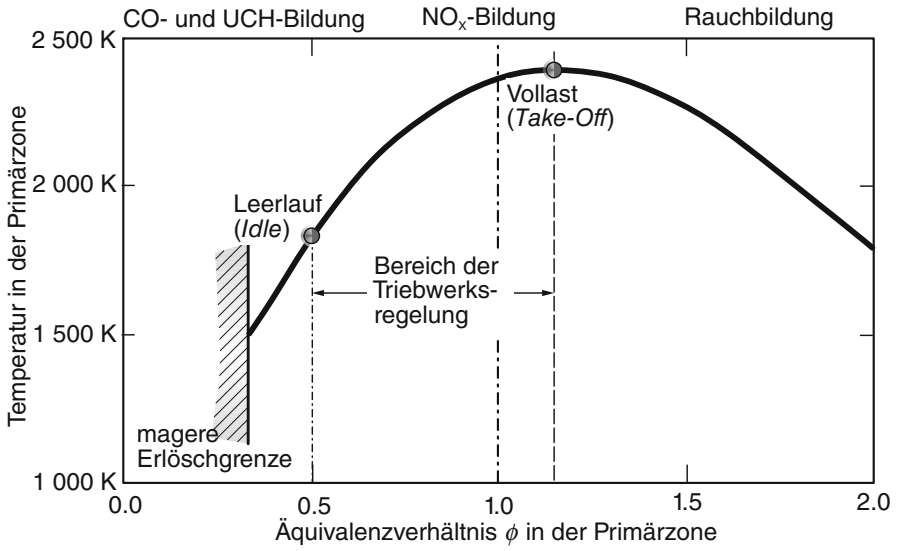

Abbildung 1.5: Primärzonentemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses – Betriebsbereich konventioneller Triebwerksregelung. (Bräunling, 2015)

Abbildung 1.4 zeigt die Produktion von CO und NO_x in Abhängigkeit der Primärzonentemperatur. Vertretbare Produktionsraten ergeben sich für eine Primärzonentemperatur zwischen 1670 K und 1900 K. In Abbildung 1.5 ist die Primärzonentemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses dargestellt. Zudem ist der Betriebsbereich eines konventionellen Triebwerks eingezeichnet. Dieser bewegt sich typischerweise zwischen einem Äquivalenzverhältnis von 0,3 (Leerlauf) und 1,2 (Volllast) (Bräunling, 2015). Vergleicht man die beiden Abbildungen, wird deutlich, dass ein Großteil des Betriebsbereiches durch hohe Schadstoffemissionen geprägt ist.

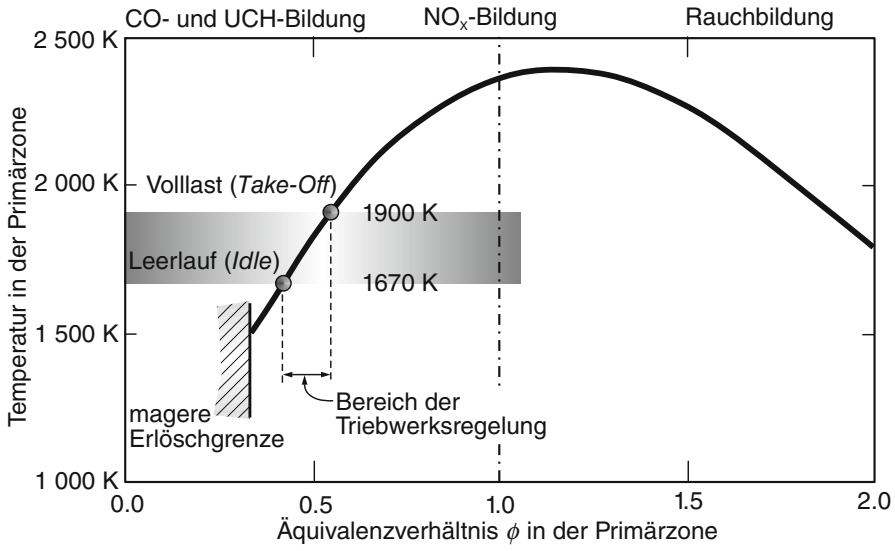

Abbildung 1.6: Primärzonentemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses – Betriebsbereich der Mager-Verbrennung. (Bräunling, 2015)

Dies ist das Resultat der Leistungssteigerung durch die kontinuierliche Erhöhung des Temperaturniveaus in der Brennkammer. Damit konnte in der Vergangenheit zwar auch eine deutliche Reduzierung der CO- und UCH-Emissionen erreicht werden, jedoch sind mit der Temperaturerhöhung im Gegenzug die NO_x-Emissionen stark gestiegen. Die Herausforderung besteht nun darin, die NO_x-Emissionen zu reduzieren, ohne die CO- und UCH-Emissionen wieder zu erhöhen. Da die Temperatur ausschlaggebend für die NO_x-Produktion ist, ist die Primärzonentemperatur und damit einhergehend das Äquivalenzverhältnis von entscheidender Bedeutung. Der schmale Betriebsbereich, der sich aus Abbildung 1.4 ergibt, stellt die Triebwerksentwicklung allerdings vor große Herausforderungen und neue Brennkammerkonzepte sind notwendig, um Schadstoffe spürbar zu reduzieren.

Ein Konzept ist die sogenannte Mager-Verbrennung, bei der der gesamte Betriebsbereich, vom Leerlauf bis zur Volllast, in dem schmalen Temperaturbereich abgebildet wird (siehe Abbildung 1.6). Dazu muss entweder die Luftmenge oder die Brennstoffmenge variabel geregelt werden. Während die Luftstufung durch flexible Geometrien mit heutigen Technologien in Flugtriebwerken noch nicht umgesetzt werden kann, findet die Brennstoffstufung bereits Anwendung in aktuellen Triebwerken. Gerade die Brennstoffstufung führt jedoch durch die Verlängerung der Brennkammer zu einer Vergrößerung der Flammrohroberfläche, was entsprechend auch höhere Anforderungen an die Kühlkonzepte stellt.

Die Fett-Mager-Stufung ist ein weiteres Konzept zur Schadstoffreduzierung (siehe Abbildung 1.7). Hierbei beginnt die Verbrennung zunächst mit Treibstoffüberschuss (Äquivalenzverhältnis 1,2 – 1,6) in der Fettstufe und geht anschließend direkt in den Bereich niedriger Temperaturen der Magerverbrennung über. Auch dieses Konzept stellt die Kühlung der Flammrohrwände vor neue Herausforderungen, wobei Bräun-

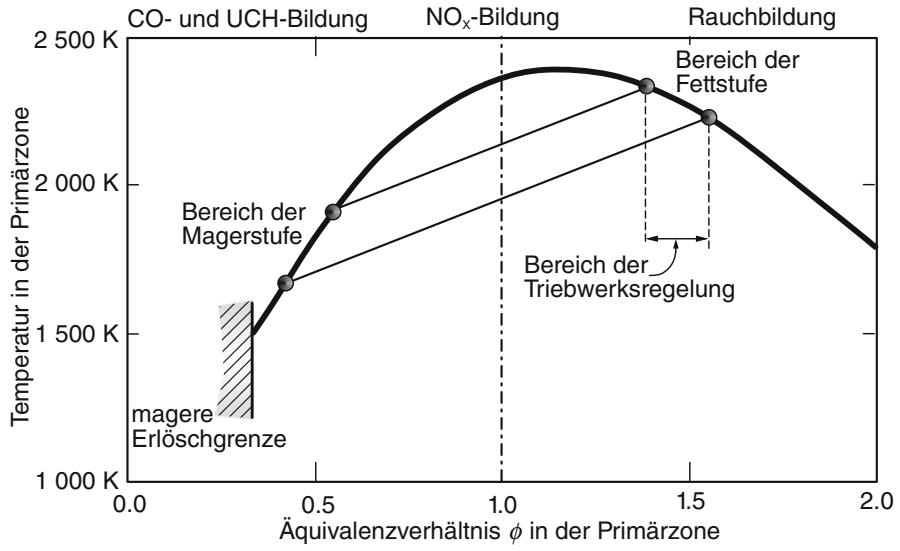

Abbildung 1.7: Primärzonentemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses – Betriebsbereich der Fett-Mager-Verbrennung. (Bräunling, 2015)

ling (2015) von zusätzlicher Filmkühlung in der Fettstufe abrät. Dies wird damit begründet, dass zusätzliche Luft im Wandbereich Zonen stöchiometrischer Verbrennung erzeugen kann, wodurch die NO_x-Produktion deutlich ansteigt und damit den Vorteil der Fett-Mager-Stufung wieder zunichte macht. Dennoch ist eine Kühlung der Flammrohrwände notwendig, weshalb auch für dieses Konzept verbesserte Kühlmethoden eine notwendige Voraussetzung sind.

Dieser Überblick zeigt, dass sowohl die stetig steigenden Temperaturen in der Brennkammer als auch die vorgestellten Konzepte zur Schadstoffreduzierung die Wandkühlung und insbesondere die Filmkühlung vor neue Herausforderungen stellen. Längere Brennkammern stehen der Reduzierung des Kühlluftmassenstroms entgegen und Bereiche fetter Verbrennung setzen voraus, dass es nicht zur Vermischung mit der Kühlluft kommt. Die Filmkühlung bleibt ein zentraler Aspekt bei der Kühlung hochbelasteter Bauteile, weshalb Untersuchungen hinsichtlich effektiverer Kühlkonzepte notwendig sind. In dieser Arbeit wird die Vermischung von Kühlluft und Brennkammerströmung mit der Hilfe von neuartigen optischen Messverfahren untersucht. Dabei wird die Kühlluft durch verschiedene Bohrungsgeometrien und mit variierendem Impulsverhältnis in die Hauptströmung eingeleitet. Der Fokus der Untersuchungen liegt auf dem Einfluss der hohen Geschwindigkeitsfluktuationen einer typischen Brennkammerströmung auf die Stabilität der verschiedenen Kühlfilmströmungen. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse sollen dazu beitragen, zu verstehen, welche Strömungsbedingungen die Vermischung fördern, sodass in Zukunft Kühlfilmströmungen mit höherer Kühlwirkung gestaltet werden können.

2 Filmkühlung in Gasturbinen

Filmkühlung ist eine weit verbreitete Methode, um hohe Hauptströmungstemperaturen in der Brennkammer und in der Turbine zu ermöglichen. Hierbei wird eine vergleichsweise kalte Luftschicht zwischen die Wand und das heiße Verbrennungsgas geleitet. Die kalte Luftschicht isoliert die Wand und transportiert einen Teil der Wärme durch Konvektion ab.

Aufgrund der hohen Drücke im Brennraum und in den ersten Turbinenstufen wird die Kühlluft aus dem Hochdruckverdichter entnommen. Da für die Erzeugung der hochverdichteten Luft viel Energie aufgewendet werden muss, soll der Luftverbrauch im Rahmen der Kühlung möglichst gering sein. Daraus ergibt sich das Ziel, mit einer festen Luftmenge eine möglichst große Fläche zu kühlen, bevor sich die Kühlluft mit dem Heißgas vermischt und seine Wirkung verliert. Damit eine gleichmäßige Kühlung der Oberfläche gewährleistet ist, muss im Rahmen der Kühlfilmauslegung zudem ein geschlossener und über die Oberfläche homogen verteilter Kühlfilm sichergestellt sein. Abschließend kommt hinzu, dass die Kühllufttemperatur mit 700 K bis 900 K nur maximal 400 K bis 450 K unterhalb der zulässigen Materialtemperatur der Bauteile liegt (Bräunling, 2015), was eine weitere Herausforderung für das Kühlkonzept darstellt. Für die Filmkühlung im Speziellen muss zudem beachtet werden, dass die Kühlluft zunächst um das Flammrohr (siehe Abbildung 1.2) und in die Turbinenschaufeln geleitet werden muss, bevor sie über sogenannte Kühlluftbohrungen als Kühlfilm in den Brennraum ein- bzw. auf die Oberfläche der Schaufeln ausgeblasen werden kann. Dabei heizt sich die Kühlluft durch Konvektionskühlung auf, sodass die Kühlwirkung der Luft im Kühlfilm bereits reduziert ist.

Nachfolgend werden zunächst die Strömungsbedingungen in der Brennkammer diskutiert, da diese das Umfeld der Kühlfilmströmung definieren. In diesem Zusammenhang werden die Entstehung und die Quantifizierung einer turbulenten Strömung erläutert, und Strömungsdaten von Brennkammermodellen diskutiert. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen zur Filmkühlung diskutiert und die für die Beschreibung der Kühlfilmströmung typischen Kenngrößen definiert. Danach werden die Strömungscharakteristiken beleuchtet, die bei der Ausblasung einer Kühlfilmströmung aus einer zylindrischen Bohrung entstehen. Zudem werden verschiedene Kühlgeometrien besprochen, die im Hinblick auf eine Steigerung der Kühlwirkung im Laufe der Jahre entwickelt wurden. Abschließend werden die Ziele definiert, die mit dieser Arbeit erreicht werden sollen.

2.1 Strömungsbedingungen in der Brennkammer

In der Brennkammer erfolgt die Verbrennung des Treibstoffs und die anschließende Vorbereitung des Abgases für den Eintritt in die Turbine. Für eine optimale Verbrennung des Brennstoffes wird dieser zunächst mit der verdichteten Luft vermischt.

Anschließend wird das Gemisch gezündet. Der Brennstoff oxidiert mit dem Sauerstoff der Luft und setzt dadurch die gespeicherte chemische Energie in Form von Wärme frei. Neben der Temperaturerhöhung kommt es zur Flammenbildung, die die Verbrennung im kontinuierlichen Betrieb fortan aufrecht erhält. Stromab der Primärzone wird das Abgas mit kalter Luft vermischt, wodurch die Strömungstemperatur auf die maximale Turbineneintrittstemperatur reduziert wird. (Lefebvre und Ballal, 2010)

In beiden Prozessen ist die Strömung durch Fluktuationen im Geschwindigkeitsfeld (Turbulenzen) geprägt. Im Allgemeinen fördern Turbulenzen den Transport und die Mischung von Materie, Impuls und Wärme (Pope, 2000). Diese Eigenschaft wird in diversen technischen Anwendungen gezielt genutzt, um Prozesse zu optimieren. In der Brennkammer von Gasturbinen ist dies ebenfalls der Fall. Sowohl bei der Vermischung von Luft und Brennstoff für die Verbrennung als auch bei der anschließenden Vermischung mit kalter Verdichterluft zur Reduzierung der Gastemperatur auf die Turbineneintrittstemperatur helfen Turbulenzen in der Strömung, die Dauer des Mischungsprozesses zu reduzieren. Weitere Effekte der Turbulenz sind die Erhöhung der Grenzschichtdicke, die Verschiebung von Ablösepunkten, die Reduzierung des Strömungswiderstands, die Erhöhung des Wärmeübergangs, die Erhöhung der Wandreibung und die Erzeugung von Lärm (Bailly und Comte-Bellot, 2015). Wie beim turbulenten Transport können manche Effekte in einigen technischen Anwendungen durchaus positive Auswirkungen haben. Die Erhöhung des Wärmeübergangs wird beispielsweise bei der Entwicklung von Wärmeübertragern genutzt, um deren Effizienz zu erhöhen.

Im Rahmen von Filmkühlung in einer Brennkammer sind Turbulenzen jedoch allgemein kritisch zu bewerten, da für eine optimale Kühlwirkung eine geringe Vermischung des Films mit der umgebenden Strömung angestrebt wird. Dies lässt sich damit begründen, dass über einen längeren Strömungsbereich ein geschlossener Kühlfilm und damit eine bessere Kühlwirkung aufrecht erhalten werden kann, während eine vorzeitige Vermischung der beiden Strömungen die Kühlwirkung eliminiert. Führt die Vermischung dazu, dass heiße Luft die Oberfläche der Wand erreicht, steigert der erhöhte turbulente Transport zudem den Wärmestrom in die Wand, wodurch die notwendige Kühlleistung zunimmt. Da Turbulenzen im Rahmen der beschriebenen Mischungsprozesse entstehen und teilweise gezielt erzeugt werden, müssen die Auswirkungen auf den Kühlfilm bestmöglich verstanden werden, sodass entsprechend robuste Kühlkonzepte entwickelt werden können.

Nachfolgend werden daher die Grundlagen einer turbulenten Strömung erläutert und für die Brennkammer relevante Phänomene wie Grenzschichtströmungen und Scherschichten diskutiert. Dabei wird insbesondere auf die Quantifizierung von Turbulenz eingegangen, anhand derer anschließend die Strömung in der Brennkammer charakterisiert wird.

2.1.1 Grundlagen turbulenter Strömungen

Turbulente Strömungen sind gekennzeichnet durch unregelmäßige und unvorhersehbare Bewegungen innerhalb der Strömung, die typischerweise über einen großen Bereich von Längen- und Zeitskalen auftreten. Dies unterscheidet sie von laminaren Strömungen, deren Stromlinien parallel und deren Bewegungen somit regelmäßig und vorhersehbar sind. (Bailly und Comte-Bellot, 2015; Pope, 2000)

Entstehung von Turbulenz

Ein turbulentes Strömungsfeld entsteht durch Störungen, die auf das Strömungsfeld wirken (Bernard, 2019). Störungen sind beispielsweise Änderungen in der Anströmung, geometrische Grenzen oder Querströmungen. Dabei führen Störungen nicht zwangsweise zu einer turbulenten Strömung. Ausschlaggebend ist, ob der durch die Störung in die Strömung lokal eingebrachte Impuls durch die viskosen Kräfte des Fluids wieder zerstreut werden kann. Der Umschlag von einer zuvor laminaren Strömung in eine turbulente Strömung hängt entsprechend davon ab, ob die Trägheitskräfte die viskosen Kräfte übersteigen (Bailly und Comte-Bellot, 2015).

Dies wird in der Betrachtung der Impulsgleichung – auch als Navier-Stokes-Gleichung bezeichnet – deutlich, die nachfolgend für eine inkompressible Strömung dargestellt ist: (Bernard, 2019)

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + (\nabla u) u \right) = \rho g - \nabla p + \mu \nabla^2 u. \tag{2.1}$$

Die Terme $(\nabla u)u$ bzw. $\mu \nabla^2 u$ repräsentieren hierbei die Trägheit bzw. die viskosen Kräfte. Bei der Betrachtung der übrigen Terme wird deutlich, dass die Impulsgleichung von diesen beiden Termen dominiert wird und eine zeitliche Änderung der Geschwindigkeit maßgeblich von deren Größe abhängt. Die Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{u^* l^*}{\nu} \tag{2.2}$$

beschreibt im Wesentlichen das Verhältnis aus Trägheit und viskosen Kräften und dient daher zur Beurteilung, ob eine Strömung laminar oder turbulent ist. Die charakteristische Geschwindigkeit u^* und die charakteristische Länge l^* werden dabei abhängig von der betrachteten Strömung gewählt. Somit ist der Grenzwert, ab dem eine turbulente Strömung vorliegt, ebenfalls von der betrachteten Strömung abhängig. Des Weiteren muss beachtet werden, dass der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung in einem Reynolds-Zahl-Bereich stattfindet, der als sogenannte Transitionszone bezeichnet wird.

Die Umschlagpunkte werden typischerweise experimentell ermittelt. Da die Messdaten von den Details des Experiments (z.B. der Oberflächenrauhigkeit) abhängen, kann es in der Literatur jedoch für die gleiche Strömung zu unterschiedlichen An-

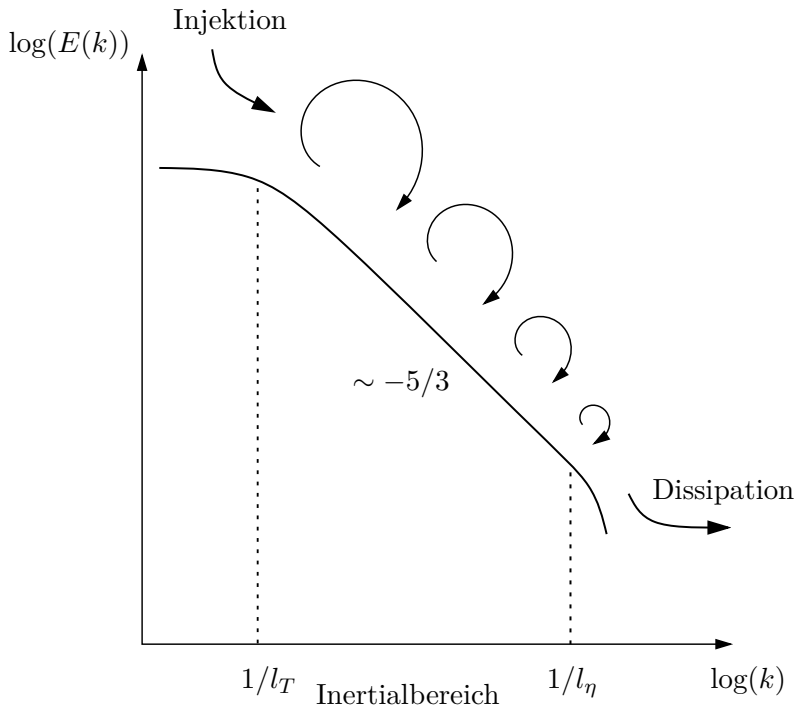

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Energiekaskade.

gaben kommen. Im Folgenden wird das Beispiel einer Rohrströmung betrachtet. Als charakteristische Geschwindigkeit wird die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und als charakteristische Länge der Rohrdurchmesser verwendet. Nach Pope (2000) ist die Strömung bis $Re \approx 2300$ laminar und für $Re \gtrsim 4000$ turbulent. Zwischen diesen beiden Werten erfolgt die Transition von laminar zu turbulent. Bailly und Comte-Bellot (2015) nennen allgemein einen Wert von $Re \gtrsim 3000$, ab dem in einer Rohrströmung Fluktuationen auftreten. Unter speziellen Laborbedingungen konnten jedoch auch laminare Rohrströmungen bis $Re = 10\,000$ beobachtet werden, was die Ungenauigkeit dieser Zahlen veranschaulicht.

Energiekaskade

Turbulenzen entstehen typischerweise in Form von großskaligen, kohärenten Strukturen, die im Wesentlichen durch die geometrischen Randbedingungen der Strömung bedingt sind (Pope, 2000). Anschließend kann ein Zerfall dieser Strukturen in rotierende Fluidpakete (Wirbel) hin zu immer kleineren Skalen beobachtet werden. Dabei wird die kinetische Energie, die bei der Entstehung der Turbulenz in die Strömung eingebracht wird, von den großen Skalen an die kleineren Skalen übertragen. Dieser Vorgang, der als Energiekaskade bezeichnet wird, endet, wenn die kinetische Energie der kleinsten Skalen durch viskose Kräfte dissipiert (Pope, 2000). Der Ablauf der Energiekaskade ist zusammen mit dem Energiespektrum in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Die x-Achse bildet hierin den gesamten Längenbereich in Form der Wellenzahl k ab.

Es wird aktuell angenommen, dass das Verhalten der kleinskaligen Bewegungen unabhängig von den großskaligen Strukturen ist und maßgeblich von der Viskosität des Fluids und der Rate der Energieübertragung abhängt (Pope, 2000; Bailly und Comte-Bellot, 2015). Nach Bernard (2019) gibt es inzwischen jedoch Hinweise darauf, dass diese Annahme nicht universell gültig ist. Dennoch kann die Dissipation der Energie in der Praxis weiterhin mit den bekannten Modellen beschrieben werden (Bernard, 2019). Das gesamte Turbulenzspektrum wird dabei in drei Bereiche gegliedert (vergleiche Abbildung 2.1): der Injektionsbereich, der Inertialbereich und der Dissipationsbereich.

Im Injektionsbereich kommt es zunächst zur Energieaufnahme in Form von großskaligen turbulenten Strukturen. Die turbulente Längenskala l_T beschreibt dabei die maximale Wirbelgröße. Im Inertialbereich wird die Energie der großen Strukturen anschließend weitertransportiert. Dies erfolgt durch den kontinuierlichen Zerfall der turbulenten Strukturen in kleinere Wirbel. Dabei folgt das Energiespektrum $E(k)$ im Inertialbereich dem 5/3-Gesetz von Kolmogorov: (Pope, 2000)

$$E(k) = C{\varepsilon_d}^{2/3}k^{-5/3} \qquad , \tag{2.3}$$

wobei C eine universelle Konstante, k die Wellenzahl und ε_d die Rate beschreibt, mit der die turbulente kinetische Energie dissipiert. Die Energiekaskade endet schließlich mit der Umwandlung der kinetischen Energie der kleinsten Strukturen in innere Energie. Dieser sogenannte Dissipationsbereich endet mit der Kolmogorov-Länge l_η, die wiederum die Größe der kleinsten Wirbel darstellt. Die Kolmogorov-Länge wird durch die Gleichung (Pope, 2000)

$$l_\eta = \left(\nu^3/\varepsilon_d\right)^{1/4} \tag{2.4}$$

beschrieben und ist somit nur von der Dissipationsrate ε_d und der kinematischen Viskosität ν des Fluids abhängig.

Quantifizierung der Turbulenz

Die Geschwindigkeit $u(t)$ einer turbulenten Strömung kann im Allgemeinen als Summe eines Mittelwerts $\overline{u}$ und einer Schwankungsgeschwindigkeit $u'(t)$ beschrieben werden: (Surek und Stempin, 2014)

$$u(t) = \overline{u} + u'(t) \qquad , \tag{2.5}$$

wobei der Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit null ergibt. Um die Intensität der Schwankungsgeschwindigkeit zu quantifizieren, kann der quadratische Mittelwert (engl. Root Mean Square, kurz: RMS) über einen Zeitbereich $\widetilde{t}$ berechnet werden mit:

$$\sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\frac{1}{\tilde{t}} \int_0^{\tilde{t}} u'(t)^2 dt} \qquad . \tag{2.6}$$

Setzt man die Wurzel der mittleren quadratischen Schwankungsgrößen ins Verhältnis zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit[1] $\overline{u}$, ergibt sich daraus die Turbulenzintensität bzw. der Turbulenzgrad. Für isotrope Turbulenz ist die Fluktuation des Geschwindigkeitsvektors in alle drei Raumrichtungen identisch und es gilt:

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{u}} \qquad . \tag{2.7}$$

Die turbulente kinetische Energie pro Masseneinheit e ergibt sich aus den mittleren quadratischen Schwankungsgrößen der drei Raumrichtungen ($\overline{u_x'}^2$, $\overline{u_y'}^2$, $\overline{u_z'}^2$) nach der Gleichung: (Bernard, 2019)

$$e = \frac{\overline{u_x'}^2 + \overline{u_y'}^2 + \overline{u_z'}^2}{2} \qquad . \tag{2.8}$$

Da die großen Wirbelstrukturen einer Strömung auch den Großteil der turbulenten kinetischen Energie beinhalten (vgl. den Abschnitt zur Energiekaskade), wird die maximale Wirbelgröße (turbulente Längenskala, l_T) zusätzlich zum Turbulenzgrad als charakteristische Größe für die Beschreibung einer turbulenten Strömung verwendet. Analog zur Geschwindigkeit wird die Temperatur $T(t)$ in einen Mittelwert $\overline{T}$ und einen Schwankungswert $T'(t)$ aufgeteilt:

$$T(t) = \overline{T} + T'(t) \qquad , \tag{2.9}$$

wobei die Schwankungen der beiden Größen sich nicht zwangsweise proportional zueinander verhalten müssen. Weitere relevante Größen sind die turbulente Schubspannung und der turbulente Wärmestrom, die eine Folge der Zerlegung von momentaner Geschwindigkeit bzw. Temperatur in einen Mittelwert und einen Schwankungswert sind. Sie spielen eine entscheidende Rolle in der Berechnung turbulenter Strömungen, da beide Größen im Rahmen der modellbasierten numerischen Simulation unbekannt sind und mit Hilfe von geeigneten Modellen angenähert werden müssen. Für die Entwicklung dieser Modelle ist die Bestimmung der Größen aus experimentellen Untersuchungen daher von großer Bedeutung. Die Elemente des turbulenten Schubspannungsvektors ergeben sich aus den Elementen der Nebendiagonalen des Reynolds-Spannungstensors zu

$$\tau_{ij}^t = -\rho \overline{u_i' u_j'} \qquad , \tag{2.10}$$

[1] Im Falle einer Grenzschichtströmung (siehe Abschnitt 2.1.2) wird anstatt der mittleren Strömungsgeschwindigkeit die ungestörte Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld u_∞ verwendet (Surek und Stempin, 2014).

wobei ρ die Dichte des Fluids ist. Zusammen mit der molekularen Schubspannung, die aus der dynamische Viskosität μ und dem Geschwindigkeitsgradienten wie folgt berechnet wird:

$$\tau_{ij}^{m} = \mu \frac{du_i}{dx_j} \quad , \tag{2.11}$$

ergibt sich die gesamte Schubspannung einer turbulenten Strömung. Aus dem Betrag des Schubspannungsvektors τ lässt sich die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ berechnen:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad . \tag{2.12}$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit ist wiederum ein Maß für die spezifische Schubspannung, die eine Schicht eines strömenden Fluids mit der Dichte ρ auf eine benachbarte Schicht oder eine angrenzende Fläche ausübt (Surek und Stempin, 2014). Der turbulente Wärmestrom ($u'T'$), oder allgemeiner der turbulente skalare Transport ($u'\Theta'$), beschreibt den skalaren Fluss (pro Flächeneinheit) aufgrund der Geschwindigkeitsfluktuationen im Strömungsfeld (Pope, 2000). Wie bei der Schubspannung addiert sich der turbulente Transport zum molekularen Transport, der unter dem Begriff der Diffusion bekannt ist, und für beide Größen gilt, dass der turbulente Anteil den molekularen Anteil übersteigen kann.

2.1.2 Grenzschichtströmungen und Scherschichtströmungen

Wie im Rahmen der Energiekaskade erläutert, können Turbulenzen nur im Dissipationsbereich mit einem allgemeingültigen Modell beschrieben werden. Im Injektions- und Inertialbereich tritt die Turbulenz hingegen in verschiedenen Formen auf. Insbesondere kann zwischen wandgebundenen Strömungen und freien Strömungen unterschieden werden. Wandgebundene Strömungen erzeugen bei entsprechend hoher Reynolds-Zahl eine turbulente Grenzschichtströmung, während sich bei freien Strömungen mit Hilfe von äußeren Einflüssen turbulente Scherschichtströmung bilden. Letztere entstehen beispielsweise in Totwassergebieten oder bei der Interaktion zweier Strömungen. Sowohl Grenzschichtströmungen als auch die Vermischung zweier Strömungen sind in der Brennkammer und insbesondere bei der Untersuchung von Kühlfilmströmungen von hoher Relevanz und werden daher im Folgenden näher erläutert.

Grenzschichtströmungen

Bei der Um- oder Durchströmung von Körpern wird die Fluidgeschwindigkeit durch die Reibungskraft in der Nähe der Oberfläche reduziert. Direkt an der Oberfläche

($y = 0$) gilt die Haftbedingung ($u = 0$). Die Schicht, in der die Strömungsgeschwindigkeit von $u = 0$ auf den Wert der ungestörten Strömung ($u = u_\infty$) ansteigt, wird als Grenzschicht bezeichnet. Eine Grenzschicht beginnt typischerweise als laminare Strömung, wobei die Grenzschichtdicke $\delta(x)$ von der kinematischen Viskosität ν (Zähigkeit) des Fluids abhängt und mit der Lauflänge x der Strömung zunimmt (siehe Abbildung 2.2). An einem gewissen Punkt (kritische Reynolds-Zahl) führen Störungen in der Strömung zur Transition in eine turbulente Grenzschichtströmung. Die Grenzschichtdicke nimmt dabei schlagartig zu, und es kommt fortan zu einer stärkeren Vermischung mit der umgebenden Strömung, was den Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch fördert. (Surek und Stempin, 2014)

Da der Übergang der Grenzschicht in die umgebende Strömung asymptotisch erfolgt, wird in der Praxis für die Quantifizierung der Grenzschichtdicke der Abstand von der Oberfläche verwendet, an dem die mittlere Strömungsgeschwindigkeit 99 % der ungestörten Hauptströmungsgeschwindigkeit erreicht hat: (Bernard, 2019)

$$\overline{u}(x, y = \delta(x)) = 0{,}99 \cdot u_\infty \qquad . \tag{2.13}$$

Weitere Parameter für die Quantifizierung der Grenzschicht sind die Verdrängungsdicke (δ_1) und die Impulsverlustdicke (δ_2). Die Verdrängungsdicke

$$\delta_1(x) = \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{u_x}{u_\infty}\right) dy \tag{2.14}$$

beschreibt die Dicke, welche mit der Geschwindigkeit u_∞ durchströmt werden müsste, um den durch die Wandreibung entstehenden Massenstromverlust auszugleichen. Analog beschreibt die Impulsverlustdicke

$$\delta_2(x) = \int_{y=0}^{\infty} \frac{u_x}{u_\infty} \left(1 - \frac{u_x}{u_\infty}\right) dy \tag{2.15}$$

die Dicke, welche mit der Geschwindigkeit u_∞ durchströmt werden müsste, um den durch die Wandreibung entstehenden Impulsverlust auszugleichen. (Surek und Stempin, 2014; Bernard, 2019)

Die Kühlfilmströmung kommt in direkten Kontakt mit der Grenzschichtströmung, die zwischen der freien Brennkammerströmung und der Oberfläche der zu kühlenden Bauteile gebildet wird. Daher ist der Zustand der Grenzschicht stromauf der Kühlfilmströmung ein wichtiger Parameter in der Entstehung des Kühlfilms und somit für die Beurteilung der Kühlleistung. Die Interaktion der Kühlluft mit der Brennkammerströmung (Hauptströmung) und daraus resultierende Strömungsphänomene werden in Abschnitt 2.2.3 diskutiert.

Scherschichtströmungen

Die turbulente Vermischung zweier paralleler Strömungen mit verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten ist ein weiteres Phänomen, welches für Kühlfilmströmun-

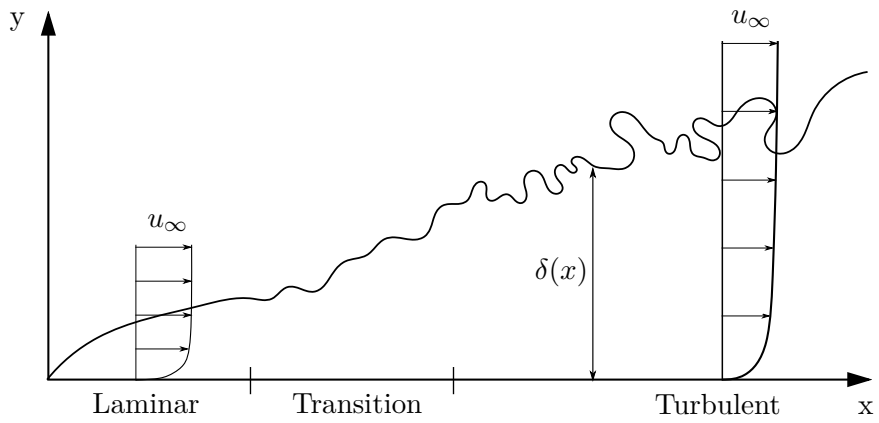

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer Grenzschichtströmung nach Bernard (2019, Abbildung neu erstellt). Im Transitionsbereich steigt das Wachstum der Grenzschichtdicke $\delta(x)$ sprunghaft an.

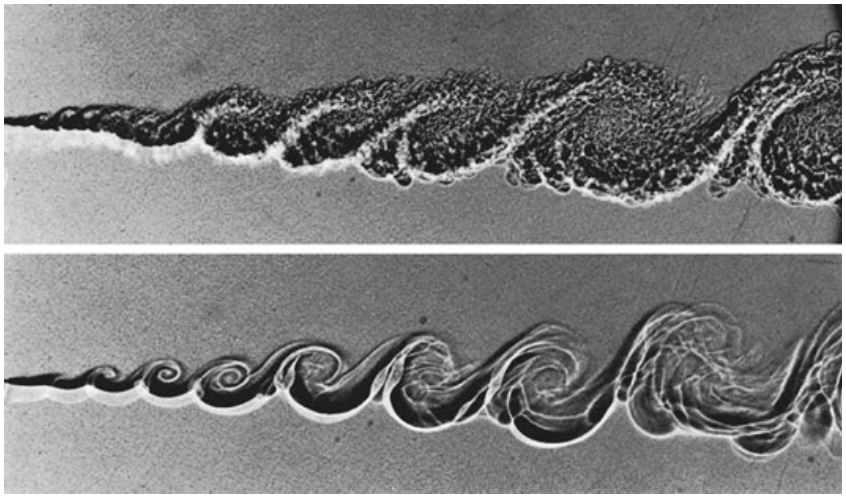

Abbildung 2.3: Schattenaufnahmen von Scherschichtströmungen mit ausgeprägten Kelvin-Helmholtz-Wirbeln. Die Reynolds-Zahl ist in der oberen Abbildung zehnmal höher als in der unteren Abbildung. (Bailly und Comte-Bellot, 2015)

gen relevant ist. Ein wesentliches Merkmal sind die sogenannten Kelvin-Helmholtz-Wirbel (kurz: KH-Wirbel), die durch die Scherkräfte zwischen den beiden Strömungen entstehen (siehe Abbildung 2.3). Die Durchmesser der Wirbel wachsen mit der Laufstrecke an, während gleichzeitig zwei Wirbel kontinuierlich zu einem Wirbel verschmelzen. Parallel zu den KH-Wirbeln formen sich im Zentrum der Scherschicht sogenannte Rippenwirbel. Diese umschlingen anschließend die KH-Wirbel, wodurch ein komplexes dreidimensionales Strömungsfeld entsteht. (Bernard, 2019)

Die Schichtdicke wird in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Strömungen wie folgt bestimmt:

$$\delta(x) = y_{0,9}(x) - y_{0,1}(x) \qquad , \tag{2.16}$$

wobei $y_{0,1}$ und $y_{0,9}$ die Positionen sind, an denen 10 % bzw. 90 % der Geschwindigkeitsdifferenz überwunden wurden. Die Ausdehnung der Scherschicht entlang der Laufrichtung erfolgt linear, jedoch nicht symmetrisch zur Mischungsebene. Experimentelle Daten haben gezeigt, dass sich die Scherschicht stärker in Richtung der Strömung mit der geringeren Geschwindigkeit ausbreitet. (Pope, 2000)

2.1.3 Turbulente Strömung einer Brennkammer

In der Brennkammer einer Gasturbine entstehen an verschiedenen Stellen turbulente Strömungen. Vor dem Eintritt in die Primärzone versetzen Drallgeber die ankommende Strömung in Rotation, wodurch nicht nur die Vermischung mit dem Brennstoff gefördert, sondern insbesondere eine Rezirkulationszone zur Flammenstabilisierung erzeugt wird. Nach der Primärzone wird Mischungsluft zugeführt, um die Temperatur des Abgases auf die Turbineneintrittstemperatur zu reduzieren. Durch den Impulseintrag entstehen Scherschichten, die zu einer erneuten Verwirbelung der Strömung führen. Parallel bauen sich entlang der Wände Grenzschichtströmungen auf, die ebenfalls zur Turbulenz in der Brennkammer beitragen. In der Literatur wurden Brennkammerströmungen in verschiedenen Studien messtechnisch quantifiziert.

Koutmos und McGuirk (1989) nutzten Laser-Doppler-Anemometrie zur Charakterisierung der Strömung in einer Modellbrennkammer (siehe Abbildung 2.4 oben links) im isothermen Betrieb. Die Brennkammer wurde konzentrisch in einem zylindrischen Rohr montiert und mit Mischluftbohrungen versehen, die durch den ringförmigen Spalt zwischen Flammrohr und umgebenden Zylinder gespeist wurden. Dieser Aufbau entspricht einer typischen Rohrbrennkammer, wie sie beispielsweise in den Spey-Triebwerken von Rolls-Royce zum Einsatz kamen. Bei dem Modell wurde jedoch auf die Simulation der Treibstoffeinspritzung verzichtet, da deren Einfluss gegenüber dem Effekt der Drallgeber vernachlässigt werden kann. Abbildung 2.4 (unten) zeigt die axiale Komponente des mittleren Geschwindigkeitsfeldes und den zugehörigen Turbulenzgrad in verschiedenen Schnittebenen (a) bis (m) entlang der Diagonalen mit dem Azimuthwinkel 0° (vergleiche Abbildung 2.4 oben rechts). Für die Normierung der Geschwindigkeit und die Berechnung der Turbulenzgrade wurde die theoretische mittlere Bulkgeschwindigkeit u_b verwendet, die sich aus dem Massenstrom und dem Querschnitt des Brenners berechnet.

Die Messdaten zeigen in der Primärzone (Ebenen (a) – (c)) eine flache Verteilung der axialen Turbulenzgrade. In der Mischungszone (Ebene (d) ff.) verändern sich die Werte durch die Zuführung der Mischungsluft. Teilweise werden dabei axial Turbulenzgrade von $Tu > 100\,\%$ erreicht. Koutmos und McGuirk (1989) verglichen zudem die Ergebnisse auf Diagonalen mit variierendem Azimuthwinkel von 0° – 60° (nicht

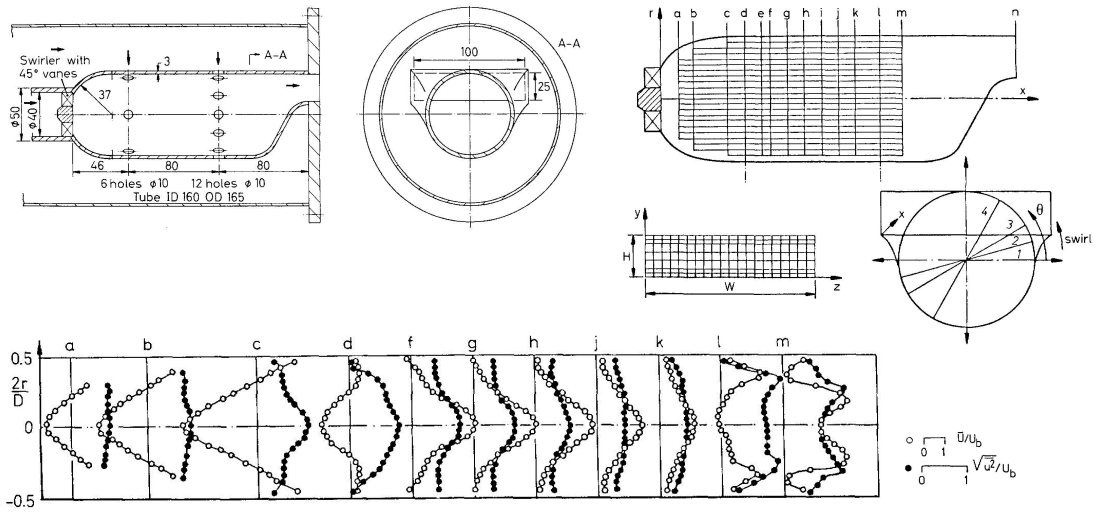

Abbildung 2.4: Untersuchung des Strömungsfeldes in einer Modellbrennkammer im isothermen Betrieb. Oben links: Geometrie der Modellbrennkammer. Oben rechts: Darstellung der Messebenen (a) bis (m) in axialer Richtung und der Diagonalen (1) bis (4) mit dem Azimuthwinkel $\theta = 0°$ bis $\theta = 60°$. Unten: Mittleres Geschwindigkeitsfeld ○ und Turbulenzgrad ● in axialer Richtung entlang der Diagonalen mit dem Azimuthwinkel $\theta = 0°$. (Koutmos und McGuirk, 1989, Abbildungen bearbeitet)

dargestellt). Dabei wird deutlich, dass durch die Mischungsstrahlen[2] ein ausgeprägtes dreidimensionales Strömungsfeld entsteht, was sich auch auf die Turbulenzgrade auswirkt.

Contini u. a. (1998) haben, ebenfalls mit Laser-Doppler-Anemometrie, die Strömung in einer vorgemischten Modellbrennkammer einer industriellen Gasturbine auch im reaktiven Betrieb untersucht. Das Versuchsobjekt war ein 1 : 3 skaliertes Modell der von Nuovo Pignone entwickelten Brennkammer für die PGT5 Gasturbine von General Electric (Abbildung 2.5 links). Das Flammrohr wurde hierbei durch einen Quarzglaszylinder ersetzt, um den optischen Zugang für die Messtechnik zu gewähren. Dadurch musste jedoch auf die Einströmung von Sekundärluft verzichtet werden, weshalb die Ergebnisse lediglich für die Primärzone der Brennkammer repräsentativ sind. Für die Berechnung der lokalen Turbulenzgrade wurde die mittlere Geschwindigkeit am Brennkammeraustritt verwendet. Die Messdaten (Abbildung 2.5 rechts) zeigen auch in dieser Studie, dass die Turbulenz allgemein sehr inhomogen und anisotrop ist. Zudem entsteht seitlich der Flamme eine Rezirkulationszone, was negative Geschwindigkeiten in Wandnähe zur Folge hat. Die Turbulenzgrade in diesem Bereich übersteigen dabei mit $Tu > 50\,\%$ die Werte auf der zentralen Stromlinie.

Die beiden Studien zeigen beispielhaft das vollständige Strömungsfeld in einer Brennkammer. Für die Untersuchung der Filmkühlung sind jedoch insbesondere

[2]Als Mischungsstrahlen werden Luftströmungen bezeichnet, die zur Reduzierung der Gastemperatur über seitliche Öffnungen im Flammrohr in der Mischungszone eingeleitet werden.

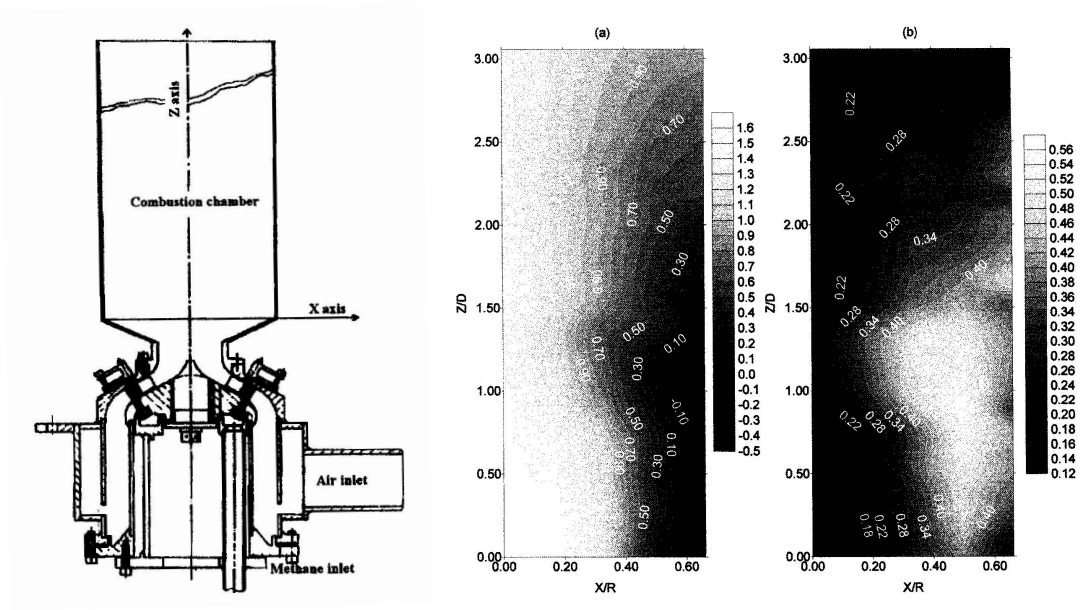

Abbildung 2.5: Untersuchung des Strömungsfeldes in einer vorgemischten Modellbrennkammer im reaktiven Betrieb. Links: Brennkammermodell. Rechts: Normalisierte mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit (a) und normalisierte Turbulenzintensität (b). (Contini u. a., 1998)

die Strömungsbedingungen im wandnahen Bereich und am Brennkammeraustritt, respektive Turbineneintritt, von Interesse. Dabei überwiegt die Zahl der Studien zur Strömungssituation am Brennkammeraustritt, da die Kühlung der Turbinenschaufel in der Literatur häufig im Fokus steht.

Barringer u. a. (2002) haben beispielsweise einen speziellen Prüfstand konzipiert, um die Strömung am Brennkammeraustritt zu simulieren und im Anschluss daran Filmkühlung von Turbinenschaufeln untersuchen zu können. Hierfür wurde ein Umlaufwindkanal so umgebaut, dass ein Teil der Windkanalströmung zunächst abgezweigt und kurz vor der Messkammer durch eine Kombination von Kühlluftbohrungen und Mischungsbohrungen wieder in die Kernströmung geleitet wird. Dadurch entsteht ein Strömungsfeld, das der Mischungszone einer Brennkammer entspricht. Die Messungen am Ende des simulierten Flammrohrs zeigen Turbulenzgrade zwischen 15 % und 18 %, sowie Längenskalen in einer Größenordnung, die dem Durchmesser der Mischungsbohrungen entspricht. Diese Werte stimmen mit Messergebnissen an realen Brennkammermodellen (z.B. von Zimmerman (1979)) überein, weshalb Turbulenzgrade bis $Tu = 20\,\%$ am Turbineneintritt bereits allgemein akzeptiert sind (Kohli und Bogard, 1998).

Zusätzlich wurde von Barringer u. a. (2002) das Strömungsfeld ohne den Einfluss der Mischungsstrahlen untersucht. Während in der Kernströmung die Turbulenz unter 2 % blieb, stellte sich durch die weiterhin aktive Kühlfilmströmung in Wandnähe ein Turbulenzgrad zwischen 5 % und 10 % ein. Dies zeigt, dass die Mischungsstrahlen zwar einen großen Einfluss auf die Kernströmung haben, jedoch Kühlluftbohrungen,

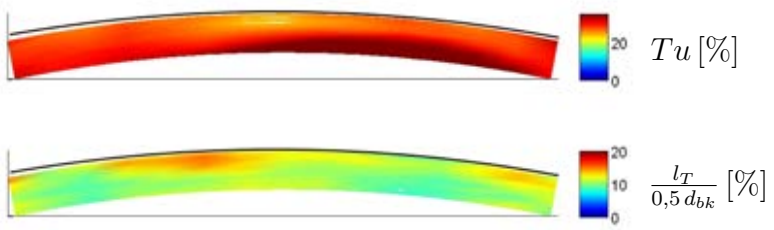

Abbildung 2.6: Turbulenzintensität (oben) und turbulente Längenskala (unten) in Wandnähe einer ringförmigen Brennkammer. (Kakade u. a., 2012, Abbildung bearbeitet)

die stromauf angebracht sind, bereits einen erheblichen Einfluss auf den Turbulenzgrad im wandnahen Bereich haben können.

Eine Studie, in der die Strömung speziell im Hinblick auf die Brennkammerkühlung vermessen wurde, stammt von Kakade u. a. (2012). Dabei wurden, am Beispiel einer ringförmigen Brennkammer, in Wandnähe Turbulenzgrade bis 25 % sowie turbulente Längenskalen (bezogen auf den Brennkammerradius) von $l_T/(0{,}5\,d_{bk}) = 15\,\%$ ermittelt (siehe Abbildung 2.6). Parallel wurde von derselben Forschergruppe eine Studie veröffentlicht, in der für die Hauptströmung einer Filmkühlung eine auf den Bohrungsdurchmesser D normierte turbulente Längenskala von $l_T/D = 30$ genannt wird (Martin und Thorpe, 2012). Dieser Wert wurde jedoch nicht detaillierter erläutert.

Zusammenfassend zeigen die Studien, dass in der Brennkammer ein inhomogenes Strömungsfeld herrscht, wobei Turbulenzgrade über 100 % und große turbulente Längenskalen auftreten können. Ausschlaggebend für die Turbulenz sind insbesondere die Drallgeber vor der Primärzone und die seitliche Einströmung der Mischluft (Mischungsstrahlen) in der Mischungszone. Der Vergleich der verschiedenen Brennkammerregionen (Primärzone, Mischungszone, wandnahe Bereiche und Brennkammeraustritt) zeigt jedoch teils deutliche Unterschiede in den lokalen Turbulenzgraden. Für die Filmkühlung bedeutet das, dass die Anströmung insbesondere von der Position der Kühlluftbohrung innerhalb der Brennkammer abhängt.

2.2 Grundlagen der Filmkühlung

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen zur Filmkühlung vorgestellt. Zunächst wird eine mathematische Beschreibung der Filmkühlung gegeben. Anschließend werden Einflussparameter identifiziert und charakteristische Wirbelphänomene vorgestellt, die bei einer Kühlfilmströmung aus zylindrischen Bohrungen erzeugt werden. Danach werden Variationen der zylindrischen Bohrungsgeometrie vorgestellt und deren Effekt auf die Kühlleistung diskutiert. Abschließend wird der aktuelle Stand zum Einfluss einer turbulenten Hauptströmung auf den Kühlfilm gezeigt.

2.2.1 Beschreibung der Wärmeübertragung an filmgekühlten Wänden

Der Wärmestrom von einer Fluidströmung in eine angrenzende Wand ($\dot{q}_w$) wird im Allgemeinen durch das Fouriersche Gesetz mit der Gleichung

$$\dot{q}_w = -\kappa_{fl}\frac{dT}{dz} \tag{2.17}$$

beschrieben. Hierbei ist κ_{fl} die Wärmeleitfähigkeit des Fluids und z die Koordinatenachse normal zu Wand. Da der Temperaturgradient an der Wand experimentell nur schwer ermittelt werden kann, ist auch die Bestimmung des durch den konvektiven Wärmeübergang bedingten Wärmestroms in die Wand nicht ohne Weiteres möglich. Daher wird ersatzweise ein Modell verwendet, welches auf messbaren Größen basiert. Sowohl die Wandtemperatur (T_w) als auch die Temperatur der Hauptströmung (T_m) können mit verschiedenen Messtechniken zuverlässig ermittelt werden. Alle weiteren geometrischen und physikalischen Eigenschaften – hierzu zählen beispielsweise die Oberflächenbeschaffenheit, die Strömungsgeschwindigkeit oder die Viskosität der Strömung – werden durch den Wärmeübergangskoeffizienten h repräsentiert. Für den Wandwärmestrom ergibt sich nun die Gleichung:

$$\dot{q}_w = h(T_m - T_w) \qquad . \tag{2.18}$$

Somit fehlt für die Berechnung des Wärmestroms lediglich der Wärmeübergangskoeffizient. Bei einfachen Anwendungen, wie der Überströmung einer flachen Wand oder der Umströmung eines Zylinders, kann der Wärmeübergangskoeffizient in Form der Nußelt-Zahl aus vorhandenen Gleichungen bestimmt werden. Filmkühlung erzeugt jedoch ein komplexes Strömungsfeld, weshalb weitere Überlegungen bei der Bestimmung des Wandwärmestroms notwendig werden.

Temperaturgrenzschicht bei Filmkühlung

In Abbildung 2.7 ist schematisch anhand einer Bohrung der Einfluss der Filmkühlung auf die Grenzschicht gezeigt. Die Kühlluft hat am Bohrungsaustritt die Temperatur T_c. Stromauf der Bohrung stellt sich durch den Temperaturunterschied zwischen Hauptströmung (T_m) und ungekühlter Wand ($T_{w,nc}$) ein definierter Wandwärmestrom ($\dot{q}_{w,nc}$) ein. Der Wärmestrom kann mit Hilfe des Wärmeübgangskoeffizienten h_{nc} und den beiden Temperaturen bestimmt werden. Im Wirkbereich der Filmkühlung wird hingegen ein Teil des Wärmestroms ($\dot{q}_c$) mit dem Kühlfilm abtransportiert. Optimalerweise ist der verbleibende Wandwärmestrom ($\dot{q}_{w,fc}$) geringer als der Wandwärmestrom ohne Filmkühlung, wodurch die Wandtemperatur ($T_{w,fc}$) reduziert wird. Dabei ergibt sich jedoch ein Temperaturprofil, welches nicht durch vorhandene Nußelt-Korrelationen bestimmt werden kann, sondern mit Hilfe einer allgemein gültigen Beschreibung quantifiziert werden muss.

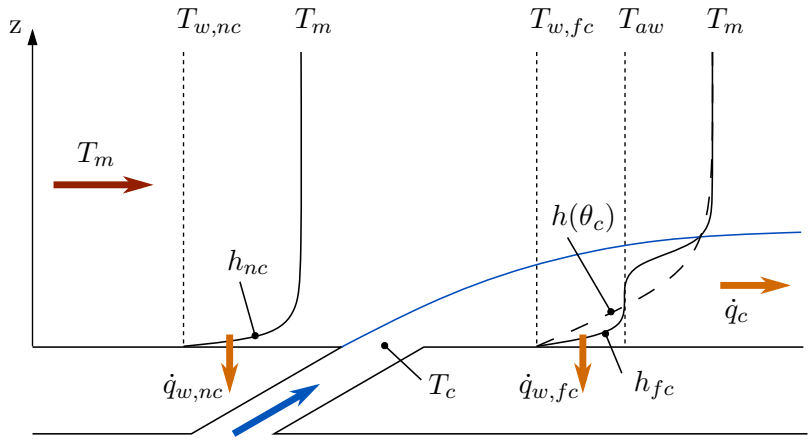

Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Wärmeübergangs an filmgekühlten Wänden nach Schreivogel (2016, Abbildung bearbeitet). Der rote Pfeil symbolisiert die heiße Strömung und der blaue Pfeil die Kühlluftströmung. Zudem stellt die blaue Linie die Grenze zwischen den beiden Strömungen dar. h_{nc} entspricht dem Wärmeübergangskoeffizienten ohne Filmkühlung und h_{fc} bzw. $h(\theta_c)$ entsprechen dem Wärmeübergangskoeffizienten mit Filmkühlung nach Methode A bzw. B von Eckert (1984).

Die Temperaturverteilung in der Grenzschicht wird im Allgemeinen durch die Energiegleichung beschrieben:

$$u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_y \frac{\partial T}{\partial y} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = (\alpha_p + \varepsilon_p) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{2.19}$$

Hierbei sind α_p und ε_p die thermische und die turbulente Diffusivität. Ausgehend von einem stationären Zustand mit konstanten Fluideigenschaften und einem vernachlässigbaren Einfluss durch aerodynamische Erwärmung sind das Geschwindigkeitsfeld und das Temperaturfeld voneinander entkoppelt. Die Energiegleichung liefert dadurch eine lineare Gleichung für das Temperaturfeld in der Grenzschicht und somit auch für die Wandtemperatur. Die allgemeine Lösung der Gleichung kann nun aus der Superposition von zwei konkreten Lösungen erzeugt werden. Eckert (1984) beschreibt und vergleicht zwei Methoden, die das Superpositionsprinzip nutzen, um Gleichungen für den Wandwärmestrom und den Wärmeübergangskoeffizienten bei Filmkühlung bereitzustellen:

Methode A

Die erste Methode, welche beispielsweise auch von Goldstein (1971) beschrieben wird, wählt als erste konkrete Lösung die Situation ohne Wandwärmestrom:

$$\dot{q}_w = 0 \qquad . \tag{2.20}$$

Die entsprechende Wandtemperatur wird als adiabate Wandtemperatur T_{aw} bezeichnet:

$$T_w = T_{aw} \qquad . \tag{2.21}$$

Als zweite konkrete Lösung wird der Fall gewählt, bei dem die Temperatur der Kühlluft der Temperatur der Hauptströmung entspricht:

$$T_c = T_m \qquad . \tag{2.22}$$

Hierbei ergibt sich ein Wandwärmestrom ungleich null und die zugehörige Wandtemperatur wird als isoenergetische Wandtemperatur T_{iw} bezeichnet. Mit dem entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten $h_{T_c=T_m}$ ergibt sich für den Wandwärmestrom folgende Gleichung:

$$\dot{q}_w = h_{T_c=T_m}(T_m - T_{iw}) \qquad . \tag{2.23}$$

Durch Superposition der Wandtemperaturen der beiden konkreten Lösungen

$$T_{aw} + T_{iw} = T_w + T_m \tag{2.24}$$

bleibt als Gleichung für den Wandwärmestrom das Produkt aus dem Wärmeübergangskoeffizienten $h_{T_c=T_m}$ und der Temperaturdifferenz zwischen adiabater Wandtemperatur und tatsächlicher Wandtemperatur:

$$\dot{q}_w = h_{T_c=T_m}(T_{aw} - T_w) \qquad . \tag{2.25}$$

Goldstein (1971) beschreibt die adiabate Wandtemperatur als dimensionslose Temperatur η:

$$\eta = \frac{T_m - T_{aw}}{T_m - T_c} \qquad . \tag{2.26}$$

η wird typischerweise als Filmkühleffektivität bezeichnet und in vielen Studien als Kenngröße für die Kühlleistung der untersuchten Konfiguration verwendet. Hierbei gilt, je höher η, desto höher ist die Effektivität des Kühlfilms, und $\eta = 1$ bedeutet, dass die adiabate Wandtemperatur gleich der Kühllufttemperatur ist.

Methode B

Die zweite Methode, welche beispielsweise auch von Metzger u. a. (1968) beschrieben wird, nutzt als treibende Temperaturdifferenz für den Wärmestrom die Temperatur der Hauptströmung und die Temperatur der Wand. Wie oben beschrieben können

diese Temperaturen gut mit messtechnischen Methoden ermittelt werden. Als Gleichung für den Wärmestrom ergibt sich somit:

$$\dot{q}_w = h(\theta_c)(T_m - T_w) \qquad . \tag{2.27}$$

Der Wärmeübergangskoeffizient muss nun den gesamten Einfluss der Filmkühlung modellieren und ist daher abhängig von der dimensionslosen Kühllufttemperatur θ_c. Diese ist wie folgt definiert:

$$\theta_c = \frac{T_m - T_c}{T_m - T_w} \qquad . \tag{2.28}$$

$h(\theta_c)$ wird wiederum durch das Superpositionsprinzip bestimmt

$$h(\theta_c) = h_{\theta_c=0}(1 + \widetilde{C}\theta_c) \qquad , \tag{2.29}$$

wobei sich die Konstante $\widetilde{C}$ aus den Wärmeübergangskoeffizienten der beiden Situationen $\theta_c = 0$ und $\theta_c = 1$ zusammensetzt:

$$\widetilde{C} = \frac{h_{\theta_c=1} - h_{\theta_c=0}}{h_{\theta_c=0}} \qquad . \tag{2.30}$$

Es kann gezeigt werden, dass näherungsweise $\widetilde{C} = -\eta$ gilt (Eckert, 1984). Gleichzeitig beschreiben $h_{T_c=T_m}$ aus Methode A und $h_{\theta_c=0}$ aus Methode B denselben Fall, wenn die Kühllufttemperatur gleich der Temperatur der Hauptströmung ist. Dieser Wärmeübergangskoeffizient wird im Folgenden mit h_{fc} bezeichnet. Somit ergibt sich für $h(\theta_c)$ folgende Gleichung, die im weiteren Verlauf für die Bestimmung des Wärmestroms verwendet wird:

$$h(\theta_c) = h_{fc}(1 - \eta\theta_c) \qquad . \tag{2.31}$$

Bestimmung von $h(\theta_c)$ im Experiment

Was beim Fourierschen Gesetz für den Temperaturgradienten gilt, trifft auch auf die adiabate Wandtemperatur in Methode A zu. Die Bestimmung dieser Größe im experimentellen Umfeld ist äußerst schwierig, weshalb im Folgenden Methode B angewendet wird. Zentrale Herausforderung bei dieser Methode ist die Bestimmung von $h(\theta_c)$. Wie bereits beschrieben, setzt das Superpositionsprinzip für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten Linearität voraus. Durch die Messung von mindestens zwei Werten kann somit der lineare Zusammenhang von h und θ_c ermittelt werden. Dies ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Mit der Geradengleichung können anschließend der Wärmeübergangskoeffizient h_{fc} (Ergebnis für $\theta_c = 0$) und die Filmkühleffektivität η (Kehrwert der Nullstelle) berechnet werden.

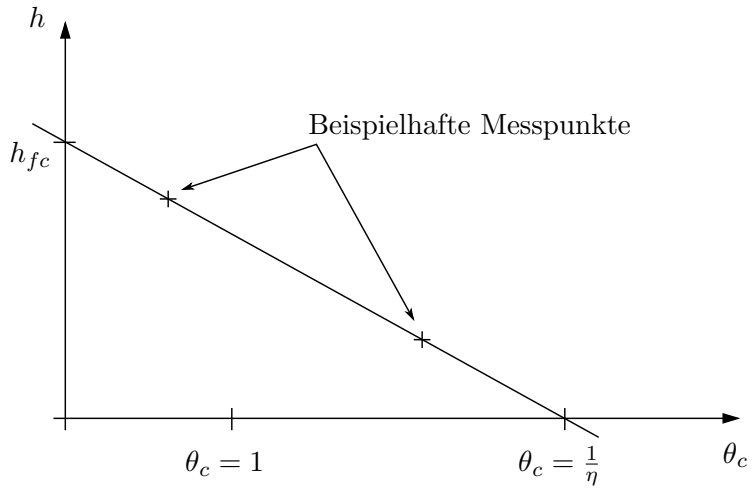

Abbildung 2.8: Linearer Zusammenhang zwischen dem Wärmeübergangskoeffizienten einer filmgekühlten Wand und der dimensionslosen Kühllufttemperatur.

Gritsch u. a. (1999) haben nachgewiesen, dass die Linearität für filmkühltypische Strömungsbedingungen gilt. Voraussetzung ist jedoch, dass das Temperaturverhältnis aus T_m und T_c unverändert bleibt und damit die Anforderung konstanter Strömungsbedingungen erfüllt wird. Für den experimentellen Einsatz bedeutet das, dass die Kühllufttemperatur und die Hauptströmungstemperatur möglichst konstant gehalten werden und eine Änderung von θ_c lediglich durch die Variation der Wandtemperatur erfolgt. Dies wird beispielsweise durch den Einsatz von Heizfolien realisiert, die in die zu kühlende Wand integriert sind.

Bestimmung der Nettowärmestromreduzierung $\Delta\dot{q}$

Abschließend muss für eine vollständige Beschreibung der Kühlwirkung die Nettowärmestromreduzierung bestimmt werden. Diese ist definiert als

$$\Delta\dot{q} = 1 - \frac{\dot{q}_{w,fc}}{\dot{q}_{w,nc}} \qquad , \tag{2.32}$$

wobei $\dot{q}_{w,fc}$ und $\dot{q}_{w,nc}$ den Wärmestrom mit und ohne Filmkühlung beschreiben. Setzt man für die Wärmeströme die entsprechenden Gleichungen 2.18, 2.27 und 2.31 ein, erhält man

$$\Delta\dot{q} = 1 - \frac{h_{fc}}{h_{nc}}(1 - \eta\theta_c) \qquad . \tag{2.33}$$

h_{nc} beschreibt hierbei den Wärmeübergangskoeffizienten ohne Filmkühlung. Gleichung 2.33 zeigt, dass eine hohe Kühlleistung durch einen niedrigen Wärmeübergangskoeffizienten und eine hohe Filmkühleffektivität erreicht werden kann.

2.2.2 Kenngrößen und Einflussparameter

Während die mathematische Beschreibung in Abschnitt 2.2.1 auf der Annahme einer idealen Kühlluftströmung beruht, kommt es in Realität zur Interaktion von Kühlluft und Hauptströmung, sobald die Kühlluft die Bohrung verlässt. Die charakteristischen Eigenschaften der resultierenden Strömung werden in Abschnitt 2.2.3 näher erläutert. Neben geometrischen Gegebenheiten sind insbesondere Dichte und Geschwindigkeit der beiden Fluidströme ausschlaggebend für das Verhalten der Strömung stromab der Kühlluftbohrung. Deshalb werden die beiden Größen vorab detailliert betrachtet. Für die Vergleichbarkeit und die Charakterisierung der Kühlluftströmungen lassen sich aus der Dichte und der Geschwindigkeit der beiden Fluidströme die nachfolgenden Parameter ableiten: (Acharya und Kanani, 2017)

$$\begin{aligned} DR &= \frac{\rho_c}{\rho_m} \qquad VR = \frac{u_c}{u_m} \\ M &= \frac{\rho_c u_c}{\rho_m u_m} \quad I = \frac{\rho_c u_c^2}{\rho_m u_m^2} \end{aligned} \tag{2.34}$$

Das Dichteverhältnis (DR) kann für ideales Gas und unter der Annahme gleicher spezifischer Gaskonstanten[3] direkt aus dem Temperaturverhältnis abgeleitet werden. In Gasturbinen beträgt die Kühllufttemperatur unter Last normalerweise etwa 50 % der Haupströmungstemperatur. Somit ergibt sich ein typisches Dichteverhältnis von $DR = 2$ (Bogard und Thole, 2006). Für das Geschwindigkeitsverhältnis (VR), die Ausblaserate (M) und das Impulsverhältnis (I) werden zudem die Geschwindigkeit der Hauptströmung und der Kühlluftströmung benötigt. In vielen Studien zur Filmkühlung von Turbinenschaufeln werden Ausblaseraten im Bereich von $M = 0{,}5$ bis 2,5 untersucht (Cutbirth und Bogard, 2003; Wright u. a., 2008; Liu u. a., 2016; Dávalos u. a., 2018; Baek und Ahn, 2020). Steht der Fokus auf der Brennkammerkühlung, werden hingegen höhere Ausblaseraten zwischen $M = 1$ und 10 betrachtet (Leger u. a., 2003; Wurm u. a., 2009; Behrendt u. a., 2008, 2014; Schreivogel, 2016). Da die Strömung zur Turbine hin beschleunigt wird, nimmt die Hauptströmungsgeschwindigkeit kontinuierlich zu. Dies hat zur Folge, dass die drei Vergleichsparameter bei konstanter Kühlluftgeschwindigkeit mit der Lauflänge der Brennkammer entsprechend abnehmen. Insofern sind die Werte aus der Literatur plausibel, jedoch wurden keine Studien gefunden, in denen die Werte für reale Triebwerke explizit belegt werden. Deshalb wird nachfolgend eine Abschätzung der drei Größen für eine reale Brennkammer durchgeführt.

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der Primärzone ist im Auslegungspunkt typischerweise 7 m/s bis 12 m/s (Bräunling, 2015) und sollte 15,2 m/s nicht überschreiten (Boyce, 2012). Die mittlere Geschwindigkeit der Kühlluftströmung am Bohrungsaustritt ergibt sich aus der Druckdifferenz über das Flammrohr, die etwa 60 % bis 70 % des gesamten Druckverlusts von 4 % bis 6 % in der Brennkammer ausmacht (Bräunling, 2015). Der Massenstrom durch eine Bohrung kann durch folgende

[3] Als spezifische Gaskonstante kann für das gesamte Triebwerk näherungsweise der Wert von Luft, $R_{Luft} = 287\,\mathrm{J/(kg\,K)}$, angenommen werden (Bräunling, 2015) .

Gleichung beschrieben werden: (Lefebvre und Ballal, 2010)

$$\dot{m} = \zeta A \sqrt{2\rho(p_{t,in} - p_{out})} \qquad . \tag{2.35}$$

Hierbei sind $p_{t,in}$ der Totaldruck am Bohrungseintritt und p_{out} der statische Druck am Bohrungsaustritt. A ist der Bohrungsquerschnitt, ρ ist die Dichte der Luft und ζ ist der Druckverlustbeiwert. Der Druckverlustbeiwert hängt von den geometrischen Randbedingungen und der Reynolds-Zahl der betrachteten Strömung ab. Für eine runde Bohrung im Flammrohr ergibt sich typischerweise ein Wert von $\zeta = 0{,}6$ (Lefebvre und Ballal, 2010). Der Massenstrom kann im Allgemeinen aus der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden:

$$\dot{m} = \rho A u \qquad . \tag{2.36}$$

Setzt man Gleichung 2.36 in Gleichung 2.35 ein, ergibt sich nach Umformung die Gleichung für die Strömungsgeschwindigkeit der Kühlluft:

$$u_c = \frac{\zeta}{\rho} \sqrt{2\rho(p_{t,in} - p_{out})} \qquad . \tag{2.37}$$

Typische Werte für die verdichtete Luft am Brennkammereintritt sind ein Druck von ca. 30 bar und eine Temperatur von ca. 800 K (Boyce, 2012; Bräunling, 2015). Aus dem idealen Gasgesetz kann für die Strömung außerhalb des Flammrohrs somit eine Dichte von 13,1 kg/m^3 berechnet werden. Am Eintritt in den Ringraum, zwischen Flammrohr und den Außenwänden der Brennkammer, hat die Kühlluft eine Geschwindigkeit von 20 m/s bis 40 m/s (Bräunling, 2015). Der Totaldruck $p_{t,in}$ kann nun nach folgender Gleichung aus dem statischen Druck, der Dichte und der Strömungsgeschwindigkeit im Ringraum berechnet werden:

$$p_t = p + \frac{\rho}{2} u^2 \qquad . \tag{2.38}$$

Mit dem Druckverlust von 2 % bis 3 % über das Flammrohr kann zudem der statische Druck am Bohrungsaustritt (p_{out}) bestimmt werden, und aus Gleichung 2.37 ergibt sich eine Kühlluftgeschwindigkeit von ca. 50 m/s bis 70 m/s. Somit kann für die Primärzone ein Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 5$ bis 7 berechnet werden. Mit dem Dichteverhältnis ergeben sich für die Ausblaserate ein Wert von $M = 10$ bis 14 und ein Impulsverhältnis von $I = 50$ bis 98. Bei der Beurteilung der Ergebnisse muss beachtet werden, dass es sich hierbei um die Parameter aus der Primärzone handelt, die mit der Lauflänge des Flammrohrs kontinuierlich abnehmen. Hinzu kommt, dass es sich bei den genannten Geschwindigkeiten in der Primärzone und im Ringraum um theoretische Werte handelt, die aus dem vorhandenen Volumenstrom und dem jeweiligen Strömungsquerschnitt berechnet werden. Die für die Kühlfilmströmung relevanten Strömungsbedingungen im wandnahen Bereich werden nicht explizit berücksichtigt. Dennoch zeigt die Abschätzung, dass die zuvor genannten Ausblaseraten für die Brennkammer ($M = 1{,}0 - 6{,}0$) und den Turbineneintritt ($M = 0{,}5 - 2{,}5$)

in einem realistischen Bereich liegen, weshalb in dieser Arbeit folglich ähnliche Werte gewählt werden.

Da Untersuchungen unter realen Bedingungen mit sehr hohem finanziellen Aufwand verbunden sind, werden die meisten experimentellen Studien zur Kühlleistung bei geringeren Dichteverhältnissen (teilweise $DR < 1$) durchgeführt (Bogard und Thole, 2006). Dies bedeutet jedoch, dass mit der Wahl der Strömungsgeschwindigkeiten nur einer der drei anderen Parameter, das Geschwindigkeitsverhältnis, die Ausblaserate oder das Impulsverhältnis, mit den Bedingungen einer realen Brennkammer übereinstimmen kann. Damit die Erkenntnisse aus den Untersuchungen dennoch auf brennkammertyische Strömungsbedingungen ($DR = 2$) übertragbar sind, muss die Kühlleistung unabhängig vom Dichteverhältnis sein. Alle drei Parameter skalieren jedoch einen anderen Aspekt der Strömung, wobei skalieren bedeutet, dass die Eigenschaft proportional von dem Parameter abhängig ist. Das Geschwindigkeitsverhältnis skaliert den reibungsbedingten Aufbau der Scherschicht und die damit verbundene Turbulenzerzeugung, die Ausblaserate skaliert den konvektiven Wärmetransport ($c_p \rho u$), und das Impulsverhältnis skaliert die dynamische Interaktion der beiden Strömungen (Bogard und Thole, 2006). Die Wahl des Vergleichsparameters ist entsprechend davon abhängig, welcher Aspekt unter den vorliegenden Strömungsbedingungen die Strömung dominiert und bei konstantem Vergleichsparameter eine vom Dichteverhältnis unabhängige Kühlleistung erzeugt. Nachfolgend wird daher das Verhalten des Wärmeübergangskoeffizienten, der Filmkühleffektivität und der Strahltrajektorie in Abhängigkeit der vier Parameter diskutiert.

Wärmeübergangskoeffizient

Die komplexe dreidimensionale Strömung (siehe Abschnitt 2.2.3) führt in der Nähe der Kühlluftausblasung zu einer Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten (Han u. a., 2000). Anschließend bildet die Kühlluft eine homogene Schicht, die im weiteren Strömungsverlauf wieder den Charakter einer zweidimensionalen Strömung annimmt. Dadurch fällt der Wärmeübergangskoeffizient ab, bis der ursprüngliche Wert erreicht wird. Hay u. a. (1985) zeigen anhand von experimentellen Untersuchungen im Nachlauf von 35° und 90° angestellten Kühlluftbohrungen[4], dass eine Erhöhung der Ausblaserate diesen Effekt verstärkt. Ammari u. a. (1990) untersuchten zudem den Einfluss des Dichteverhältnisses auf den lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten. Bei 90° angestellten Kühlluftbohrungen skaliert der Wärmeübergangskoeffizient mit der Ausblaserate und ist unabhängig vom Dichteverhältnis (siehe Abbildung 2.9), während es bei 35° Bohrungen und Ausblaseraten $M \geq 1$ zu einer deutlichen Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten kommt (vergleiche Abbildung 2.10). Baldauf u. a. (2002) zeigen ebenfalls einen deutlichen Einfluss des Dichteverhältnisses bei Ausblaseraten $M > 1$. Ein höherer Impuls, bedingt durch ein niedrigeres Dichteverhältnis bei gleichzeitig konstanter Ausblaserate, führt zu einer erhöhten Ablösung der Kühlluft von der Oberfläche. Dadurch dringt die Hauptströ-

[4]Der Anstellwinkel einer Kühlluftbohrung ist der Winkel zwischen der Bohrungsachse und der Oberfläche der Wand. Eine detailliertere Betrachtung des Anstellwinkels erfolgt in Abschnitt 2.2.4.

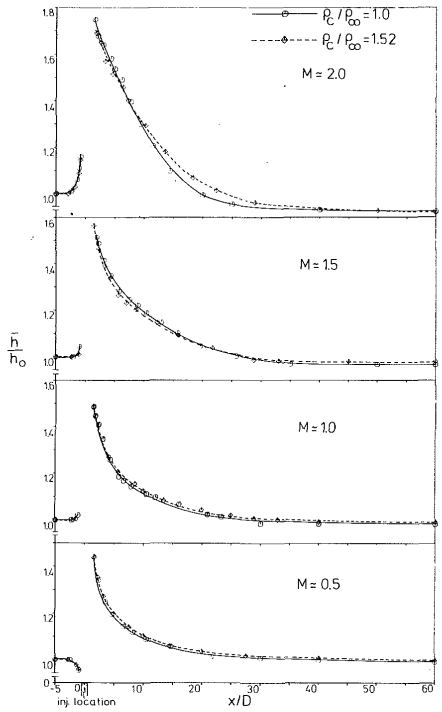

Abbildung 2.9: Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Erhöhung des lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei 90° Kühlluftausblasung. (Ammari u. a., 1990)

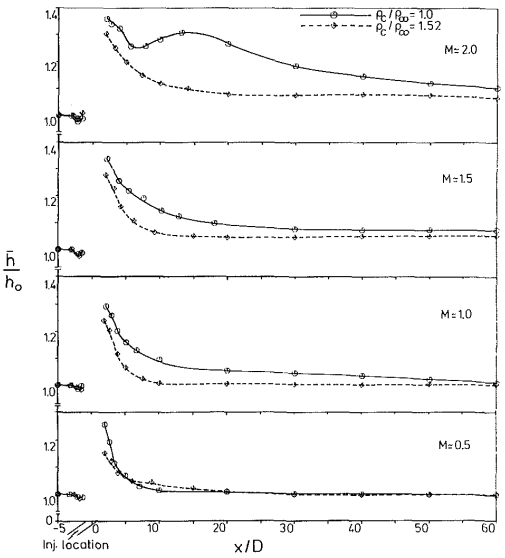

Abbildung 2.10: Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Erhöhung des lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei 35° Kühlluftausblasung. (Ammari u. a., 1990)

mung seitlich unter den Kühlfilm ein und erzeugt starke Verwirbelungen in Wandnähe, was zu einem erhöhten Wärmeübergang führt. Bei 90° Ausblasung führt die ohnehin schnelle Vermischung mit der Hauptströmung hingegen zu einem geringen Einfluss des Dichteverhältnisses auf den Wärmeübergangskoeffizienten (Ammari u. a., 1990).

Filmkühleffektivität

Die Studien von Pedersen u. a. (1977), in denen Filmkühlung über einer ebenen Platte, ausgehend von 35° angestellten zylindrischen Bohrungen, untersucht wurden, zeigen für eine niedrige Ausblaserate von $M = 0{,}2$ eine konstante Kühleffektivität unabhängig vom Dichteverhältnis. Bei höheren Ausblaseraten steigt die Filmkühleffektivität jedoch mit steigendem Dichteverhältnis an. Han u. a. (2000), sowie Bogard und Thole (2006) erklären die unterschiedlichen Ergebnisse mit dem Ablöseverhalten der Kühlluft. Eine Reduzierung des Dichteverhältnisses bei gleichzeitig konstanter Ausblaserate muss durch ein höheres Geschwindigkeitsverhältnis ausgeglichen werden. Da die Geschwindigkeiten quadratisch in das Impulsverhältnis eingehen, führt dies jedoch zu einem insgesamt höheren Impulsverhältnis, was das Abhebeverhalten

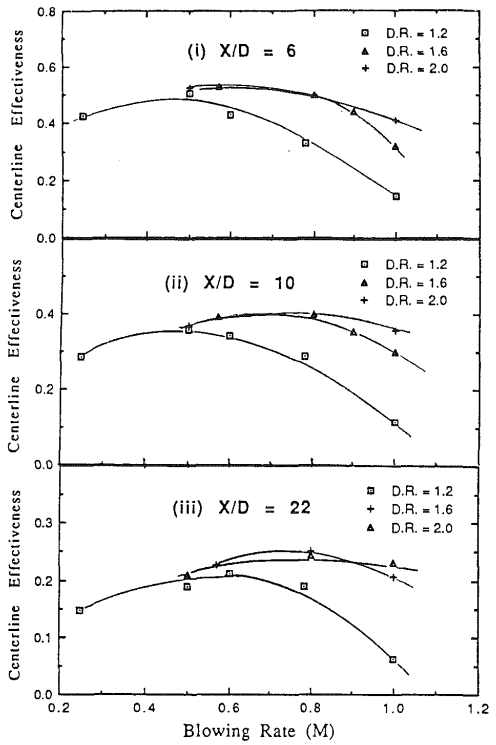

Abbildung 2.11: Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Filmkühleffektivität für verschiedene Ausblaseraten an drei Positionen stromab der Kühlluftbohrung. (Sinha u. a., 1991)

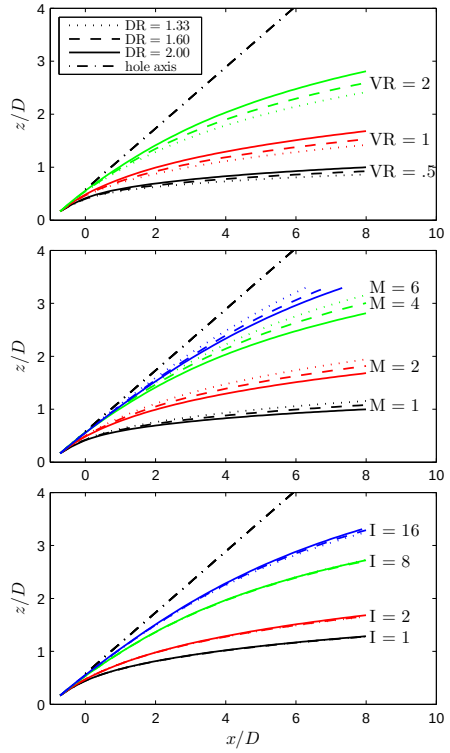

Abbildung 2.12: Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Kühlfilmtrajektorie bei verschiedenen Geschwindigkeitsverhältnissen, Ausblaseraten und Impulsverhältnissen. (Schreivogel u. a., 2014a)

der Kühlluft von der Oberfläche begünstigt. Die genannten Zusammenhänge sind nachfolgend noch einmal dargestellt:

$$
\begin{aligned}
&\text{Wenn } M = DR \cdot VR = konst. && \Rightarrow \quad DR \downarrow \quad \rightsquigarrow \quad VR \uparrow , \\
&\quad \text{da } VR = \frac{u_c}{u_m} && \Rightarrow \quad VR \uparrow \quad \rightsquigarrow \quad u_c \uparrow \text{ bzw. } u_m \downarrow , \\
&\quad \text{da } I = DR \cdot \frac{u_c^2}{u_m^2} && \Rightarrow \quad DR \downarrow \text{ und } (u_c \uparrow \text{ bzw. } u_m \downarrow) \quad \rightsquigarrow \quad I \uparrow .
\end{aligned}
$$

Umgekehrt hebt die Kühlluft mit steigendem Dichteverhältnis weniger stark von der Oberfläche ab und kann somit eine bessere Kühlwirkung entfalten. Die Ergebnisse von Sinha u. a. (1991) (siehe Abbildung 2.11) bestätigen diese Erkenntnisse. Bei niedrigen Ausblaseraten ($M < 0{,}5$) fallen die Kurven unterschiedlicher Dichteverhältnisse zusammen, während die Kurven bei höheren Ausblaseraten voneinander abweichen. Des Weiteren wird deutlich, dass die Filmkühleffektivität mit steigender Ausblaserate zunächst ansteigt und bei höheren Ausblaseraten wieder abfällt. Somit ergibt sich ein Optimum im Bereich zwischen $M = 0{,}5$ und 0,8 (Han u. a., 2000).

Ethridge u. a. (2001) und Cutbirth und Bogard (2003) zeigen am Beispiel einer Turbinenleitschaufel die speziellen Herausforderungen bei komplizierten Geometri-

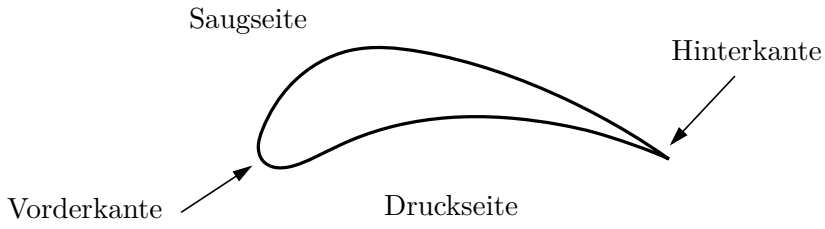

Abbildung 2.13: Schematische Darstellung eines Schaufelprofils.

en und erhöhter Turbulenz in der Anströmung. In Abbildung 2.13 ist ein typisches Schaufelprofil exemplarisch dargestellt. Untersucht wurde zunächst die gemittelte Filmkühleffektivität auf der Saugseite der Schaufel (Ethridge u. a., 2001). Cutbirth und Bogard (2003) ergänzten anschließend die Untersuchungen mit Messungen auf der Druckseite und an der Schaufelvorderkante. In den Studien wurden Messungen bei unterschiedlichen Ausblaseraten zwischen $M = 0{,}1$ und $M = 2$ durchgeführt. Zusätzlich wurde das Verhalten bei niedriger ($Tu = 0{,}5\,\%$) und hoher ($Tu = 20\,\%$) Turbulenzintensität verglichen. Während an der Schaufelvorderkante die Ausblaserate die beste Übereinstimmung der Filmkühleffektivität für variierende Dichteverhältnisse zeigt, liefert auf der Druckseite das Impulsverhältnis eine bessere Übereinstimmung. Letzteres gilt auch für eine erhöhte Turbulenzintensität in der Anströmung. Auf der Saugseite gibt es hingegen keinen eindeutigen Trend. Im Bereich von $0{,}5 < M < 0{,}7$ zeigt die Ausblaserate eine bessere Übereinstimmung und für $I > 0{,}4$ das Impulsverhältnis. Zurückgeführt werden die Unterschiede im optimalen Skalierungsparameter auf die unterschiedlichen geometrischen Bedingungen der jeweiligen Bereiche. Ethridge u. a. (2001) fanden beispielsweise bei gleichem Anstellwinkel eine bessere Kühleffektivität gegenüber der Kühlung einer ebenen Platte. Dies wird darauf zurückgeführt, dass die Krümmung der Oberfläche und der vorhandene Druckgradient das Abhebeverhalten der Kühlluft verbessert.

Strahltrajektorie

Da die Strahltrajektorie des Kühlfilms einen indirekten Parameter für die Kühlwirkung einer Kühlfilmströmung darstellt, untersuchten Schreivogel u. a. (2014a) die Position der Strahltrajektorie in Abhängigkeit der Vergleichsparameter. Dazu wurden entsprechende Parameterstudien mit RANS[5]-Simulationen durchgeführt. Hierbei wurde das Dichteverhältnis zwischen $DR = 1{,}33$, 1,6 und 2,0 variiert, während der Vergleichsparameter VR, M oder I konstant gehalten wurde. Die Ergebnisse (siehe Abbildung 2.12) decken Ausblaseraten zwischen $M = 1$ und $M = 6$ ab und zeigen, dass die Strahltrajektorie in diesem Bereich direkt durch das Impulsverhältnis skaliert wird, während bei VR und M eine deutliche Abhängigkeit vom Dichteverhältnis erkennbar ist.

[5] Abkürzung für Reynolds Averaged Navier Stokes.

Wahl des Vergleichsparameters

Zusammengefasst zeigen die Daten aus der Literatur, dass die Kühlleistung von anliegenden Kühlluftströmungen ($I < 0{,}4$) ausreichend gut mit der Ausblaserate skaliert, sodass die Vergleichbarkeit mit einer realen Brennkammer gewährleistet ist. Bei wieder anliegenden ($0{,}4 < I < 0{,}8$) oder vollständig ablösenden ($I > 0{,}8$) Kühlluftströmungen liefert jedoch das Impulsverhältnis Ergebnisse, die vom Dichteverhältnis unabhängig sind. Bernsdorf (2005) schlägt ebenfalls das Impulsverhältnis als relevanten Vergleichsparameter vor, da im Vergleich zur Ausblaserate mit dem Impulsverhältnis zudem die Strömungsstruktur besser skaliert wird. Dies deckt sich wiederum mit den Ergebnissen aus der Betrachtung der Strahltrajektorie von Schreivogel u. a. (2014a). Da in dieser Arbeit brennkammertypische Kühlluftströmungen mit entsprechend hohem Impulsverhältnis untersucht werden, wird das Impulsverhältnis als Basisparameter verwendet und lediglich zum Vergleich mit Daten aus der Literatur wird die Ausblaserate herangezogen.

2.2.3 Strömungscharakteristik der Kühlluftausblasung

In aktuellen Triebwerken werden überwiegend angestellte zylindrische Bohrungen eingesetzt, um eine kühlende Schicht zwischen heißem Verbrennungsgas und der Wand zu erzeugen. Diese Konfiguration ähnelt dem in der Literatur ausgiebig untersuchten Fall eines Freistrahls, der senkrecht in eine Hauptströmung eindringt („Jet-In-Crossflow“). Der Unterschied besteht darin, dass im Falle der Filmkühlung die Bohrungen gegenüber der Oberfläche meist in einem Winkel von 30° oder 35° in Hauptströmungsrichtung angestellt werden, um das Abheben der Kühlluftströmung von der Oberfläche zu reduzieren. Durch die Interaktion aus Freistrahl und Anströmung wird ein komplexes Strömungsfeld erzeugt, das aus verschiedenen Strömungsstrukturen besteht.

Das resultierende Strömungsfeld setzt sich im Wesentlichen aus vier Wirbelphänomenen zusammen (Mahesh, 2013). Diese sind in Abbildung 2.14 schematisch dargestellt. Die Zeichnung zeigt, wie der Freistrahl durch die Hauptströmung umgelenkt wird und sich anschließend nahezu parallel zur Oberfläche ausbreitet. Der ursprünglich kreisförmige Strömungsquerschnitt wird dabei in eine nierenförmige Struktur mit einem gegenläufigen Wirbelpaar (Nierenwirbel) umgeformt. An der stromauf gelegenen Seite des Freistrahls entsteht durch den Aufprall der Hauptströmung zudem ein Staupunkt, aufgrund dessen sich die Strömung zu einem Wirbel aufrollt. Der Wirbel breitet sich zunächst lateral aus und wird anschließend in Strömungsrichtung umgelenkt, wodurch eine hufeisenförmige Struktur um den Freistrahl herum entsteht. In der Scherschicht zwischen den Strömungen bauen sich an der Luv-Seite des umgelenkten Freistrahls Kelvin-Helmholtz-ähnliche Wirbelstrukturen auf. Im Totwassergebiet zwischen Wand und Freistrahl bilden sich zudem Tornadowirbel, die von der Oberfläche bis zum Nierenwirbel wirken. Das Zusammenwirken der verschiedenen Wirbel führt zu einer Aufweitung des Strahls, wobei die Strahltrajektorie nicht mehr durch das Zentrum des Strahles verläuft (Su und Mungal, 2004).

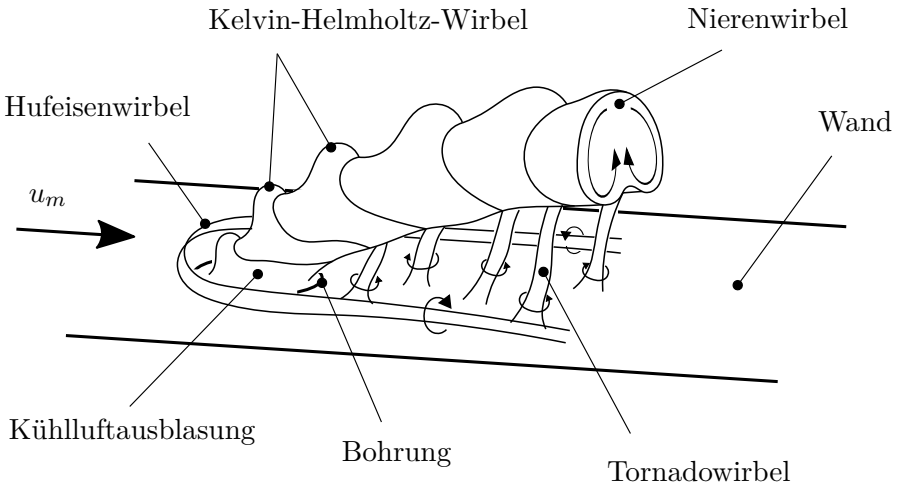

Abbildung 2.14: Schematische Darstellung des resultierenden Wirbelsystems einer Jet-In-Crossflow-Konfiguration, basierend auf Zeichnungen von Fric und Roshko (1994); Kelso u. a. (1996); Su und Mungal (2004).

LES[6]-Simulationen von Kalghatgi und Acharya (2014) zeigen für Kühlfilmströmungen mit 35° angestellten zylindrischen Bohrungen ($DR = 2$) eine ähnliche Wirbelstruktur wie beim angeströmten Freistrahl. Die Ausblaserate wurde mit $M = 1$ so gewählt, dass die Strömung an der Oberfläche anliegt. Abbildung 2.15 (oben) zeigt das Ergebnis in Form von Konturflächen der Temperatur und λ_2-Isoflächen[7]. Tornadowirbel sind in dieser Konfiguration nicht vorhanden, was mit dem fehlenden Abstand zwischen Kühlluftströmung und Wand erklärt werden kann. Nierenwirbel, Hufeisenwirbel und Kelvin-Helmholtz-Wirbel sind im Nahbereich der Bohrung jedoch deutlich ausgeprägt sichtbar. Weiter stromab verändert sich die Strömung. Anstelle der Kelvin-Helmholtz-Wirbel bilden sich sogenannte Haarnadelwirbel, die bei Jet-In-Crossflow-Konfigurationen ebenfalls auftreten können. Mahesh (2013) nennt diesbezüglich ein Geschwindigkeitsverhältnis von $VR < 1$ als Grenzwert, bis zu dem bei einer Jet-In-Crossflow-Konfiguration Haarnadelwirbel auftreten können. Mit $VR = 0{,}5$ fällt die untersuchte Konfiguration von Kalghatgi und Acharya (2014) in diesen Bereich, weshalb die Ergebnisse von Kühlfilmströmung und Jet-In-Crossflow-Konfiguration auch diesbezüglich konsistent sind.

Ziefle und Kleiser (2008, 2013) haben ebenfalls mit LES-Simulationen Kühlfilmströmungen untersucht, die aus 35° angestellten zylindrischen Bohrungen ($DR = 2$) strömen. Die λ_2-Isoflächen in Abbildung 2.15 (unten) zeigen ein ähnliches Wirbel-

[6]Abkürzung für Large Eddy Simulation. Während RANS-Simulationen lediglich ein mittleres Strömungsfeld berechnen, werden bei LES-Simulationen große Wirbelstrukturen zeitlich und räumlich aufgelöst.

[7]Mit der λ_2-Methode können Wirbel in einem dreidimensionalen Strömungsfeld identifiziert werden. Dazu wird der Tensor der Geschwindigkeitsgradienten in seinen symmetrischen (S) und antisymmetrischen Teil (Ω) zerlegt. Anschließend werden die drei Eigenwerte von $S^2 + \Omega^2$ berechnet und sortiert, sodass $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ gilt. Regionen mit $\lambda_2 < 0$ zeigen schließlich die Lage eines Wirbels. (Jiang u. a., 2005)

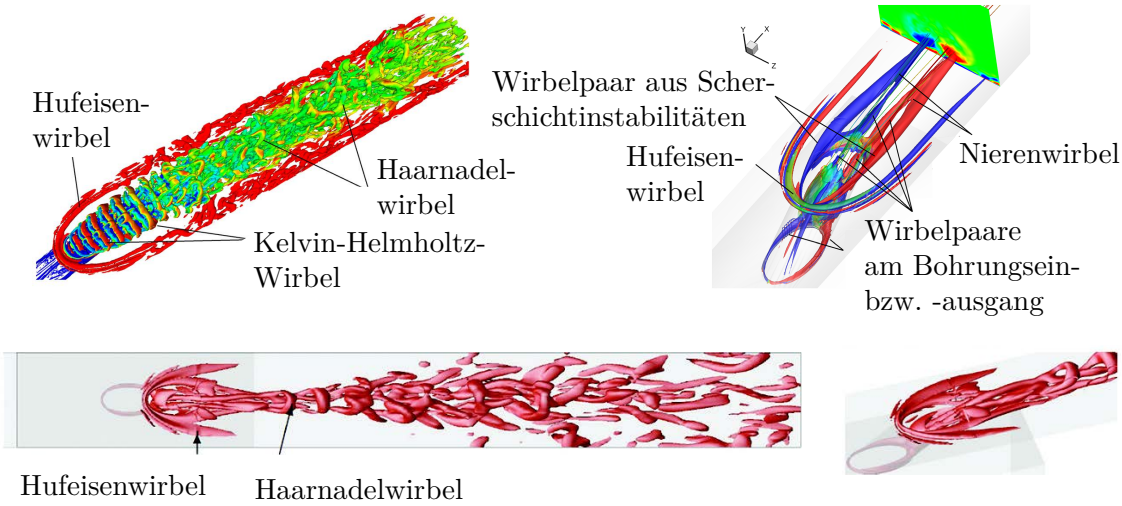

Abbildung 2.15: Visualisierung der Wirbelstrukturen einer anliegenden Kühlfilmströmung anhand von Konturflächen der Temperatur (oben links) und λ_2-Isoflächen. Oben: Kalghatgi und Acharya (2014, Abbildungen bearbeitet). Unten: Ziefle und Kleiser (2013, Abbildungen bearbeitet).

system wie die Ergebnisse von Kalghatgi und Acharya (2014). Hierzu zählen insbesondere der Hufeisenwirbel stromauf der Bohrung und die Haarnadelwirbel in der Scherschicht zwischen den beiden Strömungen. Aufgrund der reduzierten Ausblaserate ($M = 0{,}5$) und dem damit verbundenen geringeren Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 0{,}25$ treten die Haarnadelwirbel bereits kurz nach dem Bohrungsaustritt auf, weshalb keine ausgeprägten Kelvin-Helmholtz-Wirbel sichtbar sind. Ziefle und Kleiser (2008) zeigen zudem, dass Bildung und Auflösung der Haarnadelwirbel einen periodischen Prozess darstellen und mit dem Auflösen der Haarnadelwirbel die beschriebene Wirbelstruktur endet. Anschließend kommt es zur chaotischen Vermischung mit der umgebenden Strömung, was mit der vollständigen Auflösung der Kühlluft in der Hauptströmung endet.

Betrachtet man Abbildung 2.15 im Detail, werden weitere Phänomene des Strömungsfeldes deutlich. Der Hufeisenwirbel besteht beispielsweise aus mehreren Wirbelpaaren, wobei die Wirbel des äußeren Paares als eigenständige Wirbel bestehen bleiben, während die Wirbel der inneren Paare mit fortschreitender Lauflänge in Haarnadelwirbeln enden (Ziefle und Kleiser, 2008). Im Gegensatz dazu resultiert der Nierenwirbel aus mehreren gegenläufig rotierenden Wirbelpaaren, die zu einem Wirbelpaar verschmelzen. Einen Ursprung zeigen die Isoflächen am Bohrungseintritt. Ringsum an der Bohrungseintrittskante entstehen zwei sprialförmige Wirbel, die sich als gegenläufiges Wirbelpaar entlang der stromab gelegenen Bohrungswand ausbreiten und die Bohrung über die stromab gelegene Kante verlassen. Einen weiteren Ursprung des Nierenwirbels zeigen die Isoflächen an den seitlichen Kanten am Bohrungsaustritt. Das daraus entstehende gegenläufige Wirbelpaar wird laut Kalghatgi und Acharya (2014) durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten gespeist. Die

Verschmelzung der beiden Wirbelpaare zum finalen Nierenwirbel erfolgt schließlich etwa einen Bohrungsdurchmesser ($x = 1 \cdot D$) stromab des Bohrungsaustritts (siehe Abbildung 2.15, oben rechts).

Die in Abbildung 2.16 gezeigten Ergebnisse von Bernsdorf u. a. (2006) sind Teil einer umfangreichen Studie zur Charakterisierung des dreidimensionalen Strömungsfeldes einer Kühlfilmströmung. Die Untersuchungen erfolgten mit Hilfe von stereoskopischen PIV[8]-Messungen in einem geschlossenen Windkanal. Die Kühlfilmströmung wurde durch 30° angestellte Bohrungen gespeist, wobei zur Kühlung einer ebenen Testplatte eine Reihe aus 7 Bohrungen eingesetzt wurde. Die Abbildungen zeigen das gemittelte Strömungsfeld bei $x/D = 4$, wobei der Ursprung in dieser Arbeit im Mittelpunkt der Ellipse des Bohrungsaustritts liegt. Die Konturen zeigen die axiale Geschwindigkeitskomponente und die Pfeile stellen die Geschwindigkeitsvektoren in der yz-Ebene dar.

Die experimentellen Daten zeigen, dass die Ausprägung des Nierenwirbels stark von den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Kenngrößen abhängt. Von oben nach unten steigt die Ausblaserate von $M = 1$ über $M = 2$ nach $M = 2{,}7$, wobei der Kühlluftstrahl immer weiter von der Oberfläche abhebt. Damit einher geht eine immer stärkere Ausprägung des Nierenwirbels, was durch die Länge der Vektoren deutlich wird. Die Vektoren zeigen zudem, wie bei höheren Ausblaseraten durch die Rotation des Nierenwirbels Fluid von der Seite unter den Kühlluftstrahl transportiert wird. Das bedeutet, dass heiße Umgebungsluft die Oberfläche erreichen kann und die Kühlluft somit keine geschlossene Schicht bildet. Dies führt dazu, dass es trotz kontinuierlicher Kühlluftausblasung zu einer hohen thermischen Last auf die Bauteile und in der Folge zu einer Reduzierung der Lebensdauer kommen kann. Anhand der geringeren Abstände der Konturlinien im Wandbereich wird deutlich, dass mit der Erhöhung der Ausblaserate die Grenzschichtdicke abnimmt. Wie Bernsdorf u. a. (2006) erläutern, steigt dadurch der Wärmeübergangskoeffizient, was zu einer zusätzlichen thermischen Belastung der Bauteile führt.

Linke und rechte Spalte in Abbildung 2.16 vergleichen die Ergebnisse für $DR = 1$ und $DR = 1{,}6$. Da dabei die Ausblaserate konstant gehalten wurde, steigt das Impulsverhältnis in der rechten Spalte von oben nach unten weniger stark an. Deshalb zeigen die Kühlluftstrahlen bei höherem Dichteverhältnis ein geringeres Abhebeverhalten. Jedoch ist nun im Zentrum des Kühlluftstrahls eine stärkere Aufwärtsbewegung erkennbar, weshalb die Umgebungsströmung trotz des geringeren Wandabstands der Kühlluft zwischen den Kühlluftstrahl und die Wand eindringen kann.

Abschließend werden die charakteristischen Eigenschaften des Strömungsfeldes in der Bohrung anhand der numerischen Ergebnisse von Ziefle und Kleiser (2008) näher erläutert. Die Untersuchungen wurden mit 35° angestellten zylindrischen Bohrungen durchgeführt, die aus einem Plenum mit konstantem Druck mit Kühlluft gespeist werden. Die resultierende Strömung ist in Abbildung 2.17 anhand von sechs Schnittebenen (a) – (f) dargestellt, die äquidistant entlang der Bohrung verteilt sind. Die Normalen der Schnittebenen verlaufen parallel zur Hauptströmungsrichtung in der

[8] Abkürzung für Particle Image Velocimetry.

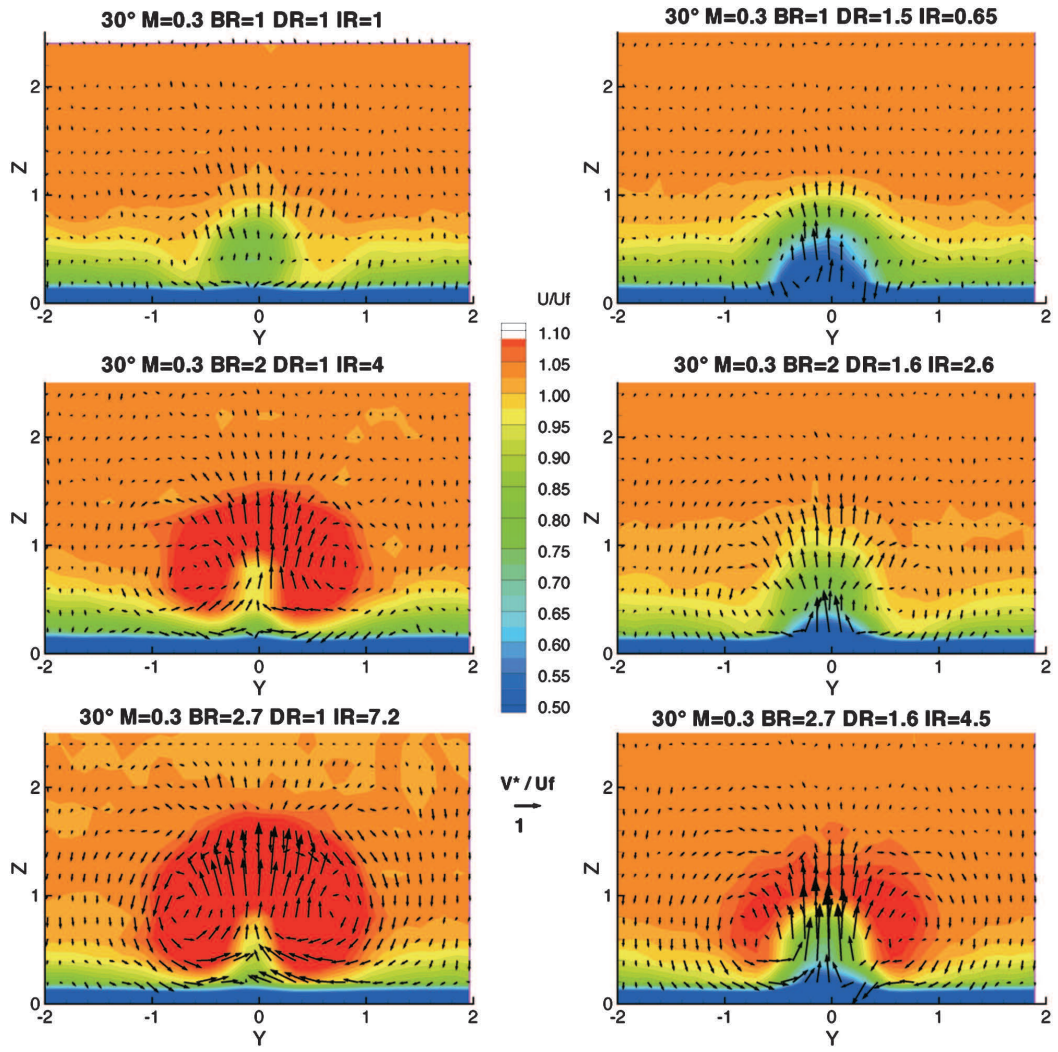

Abbildung 2.16: Gemitteltes Strömungsfeld stromab einer Kühlluftausblasung in der Ebene $x/D = 4$, wobei $x/D = 0$ im Mittelpunkt der Ellipse am Bohrungsaustritt liegt. Konturen zeigen die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung und Pfeile die Geschwindigkeitsvektoren in der yz-Ebene. Die einzelnen Abbildungen zeigen die Variation des Dichteverhältnisses von links ($DR = 1$) nach rechts ($DR = 1{,}6$) und die Variation der Ausblaserate[a] von oben ($M = 1$) nach unten ($M = 2{,}7$). Sowohl die Konturdiagramme als auch die Länge der Vektoren (mittlere Geschwindigkeit in der yz-Ebene, V*) wurden mit der Hauptströmungsgeschwindigkeit Uf normiert. (Bernsdorf u. a., 2006)

[a] In dieser Abbildung haben die Autoren die Ausblaserate mit BR und das Impulsverhältnis mit IR abgekürzt, während M die Machzahl der Hauptströmung beschreibt.

Bohrung und die Darstellung der Ergebnisse entspricht der Blickrichtung von der Hauptströmung Richtung Plenum. Die obere Reihe zeigt die mittlere axiale Geschwindigkeit und die mittlere Reihe zeigt die mittlere axiale Wirbelstärke. In der unteren Reihe sind Stromlinien mit Vektoren dargestellt.

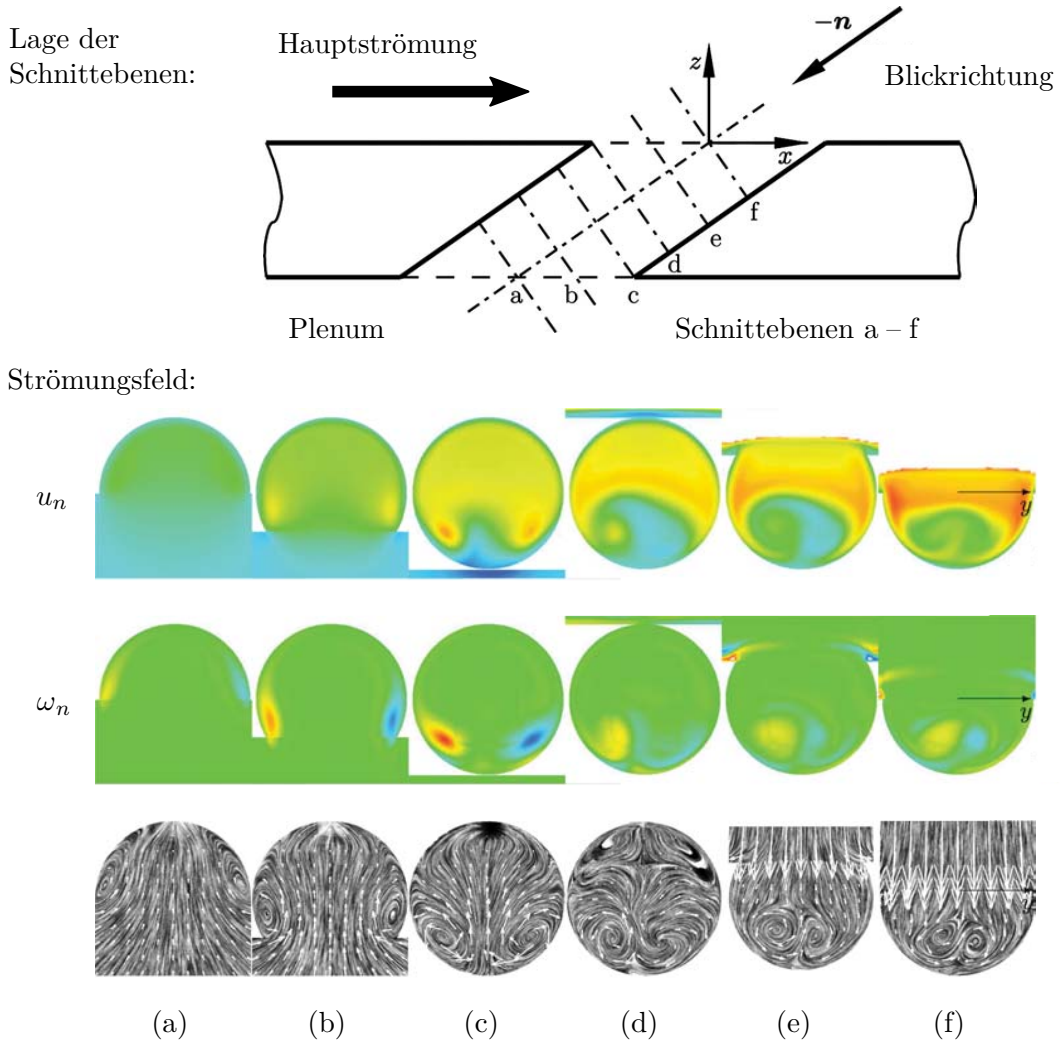

Abbildung 2.17: Darstellung der Strömung in einer Kühlluftbohrung anhand von sechs Schnittebenen (a) – (f), wobei die Schnitte (a) – (b) den Übergang vom Plenum in die Bohrung und die Schnitte (e) – (f) den Übergang von der Bohrung in die Hauptströmung zeigen. Die Schnittebenen liegen senkrecht zur Bohrungsachse und die Darstellung entspricht der Blickrichtung von der Hauptströmung Richtung Plenum. Oben: Mittlere axiale Geschwindigkeit u_n. Mitte: Mittlere axiale Wirbelstärke ω_n. Unten: Stromlinien mit Vektorfeld. (Ziefle und Kleiser, 2008, Abbildungen bearbeitet)

Die Querschnittsdaten zeigen, wie sich seitlich am Bohrungseintritt zwei Wirbel bilden (Ebene (a)), deren Intensität in der Bohrung zunimmt (Ebenen (b) – (c)). Währenddessen bewegen sich die beiden Wirbel aufeinander zu und bilden ab Ebene (d) ein zusammenhängendes Wirbelpaar in der unteren Bohrungshälfte. Wie bereits im vorherigen Absatz diskutiert, speist dieses Wirbelpaar im weiteren Verlauf den Nierenwirbel. Die Ausschnitte zeigen neben der Strömung in der Bohrung auch einen Teil der Kühlluftzuführung und der Hauptströmung. In Ebene (e) und (f) der

mittleren axialen Wirbelstärke kann dadurch am Übergang von der Bohrung in die Hauptströmung der Hufeisenwirbel erkannt werden. Ein weiteres Strömungsphänomen wird insbesondere bei der Betrachtung der axialen Geschwindigkeit deutlich. In der Bohrung löst die Strömung aufgrund der scharfen Kante zwischen Plenum und Bohrungseintritt von der Bohrungswand ab. Durch die Ablösung wird der effektive Bohrungsquerschnitt reduziert und es kommt zum sogenannten „Jetting-Effekt“ (Ziefle und Kleiser, 2008). Der Jetting-Effekt beschreibt ein inhomogenes Strömungsfeld innerhalb der Bohrung, welches eine Geschwindigkeitsüberhöhung in der oberen Hälfte des Strömungsquerschnitts (deutlich sichtbar an der mittleren axialen Geschwindigkeit in den Ebenen (c) – (f)) aufweist. In der unteren Hälfte des Querschnitts entsteht eine durch Rückströmungen geprägte Ablöseblase. Dies wird durch die negativen axialen Geschwindigkeiten in Ebene (c) deutlich. Anschließend dominiert das gegenläufige Wirbelpaar die Strömung im Nachlauf der Ablöseblase.

Zusammenfassend wird deutlich, dass das Wirbelsystem einer Kühlfilmströmung wesentlich vom Geschwindigkeitsverhältnis und dem Abhebeverhalten (entsprechend dem Impulsverhältnis) der Strömung abhängt. Dabei gilt, je geringer das Geschwindigkeitsverhältnis, desto stärker dominieren die Haarnadelwirbel gegenüber den Kelvin-Helmholtz-Wirbeln und je weiter der Strahl von der Oberfläche abhebt, desto stärker ausgeprägt zeigt sich der Nierenwirbel. Während sich Tornadowirbel nur im Totwassergebiet zwischen der Oberfläche und dem Kühlluftstrahl eines abgehobenen Kühlfilms bilden können, entsteht der Hufeisenwirbel weitgehend unabhängig von Geschwindigkeits- oder Impulsverhältnis. Mit der Auflösung der Haarnadelwirbel endet die reguläre Wirbelstruktur, was zu einer verstärkten Fluktuation im Strömungsfeld und damit zu einer Erhöhung der Vermischung von Hauptströmung und Kühlluft führt.

2.2.4 Optimierung der Kühlluftausblasung

Um die Effektivität der Filmkühlung zu erhöhen, wurden in der Literatur eine Vielzahl an Untersuchungen zur Optimierung der Kühlluftausblasung durchgeführt. Ausgehend von der klassischen zylindrischen Bohrung versuchten die Autoren typischerweise, den Impuls der Kühlluft normal zur Oberfläche zu reduzieren und gleichzeitig eine stärkere laterale Verteilung der Kühlluft zu forcieren. Dadurch sollte einerseits ein Abheben der Kühlluft von der Oberfläche vermieden und andererseits ein möglichst geschlossener Kühlfilm erzeugt werden. Nachfolgend werden zunächst einige typische Konfigurationen vorgestellt. Hierzu zählen insbesondere Variationen des Anstellwinkels und der Bohrungsgeometrie, sowie Bohrungen, deren räumliche Ausrichtung nicht parallel zur Strömungsrichtung liegt. Anschließend wird auf Vertiefungen im Bereich des Bohrungsaustritts näher eingegangen, da die sogenannten Grabengeometrien einen essentiellen Teil dieser Arbeit darstellen.

Anstellwinkel der Kühlluftbohrung

Der Anstellwinkel α der Kühlluftbohrung ist entscheidend für den Strömungsimpuls normal zur Oberfläche. In klassischen Jet-In-Crossflow-Konfigurationen ist der Anstellwinkel mit $\alpha = 90°$ maximal und der Geschwindigkeitsvektor am Bohrungsaustritt verläuft senkrecht zur Hauptströmung. Bei der Filmkühlung wird der Anstellwinkel typischerweise auf $25° - 35°$ reduziert (Bogard und Thole, 2006). Dies verringert die normale Komponente des Geschwindigkeitsvektors und begünstigt das Anlegen der Kühlluft an die Oberfläche. Eine weitere Reduzierung des Anstellwinkels ist unüblich, da man bei der Herstellung der Turbinenschaufeln an fertigungstechnische Grenzen stößt (Bogard und Thole, 2006; Acharya und Kanani, 2017). Beispielsweise wird die Länge einer Bohrung, die mit der Reduzierung des Anstellwinkels ansteigt, durch die Krümmung der Schaufel begrenzt. Kakade u. a. (2012) weisen jedoch darauf hin, dass in aktuellen Brennkammerdesigns die Anstellwinkel der Kühlluftbohrungen im Extremfall bis auf 15° reduziert wurden.

Bohrungsgeometrie

Lange Zeit konnten fertigungsbedingt nur wenige Bohrungsgeometrien für die Kühlluftausblasung realisiert werden. In Abbildung 2.18 sind einige typische Variationen der zylindrischen Bohrung gegenübergestellt. Alle relevanten Längen sind dabei auf den Bohrungsdurchmesser D der zylindrischen Bohrung normiert. Es wird deutlich, dass häufig eine Aufweitung des Bohrungsquerschnitts hin zum Bohrungsaustritt (konturierte Bohrung) erzeugt wird. Dies reduziert den Impuls der Strömung, was sich positiv auf das Anlegen der Kühlluftschicht auswirkt. Gleichzeitig fördert eine laterale Aufweitung des Querschnitts die Verteilung der Kühlluft auf der Oberfläche und trägt so zu einem geschlossenen Kühlfilm bei. Die Möglichkeit, mit modernen 3D-Druckverfahren fast jede Geometrie herstellen zu können, hat neben den gezeigten Beispielen inzwischen zu einer Vielzahl von Geometrievariationen geführt. Für eine detaillierte Auswertung der Effekte einzelner Bohrungsgeometrien wird auf die Metastudie von Acharya und Kanani (2017) verwiesen.

Orientierung der Bohrung relativ zur Hauptströmungsrichtung

Während der Anstellwinkel die Orientierung der Bohrung relativ zur Oberfläche beschreibt und im Wesentlichen den Impuls der Kühlluft normal zur Oberfläche steuert, bietet die Orientierung der Bohrung relativ zur Hauptströmung eine weitere Möglichkeit, die Kühlleistung zu verbessern. In der Literatur wurde eine Vielzahl von Winkeln zwischen 0° und 180° untersucht, mit dem Ziel, einen möglichst geschlossenen Kühlfilm zu erzeugen. Tatsächlich zeigen Konfigurationen mit schräger Kühlluftausblasung eine höhere Filmkühleffektivität entlang der Oberfläche. Dies geht jedoch mit einer Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten einher, was je nach Strömungsbedingungen zu einer geringeren Nettowärmestromreduzierung führen kann. (Acharya und Kanani, 2017)

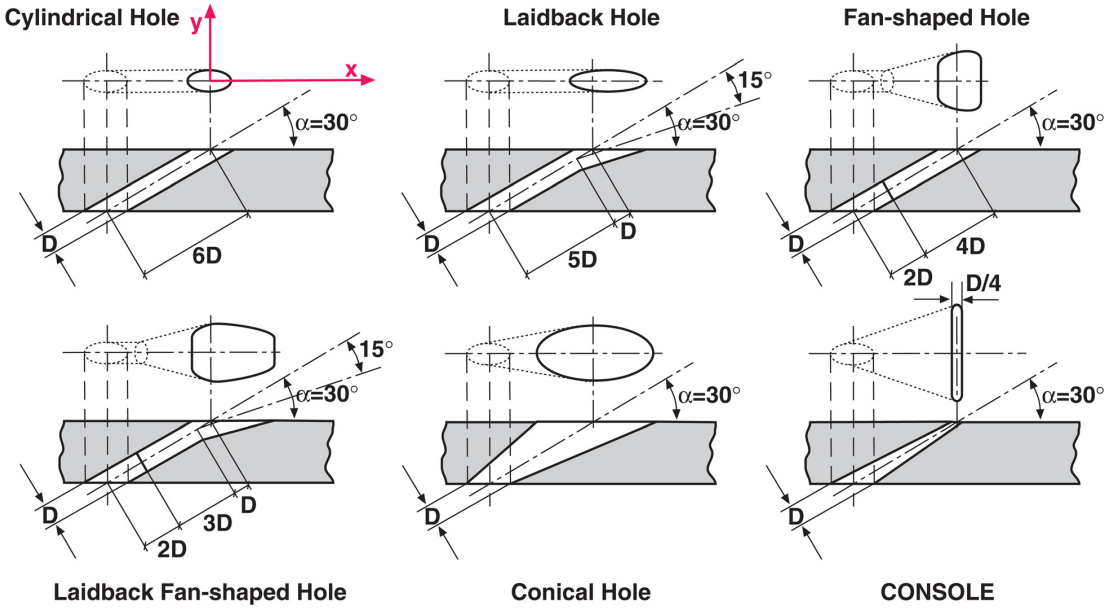

Abbildung 2.18: Typische Bohrungsgeometrien für die Kühlluftausblasung. (Saumweber und Schulz, 2012)

Vertiefungen

Eine weitere Möglichkeit zur Optimierung der Kühlluftausblasung stellen Vertiefungen in der Oberfläche dar. Diese Konfigurationen basieren auf der Möglichkeit, die thermische Schutzschicht, welche üblicherweise auf der Oberfläche des Flammrohrs angebracht ist, in der Umgebung der Bohrung auszusparen. Vor dem Austritt in die Hauptströmung prallt die Kühlluft auf die Hinterkante der Vertiefung und füllt diese auf, wodurch sich der Impuls der Strömung reduziert und die Kühlluft nach dem Austritt in die Hauptströmung länger an der Oberfläche anliegt (Schreivogel, 2016).

Vertiefungen können beispielsweise lokal als Krater um den Bohrungsaustritt herum angebracht werden (Fric und Campbell, 2002), was zu einer Verbesserung der Filmkühleffektivität von 50 % gegenüber zylindrischen Bohrungen führen kann (Lu u. a., 2009b). Dabei kommt es jedoch auch zu einer Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten, sodass die Kratergeometrie nur für wenige Ausblaseraten eine nennenswerte Steigerung der Kühlleistung in Form einer höheren Nettowärmestromreduzierung bietet. Die Kratergeometrie ist beispielhaft in Abbildung 2.19 (links) dargestellt.

Als Alternative zur lokalen Vertiefung haben Bunker u. a. (2001) und Bunker (2002) parallele Bohrungen mit einem Graben verbunden (siehe Abbildung 2.19, rechts). Der Graben ermöglicht eine laterale Ausbreitung der Kühlluft, nachdem diese an der Hinterkante der Vertiefung abgeprallt ist. Damit verbessert sich die Verteilung der Kühlluft über die gesamte Oberfläche und die Filmkühleffektivität wird gegenüber zylindrischen Bohrungen um bis zu 75 % gesteigert. Lu u. a. (2005),

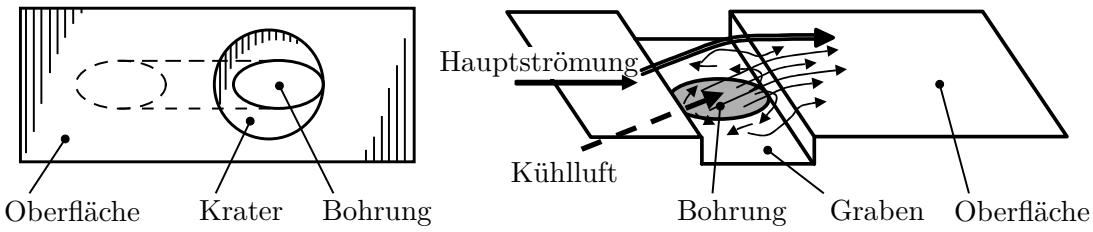

Abbildung 2.19: Bohrungsgeometrien mit Vertiefungen. Links: Kratergeometrie nach Fric und Campbell (2002, Abbildung neu erstellt). Rechts: Grabengeometrie nach Bunker (2002, Abbildung bearbeitet).

Waye und Bogard (2006), Dorrington u. a. (2007) und Lu u. a. (2009a) haben in nachfolgenden Studien die Grabengeometrie weiter untersucht. Dabei wurde hinsichtlich der Filmkühleffektivität eine optimale Tiefe von 0,75 D ermittelt. Des Weiteren sollten Vorder- und Hinterkante bündig mit dem Bohrungsaustritt abschließen. Bei 30° angestellten Bohrungen ergibt sich damit eine Grabenbreite von 2 D. Wie bei der Kratergeometrie steigt der Wärmeübergangskoeffizient bei der Grabengeometrie an, weshalb konturierte Bohrungen bis $M = 2$ der Grabengeometrie überlegen sind (Lu u. a., 2009a).

Damit die Grabengeometrie trotz erhöhtem Wärmeübergangskoeffizienten einen positiven Effekt auf den resultierenden Wandwärmestrom hat, muss die Filmkühleffektivität weiter gesteigert werden. Kröss und Pfitzner (2010, 2012) haben anhand numerischer Simulationen festgestellt, dass heiße Hauptströmung zwischen den Bohrungen in den Graben eindringt. Die damit einhergehende Vermischung reduziert die Kühlleistung der Grabengeometrie. Daher wurden stromauf des Grabens tetraederförmige Rampen installiert, mit dem Ziel, die Hauptströmung über den Graben zu lenken und ein Eindringen zu verhindern. Obwohl damit die Kühlleistung signifikant gesteigert werden konnte, wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt. Grund dafür war, dass die Tetraeder verstärkt den thermischen Lasten der Hauptströmung ausgesetzt sind und deren Einsatz in der Praxis möglicherweise neue Probleme verursacht hätte (Schreivogel, 2016).

Basierend auf den Erkenntnissen aus der Literatur haben Schreivogel u. a. (2014b) daher die Kontur des Grabens verändert und numerisch optimiert. Das Ziel war, die laterale Verteilung der Kühlluft zu erhöhen und gleichzeitig das Eindringen von Hauptströmung in die Grabenstruktur zwischen den Bohrungen zu verhindern. Während eine bessere laterale Verteilung durch eine gewinkelte Kontur forciert wurde, sollte eine Reduzierung der Grabenbreite zwischen den Bohrungen die Struktur vor dem Eindringen der Hauptströmung schützen. Anhand von fünf Optimierungsparametern wurde die Tiefe (P_1) und die Kontur (P_2 bis P_5) des Grabens definiert. Ausgehend von dem in Abbildung 2.20 (links) gezeigten Basis-Layout wurden in einem kombinierten Verfahren aus RANS-Simulationen und einer Metamodell-Optimierung rund 4000 Designs untersucht. Dabei wurden sechs Ausblaseraten zwischen $M = 1$ und 6 simuliert, um ein Design zu erhalten, das für variierende Brennkammerströmungen geeignet ist. Anschließend wurden drei

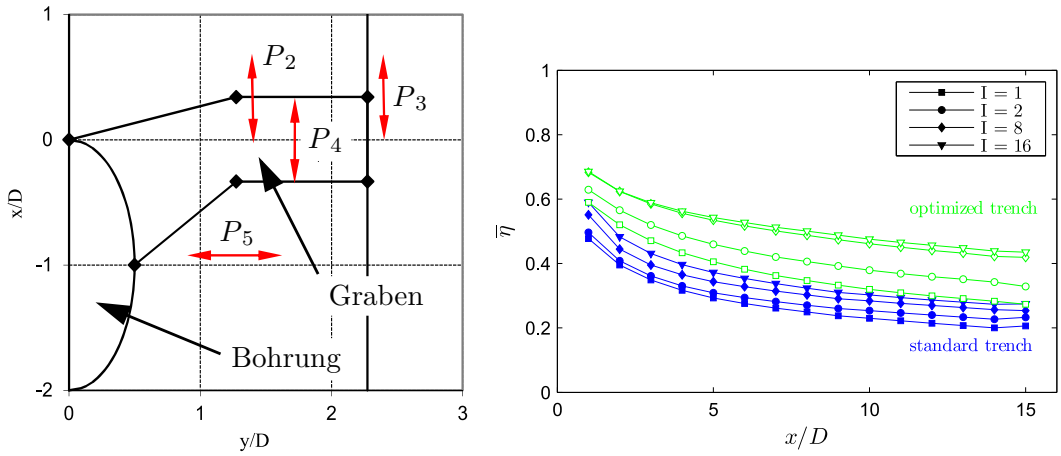

Abbildung 2.20: Links: Basis-Layout für die gewinkelte Kontur einer optimierten Grabengeometrie mit den Optimierungsparametern P_2 bis P_5. Rechts: Vergleich der lateral gemittelten Filmkühleffektivität der geraden und der optimierten Grabengeometrie (im Diagramm als „standard trench“ und „optimized trench“ bezeichnet). (Schreivogel u. a., 2014b, linke Abbildung bearbeitet)

Designs mit Hilfe einer Pareto Front ausgewählt, die eine hohe räumlich gemittelte Filmkühleffektivität, bei gleichzeitig minimaler Standardabweichung, aufwiesen. Im Vergleich mit einer typischen geraden Grabengeometrie mit einer Breite von $2\,D$ und einer Tiefe von $0{,}75\,D$ zeigen die neuen Designs eine maximale Erhöhung der gemittelten Filmkühleffektivität von 85 % und eine maximale Reduzierung der Standardabweichung von 40 %.

Aus fertigungstechnischen Gründen und zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Grabengeometrien wurde im Folgenden die Komplexität der Grabenkontur wieder reduziert. Dabei war das Ziel, das verbesserte strömungsdynamische Verhalten aus den optimierten Designs zu erhalten. Im Zuge dessen wurde eine Grabentiefe von $0{,}75\,D$ und für die restlichen Optimierungsparameter die Werte $P_2/D = 1$, $P_3/D = 1$, $P_4/D = 0{,}67$ und $P_5/D = 1{,}5$ gewählt. Anschließend wurde die neue Grabengeometrie mit Infrarot-Thermographie (kurz: IR-Thermographie) experimentell untersucht und mit der geraden Grabengeometrie verglichen. In Abbildung 2.20 (rechts) ist die lateral gemittelte Filmkühleffektivität für vier Impulsverhältnisse dargestellt. Trotz Abweichung von der optimalen Kontur zeigen die Messdaten eine Steigerung von 33 % bis 56 % des neuen Designs gegenüber der geraden Grabengeometrie. Großen Anteil an der Verbesserung hat die laterale Verteilung der Kühlluft, die zu einer homogenen Verteilung der Kühleffektivität auf der Oberfläche führt.

Zusammenfassend zeigen die Grabengeometrien eine deutliche Steigerung der Filmkühleffektivität gegenüber zylindrischen Bohrungen. Dabei steigt jedoch auch der Wärmeübergangskoeffizient, weshalb die Grabengeometrie in der Nettowärmestromreduzierung den konturierten Bohrungen teilweise unterlegen ist. Deshalb haben Schreivogel u. a. (2014b) eine optimierte Grabengeometrie entwickelt und damit

sowohl die Filmkühleffektivität erhöht als auch die Verteilung auf der Oberfläche verbessert. Die Untersuchungen wurden jedoch nur bei geringen Turbulenzgraden durchgeführt, weshalb die Kühlleistung der optimierten Geometrie bei brennkammertypischen Strömungsbedingungen unbekannt ist.

2.2.5 Filmkühlung mit turbulenter Hauptströmung

In der Brennkammer einer Gasturbine herrscht ein hochturbulentes Strömungsfeld, das im Wesentlichen durch den Drallgeber und die Mischungsstrahlen beeinflusst wird, und Turbulenzgrade über 100 % erreichen kann (siehe Abschnitt 2.1.3). Einige Studien haben den Einfluss von Hauptströmungsturbulenz auf die Kühlfilmströmung einer zylindrischen Bohrung untersucht. Dabei wurden Turbulenzgrade bis $Tu = 25\,\%$ erreicht. Die wesentlichen Erkenntnisse werden in diesem Abschnitt anhand von experimentellen und numerischen Studien vorgestellt.

Kakade u. a. (2012) haben in einer umfangreichen Studie die adiabate Filmkühleffektivität, den Wärmeübergangskoeffizienten und die Nettowärmestromreduzierung von Kühlfilmströmungen gemessen, die durch eine Vielzahl von 20° angestellten Bohrungen eingeleitet wurde. Dabei wurde die Turbulenz der Hauptströmungen zwischen $Tu = 4\,\%$ und 22 % variiert. Die Messdaten zeigen, dass die hohe Hauptströmungsturbulenz bei kleinen Ausblaseraten zu einer Reduzierung der lateral gemittelten Filmkühleffektivität führt. Gleichzeitig steigt der Wärmeübergangskoeffizient an, sodass der Kühlfilm insgesamt eine geringere Nettowärmestromreduzierung erzeugt. Zwischen Ausblaseraten von $M = 1{,}0$ und $M = 1{,}5$ bringt die höhere Turbulenz der Hauptströmung hingegen eine leichte Verbesserung der Kühlleistung. Die Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten wird in diesem Fall durch eine Verbesserung der Filmkühleffektivität kompensiert, was insgesamt eine stärkere Reduzierung des Wärmestroms zur Folge hat. Bei höheren Ausblaseraten reicht die Kompensation durch eine verbesserte Filmkühleffektivität hingegen nicht mehr aus, was erneut zu einer Verringerung der Kühlleistung führt.

Diese Ergebnisse wurden durch eine Studie von Martin und Thorpe (2012) bestätigt, in deren Rahmen am selben Prüfstand Temperaturmessungen an der Oberfläche mit Infrarot-Thermographie und im Strömungsfeld mit Thermoelementen durchgeführt wurden. Beide Studien begründen den positiven Effekt der hohen Turbulenz zwischen $M = 1{,}0$ und $M = 1{,}5$ damit, dass von der Oberfläche abgelöste Kühlluft durch die erhöhte Turbulenz wieder zur Oberfläche zurücktransportiert wird. Dieser Effekt endet jedoch, sobald der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten durch das gestörte Strömungsfeld überhand nimmt beziehungsweise Kühlluft, die erst nach der Vermischung mit der Hauptströmung zur Oberfläche zurücktransportiert wird, die Filmkühleffektivität aufgrund der erhöhten Fluidtemperatur reduziert.

Beide Studien weisen zudem darauf hin, dass die erhöhte Turbulenz zu einer stärkeren lateralen Verteilung der Kühlluft führt. Martin und Thorpe (2012) zeigen jedoch, dass die stärkere laterale Verteilung eine Reduzierung der Kühlfilmlänge in Strömungsrichtung zur Folge hat.

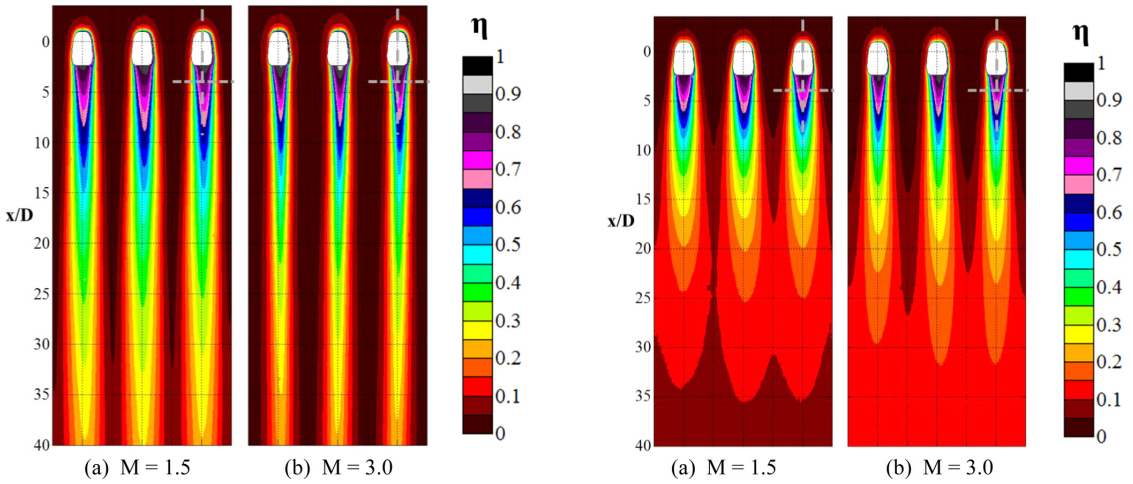

Abbildung 2.21: Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die adiabate Filmkühleffektivität bei $M = 1{,}5$ und $M = 3{,}0$. Links: $Tu = 0{,}5\,\%$. Rechts: $Tu = 13{,}2\,\%$. (Schroeder und Thole, 2016)

Schroeder und Thole (2016) haben parallel zur adiabaten Filmkühleffektivität auch das Strömungsfeld untersucht. Letzteres wurde mit Hilfe von PIV mit einer zeitlichen Auflösung von 4 kHz erfasst. Verglichen wurden drei Szenarien mit einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 0{,}5\,\%$, $5{,}6\,\%$ und $13{,}2\,\%$. Zudem wurden die Messungen für Ausblaseraten von $M = 1{,}5$ und 3,0 durchgeführt. Die Ergebnisse wurden später in einer weiteren Studie durch Messungen der Strömungstemperatur mit einem Thermoelementrechen ergänzt (Schroeder und Thole, 2017). In beiden Studien wurde für die Kühlluftausblasung eine Reihe aus fünf Bohrungen (Anstellwinkel 30°) verwendet, deren Querschnitt in Richtung Bohrungsaustritt aufgeweitet wurde.

In den Abbildungen 2.21 und 2.22 sind die Verteilung der adiabaten Filmkühleffektivität und die lateral gemittelte Filmkühleffektivität ($\overline{\eta}$) für verschiedene Turbulenzgrade bei den Ausblaseraten $M = 1{,}5$ und $M = 3{,}0$ dargestellt. Ein Vergleich der Daten zeigt, dass die Ergebnisse von Schroeder und Thole (2016) mit den Aussagen von Kakade u. a. (2012) konsistent sind. Die erhöhte Hauptströmungsturbulenz erzeugt eine verbesserte Filmkühleffektivität in lateraler Richtung, während die Wirkung in Strömungsrichtung reduziert ist (vergleiche die Verteilung der Filmkühleffektivität in Abbildung 2.21 bei niedriger (links) und hoher Turbulenz (rechts)). Dieses Ergebnis wird zudem durch die Strömungstemperatur in der yz-Ebene gestützt, die in Abbildung 2.23 beispielhaft für eine Ebene in normierter Form dargestellt ist und für $Tu = 13{,}2\,\%$ eine stärkere Reduzierung der Strömungstemperatur in lateraler Richtung im Vergleich zu $Tu = 0{,}5\,\%$ belegt. Des Weiteren ist in Abbildung 2.22 ersichtlich, dass eine erhöhte Hauptströmungsturbulenz für $M = 1{,}5$ zu einer Reduzierung und für $M = 3{,}0$ zu einer leichten Erhöhung der gemittelten Effektivität führt. Dies deckt sich ebenfalls mit der Erkenntnis von Kakade u. a. (2012), dass eine Erhöhung der Turbulenz auch einen positiven Effekt auf die Kühlwirkung haben kann, wenngleich es aufgrund der unterschiedlichen Bohrungsgeometrien zu einer

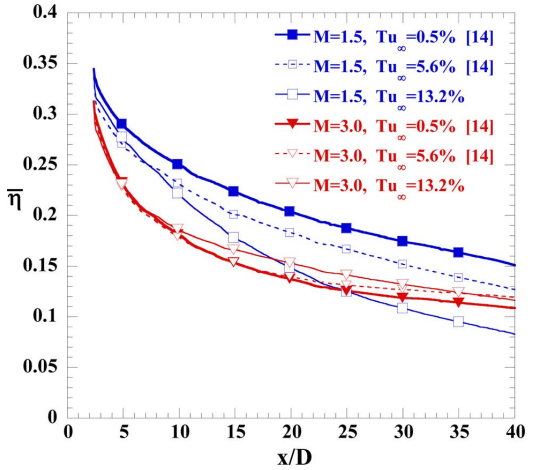

Abbildung 2.22: Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die lateral gemittelte adiabate Filmkühleffektivität bei $M = 1{,}5$ und $M = 3{,}0$. (Schroeder und Thole, 2016)

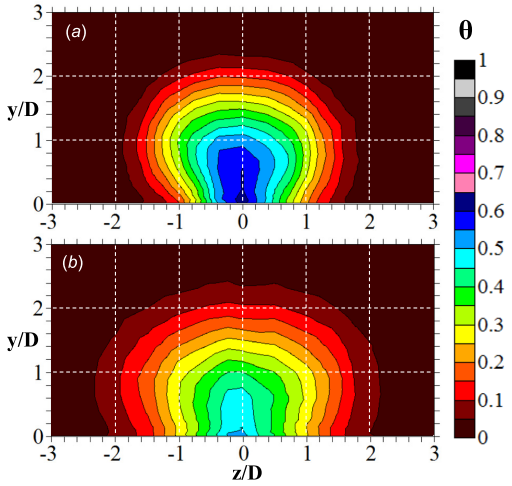

Abbildung 2.23: Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die mittlere Temperaturverteilung in der Ebene $x/D = 10$, wobei $x/D = 0$ im Mittelpunkt des Bohrungsaustritts liegt. (a): $Tu = 0{,}5\,\%$. (b): $Tu = 13{,}2\,\%$. $M = 3{,}0$. (Schroeder und Thole, 2017)

Verschiebung im Hinblick auf die entsprechenden Ausblaseraten gekommen ist.

Mit Abbildung 2.24 zeigen Schroeder und Thole (2017) die Ursache für die verstärkte laterale Ausbreitung der Kühlluft. In den Teilabbildungen sind die drei Komponenten der normierten turbulenten Schubspannung für niedrige (oben) und hohe Turbulenz (unten) dargestellt. $\overline{u'_x u'_y}$ (in Abbildung 2.24 als $\overline{u'v'}$ bezeichnet) unterscheidet sich dabei kaum zwischen den beiden Turbulenzgraden. Sowohl die Absolutwerte als auch deren räumliche Verteilung sind annähernd identisch. Bei $\overline{u'_x u'_z}$ und $\overline{u'_y u'_z}$ (in Abbildung 2.24 als $\overline{u'w'}$ und $\overline{v'w'}$ bezeichnet) sind die Bereiche erhöhter Schubspannung im Falle der hohen Turbulenz jedoch stärker ausgeprägt. Dies erklären Schroeder und Thole (2017) mit Wirbeln in der Hauptströmung, die Richtung Oberfläche streben und dabei den Kühlfilm zu einer lateralen Ausweichbewegung drängen.

Um die physikalischen Abläufe im Rahmen der turbulenten Vermischung darstellen zu können, haben Kohli und Bogard (2005) simultane Messungen von Geschwindigkeit und Temperatur mit Laser-Doppler-Anemometrie bzw. Kaltdraht-Thermometrie in Kühlfilmströmungen durchgeführt. Die simultanen Daten bieten die Grundlage für die Berechnung von turbulenten Impuls- ($\overline{u'_x u'_y}$) und Wärmeströmen ($\overline{u'_x T'}$, $\overline{u'_y T'}$), mit deren Hilfe der Transport von kalten und heißen Fluidpaketen innerhalb des Strömungsfeldes nachvollzogen werden kann. Die Untersuchung erfolgte anhand von 35° angestellten zylindrischen Bohrungen bei $DR = 1{,}05$ und $M = 0{,}4$. Allgemein zeigen die Ergebnisse stromab der Bohrung einen negativen turbulenten Wärmestrom normal zur Oberfläche ($\overline{u'_y T'} < 0$), wodurch heißes Fluid zur

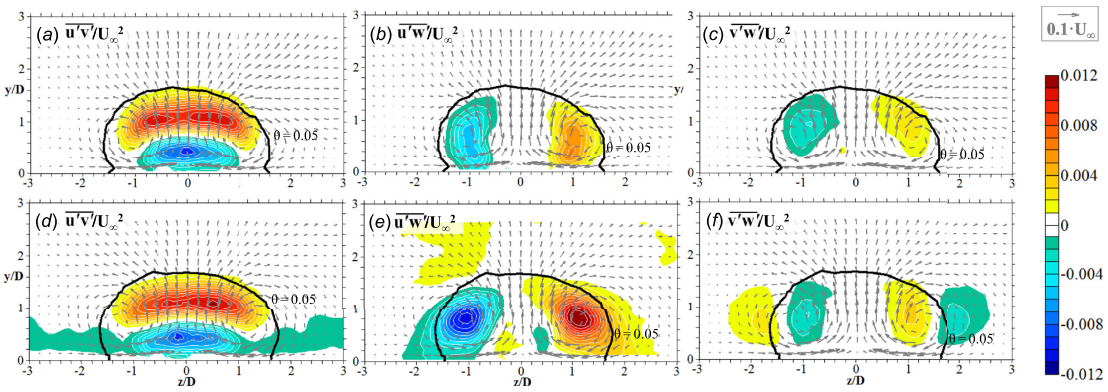

Abbildung 2.24: Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die turbulente Schubspannung in der Ebene $x/D = 4$, wobei $x/D = 0$ im Mittelpunkt des Bohrungsaustritts liegt. Pfeile repräsentieren die Geschwindigkeitsvektoren in der yz-Ebene und die schwarze Konturlinie entspricht der mittleren Temperatur $\bar{\theta} = 0{,}05$. Oben: $Tu = 0{,}5\,\%$. Unten: $Tu = 13{,}2\,\%$. $M = 3{,}0$. (Schroeder und Thole, 2017)

Oberfläche hin und kaltes Fluid von der Oberfläche weg transportiert wird. Während der turbulente Transport bei niedriger Turbulenz in einem schmalen Korridor entlang der Scherschicht stattfindet, ist bei hoher Turbulenz ein deutlich größerer Bereich davon betroffen. Gleichzeitig sind die Maxima für die turbulenten Wärmeströme im zweiten Fall deutlich höher, was auf einen ausgeprägten Wärmeaustausch zwischen Hauptströmung und Kühlluft hinweist.

Eine Studie, die explizit den Einfluss des Drallgebers auf die Filmkühlung in die Primärzone untersucht, wurde von Wurm u. a. (2014) durchgeführt. Dabei wurde eine Kombination aus experimentellen und numerischen Verfahren eingesetzt. Im Fokus stand dabei der Startkühlfilm, der über einen Schlitz zwischen Hitzeschild[9] und Flammrohr in den Brennraum eingebracht wird. Stromab wird der Kühlfilm durch eine Vielzahl von zylindrischen Kühlfilmbohrungen aufrecht erhalten. Abbildung 2.25 (links) zeigt die Geometrie zusammen mit dem mittleren axialen Strömungsfeld in der xz-Ebene, wobei das Hitzeschild durch graue Dreiecke schematisch dargestellt ist.

Das mittlere Strömungsfeld in Abbildung 2.25 (links) zeigt die für einen Brennraum typische Rezirkulationszone, die mit einem Staupunkt bei etwa $x/P = 20$ endet. Die ungleichmäßige Temperaturverteilung auf der Oberfläche des Flammrohrs (Abbildung 2.25, rechts oben) deutet darauf hin, dass ein Teil des Schlitzes für den Startfilm blockiert wird. Wurm u. a. (2014) erklären dies mit einer Querströmung, die durch den Drallgeber initiiert wird und bis in den Bereich zwischen Hitzeschild und Flammrohr wirkt (siehe laterale Geschwindigkeit in Abbildung 2.25, rechts unten).

[9] Das Hitzeschild schirmt die Primärzone von den stromauf gelegenen Komponenten des Triebwerks ab und formt zusammen mit dem Drallgeber den Beginn des Brennraums.

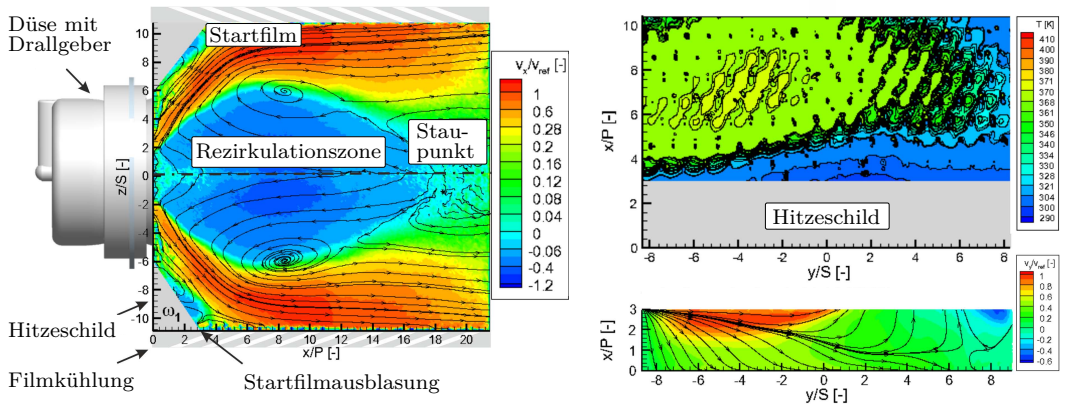

Abbildung 2.25: Untersuchung der Filmkühlung in der Primärzone einer Brennkammer mit Drallgeber. Links: Brennkammergeometrie mit dem mittleren axialen Strömungsfeld in der xz-Ebene aus PIV-Messung. Rechts: Temperaturverteilung auf der Oberfläche des Flammrohrs aus IR-Thermographie (oben) und laterale Strömungsgeschwindigkeit zwischen Hitzeschild und Flammrohr aus RANS-Simulation (unten). P bzw. S bezeichnen in dieser Abbildung den axialen bzw. lateralen Abstand der Kühlluftbohrungen. (Wurm u. a., 2014, Abbildungen bearbeitet)

Ziefle und Kleiser (2013) untersuchen den Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die Filmkühlleistung mit der Hilfe von LES-Simulationen. Dazu werden die Ergebnisse aus Simulationen mit stationärer und turbulenter Hauptströmung einander gegenüber gestellt. Die Kühlluftausblasung erfolgt über 35° angestellte zylindrische Bohrungen mit einer Ausblaserate von $M = 0{,}5$. Neben bereits bekannten Effekten, wie der stärkeren lateralen Verteilung der Kühlluft, zeigen die numerischen Daten auch einen etwas stärkeren Jetting-Effekt in der Kühlluftbohrung und eine stärkere Aufweitung des Kühlluftstrahls normal zur Oberfläche. In Letzterem unterscheiden sich die Ergebnisse von den Daten von Schroeder und Thole (2017), die keinerlei Ausbreitung in normaler Richtung beobachten konnten. Der Unterschied in den Ergebnissen kann beispielsweise durch die verschiedenen Bohrungsgeometrien oder Ausblaseraten bedingt sein und macht deutlich, dass sich die Turbulenz im Einzelfall unterschiedlich auf den Kühlfilm auswirken kann.

Durch einen Vergleich mit entsprechenden experimentellen Daten haben Ziefle und Kleiser (2013) die Genauigkeit der numerischen Simulationen ohne und mit Berücksichtigung der Hauptströmungsturbulenz überprüft. Dieser Vergleich ist in Abbildung 2.26 anhand der Filmkühleffektivität dargestellt. Die Daten zeigen, dass es im Falle der turbulenten Hauptströmung eine gute Übereinstimmung zwischen Numerik und Experiment gibt, während es für den Fall der stationären Hauptströmung zu deutlichen Abweichungen in der Filmkühleffektivität kommt.

Zusammenfassend zeigen die Daten in der Literatur grundsätzlich einen negativen Einfluss einer erhöhten Hauptströmungsturbulenz auf die Kühlleistung. Es kommt zwar zu einer stärkeren lateralen Verteilung der Kühlluft, was aber eine Verkürzung der Abschirmung der Oberfläche in Strömungsrichtung zur Folge hat.

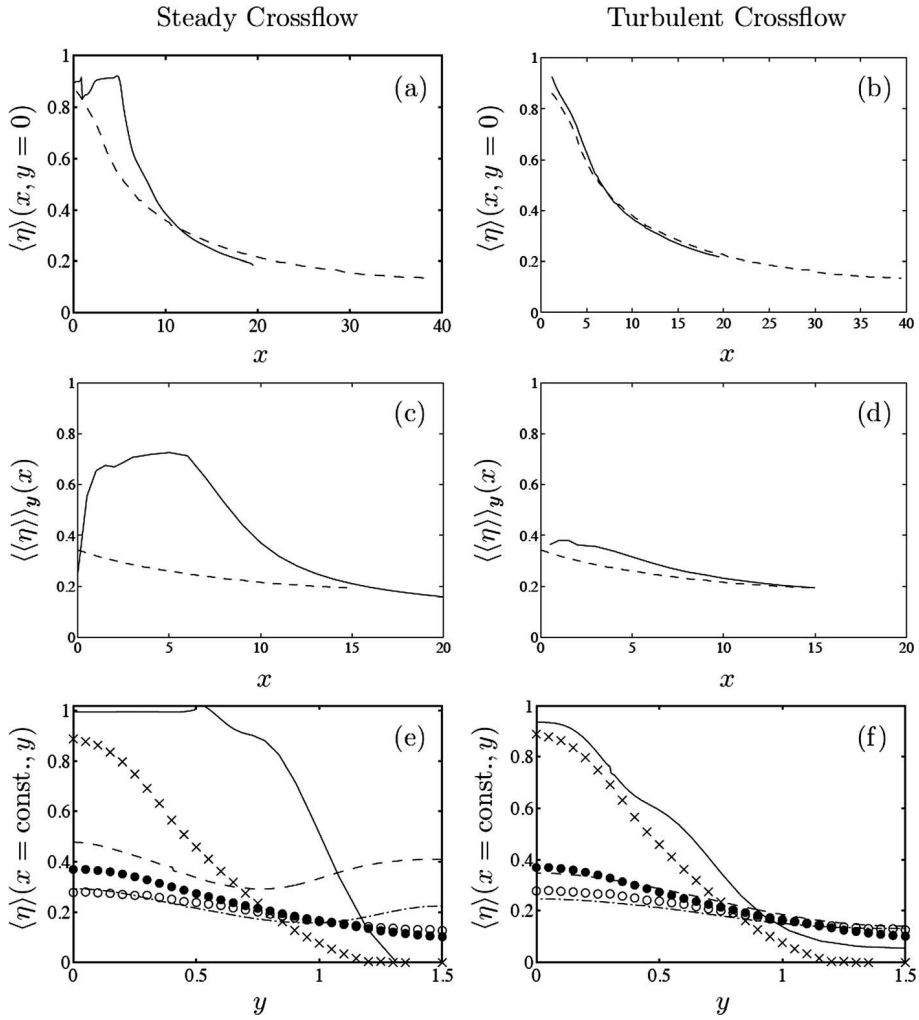

Abbildung 2.26: Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die Genauigkeit von numerischen Simulationen durch den Vergleich von Filmkühleffektivität im Experiment und in der Simulation. Oben: Filmkühleffektivität entlang der Zentrallinie. Mitte: Lateral gemittelte Filmkühleffektivität. Unten: Laterale Verteilung der Filmkühleffektivität an verschiedenen Positionen stromab der Kühlluftausblasung. Links: Simulation ohne Berücksichtigung der Hauptströmungsturbulenz. Rechts: Simulation mit Berücksichtigung der Hauptströmungsturbulenz. In den Teilabbildungen (a) – (d) zeigt die gestrichelte Linie (- -) die experimentellen Daten und die durchgezogene Linie (—) die Ergebnisse aus der Simulation. In den Teilabbildungen (e) – (f) zeigen Punkte (×, • bzw. ∘) die experimentellen Daten und Linien (—, - - bzw. −·) die Ergebnisse aus der Simulation. (Ziefle und Kleiser, 2013)

Gleichzeitig führt die starke Verwirbelung zu einer schnelleren Durchmischung der Kühlluft mit der umgebenden Strömung und zu einer Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten. Somit ist die Nettowärmestromreduzierung im Allgemeinen gegenüber dem Fall niedriger Hauptströmungsturbulenz reduziert. Die Folgen für die Kühleffektivität sind jedoch auch vom Abhebeverhalten der Kühlluftströmung ab-

hängig, was in speziellen Konstellationen auch zu einem leicht positiven Effekt führen kann. Der Einfluss auf die Kühlfilmströmung aus einer Grabengeometrien wurde in der Literatur nicht ausführlich untersucht, weshalb hierzu keine allgemein gültigen Aussagen möglich sind. Für eine detaillierte Vorhersage der Kühlleistung durch numerische Simulationen ist die Vorgabe einer turbulenten Hauptströmung eine notwendige Voraussetzung und für die Verifizierung der Ergebnisse sind entsprechende experimentelle Daten unerlässlich.

2.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Aus der Literatur wird deutlich, dass Filmkühlung für Gasturbinen eine essentielle Technologie zur Kühlung thermisch hoch belasteter Bauteile darstellt. Durch eine Verbesserung der Kühlleistung kann der Gesamtwirkungsgrad der Antriebe gesteigert werden, was, aufgrund der damit verbundenen Einsparung von Treibstoff, zu einer Reduzierung der CO_2-Emissionen führt. Neue Brennkammerkonzepte zur Verringerung von CO- und NO_x-Emissionen stellen zudem höhere Anforderungen an die Kühlung. Die Minimierung der notwendigen Kühlluftmenge ist dabei ein fortwährendes Ziel, da die eingesparte Luft für eine schadstoffärmere Verbrennungsführung eingesetzt werden kann. Somit ist die kontinuierliche Forschung an bestehenden und neuen Kühlkonzepten weiterhin von hoher Bedeutung.

Die Kühlung des Flammrohrs und der Turbinenschaufeln unterscheiden sich dabei in Homogenität und Turbulenz der Hauptströmung, sowie in typischen Ausblaseraten bzw. Impulsverhältnissen. Die meisten Studien zur Filmkühlung werden im Hinblick auf den Einsatz in der Turbine bei den dafür typischen Strömungsbedingungen durchgeführt. Dabei werden überwiegend zylindrische oder konturierte Bohrungen eingesetzt. Die Kühlung des Flammrohrs findet hingegen allgemein wenig Beachtung und der Einfluss einer turbulenten Hauptströmung auf die Kühlluftströmung aus einer Grabengeometrie wurde bisher nicht im Detail untersucht.

Deshalb wird in dieser Arbeit die Auswirkung von brennkammertypischen Strömungsbedingungen auf Kühlfilmströmungen aus zylindrischen Bohrungen und Grabengeometrien systematisch untersucht. Der Fokus liegt dabei auf der turbulenten Vermischung von Kühlluft und Hauptströmung, wobei es das Ziel ist, die physikalischen Vorgänge in einer Kühlluftströmung besser zu verstehen. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf einer zuvor am Institut entwickelten optimierten Grabengeometrie (Schreivogel u. a., 2014b), die für eine Hauptströmung mit geringer Turbulenz eine deutliche Steigerung der Kühlleistung sowohl gegenüber zylindrischen Bohrungen als auch im Vergleich zu einer geraden Grabengeometrie gezeigt hat. Der Einfluss hoher Hauptströmungsturbulenz auf die neue Geometrie wurde bisher nicht untersucht und ist deshalb Teil dieser Arbeit. Eine zentrale Fragestellung ist dabei, ob die turbulente Hauptströmung aufgrund der Reduzierung des Impulses der Kühlluftströmung durch die Grabengeometrie in den Kühlfilm eindringen kann und dessen Kühlwirkung beeinträchtigt. Die Ergebnisse für die drei Geometrien werden anschließend miteinander verglichen und bewertet.

Die experimentellen Untersuchungen werden in einem geschlossenen thermischen Windkanal durchgeführt. Damit der Einfluss einer erhöhten Hauptströmungsturbulenz auf die Filmkühlung untersucht werden kann, werden Turbulenzgeneratoren entworfen und in den vorhandenen Prüfstand integriert. Anschließend wird die resultierende Strömung im Windkanal messtechnisch erfasst. Für die Untersuchung der Kühlfilmströmung wird eine neue Messtechnik zur simultanen Erfassung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern eingesetzt. Diese Daten ermöglichen insbesondere die Bestimmung der turbulenten Wärmeströme, die für das Verständnis der physikalischen Vorgänge und für die Validierung von numerischen Verfahren von hohem Wert sind (Kohli und Bogard, 2005). Zudem bietet die zeitaufgelöste, zweidimensionale Messung die Möglichkeit zur Beobachtung einzelner Wirbel und deren strömungsmechanischen Einflusses auf den Kühlfilm. Die Untersuchungen werden bei einem Dichteverhältnis von $DR = 1{,}6$ und Impulsverhältnissen zwischen $I = 3{,}3$ und $8{,}0$ durchgeführt, um relevante Strömungsbedingungen für den Einsatz von Filmkühlung in der Brennkammer nachzustellen.

3 Versuchsanlagen

Für die Durchführung der experimentellen Untersuchungen wurden zwei Prüfstände genutzt, die am Institut für Thermodynamik der Universität der Bundeswehr zur Verfügung stehen. Die Hauptuntersuchungen zur Filmkühlung erfolgten in einem geschlossenen thermischen Windkanal. Für die Charakterisierung von zwei aktiven Turbulenzerzeugern wurden zudem Hitzdrahtmessungen in einem atmosphärischen Windkanal durchgeführt. Im Folgenden werden die beiden Windkanäle in ihrem grundlegenden Aufbau vorgestellt. Änderungen, die für die Umsetzung einzelner Testreihen notwendig wurden, werden an der entsprechenden Stelle diskutiert.

3.1 Geschlossener thermischer Windkanal

Der Hauptprüfstand ist ein geschlossener thermischer Windkanal Göttinger Bauart (kurz: GTW; siehe Abbildung 3.1) mit einem Strömungsquerschnitt in der Messkammer von 400 mm × 150 mm. Die Luft wird durch ein Radialgebläse angetrieben und strömt durch ein Heizsegment, eine Beruhigungskammer und eine 5:1 Kontraktionsdüse, bevor sie in die Messkammer eintritt. Die elektrische Heizung erwärmt die Kanalströmung mit einer Leistung von 18 kW und hält die Temperatur in der Messstrecke anschließend konstant auf 100 °C. Honigwaben und Siebe reduzieren die Turbulenz in der Strömung, bevor diese durch die Düse beschleunigt wird und schließlich mit einer Geschwindigkeit von $u_m = 10\,\mathrm{m/s}$ und einer Turbulenzintensität von $Tu \approx 1\,\%$ die Hauptströmung in der Messkammer bildet.

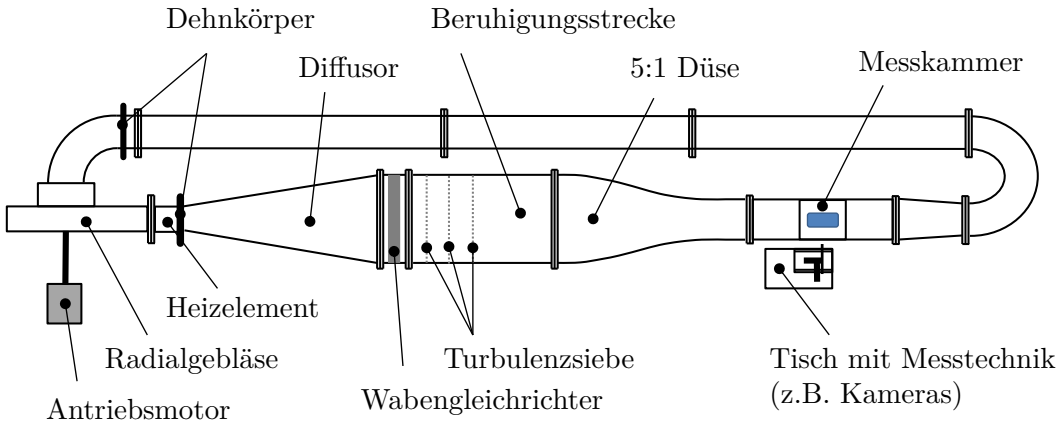

Abbildung 3.1: Aufbau des geschlossenen thermischen Windkanals. (Schreivogel, 2016, Abbildung bearbeitet)

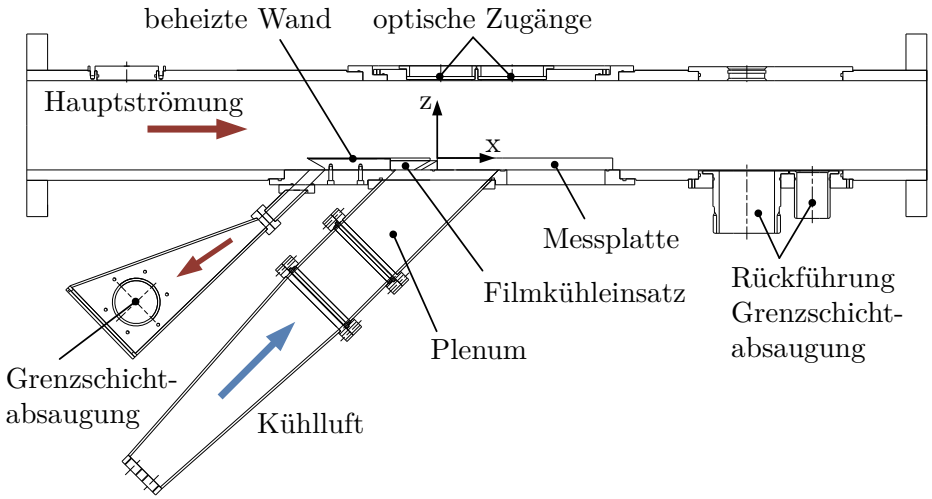

Abbildung 3.2: Schnittansicht der Messkammer im GTW. (Schreivogel, 2016, Abbildung bearbeitet)

3.1.1 Aufbau der Messkammer

Im Zentrum der Messkammer (Abbildung 3.2) steht eine Messplatte, welche eine zu kühlende ebene Wand darstellt. Die Messplatte ist in drei Segmente unterteilt. Vor dem ersten Segment wird die wandnahe Strömung abgesaugt (siehe „Grenzschichtabsaugung“ in Abbildung 3.2), damit mit Hilfe eines Stolperdrahts auf dem ersten Plattensegment eine definierte Grenzschicht erzeugt werden kann. Zudem wird mit einer im ersten Segment verbauten Heizfolie die Grenzschicht auf 100 °C erwärmt, sodass die Hauptströmung mit einem homogenen Temperaturprofil auf die Kühlluft trifft. Die Kühlluftausblasung erfolgt über das zweite Plattensegment (in Abbildung 3.2 als „Filmkühleinsatz“ bezeichnet), wobei die Geometrie durch die Segmentierung der Messplatte leicht getauscht werden kann. Auf der Unterseite des zweiten Plattensegments wird die Kühlluft in ein Plenum geleitet und speist anschließend die Bohrungen im Filmkühleinsatz. Das letzte Segment bildet das zu kühlende Teilstück einer ebenen Wand, welches ebenfalls ausgetauscht werden kann und so verschiedene Messtechniken, wie die Messung von Oberflächentemperaturen oder Wärmeübergangskoeffizienten, ermöglicht. Stromab der Messplatte wird die abgesaugte Grenzschicht dem Kanal wieder zugeführt. Im Zentrum der Messplatte, am Übergang vom zweiten auf das dritte Plattensegment, liegt der Ursprung des Koordinatensystems (x, y, z), das für die Untersuchung der Filmkühlung verwendet wurde.

Abbildung 3.3 zeigt die untersuchten Geometrien zur Erzeugung eines Kühlfilms. Als Basiskonfiguration dient eine zylindrische Bohrung („Effusionsbohrung“, Durchmesser $D = 6\,\mathrm{mm}$), welche in einem Winkel von 30° zur Hauptströmung angestellt ist. Um den Einfluss benachbarter Bohrungen zu berücksichtigen, erfolgte die Kühlluftausblasung durch 3 Bohrungen in einer Reihe mit einem lateralen Abstand von 4,55 D, wobei lediglich die Strömung der mittleren Bohrung untersucht wurde. Die

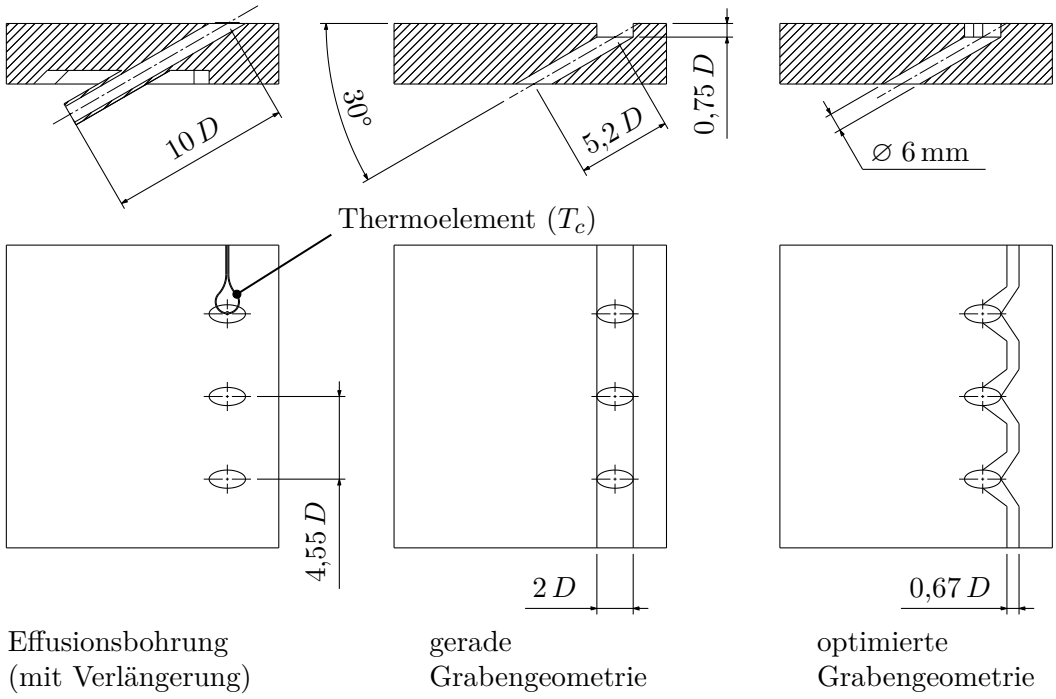

Abbildung 3.3: Draufsicht (unten) und Schnittansicht (oben) der drei untersuchten Filmkühlgeometrien inklusive Angabe der wichtigsten Abmessungen (normiert auf den Bohrungsdurchmesser D). Für die Effusionsbohrung ist zudem exemplarisch die Position des Thermoelements zur Messung der Kühllufttemperatur T_c abgebildet.

Ablöseblase in der Bohrung und der daraus resultierende Jetting-Effekt (vgl. Abschnitt 2.2.3) haben in der Vergangenheit zu Problemen beim Einsatz einer neuen optischen Messtechnik geführt (siehe Abram u. a. (2016)). Durch die Verlängerung der Bohrung mit einem externen Rohr am Bohrungseintritt wurde eine voll entwickelte Rohrströmung forciert, wodurch der Jetting-Effekt unterbunden und der Einsatz der neuen Technik ermöglicht wurde. Die Verlängerung der Bohrung wurde auch in dieser Arbeit beibehalten, da mit einer vergleichbaren Messtechnik gearbeitet wurde. Die Basiskonfiguration aus Effusionsbohrungen wird mit einer geraden und einer optimierten Grabengeometrie verglichen. Beide Grabengeometrien weisen eine Tiefe von $0{,}75\,D$ auf und werden ebenfalls mit 3 zylindrischen Bohrungen in einem 30° Winkel gespeist. Die gerade Grabengeometrie hat eine Breite von $2\,D$ und die Kontur der optimierten Grabengeometrie entspricht der finalen Ausführung von Schreivogel u. a. (2014b, vgl. Abschnitt 2.2.4).

Üblicherweise werden zur Flammrohrkühlung mehrere Reihen von Kühlluftbohrungen eingesetzt, wobei die Anstellwinkel teilweise auf bis zu 15° reduziert werden (Kakade u. a., 2012). Die Umsetzung dieser Anforderungen ist in dem vorhandenen Prüfstand mit hohen Kosten verbunden, da im aktuellen Aufbau nicht ausreichend Platz zur Verfügung steht. Mehrere Bohrungsreihen oder längere Bohrungen aufgrund eines reduzierten Anstellwinkels würden die geometrischen Randbedingungen überschreiten. Gleichzeitig werden in der vereinfachten Konfiguration die Unter-

schiede zwischen Effusionsbohrung und Grabengeometrie besser sichtbar, da das Strömungsfeld nicht von stromab folgenden Bohrungsreihen beeinflusst wird. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit auf geringere Anstellwinkel und mehrere Bohrungsreihen verzichtet.

3.1.2 Kanalströmung und Kühlluftsystem

Abbildung 3.4 zeigt eine schematische Darstellung aller Fluidströme am Prüfstand. Im Zentrum steht die Messkammer des Windkanals. Heiße Luft (roter Pfeil) strömt über die Messplatte, während kalte Luft (blauer Pfeil) durch das angeschlossene Plenum in die Messkammer geleitet wird. Die Temperatur der Strömungen wird an drei Punkten mit Sensoren gemessen. Die Temperatur der Hauptströmung T_m wird kurz nach dem Eintritt der Kanalströmung in die Messkammer erfasst. Die Kühllufttemperatur wird sowohl im Plenum ($T_{c,pl}$) als auch im Bohrungsaustritt (T_c) gemessen. Für die Messung im Bohrungsaustritt wird eine seitliche Bohrung verwendet, damit die Strömung der mittleren Bohrung nicht beeinflusst wird. Detaillierte Angaben zu den verwendeten Sensoren und der Genauigkeit der Sensordaten erfolgen in Abschnitt 5.1.

Der für das geplante Impulsverhältnis benötigte Massenstrom der Kühlluft wird kontinuierlich aus den gemessenen Temperaturen der Hauptströmung und der Kühlluft, der eingestellten Hauptströmungsgeschwindigkeit und dem Strömungsquerschnitt des verwendeten Filmkühleinsatzes berechnet und mit Hilfe von Massenstromreglern (Bronkhorst, F-203AV-M50-RGD-44-V) angepasst. Der Gesamtmassenstrom setzt sich dabei aus zwei Teilströmen zusammen, die unterschiedliche Aufgaben erfüllen. Der Teilmassenstrom $\dot{m}_1$ wird durch einen Wärmeübertrager geführt und darin so weit herabgekühlt, dass die Kühlluft beim Eintritt in die Messkammer die geplante Temperatur von $T_c = -40\,°\mathrm{C}$ erreicht. Als Kühlmedium wird flüssiger Stickstoff (LN_2) verwendet, der vor Ort produziert werden kann und damit in ausreichender Menge zur Verfügung steht. Parallel wird Teilmassenstrom $\dot{m}_2$ durch einen sogenannten Partikelseeder geführt. Dort wird die Luft mit Partikeln angereichert, die in der Messkammer für optische Messtechniken wie die Particle Image Velocimetry (siehe Abschnitt 5.2.1) benötigt werden. Dieser Vorgang wird Seeding genannt und die Umsetzung am GTW wird im Detail in Abschnitt 4.2 erläutert. Im Plenum werden die beiden Teilströme aus dem Wärmeübertrager und dem Kühlluftseeder vermischt und damit für den Austritt aus dem Filmkühleinsatz vorbereitet. Mit einem Bypass (Bronkhorst, F-201AV-50K-RGD-44-V) zwischen den beiden Teilströmen können Temperatur, Partikeldichte und Massenstrom unabhängig voneinander gesteuert werden. Sind keine Partikel für die aktuellen Untersuchungen notwendig, wird der gesamte Kühlluftmassenstrom durch Teilstrom $\dot{m}_1$ bereitgestellt.

Neben der Messkammer und dem Kühlluftsystem zeigt Abbildung 3.4 die wesentlichen Komponenten des Windkanals: Grenzschichtabsaugung, Diffusor, Radialgebläse, Heizung und Düse. Des Weiteren kann mit dem Hauptstromseeder im

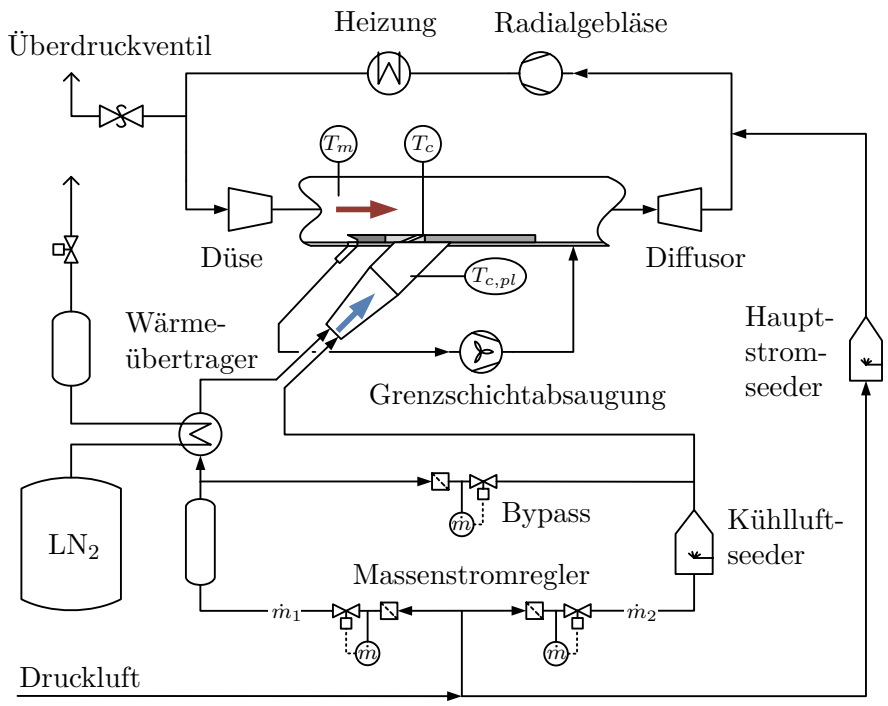

Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Fluidbewegungen am GTW.

Rücklauf des Kanals ebenfalls geseedete Luft eingespeist werden, um auch die Hauptströmung in der Messkammer mit optischen Messtechniken untersuchen zu können. Durch die Kühlluftströmung und das Seeding der Hauptströmung wird dem System Luft zugeführt. Ein Ventil bläst diese überschüssige Luft wieder ab, sodass ein quasi-geschlossener Zustand hergestellt wird.

3.2 Atmosphärischer Windkanal

Der atmosphärische Windkanal (kurz: AWK; siehe Abbildung 3.5) ist ein Umlaufwindkanal Göttinger Bauart mit offener Messstrecke, die in größerer Entfernung umbaut ist. Die umlaufende Strömung wird durch ein Schaufelrad mit einem Durchmesser von 1 m erzeugt, welches durch einen 69,5 kW Gleichstrommotor angetrieben wird. Mit einer Motordrehzahl von 50 U/min bis 2140 U/min kann eine maximale Anströmgeschwindigkeit von 45 m/s erzeugt werden. Die Strömungsumlenkung an den 90° Bögen wird dabei durch senkrechte Lamellen unterstützt. Eine Beruhigung der Strömung durch Siebe o.ä. ist in diesem Windkanal nicht vorhanden. Für den Kanal stehen zwei Rechtecksdüsen zur Verfügung, wobei im Rahmen dieser Untersuchungen lediglich die 4 : 1 Kontraktionsdüse mit einem Endquerschnitt von 960 mm × 640 mm verwendet wurde. Der Diffusor am anderen Ende der Messkammer hat einen Öffnungsquerschnitt von 1060 mm × 706 mm. Da große Teile des Kanals und der Messkammer aus Holz und Plexiglas gefertigt sind, können Änderungen meist schnell und unkompliziert vorgenommen werden.

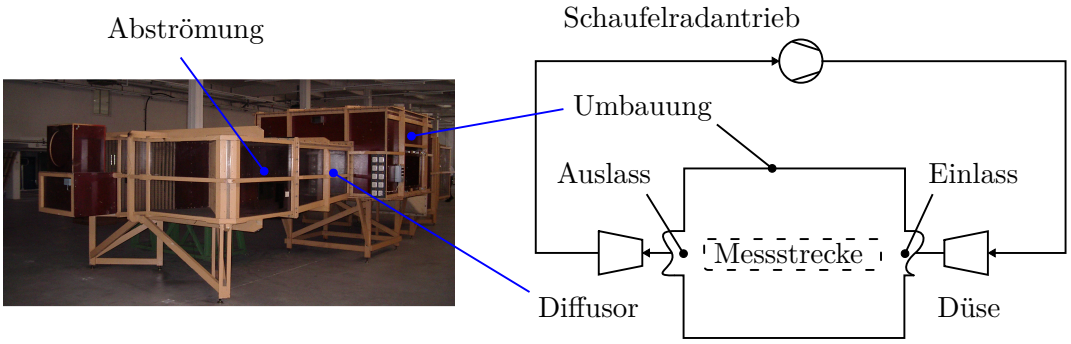

Abbildung 3.5: Aufbau des atmosphärischen Windkanals. Links: Foto der Anlage. Rechts: Schematische Darstellung der Anlage mit den Fluidbewegungen.

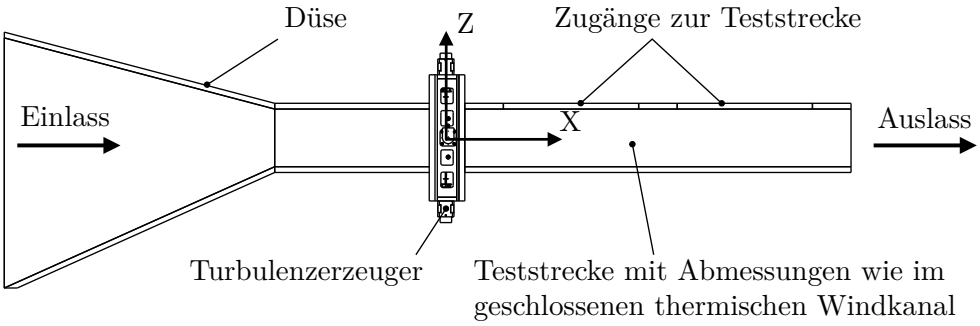

Abbildung 3.6: Nachbau der GTW-Kanalgeometrie im atmosphärischen Windkanal (Bakhtiari u. a., 2018, Abbildung bearbeitet). Die Darstellung der Kanalgeometrie wurde so gewählt, dass die Strömungsrichtung von links nach rechts verläuft, während in Realität die Strömungsrichtung von rechts nach links verläuft (siehe Abbildung 3.5).

Dieser Windkanal wurde dazu verwendet, um die Turbulenzerzeuger (siehe Abschnitt 4.1) in einer Umgebung zu erproben, die weniger komplex und leichter zu modifizieren ist als im geschlossenen thermischen Windkanal. Damit im atmosphärischen Windkanal dennoch vergleichbare Strömungsbedingungen wie im GTW vorliegen, wurden die geometrischen Abmessungen der GTW-Messkammer in der Testkammer des AWK nachgebaut. Abbildung 3.6 zeigt den Nachbau der GTW-Kanalgeometrie in der Messkammer des atmosphärischen Windkanals, wobei die Darstellung so gewählt wurde, dass die Strömungsrichtung von links nach rechts verläuft. Zunächst verengt eine weitere Düse den Strömungsquerschnitt auf die im GTW vorhandenen 400 mm × 150 mm. Anschließend bildet ein kurzes Kanalstück den Anströmbereich für den Turbulenzerzeuger. Der Turbulenzerzeuger ist – wie später im GTW – zwischen den angrenzenden Kanalelementen positioniert und wird zusammen mit der Flanschverbindung fixiert. Im Zentrum des Turbulenzerzeugers liegt der Ursprung eines zweiten Koordinatensystems (X, Y, Z), welches für die Charakterisierung der turbulenten Kanalströmung verwendet wurde und gegenüber dem ersten Koordinatensystem (x, y, z) 721 mm stromauf und 50 mm in z-Richtung

verschoben ist. Stromab der Turbulenzerzeuger befindet sich eine 1 m lange Teststrecke mit konstantem Querschnitt, welche die Messkammer des GTW abbildet. Auf der Innenseite der Teststrecke wurden an den Seitenwänden Profile für die Befestigung optischer Komponenten angebracht, welche im Rahmen von Geschwindigkeitsmessungen in der Teststrecke für die Positionierung von Hitzdrahtsonden genutzt wurden. Zwei Klappen auf der Oberseite der Teststrecke ermöglichen den einfachen Zugang ins Innere des Kanals.

Die Kühlluftausblasung im GTW erfolgt 721 mm stromab der Position des Turbulenzerzeugers. Somit kann mit diesem Nachbau die resultierende Strömung im Nachlauf des Turbulenzerzeugers bis zum Ende des Bereichs, in dem im GTW die Filmkühlung untersucht wird, vermessen und charakterisiert werden. Da Untersuchungen mit Filmkühlung in diesem Aufbau nicht vorgesehen sind, konnte der Aufbau einfach und kostengünstig gestaltet werden. Alle Kanalteile bestehen aus Holz und auf eine komplizierte Düsengeometrie wurde verzichtet. Weitere Komponenten, wie die Grenzschichtabsaugung und die Messplatte, wurden ebenfalls nicht nachgestellt, um die Komplexität des Aufbaus möglichst gering zu halten. Geschwindigkeitsmessungen mit aktivem Turbulenzerzeuger im atmosphärischen und geschlossenen thermischen Windkanal (Bakhtiari u. a., 2018) zeigen dennoch eine gute Übereinstimmung der resultierenden Turbulenzgrade.

4 Entwicklung benötigter Geräte

Im Rahmen der Vorbereitungen für die geplanten Untersuchungen zur Filmkühlung wurden mehrere Apparaturen entwickelt und erprobt. Abschnitt 4.1 befasst sich mit der Erhöhung der Hauptströmungsturbulenz in der Messkammer des geschlossenen thermischen Windkanals. In Abschnitt 4.2 werden anschließend neue Partikelseeder vorgestellt, deren Entwicklung für den erfolgreichen Einsatz einer neuartigen optischen Strömungsfeldmessung (siehe Kapitel 5.3) notwendig wurde. In ihrem Abschnitt werden die Themen zunächst ausführlich erläutert und danach werden die entwickelten Geräte vorgestellt.

4.1 Turbulenzerhöhung in der Hauptströmung

Eine turbulente Hauptströmung war die Grundlage für die Untersuchung von Filmkühlung unter brennkammertypischen Strömungsbedingungen. Kakade u. a. (2012) haben gezeigt, dass in der Nähe einer Brennkammerwand Turbulenzgrade $Tu \geq 20\,\%$ erreicht werden (siehe Abbildung 2.6). Deshalb war ein Ziel in dieser Arbeit, den Turbulenzgrad der GTW-Strömung auf $Tu \approx 20\,\%$ zu erhöhen. Eine zusätzliche Herausforderung war dabei, die Turbulenzerzeugung in den bestehenden Kanalaufbau zu integrieren. Nachfolgend werden zunächst einige Möglichkeiten zur Turbulenzerzeugung diskutiert. Danach wird das Konzept für den geschlossenen thermischen Windkanal beschrieben und im Anschluss daran werden die Turbulenzerzeuger im Detail vorgestellt.

4.1.1 Stand der Forschung

In der Literatur wird zwischen passiven und aktiven Turbulenzerzeugern unterschieden. Die einfachste Form eines passiven Turbulenzerzeugers ist ein Objekt, welches in der Strömung platziert wird und somit den freien Strömungslauf behindert. Bei ausreichend hoher Reynolds-Zahl kommt es zunächst zur Strömungsablösung und schließlich zur Wirbelbildung (siehe Scherschichtwirbel in Abbildung 2.3). Im Falle eines einzelnen zylindrischen Stabes, der senkrecht zur Hauptströmungsrichtung platziert wird, entsteht in dessen Nachlauf eine sogenannten Kármánsche Wirbelstraße. Bei diesem Phänomen bilden sich zwei gegenläufig rotierende Wirbel, die sich mit einer festen Frequenz abwechselnd vom Stab ablösen. Die Strouhal-Zahl

$$Sr = \frac{fd}{u_\infty} \tag{4.1}$$

beschreibt die Frequenz f in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit u_∞ und des Stabdurchmessers d, wobei typischerweise $Sr \approx 0{,}2$ gilt (Surek und Stempin,

2014). Ein Gitter aus mehreren vertikalen und horizontalen Stäben führt somit dazu, dass sich im Nachlauf des Gitters mehrere Wirbelstraßen überlagern und miteinander wechselwirken. Simmons und Salter (1934) untersuchten beispielsweise ein passives Gitter aus sich kreuzenden Rechtecken bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 5,3 ft/s (1,6 m/s). Nach vollständiger Vermischung der Strömung wurde eine Turbulenzintensität[1] von $Tu = 7{,}6\,\%$ ermittelt, während im selben Windkanal ohne Turbulenzgitter lediglich ein Wert von $Tu = 1{,}7\,\%$ erreicht wurde. Diese für ein passives Gitter vergleichsweise hohe Turbulenzintensität von 7,6 % wird bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten meist nicht erreicht. Gilbert (1980) nennt beispielsweise eine Turbulenzintensität von $Tu = 5\,\%$ als typischen Wert für eine durch passive Gitter erzeugte turbulente Strömung.

Abwandlungen vom klassischen Aufbau aus horizontalen und vertikalen Stäben entstehen meist durch die Optimierung einzelner Parameter. Comte-Bellot und Corrsin (1966) untersuchten beispielsweise den Einfluss einer Kanalverengung auf die Isotropie der Turbulenz. Dabei wurden nicht nur diverse Kombinationen aus Streifen und Stäben, sondern auch mit runden Scheiben (Disks) versehene Pianoseiten als passive Turbulenzerzeuger eingesetzt. Uberoi und Wallis (1967) verglichen ebenfalls eine Reihe von verschiedenen Geometrien und deren Auswirkung auf die Isotropie der Turbulenz, wobei lediglich ein Gitter in Honigwabenform eine Verbesserung der Isotropie versprach. Weitere spezielle Konzepte, wie die lokale Verblockung von Lochplatten (Gilbert, 1980) oder fraktale Gitter (Hurst und Vassilicos, 2007; Valente und Vassilicos, 2011)) haben häufig spezielle Anforderungen im Blick. Letztere bieten beispielsweise bei einer vergleichsweise niedrigen Kanalverblockung[2] von 25 % eine höhere Turbulenzintensität als typische passive Gitter.

Demgegenüber beschreiben aktive Turbulenzerzeuger alle Apparaturen, die durch das Leisten von Arbeit, den Einsatz von Sekundärströmungen oder andere aktive Vorgänge die Turbulenz in der Strömung erhöhen. Gad-El-Hak und Corrsin (1974) haben beispielsweise ein zuvor passives Gitter durch die Kombination mit Sekundärströmungen zu einem aktiven Turbulenzerzeuger erweitert. Die Druckluft wurde hierbei durch die Gitterstruktur geleitet und über eine Vielzahl von Bohrungen in die Strömung eingeblasen. Tassa und Kamotani (1975) haben dieses Konzept im Folgenden detailliert untersucht. Bei den untersuchten Injektionsraten wurde eine maximale Turbulenzintensität[3] von $Tu = 10\,\%$ ermittelt. Deutlich höhere Turbulenzgrade bis 20 % wurden von Thole u. a. (1994) erzeugt, indem sie Druckluft über eine Reihe senkrechter Bohrungen in der Kanalwand in die Hauptströmung eines Windkanals einströmen ließen. Die Turbulenzerzeugung konnte dabei durch das Verhältnis aus Strahl- und Hauptströmungsgeschwindigkeit geregelt werden.

[1] Die Turbulenzintensitäten wurden aus den Daten für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und der mittleren quadratischen Geschwindigkeitsfluktuation (siehe Gleichung 2.7) berechnet.

[2] Die Kanalverblockung beschreibt den Anteil des Strömungsquerschnitts, der durch den Einbau des Turbulenzerzeugers in den Kanal versperrt wird. Durch die Verblockung des Querschnitts steigt der Strömungswiderstand, weshalb bei der Auslegung der Turbulenzerzeuger normalerweise eine möglichst geringe Verblockung angestrebt wird.

[3] Die Turbulenzintensitäten wurde aus den Angaben für die turbulente Energie berechnet.

Ein inzwischen weit verbreitetes Konzept wurde von Makita (1991) erstmals veröffentlicht. Der Turbulenzerzeuger besteht aus einem Gitter aus vertikalen und horizontalen Stäben, die mit Hilfe von Motoren in Rotation versetzt werden. Auf die Stäbe werden rautenförmige Bleche – im Folgenden als „Flügel“ bezeichnet – montiert, welche die durchströmende Luft zusätzlich verwirbeln. Damit konnten ein Turbulenzgrad von über 16 % und große integrale Längenskalen erzeugt werden. Basierend auf dem ursprünglichen Konzept haben zunächst Makita und Sassa (1991) und später einige weitere Forschergruppen rotierende Gitter konzipiert und vorhandene Modelle verbessert. Beispielsweise haben Reinke u. a. (2017) die minimale Querschnittsverblockung auf 6 % reduziert, während der Entwurf von Makita (1991) bei Ausrichtung aller Flügel in Strömungsrichtung eine Verblockung von 20 % aufweist. Bodenschatz u. a. (2014) haben dagegen ein Konzept vorgestellt, bei dem jeder Flügel mit einem eigenen Motor ausgestattet wurde. Mit diesem Ansatz konnte eine turbulente Strömung erzeugt werden, deren Turbulenzintensität über den Strömungsquerschnitt nahezu homogen verteilt ist.

4.1.2 Konzept für den geschlossenen thermischen Windkanal

Die zentralen Herausforderungen bei der Konzepterstellung waren, den Turbulenzgrad in der Messkammer auf $Tu \approx 20\,\%$ zu erhöhen und die Turbulenzerzeugung mit möglichst geringem Aufwand in die bestehende Kanalgeometrie zu integrieren. Zudem sollte der Kanalbetrieb mit und ohne Turbulenzerzeuger möglich sein. Da eine Bearbeitung der vorhandenen Kanalmodule nicht möglich war, wurde die Flanschverbindung zwischen Düse und Messkammer (siehe Abbildung 4.1 und vgl. Abbildung 3.1) als Position für die Turbulenzerzeugung identifiziert. Um den benötigten Raum zwischen den beiden Segmenten zu schaffen, wurde ein kurzes Kanalstück zwischen Heizsegment und Beruhigungskammer entfernt und die Beruhigungskammer Richtung Heizsegment verschoben. Dadurch entstand ein Spalt von 62 mm, der für die Turbulenzerzeugung genutzt werden konnte.

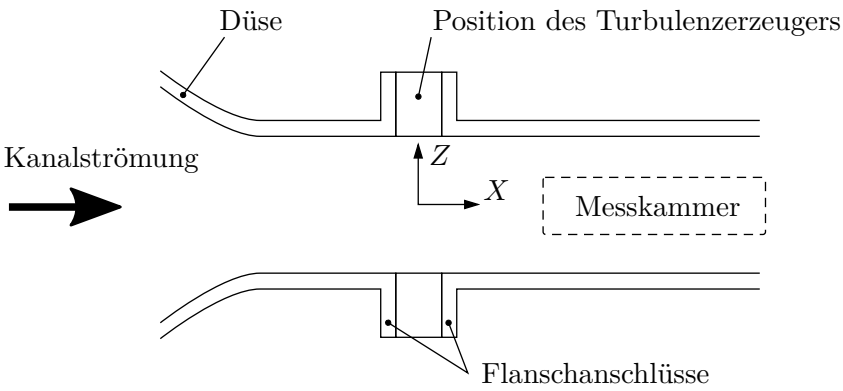

Abbildung 4.1: Verbindungsstelle zwischen Düse und Messkammer mit Position der Turbulenzerzeuger.

Die Daten aus der Literatur zeigen, dass aktive Turbulenzerzeuger im Vergleich zu passiven Systemen deutlich höhere Turbulenzgrade generieren können, weshalb in der Folge die Konzepte von Makita (1991) und Thole u. a. (1994) analysiert wurden. Das Konzept von Makita (1991) besticht mit konstant hohen Turbulenzgraden ($Tu = 16\,\%$) in einem breiten Betriebsbereich. Gleichzeit kann das Gitter sehr individuell gestaltet und der Betrieb durch den Einsatz von intelligenten Motorkonzepten flexibel angepasst werden. Senkrechte Luftstrahlen nach dem Vorbild von Thole u. a. (1994) zeigen im Vergleich etwas höhere Turbulenzgrade von 20 %, das Gesamtkonzept wurde jedoch als weniger flexibel bewertet. Zudem schien die Umsetzung aufgrund der geometrischen Randbedingungen aufwendiger und komplexer. Die Abwägung der genannten Punkte führte zu der Entscheidung, im Rahmen dieser Arbeit ein aktives Turbulenzgitter nach der Vorlage von Makita (1991) zu entwickeln und damit etwas geringere Turbulenzgrade in Kauf zu nehmen. Da in der Brennkammer ein inhomogenes Strömungsfeld vorliegt (siehe Abschnitt 2.1.3), wurde im Folgenden darauf verzichtet, das durch den Turbulenzgenerator erzeugte Strömungsfeld hinsichtlich Isotropie zu optimieren.

Die Entscheidung, den Turbulenzerzeuger als eigenständiges Modul an der Verbindungsstelle zwischen Düse und Messkammer zu integrieren, ermöglicht den Einsatz alternativer Module. Ein sogenanntes „Dummymodul“ verbindet die beiden Kanalsegmente, ohne die Strömung zu beeinflussen und ermöglicht somit den Betrieb des Kanals auch ohne Turbulenzerzeuger. Basierend auf den Erfahrungen des Turbulenzgitters wurde in der Folge zudem ein zweiter aktiver Turbulenzerzeuger entwickelt, der gezielt einzelne Wirbel auf den Kühlfilm lenken soll. Ziel war es, den Einfluss einzelner, relativ großer Wirbel auf den Kühlfilm zu untersuchen. Dieser Turbulenzerzeuger wird als „Wirbelgenerator“ bezeichnet und im Anschluss an das Turbulenzgitter näher erläutert.

4.1.3 Aktives Turbulenzgitter

Aufbau des Turbulenzgitters

Abbildung 4.2 zeigt Vorder- und Seitenansicht des aktiven Turbulenzgitters. Um eine formschlüssige Verbindung mit der umgebenden Kanalgeometrie zu erzeugen, wurde das Gitter mit einem inneren und einem äußeren Rahmen entworfen. Der innere Rahmen entspricht den Abmessungen des Kanals (150 mm × 400 mm) und der äußere Rahmen den äußeren Abmessungen der Flanschverbindung. Seitliche Deckel verbinden die beiden Rahmen und halten diese in Position. Durch diese Bauart kann das Gitter im zusammengebauten Zustand als separates Modul in den Kanal eingesetzt und bei Bedarf wieder entfernt werden. Gleichzeitig werden die Motoren dadurch von der Hitze im Kanalinneren entkoppelt, was notwendig ist, da die Motoren lediglich für eine Betriebstemperatur von 80 °C ausgelegt sind. Drei horizontale und acht vertikale Wellen sind derart positioniert, dass über den gesamten Querschnitt eine gleichmäßige Gitterweite von 50 mm erzeugt wird. Diese Aufteilung hatte zudem den praktischen Vorteil, dass weiterhin fast alle Flanschbohrungen für

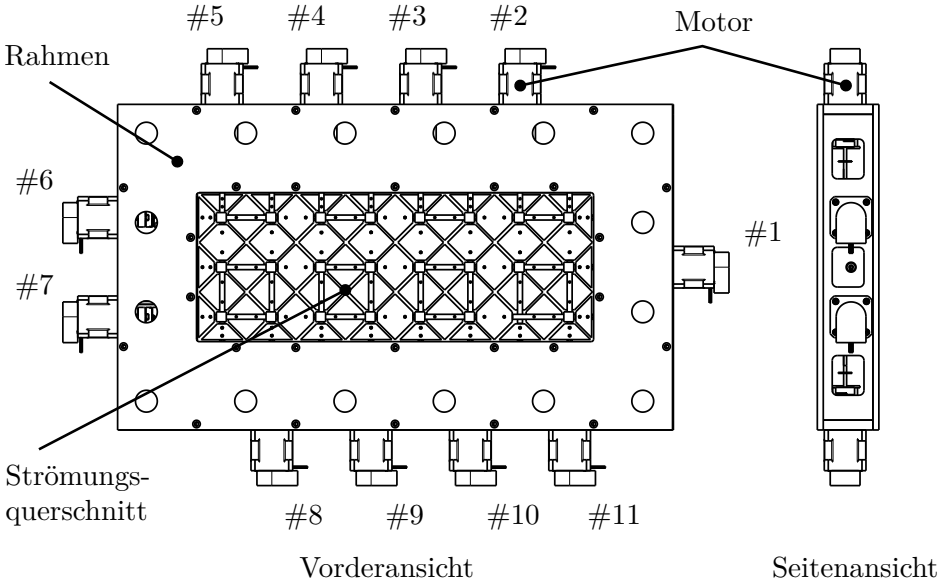

Abbildung 4.2: Vorder- und Seitenansicht des aktiven Turbulenzgitters.

die Verschraubung der Komponenten genutzt werden konnten, ohne dass die Bolzen mit den Wellen des Gitters kollidieren.

In Abbildung 4.3 ist ein Teil des Gitters vergrößert dargestellt. Dabei wurde der seitliche Deckel entfernt, um einen Blick auf den Aufbau zwischen innerem und äußerem Rahmen zu ermöglichen. Zu sehen ist ein bürstenloser Gleichstrommotor (Nanotec, DB42S03), der über eine Kupplung mit einer der Wellen verbunden ist. Der Motor ist direkt mit dem äußeren Rahmen verschraubt, während die Wellen jeweils über eine Kombination aus Fest- und Loslager im inneren Rahmen positioniert sind. Senkrecht zur beschriebenen Welle ist ein Teil einer weiteren Welle zu erkennen. Die Wellen (Durchmesser 5 mm) werden durch Abstandshalter aus Messing in Position gehalten, sodass sich kreuzende Wellen einen konstanten Abstand von 2 mm haben und während des Betriebs nicht miteinander kollidieren können. Auf beiden Wellen sind rautenförmige Flügel montiert – halbe Rauten schließen das Gitter zum Rand hin ab – welche zueinander einen Abstand von 2,5 mm haben. Mit einer Grundfläche von 32,5 mm × 32,5 mm und einer Diagonalen von 48 mm füllen die Flügel den freien Raum zwischen den Wellen aus. Die Form der Flügel basiert auf den Ergebnissen von Hearst und Lavoie (2015), die nachgewiesen haben, dass einfache rautenförmige Flügel ohne Aussparungen im Vergleich zu anderen Geometrien höhere Turbulenzgrade erzeugen. Die gewählte Form erzeugt eine minimale Verblockung von 19 % und eine maximale Verblockung von 81 %. Die Flügel sind abwechselnd auf beiden Seiten der Welle verschraubt, um die Masse der Flügel symmetrisch zu verteilen und eine homogene Belastung der Welle zu gewährleisten. Die Reibung in den Kugellagern und die Trägheit der Wellen bei deren Beschleunigung auf bis zu 4000 U/min ergeben ein minimal notwendiges Drehmoment von 1 Ncm. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus der Wellen entsteht durch die Kanalströmung kein zusätzliches Drehmoment. Jedoch erhöht sich die Reibung in den Kugellagern

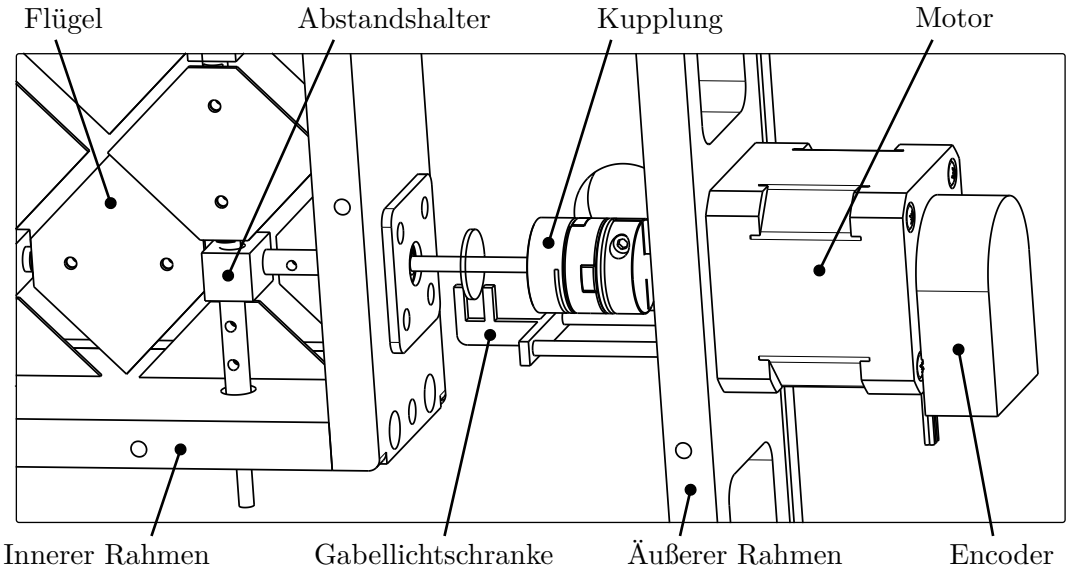

Abbildung 4.3: Detailansicht des aktiven Turbulenzgitters.

und in den Abstandshaltern, weshalb ein Sicherheitsfaktor bei der Auslegung der Motoren eingeplant wurde. Die verwendeten Motoren erzeugen ein Nenndrehmoment von 6,25 Ncm, welches ausreichend ist, um das Gitter bei der geplanten Strömungsgeschwindigkeit von 10 m/s zu betreiben.

Steuereinheit und Bedienung der Motoren

Die Motoren werden mit einer speicherprogrammierbaren Steuerung (Sigmatek, S-DIAS) individuell gesteuert. Die Steuerung besteht im Kern aus einem CPU-Modul (Sigmatek, CP112) und elf Servomotor-Steuereinheiten (Sigmatek, DC062). Die Spannungsversorgung für die Hardware inklusive der Motoren erfolgt mit drei Netzteilen à 240 W (Mean Well, SDR-240-24). Für die Visualisierung der Motorparameter und die Bedienung im laufenden Betrieb wurde das System mit einem kompatiblen Handbediengerät (Sigmatek, HGT 1035-1) ausgestattet. Die Programmierung erfolgte mit den zugehörigen Softwarepaketen von Sigmatek (Lasal CLASS 2, Lasal MOTION und Lasal SCREEN). Auf jeder Welle ist zwischen innerem und äußerem Rahmen des Gitters eine geschlitzte Scheibe montiert (siehe Abbildung 4.3). Ein photoelektrischer Sensor (Gabellichtschranke) ist so positioniert, dass das optische Signal so lange durch die Scheibe unterbrochen ist, bis der Schlitz den Sensor passiert. Scheibe und Gabellichtschranke wurden so montiert, dass im Falle der Schlitzdetektion alle Flügel parallel zur Strömungsrichtung ausgerichtet sind. Diese Ausrichtung entspricht der minimalen Verblockung und wird als „Null-Position“ der Welle bezeichnet. Zusätzlich ist jeder Motor mit einem Encoder ausgestattet. Dieser berechnet mit einer Auflösung von 0,36° die Position der Welle relativ zur Null-Position. Durch die Kombination aus Gabellichtschranke und Encoder ist die Lage der Welle vollständig definiert.

Motor	**Phase**	**Motor**	**Phase**	**Motor**	**Phase**
#1	0°	#5	0°	#9	90°
#2	0°	#6	−120°	#10	90°
#3	0°	#7	120°	#11	90°
#4	0°	#8	90°		

Tabelle 4.1: Phasenverschiebung der Motorpositionen für den Betrieb des aktiven Turbulenzgitters mit konstanter Verblockung des Windkanals.

Vor dem Betrieb des Windkanals ist die Initialisierung des Turbulenzgitters notwendig. Zunächst bestimmt die Steuersoftware anhand der Signale aus den Encodern und Gabellichtschranken die Position der Wellen. Anschließend werden alle Wellen automatisch in Null-Position gedreht und aktiv in dieser Position gehalten. Dieser Zustand wird als „Leerlaufmodus“ bezeichnet und so lange beibehalten, bis eine Änderung des Betriebsmodus durch den Benutzer vorgegeben wird. Mit dem Leerlaufmodus wird sichergestellt, dass die Belastung auf das Gitter minimiert ist, solange das Gitter nicht aktiv verwendet wird. Gleichzeitig entspricht der Leerlaufmodus einem passiven Turbulenzgitter.

Im aktiven Betrieb kann der Nutzer aus zwei Bewegungsmodi wählen (vgl. mit den Betriebsmodi des nachfolgend vorgestellten Wirbelgenerators und deren schematischer Darstellung in Abbildung 4.5). In Modus 1 („Drehzahl“) dreht die Welle mit konstanter Geschwindigkeit in eine Richtung. In Modus 2 („Oszillation“) oszilliert die Welle zwischen zwei vorgegebenen Winkeln und erzeugt dadurch mit den Flügeln eine flügelschlagähnliche Bewegung. In beiden Modi kann die Drehgeschwindigkeit frei gewählt werden. Alle Motoren können individuell betrieben oder mit einem weiteren Motor (Master) gekoppelt werden. Im Falle einer Kopplung folgt der Motor (Slave) der Position des Masters direkt oder mit einem durch den Nutzer vorgegebenen Phasenversatz.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Gitter im Drehzahl-Modus mit annähernd konstanter Verblockung des Strömungsquerschnitts betrieben. Eine zeitlich konstante Verblockung verhindert ein Oszillieren der Kanalströmung und reduziert dadurch die mechanische Last auf die Komponenten des Gitters. Außerdem wird ein gleichmäßigerer Betrieb der Anlage gewährleistet. Für den Betrieb mit konstanter Verblockung werden die Motoren #2 bis #11 mit Motor #1 gekoppelt, sodass ein Verbund aus allen elf Motoren entsteht. Anschließend wird für jeden Motor ein individueller Phasenversatz relativ zu Motor #1 definiert, wobei die gewählten Phasenwinkel in Tabelle 4.1 angegeben sind. Ein 90° Phasenversatz führt beispielsweise dazu, dass im selben Moment die Flügel einer Achse quer und die Flügel einer zweiten Achse parallel zur Strömungsrichtung ausgerichtet sind. Da die Flügel unterschiedlicher Achsen zu verschiedenen Zeitpunkten den Querschnitt des Kanals blockieren und sich somit gegenseitig ausgleichen, stellt sich eine annähernd konstante Verblockung des Strömungsquerschnitts ein.

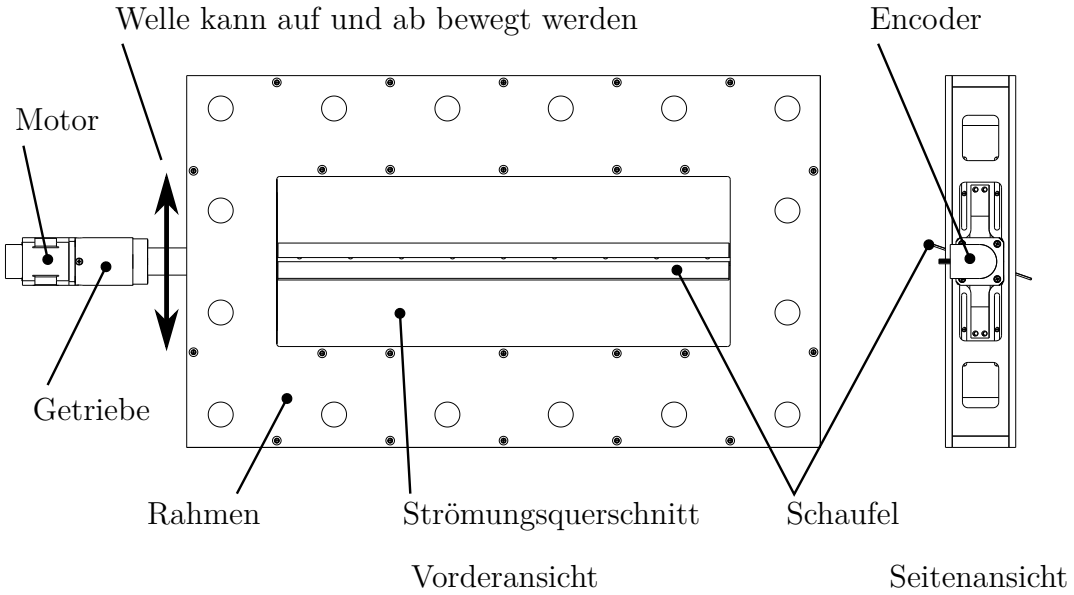

Abbildung 4.4: Vorder- und Seitenansicht des Wirbelgenerators.

4.1.4 Wirbelgenerator

Aufbau des Wirbelgenerators

Der Aufbau des Wirbelgenerators ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Wie beim aktiven Turbulenzgitter bildet eine doppelwandige Konstruktion die Basis für das Modul. Die Turbulenzerzeugung erfolgt mit Hilfe einer Platte – im Folgenden als „Schaufel“ bezeichnet – die sich um die eigene Achse dreht. Dazu sitzt die Schaufel (Dicke 1,5 mm) im Zentrum einer Welle (Durchmesser 7 mm), die wiederum durch einen bürstenlosen Gleichstrommotor (Nanotec, DB42S03) angetrieben wird. Aufgrund der Querschnittsverblockung durch die Schaufel (Länge 397 mm, Breite 95 mm) können im Betrieb enorme Lasten auf den Motor wirken. Daher wurde zwischen Motor und Welle ein Getriebe (Nanotec, GP42-S2-15-SR, Untersetzungsverhältnis 15) montiert, wodurch die Last auf den Motor reduziert werden konnte. Bei einer Nenndrehzahl des Motors von 4000 U/min ergibt sich damit eine maximale Schaufeldrehzahl von 266 U/min. Damit die Schaufel flexibel in der Strömung positioniert werden kann, wurden Motor, Getriebe, Welle und Schaufel als verschiebbare Einheit gestaltet. Mit Hilfe eines manuellen Kettenantriebs (nicht dargestellt) können die Lagerpositionen auf beiden Seiten synchron auf und ab bewegt werden. Mit diesem Mechanismus kann die vertikale Position der Welle gegenüber dem Zentrum des Windkanals um ±25 mm verändert werden.

Steuereinheit und Bedienung des Motors

Die Steuerung des Wirbelgenerators ist ähnlich wie beim aktiven Turbulenzgitter aufgebaut. Ein CPU-Modul (Sigmatek, CP102) und eine Servomotor-Steuereinheit

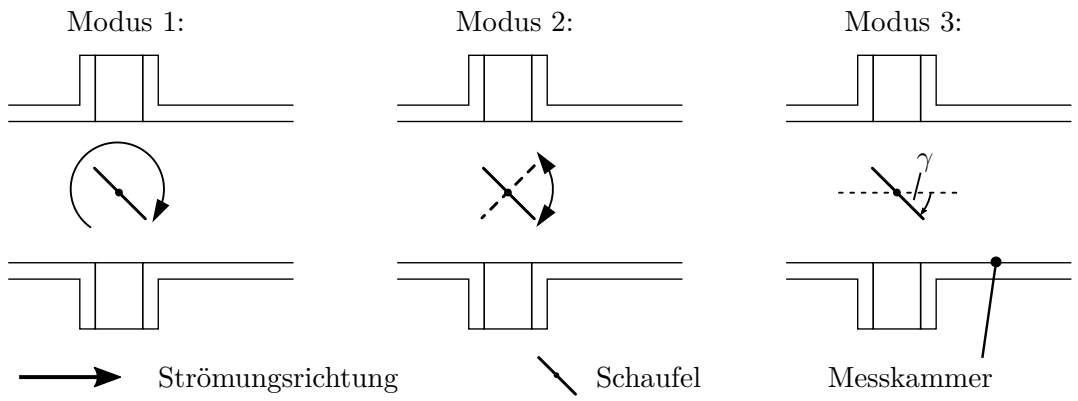

Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Betriebsmodi des Wirbelgenerators.

(Sigmatek, DC062) bilden den Kern der Steuerung. Die Bedienung erfolgt direkt am Computer über die Oberfläche der Software Lasal CLASS 2 (Sigmatek). Vor Betrieb des Windkanals muss der Motor initialisiert werden. Dabei wird die Welle mit Hilfe einer geschlitzten Scheibe, einer Gabellichtschranke und den Signalen des Motorencoders so ausgerichtet, dass die Schaufel parallel zur Strömung (Null-Position) liegt. Anschließend kann der Benutzer zwischen drei Steuermodi wählen. Modus 1 (Drehzahl) und Modus 2 (Oszillation) sind dabei identisch zu den Modi des aktiven Turbulenzgitters. Mit Modus 3 („Position“) kann der Nutzer zudem die Schaufel um einen Winkel γ relativ zur Hauptströmungsrichtung verdrehen und die Lage konstant halten. Die Betriebsmodi sind für den Wirbelgenerator in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt.

4.2 Partikelseeder für thermographische Phosphore

Für die zweidimensionale Messung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern einer Kühlfilmströmung (vgl. Zielsetzung in Kapitel 2.3) wird eine partikelbasierte optische Messtechnik eingesetzt. Grundlagen und Details zu der als „Thermo-PIV“ bezeichneten Messtechnik werden in den Kapiteln 5.2 und 5.3 ausführlich erläutert. Die für den Einsatz dieser Messtechnik notwendigen, sogenannten „Tracerpartikel“[4] müssen der Strömung aktiv hinzugefügt werden. Dieser Vorgang wird als „Seeding“ und die für das Seeding eingesetzten Geräte werden als „Seeder“ bezeichnet.

Um Messungen in der Interaktionszone von Kühlluft und Hauptströmung zu ermöglichen, müssen beide Fluidströme kontinuierlich geseedet werden. Aus vorangegangenen Messkampagnen am geschlossenen thermischen Windkanal standen zwei typische Seedermodelle zur Verfügung. Für das Kühlluftseeding wurde ein Wirbelbettgenerator (LaVision, Particle Blaster 110) und für das Seeding der Hauptströmung ein Zyklon-Aerosologenerator (Glass und Kennedy, 1977) verwendet. Der Wirbelbettgenerator (siehe Abbildung 4.6) basiert auf dem Prinzip eines Magnetrüh-

[4] Im Folgenden werden die Begriffe „Tracer“, „Partikel“ und „Tracerpartikel“ synonym verwendet.

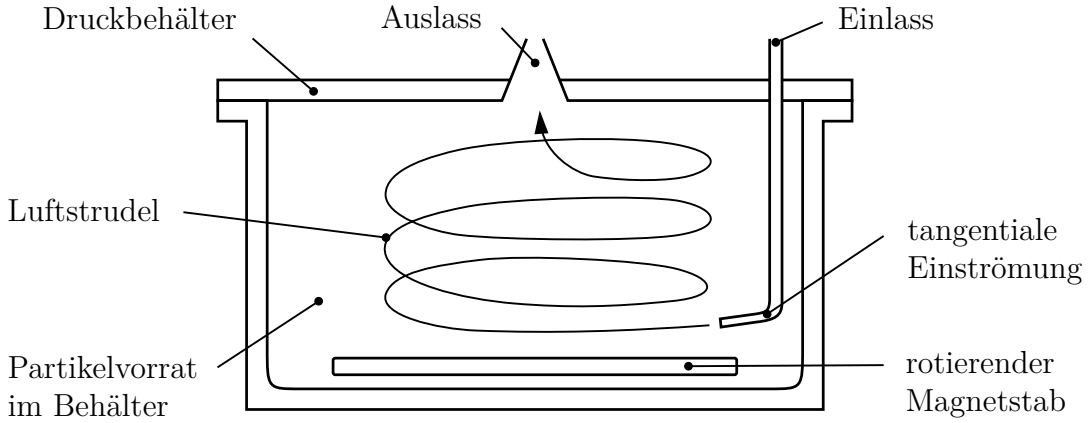

Abbildung 4.6: Schematische Darstellung eines Wirbelbettgenerators.

rers. Ein stabförmiger Magnet im Inneren des Behälters wird durch einen rotierenden Magneten unterhalb des Seeders (nicht dargestellt) in Rotation versetzt. Durch die Bewegung des Magnetstabes wird der Partikelvorrat im Inneren des Behälters aufgewirbelt. Zusätzlich wird Luft tangential in den Druckbehälter eingeleitet, wodurch sich zwischen Einlass und Auslass ein Luftstrudel bildet. Die Luft nimmt während der Durchströmung des Behälters die Partikel auf und wird anschließend in die zu untersuchende Strömung weitergeleitet. Der Zyklon-Aerosolgenerator nutzt ebenfalls einen Luftstrudel für die Aerosolbildung, der durch eine tangentiale Einleitung der Strömung erzeugt wird, verzichtet jedoch auf die Unterstützung durch einen Magnetrührer.

Diese herkömmlichen Seeder finden bei der einfachen zwei- bzw. dreidimensionalen Geschwindigkeitsmessung mit Feststoffpartikeln wie Titandioxid (TiO_2) breite Anwendung[5]. Bei vorangegangenen thermographischen PIV-Messungen von Schreivogel u. a. (2016) mit $BaMgAl_{10}O_{17}$:Eu^{2+} (kurz: BAM:Eu) als Tracerpartikel zeigte sich jedoch, dass das Seeding von thermographischen Phosphoren mit diesen Seedern problematisch ist. Trotz hoher Luftströme durch die Seeder wurde in beiden Modellen nur eine geringe Partikelmenge aufgenommen und in die zu untersuchende Strömung transportiert. Um die Messungen dennoch zu ermöglichen, wurden die Seeder während der Messung manuell geschüttelt, wodurch temporär eine Erhöhung der Partikeldichte erzielt werden konnte.

Für die Vermessung der turbulenten Kanalströmung stromab des aktiven Turbulenzgitters (Bakhtiari u. a., 2018), sowie die Untersuchung der Interaktion von Kühlluft und turbulenter Hauptströmung (Straußwald u. a., 2018) mit High-Speed-PIV, wurden die vorhandenen Seeder erneut verwendet. Obwohl es sich hierbei um eine reine Geschwindigkeitsmessung handelte, wurden die Untersuchungen in Vorbereitung auf die folgenden thermographischen PIV-Messungen bereits mit dem thermographischen Phosphor Zinkoxid (ZnO) als Tracerpartikel durchgeführt. Zinkoxid bietet diverse Vorteile gegenüber BAM:Eu, die im Rahmen der Beschreibung der

[5]Die Firma LaVision hat auf Anfrage bestätigt, dass der Particel Blaster 110 für den Einsatz mit TiO_2 entwickelt wurde. (LaVision, 2018)

Messtechnik näher erläutert werden (siehe Kapitel 5.3). Im Bezug auf das Seeding zeigte sich jedoch dasselbe Problem wie bei der Messkampagne mit BAM:Eu. Eine ausreichende Partikeldichte in der Strömung konnte nur durch manuelles Schütteln der Seeder erreicht werden. Der PIV-Auswertealgorithmus erwies sich als sehr robust gegenüber inhomogener Partikelverteilung, weshalb diese Problematik keine signifikanten Auswirkungen auf die Auswertung der Geschwindigkeitsfelder hatte. Die individuellen Unterschiede der Messungen durch die manuelle Beeinflussung der Partikeldichte können jedoch zu einem systematischen Fehler in den Temperaturdaten führen. Um die angestrebte Verbesserung in der Thermometrie zu erreichen, mussten daher Alternativen für die Seeder gefunden werden.

Die Untersuchung beider Seeder nach dem Einsatz mit ZnO machte deutlich, dass im Behälter noch ausreichend Partikelvorrat für weiteres Seeding vorhanden gewesen wäre. Im verbliebenen Partikelvorrat waren jedoch Kanalstrukturen sichtbar, die offensichtlich von der durchströmenden Luft gebildet worden waren. Des Weiteren fiel auf, dass sich große Mengen an Partikeln an den Wänden und in Totwassergebieten abgesetzt hatten. Aus den Beobachtungen konnte somit gefolgert werden, dass sich die durchströmende Luft im Inneren der Seeder einen festen Weg durch die Partikelmasse sucht. Sobald die Kanalstruktur etabliert ist, strömt die Luft einfach hindurch, wobei kaum Partikel aufgewirbelt oder mitgerissen werden. Durch das manuelle Schütteln im Experiment wurden die Kanalstrukturen zerstört und die Partikel im Behälter verteilt. Dadurch konnten sich die Partikel mit der durchströmenden Luft vermischen. Anschließend bildete sich wieder ein Kanalsystem und das Seeding kam trotz ausreichenden Partikelvorrats erneut zum Erliegen. Tests zeigten zudem, dass der Magnetrührer des Wirbelbettgenerators die Partikelmasse nicht durchdringen kann, weshalb sich die Kanalstrukturen auch in diesem Modell ungehindert ausbilden konnten.

Der Vergleich von Titandioxid und Zinkoxid veranschaulicht die Unterschiede typischer PIV-Partikel und einem Vertreter thermographischer Phosphore. Mit einem Wert von 5,61 g/cm^3 ist die Dichte von Zinkoxid beispielsweise deutlich höher als die Dichte von Titandioxid (4,23 g/cm^3). Untersuchungen mit dem Rasterelektronenmikroskop (kurz: REM) von Abram u. a. (2015) zeigten zudem, dass die ZnO-Partikel scharfe Kanten aufweisen, was die Bildung von Agglomeraten fördert (siehe Abbildung 5.6). Die Kombination aus hoher Dichte und der starken Neigung, Agglomerate zu bilden, erklärt die Kanalbildung im Partikelvorrat der beiden Seeder sowie die Tendenz der Partikel, sich verstärkt an der Wand und in Totwassergebieten abzulagern.

Mit den gewonnenen Erkenntnissen konnte nun ein neues Seeder-Konzept entwickelt werden. Ziel war es einerseits, die Ablagerung von Partikeln durch die Reduzierung von Totwassergebieten zu verhindern und andererseits, die Agglomerate und festen Strukturen im Partikelvorrat durch eine turbulente Strömung aufzubrechen. Während der Erprobung des ersten Prototyps hat sich gezeigt, dass das gewählte Konzept gute Ergebnisse hinsichtlich der Partikeldichte liefert, jedoch für die unterschiedlich hohen Volumenströme von Kühlluft und Hauptströmung individuell

angepasst werden muss. Daher wurde im weiteren Verlauf ein Seeder für kleinere und mittlere Volumenströme bis ca. 100 l/min sowie ein zweiter Seeder für höhere Volumenströme entwickelt.

4.2.1 Seeder für kleine und mittlere Volumenströme

Wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, werden für die Kühlluftversorgung verschiedene Teilströme im Plenum vermischt, damit sowohl die Temperatur als auch die Partikeldichte den gesetzten Anforderungen entspricht. In der Vergangenheit wurde ein Seeder-Volumenstrom zwischen 30 l/min und 70 l/min benötigt, um die notwendige Partikeldichte bei der Untersuchung von verschiedenen Impulsverhältnissen zu gewährleisten. Ausgehend von diesen Werten wurde der erste Prototyp entwickelt (Straußwald und Bäumel, 2019). Die finale Version des Seeders für kleine und mittlere Volumenströme, die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt wurde, ist ein direktes Resultat aus dem Prototypen und wird nachfolgend im Detail beschrieben.

Aufbau

Abbildung 4.7 zeigt den Aufbau des Seeders. Der Seeder besteht aus zwei zusammenhängenden zylindrischen Kompartimenten, die lediglich durch ein metallisches Gitter voneinander getrennt sind. Das Trägergas (z.B. Luft) wird vom Boden über einen Schlauch in das untere Kompartiment eingeleitet. Die Partikel werden in das obere Kompartiment eingefüllt und bleiben auf dem Metallgitter – etwa auf halber Höhe des Behälters – liegen. Hierbei wird die Eigenschaft der Partikel, Agglomerate zu bilden, ausgenutzt. Trotz einer Maschenweite von 0,5 mm wird ein Herabfallen der nur wenige Mikrometer großen Partikel weitestgehend verhindert. Somit bleibt unterhalb der Partikelmasse ein Hohlraum, der eine Bewegung des Schlauches ermöglicht. Aufgrund von Instabilitäten in der Strömung und Unregelmäßigkeiten im Material beginnt der Schlauch ab einem gewissen Volumenstrom zu pendeln. Zunächst setzt eine ebene Pendelbewegung ein, die bei weiterer Erhöhung des Volumenstroms in eine chaotische Pendelbewegung übergeht. Dabei erreicht das Schlauchende annähernd jeden Punkt im unteren Kompartiment, ohne Wände oder das Sieb zu berühren. Die Bewegung des Schlauches erzeugt ein turbulentes Strömungsfeld, welches die Partikel auf dem Metallgitter aufwirbelt. Es entsteht ein Gemisch aus Feststoffpartikeln und Trägergas, das über einen Auslass im Deckel abgeführt wird. Durch das ständig wechselnde Strömungsfeld werden Totwassergebiete in beiden Kompartimenten vermieden und herabfallende Partikel im unteren Kompartiment werden zurückgeschleudert, bevor diese den Boden erreichen können. Dieser Aufbau ermöglicht somit ein gleichmäßiges Seeding, bis der Partikelvorrat vollständig aufgebraucht ist.

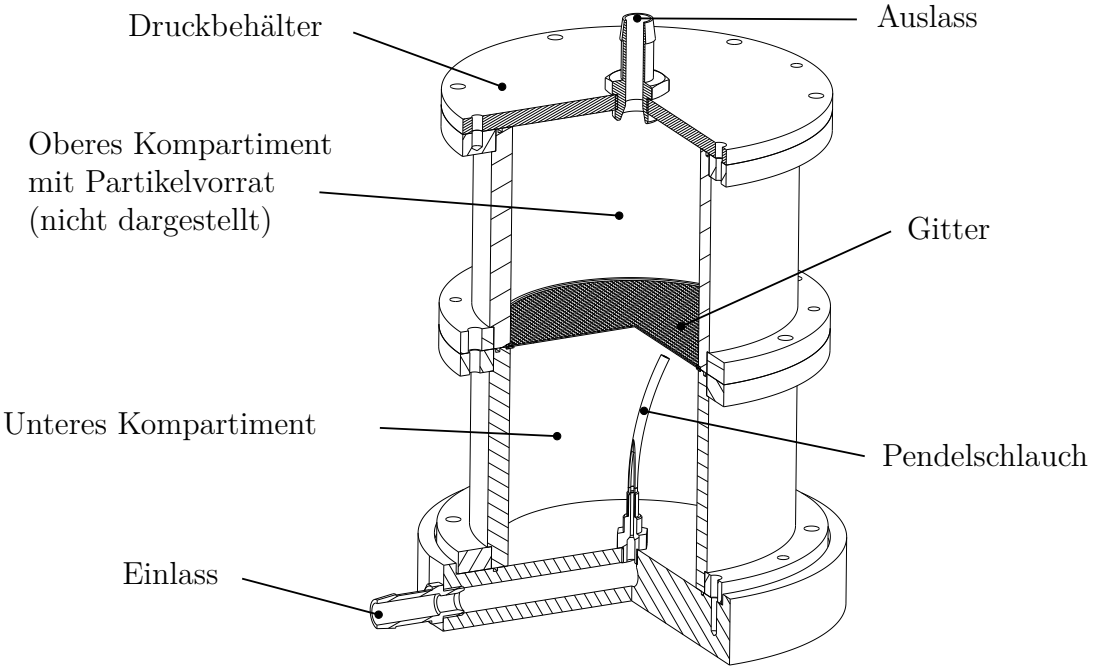

Abbildung 4.7: Isometrische Ansicht des Seeders für kleine und mittlere Volumenströme. Ein Ausbruch ermöglicht den Blick auf den Aufbau im Inneren des Seeders.

Wahl des Pendelschlauches

Der für die Pendelbewegung notwendige Volumenstrom ist von Material, Durchmesser und Länge des Schlauches abhängig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein nicht talkumierter Silikonschlauch (Esska (2019), Spezialschlauch nach DIN 7715) gewählt. Mit einem Härtegrad von ShA 60 ist die Flexibilität des Schlauchss ausreichend hoch, damit es auch bei relativ niedrigen Volumenströmen zu einer Pendelbewegung kommt. Die Temperaturbeständigkeit bis 180 °C (dauerhaft) bzw. 250 °C (kurzfristig) und die Kälteflexibilität bis −60 °C ermöglichen zudem ein breites Einsatzspektrum des Seeders.

An einem eigens dafür eingerichteten Prüfstand wurden verschiedene Kombinationen aus Schlauchlänge und -durchmesser erprobt (Straußwald, 2020). Zusätzlich wurden verschiedene Kandidaten in einer Reihe von Probemessungen beurteilt. Letztlich wurde ein Schlauch mit einer Länge von 70 mm, einem Innendurchmesser von 1,5 mm und einer Wandstärke von 0,75 mm gewählt, da sich mit dieser Konfiguration im Bereich der geplanten Volumenströme zwischen 30 l/min und 70 l/min zuverlässig eine chaotische Pendelbewegung einstellt. Da der Schlauch unter 25 l/min nicht zu pendeln beginnt, ist er für niedrigere Volumenströme ungeeignet und muss durch einen längeren Schlauch oder einen Schlauch mit geringerem Durchmesser ersetzt werden. Im Hinblick auf höhere Volumenströme konnte in einer Versuchsreihe jedoch gezeigt werden, dass der Schlauch – zumindest kurzzeitig – bis 120 l/min eingesetzt werden kann. Somit kann mit einer Schlauchgeometrie bereits ein breites Spektrum an Volumenströmen abgedeckt werden.

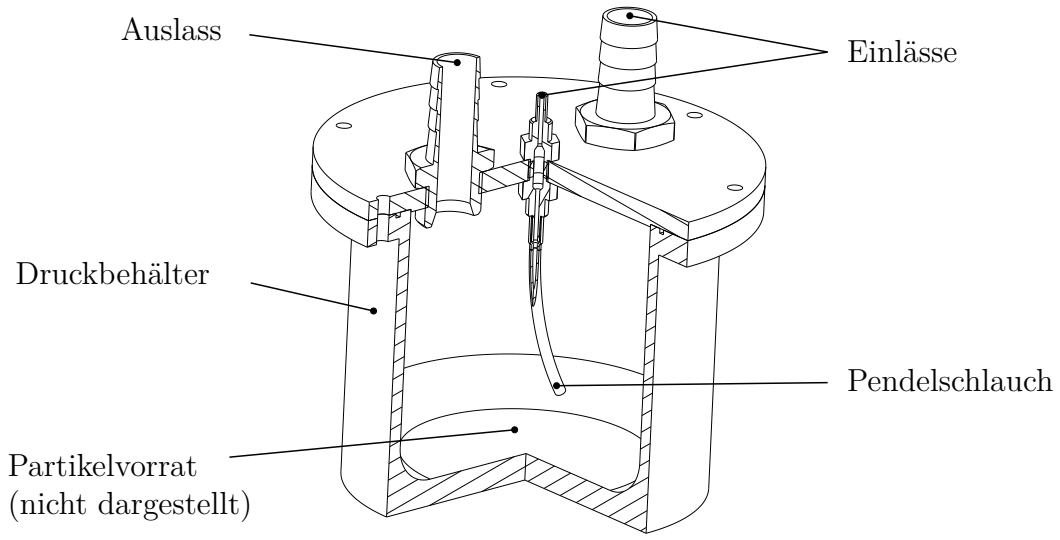

Abbildung 4.8: Isometrische Ansicht des Seeders für hohe Volumenströme. Ein Ausbruch ermöglicht den Blick in das Innere des Seeders.

4.2.2 Seeder für hohe Volumenströme

Ausgehend von einer Hauptströmungsgeschwindigkeit von 10 m/s ergibt sich für typische Dichte- und Impulsverhältnisse ein maximaler Kühlluftvolumenstrom von ca. 150 l/min. Gleichzeitig herrscht in der Messkammer ein Volumenstrom von 36 000 l/min. Um in der Hauptströmung eine äquivalente Partikeldichte wie in der Kühlluft zu erzeugen, ist demnach die 240-fache Menge an Partikeln notwendig. Um die benötigte Partikelmenge zu reduzieren, wird auf ein kontinuierliches Seeding der Hauptströmung verzichtet. Vielmehr soll der Partikelvorrat aus dem Seeder innerhalb weniger Sekunden in die Hauptströmung gefördert und dadurch ein begrenztes Zeitfenster für die Messungen erzeugt werden. Um den gesamten Partikelvorrat aus dem Seeder in die Strömung zu fördern, sind jedoch Volumenströme über 120 l/min nötig. Der Wechsel auf Schläuche mit größeren Durchmessern führte dazu, dass die Schläuche in der Nähe der Schlauchtülle durch die Pendelbewegung abknicken und den Strömungsquerschnitt verengen. Mit der ursprünglichen Konfiguration ist eine Erhöhung des Volumenstroms somit nur begrenzt möglich. Daher wurde das Konzept für höhere Volumenströme entsprechend angepasst.

Ziel war es, den gesamten Partikelvorrat aus dem Behälter innerhalb von 10 Sekunden in die Hauptströmung zu fördern und so für eine begrenzte Zeit eine homogene Partikeldichte in beiden Strömen zu generieren. Dazu wurden im Rahmen eines angepassten Designs die beiden Aufgaben „Partikel aufwirbeln“ und „Partikel abtransportieren“ voneinander getrennt, während das grundsätzliche Konzept des Pendelschlauches erhalten blieb. Das zweite Design ist in Abbildung 4.8 abgebildet. Im Deckel eines einfachen Druckbehälters sind zwei Einlässe und ein Auslass integriert, wobei der kleinere, zentrale Einlass einen Silikonschlauch speist. Wie im vorherigen Design versetzt ein geringer Volumenstrom den Schlauch in Pendelbewe-

gung, wodurch der Partikelvorrat im Behälter aufgewirbelt wird. Durch den zweiten Einlass wird ein hoher Volumenstrom über 200 l/min in den Behälter eingeleitet, der das vorhandene Aerosol aufnimmt und über den Auslass in die Windkanalströmung transportiert. Da die beiden Einlässe unabhängig voneinander gespeist werden, können die beiden Volumenströme optimal aufeinander abgestimmt werden. Um der höheren Belastung standzuhalten, wurde für diese Version ein Schlauch mit einer Länge von 75 mm, einem Innendurchmesser von 1,5 mm und einer Wandstärke von 1,0 mm gewählt. Im Rahmen mehrerer Tests konnte gezeigt werden, dass über 90 % der eingefüllten Partikelmenge (typischerweise 80 g – 100 g ZnO) innerhalb der vorgegebenen 10 s in die Strömung gefördert wurden. Später wurde die Menge schrittweise auf 25 g reduziert, da die hohe Effektivität des Seeders und verschiedene Änderungen im experimentellen Aufbau (siehe Abschnitt 5.3.3) eine zu hohe Partikeldichte in der Hauptströmung zur Folge hatten, und dadurch im Rahmen der optischen Temperaturmessung nicht ausreichend Signal aufgezeichnet werden konnte.

5 Messtechnische Methoden

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl sensorbasierte Messverfahren, wie Thermoelementmessungen und Hitzdraht-Anemometrie, als auch optische Messverfahren eingesetzt. In Abschnitt 5.1 wird eine kurze Übersicht über die verwendeten sensorbasierten Messverfahren gegeben und die Messunsicherheit der eingesetzten Sensoren diskutiert. In Abschnitt 5.2 werden anschließend die Grundlagen zu den eingesetzten optischen Verfahren – Particle Image Velocimetry, Infrarot-Thermographie und Phosphor-Thermometrie – erläutert. Danach werden in Abschnitt 5.3 die durchgeführten Strömungsfeldmessungen beschrieben. Der Einsatz von PIV erfolgt dabei in Kombination mit Phosphor-Thermometrie und hat dabei die simultane Messung von Geschwindigkeits- und Temperaturfeld zum Ziel. In Abschnitt 5.4 wird abschließend eine Messtechnik zur Ermittlung des Wärmeübergangs in die Wand vorgestellt. Hierbei werden erneut zwei Verfahren, IR-Thermographie und Phosphor-Thermometrie, kombiniert. Beide Abschnitte behandeln die spezifischen Details der Verfahren und beschreiben die experimentellen Aufbauten. Außerdem werden Änderungen, sowie damit erzielte Verbesserungen, gegenüber vergangenen Arbeiten von Schreivogel (2016) diskutiert.

5.1 Sensorbasierte Messtechniken

Temperatursensoren

Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, wird die Strömungstemperatur im GTW an drei Stellen mit Temperatursensoren gemessen. Die Hauptströmungstemperatur wird am Eingang der Messkammer mit zwei Pt100-Widerstandsthermometern erfasst. Der Messwert des ersten Widerstandsthermometers (Durchmesser 3 mm) dient als Feedback-Parameter für die Regelung des Heizsegments (siehe Abbildung 3.1), während der Messwert des anderen Sensors (Durchmesser 2 mm) zur Dokumentation der Hauptströmungstemperatur (T_m) aufgezeichnet wird. Die Messung der Kühllufttemperatur erfolgt an zwei Stellen. Im Plenum wird die Temperatur mit einem 1,5 mm Pt100-Sensor erfasst. Dieser Wert dient jedoch lediglich zur Information und unterstützt den Prüfstandoperator bei der manuellen Steuerung der Kühllufttemperatur. Die im Rahmen der Untersuchungen relevante Kühllufttemperatur (T_c) wird mit Hilfe eines 0,1 mm Thermopaares am Bohrungsaustritt einer seitlichen Kühlluftbohrung (siehe Abbildung 3.3) erfasst. Zusätzlich zu den fest installierten Sensoren wurden bei den verschiedenen Messkampagnen weitere Thermopaare und Mantelthermoelemente eingesetzt. Die systematischen Fehler der drei Sensortypen sind in Tabelle 5.1 beispielhaft für einen Sensordurchmesser aufgelistet.

Sensortyp	Größe	Fehler
Widerstandsthermometer (Pt100, Klasse A)	2 mm	ca. 0,3 % v. Messwert $^{A)}$
Thermopaar (Typ K, NiCr-Ni, Klasse 1)	0,1 mm	±1,5 K $^{B)}$
Thermoelement (Typ K, NiCr-Ni, Klasse 1)	1 mm	±1,5 K $^{B)}$

Tabelle 5.1: Systematische Fehler der eingesetzten Temperatursensoren. A) Normwerte nach EN 60751 (DIN 43760)[2]. B) Normwerte nach EN 60584.

Hitzdraht-Anemometrie

Punktuelle Geschwindigkeiten wurden mit einem Hitzdraht-System (Dantec, StreamLine) gemessen. Das System (Dantec, 90N10 Frame) ist mit drei CTA[3]-Modulen (Dantec, 90C10) ausgestattet und ermöglicht somit die Messung von bis zu drei Geschwindigkeitskomponenten. Zudem ist ein Temperaturmodul (Dantec, 90C20) vorhanden. Im Rahmen dieser Arbeit kam je nach Situation eine gerade (Dantec, 55P11) oder eine 90° Sonde (Dantec, 55P14) zum Einsatz, wobei maximal zwei Sonden parallel betrieben wurden.

Alle Sonden wurden tagesaktuell mit Hilfe eines automatischen Kalibriersystems (Dantec, 90H01 Calibration Module und 90H02 Flow Unit) kalibriert. Für die Kalibrierung strömt Druckluft durch eine Düse mit bekanntem Durchmesser, wobei der Druckverlust gegenüber der Umgebung gemessen wird. Mit Hilfe der isentropen Expansionsgleichung kann die aktuelle Geschwindigkeit u im Düsenaustritt bestimmt werden. Parallel wird der Spannungswert U der Konstant-Temperatur-Brücke ausgelesen. In einem zuvor definierten Geschwindigkeitsbereich werden mehrere Messwerte erzeugt und anschließend wird durch Kurvenanpassung mit einem Polynom 4. Ordnung

$$u = C_1 + C_2 U + C_3 U^2 + C_4 U^3 + C_5 U^4 \tag{5.1}$$

die Kalibrierkurve für die Messwerte der Sonde erzeugt. Für Geschwindigkeiten zwischen 5 m/s und 50 m/s ergibt sich dabei ein systematischer Fehler von 0,15 % (Bruun, 1995).

Im realen Einsatz sind die Sonden im Allgemeinen einer dreidimensionalen turbulenten Strömung ausgesetzt. Ausgehend vom Koordinatensystem der Sonde kann der Geschwindigkeitsvektor in eine normale u_n, eine tangentiale u_{ta} und eine binormale Komponente u_{bn} aufgeteilt werden. Die gemessene (effektive) Geschwindigkeit u_e setzt sich schließlich aus den drei Geschwindigkeitskomponenten nach der Gleichung

$$u_e^2 = u_n^2 + C_k^2 u_{ta}^2 + C_h^2 u_{bn}^2 \tag{5.2}$$

[2]Der genaue Wert für den Fehler ist abhängig von der Temperatur und wird mit $\pm(0{,}15 + 0{,}002 \cdot T[°\mathrm{C}])$ K angegeben.

[3]Abkürzung für Constant Temperature Anemometry.

Turbulenzgrad	mittlere Geschwindigkeit $\overline{u}_x$	mittlere Fluktuation $\overline{u_x'^{\,2}}$
10 %	±0,6 %	±0,5 % (2,2 %)
20 %	±2,0 %	±2,3 % (3,1 %)
30 %	±5,0 %	±5,7 % (5,7 %)

Tabelle 5.2: Systematische Fehler der mittleren Geschwindigkeit und der mittleren Fluktuation bei der Hitzdraht-Anemometrie mit Eindraht-Sonden. Die Werte in Klammern geben den Fehler unter der Annahme einer Ungenauigkeit der Kalibrierparameter von 1 % an. (Bruun, 1995)

zusammen (Bruun, 1995). Die Koeffizienten C_k und C_h werden als Sensitivitätskoeffizienten oder Gier- und Neigungsfaktor bezeichnet und gewichten den Einfluss der tangentialen bzw. binormalen Komponente gegenüber der Hauptströmungsgeschwindigkeit. Für die Messung der turbulenten Hauptströmung in der Messkammer des geschlossenen thermischen Windkanals wurden die Sonden parallel zur xy-Ebene positioniert. Unter Berücksichtigung des hierin verwendeten Koordinatensystems (siehe Abbildung 3.2) sind die mittleren Geschwindigkeiten $\overline{u}_y = \overline{u}_z = 0$. Des Weiteren ist $C_k^2 \ll C_h^2$ und somit vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$u_e^2 = u_x^2 + C_h^2 u_z'^{\,2} \qquad . \tag{5.3}$$

Die Werte für die mittlere Geschwindigkeit und die mittlere Fluktuation können nun mit Hilfe der Reihenentwicklung dargestellt werden (Bruun, 1995). Bricht man die Reihenentwicklung bereits nach den Termen der 1. Ordnung ab, ergibt sich für die gemessene Geschwindigkeit die Gleichung:

$$u_e(t) = \overline{u}_x + u_x'(t) \qquad . \tag{5.4}$$

Die damit verbundenen Fehler für die mittlere Geschwindigkeit $\overline{u}_x$ und die mittlere Fluktuation $\overline{u_x'^{\,2}}$ sind in Tabelle 5.2 angegeben.

5.2 Grundlagen zu den eingesetzten optischen Messverfahren

In strömungsmechanischen Untersuchungen sind berührungsfreie Messmethoden von Vorteil, da weder die Geometrie der strömungsführenden Komponenten noch die Strömung selbst durch die Platzierung von Sensoren verändert werden. Optische Messverfahren nutzen elektromagnetische Strahlung, um die physikalischen Eigenschaften der Strömung und ihrer umgebenden Komponenten zu messen. Detektoren wie Kameras können dabei außerhalb der Strömung positioniert werden, sodass diese nicht beeinflusst wird. Ein weiterer Vorteil ist, dass optische Verfahren zwei- bzw. dreidimensionale Messungen ermöglichen, während Sensoren nur an einem Punkt

ihre Daten erfassen. Für die Messung der Geschwindigkeit wird in dieser Arbeit Particle Image Velocimetry eingesetzt. Temperaturmessungen erfolgen mit Infrarot-Thermographie und Phosphor-Thermometrie. Die Grundlagen der genannten Messverfahren werden nachfolgend erläutert.

5.2.1 Particle Image Velocimetry

Particle Image Velocimetry ist eine weit verbreitete Technik zur Messung von Geschwindigkeiten in Fluidströmungen. Neben der Eigenschaft einer berührungsfreien Messung unterscheidet sich PIV in einem weiteren Punkt von typischen Sensor-basierten Messtechniken, wie Hitzdraht-Anemometrie oder Staurohren. Diese einfachen und kostengünstigen Verfahren messen die Geschwindigkeit indirekt über den bekannten Zusammenhang zu einer anderen physikalischen Größen, wie dem Druck oder dem Wärmeübergang. Im Rahmen von PIV wird die Geschwindigkeit hingegen direkt durch Bestimmung des zurückgelegten Weges in einer bekannten Zeitspanne gemessen. Dazu werden sich in der Strömung befindende Partikel angeleuchtet und das an den Partikeln gestreute Licht durch Kameras erfasst. Aus den Aufnahmen kann in der anschließenden Nachbearbeitung die Lage der Partikel bestimmt werden. Die räumliche Verschiebung der Partikel in zwei aufeinander folgenden Bildern ergibt mit dem bekannten Zeitversatz Δt zwischen den Aufzeichnungen schließlich deren Geschwindigkeit. Dabei ermöglicht PIV die Messung von instantanen Geschwindigkeitsfeldern im zwei- oder dreidimensionalen Raum.

Tracer-Partikel

Bei der vermeintlich direkten Messung der Strömungsgeschwindigkeit muss jedoch beachtet werden, dass es sich zunächst um die Geschwindigkeit der Partikel handelt. Folgen die Partikel der umgebenden Strömung ausreichend genau, gibt die gemessene Geschwindigkeit allerdings die tatsächliche Strömungsgeschwindigkeit des Fluids wieder. Der Unterschied zwischen Partikelgeschwindigkeit und Fluidgeschwindigkeit wird als Partikelschlupf bezeichnet und kann mit

$$u_p - u_{fl} = d_p^2 \frac{\rho_p - \rho_{fl}}{18\mu} \frac{du_p}{dt} \tag{5.5}$$

angenähert werden (Tropea u. a., 2007; Raffel u. a., 2018). Da die Tracerpartikel der Strömung meist aktiv hinzugefügt werden müssen, kann durch die Wahl des Materials der Fehler minimiert werden. Bei Flüssigkeiten wird typischerweise ein Dichteverhältnis von $\rho_p/\rho_{fl} \approx 1$ erreicht, weshalb die Genauigkeit unabhängig vom Partikeldurchmesser hoch ist. In Gasströmungen ist das Verhältnis $\rho_p/\rho_{fl} \gg 1$, weshalb der Partikeldurchmesser für eine vergleichbare Genauigkeit entsprechend reduziert werden muss. Typische Werte sind $0{,}5\,\mu\text{m} < d_p < 5\,\mu\text{m}$, wobei als Material beispielsweise TiO_2 oder Pflanzenöl verwendet wird (Tropea u. a., 2007). Ist die Partikeldichte sehr viel größer als die Fluiddichte, kann die Sprungantwort der Partikel

mit einer einfachen, exponentiell fallenden Funktion modelliert werden. Damit ergibt sich die charakteristische Antwortzeit t_p^* der Partikel zu: (Raffel u. a., 2018)

$$t_p^* = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \qquad . \tag{5.6}$$

Um die Genauigkeit eines Tracers abschließend bewerten zu können, muss er in Kombination mit der Strömung betrachtet werden. Hohe Reynolds-Zahlen, Grenzschichteffekte und Turbulenzen führen beispielsweise zu starken Beschleunigungen in der Strömung. Entsprechend unterscheiden sich die Strömungen in ihrer charakteristischen Zeit, die je nach Anwendung aus einer charakteristischen Länge und einer charakteristischen Geschwindigkeit bestimmt wird. Die Stokes-Zahl St setzt die Trägheit der Partikel in Form von t_p^* zur charakteristischen Zeit des Fluids t_{fl}^* ins Verhältnis. Für

$$St = \frac{t_p^*}{t_{fl}^*} < 0{,}1 \tag{5.7}$$

folgen die Partikel der Strömung ausreichend genau, sodass von einem Tracing-Fehler unter 1 % ausgegangen werden kann (Tropea u. a., 2007).

Mie-Streuung

Als Strahlungsquelle werden typischerweise Nd:YAG[4]-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm verwendet. Unter der Annahme von kugelförmigen Partikeln mit einem Durchmesser $\geq$ 500 nm kommt es zur elastischen Streuung des Lichtes an der Oberfläche. Dieser Vorgang wird als Mie-Streuung bezeichnet. Abbildung 5.1 zeigt das Streuprofil für einen Öltropfen mit einem Durchmesser von 1 μm. Es wird deutlich, dass der größte Teil des eintreffenden Lichts nach vorne und nach hinten gestreut wird. In PIV-Anwendungen wird das gestreute Licht allerdings typischerweise in einem Winkel von 90° erfasst. Dies führt dazu, dass nur ein kleiner Anteil des gestreuten Lichts direkt den Detektor der Kamera erreicht. Mehrfachstreuung kann bei entsprechend hoher Partikeldichte die Intensität der Partikelstrahlung jedoch steigern. Zudem haben Partikel gegenüber Gasen einen relative hohen Brechungsindex, was die Streuung begünstigt und Messungen in Gasen gegenüber Messungen in Flüssigkeiten etwas erleichtert. Bei Letzteren muss der genannte Nachteil durch die Partikelgröße entsprechend ausgeglichen werden. (Tropea u. a., 2007)

[4] Abkürzung für Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat.

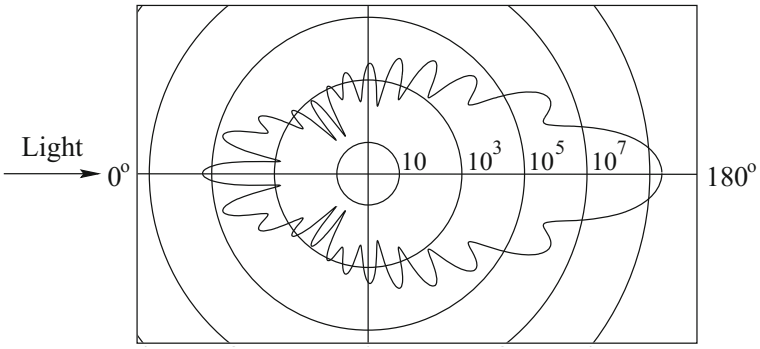

Abbildung 5.1: Streuprofil eines Ölpartikels mit $d_p = 1\,\mu$m. Dargestellt ist die Streuintensität in logarithmischer Form, wobei sich zwei benachbarte Kreise um den Faktor 100 unterscheiden. (Raffel u. a., 2018)

Aufnahme und Auswertung der Partikelbilder

Die Aufnahme der Partikelbilder erfolgt typischerweise mit CCD[5]- oder CMOS[6]-Digitalkameras. CMOS-Sensoren bieten hierbei aufgrund ihrer höheren Ausleserate höhere Bildwiederholraten und ermöglichen somit zeitaufgelöste Messungen der Strömungsfelder. Bei den Aufnahmen muss beachtet werden, dass die Beleuchtungsdauer durch die Laserstrahlung ausreichend kurz ist, sodass die Partikel keine Streifen in den Aufnahmen erzeugen.

Die Auswertestrategie der aufgezeichneten Partikelbilder ist abhängig von der Dichte der Partikel im betrachteten Strömungsfeld (Raffel u. a., 2018). Bei niedriger Partikeldichte wird sogenanntes Partikeltracking angewendet. Hierbei werden einzelne Partikel in zwei aufeinander folgenden Bildern identifiziert. Durch die bekannten Positionen wird anschließend die Verschiebung zwischen den beiden Aufnahmen berechnet. Bei mittlerer Partikeldichte entstehen bereits Partikelwolken und eine Unterscheidung einzelner Partikel ist nicht mehr uneingeschränkt möglich. Deshalb wird die Bewegung der Partikel mit Hilfe von statistischen Methoden ausgewertet. Bei hohen Partikeldichten verschmelzen die Wolken zunehmend, bis die Aufnahmen lediglich gesprenkelte Muster zeigen, welche mit speziellen Verfahren der Laser-Speckle-Velocimetry ausgewertet werden können.

In dieser Arbeit soll die Vermischung zweier Strömungen untersucht werden. Dabei werden mittlere Partikeldichten eingesetzt. Dies hat den Vorteil, dass zu jedem Zeitpunkt überall in der Strömung ausreichend Partikel vorhanden sind, sodass ein vollständiges Geschwindigkeitsfeld erzeugt werden kann. Die Auswertung erfolgt mit Hilfe von klassischen PIV-Algorithmen (vlg. Abbildung 5.2). Zunächst wird das Bild in kleine Auswertefenster unterteilt. Innerhalb eines Auswertefensters bilden jeweils

[5] Abkürzung für Charge-Coupled Device, dt. ladungsgekoppeltes Bauteil.
[6] Abkürzung für Complementary Metal Oxide Semiconductor, dt. komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter.

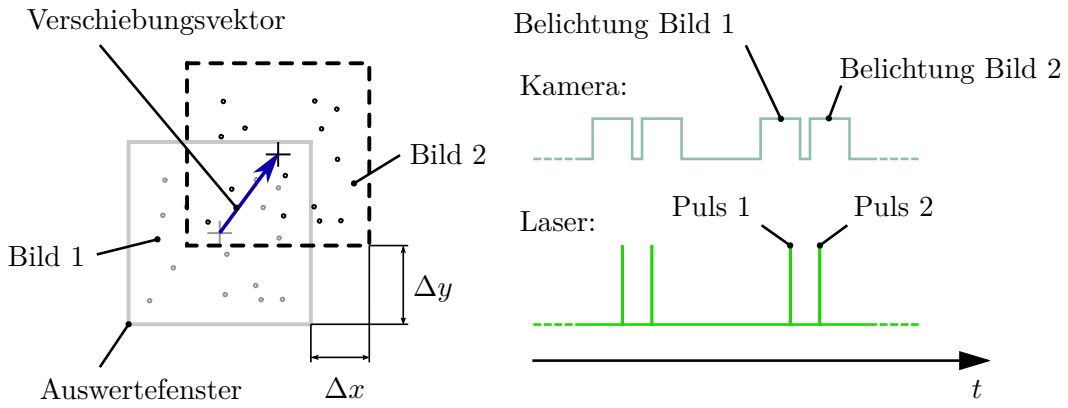

Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der PIV-Messtechnik. Links: Verschiebung der Partikelmuster zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern. Rechts: Zeitstrahl mit Kamerastatus und Laserpulsen.

mehrere Partikel ein Muster. Unter der Annahme, dass zwischen den beiden Aufnahmen keine Relativbewegung innerhalb des Partikelmusters stattfindet, vergleicht der Algorithmus die beiden Bilder mit Hilfe der Kreuzkorrelation. Die Position der höchsten Übereinstimmung (Korrelation) zwischen den beiden Bildern ergibt anschließend den räumlichen Verschiebungsvektor für das Auswertefenster und im Folgenden kann mit dem bekannten Zeitversatz die Geschwindigkeit berechnet werden. Der Nachteil dieser Methode ist, dass hohe Gradienten innerhalb eines Auswertefensters zu einer Veränderung des Musters und somit zu Fehlern in der Auswertung führen. Entsprechend muss die Größe des Auswertefensters so gewählt werden, dass die vorhandenen Gradienten keinen signifikanten Einfluss auf das Ergebnis haben. (Raffel u. a., 2018)

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Partikelbilder werden mit der kommerziellen Software Davis 8.4 (LaVision) ausgewertet. Eine detaillierte Beschreibung der Datenverarbeitung erfolgt in Abschnitt 5.3.5.

5.2.2 Infrarot-Thermographie

Trifft elektromagnetische Strahlung auf einen Körper, wird diese absorbiert, reflektiert oder transmittiert. Die Summe aus Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrad ergibt eins. Die Aufteilung ist dabei abhängig von der Art, der Oberflächenbeschaffenheit und der Temperatur des Materials, sowie der Wellenlänge und dem Einfallswinkel der Strahlung. Zudem emittiert ein Körper Strahlung, wobei nach dem Kirchhoff'schen Gesetz der Emissionsgrad ε gleich dem Absorptionsgrad ist. Ein sogenannter schwarzer Körper absorbiert zu 100 % die eintreffende Strahlung und emittiert entsprechend die maximal mögliche Ausstrahlung $M_{\Lambda S}(\Lambda, T)$, wobei der Absolutwert von der Temperatur T des schwarzen Körpers und der Wellenlänge Λ abhängt. Die spezifische Ausstrahlung eines Körpers kann somit aus der maximalen Ausstrahlung mit Hilfe des Emissionsgrades entsprechend der nachfolgenden

Gleichung berechnet werden: (Tränkler und Reindl, 2014)

$$M_\Lambda(\Lambda, T) = \varepsilon(\Lambda, T) \cdot M_{\Lambda S}(\Lambda, T) \qquad . \tag{5.8}$$

Die gesamte spezifische Ausstrahlung erhält man durch Integration über alle Wellenlängen. Für den schwarzen Strahler ergibt sich demnach der Zusammenhang:

$$M_S(T) = \int_0^\infty M_{\Lambda S}(\Lambda, T) d\Lambda = \sigma \cdot T^4 \qquad , \tag{5.9}$$

wobei σ als Stefan-Boltzmann-Konstante bezeichnet wird. Für thermische Sensoren ist die abgestrahlte Leistung ausschlaggebend, da mit dem Emissionsgrad und der bekannten Strahlungsbilanz eines schwarzen Strahlers aus der gemessenen Leistung direkt die Temperatur eines Körpers berechnet werden kann.

Sensorkalibrierung

Bei der Umsetzung dieses Messverfahrens müssen zwei Gegebenheiten berücksichtigt werden. Einerseits ist der Emissionsgrad des Materials häufig unbekannt und andererseits wird die emittierte Strahlung durch Strahlung anderer Quellen überlagert.

Je nach Wellenlänge und Material unterscheiden sich die Absorptionsgrade teilweise deutlich. Sand hat im Bereich von 1,8 μm – 2,7 μm einen Bandemissionsgrad von 0,56 und im Bereich von 8 μm – 14 μm einen Bandemissionsgrad von 0,93. Insgesamt ergibt sich ein Gesamtemissionsgrad von 0,9. Polierter Stahl hat wiederum nur einen Gesamtemissionsgrad von 0,07. Ist Stahl hingegen oxidiert, erhöht sich der Gesamtemissionsgrad auf 0,79. (Tränkler und Reindl, 2014)

Die Überlagerung der emittierten Strahlung basiert ebenfalls auf einer Vielzahl von Faktoren. Das durch den Sensor aufgezeichnete Signal besteht insbesondere aus der emittierten und reflektierten Strahlung der Messoberfläche. Diese werden jedoch durch die Transmissionsgrade der Atmosphäre, eines ggf. vorhandenen optischen Zugangs und den optischen Komponenten vor dem Sensor (beispielsweise einem Objektiv) reduziert. Hinzu kommt, dass sowohl die Atmosphäre, als auch die genannten Komponenten ebenfalls eine gewisse Strahlungsleistung emittieren und die Umgebung reflektieren. (Tropea u. a., 2007)

Um diese Faktoren zu berücksichtigen, werden unter anderem In-Situ-Kalibrierverfahren angewendet. Diese Verfahren basieren darauf, dass die Sensorkalibrierung im experimentellen Aufbau erfolgt. Schulz (2000) beschreibt explizit den Einsatz eines solchen Verfahrens bei der Untersuchung von Kühlfilmströmungen in einem beheizten Strömungskanal. Zunächst muss das in dem spezifischen Aufbau erzeugte Hintergrundsignal (Φ_{bg}) bestimmt werden, sodass aus dem durch den Detektor aufgezeichneten Signal (Φ_{det}) das vom Messobjekt ausgehende Signal (Φ_{obj}) berechnet werden kann. Anschließend kann mit einer semi-empirischen Abwandlung des

Planck'schen Gesetz die Kalibrierkurve bestimmt werden:

$$T_{obj} = \frac{C_I}{ln(\frac{C_{II}}{\Phi_{obj}} + C_{III})} \quad . \tag{5.10}$$

Die Kalibrierparameter C_I, C_{II} und C_{III} werden hierbei mit Hilfe von Thermoelementdaten berechnet, welche auf der Oberfläche des Messobjekts in Bereichen mit niedrigen Temperaturgradienten platziert werden. Ochs u. a. (2009) haben dieses Kalibrierverfahren im Folgenden vereinfacht. Während bei Schulz (2000) die Kalibrierung aus den Messdaten der Filmkühluntersuchungen berechnet wird, bestimmen Ochs u. a. (2009) die Kalibrierparameter im selben experimentellen Aufbau, jedoch vor der Untersuchung der Filmkühlung (Index „*pre*“). Hierfür wird die Temperatur des Messobjekts mit Hilfe einer Heizfolie schrittweise erhöht, sodass das Messobjekt jeweils eine einheitliche und konstante Temperatur annimmt. Anschließend wurde das Kamerasignal in der Umgebung des Thermoelements gemittelt und mit dem Messwert des Thermoelements für die Kalibrierung verwendet. Somit ergibt sich nachfolgende Kalibrierung, die auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird:

$$T_{obj} = \frac{C_{I,pre}}{ln(\frac{C_{II,pre}}{\Phi_{obj}} + C_{III,pre})} \tag{5.11}$$

und

$$\Phi_{obj} = \Phi_{det} - \Phi_{bg,pre} \quad . \tag{5.12}$$

Detektor

Infrarot-Thermographie erfolgt typischerweise im Bereich eines sogenannten atmosphärischen Fensters[7] im mittleren ($2\,\mu$m – $5\,\mu$m) oder im langwelligen ($8\,\mu$m – $12\,\mu$m) Infrarotbereich. Während im mittleren Infrarotbereich die Kameras im Allgemeinen eine hohe Qualität bzgl. Signal-Rausch-Verhältnis und räumlicher Auflösung bieten, sind die Sensoren im langwelligen Bereich häufig günstiger (Tropea u. a., 2007).

Thermische Sensoren bestehen aus einem Sensorelement, das die eintreffende Strahlung absorbiert und auf der Rückseite mit einer Wärmesenke verbunden ist. Die Temperaturdifferenz zwischen dem Sensorelement und der Wärmesenke kann anschließend mit verschiedenen physikalischen Effekten (z.B. thermoelektrischer Effekt oder pyroelektrischer Effekt) in ein elektrisches Signal umgewandelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine IR-Kamera eingesetzt, deren Detektor aus einem Mikrobolometerarray mit einem Messbereich von $7{,}5\,\mu$m – $14\,\mu$m besteht.

[7] Als atmosphärisches Fenster wird ein Wellenlängenbereich bezeichnet, in dem die Atmosphäre eine hohe Transmissivität aufweist (Tränkler und Reindl, 2014).

Ein Bolometer nutzt als Sensorelement einen temperaturabhängigen Widerstand, der von der Wärmesenke thermisch entkoppelt ist (Tränkler und Reindl, 2014). Durch die Absorption der Strahlung ändert sich die Temperatur des Sensorelements gegenüber der Wärmesenke. Dies induziert eine Spannungsänderung, welche anschließend mit dem oben genannten Kalibrierverfahren in einen Temperaturwert umgerechnet werden kann.

5.2.3 Phosphor-Thermometrie

Als Alternative zur IR-Thermographie können Temperaturen auch mit Hilfe von Lumineszenzstrahlung detektiert werden. Diese Messtechnik wird im Folgenden als Phosphor-Thermometrie bezeichnet. Da nicht alle Materialien von Natur aus lumineszieren, müssen zu untersuchende Oberflächen mit entsprechenden Farben beschichtet werden. Die Nutzung von lumineszierenden Partikeln als Tracermaterial in Fluidströmungen ermöglicht zudem die Untersuchung der vorhandenen Strömungstemperaturen. Die physikalischen Grundlagen der Phosphor-Thermometrie werden im Folgenden näher erläutert.

Lumineszenz

Lumineszenz ist ein Überbegriff für eine Reihe von physikalischen Prozessen, bei denen Atome bzw. Moleküle zunächst in einen elektronisch angeregten Zustand versetzt werden und anschließend unter Emission von Strahlung wieder auf ihren Grundzustand zurückkehren (Bøtter-Jensen u. a., 2003). Diesen Vorgang macht man sich zum Beispiel bei Uhren zunutze, deren Zeiger und Ziffernblätter mit lumineszierender Farbe beschichtet sind. Die Anregung erfolgt in diesem Fall durch die Absorption von elektromagnetischer Strahlung (Photonen) und wird daher Photolumineszenz genannt. In den nachfolgenden Messtechniken wird ebenfalls der photoelektrische Effekt für die Anregung des lumineszierenden Materials genutzt, wobei als Strahlungsquellen dabei Leuchtdioden (engl. Light-Emitting Diodes, kurz: LEDs) bzw. Laser eingesetzt werden.

Die verschiedenen physikalischen Prozesse, die im Rahmen der Photolumineszenz stattfinden, sind in Abbildung 5.3 in Form eines Jablonski-Diagramms dargestellt. Die Abbildung veranschaulicht verschiedene Energieniveaus (horizontale Linien) eines Elektrons und mögliche Übergänge zwischen diesen Zuständen. Dabei wird zwischen strahlungslosen Übergängen (gewellte Pfeile) und Übergängen mit Photonen (gerade Pfeile) unterschieden. Die Photolumineszenz beginnt mit der Absorption (A) der eintreffenden Photonen, wodurch die Elektronen aus ihrem Grundzustand (S_0) auf einen energetisch höheren Zustand (z.B. S_1 oder S_2) mit dazugehörigem Schwingungszustand ($\mathcal{V}$) angehoben werden. Anschließend wird die Energie durch verschiedene Prozesse wieder abgegeben. Die Energieabgabe erfolgt einerseits strahlungslos durch Vibrationsrelaxation (VR), Innere Umwandlung (engl. Internal Conversion,

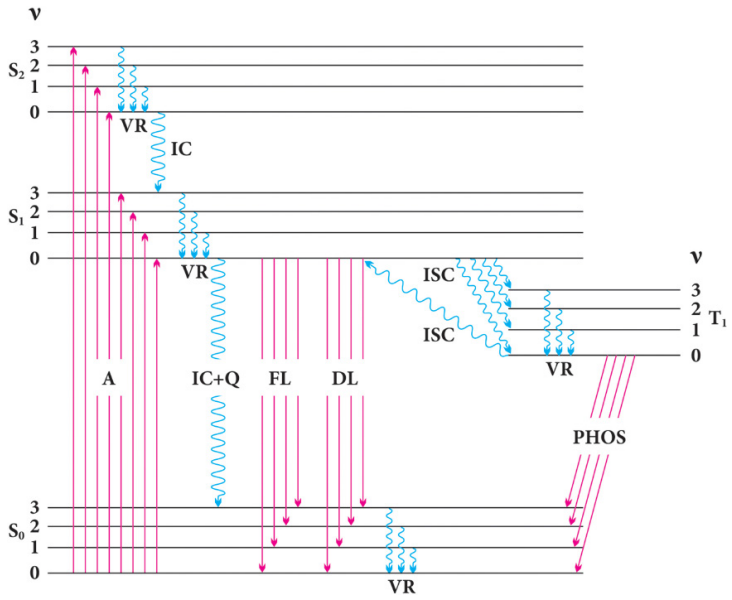

Abbildung 5.3: Illustration der verschiedenen Elektronenübergänge bei der Photolumineszenz als Jablonski-Diagramm. (Dramićanin, 2018)

IC) und Stoßlöschung (engl. Quenching[8], Q). Andererseits können die Elektronen auch unter Abgabe eines Photons auf einen niedrigeren Zustand zurückkehren (Fluoreszenz, FL). Alternativ kann es zur sogenannten Interkombination (engl. Intersystem Crossing, ISC) kommen, wodurch sich die Multiplizität des Elektrons verändert und es den sogenannten Triplett-Zustand (z.B. T_1) erreicht. Fällt das Elektron ausgehend von dem Triplett-Zustand unter Abgabe eines Photons auf den Grundzustand zurück, wird die emittierte Strahlung als Phosphoreszenz (PHOS) bezeichnet. Da die Interkombination in beide Richtungen möglich ist, kann es als weitere Alternative auch zur sogenannten verzögerten Lumineszenz (engl. Delayed Luminescence, DL) kommen. Während Fluoreszenz ein vergleichsweise schneller Prozess ist (10^{-9} s – 10^{-7} s), dauert Phosphoreszenz deutlich länger (10^{-4} s – 10^{-1} s). (Dramićanin, 2018)

Temperaturabhängigkeit der Lumineszenz

Intensität und Spektrum der Lumineszenzstrahlung können durch verschiedene physikalische Effekte beeinflusst werden, wobei eine temperaturabhängige Änderung dieser Größen Grundlage für die verschiedenen Varianten der Phosphor-Thermometrie ist. Die Temperaturabhängigkeit der Intensität basiert beispielsweise auf der Konkurrenz der im Rahmen des Jablonski-Diagramms diskutierten Prozesse. Die Rate der Energieübergänge durch die Emission von Photonen r_r ist unabhängig von der Temperatur, während die Rate strahlungsloser Übergänge $r_{nr}(T)$ umgekehrt proportional mit der Temperatur steigt. Für die Intensität der Lumineszenz L ergibt

[8] Während „Quenching“ im Rahmen dieser Arbeit insbesondere die Energieabgabe durch Stoßprozesse zwischen einzelnen Atomen bzw. Molekülen beschreibt, wird der Begriff in der Literatur alternativ auch als Sammelbegriff für alle strahlungslosen Energieübergänge genutzt.

sich somit folgende Gleichung: (Dramićanin, 2018)

$$L(T) = C \cdot \frac{r_r}{r_r + r_{nr}(T)} \quad , \tag{5.13}$$

wobei C verschiedene physikalische Parameter beinhaltet. Dazu gehört beispielsweise die Intensität der Anregung, welche während der Messung konstant gehalten werden muss. Für den Fall einer breitbandigen Reduzierung der Lumineszenz kann nach der Theorie von Mott-Seitz (detaillierte Erklärung z.B. in (Dramićanin, 2018) oder (Bøtter-Jensen u. a., 2003)) die Rate des strahlungslosen Übergangs wie folgt beschrieben werden:

$$r_{nr}(T) = C_f \cdot exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad , \tag{5.14}$$

und die Intensität der Lumineszenzstrahlung ergibt sich entsprechend zu:

$$L(T) = C \cdot \frac{1}{1 + \frac{C_f}{r_r} \cdot exp(-\Delta E/k_B T)} \quad . \tag{5.15}$$

Dabei ist C_f eine sogenannten Frequenzkonstante und k_B die Boltzmann-Konstante. ΔE ist die Aktivierungsenergie für den strahlungslosen Übergang. Durch eine höhere Temperatur wird diese initiale Energie schneller erreicht, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit eines strahlungslosen Übergangs erhöht und in der Folge weniger Lumineszenzstrahlung emittiert wird.

Die Temperaturabhängigkeit der strahlungslosen Übergänge bedingt zudem eine Temperaturabhängigkeit der Abklingzeit der Lumineszenzstrahlung. Dies lässt sich durch den mit einer veränderten Rate einhergehenden schnelleren bzw. langsameren Abbau einer anfänglichen Population angeregter Elektronen durch strahlungslose Übergänge erklären. Die Abklingzeit t_0 wird beschrieben mit: (Dramićanin, 2018)

$$t_0(T) = \frac{1}{r_r + r_{nr}(T)} \tag{5.16}$$

und mit der Theorie von Mott-Seitz (Dramićanin, 2018) ergibt sich analog:

$$t_0(T) = \frac{1}{r_r + C_f \cdot exp(-\Delta E/k_B T)} \quad . \tag{5.17}$$

Neben der Veränderung der Rate strahlungsloser Übergänge wirken sich höhere Temperaturen auch in Form eines Anstiegs der Vibrationslevel auf die Elektronen aus. Diese führen wiederum zu Vibrationen in der Kristallstruktur und können zum Beispiel zu einer Verbreiterung oder Verschiebung des Emissionsspektrums führen (Knappe, 2013). Diese Veränderungen im Emissionsspektrum bieten eine weitere Möglichkeit, im Rahmen von Phosphor-Thermometrie ein temperaturabhängiges Messsignal zu erzeugen und somit die Temperatur des Materials zu analysieren.

Auswertemethoden in der Phosphor-Thermometrie

Die genannten Temperaturabhängigkeiten ermöglichen verschiedene Konzepte, die Temperatur mit Hilfe der Lumineszenzstrahlung experimentell zu erfassen. Grundsätzlich wird zwischen zeitaufgelösten Methoden und Methoden mit zeitlicher Integration unterschieden. Bei den zeitaufgelösten Methoden kann zudem im Zeitbereich oder im Frequenzbereich gearbeitet werden. Brübach u. a. (2013) geben eine Übersicht über die verschiedenen Möglichkeiten und vergleichen die Fehleranfälligkeit der Ansätze. Während der Zeitansatz im Allgemeinen bessere Ergebnisse hinsichtlich der Genauigkeit verspricht, bietet die zeitliche Integration Vorteile bei der Messung schneller Objekte. Bei dem Einsatz der zeitlichen Integration muss jedoch beachtet werden, dass die Integrationszeit unterhalb der Zeitskala der zu untersuchenden Phänomene liegt. Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Messtechniken entsprechen diesen Empfehlungen. Für die Messung von Wandtemperaturen wird ein zeitlicher Ansatz gewählt und die Messung der Strömungstemperatur erfolgt mit Hilfe des Intensitätsverhältnisses (Φ_{ir}) aus zwei spektralen Bereichen. Die genauen Verfahren werden in den entsprechenden Kapiteln zu den Messtechniken näher erläutert.

5.3 Optische Strömungsfeldmessung

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, ist das Ziel dieser Arbeit, Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder von Kühlfilmströmungen zu untersuchen. Die Messung der beiden Größen soll dabei simultan stattfinden, damit relevante Größen wie die turbulenten Wärmeströme berechnet werden können. Zudem soll durch eine hohe zeitliche Auflösung die Dynamik der turbulenten Strömung erfasst werden.

Die parallele Messung planarer Geschwindigkeits- und Temperaturfelder ist mit dem aktuellen Stand der Technik eine große Herausforderung. Während die Messung von Geschwindigkeitsfeldern mit PIV (siehe Abschnitt 5.2.1) bereits in vielen Bereichen erfolgreich angewendet wird, können Verfahren für die Temperatur, wie Rayleigh-Streuung, Raman-Streuung oder laserinduzierte Fluoreszenz, nur unter speziellen Bedingungen eingesetzt werden (Tropea u. a., 2007). Fond u. a. (2012) haben mit einem kombinierten Verfahren aus Phosphor-Thermometrie und PIV (kurz: Thermo-PIV) jedoch eine Möglichkeit geschaffen, Temperatur- und Geschwindigkeitsmessungen von Fluidströmungen in einem breiten Spektrum an Strömungsbedingungen simultan durchzuführen. Dabei werden die für die PIV-Messung notwendigen Partikel durch einen thermographischen Phosphor ersetzt, sodass durch die Lumineszenzeigenschaften der Partikel auch Temperaturmessungen möglich werden. Später wurde diese Messtechnik durch Abram u. a. (2013) für zeitaufgelöste Messungen erweitert. Beispielergebnisse für die Strömung im Nachlauf eines beheizten Zylinders sind in Abbildung 5.4 dargestellt.

In einer vorangegangenen Messkampagne am geschlossenen thermischen Windkanal wurde das Verfahren erstmals für die Untersuchung von Kühlfilmströmungen eingesetzt (Schreivogel, 2016; Abram u. a., 2016; Schreivogel u. a., 2016). Explizit

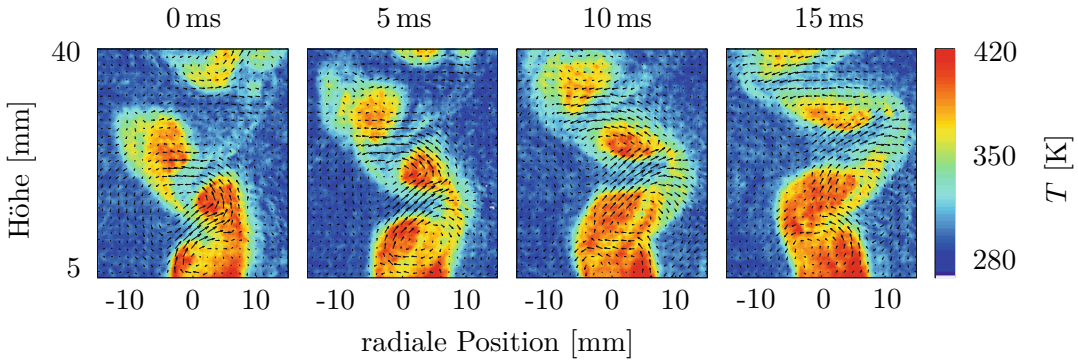

Abbildung 5.4: Temperatur (Konturdiagramm) und Geschwindigkeitsfluktuation (Vektorfeld) im Nachlauf eines beheizten Zylinders für vier Zeitpunkte im Abstand von 5 ms. Die Bilderserie veranschaulicht die Dynamik im Strömungsfeld. Aufgrund der hohen zeitlichen Auflösung kann die Entwicklung der Strömung im Detail verfolgt werden. (Abram u. a., 2013, Abbildung bearbeitet)

wurde die Strömung aus einer Effusionsbohrung und einer geraden Grabengeometrie bei einem nominellen Impulsverhältnis von $I = 8$ betrachtet. Als thermographischer Phosphor wurde BAM:Eu verwendet. Mit dem erfolgreichen Einsatz der neuen Messtechnik in einem filmkühltypischen Aufbau schafften die Autoren neue Möglichkeiten für die Untersuchung der Strömungscharakteristika einer Kühlfilmströmung. Die Temperaturdaten weisen jedoch noch eine hohe Ungenauigkeit auf. Die mittlere Hauptströmungstemperatur unterliegt einer zeitlichen Schwankung von 4,9 K (1,3 % vom Absolutwert) und innerhalb einer Aufzeichnung zeigt die Hauptströmungstemperatur eine Standardabweichung von 18,4 K (4,9 % vom Absolutwert).

Ziel dieser Arbeit ist es daher, die zeitaufgelösten Thermo-PIV-Messungen mit einer höheren Genauigkeit der Temperaturmessungen zu wiederholen und nach der Modifikation des Messverfahrens die Messkampagne auszuweiten. Dazu wird BAM:Eu durch Zinkoxid als thermographischer Phosphor ersetzt, da ZnO Vorteile hinsichtlich der Messgenauigkeit verspricht (Abram u. a., 2015). Zudem kann ZnO in großen Mengen günstig beschafft werden (< 100 €/kg), während große Messkampagnen mit BAM:Eu (≈ 1000 €/kg) finanziell nur schwer umzusetzen sind. In den folgenden Abschnitten wird zunächst das Messverfahren und anschließend die Umsetzung am GTW im Detail erläutert.

5.3.1 Kombination aus PIV und Phosphor-Thermometrie

Thermo-PIV basiert auf klassischen PIV-Messungen (siehe Abschnitt 5.2.1), die für die simultane Messung der Strömungstemperatur mit den Möglichkeiten der Phosphor-Thermometrie (siehe Abschnitt 5.2.3) kombiniert werden (Abram u. a., 2018). Die für PIV typischen Partikel aus Pflanzenöl oder TiO werden dabei durch Partikel aus einem thermographischen Phosphor ersetzt und anschließend für beide Verfahren genutzt. Einerseits ist die Bestimmung der Geschwindigkeit über Mie-

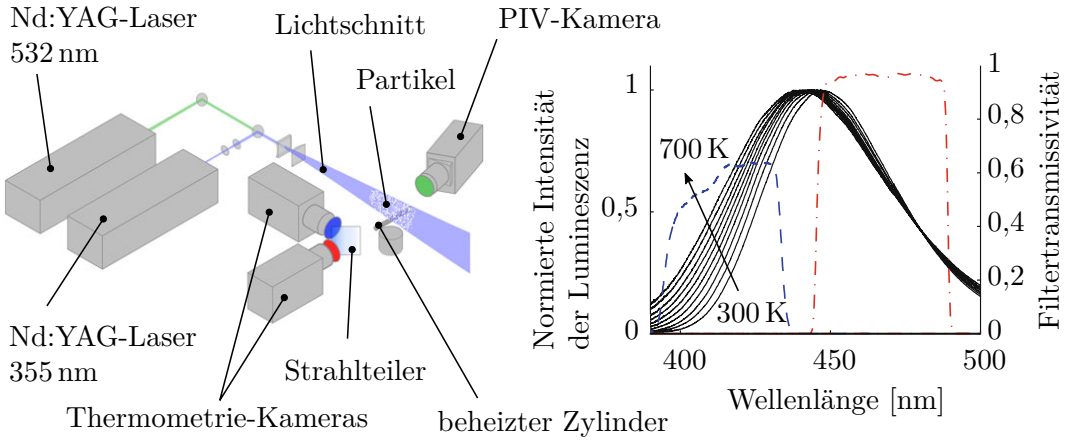

Abbildung 5.5: Demonstration der Thermo-PIV-Messtechnik. Links: Experimenteller Aufbau zur Messung von Geschwindigkeit und Temperatur im Nachlauf eines beheizten Zylinders. Rechts: Temperaturabhängigkeit der Lumineszenzstrahlung (durchgezogene Linien: —) und Transmissivität der Filter für die Thermometrie-Kameras (gestrichelte Linien: - - bzw. —·) am Beispiel von BAM:Eu. (Abram u. a., 2013, Abbildung bearbeitet)

Streuung weiterhin möglich, andererseits kann nun die Temperatur der Partikel über die Phosphor-Thermometrie bestimmt werden. Um daraus ein zweidimensionales Temperaturfeld der Strömung ableiten zu können, müssen zusätzlich zu den aus Abschnitt 5.2.1 bekannten Bedingungen drei wesentliche Voraussetzungen erfüllt sein. Die Temperatur der Partikel muss ausreichend schnell die Temperatur der Strömung annehmen, die Strömungstemperatur darf durch die Präsenz der Partikel nicht beeinträchtigt werden und die gewählte Partikeldichte muss ausreichend Signal im gesamten Strömungsfeld gewährleisten. Sind diese Voraussetzungen gemeinsam mit den Voraussetzungen für PIV erfüllt, können Geschwindigkeit und Temperatur der Strömung simultan erfasst werden.

In Abbildung 5.5 (links) ist beispielhaft der Aufbau für die Messung des Strömungsfeldes im Nachlauf eines beheizten Zylinders (siehe Abbildung 5.4) dargestellt. In vielen praktischen Anwendungen ist die Messung im sichtbaren Frequenzbereich von Vorteil, da Laserstrahlen einfacher positioniert werden können und viele optische Komponenten dort ihren optimalen Betriebspunkt haben. PIV nutzt deshalb typischerweise einen Nd:YAG-Laser als Strahlungsquelle, dessen Wellenlänge auf 532 nm frequenzverdoppelt wurde. Aus dem Laserstrahl wird anschließend ein Lichtschnitt erzeugt, wodurch die Partikel in einer Ebene angeleuchtet werden. Da die Strahlung lediglich gestreut wird, findet der gesamte PIV-Prozess im grünen Wellenlängenbereich statt.

Die Phosphor-Thermometrie erfolgt hingegen in einem breiten Frequenzbereich, da die anregende Strahlung absorbiert und in einem größeren Bereich emittiert wird. Die Anregung kann je nach gewähltem Phosphor beispielsweise durch einen Nd:YAG-Laser erfolgen, dessen Wellenlänge auf 355 nm frequenzverdreifacht wurde,

während der Emissionsbereich häufig im blauen und nahen ultravioletten Bereich (kurz: UV-Bereich) des Frequenzspektrums liegt. Für die Phosphor-Thermometrie mit bewegten Objekten (Partikel in der Strömung) ist ein integrierendes Verfahren von Vorteil (siehe Abschnitt 5.2.3). In diesem Aufbau wird jedoch nicht die Intensität der gesamten emittierten Strahlung mit einer Kamera erfasst, sondern zwei identische Kameras erfassen die Lumineszenzstrahlung in verschiedenen spektralen Bereichen. Dies wird üblicherweise realisiert, indem die Kameras über einen Strahlteiler denselben Bildausschnitt fokussieren und durch den Einsatz entsprechender Filter (siehe Abbildung 5.5, rechts) die Strahlung der gewählten Frequenzbereiche erfassen. Aus den aufgezeichneten Intensitäten der beiden Kameras kann anschließend ein Intensitätsverhältnis berechnet werden. Da sich das Spektrum mit der Temperatur verschiebt, wird ein temperaturabhängiges Signal erzeugt, das zugleich robust gegen Schwankungen der absoluten Intensität ist.

5.3.2 ZnO als Tracerpartikel für Phosphor-Thermometrie

In dieser Arbeit werden ZnO-Partikel (Honeywell Research Chemicals, Fluka, 96479 – ursprünglich hergestellt durch Sigma-Aldrich) als Tracer für die Thermo-PIV-Messungen verwendet. ZnO vereint mehrere Vorteile, die eine Verbesserung der Messgenauigkeit in den geplanten Untersuchungen versprechen. Abram u. a. (2015) haben die Partikel im Detail charakterisiert. Die wesentlichen Vorteile werden nachfolgend kurz vorgestellt.

REM-Bilder (siehe Abbildung 5.6) zeigen ZnO-Partikel mit einer Größe von etwa 200 nm, wobei mehrere dieser Partikel stabile Agglomerate mit einer Größe von 1 μm – 2 μm bilden. Die physikalischen Eigenschaften der Partikel[9] werden daher insbesondere durch die Agglomeratstruktur geprägt. Aufgrund der großen Oberfläche können die realen ZnO-Partikel durch theoretische Partikel mit einem volumenäquivalenten Durchmesser von 600 nm beschrieben werden (Fond u. a., 2018). Dadurch reduziert sich die 95 % Antwortzeit auf eine Veränderung der Strömungsgeschwindigkeit oder -temperatur auf 5 µs (Straußwald u. a., 2021), während kugelförmige Partikel mit demselben Durchmesser eine Antwortzeit von 100 µs aufweisen würden (Abram u. a., 2015). Da BAM:Eu-Partikel einen Durchmesser von 2,4 µm haben, bietet ZnO in der Nachverfolgung der Strömungen einen klaren Vorteil gegenüber BAM:Eu.

Ein weiterer Vorteil von ZnO gegenüber BAM:Eu ist die höhere Sensitivität[10] des Messsignals im betrachteten Temperaturbereich. Eine hohe Sensitivität ist dabei von Vorteil, weil eine Abweichung des gemessenen Intensitätsverhältnisses vom realen Wert letztlich einen geringeren Einfluss auf den Temperaturwert hat. Abbildung 5.7 zeigt das Intensitätsverhältnis und die zugehörige Sensitivität für beide Materialien. Während BAM:Eu bei Raumtemperatur eine Sensitivität von ledig-

[9] Hinweis: Die Erzeugung der Lumineszenz ist bei ZnO deutlich komplexer als im Jablonski-Diagramm in Abbildung 5.3 für organische Materialien dargestellt. (Abram, 2020)

[10] Die Sensitivität gibt die Änderung des Messsignals im Verhältnis zur gemessenen Größe an.

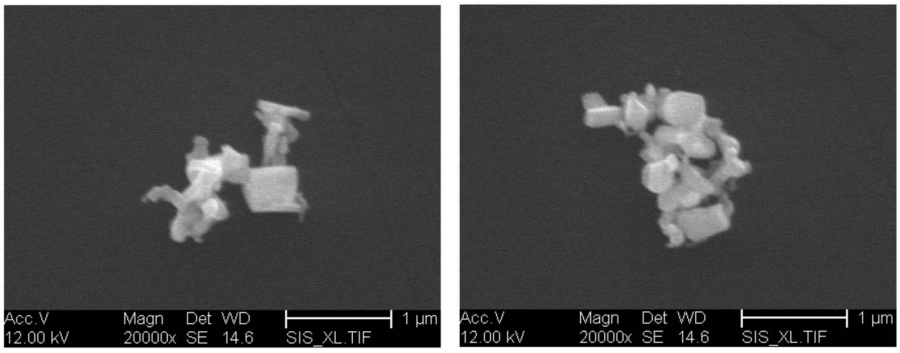

Abbildung 5.6: REM-Bilder von ZnO-Partikeln (Sigma-Aldrich, 96479). (Abram u. a., 2015)

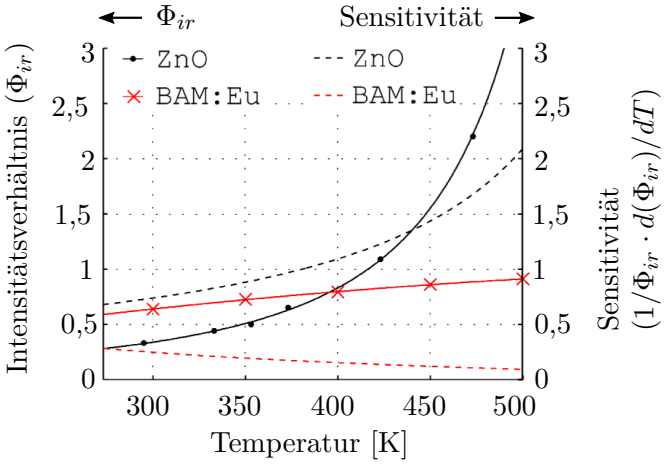

Abbildung 5.7: Vergleich des Intensitätsverhältnisses und der Sensitivität von ZnO und BAM:Eu. (Abram u. a., 2015, Abbildung bearbeitet)

lich 0,2 %/K aufweist, beträgt die Sensitivität für ZnO 1 %/K. Dieser Unterschied nimmt mit steigender Temperatur weiter zu, weshalb Messungen mit ZnO über den gesamten Temperaturbereich eine Verbesserung der Messgenauigkeit versprechen.

Abschließend bietet ZnO auch einige praktische Vorteile für die Thermo-PIV-Messungen. ZnO kann beispielsweise in einem breiten Frequenzbereich angeregt werden. Zudem erfolgt die Emission der Lumineszenzstrahlung innerhalb von 1 ns (Abram u. a., 2018), wodurch die Signallänge lediglich durch die Pulsdauer des Lasers (typischerweise im Bereich von 150 ns) definiert wird. Dies hat wiederum den Vorteil, dass bei einer längeren Belichtungsdauer (>1 µs) im Kamerabild keine Streifen durch sogenanntes „Nachleuchten“ erzeugt werden.

5.3.3 Gewonnene Erkenntnisse aus vorangegangenen Messkampagnen

Vorangegangene Thermo-PIV-Messungen am GTW zeigen, dass der Einsatz des Messverfahrens in Kühlfilmströmungen zusätzliche Herausforderungen birgt (Schreivogel, 2016; Abram u. a., 2016; Schreivogel u. a., 2016; Straußwald u. a., 2021). Während Abram u. a. (2013) das Messverfahren am Beispiel einer frei zugänglichen Strömung demonstrierten, sind die Zugangsmöglichkeiten am GTW begrenzt. Außerdem hat die Messkammer des GTW einen Strömungsquerschnitt von 400 mm × 150 mm. Im Gegensatz dazu wird die Strömung von Abram u. a. (2013) durch eine Düse mit einem Durchmesser von 21 mm gespeist. Die Unterschiede in der Dimension der Strömung und in den geometrischen Randbedingungen erfordern entsprechende Anpassungen für die praktische Umsetzung des Messverfahrens. Für den ersten Einsatz von Thermo-PIV am GTW wurden daher einige spezifische Anpassungen durchgeführt, die von Abram u. a. (2016) diskutiert werden und nachfolgend kurz zusammengefasst sind:

- Aufgrund der begrenzten Zugänglichkeit mussten die Lichtschnitte über optische Zugänge in den Kanal eingeleitet werden. Vorversuche haben gezeigt, dass das senkrechte Auftreffen des UV-Lasers auf die Oberfläche aufgrund von Partikelablagerungen zu einer Überbelichtung in den Thermometrie-Kameras führt. Deshalb wurde ein Periskop in den Kanal integriert (siehe Abbildung 5.8, links), wodurch der Lichtschnitt mit einem geringen Abstand parallel zur Oberfläche positioniert werden konnte. Dadurch werden die Partikel auf der Oberfläche nicht angeregt und die Kamerabilder werden nicht beeinträchtigt.

- Des Weiteren wurden die bestehenden Effusionsbohrungen mit einem externen Rohr von 5,2 D auf 10 D verlängert (vgl. Abbildung 3.3), damit der Jetting-Effekt (siehe Abschnitt 2.2.3) vermieden wird und in der Folge eine homogene Verteilung der Partikel in der Kühlluftströmung gewährleistet ist.

Trotz der sorgfältigen Vorbereitung wurde ein großer Nachteil in den BAM:Eu-Studien deutlich. Sogenanntes „Multiple Scattering“ (dt. Mehrfachstreuung) beeinflusst das durch die Thermometrie-Kameras aufgezeichnete Signal, indem die Partikel zwischen Lichtschnitt und Kamera ebenfalls angeregt werden und Lumineszenzstrahlung emittieren (Schreivogel u. a., 2016). Die Anregung erfolgt durch gestreute Laserstrahlung und die Lumineszenzstrahlung der Partikel im Lichtschnitt, deren Signal aufgrund der hohen Partikeldichte die Strömung nicht ungehindert passieren kann. Der Effekt ist umso stärker, je größer der Querschnitt der Strömung ist, da die Wahrscheinlichkeit steigt, dass ein Partikel außerhalb des Lichtschnitts angeregt wird. Im vorhandenen Aufbau wirkt sich dies insbesondere auf die Messung der Kühllufttemperatur negativ aus, da die Partikel zwischen Kühlluft und Kamera die Temperatur der Hauptströmung aufweisen und ein zum eigentlichen Messwert verschobenes Signal emittieren. Da somit Teile des Messbereichs nicht reproduzierbar sind, kann keine von der Messung unabhängige Kalibrierkurve genutzt werden,

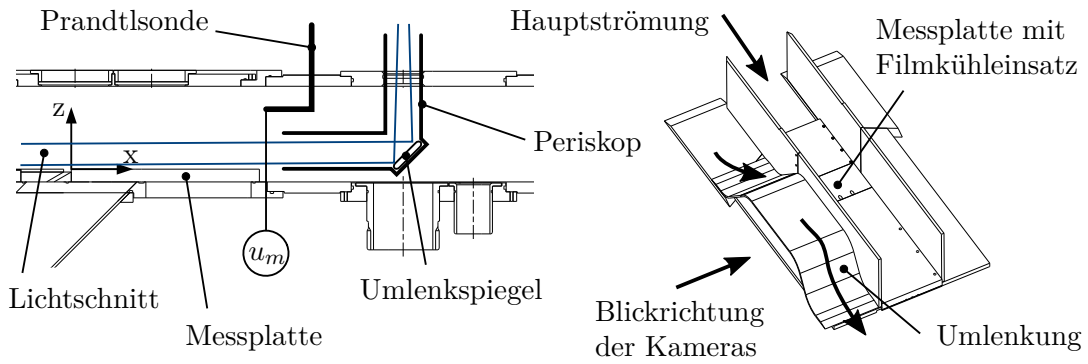

Abbildung 5.8: Änderungen im experimentellen Aufbau für die Umsetzung von Thermo-PIV-Messungen am GTW. Links: Position von Periskop und Prandtlsonde in der GTW-Messkammer. Rechts: Umlenkung der Strömung zur Reduzierung von Multiple Scattering (Straußwald u. a., 2021, Abbildung bearbeitet).

weshalb für diese Messkampagne ein In-Situ-Kalibrierverfahren eingesetzt wurde. Dabei wird die Kalibrierkurve direkt aus der Messung erzeugt, indem das Intensitätsverhältnis in Bereichen bekannter Temperatur bestimmt wird. Die Temperatur kann jedoch nur im Kern der Kühlluft und in der unberührten Hauptströmung einem Intensitätsverhältnis zugeordnet werden. Deshalb konnte lediglich eine lineare Kalibrierkurve erzeugt werden, die mit einer hohen Ungenauigkeit behaftet ist.

Straußwald u. a. (2021) haben erstmals ZnO für die Untersuchung von Kühlfilmströmungen mit Thermo-PIV eingesetzt. Da das Emissionsspektrum von ZnO gegenüber BAM:Eu in Richtung UV verschoben ist, wurde der optische Pfad der Thermometrie neu ausgelegt. Vorversuche haben gezeigt, dass eine ausreichende Signalstärke nur durch eine Kombination aus hoher Pulsenergie und hoher Transmission der Lumineszenzstrahlung erzeugt werden konnte. Dies ist insbesondere damit begründet, dass gängige optische Komponenten wie Fenster und Objektive im ultravioletten Spektrum eine reduzierte Transmission aufweisen und die Kamerasensoren weniger sensitiv sind. Außerdem wurden die Erkenntnisse bezüglich Multiple Scattering im neuen Aufbau berücksichtigt. Die wesentlichen Änderungen zur Studie mit BAM:Eu sind nachfolgend aufgelistet:

- Der Einbau einer Strömungsumlenkung (siehe Abbildung 5.8, rechts) reduziert die Strecke zwischen Lichtschnitt und Kanalwand, sodass weniger Partikel außerhalb des Lichtschnitts angeregt werden. Vorversuche haben gezeigt, dass die Probleme mit Multiple Scattering durch den modifizierten Aufbau behoben wurden (Straußwald u. a., 2021).

- Die Pulsenergie im Lichtschnitt wurde erhöht, indem einerseits die Nennleistung des Lasers durch den Einbau neuer Dioden von 20 W auf 30 W gesteigert wurde und andererseits die Verluste im Strahlengang reduziert wurden. Letzteres wurde durch eine Modifizierung des Periskops möglich, wodurch auf eine Scheibe im Inneren verzichtet werden konnte.

- Für eine bessere Transmission der Lumineszenzstrahlung wurde der optische Zugang für die Kameras aus Quarzglas (Hebo, FQVIS 2) gefertigt. Außerdem wurden Strahlteiler und Filter so gewählt, dass die Signalstärke im untersuchten Temperaturbereich maximiert wurde (siehe Abbildung 5.9, rechts).

- Erfahrungen aus einer PIV-Messkampagne mit ZnO als Tracer (Straußwald u. a., 2018) haben zudem dazu geführt, dass für die nachfolgende Thermo-PIV-Studie neue Seeder-Konzepte entwickelt wurden (siehe Abschnitt 4.2).

Trotz der Verbesserungen gegenüber der BAM:Eu-Studie wurde während der Messkampagne ein Nachteil der ZnO-Partikel deutlich. Das erhöhte Adhäsions- und Cohäsionsverhalten der agglomerierten Partikel führt dazu, dass sich die Siebe in der Beruhigungskammer (vgl. Abbildung 3.1) mit der Zeit zusetzen. Da die Geschwindigkeit in der Messkammer über die Motordrehzahl geregelt wird, führt diese Blockierung des Strömungsquerschnitts zu einer Reduzierung der Strömungsgeschwindigkeit. Deshalb wurde eine Prandtlsonde in der Messkammer installiert (siehe Abbildung 5.8, links), um die Strömungsgeschwindigkeit in der Messkammer anhand des Signals der Prandtlsonde regeln zu können. Zudem wurden die Siebe in der Beruhigungskammer entfernt, um ein erneutes Verstopfen zu verhindern. Messungen der Anströmung mit Hitzdraht-Anemometrie zeigen trotz der fehlenden Siebe eine homogene Anströmung in der Messkammer (siehe Abschnitt 6.1.1). Des Weiteren wurde ein Ausgleichsvolumen in die Rückführung der Grenzschichtabsaugung integriert (siehe Abbildung A.1), damit Druckschwankungen, die durch den Betrieb der Turbulenzerzeuger in der Messkammer erzeugt werden, kompensiert werden. Abschließend erfolgte eine erneute Modifizierung des Seedings der Hauptströmung. Wurde das Aerosol aus dem Seeder bisher senkrecht zur Hauptströmung eingeleitet, erfolgt dies nun entgegen der Hauptströmungsrichtung. Dies erhöht die Aufnahme der Partikel durch die Hauptströmung, wodurch der Verbrauch der Partikel von 80 g/Messung auf 25 g/Messung reduziert werden konnte.

5.3.4 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.9 (links) im Detail dargestellt (vgl. Straußwald u. a. (2021)). Im Zentrum steht die Messplatte des GTW. Ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (Lee, LDP-100 MQG, Doppelpulsfrequenz: 6 kHz, Pulsenergie: ∼1 mJ, Pulsabstand: 21 µs) erzeugt einen Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 532 nm, der über zwei Spiegel senkrecht in die Messkammer geleitet wird. Dabei durchläuft der Laserstrahl einen Homogenisierer, der das runde Profil des Laserstrahls in eine Linie umformt, wodurch über der zentralen Kühlluftbohrung ein Lichtschnitt (Dicke 0,1 cm) erzeugt wird. Parallel wird ein Laserstrahl eines weiteren Nd:YAG-Lasers (Hawk, HP-355-20-M[11], frequenzverdreifacht, Wellenlänge 355 nm,

[11] Das Originalsystem ist bei einer Pulsfrequenz von 6 kHz auf eine maximale Laserleistung von 20 W ausgelegt. Ein Tausch der Dioden hat die maximale Laserleistung auf 30 W erhöht (siehe Abschnitt 5.3.3).

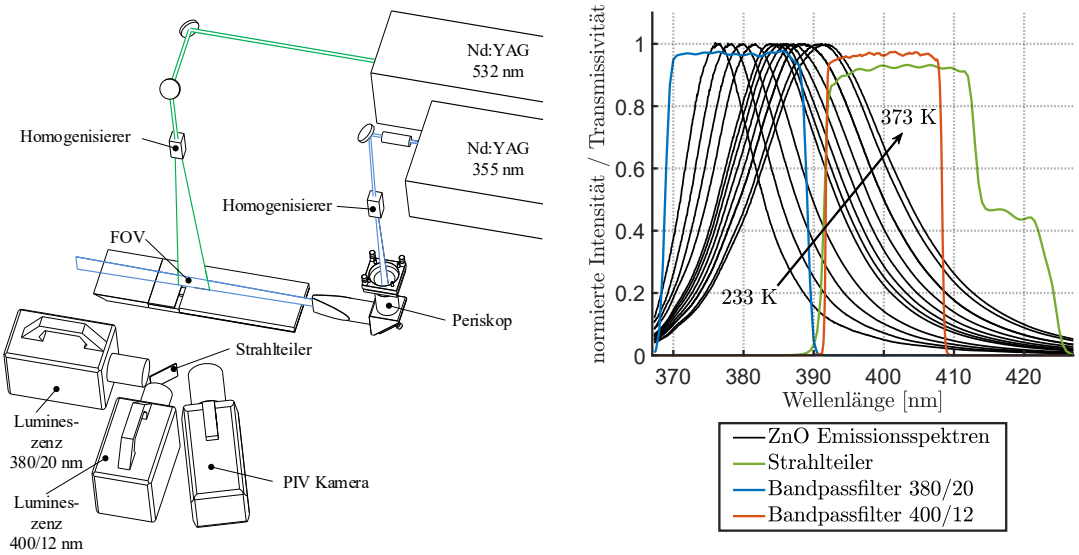

Abbildung 5.9: Umsetzung der Thermo-PIV-Messungen am GTW. Links: Aufbau der optischen Komponenten für die Thermo-PIV-Messungen mit ZnO (Straußwald u. a., 2021, Abbildung bearbeitet). Rechts: Emissionsspektren von ZnO und Transmissionskurven der eingesetzten Filter.

Pulsfrequenz: 6 kHz) über einen Spiegel und ein Periskop in die Messkammer geleitet. Ein Homogenisierer formt aus dem runden Laserstrahl einen Lichtschnitt (Breite 3 cm und Dicke 0,1 cm), der sich parallel zur Messplatte ausbreitet. In der Messkammer wurde eine Laserleistung von 15 W gemessen. Dies ergibt eine Pulsenergie von ∼2,4 mJ und eine Energiedichte von ∼8 mJ/cm^2. Der Puls des 355 nm-Lasers wird zeitgleich mit dem ersten Puls des 532 nm-Lasers erzeugt. Beide Laserstrahlen treffen in der Messkammer auf die in der Strömung verteilten ZnO-Partikel. Das grüne Licht wird an den Partikeln Mie-gestreut, während die UV-Strahlung durch das ZnO absorbiert wird und die Emission eines temperaturabhängigen Spektrums initiiert.

Drei CMOS-Hochgeschwindigkeitskameras sind auf den Kreuzungsbereich der beiden Lichtschnitte („Field of View“, kurz: FOV) ausgerichtet. Eine Kamera (Phantom, V710, Objektiv: 100 mm $f/2$, Bandpassfilter: 540/15 nm) fokussiert die Lichtschnittebene mit Hilfe eines Scheimpflugadapters und zeichnet das an den Partikeln gestreute Licht mit einer Wiederholrate von 12 kHz auf. Die beiden weiteren Kameras (Photron, SA4, Objektiv: 85 mm $f/1{,}4$) sind in einem 90° Winkel zueinander angeordnet und fokussieren das FOV über einen Strahlteiler. Der Strahlteiler transmittiert Wellenlängen über und reflektiert Wellenlängen unter 390 nm, sodass die Kameras unterschiedliche Spektralbereiche der Lumineszenzstrahlung erfassen können. Bandpassfilter (380/20 nm bzw. 400/12 nm) zwischen Objektiv und Sensor beschränken das Spektrum auf einen finalen Frequenzbereich und verhindern so die Kontamination des Signals durch Streustrahlung der Laser.

5.3.5 Datenverarbeitung und Messunsicherheit

Die Verarbeitung der Kamerarohdaten erfolgt mit Hilfe der kommerziellen Software DaVis 8.4 (LaVision). Zunächst wird die Intensität der Einzelbilder korrigiert, indem ein gemitteltes Hintergrundbild subtrahiert wird. Anschließend werden die Rohdaten räumlich kalibriert, sodass die Bilder der drei Kameras dasselbe Koordinatensystem (x, y, z – siehe Abbildung 3.2) besitzen und die nachfolgend berechneten Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder räumlich übereinstimmen. Die Bildpaare der PIV-Kamera durchlaufen danach mehrfach einen auf der Kreuzkorrelation basierten Algorithmus zur Bestimmung der Geschwindigkeit (siehe Abschnitt 5.2.1). Dabei wird das Auswertefenster von 48 Pixel × 48 Pixel und 50 % Überlappung im ersten Durchlauf in der Folge auf 24 Pixel × 24 Pixel und 75 % Überlappung reduziert. Die finalen Vektorfelder haben eine Gitterweite von 0,4 mm.

Für die weitere Verarbeitung der Lumineszenzbilder werden zunächst mehrere Pixel zusammengefasst („Binning“, 4 Pixel × 4 Pixel) und anschließend werden die Bilder in MATLAB (MathWorks, R2020b, nachfolgend als „Matlab“ bezeichnet) importiert. Dort werden die Bilder mit Hilfe eines gleitenden Mittelwerts (5 Pixel × 5 Pixel) geglättet. Danach wird pixelweise das Intensitätsverhältnis berechnet und das Ergebnis wird auf das zeitlich gemittelte Intensitätsverhältnis bei Raumtemperatur normiert, um räumliche Abweichungen des Messwerts zu korrigieren. Die Kalibrierung der Temperatur erfolgt anhand einer Kalibrierkurve, die aus einer Reihe von Messwerten für den jeweils aktuellen Aufbau erzeugt wurde. Dabei kommt es zu leichten Abweichungen gegenüber der Kalibrierkurve von Straußwald u. a. (2021) und auch innerhalb der Messreihe musste die Kalibrierung erneuert werden, wenn beispielsweise der UV-Lichtschnitt neu justiert oder der Turbulenzerzeuger getauscht wurde.

Eine umfangreiche Fehlerdiskussion mit der detaillierten Betrachtung der verschiedenen Fehlerquellen wurde bereits von Straußwald u. a. (2021) durchgeführt. Daher werden die erreichten Werte nachfolgend lediglich kurz erläutert. Zufällige Fehler beschreiben dabei die Schwankung der Messgröße innerhalb eines Bildes in einem Bereich konstanter Strömungsbedingungen und systematische Fehler beschreiben die absolute Abweichung des Messwerts vom realen Wert. Der zufällige Fehler der Geschwindigkeit ergibt sich aus einem Berechnungsverfahren von Wieneke (2015) und beträgt im Mittel 0,5 m/s. Zudem konnte mit einem Berechnungsverfahren von Melling (1997) gezeigt werden, dass die Partikel Geschwindigkeitsfluktuationen in der Strömung bis zu einer Schwankungsfrequenz von 7 kHz mit einer Genauigkeit von 5 % folgen und somit die Wahl der Messfrequenz von 6 kHz gerechtfertigt ist. Der zufällige Fehler der Phosphor-Thermometrie beträgt ±5 K und wurde in der Hauptströmung bei einer Temperatur von 373 K bestimmt. Zudem erzeugen verschiedenen Fehlerquellen einen systematischen Fehler der Temperaturmessung von ±6 K.

5.4 Optische Wärmeübergangsmessung

Im Rahmen von vorangegangenen Arbeiten von Schreivogel und Pfitzner (2015, 2016) und Schreivogel (2016) wurde eine neue Methode zur Messung von Wärmeübergangskoeffizienten an filmgekühlten Wänden entwickelt und erstmals im GTW eingesetzt. Dabei wird das dritte Segment der GTW-Messplatte (siehe Abbildung 3.2) durch eine neue Messplatte ersetzt, die es ermöglicht, die Temperatur an der Oberfläche (T_w) und an einer definierten Position im Inneren der Messplatte (T_{if}) zeitgleich zweidimensional zu erfassen. Aus den gemessenen Temperaturen und der Wärmeleitfähigkeit des Materials kann anschließend der Wärmestrom berechnet werden. Im Experiment wird der Wärmestrom durch eine in die Messplatte eingebettete Heizfolie variiert, sodass mit Hilfe der Strömungstemperatur im Fernfeld und den Gleichungen aus Abschnitt 2.2.1 schließlich der Wärmeübergangskoeffizient, die adiabate Filmkühleffektivität und die Nettowärmestromreduzierung berechnet werden kann.

Damit eine zweidimensionale Temperaturmessung im Inneren der Messplatte möglich ist, wurde die Messplatte aus mehreren Schichten zusammengesetzt. Der Aufbau ist in Abbildung 5.10 (links) schematisch dargestellt. Eine Grundplatte aus Obomodulan trägt eine Kupferplatte, die wiederum mit einer Platte aus Polymethylmethacrylat (PMMA) verklebt ist. Die Platte aus PMMA ist der Kanalströmung direkt ausgesetzt und bildet somit die zu kühlende Oberfläche in der Messkammer. Der Klebstoff ist mit einem thermographischen Phosphor (Rubin: Cr^{3+}:Al_2O_3) vermischt, der nach Anregung durch eine geeignete Strahlungsquelle temperaturabhängig Strahlung emittiert. Zwischen der Grundplatte und der Kupferplatte ist zudem eine Heizfolie integriert, mit der verschiedene Wärmeströme in der Messplatte erzeugt werden können. Während Obomodulan aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit die Messplatte gegenüber der angrenzenden Struktur isoliert, sorgt die Kupferplatte für einen hohen Wärmestrom normal zur Oberfläche und eine gleichmäßige Verteilung über die Messplatte.

PMMA transmittiert Strahlung im sichtbaren und nahen UV-Bereich, während die Strahlung im infraroten Bereich überwiegend absorbiert wird. Diese Eigenschaft bildet die Grundlage dafür, dass durch eine Kombination aus Phosphor-Thermometrie und Infrarot-Thermographie zeitgleich die Temperatur der Klebstoffschicht und die Oberflächentemperatur der PMMA-Platte zweidimensional gemessen werden können. Für die Infrarot-Thermographie wurde ein Mikrobolometer mit einem spektralen Bereich von 7,5 µm bis 14 µm auf die Oberfläche der PMMA-Platte fokussiert. Die Sensorkalibrierung erfolgte nach der In-Situ-Methode von Ochs u. a. (2009) (siehe Abschnitt 5.2.2) mit Hilfe von 5 Thermopaaren (Typ K, Durchmesser 0,1 mm), die in die Oberfläche integriert wurden. Für die Phosphor-Thermometrie wurde parallel zum Mikrobolometer eine weitere Kamera auf die Messplatte ausgerichtet, wobei der Fokus auf der mit Phosphor vermischten Klebeschicht lag. Der Phosphor wurde durch UV-LEDs (nominale Wellenlänge von 405 nm) angeregt und emittierte dadurch Strahlung in einem engen Wellenlängenbereich um 694,3 nm. (Schreivogel und Pfitzner, 2015)

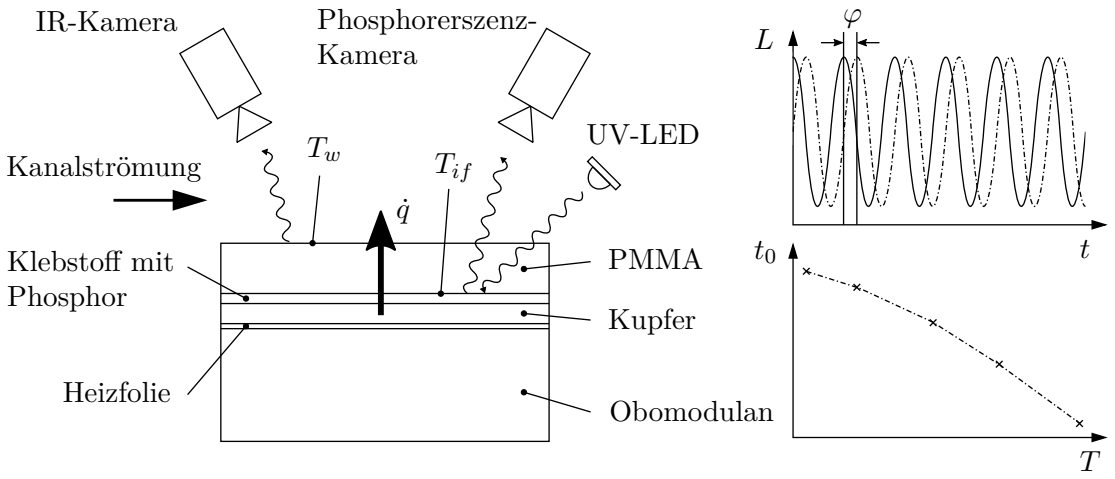

Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der Messtechnik zur Bestimmung des Wärmeübergangs an filmgekühlten Wänden nach Schreivogel und Pfitzner (2015, Abbildungen bearbeitet). Links: Messplatte mit Position der Kameras. Rechts oben: Phasenverschiebung zwischen absorbierter und emittierter Strahlung. Rechts unten: Kalibrierkurve der Phosphor-Thermometrie.

Wie in Abschnitt 5.2.3 diskutiert, bietet ein Zeitansatz bei der Phosphor-Thermometrie von unbewegten Objekten Vorteile hinsichtlich der Messgenauigkeit. Deshalb nutzten Schreivogel und Pfitzner (2015) die Temperaturabhängigkeit der Abklingzeit für die Bestimmung der Temperatur der Klebeschicht. Dazu wurde die durch die LEDs emittierte Strahlung sinusförmig moduliert. Diese Modulierung bleibt in der durch den Phosphor emittierten Strahlung erhalten, wobei die Modulierung gegenüber der Anregung durch die LEDs phasenverschoben ist (Abbildung 5.10, rechts oben). Aus der Frequenz der Modulierungsfunktion f und der Phasenverschiebung φ kann mit der Gleichung

$$t_0 = \frac{1}{2\pi f} tan(\varphi) \tag{5.18}$$

schließlich die Abklingzeit t_0 bestimmt werden (Brübach u. a., 2013; Dramićanin, 2018). Für die Kalibrierung der Phosphor-Thermometrie wurden 3 Thermoelemente (Typ K, Durchmesser 1 mm) in die Kupferplatte integriert und mit Hilfe der Heizfolie verschiedene Temperaturen erzeugt. Aus den Messwerten und den Daten der Thermoelemente wurde schließlich für jedes Pixel eine individuelle Kalibrierkurve erzeugt (siehe Beispielkurve in Abbildung 5.10, rechts unten).

Der Einsatz der Messtechnik zeigte in der Praxis einige Einschränkungen. Da PMMA ab einer Temperatur von 100 °C plastisch verformbar ist, ist der beschriebene Messaufbau auf einen schmalen Temperaturbereich begrenzt. Zudem ist die Klebstoffschicht mit 0,4 mm bis 1 mm relativ dick, weshalb der Ort der Temperaturmessung durch die Phosphor-Thermometrie nicht eindeutig definiert ist. Um diese Einschränkungen zu reduzieren, wurden im Rahmen dieser Arbeit mehrere Maß-

nahmen zur Verbesserung der Messtechnik getestet. Die gewonnenen Erkenntnisse und die erzielten Fortschritte werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Für weiterführende Informationen zur Messtechnik und deren Einsatz im GTW wird auf die Arbeiten von Schreivogel und Pfitzner (2015, 2016) und Schreivogel (2016) verwiesen.

5.4.1 Ersatz für PMMA

Die Begrenzung der Messtechnik auf Temperaturen bis maximal 100 °C wirkte sich bereits negativ auf die Messungen von Schreivogel (2016) aus. Durch den Kontakt mit der heißen Windkanalströmung wurde die PMMA-Platte weich und es bildeten sich Blasen auf der Oberfläche. Dadurch wurde die Strömung beeinflusst und die Qualität der Messdaten sank. Somit ist der aktuelle Aufbau weder für den Einsatz am GTW noch für höhere Temperaturen geeignet. Insbesondere bei Anwendungen mit heißen Strömungen ist die Messung von Oberflächentemperaturen und Wärmeübergangskoeffizienten jedoch von großer Bedeutung. Um den Einsatzbereich der Messtechnik zu erweitern, wurde ein Ersatz für PMMA gesucht, welcher das beschriebene Messprinzip auch bei höheren Umgebungstemperaturen ermöglicht. Dazu mussten insbesondere folgenden Eigenschaften erfüllt werden:

- hohe Transmissivität im Wellenlängenbereich zwischen 350 nm und 800 nm
- hohe Emissivität im Wellenlängenbereich zwischen 7,5 μm und 14 μm
- niedrige Wärmeleitfähigkeit

Zudem soll eine gute Zerspanbarkeit die Platzierung von Thermoelementen in der Oberfläche für die Kalibrierung der IR-Messungen vereinfachen. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit einige Materialien näher betrachtet:

Kunststoffe Das Feld der Kunststoffe bietet eine nahezu unbegrenzte Auswahl an Materialien, wobei deren Eigenschaften durch eine gezielte chemische Zusammensetzung aktiv beeinflusst werden können. Einige amorph erstarrende Thermoplaste, wie PMMA oder Polycarbonat, bieten bei einer verbesserten Zähigkeit ähnliche optische Eigenschaften wie Gläser (Menges u. a., 2011). Auch teilkristalline Thermoplaste, wie Polyethylen, können so verarbeitet werden, dass eine hohe Transmissivität im sichtbaren Bereich vorliegt. Thermoplaste sind sogenannte nicht vernetzte Kunststoffe. Oberhalb einer Grenztemperatur erweicht das Material und bildet eine viskose Flüssigkeit. In diesem Zustand kann das Material verformt werden, ehe es abgekühlt wird wird und seine Form behält (Domininghaus, 2008). Dieser Vorgang ist unbegrenzt wiederholbar (reversibel), solange die Zersetzungstemperatur der Moleküle nicht erreicht wird. Die Grenztemperatur liegt typischerweise zwischen 80 °C und 120 °C, weshalb andere Thermoplaste nicht als Ersatz für PMMA geeignet sind.

Glas Gläser sind im Allgemeinen Festkörper mit einer amorphen Struktur, wobei amorph bedeutet, dass die Atome im Festkörper keiner globalen Ordnung unterliegen. Um diesen Zustand zu erreichen muss die Kristallisation im Erstarrungsprozess durch schnelles Abkühlen der flüssigen Phase vermieden werden (Hasanuzzaman u. a., 2016). Hauptbestandteil technisch relevanter Gläser ist überwiegend Siliciumdioxid. Die meisten Gläser zeichnen sich durch hohe Transmissivität im sichtbaren Wellenlängenbereich aus und sind deshalb als Ersatz für PMMA geeignet. Zudem können Gläser bei weitaus höheren Temperaturen als die Thermoplaste eingesetzt werden. Die sogenannte Glasübergangstemperatur, ab dem das Glas aus seinem festen Zustand in einen zähflüssigen Zustand übergeht, liegt für Borosilikatgläser typischerweise über 450 °C (Musgraves u. a., 2019). Des Weiteren sind Gläser relativ hart und können eine hohe Festigkeit erreichen, wenn vorhandene Fehlstellen in der Oberfläche und Spannungen im Material reduziert werden (Hasanuzzaman u. a., 2016).

Holz Holz ist in seiner natürlichen Form im optischen Wellenlängenbereich nicht transparent, jedoch kann die Transmissivität erhöht werden, indem durch einen chemischen Prozess das lichtabsorbierende Lignin aus dem Holz entfernt wird (Li u. a., 2019). Bei einer Dicke von 1 mm kann so eine Transmissivität von 80 % erreicht werden. Dieser Wert nimmt mit zunehmender Materialdicke allerdings stark ab. Außerdem bleibt die Struktur des Holzes erhalten, was die Homogenität der Transmission beeinflusst. Die mechanischen Eigenschaften von transparentem Holz sind im Wesentlichen vom Ausgangsmaterial abhängig, wodurch transparentes Holz Kunststoffen wie PMMA überlegen ist. Außerdem weist Holz eine niedrige Wärmeleitfähigkeit auf, wodurch der Werkstoff grundsätzlich für den Einsatz als Messplatte geeignet ist. Insgesamt ist die Entwicklung von transparentem Holz jedoch noch nicht ausreichend fortgeschritten, weshalb keine freie Verfügbarkeit am Markt besteht. Zudem liegt die Einsatztemperatur aktueller Anwendungsbereiche, beispielsweise als Wärmeschild für Gebäude oder als Werkstoff für Photovoltaik-Module, deutlich unterhalb von 100 °C, weshalb die Nutzung im Zusammenhang mit heißen Strömungen als nicht realistisch erscheint.

Keramik Transparente Keramiken werden bereits als Alternative zu Kunststoff oder Glas in extremen Umgebungen eingesetzt (Wang u. a., 2013). Beispielsweise werden Keramiken mit laseraktiven Ionen dotiert und dienen damit als Verstärkungsmedien bei der Erzeugung von Laserstrahlen. Im Rüstungsbereich werden Fensterscheiben von geschützten Fahrzeugen durch transparente Keramiken ersetzt, da die mechanische Stabilität gegenüber anderen optisch transparenten Materialien überlegen ist. Mit $\kappa = 10\,\mathrm{W/mK}$ bis $20\,\mathrm{W/mK}$ ist die Wärmeleitfähigkeit im Allgemeinen niedriger im Vergleich zu Metallen und höher im Vergleich zu Glas oder Kunststoff. Für einen messbaren Temperaturunterschied zwischen Ober- und Unterseite müsste die Dicke der Messplatte entsprechend erhöht werden. Dennoch ist der Einsatz transparenter Keramiken für die Messung von Wärmeübergängen in Zukunft vorstellbar.

Da Gläser im Vergleich zu transparenten Keramiken günstiger und besser verfügbar sind, wurde im Folgenden ein Borosilikatglas (Schott, BOROFLOAT® 33, nachfolgend als „Borofloat 33“ bezeichnet) als Ersatz für PMMA gewählt. Borofloat 33 hat eine Transmissivität von über 90 % im Wellenlängenbereich zwischen 350 nm und 2000 nm, während bei höheren Wellenlängen die Transmissivität annähernd den Wert 0 erreicht (Schott, 2015). Gleichzeitig weist das Material bei Kurzzeitbelastung (<10 h) eine maximale Einsatztemperatur von 500 °C und bei längerer Belastung eine maximale Einsatztemperatur von 450 °C auf, wodurch der Einsatzbereich der Messtechnik erheblich erweitert werden konnte. Die nominale mittlere Wärmeleitfähigkeit von Borofloat 33 ist mit $\kappa = 1{,}2\,\mathrm{W/mK}$ im Vergleich zu PMMA ($\kappa = 0{,}19\,\mathrm{W/mK}$) zwar deutlich höher, jedoch ausreichend niedrig, damit über eine Dicke von wenigen Millimetern ein messbarer Temperaturunterschied erzeugt werden kann. Des Weiteren haben Tests gezeigt, dass mit Hilfe eines Radiuskopierfräsers mit Diamantbeschichtung (Garant, VHM-Radiuskopierfräser 0,4 mm × 1 mm) Nuten in die Oberfläche gefräst und darin Thermoelemente für die Kalibrierung der Wandtemperaturmessung platziert werden können. Borofloat 33 stellt somit eine sinnvolle Alternative für PMMA dar. Lediglich die Dicke der Platte wurde in der Praxis von 2 mm bei PMMA auf 3,3 mm bei Borofloat 33 erhöht, damit sich weiterhin ein signifikanter Temperaturunterschied zwischen Ober- und Unterseite der Platte einstellt.

Trotz der sorgfältigen Auswahl des neuen Materials offenbarten Versuche mit der angepassten Messplatte Probleme bei der Messung der Oberflächentemperatur mit IR-Thermographie. In Abbildung 5.11 (links) ist die gemessene Temperaturverteilung für den Fall, dass ein Kühlfilm (Effusionsbohrungen, $DR = 1{,}6$, $I = 8$) die Oberfläche kühlt, dargestellt und die Temperaturverteilung zeigt, dass die Konturlinie im Nachlauf der zentralen Effusionsbohrung zwischen $x/D = 4$ und 7 einschnürt. Dieser Effekt entsteht aufgrund einer inhomogenen Hintergrundstrahlung, die das Messsignal überlagert. Abbildung 5.11 (rechts) visualisiert den Ursprung der Hintergrundstrahlung, indem der Fokus der Kamera entsprechend angepasst wurde. Die Kanalwand, die der Messplatte gegenüber liegt, emittiert Strahlung und die Strahlung erreicht den Sensor der Kamera durch Reflexion an der Oberfläche der Messplatte. Da die Kanalwand aus unterschiedlichen Materialien besteht, variiert die Emission über die Oberfläche und es entsteht ein temperaturabhängiges, inhomogenes Hintergrundbild, das die korrekte Messung der Oberflächentemperatur mit IR-Thermographie behindert.

Abbildung 5.12 zeigt qualitativ die Transmissions-, Emissions- und Reflexionsgrade von Borofloat 33 in Abhängigkeit der Wellenlänge und verdeutlicht, dass im Messbereich des Mikrobolometers (7,5 μm bis 14 μm) der Anteil der reflektierten Strahlung stark zunimmt. Alternative Gläser wie B270i (Schott) weisen im langwelligen IR-Bereich ähnlich hohe Reflexionsgrade auf (Schott, 2016a), während ein vergleichbarer Effekt mit PMMA nicht beobachtet werden konnte. Deshalb ist davon auszugehen, dass der Reflexionsgrad von PMMA wesentlich geringer ist und dadurch die Messungen der vorangegangen Studien nicht signifikant beeinflusst wurden.

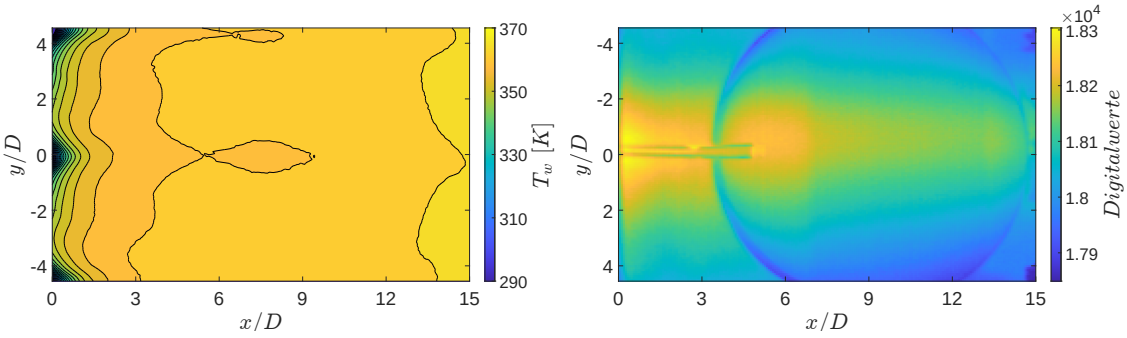

Abbildung 5.11: Links: Messung der Temperaturverteilung mit IR-Thermographie stromab von Kühlluftbohrungen im GTW nach dem Wechsel von PMMA auf Borofloat 33. Die Filmkühlung erfolgte aus Effusionsbohrungen mit einem Dichteverhältnis von $DR = 1{,}6$ und einem Impulsverhältnis von $I = 8$. Rechts: Hintergrundstrahlung im Sichtfeld der IR-Kamera bei der Messung der Oberflächentemperatur einer Platte aus Borofloat 33 im GTW. Die Hintergrundstrahlung geht von der Kanalwand aus, die der Messplatte gegenüberliegt, und erreicht den Sensor der Kamera durch Reflexion an der Oberfläche der Borofloat 33-Platte. Für eine bessere Visualisierung der Hintergrundstrahlung wurde für diese Aufnahme die gegenüberliegende Kanalwand mit der IR-Kamera fokussiert.

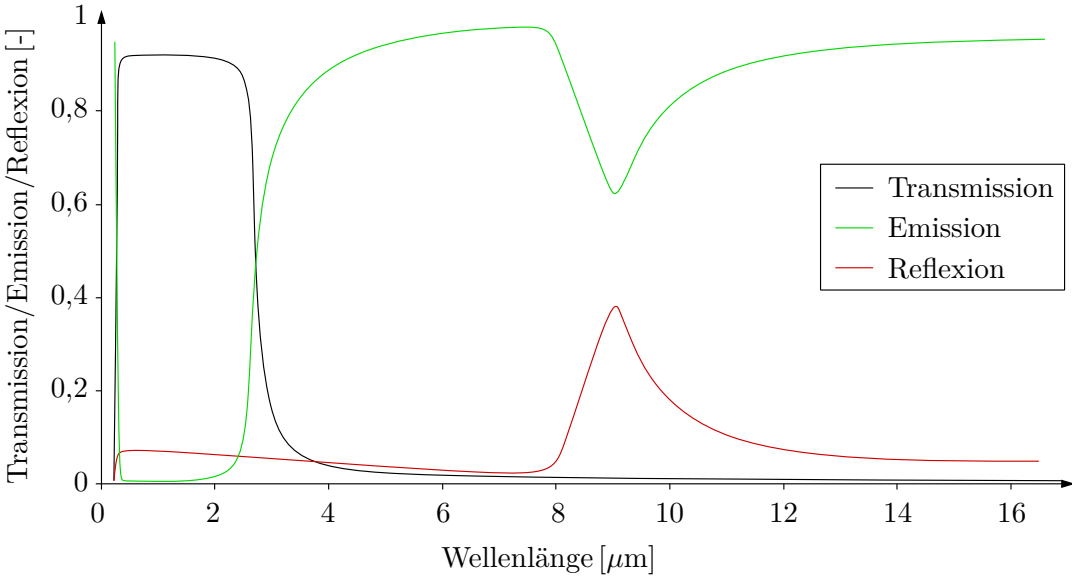

Abbildung 5.12: Transmissions-, Emissions- und Reflexionsspektrum von Borofloat 33. (Schott, 2016b, reduzierte Datenwiedergabe durch manuelle Glättung der Spektren.)

Damit Glas dennoch als Messplatte zur Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten eingesetzt werden kann, musste der Einfluss der reflektierten Strahlung reduziert werden. Zunächst wurden die Scheiben mit einer Antireflexbeschichtung (Nanogate, pro.Glass AR 200) versehen. Untersuchungen von Straußwald u. a. (2016) haben gezeigt, dass eine Schichtdicke von 85 nm bis 90 nm die reflektierte Strahlung

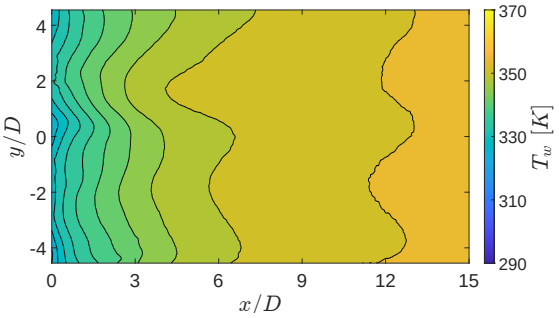

Abbildung 5.13: Messung der Temperaturverteilung mit IR-Thermographie stromab von Kühlluftbohrungen im GTW mit Antireflexbeschichtung der Borofloat 33-Messplatte und modifizierter Kanalwand. Die Filmkühlung erfolgte aus Effusionsbohrungen mit einem Dichteverhältnis von $DR = 1{,}6$ und einem Impulsverhältnis von $I = 8$.

um etwa 20 % reduziert, während eine weitere Erhöhung der Schichtdicke keine signifikante Verbesserung bewirkt. Zudem konnte gezeigt werden, dass im Wellenlängenbereich der IR-Kamera unbeschichtetes PMMA im Vergleich zu unbeschichtetem Borofloat 33 um 60 % weniger reflektiert. Daher musste für eine ausreichend Reduzierung der Hintergrundstrahlung der positive Effekt der Antireflexbeschichtung mit weiteren Maßnahmen kombiniert werden. Dazu wurde in der Folge der Kanaldeckel, der als Ursprung der reflektierten Strahlung identifiziert wurde, derart modifiziert, sodass ein geringerer Einfluss auf die Messung der Oberflächentemperatur zu erwarten war. Einerseits wurde der Kanaldeckel mit einem größeren optischen Zugang (152 mm × 152 mm) ausgestattet, damit im (reflektierten) Sichtfeld der Kamera lediglich ein flaches Bauteil existiert. Dies bewirkt, dass der Emissionskoeffizient über das Sichtfeld der Kamera konstant ist und somit die räumliche Inhomogenität des Hintergrundbildes minimiert wird. Andererseits wurde die Scheibe des optischen Zugangs mit Druckluft gekühlt, da die Menge der emittierten Strahlung mit der Temperatur des Objektes sinkt und dadurch insgesamt weniger Hintergrundstrahlung generiert wird.

In Abbildung 5.13 ist schließlich die gemessene Oberflächentemperatur nach der Umsetzung der beschriebenen Maßnahmen dargestellt. Die Messdaten zeigen einen kontinuierlichen Anstieg der Temperatur in Strömungsrichtung und die Konturlinien schnüren im Nachlauf der Effusionsbohrungen nicht mehr ein. Im Vergleich zu Abbildung 5.11 unterscheiden sich zudem die absoluten Temperaturwerte, was insbesondere durch eine verbesserte Kalibrierung bedingt ist, da die Kalibrierung zuvor durch die räumlich inhomogene Hintergrundstrahlung ebenfalls negativ beeinflusst wurde. Abschließend kann festgehalten werden, dass Borofloat 33 unter Berücksichtigung der beschriebenen Erkenntnisse und Maßnahmen in Zukunft zur Messung von Oberflächentemperaturen mit IR-Thermographie eingesetzt werden kann.

5.4.2 Verbesserung der Phosphor-Thermometrie

Ein weiterer Nachteil des Aufbaus von Schreivogel und Pfitzner (2015) war, dass die thermographische Schicht zwischen der PMMA-Platte und der Kupferplatte eine Dicke von 0,4 mm bis 1 mm aufwies. Der Grund war, dass der thermographische Phosphor (Rubin) mit einem Klebstoff (Epoxydharz) vermischt wurde und die beiden Platten mit der Rubin-Epoxydharz-Mischung verklebt wurden. Um Lufteinschlüsse zu vermeiden und eine möglichst homogene Schicht zu erzeugen, musste eine relative große Menge der Rubin-Epoxydharz-Mischung zwischen den beiden Platten aufgetragen werden. Dies beeinflusst jedoch die Temperaturmessung, da Signal aus tieferen Ebenen der Rubin-Epoxydharz-Schicht das Signal an der Kontaktfläche zwischen Rubin-Epoxydharz und PMMA überlagern kann. Eine Überlagerung würde jedoch bedeuten, dass eine mittlere Temperatur der gesamten thermographischen Schicht gemessen wird, während für die Berechnung des Wärmestroms angenommen wird, dass die gemessene Temperatur T_{if} der Temperatur an der Kontaktfläche entspricht. Um diese Ungenauigkeit zu minimieren, wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Ansätze verfolgt, die Schichtdicke des thermographischen Phosphors zu reduzieren. Gleichzeitig sollte das Problem von Lufteinschlüssen, die trotz der großen Schichtdicke von Schreivogel und Pfitzner (2015) nicht vollständig verhindert werden konnten, ebenfalls minimiert werden. Alle nachfolgenden Ansätze wurden mit Borofloat 33 durchgeführt.

Ziel war es, die thermographische Schicht auf die Oberfläche der Glasplatte aufzubringen, bevor diese in einem separaten Schritt mit der Kupferplatte verklebt wird. In einem ersten Ansatz wurden die Platten bis zu einer maximalen Schichtdicke von 100 nm mit Rubin beschichtet[12]. Der Vorteil dieser Methode ist, dass eine homogene Schicht aus thermographischem Material ohne zusätzliche Komponenten erzeugt wird. Aufgrund der extrem dünnen Schicht konnte im Experiment jedoch nicht ausreichend Signal detektiert werden, und da eine Erhöhung der Schichtdicke mit dem genutzten Beschichtungsverfahren nicht möglich ist, wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

In einem zweiten Ansatz wurde das Rubinpulver nach der Methode von Dragomirov u. a. (2018) mit einem Hochtemperaturlack (Ulfalux, Ofenfarbe 1200 °C, farblos) vermischt und mit Hilfe eines AirBrush-Systems auf die Platte aus Borosilikat aufgetragen. Das Mischungsverhältnis aus 1/3 Rubinpulver zu 2/3 Ofenfarbe entspricht dabei dem Mischungsverhältnis von Rubinpulver und Epoxydharz nach Schreivogel und Pfitzner (2015). Anschließend wurde durch die Zugabe von Nitroverdünnung ein sprühfähiges Gemisch erzeugt, welches mit einem handelsüblichen AirBrush-System aufgetragen wurde. Probebeschichtungen haben jedoch gezeigt, dass das Gemisch nicht für die Verarbeitung mit einem AirBrush-System geeignet ist, da die Pistole nach kurzer Zeit verklebt war und aufwändig gereinigt werden musste. Hinzu kam, dass der Sprühkegel von AirBrush-Pistolen sehr schmal ist, wodurch keine homogene Schicht auf der Messplatte erzeugt werden konnte.

[12]Die Beschichtung erfolgte durch die Firma Creavac Creative Vakuumbeschichtungen GmbH (Löbtauer Straße 65 - 71, 01159 Dresden).

In einem dritten Ansatz wurde das AirBrush-System durch eine Lackierpistole (SATA, SATAminijet 4400 B, Zerstäubung: RP, Düse: 0,5 mm mit digitaler Druckmessung) ersetzt. Die Lackierpistole zeigte in Probebeschichtungen eine gute Verarbeitung des Gemischs aus Rubinpulver, Ofenfarbe und Nitroverdünnung, und ermöglicht zudem die gleichmäßige Beschichtung großer Flächen. Mit diesem Ansatz konnte eine homogene Schichtdicke von etwa 0,1 mm auf der gesamten Glasplatte erzeugt werden. Da parallel die LEDs von Schreivogel und Pfitzner (2015) durch Hochleistungs-LEDs (LedEngin, LZ1-10UB00-01U7, 400 nm – 405 nm) ersetzt wurden, konnte im Experiment trotz niedriger Schichtdicke ausreichend Signal für die Phosphor-Thermometrie detektiert werden. Die neue Fertigungsmethode ermöglicht somit, die Messtechnik in Zukunft mit einer um 75 % dünneren thermographischen Schicht einzusetzen und damit Messungenauigkeiten zu reduzieren.

6 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messreihen vorgestellt. Zunächst wird die Anströmung stromauf der Kühlfilmströmung mit Hilfe von Hitzdrahtmessungen charakterisiert. Dazu wird der Windkanal sowohl ohne als auch mit Turbulenzerzeuger betrieben. Anschließend werden die Ergebnisse der Thermo-PIV-Messungen vorgestellt und diskutiert. Dabei wird auf die Unterschiede der untersuchten Geometrien, den Einfluss des Impulsverhältnisses sowie den Einfluss erhöhter Hauptströmungsturbulenz eingegangen.

6.1 Hitzdrahtmessungen

Die Charakterisierung der freien Kanalströmung, sowie die Einflüsse durch die Strömungsumlenkung und der Turbulenzgeneratoren auf die Kanalströmung im Bereich der Filmkühlung, bilden die Grundlage für die anschließende Untersuchung der drei Filmkühlgeometrien. Dazu wurden Hitzdrahtmessungen im GTW und in dessen Nachbau im AWK durchgeführt. Alle Messungen wurden mit dem Hitzdraht-System der Firma Dantec (siehe Abschnitt 5.1) durchgeführt. Die Eindraht-Sonden (55P11 bzw. 55P14) wurden dabei so positioniert, dass die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung erfasst wird. An jedem Messpunkt wurde die Geschwindigkeit über einen Zeitraum von 10 s mit einer Frequenz von 10 kHz aufgezeichnet.

Die Auswertung der Messdaten erfolgt in Matlab. Aus dem aus $N = 100\,000$ Einzelwerten bestehenden Zeitsignal der Geschwindigkeitskomponente wird zunächst die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung mit der Gleichung

$$\overline{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} u(t_i) dt \tag{6.1}$$

berechnet. Anschließend wird die zeitliche Schwankung (siehe Gleichung 2.5) und der Turbulenzgrad Tu (siehe Gleichungen 2.6 und 2.7) der Strömung ermittelt. Zudem wird die turbulente Längenskala mit Hilfe einer nutzergenerierten Matlab-Funktion berechnet. Das dabei angewendete Verfahren basiert auf der Korrelation des Zeitsignals mit sich selbst[1] und wird beispielsweise von Bruun (1995) oder Koupper u. a. (2015) näher erläutert.

[1] Im Allgemeinen basiert die Berechnung der turbulenten Längenskala auf der Korrelation der Geschwindigkeit an zwei Orten x und $x + \Delta x$, woraus die turbulente Längenskala direkt berechnet werden kann. Dazu muss die Strömung gleichzeitig an den beiden Orten aufgezeichnet werden. Bei dem Einsatz invasiver Messtechniken, wie der Hitzdraht-Anemometrie, wird die Messung an der stromab gelegenen Position jedoch durch die Messung an der stromauf gelegenen Position beeinflusst. Deshalb wird in diesem Fall ein vereinfachtes Verfahren eingesetzt, welches die turbulente Längenskala aus dem Zeitsignal an einer Position bestimmt. (Bruun, 1995)

Die sogenannte Autokorrelationsfunktion

$$R_{uu}(\Delta t) = \frac{\overline{u'(x_s,t)u'(x_s,t+\Delta t)}}{\overline{u'(x_s,t)^2}} \tag{6.2}$$

beschreibt dabei die Korrelation der Geschwindigkeit einer Sonde zu den beiden Zeitpunkten t und $t+\Delta t$. Durch den Term $\overline{u'(x_s,t)^2}$ ist die Funktion entdimensionalisiert, sodass sich für $\Delta t = 0$ der Wert $R_{uu}(0) = 1$ (volle Korrelation) ergibt. Mit fortlaufendem zeitlichen Abstand nimmt die Korrelation der beiden Geschwindigkeiten ab, bis der Wert null (keine Korrelation) erreicht wird. Für die Berechnung der für die größten Wirbel relevanten turbulenten Zeitskala, t_T, muss die Funktion im Bereich der größten Korrelation integriert werden. Dieser Bereich beginnt bei $\Delta t = 0$ und endet in der Praxis entweder am ersten Nulldurchgang[2] ($\Delta t = \Delta t_0 \rightarrow R_{uu}(\Delta t_0) = 0$) oder an dem Zeitpunkt, an dem die Korrelation einen frei wählbaren Wert unterschreitet. Ein typischer Wert für das untere Limit ist $R_{uu}(\Delta t_{0,5}) = 0{,}5$ und somit lautet die Gleichung für die turbulente Zeitskala:

$$t_T = \int_0^{\Delta t_{0,5}} R_{uu}(\Delta t)\, d\Delta t \qquad . \tag{6.3}$$

Anschließend erfolgt die Umrechnung der turbulenten Zeitskala in die turbulente Längenskala l_T mit

$$l_T = t_T \cdot \overline{u} \qquad . \tag{6.4}$$

Die Umrechnung von t_T in l_T setzt voraus, dass sich die Wirbel nicht verändern, während die Strömung den Sensor passiert. Die sogenannte Taylor-Hypothese ist jedoch nur für geringe Turbulenzgrade uneingeschränkt gültig, weshalb die durch die Turbulenzerzeuger generierte turbulente Strömung von Fischer u. a. (2021) in einer separaten Studie detailliert untersucht wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Charakterisierung der Turbulenz vereinfachend die Gültigkeit der Taylor-Hypothese angenommen, sodass die turbulente Längenskala mit den Gleichungen 6.2 bis 6.4 berechnet werden kann. Dafür wurde eine Matlab-Funktion von Cheynet (2015) verwendet und an das gewählte Integrationslimit von $\Delta t_{0,5}$ angepasst.

6.1.1 Strömungsfeld im GTW

Das Strömungsfeld in der Messkammer des GTW wurde an drei Positionen charakterisiert (siehe Abbildung 6.1). Die Positionen $X = 221\,\text{mm}$ und $421\,\text{mm}$ liegen dabei zwischen der 5:1 Kontraktionsdüse und der Grenzschichtabsaugung und stellen somit die unberührte Kanalströmung dar. Dabei ist zu beachten, dass die Position $X = 421\,\text{mm}$ lediglich etwa $80\,\text{mm}$ stromauf der Grenzschichtabsaugung liegt. Die

[2] Aufgrund von inhomogenen Strömungsbedingungen weist die Autokorrelationsfunktion typischerweise mehrere Nulldurchgänge auf. (Koupper u. a., 2015)

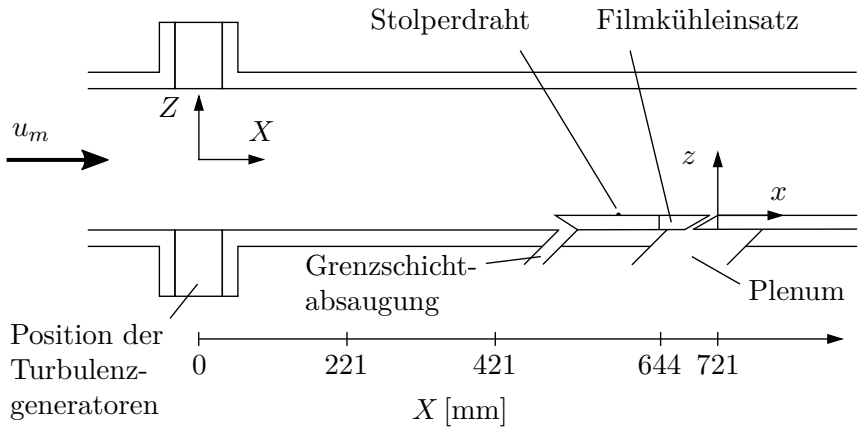

Abbildung 6.1: Position der Hitzdrahtmessungen im GTW.

dritte Position ($X = 644\,\mathrm{mm}$) befindet sich im Bereich der Messplatte zwischen dem Stolperdraht und der Kühlfilmströmung. Der Strömungsquerschnitt entspricht somit unmittelbar der Anströmung für die Untersuchungen der Filmkühlung.

Unberührte Kanalströmung

Die unberührte Kanalströmung in der Messkammer wurde nach dem Entfernen der Siebe aus der Beruhigungskammer (siehe Abschnitt 5.3.3) und vor der Installation der Strömungsumlenkung im Bereich der Messplatte (siehe Abbildung 5.8) untersucht. Dabei war die Grenzschichtabsaugung ($\dot{m}_{20\,°\mathrm{C}} = 0{,}082 \pm 0{,}001\,\mathrm{kg/s}$ bzw. $\dot{m}_{100\,°\mathrm{C}} = 0{,}062 \pm 0{,}001\,\mathrm{kg/s}$) aktiv. Für die Messung des Strömungsquerschnitts wurde eine Eindraht-Sonde (Typ 55P11, Dantec) mit Hilfe eines automatischen Traversiersystems in der YZ-Ebene positioniert und in beiden Messebenen wurde die Geschwindigkeit an 15 Positionen ($Y = -80\,\mathrm{mm}$, $-40\,\mathrm{mm}$, $0\,\mathrm{mm}$, $40\,\mathrm{mm}$ und $80\,\mathrm{mm}$, $Z = -40\,\mathrm{mm}$, $0\,\mathrm{mm}$ und $40\,\mathrm{mm}$) aufgezeichnet. Die Abbildungen 6.2 und

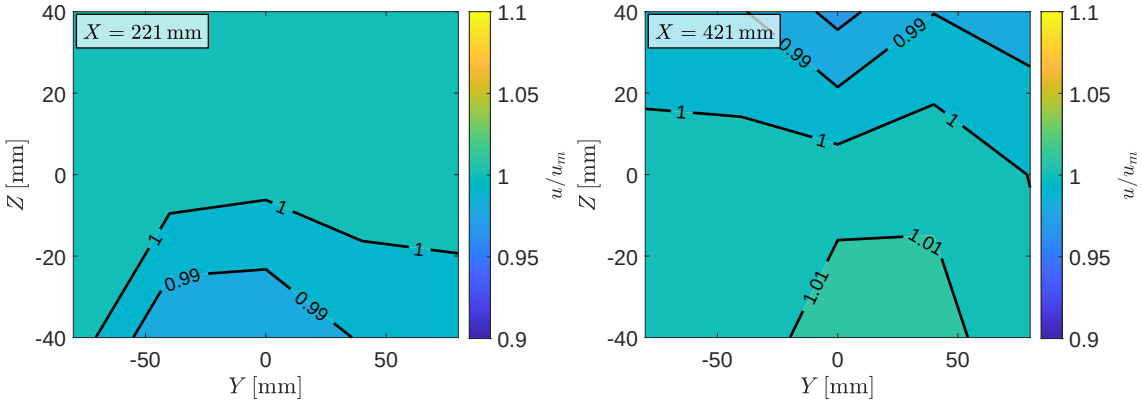

Abbildung 6.2: Normierte Strömungsgeschwindigkeit in der YZ-Ebene an den Positionen $X = 221\,\mathrm{mm}$ und $421\,\mathrm{mm}$.

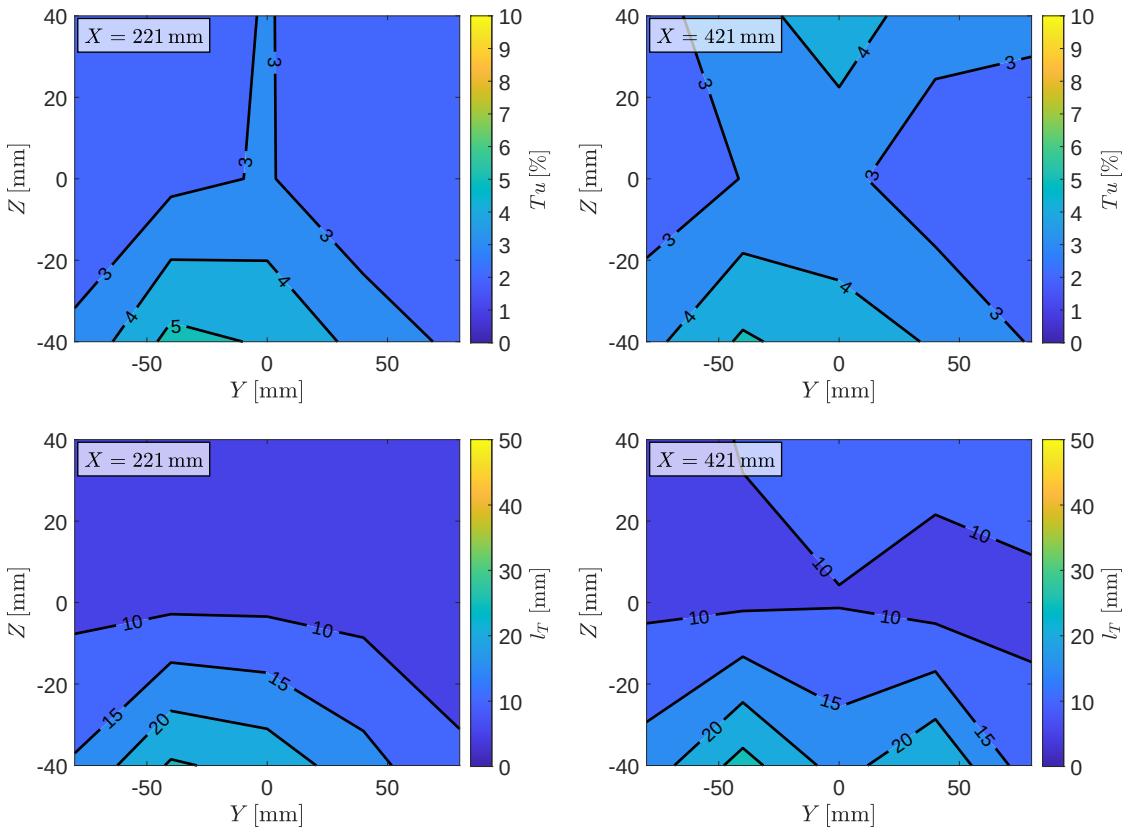

Abbildung 6.3: Turbulenzintensität (oben) und turbulente Längenskala (unten) in der YZ-Ebene an den Positionen $X = 221\,\mathrm{mm}$ (links) und $421\,\mathrm{mm}$ (rechts).

6.3 zeigen Konturdiagramme der mittleren Geschwindigkeitsverteilung, der Turbulenzintensität und der turbulenten Längenskala in der YZ-Ebene an den beiden Positionen $X = 221\,\mathrm{mm}$ (links) und $421\,\mathrm{mm}$ (rechts).

An beiden Positionen schwankt die mittlere Geschwindigkeit über den Querschnitt um etwa 1 %, was im Bereich der Messungenauigkeit von ±0,6 % (siehe Tabelle 5.2) liegt. Die Turbulenzintensität schwankt an beiden Positionen zwischen $Tu \approx 3\,\%$ bis 4 % und die turbulente Längenskala schwankt zwischen $l_T \approx 10\,\mathrm{mm}$ bis 20 mm. Dabei kann eine Tendenz zu höheren Werten in der unteren Kanalhälfte beobachtet werden, was ein Effekt der Grenzschichtabsaugung sein könnte. Insgesamt ist der Einfluss jedoch gering, wodurch gezeigt wird, dass weder die Entfernung der Siebe aus der Messkammer noch der Betrieb der Grenzschichtabsaugung die Homogenität der Strömung signifikant beeinflusst.

Kanalströmung mit Strömungsumlenkung

Die Anströmung für die Filmkühluntersuchungen an der Position $X = 644\,\mathrm{mm}$ wurde im Gegensatz zur unberührten Kanalströmung mit der eingebauten Strömungsumlenkung (Abbildung 5.8) erfasst. Die Strömungsumlenkung reduziert den für die

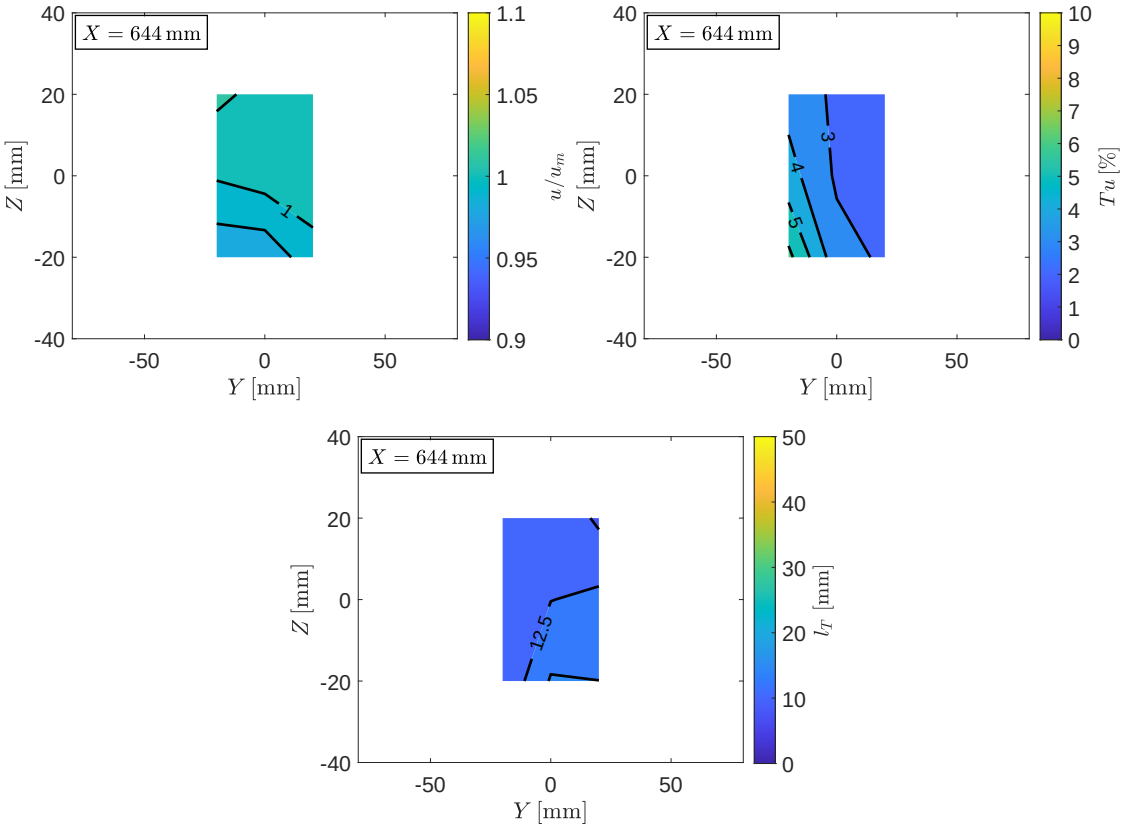

Abbildung 6.4: Normierte Strömungsgeschwindigkeit (links), Turbulenzintensität (rechts) und turbulente Längenskala (unten) in der YZ-Ebene an der Position $X = 644\,\mathrm{mm}$ nach dem Einbau der Strömungsumlenkung (siehe Abbildung 5.8).

Filmkühlung relevanten Strömungsquerschnitt. Dadurch war der Einsatz der automatischen Traverse nicht mehr möglich, weshalb die Sonde manuell, mit Hilfe von Lineartischen[3], in der Strömung positioniert werden musste. Aufgrund der geometrischen Begrenzungen konnte die Sonde nur einen Teil des Strömungsquerschnitts (9 Positionen: $Y = -20\,\mathrm{mm}$, $0\,\mathrm{mm}$ und $20\,\mathrm{mm}$, $Z = -20\,\mathrm{mm}$, $0\,\mathrm{mm}$ und $20\,\mathrm{mm}$) erfassen. Dieser Ausschnitt ist in Abbildung 6.4 für alle drei Größen dargestellt. Wie im Fall der unberührten Kanalströmung schwankt das mittlere Strömungsfeld um etwa 1 % und liegt somit im Bereich der Messungenauigkeit. Die Turbulenzintensität zeigt in dem betrachteten Bereich Werte zwischen $Tu \approx 3\,\%$ bis $5\,\%$, was eine leichte Erhöhung im Vergleich zur unberührten Kanalströmung bedeutet. Die turbulente Längenskala weist Werte im Bereich von $l_T = 12{,}5\,\mathrm{mm}$ auf und ist somit konsistent mit den Ergebnissen für die unberührte Kanalströmung. Zusammengefasst zeigen die Daten somit trotz Strömungsumlenkung eine homogene Anströmung mit niedriger Turbulenz ($Tu \approx 5\,\%$, $l_T \approx 12{,}5\,\mathrm{mm}$) für die stromab eingeleitete Kühlfilmströmung.

[3]Manuelle Traversiersysteme zur Positionierung von mechanischen Komponenten.

6.1.2 Strömungsfeld der Turbulenzerzeuger

Vor dem Einbau in den GTW wurden die Turbulenzerzeuger am AWK in der aus Holz nachgebauten GTW-Messkammer getestet. Im Zuge dessen wurde die Strömungsgeschwindigkeit an diversen Positionen stromab der Turbulenzerzeuger mit Hitzdraht-Anemometrie aufgezeichnet und die resultierenden Turbulenzgrade berechnet. Ergebnisse von Bakhtiari u. a. (2018) haben gezeigt, dass Messungen mit Hitzdraht-Anemometrie im AWK mit den Ergebnissen der PIV-Messungen im GTW vergleichbar sind, sodass die nachfolgenden Ergebnisse eine gute Übersicht über die zu erwartenden Strömungsbedingungen im GTW bieten.

Beginnend mit $X = 100\,\mathrm{mm}$ wurde die Sonde an verschiedenen Orten entlang der Mittellinie ($Y = Z = 0\,\mathrm{mm}$) positioniert. An der Position $X \approx 700\,\mathrm{mm}$ beginnt im GTW die Filmkühlung. Daher wurde die mittlere Strömungsgeschwindigkeit auf diesen Messpunkt kalibriert und der Abstand der Messpunkte von $\Delta X = 100\,\mathrm{mm}$ auf $\Delta X = 50\,\mathrm{mm}$ reduziert.

Aktives Turbulenzgitter

Das aktive Turbulenzgitter wurde im Drehzahl-Modus mit annähernd konstanter Verblockung (siehe Abschnitt 4.1.3) betrieben. Als Motordrehzahl wurde ein Wert von 60 U/min gewählt, da die Studie von Bakhtiari u. a. (2018) gezeigt hat, dass für diesen Betriebspunkt der Turbulenzgrad maximal ist. Die Entwicklung der Turbulenzintensität und der turbulenten Längenskala über die Lauflänge sind in Abbildung 6.5 (links) dargestellt. Ausgehend von $Tu = 40\,\%$ an der Position $X = 100\,\mathrm{mm}$ fällt der Wert der Turbulenzintensität über die Lauflänge stetig ab und erreicht an der Position $X = 600\,\mathrm{mm}$ einen Wert von $Tu = 20\,\%$. In der Folge nimmt dieser Wert nur noch geringfügig ab, sodass im Bereich der Filmkühlung eine Strömung mit annähernd konstanter Turbulenz vorliegt. Die turbulente Längenskala zeigt im Gegensatz dazu keinen stetigen Verlauf über die Lauflänge. Beginnend mit $l_T = 85\,\mathrm{mm}$ fällt der Wert zunächst auf $l_T = 15\,\mathrm{mm}$ steil ab und steigt anschließend kontinuierlich bis zu einem Wert von $l_T = 40\,\mathrm{mm}$ an. Mit Ausnahme der Position $X = 100\,\mathrm{mm}$ ist die Entwicklung über die Lauflänge jedoch vergleichbar mit den Ergebnissen von Makita und Sassa (1991)[4], sodass geschlussfolgert werden kann, dass Werte von $l_T = 30\,\mathrm{mm}$ bis $40\,\mathrm{mm}$ eine realistische Größenordnung für die Wirbel im Bereich der Filmkühlung darstellen.

Wirbelgenerator

Der Wirbelgenerator wurde ebenfalls im Drehzahl-Modus (siehe Abschnitt 4.1.4) betrieben, sodass möglichst große Wirbel erzeugt werden, die regelmäßig den Kühl-

[4] Makita und Sassa (1991) haben die turbulente Strömung im Nachlauf eines aktiven Turbulenzgitters mit einem Querschnitt von $700\,\mathrm{mm} \times 700\,\mathrm{mm}$ mit Hitzdraht-Anemometrie charakterisiert. Für die Berechnung der turbulenten Längenskala wurde die Autokorrelationsfunktion bis zum ersten Nulldurchgang integriert. Dabei wurden turbulente Längenskalen bis zu $l_T = 230\,\mathrm{mm}$ erreicht.

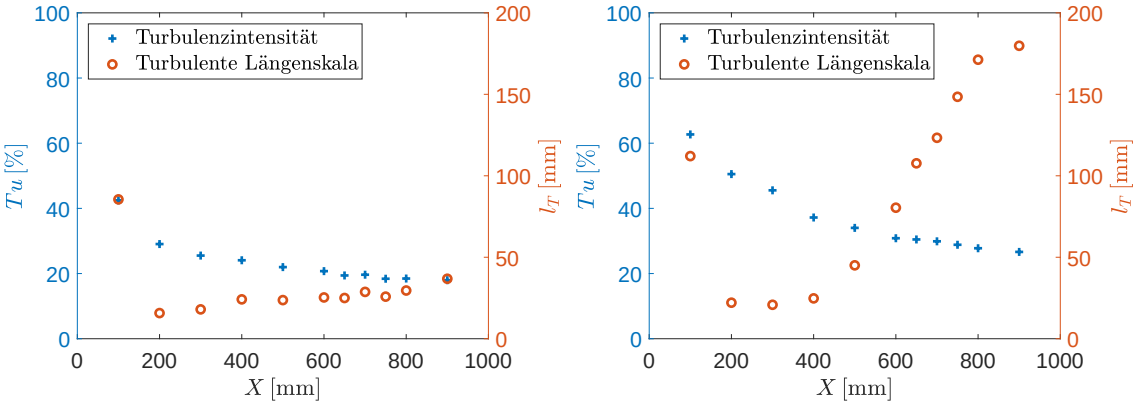

Abbildung 6.5: Turbulenzintensität und turbulente Längenskala entlang der Mittellinie der GTW-Messkammer im AWK für das aktive Turbulenzgitter (links) und den Wirbelgenerator (rechts).

film passieren. Die Drehzahl wurde dabei auf 160 U/min erhöht, damit die Anzahl der Wirbel innerhalb einer Messzeit von nur wenigen Sekunden erhöht wird. Die zugehörigen Messdaten sind in Abbildung 6.5 (rechts) dargestellt. Wie im Fall des aktiven Turbulenzgitters nimmt die Turbulenzintensität über die Lauflänge ab. Dabei übersteigen die Werte des Wirbelgenerators die Werte des aktiven Turbulenzgitters. Im Bereich von $X = 700$ mm werden schließlich Werte von $Tu = 30\,\%$ erreicht. Die Werte der turbulenten Längenskala fallen wie beim aktiven Turbulenzgitter zunächst steil ab und nehmen anschließend stetig zu. Dabei werden Werte erreicht, die die Höhe der Messkammer von 150 mm überschreiten und somit keine diskreten Wirbel beschreiben können. Vielmehr führt die regelmäßige Verblockung des Strömungsquerschnitts durch die Schaufel zu einer Periodizität in der Strömung, die eine starke Korrelation der Geschwindigkeit zu den Zeitpunkten t und $t + \Delta t$ induziert. Die Werte müssen daher kritisch betrachtet werden, wobei für eine detaillierte Auswertung auf die Studie von Fischer u. a. (2021) verwiesen wird. Der Wirbelgenerator bietet somit die Möglichkeit, den Einfluss starker Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit auf den Kühlfilm zu untersuchen, wenngleich die größten Schwankungen keine diskreten Wirbel darstellen.

6.1.3 Grenzschichtprofile

Abschließend wurden die resultierenden Grenzschichtprofile im GTW stromauf der Kühlfilmströmung an der Position $x/D = -7$ für den Betrieb ohne Turbulenzerzeuger, mit aktivem Turbulenzgitter und mit dem Wirbelgenerator gemessen. Dazu wurde die Hitzdrahtsonde über der Oberfläche positioniert und mit Hilfe von Lineartischen vertikal verschoben. Trotz der Unterschiede im Turbulenzgrad zeigen die Messdaten eine gute Übereinstimmung der Grenzschichtprofile. Somit ist die mittlere Anströmung sowohl außerhalb der Grenzschicht als auch in Wandnähe für alle Messungen konstant.

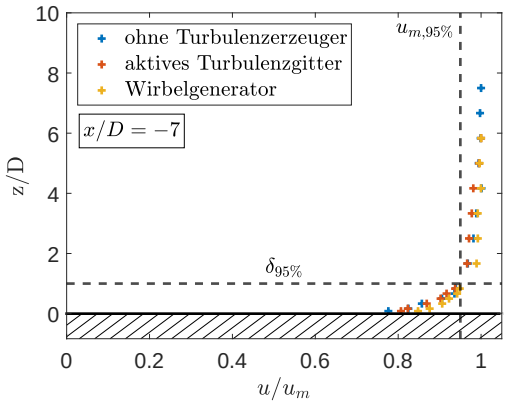

Abbildung 6.6: Grenzschichtprofile über der Messplatte im GTW an der Position $x/D = -7$ für den Betrieb ohne Turbulenzerzeuger, mit aktivem Turbulenzgitter und mit Wirbelgenerator (Strömungsumlenkung eingebaut, siehe Abbildung 5.8).

Aufgrund der Messungenauigkeit wurde für die Bestimmung der Grenzschichtdicke als Grenzwert 95 % der ungestörten Hauptströmung definiert und es ergibt sich eine effektive Grenzschichtdicke von

$$\delta_{95\%} = 1D \qquad . \tag{6.5}$$

Der Wert ist konsistent mit den Angaben von Schreivogel (2016), der eine 99 %-Grenzschichtdicke von $\delta_{99\%} = 1{,}4D$ ermittelt hat. Aus dem mittleren Grenzschichtprofil wurde zudem die Verdrängungsdicke und die Impulsverlustdicke nach den Gleichungen 2.14 und 2.15 berechnet. Die Werte betragen $\delta_1 = 0{,}183D$ und $\delta_2 = 0{,}167D$ und stimmen sehr gut mit den Ergebnissen von Schreivogel (2016) ($\delta_1 = 0{,}2D$ und $\delta_2 = 0{,}167D$) überein.

6.2 Simultane Temperatur- und Geschwindigkeitsmessung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Thermo-PIV-Messungen vorgestellt und diskutiert. Untersucht wurden die drei Filmkühlgeometrien, die in Abbildung 3.3 vorgestellt wurden. Alle Messungen wurden bei einem Dichteverhältnis von $DR = 1{,}6$ und einer mittlere Hauptströmungsgeschwindigkeit von $u_m = 10\,\mathrm{m/s}$ durchgeführt, wobei das Dichteverhältnis um höchtens 2 % und die Hauptströmungsgeschwindigkeit um höchstens 3 % zwischen den einzelnen Messungen schwankte. Das Impulsverhältnis wurde mit $I = 3{,}5$ bis 8,3 im Bereich brennkammertypischer Werte variiert (siehe Abschnitt 2.2.2) und schwankte dabei zwischen 1 % bei $I = 3{,}5$ und 3 % bei $I = 8{,}3$. Zudem wurde die Turbulenz der Hauptströmung durch den Einsatz der beiden Turbulenzerzeuger erhöht, wobei die resultierenden Turbulenzintensitäten im Rahmen der Thermo-PIV-Messungen aus den PIV-Daten separat berechnet wurden. Dazu wurde stromauf der Kühlfilmströmung ein Bereich mit

	I	Tu
Effusionsbohrung	3,5 / 5,7 / 8,3	5,3 % / 16,4 % / 22,7 %
Gerade Grabengeometrie	3,5 / 5,7 / 8,3	5,3 % / 16,4 % / 22,7 %
Optimierte Grabengeometrie	3,5 / 5,7 / 8,3	5,3 % / 16,4 %

Tabelle 6.1: Übersicht über die durchgeführten Messreihen mit Thermo-PIV.

ungestörter Hauptströmung ausgewertet und aus den lokalen Turbulenzintensitäten schließlich ein räumlicher Mittelwert gebildet. Die Turbulenzintensitäten von $Tu = 5{,}3\,\%$ (ohne Turbulenzerzeuger), 16,4 % (mit aktivem Turbulenzgitter) und 22,7 % (mit Wirbelgenerator) schwankten um 5 % (ohne Turbulenzerzeuger) bzw. 1,5 % (mit Turbulenzerzeuger) und weichen aufgrund der eingebauten Strömungsumlenkung (siehe Abbildung 5.8, rechts) von den Ergebnissen der Hitzdrahtmessungen ab. Alle untersuchten Testfälle sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Die Einzelbilder aus den Thermo-PIV-Messungen ergeben zeitlich aufgelöste zweidimensionale Geschwindigkeits- ($u_x(x,z,t)$, $u_z(x,z,t)$) und Temperaturfelder ($T(x,z,t)$). Aus den zwei Geschwindigkeitskomponenten kann zudem die absolute Geschwindigkeit $u(x,z,t)$ in der xz-Ebene berechnet werden. Wie in Abschnitt 2.1.1 allgemein für die Geschwindigkeit beschrieben, kann der absolute Wert einer fluktuierenden Größe in einen Mittelwert und einen Schwankungswert aufgeteilt werden (vgl. Gleichung 2.5). Diese Aufteilung kann analog für die Temperatur (vgl. Gleichung 2.9) durchgeführt werden und somit ergibt sich für die vier Größen für den zweidimensionalen Fall:

$$\begin{aligned} u(x,z,t) &= \overline{u}(x,z) + u'(x,z,t) \quad , \\ u_x(x,z,t) &= \overline{u}_x(x,z) + u'_x(x,z,t) \quad , \\ u_z(x,z,t) &= \overline{u}_z(x,z) + u'_z(x,z,t) \quad , \\ T(x,z,t) &= \overline{T}(x,z) + T'(x,z,t) \quad . \end{aligned} \tag{6.6}$$

Zur besseren Übersicht wird die Notation der Größen nachfolgend vereinfacht zu:

$$\begin{aligned} u &= \overline{u} + u' \quad , \\ u_x &= \overline{u}_x + u'_x \quad , \\ u_z &= \overline{u}_z + u'_z \quad , \\ T &= \overline{T} + T' \quad , \end{aligned} \tag{6.7}$$

und die Geschwindigkeitskomponenten u_x und u_z werden bei Bedarf zu $u_{x/z}$ zusammengefasst. Für die Berechnung der mittleren Strömungsfelder $\overline{u}$, $\overline{u}_{x/z}$ und $\overline{T}$ wurden $N = 6000$ aufeinander folgende Bilder verarbeitet, was einer Messzeit von 1 s entspricht und somit mindestens zwei vollständige Perioden der Turbulenzer-

Geschwindigkeit	$\frac{\overline{u}}{u_m}, \frac{\overline{u}_{x/z}}{u_m}$	**Schwankung der Geschwindigkeit**	$\frac{\sigma_u}{u_m}$
Temperatur $\bar{\theta}$	$\frac{T_m - \overline{T}}{T_m - T_c}$	**Schwankung der Temperatur σ_θ**	$\frac{\sigma_T}{T_m - T_c}$
Turbulenter Wärmestrom	$\frac{\overline{u'_{x/z}T'}}{u_m(T_m - T_c)}$	**Turbulentes Moment**	$\frac{\overline{u'_x u'_z}}{u_m^2}$

Tabelle 6.2: Übersicht über die Normierung der gemittelten Größen.

zeuger[5] abdeckt. Nachfolgend ist die Gleichung für die Berechnung des Mittelwerts dargestellt, wobei $\boxdot$ als Platzhalter für die zu mittelnde Größe zu verstehen ist:

$$\overline{\boxdot} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \boxdot_i \qquad . \tag{6.8}$$

Zur Quantifizierung der zeitlichen Schwankung einer Größe wird aus den einzelnen Schwankungswerten der RMS-Wert berechnet. Erneut dient $\boxdot$ in der nachfolgenden Gleichung als Platzhalter für die entsprechende Größe:

$$\sigma_{\boxdot} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\boxdot_i - \overline{\boxdot})^2} \qquad . \tag{6.9}$$

Aus den Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten ($u'_{x/z}$) und der Temperatur (T') können außerdem die turbulenten Wärmeströme ($u'_{x/z}T'$) und das turbulente Moment ($u'_x u'_z$) berechnet werden, die wiederum mit Gleichung 6.8 gemittelt werden ($\overline{u'_{x/z}T'}$, $\overline{u'_x u'_z}$).

Alle Ergebnisse werden nachfolgend in normierter Form dargestellt. Geschwindigkeiten werden auf die mittlere Geschwindigkeit der Hauptströmung (u_m) und Temperaturen auf die Temperaturdifferenz zwischen Hauptströmung und Kühlluft ($T_m - T_c$) normiert. Abweichend davon werden absolute Temperaturen als dimensionslose Temperatur θ dargestellt, die die normierte Größe zudem auf den Bereich zwischen 0 und 1 beschränkt. Hierbei ist zu beachten, dass mit der gewählten Definition für θ Temperaturänderungen invertiert dargestellt werden. Je niedriger die Temperatur der Strömung, desto höher ist der resultierende Wert für θ. Dies bietet jedoch den Vorteil, dass durch θ der Einfluss einer Temperaturänderung auf die Kühlwirkung direkt sichtbar wird, da eine niedrigere Temperatur in der Kühlfilmströmung eine höhere Kühlwirkung erwarten lässt. Die normierten Größen sind in Tabelle 6.2 am Beispiel der Mittelwerte zusammengefasst und können analog für die instantanen Werte oder deren Fluktuation verwendet werden.

[5] Da sowohl die Flügel des aktiven Turbulenzgitters als auch die Schaufel des Wirbelgenerators symmetrisch sind, endet eine Periode nach einer halben Motorumdrehung.

6.2.1 Mittlere Strömungsfelder

In diesem Abschnitt werden für die drei untersuchten Geometrien die mittleren Strömungsfelder in der xz-Ebene exemplarisch vorgestellt und diskutiert. Beginnend mit der Strömung aus der Effusionsbohrung werden die grundlegenden Phänomene einer typischen Kühlfilmströmung dargestellt. Anschließend werden die Strömungen aus der geraden und der optimierten Grabengeometrie gezeigt, sodass schließlich die wesentlichen Unterschiede zwischen einer abgehobenen und einer anliegenden Kühlfilmströmung betrachtet werden können. In jeder Abbildung ist die Bohrungsgeometrie schematisch eingezeichnet, wobei die Ausdehnung der Messkammer im heißen Zustand trotz entsprechender Korrekturen eine räumliche Ungenauigkeit von etwa $0{,}1\,D$ erzeugt. Die Absolutwerte der betrachteten Größen werden als Konturdiagramme dargestellt und die Richtung der Geschwindigkeit wird zudem als Vektorfeld (schwarze Pfeile) angezeigt. Es wird darauf hingewiesen, dass in Abschnitt A.3 weitere mittlere Strömungsfelder ergänzend abgebildet sind.

Effusionsbohrung

Abbildung 6.7 zeigt das Geschwindigkeits- und das Temperaturfeld der Kühlfilmströmung für den Fall der Effusionsbohrung. Die Hauptströmung hat eine Turbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$ und das Impulsverhältnis zwischen Kühlluft und Hauptströmung ist $I = 5{,}7$. Die Konturlinien zeigen, dass der Kühlluftstrahl aufgrund des hohen Strömungsimpulses direkt nach der Ausströmung aus der Effusionsbohrung von der Oberfläche abhebt, und die Temperaturverteilung offenbart, dass heiße Luft zwischen den Kühlfilm und die Oberfläche eindringt. Des Weiteren ist zu erkennen, dass sich nach der Ausströmung der Kühlluft zunächst ein sogenannter Potentialkern mit konstanter Geschwindigkeit und Temperatur bildet. Parallel entsteht zwischen der Kühlluft und der ankommenden Hauptströmung eine Scherschicht, und da der Kühlluftstrahl von der Oberfläche ($z/D = 0$) abgehoben ist, bildet sich eine weitere Scherschicht zwischen der Kühlluft und der zu kühlenden Wand. Die Scherschichtströmungen, im Folgenden als „obere“ und „untere“ Scherschicht bezeichnet, fördern die Vermischung der beiden Strömungen, sodass mit der Lauflänge sowohl die Geschwindigkeit als auch die normierte Temperatur in der Kühlluft abnehmen.

Die Lage des Potentialkerns und der Scherschichten sind in Abbildung 6.8 markiert, wobei in der Abbildung die Geschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen in Form der turbulenten Wärmeströme und des turbulenten Moments dargestellt sind. Aufgrund der Vermischung der wärmeren, langsameren Hauptströmung mit der kälteren, schnelleren Kühlluftströmung weisen die drei Größen im Bereich der beiden Scherschichten erhöhte Werte auf. Dadurch wird die Lage und die Kontur der Scherschichtströmungen visualisiert. Ausgehend von der stromauf und der stromab gelegenen Bohrungskante wachsen die beiden Scherschichten kontinuierlich an, bis sie an der Position $x/D \approx 2$ aufeinandertreffen. Dort endet der Potentialkern und der Bereich maximaler Vermischung beginnt. Ab $x/D \approx 4$ nimmt die Stärke der Vermischung ab und die Scherschichten lösen sich mit der Lauflänge auf. An dieser Stelle

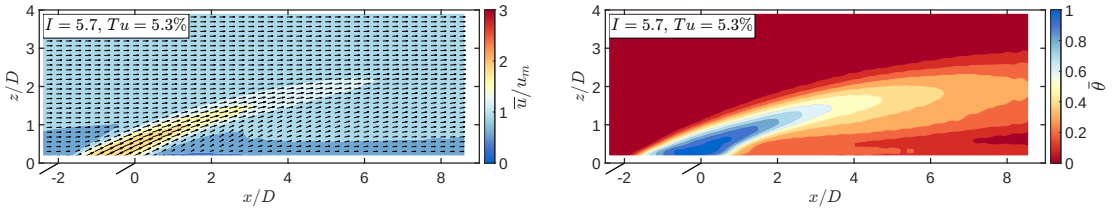

Abbildung 6.7: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Links: Geschwindigkeit. Rechts: Temperatur.

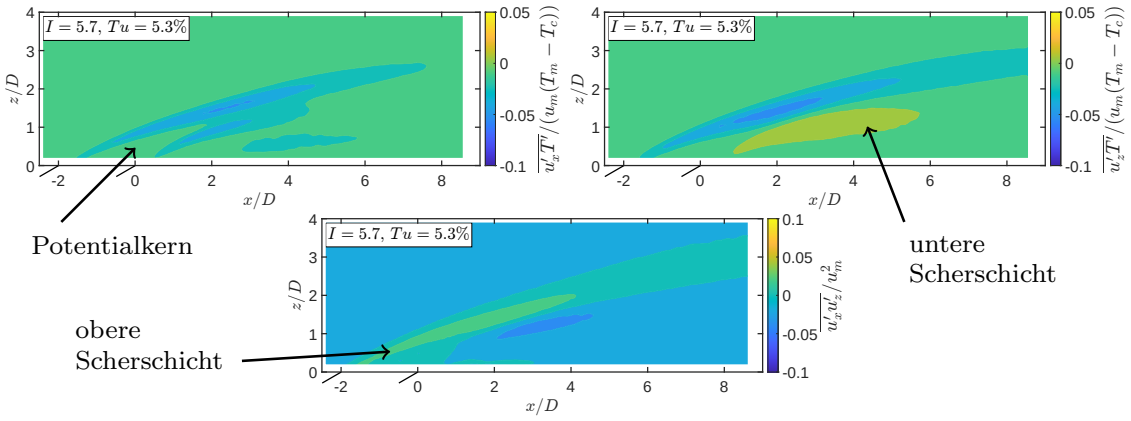

Abbildung 6.8: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

wird auf die Arbeit von Straußwald u. a. (2017) verwiesen, in der die Entstehung der beiden Scherschichten im Falle der Effusionsbohrung anhand von zeitaufgelösten Strömungsfeldern aus der Thermo-PIV-Kampagne mit BAM:Eu betrachtet wird.

Gerade Grabengeometrie

In den Abbildungen 6.9 und 6.10 sind die Ergebnisse für den Fall der geraden Grabengeometrie mit $I = 5{,}7$ und $Tu = 5{,}3\,\%$ abgebildet. Die Geschwindigkeitsverteilung zeigt an der Oberfläche zwischen $x/D = 0$ und 2 einen Bereich reduzierter Geschwindigkeit. Das bedeutet, dass die Kühlluft beim Austritt aus dem Graben zunächst von der Oberfläche abhebt und anschließend wieder an die Oberfläche zurückkehrt. Das mittlere Temperaturfeld offenbart, dass das Abheben der Kühlluft nicht wie im Fall der Effusionsbohrung zu einem konstanten Eindringen der heißen Umgebungsluft in den Bereich der sogenannten Ablöseblase führt. Vielmehr zeigen die Konturlinien eine im Mittel geschlossene Schicht, die auch im Bereich der Ablöseblase eine im Vergleich zur Hauptströmung niedrigere Temperatur aufweist. Aufgrund der Vermischung der beiden Strömungen nimmt die normierte Temperatur in

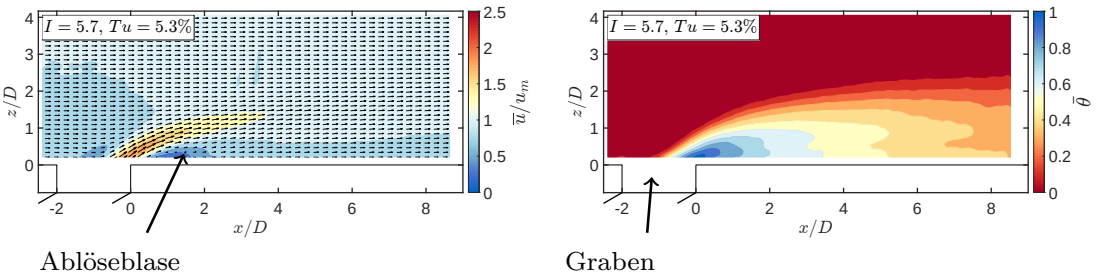

Abbildung 6.9: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Links: Geschwindigkeit. Rechts: Temperatur.

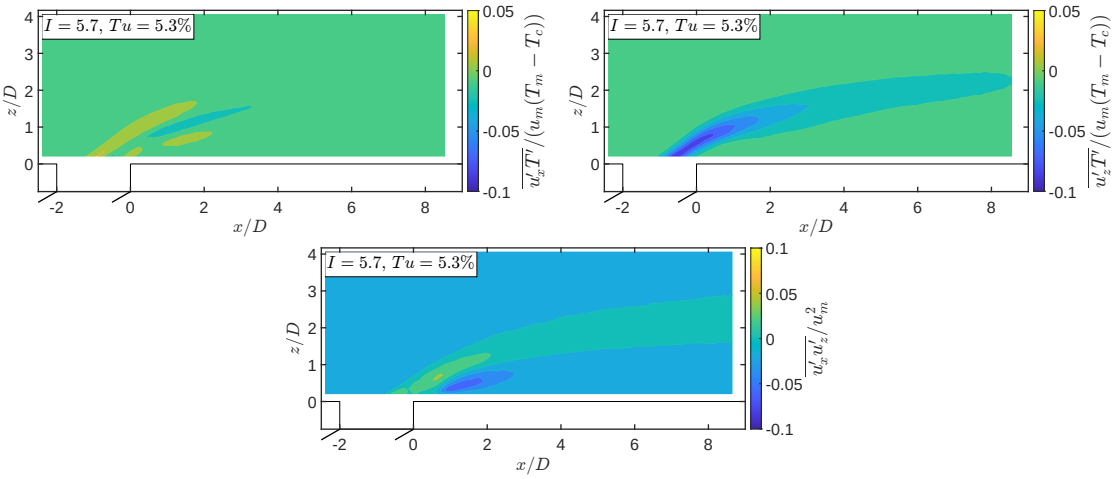

Abbildung 6.10: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Wandnähe zwischen $x/D = 0$ und 8 kontinuierlich ab, wobei der Mischungsvorgang im Vergleich zur Effusionsbohrung eine etwas längere Strecke benötigt.

Die turbulenten Wärmeströme und das turbulente Moment in Abbildung 6.10 sind entsprechend durch das veränderte Strömungsfeld geprägt. Der turbulente Wärmestrom in x-Richtung und das turbulente Moment zeigen nur im Bereich der Ablöseblase eine untere Scherschicht, während der turbulente Wärmestrom in z-Richtung in der unteren Scherschicht gleich null ist. In der oberen Scherschicht ist hingegen nur bis $x/D \approx 3$ eine x-Komponente des turbulenten Wärmestroms vorhanden, während weiter stromab die z-Komponente dominiert. Daraus lässt sich schließen, dass im Bereich des Grabens die ankommende Hauptströmung in den Kühlfilm eindringt und zu einer Vermischung der beiden Strömungen führt. Sobald der Kühlfilm auf der Oberfläche etabliert ist, wird die Vermischung hingegen nur noch durch die z-Komponente des turbulenten Wärmestroms getrieben.

Optimierte Grabengeometrie

Die Abbildungen 6.11 und 6.12 zeigen abschließend analog die Ergebnisse für die optimierte Grabengeometrie. Erneut ist das Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ und der Turbulenzgrad der Hauptströmung ist $Tu = 5{,}3\,\%$. Das Geschwindigkeitsfeld zeigt, dass der Kühlluftstrahl nach Verlassen des Grabens nahezu vollständig an der Oberfläche anliegt, wodurch über einen langen Bereich stromab der Kühlluftausblasung in Wandnähe eine Schicht niedriger Temperaturen erzeugt wird. Wie bei der geraden Grabengeometrie ist der Einfluss des Kühlfilms auf die Strömungstemperatur über das FOV hinaus sichtbar, während im Fall der Effusionsbohrung die Temperatur an der Position $x/D = 8$ bereits annähernd die Temperatur der Hauptströmung erreicht hat. Die Ergebnisse der mittleren Strömungsfelder stehen somit in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Schreivogel und Pfitzner (2016), die sowohl für die gerade Grabengeometrie als auch für die optimierte Grabengeometrie eine Verbesserung der Kühlleistung gegenüber der Effusionsbohrung festgestellt haben.

Die turbulenten Wärmeströme und das turbulente Moment (Abbildung 6.12) zeigen im Fall der optimierten Grabengeometrie nur einen Scherschichtbereich, was durch das vollständige Anliegen der Strömung an der Oberfläche bedingt ist. Die z-Komponente des turbulenten Wärmestroms und das turbulente Moment übersteigen dabei die maximalen Werte im Falle der geraden Grabengeometrie. Dies bedeutet, dass es in der (oberen) Scherschicht zu einem stärkeren Austausch zwischen den beiden Strömungen kommt. Dieser Austausch erreicht jedoch kaum den wandnahen Bereich, sodass die Temperatur in Wandnähe dennoch geringer ist.

Die x-Komponente des turbulenten Wärmestroms ist innerhalb der Scherschicht in einen positiven und einen negativen Anteil aufgeteilt. Bereits bei der geraden Grabengeometrie kann dieser Wechsel von positiv nach negativ beobachtet werden, wenngleich der negative Anteil sehr gering ist, während bei der optimierten Grabengeometrie der negative Anteil überwiegt. Bei der Effusionsbohrung ist die x-Komponente des turbulenten Wärmestroms in der oberen Scherschicht hingegen durchgängig negativ, sodass sich die Strömungen der drei Konfigurationen an dieser Stelle wesentlich unterscheiden. Grundsätzlich kann ein negativer turbulenter Wärmestrom durch die Vermischung einer wärmeren, langsameren Hauptströmung und einer kälteren, schnelleren Kühlluft erklärt werden. Die untersuchten Impulsverhältnisse passen zu diesem Szenario, sodass negative Werte den Erwartungen entsprechen, während positive Werte davon abweichen.

Eine Erklärung für dieses Phänomen könnte das Eindringen der Hauptströmung in die Grabenstruktur sein, wie es von Kröss und Pfitzner (2010, 2012) aufgezeigt wurde. In diesem Fall kommt es zu einer Interaktion der beiden Strömungen im Graben, was dazu führen könnte, dass die wärmere Strömung beschleunigt und die kältere Strömung abgebremst wird. Dadurch entsteht ein positiver turbulenter Wärmestrom, der aufgrund einer anschließenden Beschleunigung der kalten Strömung über die Lauflänge abnimmt und schließlich negativ wird. Eine alternative Erklärung bietet die Tatsache, dass die x-Komponente der Kühlluftgeschwindigkeit annähernd null wird, wenn die Strömung durch die stromab gelegene Wand des Grabens blo-

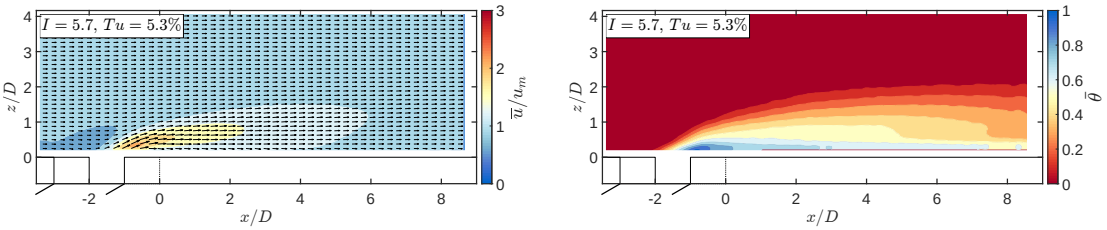

Abbildung 6.11: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus der optimierten Grabengeometrie mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Links: Geschwindigkeit. Rechts: Temperatur.

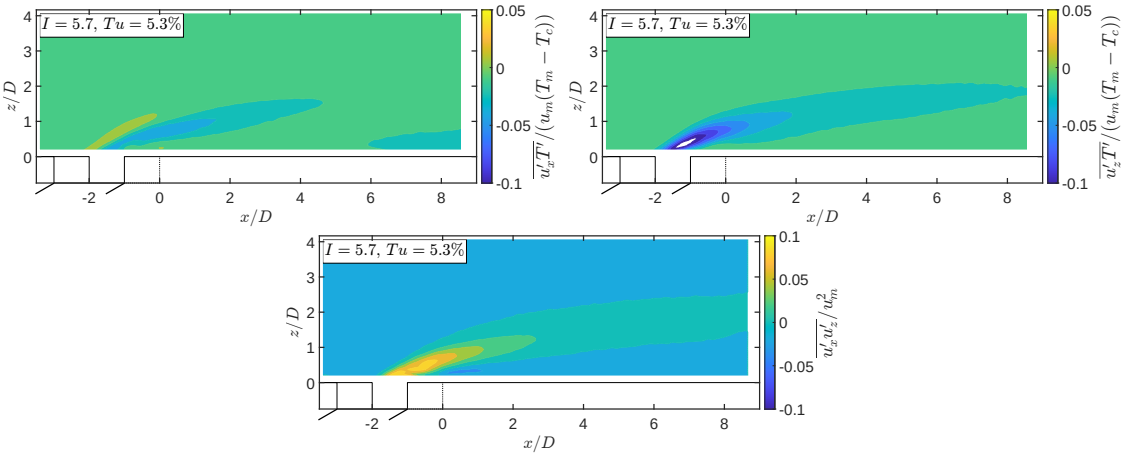

Abbildung 6.12: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus der optimierten Grabengeometrie mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

ckiert wird. In diesem Moment übersteigt die x-Komponente der Hauptströmungsgeschwindigkeit den Wert der Kühlluft, wodurch der turbulente Wärmestrom in x-Richtung positiv wird. Außerhalb des Grabens wird die Kühlluft umgelenkt, sodass die x-Komponente der Kühlluftgeschwindigkeit kontinuierlich zunimmt, bis sie den Wert der Hauptströmung übersteigt und somit ein negativer turbulenter Wärmestrom entsteht.

Letzteres deckt sich mit den Beobachtungen in z-Richtung. In diesem Fall bleibt der turbulente Wärmstrom der (oberen) Scherschicht durchgängig negativ, was dadurch erklärt werden kann, dass die entsprechende Geschwindigkeitskomponente der Hauptströmung annähernd null ist, während die Geschwindigkeitskomponente der Kühlluft höhere Werte aufweist. Zur abschließenden Klärung dieses Phänomens sind jedoch weitere experimentelle und numerische Untersuchungen notwendig.

6.2.2 Profillinien senkrecht zur Oberfläche

Ein direkter Vergleich der gemittelten Strömungsfelder, wie sie in Abschnitt 6.2.1 dargestellt sind, ist nur eingeschränkt möglich. Deshalb erfolgt die weitere Auswertung in diesem Abschnitt anhand der resultierenden Profillinien senkrecht zur Oberfläche (z-Profile). Für den Vergleich wurden die beiden Positionen $x/D = 0$ und 5 gewählt, weil dadurch sowohl die Situation zu Beginn, als auch die Veränderung des Kühlfilms über die Lauflänge deutlich werden. Zunächst werden die drei Geometrien individuell betrachtet, wobei das Impulsverhältnis variiert wird. Die Auswertung erfolgt bei niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz, wodurch der Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die jeweiligen Kühlfilmströmungen ersichtlich wird. An dieser Stelle wird zudem auf Abschnitt A.2 verwiesen, in dem alternative Abbildungen für den direkten Vergleich der Ergebnisse bei unterschiedlichen Turbulenzgraden dargestellt sind. Anschließend werden die drei Geometrien anhand der Geschwindigkeits- und der Temperaturverteilung direkt miteinander verglichen, wobei der Vergleich für alle drei Impulsverhältnisse und die genannten Turbulenzgrade durchgeführt wird.

Effusionsbohrung

Der Einfluss des Impulsverhältnisses ist für den Fall der Effusionsbohrung mit niedriger Hauptströmungsturbulenz ($Tu = 5{,}3\,\%$) in den Abbildungen 6.13 und 6.14 dargestellt. Die z-Profile zeigen, dass die normierte Geschwindigkeit im Bereich des Kühlluftstrahls an beiden Positionen ($x/D = 0$ und 5) mit dem Impulsverhältnis ansteigt. Gleichzeitig verschiebt sich das Geschwindigkeitsmaximum mit steigendem Impulsverhältnis hin zu höheren z/D (siehe Profile für $x/D = 5$), was ein stärkeres Abhebeverhalten der Kühlluft von der Oberfläche bedeutet. Die Verschiebung der Maxima zu höheren z/D ist auch in der normierten Temperatur erkennbar, während deren absoluter Wert näherungsweise unabhängig vom Impulsverhältnis ist. Ein ähnliches Bild zeigt sich in den normierten Schwankungen der beiden Größen. Die Geschwindigkeitsfluktuation im Bereich des Kühlluftstrahls steigt mit dem Impulsverhältnis an, während die Temperaturfluktuation näherungsweise konstant bleibt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass der Unterschied zwischen den absoluten Geschwindigkeiten mit steigendem Impulsverhältnis größer wird, während sich die Ausgangstemperaturen der Strömungen nicht ändern. Die KH-Instabilitäten in der Scherschicht (vgl. Abbildungen 2.14 und 2.15) erzeugen im instantanen Strömungsfeld einen ständigen Wechsel zwischen heißen und kalten Fluidpaketen (vgl. die Diskussion von Straußwald u. a. (2017) zur turbulenten Vermischung anhand der zeitaufgelösten Strömungsfelder der BAM:Eu-Messreihe). Da die Temperaturen der einzelnen Fluidpakete der Ausgangstemperatur der jeweiligen Strömung entsprechen, ändert sich die Temperaturfluktuation mit steigendem Impulsverhältnis nicht. Dieser Effekt wurden analog von Straußwald u. a. (2021) in der ersten Thermo-PIV-Messreihe mit ZnO beobachtet.

Die Auswirkungen der Fluktuationen sind in den normierten Größen für den

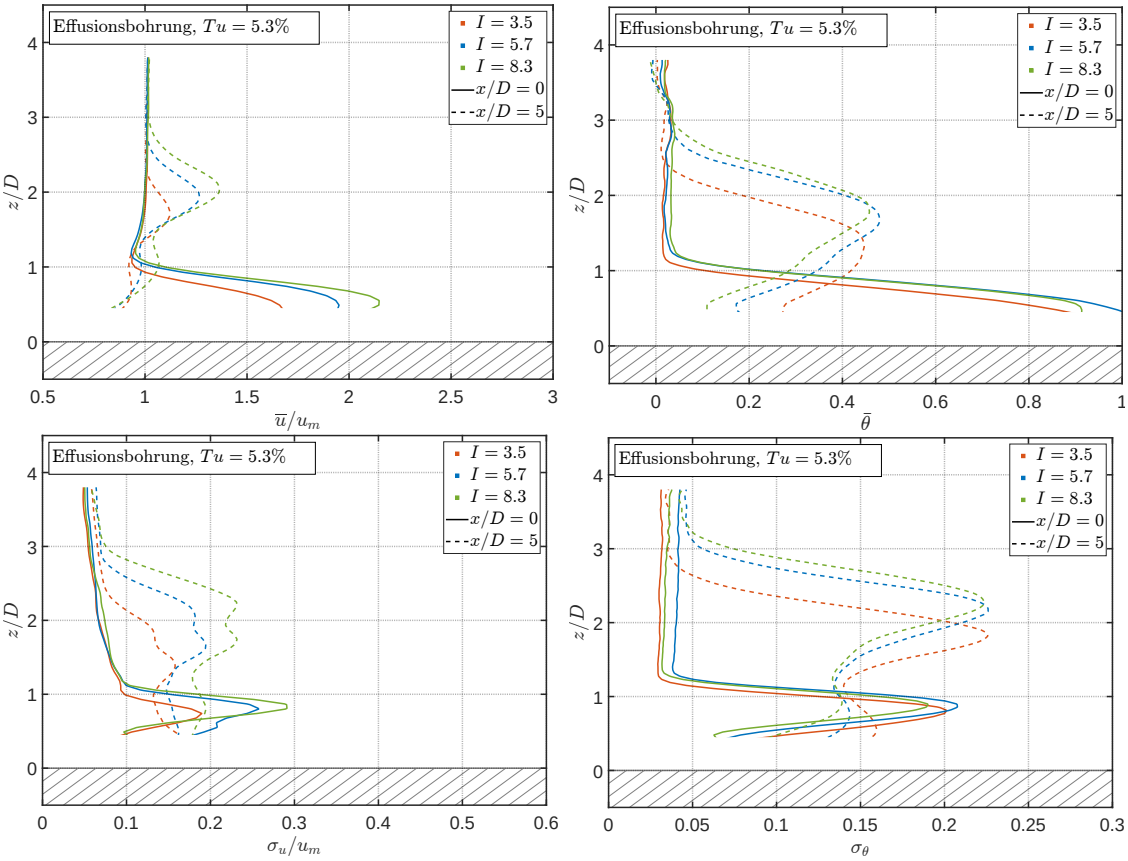

Abbildung 6.13: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

turbulenten Wärmestrom und das turbulente Moment (Abbildung 6.14) zu sehen. Alle drei Größen steigen durch die höheren Geschwindigkeitsfluktuationen mit dem Impulsverhältnis an. Während der turbulente Wärmestrom in z-Richtung an der Position $x/D = 5$ in der unteren Scherschicht (siehe lokales Maximum bei $z/D \approx 1{,}5$) einen positiven und in der oberen Scherschicht (siehe lokales Maximum bei $z/D \approx 2{,}3$) einen negativen Wert aufweist, ist der turbulente Wärmestrom in x-Richtung annähernd vollständig im negativen Bereich. Dies widerspricht der Gradientendiffusionshypothese, die typischerweise in RANS-Simulationen eingesetzt wird, für die Filmkühlung jedoch von verschiedenen experimentellen Studien bereits widerlegt wurde (siehe Kohli und Bogard (1998) und Schreivogel u. a. (2016)).

Die Abbildungen 6.15 und 6.16 zeigen die gleichen Darstellungen für den Fall mit erhöhter Hauptströmungsturbulenz ($Tu = 16{,}4\,\%$). Die Profile der normierten Geschwindigkeit und der normierten Temperatur weisen dabei einen ähnlichen Verlauf auf wie bei $Tu = 5{,}3\,\%$. Die Geschwindigkeit steigt im Bereich des Kühlluftstrahls mit dem Impulsverhältnis an, während die Temperatur kaum durch die Impuls-

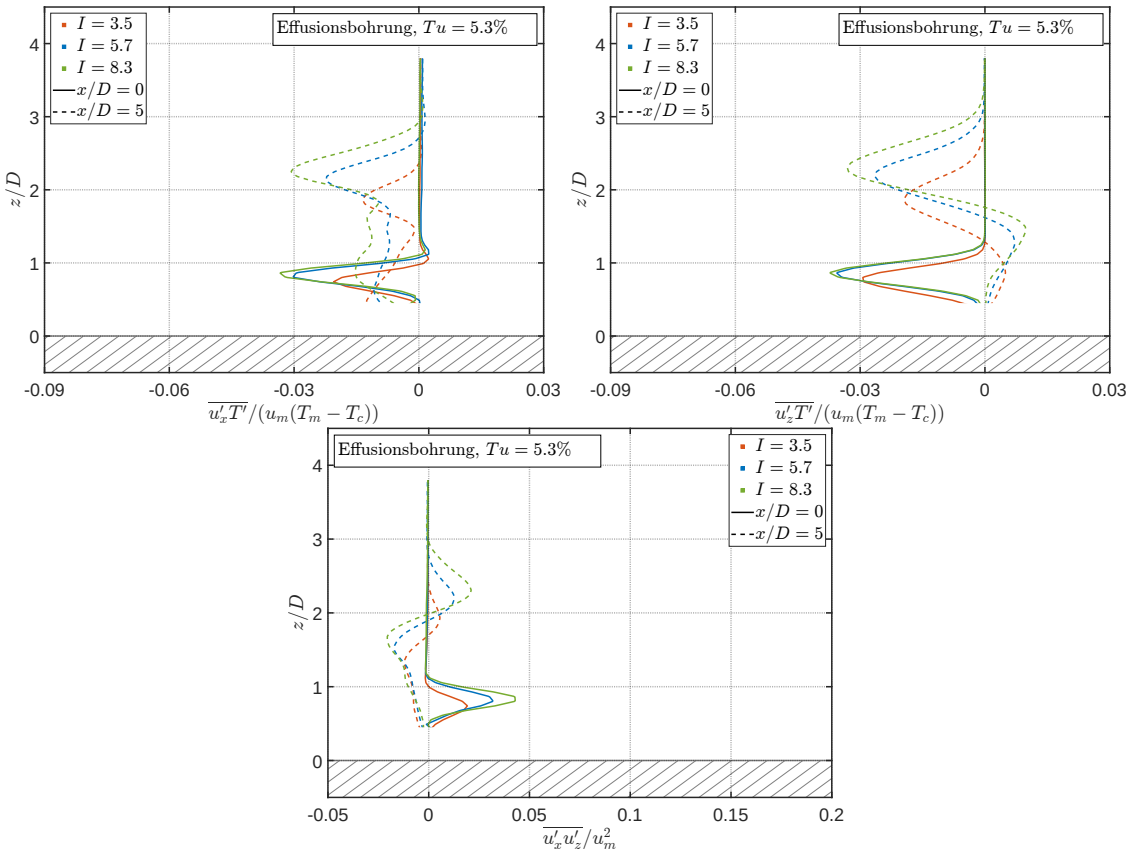

Abbildung 6.14: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

änderung beeinflusst wird (Abbildungen 6.15 oben). Ein signifikanter Unterschied zwischen den Turbulenzgraden zeigt sich jedoch im Absolutwert der Temperatur, der bei $x/D = 5$ mit $\bar{\theta} \approx 0{,}3$ bereits deutlich geringer ist als im Fall geringer Hauptströmungsturbulenz ($\bar{\theta} \approx 0{,}45$). Dies bedeutet, dass sich die Kühlluft bei erhöhter Turbulenz deutlich stärker über die Lauflänge mit der umgebenden Strömung vermischt und sich die mittlere Temperatur im Bereich des Kühlluftstrahls dadurch schneller der Hauptströmungstemperatur annähert.

Der Einfluss der Hauptströmungsturbulenz zeigt sich ebenfalls in den Profilen der Geschwindigkeitsfluktuation, die für alle Impulsverhältnisse im Vergleich zu $Tu = 5{,}3\,\%$ gestiegen sind. Allgemein erreicht der Wert außerhalb des Kühlluftstrahls ($z/D \to \infty$) den Turbulenzgrad der Hauptströmung. Für $Tu = 5{,}3\,\%$ bedeutet das, dass die Geschwindigkeitsfluktuation in Wandnähe durch die Kühlluftausblasung für alle drei Impulsverhältnisse erhöht wird. Im Falle von $Tu = 16{,}4\,\%$ trifft das für $I = 3{,}5$ nicht mehr zu. Die Schwankung im Bereich des Kühlluftstrahls steigt zwar mit der Hauptströmungsturbulenz an, überschreitet deren Wert jedoch

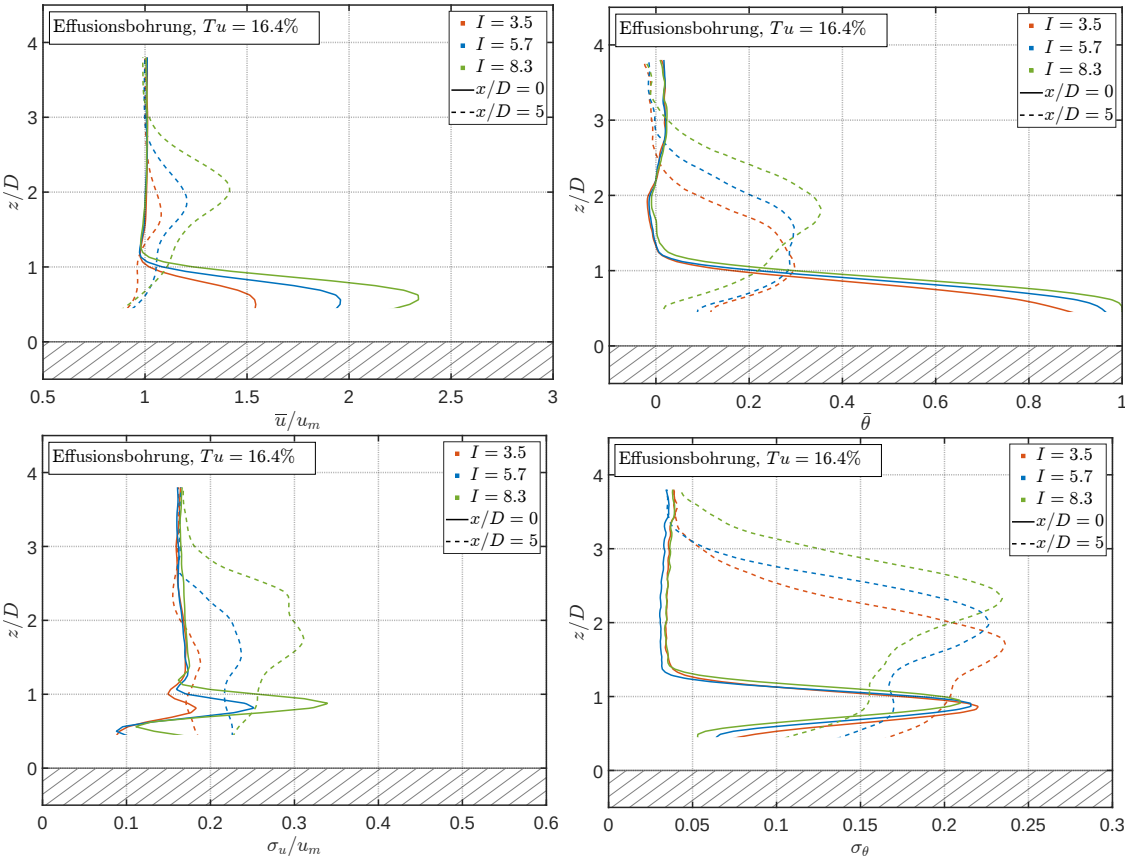

Abbildung 6.15: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

nur noch unwesentlich. Bei höheren Impulsverhältnissen ist dies anders. Die Schwankungen in den Scherschichten werden durch die höhere Hauptströmungsturbulenz so weit verstärkt, dass weiterhin eine Erhöhung der Geschwindigkeitsfluktuationen in Wandnähe im Vergleich zur Hauptströmungsturbulenz beobachtet werden kann. Die Temperaturfluktuationen offenbaren nur einen geringen Einfluss der erhöhten Hauptströmungsturbulenz. Mit $\sigma_\theta \approx 22\,\%$ bleibt das Maximum unabhängig vom Impulsverhältnis, der x-Position und dem Turbulenzgrad annähernd konstant. Jedoch zeigen die Profile eine stärkere Fluktuation im Totwassergebiet zwischen dem abgelösten Kühlluftstrahl und der Wand (vgl. die Werte zwischen $z/D = 0{,}5$ und 1,5 an der Position $x/D = 5$ in Abbildung A.4). Das bedeutet, dass es in diesem Bereich vermehrt zu einer Vermischung von kalten und warmen Strömungen kommt.

Die beschriebenen Unterschiede in den Schwankungswerten wirken sich dementsprechend auf die turbulenten Wärmeströme und das turbulente Moment aus. Insgesamt steigen dadurch die absoluten Werte gegenüber dem Fall mit niedriger Hauptströmungsturbulenz an. Auffällig ist, dass der turbulente Wärmestrom in z-Richtung

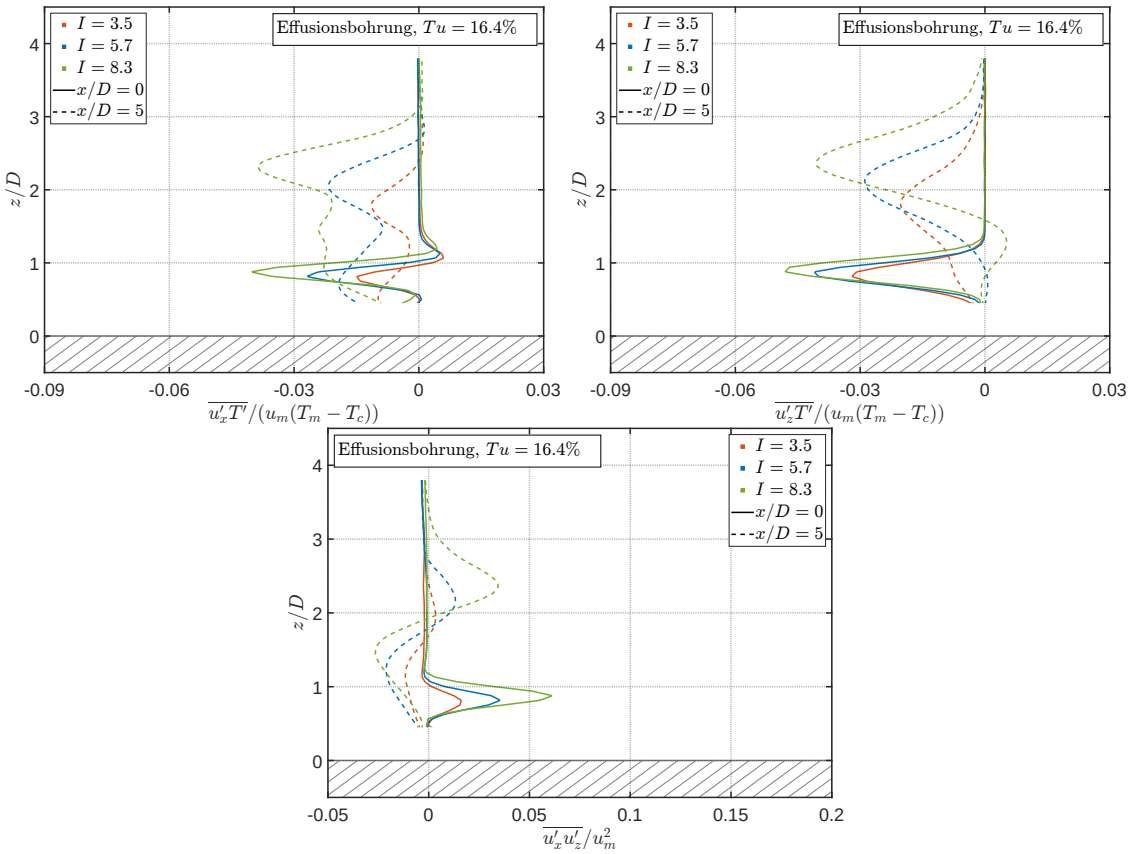

Abbildung 6.16: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

an der Position $x/D = 5$ für $I = 3{,}5$ und 5,7 durchgängig negativ ist. Das bedeutet, dass an dieser Stelle stromab der Kühlluftbohrung im mittleren Strömungsfeld keine ausgeprägte untere Scherschicht entsteht. Eine Erklärung für dieses Phänomen ist, dass die Lage des Kühlluftstrahls stark oszilliert und die Kühlluft dadurch zeitweise in den Bereich zwischen dem mittleren Kühlluftstrahl und der Wand eindringt (vgl. instantane Strömungsfelder für $I = 3{,}5$ in Abbildung 6.34). Dadurch wird die Existenz einer unteren Scherschicht im mittleren Strömungsfeld unterdrückt, während die Vermischung mit der Hauptströmung weiterhin stattfindet.

Zusammenfassung der Erkenntnisse für die Effusionsbohrung:

- Die Geschwindigkeit des Kühlluftstrahls steigt mit dem Impulsverhältnis an, während der Einfluss auf die absolute Temperatur in Wandnähe gering ist. Dasselbe gilt analog für die Fluktuation der beiden Größen.

- Die Maxima der turbulenten Wärmeströme und des turbulenten Moments steigen mit dem Impulsverhältnis an. Der turbulente Wärmestrom in z-Richtung

ebenso wie das turbulente Moment zeigen wechselnde Vorzeichen zwischen der unteren und der oberen Scherschicht. Der turbulente Wärmestrom in x-Richtung ist hingegen durchgängig negativ, wodurch die Gradientendiffusionshypothese widerlegt wird.

- Eine höhere Hauptströmungsturbulenz führt zu einer stärkeren Vermischung zwischen Kühlluft und Hauptströmung, sodass bei $x/D = 5$ die normierte Temperatur ($\bar{\theta} \approx 0{,}3$) im Vergleich zu niedriger Hauptströmungsturbulenz ($\bar{\theta} \approx 0{,}45$) bereits deutlich reduziert ist.

- Die Geschwindigkeitsfluktuationen in den Scherschichten werden durch eine erhöhte Hauptströmungsturbulenz verstärkt, wobei für $I = 3{,}5$ die Turbulenz der Hauptströmung im Einflussbereich der Kühlluft nicht mehr signifikant übertroffen wird.

- Des Weiteren zeigt der turbulente Wärmestrom in z-Richtung für den Fall erhöhter Hauptströmungsturbulenz, dass bei $I = 3{,}5$ und 5,7 an der Position $x/D = 5$ keine untere Scherschicht entsteht. Dies kann durch zeitweises Eindringen des Kühlluftstrahls in den Bereich zwischen dem mittleren Kühlluftstrahl und der Wand erklärt werden, wodurch die untere Scherschicht im mittleren Strömungsfeld unterdrückt wird.

Gerade Grabengeometrie

In den Abbildungen 6.17 und 6.18 ist der Einfluss des Impulsverhältnisses auf die Kühlfilmströmung im Falle der geraden Grabengeometrie und niedriger Hauptströmungsturbulenz dargestellt. Wie bei der Effusionsbohrung steigt sowohl die Geschwindigkeit als auch deren Fluktuation mit dem Impulsverhältnis kontinuierlich an. Dabei verschiebt sich die Lage der Geschwindigkeitsmaxima zwischen den Positionen $x/D = 0$ und 5 zu größeren z/D (Abbildung 6.17, oben links). Dies lässt ein leichtes Abhebeverhalten vermuten, kann aber auch durch die Zunahme der Kühlfilmdicke über die Lauflänge erklärt werden (vgl. Abbildung 6.9).

Temperatur und Temperaturfluktuation (Abbildung 6.17, rechts) sind erneut nicht von der Variation des Impulsverhältnisses betroffen, sodass Änderungen in den turbulenten Wärmeströmen und im turbulenten Moment (Abbildung 6.18) maßgeblich von der Geschwindigkeitsfluktuation beeinflusst werden. Da die Kühlfilmströmung an der Oberfläche anliegt, weisen die turbulenten Wärmeströme und das turbulente Moment an den betrachteten Positionen $x/D = 0$ und 5 jeweils nur ein scherschichtbedingtes Maximum auf. Einzige Ausnahme bildet die x-Komponente des turbulenten Wärmestroms an der Position $x/D = 0$, die neben einem negativen Maximum auch ein positives Maximum zeigt. Dieses Phänomen ist auf einen Vorzeichenwechsel innerhalb der oberen Scherschicht zurückzuführen (siehe Abbildung 6.10, oben links) und ist insofern überraschend, als dass ein positiver Wärmestrom durch die Vermischung einer wärmeren, schnelleren und einer kälteren, langsameren Strömung erzeugt wird. Dies widerspricht jedoch der Tatsache, dass bei den

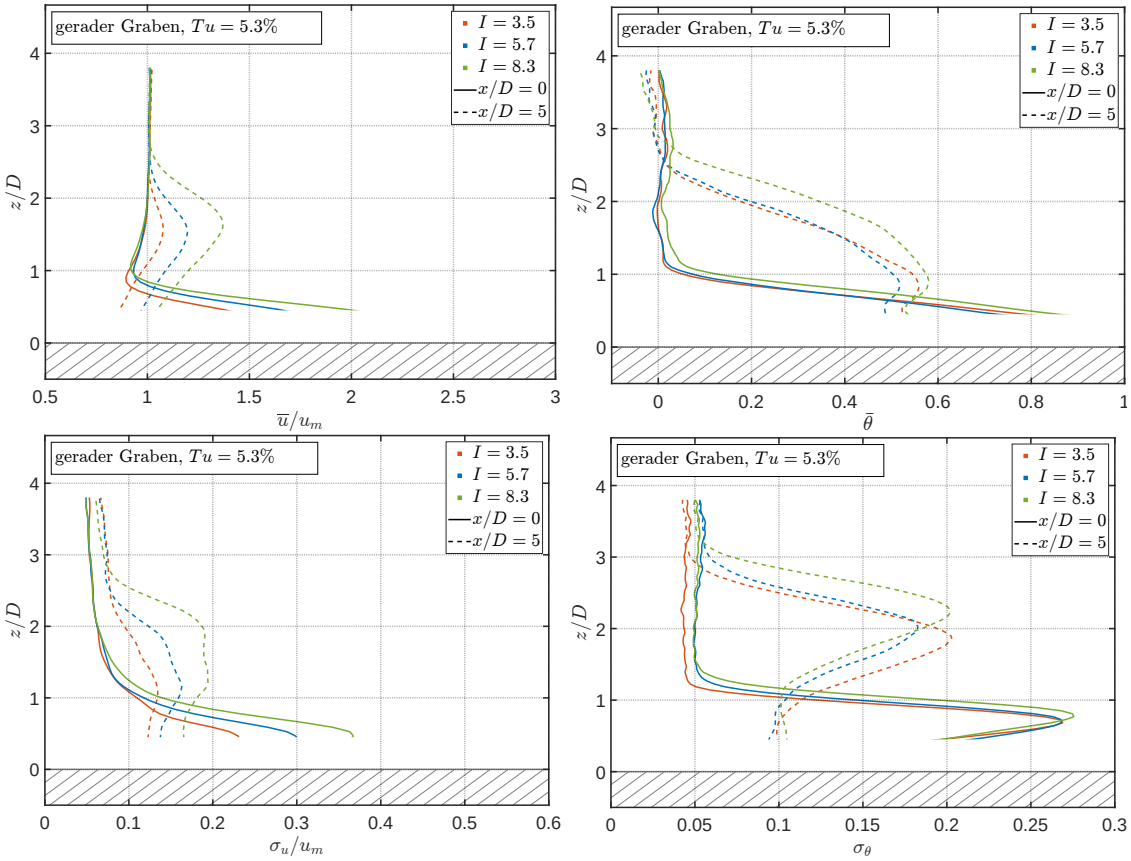

Abbildung 6.17: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

betrachteten Impulsverhältnissen die warme Hauptströmung eine geringere und die kalte Kühlluft eine höhere Geschwindigkeit aufweist. Mögliche Erklärungen für dieses Phänomen sind einerseits die Vermischung von Hauptströmung und Kühlluft im Graben, wodurch die Hauptströmung beschleunigt und die Kühlluft abgebremst wird, und andererseits die Blockierung der Kühlluft durch die stromab gelegene Wand des Grabens, wodurch die x-Komponente der Kühlluftgeschwindigkeit den Wert der Hauptströmung unterschreitet. Für eine ausführlichere Erläuterung der Thematik wird auf die Diskussion zu Abbildung 6.12 verwiesen.

Die Profile für die gerade Grabengeometrie und $Tu = 16{,}4\,\%$ sind in den Abbildungen 6.19 und 6.20 dargestellt. Wie bei der Effusionsbohrung fällt die normierte Temperatur mit der Lauflänge schneller ab. Dies zeigt sich erneut an dem Maximum der Temperatur an der Position $x/D = 5$, das mit $\bar{\theta} \approx 0{,}4$ bei $Tu = 16{,}4\,\%$ gegenüber $\bar{\theta} \approx 0{,}55$ bei $Tu = 5{,}3\,\%$ um $27\,\%$ niedriger ist. Die Geschwindigkeitsprofile zeigen zudem, dass der Kühlluftstrahl bei $x/D = 5$ bereits stärker abgeschwächt wurde.

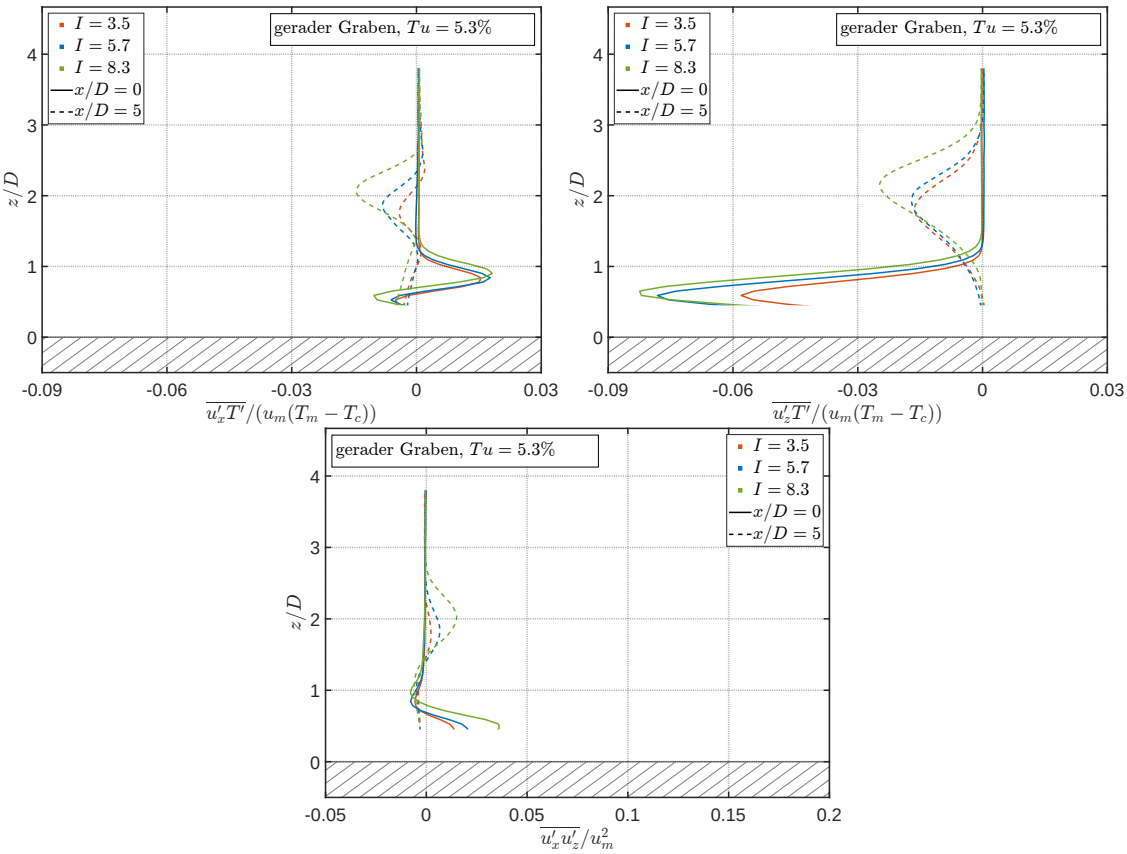

Abbildung 6.18: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Dies wird insbesondere für $I = 3{,}5$ deutlich, da die Geschwindigkeit in Wandnähe die Hauptströmungsgeschwindigkeit nicht mehr übersteigt. Die Geschwindigkeitsfluktuationen im Bereich des Kühlfilms an der Position $x/D = 0$ übersteigen die Turbulenz der Hauptströmung, jedoch werden die Maxima im Vergleich zu $Tu = 5{,}3\,\%$ nicht verstärkt (vgl. Abbildung A.6, unten links). An der Position $x/D = 5$ sind keine ausgeprägten Maxima mehr erkennbar und lediglich für $I = 8{,}3$ übersteigt die Fluktuation in der Kühlluft den Turbulenzgrad der Hauptströmung (Abbildung 6.19, unten links). Die Absolutwerte der Temperaturfluktuation zeigen keine signifikanten Unterschiede im Vergleich zum Fall mit niedriger Turbulenz. An der Position $x/D = 5$ kann jedoch eine Verschiebung der Maxima hin zur Oberfläche beobachtet werden, wobei es gleichzeitig zu einer Verbreiterung des Bereiches erhöhter Temperaturfluktuationen kommt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Hauptströmung aufgrund der erhöhten Turbulenz gelegentlich tief in den Kühlfilm eindringen kann (vgl. instantane Strömungsfelder für $I = 3{,}5$ in Abbildung 6.37), wodurch zeitweise hohe Temperaturunterschiede erzeugt werden.

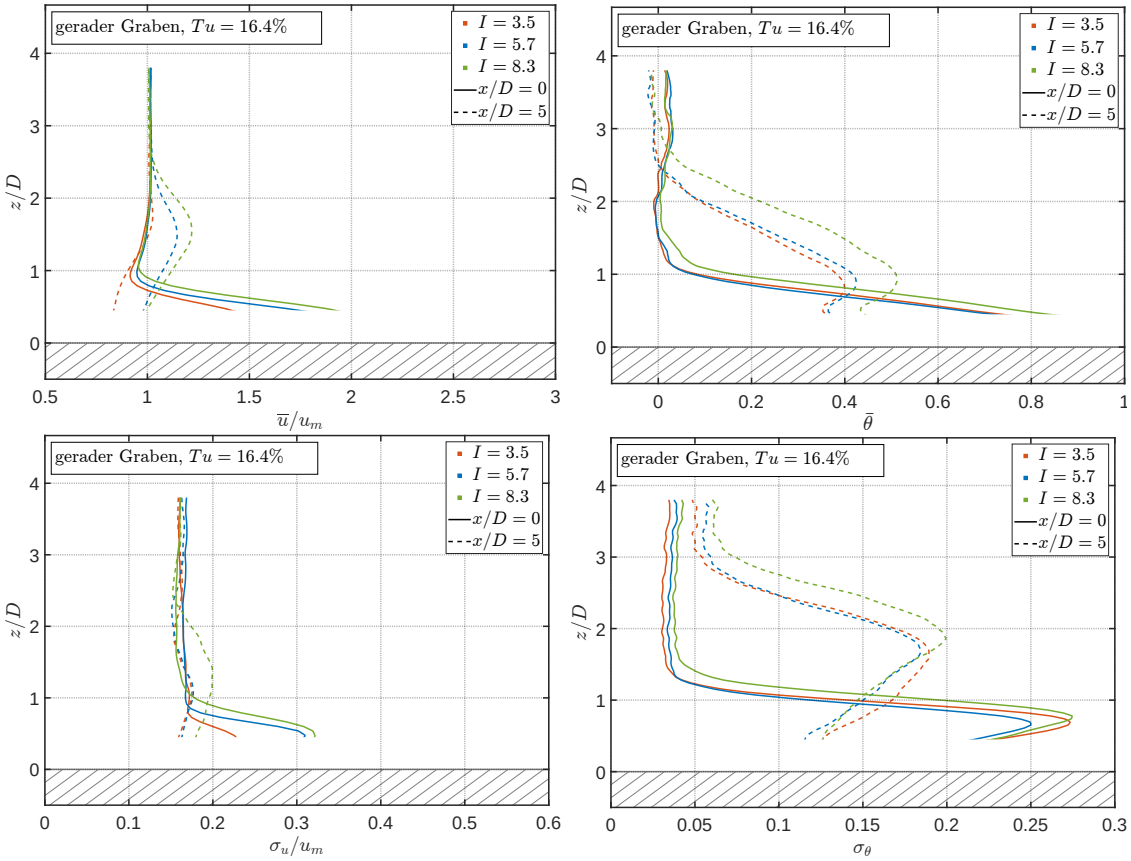

Abbildung 6.19: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

Die insgesamt geringen Unterschiede in den Geschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen haben jedoch entsprechend geringe Auswirkungen auf die Profile der turbulenten Wärmeströme und des turbulenten Moments (siehe Abbildung 6.20). Eine deutliche Abweichung ist jedoch in der x-Komponente des turbulenten Wärmestroms für $I = 3{,}5$ erkennbar. Im Gegensatz zu den höheren Impulsverhältnissen bleibt der Wert an der Position $x/D = 5$ vollständig im positiven Bereich, was auf einen Bereich mit beschleunigter Hauptströmung bzw. abgebremster Kühlluft hindeutet.

Zusammenfassung der Erkenntnisse für die gerade Grabengeometrie:

- Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsfluktuation steigen mit dem Impulsverhältnis an, während der Einfluss auf die Temperatur bzw. die Temperaturfluktuation gering ist.

- Die Lage der Geschwindigkeitsmaxima an der Position $x/D = 5$ lässt ein leichtes Abhebeverhalten der Kühlluftströmung vermuten. Dies hat jedoch nur ge-

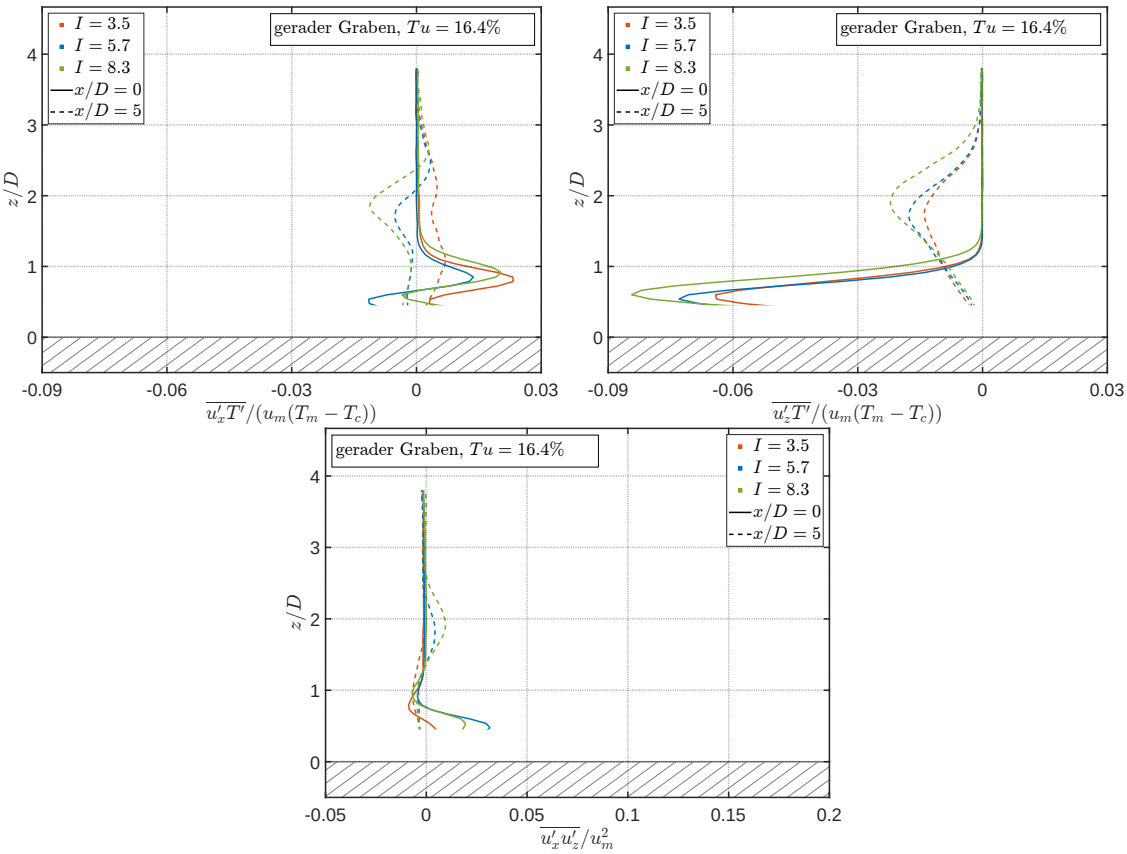

Abbildung 6.20: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

ringe Auswirkungen auf die Temperatur in Wandnähe, was bedeutet, dass die heiße Hauptströmung nicht zwischen den Kühlfilm und die Wand eindringt.

- Die Maxima der turbulenten Wärmeströme und des turbulenten Moments steigen mit dem Impulsverhältnis an. Dabei weist die x-Komponente des turbulenten Wärmestroms bei $x/D = 0$ ein positives Maximum auf, das durch Vermischung oder Umlenkung der Strömung im Graben erklärt werden kann.

- Eine höhere Hauptströmungsturbulenz führt zu einer stärkeren Vermischung zwischen Kühlluft und Hauptströmung, sodass die normierte Temperatur bei $x/D = 5$ im Vergleich zu niedriger Hauptströmungsturbulenz bereits deutlich reduziert ist.

- Die Maxima der Geschwindigkeitsfluktuationen im wandnahen Bereich werden durch die erhöhte Hauptströmungsturbulenz nicht verstärkt. Bei $x/D = 5$ übersteigen die Werte zudem kaum mehr die Turbulenz der Hauptströmung.

- Bei $Tu = 16{,}4\,\%$ und $I = 3{,}5$ zeigt der turbulente Wärmestrom in x-Richtung an der Position $x/D = 5$ ein Profil, welches vollständig im positiven Bereich liegt, während bei höheren Impulsverhältnissen überwiegend negative Wärmeströme beobachtet werden können.

Optimierte Grabengeometrie

Analog zu den vorherigen Geometrien sind die gemittelten Profile für die optimierte Grabengeometrie in den Abbildungen 6.21 bis 6.24 dargestellt. Dabei muss beachtet werden, dass $x/D = 0$ der Position der stromab gelegenen Kante der Grabenstruktur entspricht und die Ausströmung in der betrachteten Schnittebene ($y/D = 0$) somit bereits bei $x/D = -1$ erfolgt.

Die Profile für $Tu = 5{,}3\,\%$ (Abbildungen 6.21 und 6.22) zeigen für die optimierte Grabengeometrie eine sprunghafte Änderung der Kühlfilmströmung von $I = 5{,}7$ auf

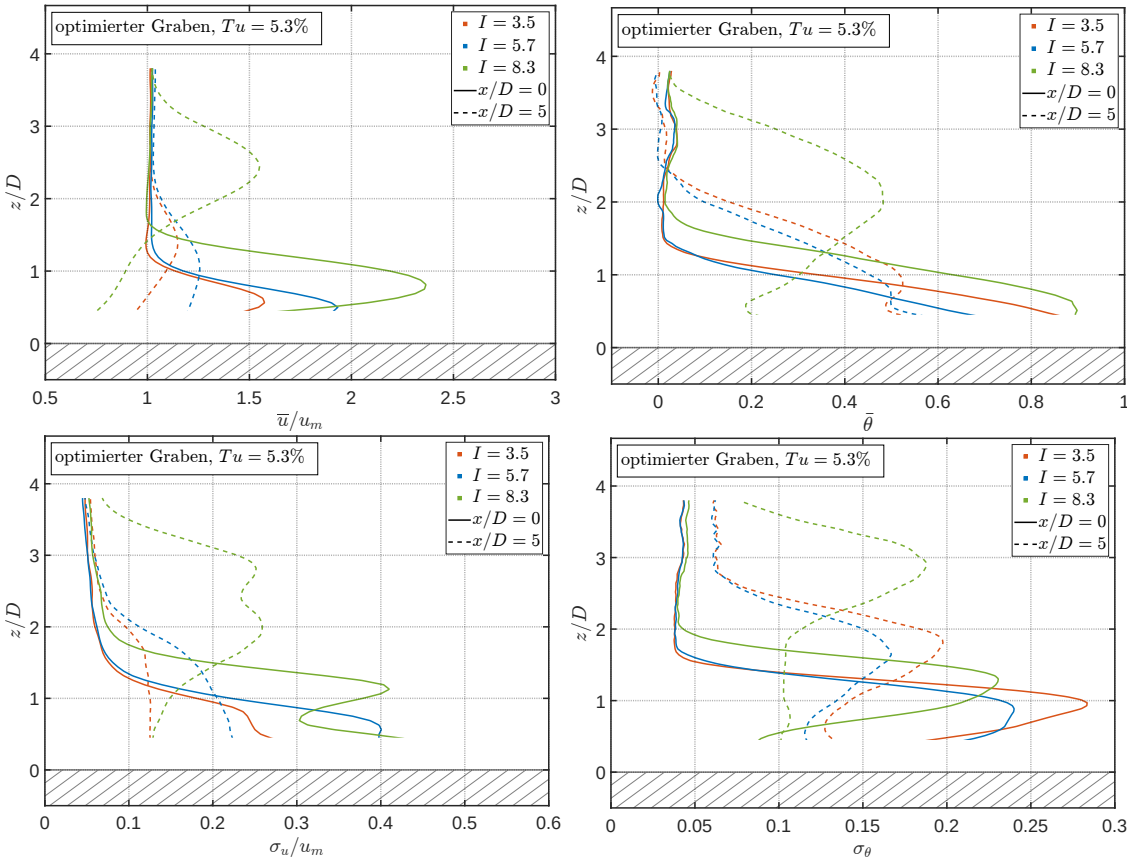

Abbildung 6.21: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

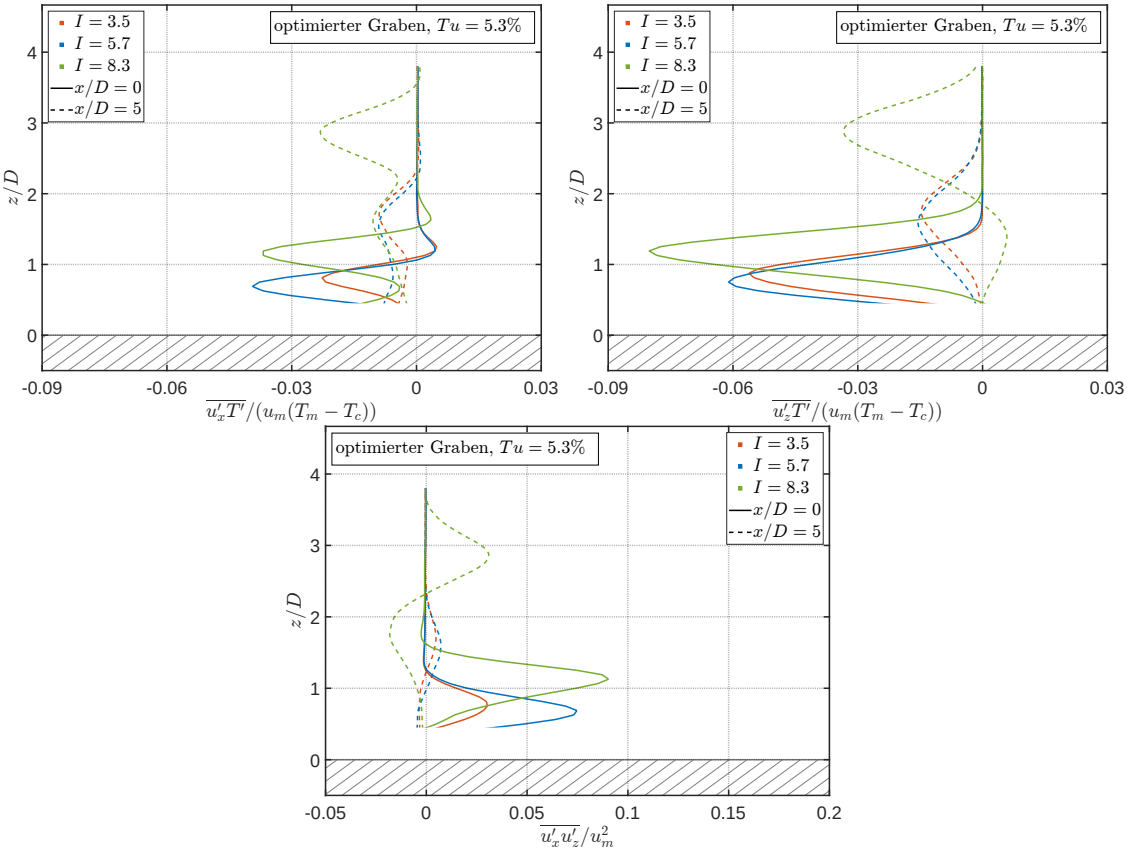

Abbildung 6.22: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

8,3. Während die Kühlluft mit einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und 5,7 sowohl bei $x/D = 0$ als auch bei $x/D = 5$ an der Oberfläche anliegt, ist mit $I = 8{,}3$ bereits bei $x/D = 0$ eine Ablösung der Strömung zu erkennen (vgl. Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 6.21 oben, links). Bei $x/D = 5$ ist der Unterschied zwischen den Impulsverhältnissen noch stärker ausgeprägt. Während für $I = 3{,}5$ und 5,7 das Maximum bei $z/D \approx 1{,}3$ liegt, ist das Maximum für $I = 8{,}3$ bereits bei $z/D \approx 2{,}5$. Unabhängig davon nehmen die Maximalwerte der Geschwindigkeitsverteilung mit steigendem Impulsverhältnis konstant zu. Der Vergleich der Temperaturprofile bestätigt die Verschiebung in z-Richtung und zeigt für $I = 8{,}3$ zwischen $x/D = 0$ und $x/D = 5$ eine stärkere Abnahme der maximalen normierten Temperatur im Vergleich zu den niedrigeren Impulsverhältnissen. Daraus folgt, dass sich die abgehobene Kühlluftströmung über die Lauflänge stärker mit der umgebenden Strömung vermischt. Geschwindigkeits- und Temperaturfluktuationen zeigen zudem, dass dies wesentlich durch eine höhere Fluktuation der Geschwindigkeit bedingt ist.

Die turbulenten Wärmeströme und das turbulente Moment in Abbildung 6.22

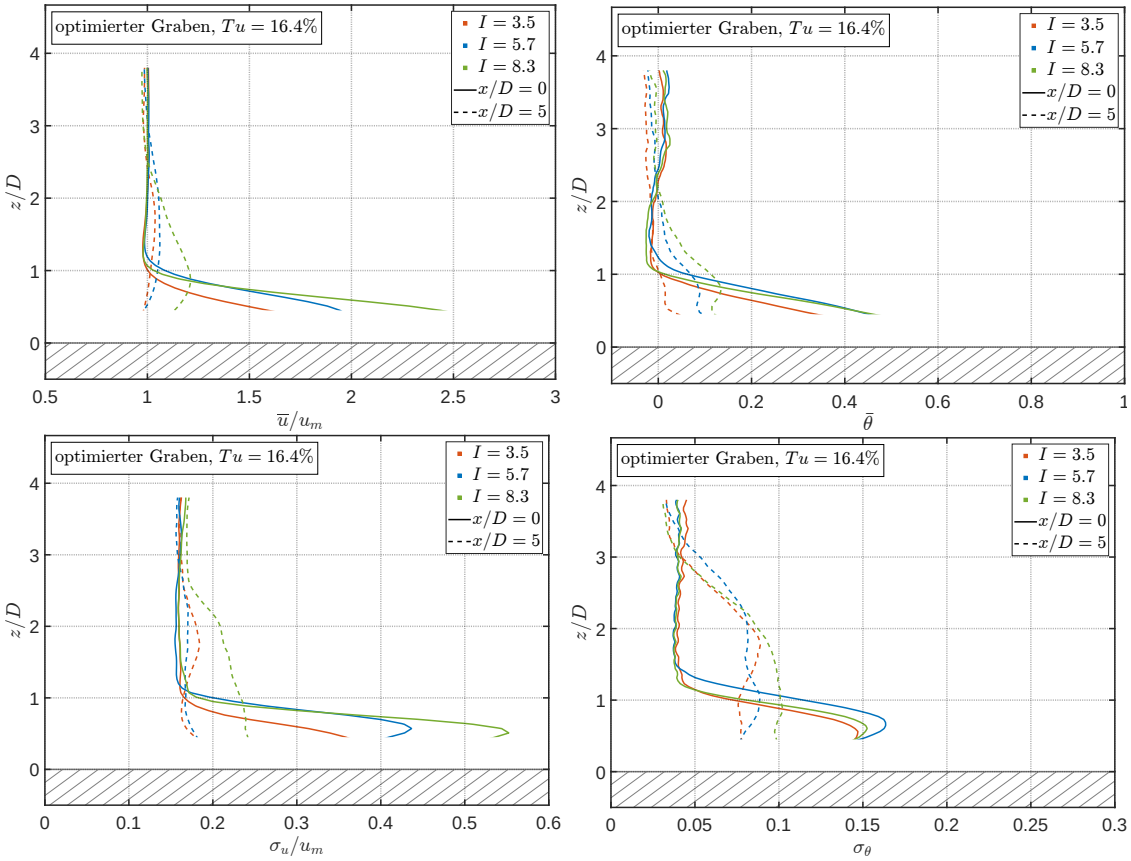

Abbildung 6.23: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

weisen an der Position $x/D = 0$, abgesehen von der Verschiebung in z-Richtung, nur geringfügige Unterschiede in ihren Absolutwerten auf. An der Position $x/D = 5$ übersteigen die Maxima für den Fall $I = 8{,}3$ jedoch die Maxima bei niedrigeren Impulsverhältnissen um mehr als das Doppelte. Daraus resultiert die stärkere Vermischung der beiden Strömungen im Falle von $I = 8{,}3$. Zudem wird deutlich, dass der Kühlluftstrahl bei $I = 8{,}3$ an der Position $x/D = 5$ zwei ausgeprägte Scherschichten aufweist, wobei die untere Scherschicht aus dem Umstand resultiert, dass heiße Hauptströmung in den Bereich zwischen der Kühlluft und der Wand eindringt. Bei einem niedrigeren Impulsverhältnis mit anliegendem Kühlluftstrahl existiert hingegen nur eine Scherschicht, wodurch die Wirkung des Kühlfilms über einen größeren Bereich aufrecht erhalten werden kann.

Die Profile für eine Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$ sind in den Abbildungen 6.23 und 6.24 dargestellt. Die Daten zeigen für diesen Fall deutlich geringere Unterschiede zwischen den einzelnen Impulsverhältnissen. Insbesondere kann kein

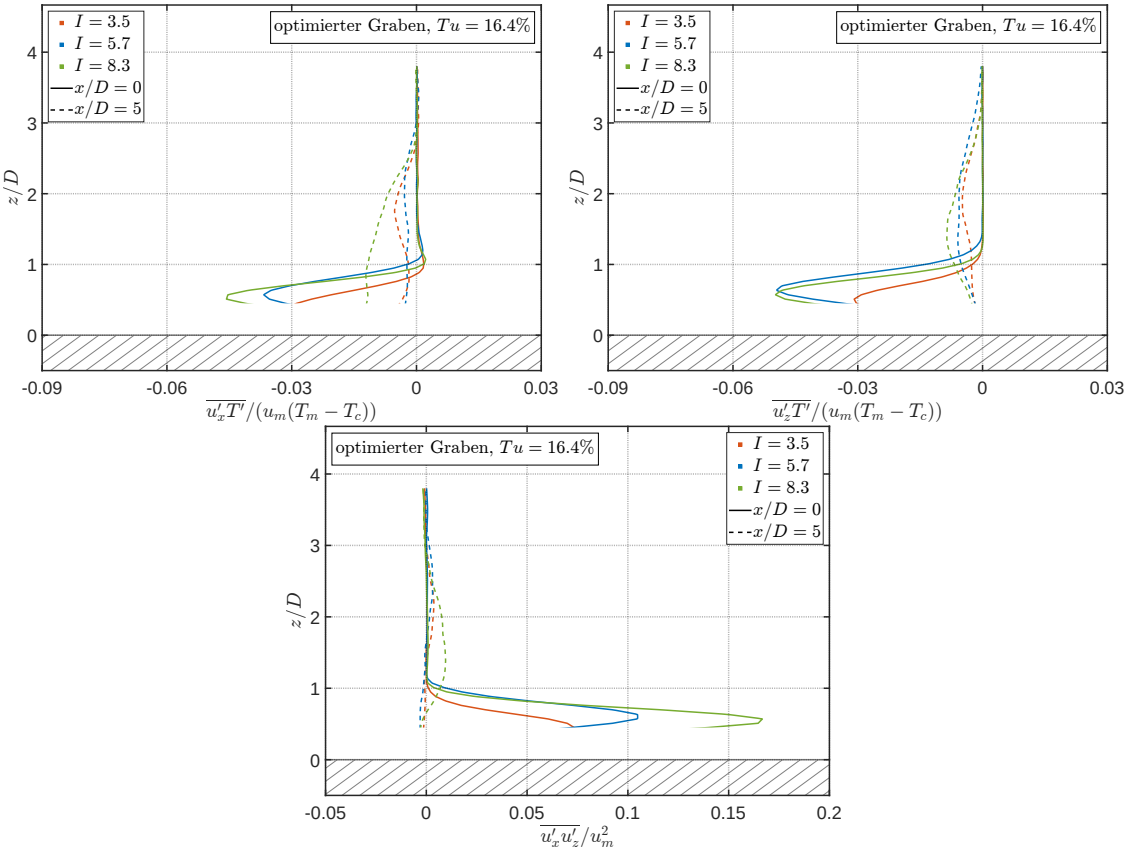

Abbildung 6.24: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Impulsverhältnisse bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Abhebeverhalten für das Impulsverhältnis $I = 8{,}3$ beobachtet werden. Zudem fällt auf, dass die Maxima der Geschwindigkeitsprofile an der Position $x/D = 0$ zwar mit den Werten für niedrige Hauptströmungsturbulenz vergleichbar sind, die resultierenden normierten Temperaturen im Bereich des Kühlfilms jedoch bereits deutlich reduziert sind. An der Position $x/D = 5$ ist die Wirkung der Kühlluft mit $\bar{\theta} \approx 0{,}1$ fast vollständig erloschen. Den Grund für die schnellere Auflösung des Kühlfilms zeigen die Profile der Geschwindigkeitsfluktuation. Bei $x/D = 0$ übersteigt die maximale Schwankung im Kühlluftstrahl σ_u/u_m die Werte bei niedrigerer Turbulenz um 0,05 bis 0,1, wodurch die Auflösung des Kühlfilms bereits kurz nach dessen Ausströmung aus der Grabenstruktur mit erhöhter Geschwindigkeit voranschreitet.

An der Position $x/D = 0$ zeigen die Profile des turbulenten Moments annähernd eine Verdoppelung ihres Maximums im Vergleich zum Fall mit $Tu = 5{,}3\,\%$. Im turbulenten Wärmestrom in x-Richtung machen sich die höheren Geschwindigkeitsfluktuationen hingegen kaum bemerkbar und in z-Richtung sind die Maxima sogar reduziert. Dies liegt daran, dass die Absolutwerte der normierten Temperatur bereits

deutlich reduziert sind, was zu einem geringeren Temperaturunterschied zwischen Hauptströmung und Kühlluft führt, und somit niedrigere Temperaturfluktuationen zur Folge hat. In der Berechnung des turbulenten Wärmestroms gleichen die niedrigeren Temperaturschwankungen die erhöhten Geschwindigkeitsschwankungen entsprechend aus. An der Position $x/D = 5$ zeigen schließlich alle drei Größen geringere Werte im Vergleich zum Fall mit $Tu = 5{,}3\,\%$, was durch die vorzeitige Auflösung des Kühlfilms erklärt werden kann.

Zusammenfassung der Erkenntnisse für die optimierte Grabengeometrie:

- Für den Fall mit $Tu = 5{,}3\,\%$ zeigen die Profile ein Abhebeverhalten des Kühlfilms mit $I = 8{,}3$, während bei niedrigeren Impulsverhältnissen der Kühlfilm an der Oberfläche anliegt.

- Der abgehobene Kühlluftstrahl erzeugt zwei Scherschichten, wodurch eine stärkere Vermischung mit der Hauptströmung erfolgt und die normierte Temperatur über die Lauflänge schneller abnimmt.

- Während die Maxima der turbulenten Wärmeströme und des turbulenten Moments bei $x/D = 0$ für alle drei Impulsverhältnisse ähnliche Werte aufweisen, sind die Werte an der Position $x/D = 5$ im Falle des abgelösten Kühlfilms doppelt so hoch wie bei den anliegenden Strömungen.

- Eine höhere Hauptströmungsturbulenz führt zu einer stärkeren Vermischung der beiden Strömungen, sodass die normierte Temperatur des Kühlfilms an der Position $x/D = 0$ bereits unter $\bar{\theta} < 0{,}5$ fällt und an der Position $x/D = 5$ den Wert $\bar{\theta} \approx 0{,}1$ erreicht. An der Position $x/D = 5$ hat sich der Kühlfilm somit nahezu vollständig aufgelöst.

- Die stärkere Vermischung im Falle von $Tu = 16{,}4\,\%$ führt an der Position $x/D = 0$ zu einer Verdoppelung des turbulenten Moments gegenüber $Tu = 5{,}3\,\%$, während die turbulenten Wärmeströme aufgrund der geringeren Temperaturunterschiede zwischen Hauptströmung und Kühlluft nicht ansteigen.

- Ein Abheben des Kühlfilms für den Fall $I = 8{,}3$ kann bei erhöhter Hauptströmungsturbulenz nicht beobachtet werden.

Geometrievergleich

Abbildung 6.25 zeigt die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile für ein Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und niedriger Hauptströmungsturbulenz ($Tu = 5{,}3\,\%$). An der Position $x/D = 0$ weist die Kühlluftströmung aus der Effusionsbohrung die höchste maximale Geschwindigkeit auf. Dies liegt daran, dass die Kühlluft ungehindert in die Hauptströmung eindringen kann, während im Falle der beiden Grabengeometrien der Strömungsimpuls der Kühlluft durch den Aufprall auf die stromab gelegene Wand des Grabens reduziert wird. Dabei zeigt die gerade Grabengeometrie eine

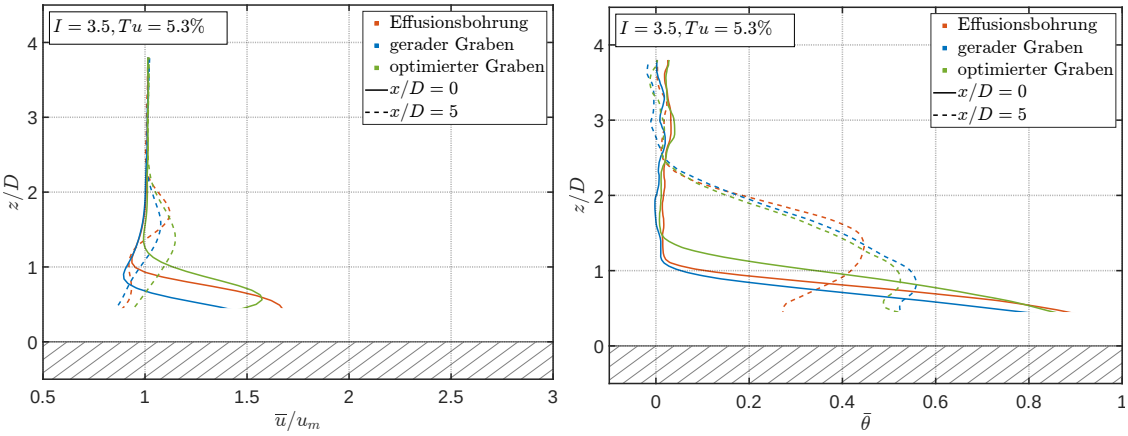

Abbildung 6.25: Profile von Kühlfilmströmungen an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Filmkühlgeometrien bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Links: Normierte Geschwindigkeit. Rechts: Normierte Temperatur.

stärkere Reduzierung als die optimierte Grabengeometrie. Dies kann durch die unterschiedlichen Konturen der beiden Gräben erklärt werden. Im Falle der geraden Grabengeometrie verläuft der Graben senkrecht zur Strömungsrichtung und erzeugt dadurch eine maximale Impulsreduzierung. Der optimierte Graben verläuft hingegen schräg vom Bohrungsaustritt weg, sodass die Impulsreduzierung geringer ist. Weiter stromab, an der Position $x/D = 5$, übersteigt die maximale Strömungsgeschwindigkeit im Falle der optimierten Grabengeometrie schließlich das Maximum für den Fall der Effusionsbohrung, wenngleich der Unterschied im Absolutwert gering ist. Gleichzeitig befindet sich das Geschwindigkeitsmaximum im Falle der optimierten Grabengeometrie näher an der Oberfläche. Die Geschwindigkeitsverteilungen zeigen somit, dass der Kühlfilm der optimierten Grabengeometrie im Vergleich zur Effusionsbohrung besser an der Oberfläche anliegt und sich weniger stark mit der umgebenden Strömung vermischt. Dieser Effekt wirkt sich analog auf die normierte Temperatur aus. Während an der Position $x/D = 0$ alle drei Geometrien eine ähnliche Temperaturverteilung aufweisen, ist an der Position $x/D = 5$ im Falle der Effusionsbohrung die normierte Temperatur und damit die maximal mögliche Kühlwirkung bereits deutlich stärker gefallen. Zudem ist das Maximum der Temperaturverteilung weiter von der Oberfläche entfernt, was bedeutet, dass heiße Luft zwischen Kühlluftstrahl und Oberfläche eingedrungen ist und die zu erwartende Kühlwirkung weiter reduziert. Zwischen den beiden Grabengeometrien sind an beiden Positionen hingegen keine signifikanten Unterschiede erkennbar.

Eine Erhöhung der Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$ auf $Tu = 16{,}4\,\%$ (Abbildung 6.26) führt zu einer starken Veränderung der Strömungsfelder. An der Position $x/D = 0$ zeigen sich die größten Unterschiede im Falle der optimierten Grabengeometrie. Das Maximum des Geschwindigkeitsprofils liegt etwas näher an der Oberfläche, während das Maximum der normierten Temperatur um über 50 % auf $\bar{\theta} < 0{,}4$ gefallen ist. Dies bedeutet, dass eine verstärkte Vermischung von Kühlluft

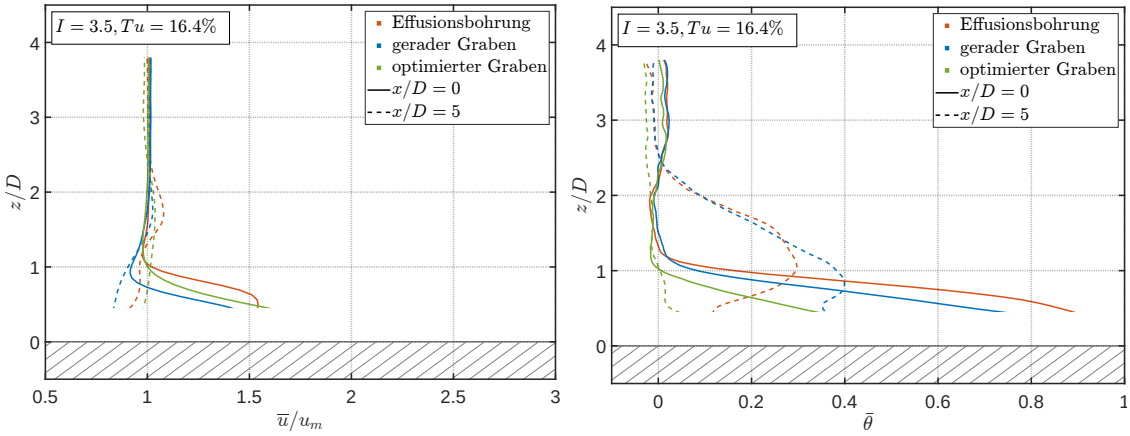

Abbildung 6.26: Profile von Kühlfilmströmungen an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Filmkühlgeometrien bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Links: Normierte Geschwindigkeit. Rechts: Normierte Temperatur.

und Hauptströmung im Graben oder zwischen der Kühlluftausblasung und der Position $x/D = 0$ stattfindet[6]. An der Position $x/D = 5$ weisen die Geschwindigkeitsverteilungen der beiden Grabengeometrien keine ausgeprägten Maxima mehr auf, was vermuten lässt, dass die Kühlluft bereits vollständig mit der umgebenden Strömung vermischt ist. Die Temperaturverteilung zeigt jedoch einen deutlichen Unterschied zwischen den beiden Grabengeometrien. Während der gerade Graben mit einer maximalen normierten Temperatur von $\bar{\theta} \approx 0{,}4$ im Vergleich der drei Geometrien am besten abschneidet, ist die normierte Temperatur im Falle des optimierten Grabens bereits auf null gefallen. Somit wird deutlich, dass die optimierte Grabengeometrie am stärksten durch die hohe Hauptströmungsturbulenz beeinflusst wird.

Die Erkenntnisse für $I = 3{,}5$ sind überwiegend auf den Fall mit $I = 5{,}7$ übertragbar, weshalb nachfolgend lediglich Abweichungen davon diskutiert werden. Bei niedriger Hauptströmungsturbulenz (Abbildung 6.27) ist an der Position $x/D = 5$ nun ein etwas größerer Unterschied im Abhebeverhalten der beiden Grabengeometrien erkennbar. Die Strömung aus dem optimierten Graben liegt am besten an der Oberfläche an (Maximum bei $z/D \approx 1$), während die Strömung aus dem geraden Graben das Maximum bei $z/D \approx 1{,}6$ aufweist. Mit $z/D \approx 2$ ist das Maximum für den Fall der Effusionsbohrung am weitesten von der Oberfläche entfernt. Diese Verschiebung des Maximums in z-Richtung zeigt sich analog in der Verteilung der normierten Temperatur. Die unterschiedliche Entfernung der Kühlluft von der Oberfläche führt für die beiden Grabengeometrien jedoch nicht zu einem signifikanten Unterschied im Absolutwert des Maximums, während die Strömung aus der Effusionsbohrung ein etwas geringeres Maximum aufweist.

[6]Es wird darauf hingewiesen, dass die stromab gelegene Bohrungskante im Falle der optimierten Grabengeometrie an der Position $x/D = -1$ liegt und in der betrachteten Schnittebene ($y/D = 0$) die Kühlluftausblasung somit an der Position $x/D = -1$ endet (vgl. Abbildung 3.3).

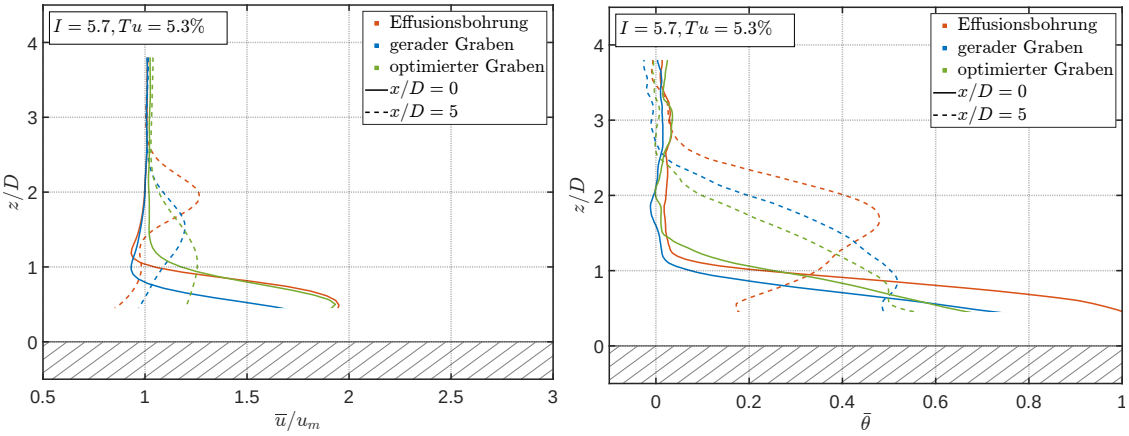

Abbildung 6.27: Profile von Kühlfilmströmungen an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Filmkühlgeometrien bei einem Impulsverhältnis von $I = 5{,}7$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Links: Normierte Geschwindigkeit. Rechts: Normierte Temperatur.

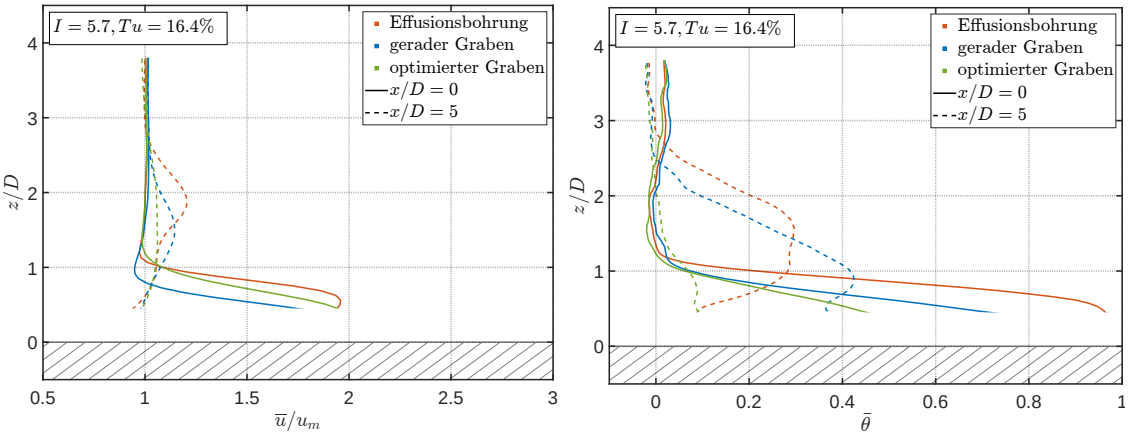

Abbildung 6.28: Profile von Kühlfilmströmungen an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Filmkühlgeometrien bei einem Impulsverhältnis von $I = 5{,}7$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Links: Normierte Geschwindigkeit. Rechts: Normierte Temperatur.

Für $Tu = 16{,}4\,\%$ sind die Daten von $I = 3{,}5$ und $I = 5{,}7$ ebenfalls grundsätzlich vergleichbar. An der Position $x/D = 5$ sind nun jedoch auch für die Strömungen aus den beiden Grabengeometrien Maxima erkennbar. Dies kann durch den erhöhten Kühlluftmassenstrom erklärt werden, wodurch der Kühlfilm über eine längere Strecke seine Wirkung aufrecht erhalten kann. In der normierten Temperatur zeigt sich dies insbesondere für die optimierte Grabengeometrie, die nun mit $\bar{\theta} \approx 0{,}1$ immerhin eine geringe Kühlwirkung durch eine Temperaturreduzierung in Wandnähe erzeugt.

Abbildung 6.29 zeigt den Geometrievergleich für $I = 8{,}3$ und niedriger Hauptströmungsturbulenz. Die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen für die Ef-

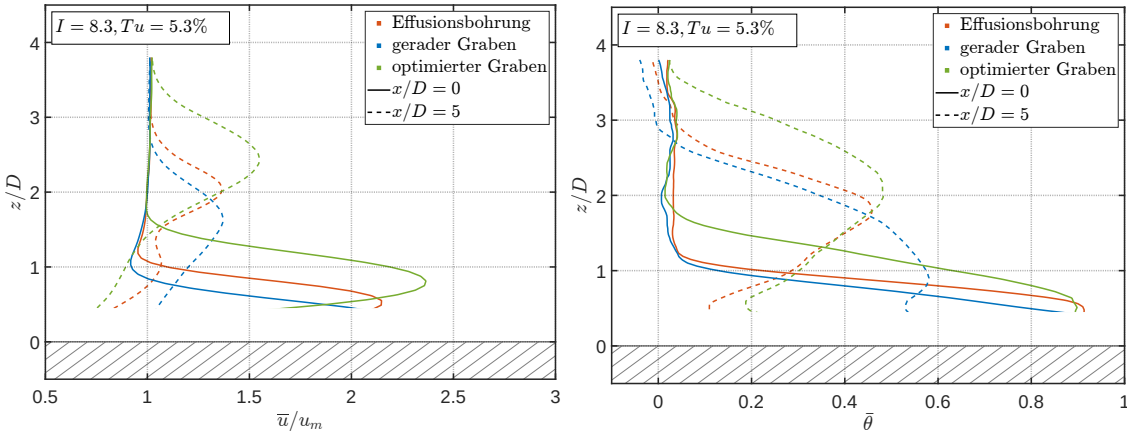

Abbildung 6.29: Profile von Kühlfilmströmungen an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Filmkühlgeometrien bei einem Impulsverhältnis von $I = 8{,}3$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$. Links: Normierte Geschwindigkeit. Rechts: Normierte Temperatur.

fusionsbohrung und die gerade Grabengeometrie entsprechen dabei den Ergebnissen der niedrigeren Impulsverhältnisse. Der Kühlluftstrahl aus der Effusionsbohrung hebt etwas weiter von der Oberfläche ab, was auf die Impulsreduzierung durch den Graben zurückzuführen ist. Die Temperaturverteilung bildet das Geschwindigkeitsfeld entsprechend ab, wobei die gerade Grabengeometrie an der Position $x/D = 5$ eine höhere normierte Temperatur im Bereich der Kühlfilmströmung aufweist.

Der Kühlluftstrahl aus der optimierten Grabengeometrie weicht in diesem Fall jedoch von der zuvor beobachteten Systematik ab. An beiden betrachteten Positionen hebt der Strahl stärker als erwartet von der Oberfläche ab und die Absolutwerte der Geschwindigkeitsmaxima übertreffen die entsprechenden Werte der beiden anderen Geometrien. Im direkten Vergleich überrascht das Abhebeverhalten zusätzlich, indem das Maximum der optimierten Grabengeometrie weiter von der Oberfläche entfernt ist als das Maximum im Falle der Effusionsbohrung. Dies kann jedoch durch die unterschiedliche Lage der Bohrung in x-Richtung erklärt werden. Die Verschiebung zeigt sich analog in den Werten für die normierte Temperatur, wobei das Maximum an der Position $x/D = 5$ auf den Wert der Effusionsbohrung gefallen ist. Die aufgezeichneten Daten der Massenstromregler bestätigen, dass der reale Massenstrom im Experiment nicht von den berechneten Werten abgewichen ist. Daher muss die Beschleunigung der Strömung im Falle der optimierten Grabengeometrie eine andere Ursache haben, die anhand der vorhandenen Daten nicht abschließend geklärt werden kann. Es wird jedoch vermutet, dass der erhöhte Impuls der Strömung durch die schräge Grabengeometrie nicht nennenswert reduziert wird und sich somit ein Strömungsfeld ergibt, das mit dem Fall der Effusionsbohrung vergleichbar ist.

Im Falle erhöhter Hauptströmungsturbulenz ($Tu = 16{,}4\,\%$, Abbildung 6.30) zeigen die Daten kein unerwartetes Abhebeverhalten im Falle der optimierten Graben-

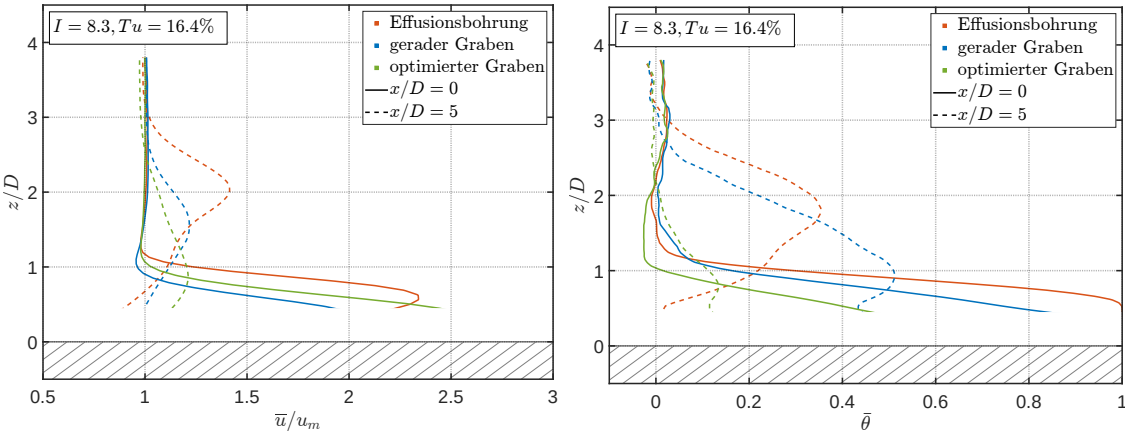

Abbildung 6.30: Profile von Kühlfilmströmungen an den Positionen $x/D = 0$ und 5. Vergleich verschiedener Filmkühlgeometrien bei einem Impulsverhältnis von $I = 8{,}3$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Links: Normierte Geschwindigkeit. Rechts: Normierte Temperatur.

geometrie. Dabei übersteigt das Maximum in der Geschwindigkeitsverteilung an der Position $x/D = 0$ wie bei $Tu = 5{,}3\,\%$ die Maxima der beiden anderen Geometrien. An der Position $x/D = 5$ ist das Maximum jedoch auf dasselbe Niveau wie das der geraden Grabengeometrie gefallen und liegt deutlich unterhalb des Maximums der Effusionsbohrung. Außerdem liegt der Kühlfilm aus der optimierten Grabengeometrie am besten an der Oberfläche an, während die Kühlluftstrahlen der beiden anderen Geometrien weiter von der Oberfläche entfernt liegen. Die Temperaturverteilung entspricht dabei den Ergebnissen mit $I = 5{,}7$.

Zusammenfassung der Erkenntnisse aus dem Geometrievergleich:

- Die Kühlluftströmung aus der Effusionsbohrung hebt im Allgemeinen stärker von der Oberfläche ab als die Strömungen aus den beiden Grabengeometrien.
- Eine erhöhte Hauptströmungsturbulenz führt zu einer stärkeren Vermischung der Strömungen, wobei insbesondere die Grabengeometrien an der Position $x/D = 5$ eine reduzierte Geschwindigkeit im Kühlluftstrahl aufweisen.
- Bei niedriger Hauptströmungsturbulenz zeigen die beiden Grabengeometrien nur einen geringen Unterschied in der Temperaturverteilung, während die Effusionsbohrung an der Position $x/D = 5$ im Vergleich eine etwas niedrigere normierte Temperatur aufweist. Ein signifikanter Vorteil der optimierten Grabengeometrie gegenüber der geraden Grabengeometrie ist jedoch nicht ersichtlich.
- Bei hoher Hauptströmungsturbulenz zeigt die gerade Grabengeometrie die beste Temperaturverteilung über der Oberfläche. Der Kühlfilm liegt nah an der Oberfläche an und bietet eine vergleichsweise hohe normierte Temperatur. Im Fall der optimierten Grabengeometrie weist die Strömung bereits bei $x/D = 0$ eine signifikant niedrigere normierte Temperatur auf.

- Eine Ausnahme von den beschrieben Ergebnissen stellt der Fall mit $I = 8{,}3$ und niedriger Hauptströmungsturbulenz dar. Die Strömungsfelder zeigen ein unerwartetes Abheben der Strömung aus der optimierten Grabengeometrie, dessen Ursache anhand der vorhandenen Messdaten nicht abschließend erklärt werden kann.

6.2.3 Instantane Strömungsfelder

In diesem Abschnitt werden charakteristische Phänomene der untersuchten Kühlfilmströmungen exemplarisch für $I = 3{,}5$ vorgestellt und diskutiert. Dazu werden ausgewählte Ereignisse in Form von Serien aus fünf Einzelbildern dargestellt, wobei für eine vollständige Erfassung des Ereignisses der zeitliche Abstand der Einzelbilder individuell angepasst wurde. Die Einzelbilder zeigen das normierte instantane Temperaturfeld in Form von Konturdiagrammen und die zugehörigen Geschwindigkeitsfluktuationen in Form eines Vektorfeldes. Für den Vergleich unterschiedlicher Hauptströmungsturbulenzen werden die Ergebnisse ohne Turbulenzgenerator ($Tu = 5{,}3\,\%$) und mit Wirbelgenerator ($Tu = 22{,}7\,\%$) präsentiert. Die Ergebnisse mit Wirbelgenerator wurden gewählt, da die Hauptströmung eine hohe Periodizität aufweist und einzelne Phänomene deshalb besser sichtbar werden. Nichtsdestotrotz können die beschriebenen Phänomene in ähnlicher Form auch bei den Testfällen mit aktivem Turbulenzgitter beobachtet werden. In Abschnitt A.3 sind ergänzend entsprechende Bilderserien für den Fall mit aktivem Turbulenzgitter ($Tu = 16{,}4\,\%$) abgebildet. Nachfolgend werden Effusionsbohrungen und die gerade Grabengeometrie unterschieden, da somit die Effekte bei abgehobenen und anliegenden Kühlfilmen diskutiert werden können.

Effusionsbohrung

In Abbildung 6.31 ist das typische Strömungsfeld im Nachlauf einer klassischen Effusionsbohrung bei niedriger Hauptströmungsturbulenz ($Tu = 5{,}3\,\%$) dargestellt. Die Kühlluft hebt von der Oberfläche ab, sodass die heiße Luft der Hauptströmung die Wand erreicht. Die weiß gestrichelte Linie symbolisiert den Verlauf der zentralen Stromlinie der Kühlluft, die aus dem mittleren Geschwindigkeitsfeld berechnet wurde. Ein Vergleich der Einzelbilder mit der zentralen Stromlinie zeigt eine geringe räumliche Schwankung des Kühlluftstrahls um den Mittelwert.

Der allgemein niedrige Turbulenzgrad in der Hauptströmung wird durch die überwiegend kurzen Vektoren der Geschwindigkeitsfluktuationen in den entsprechenden Bereichen deutlich. Bei detaillierter Betrachtung der Einzelbilder kann jedoch ein einzelner Wirbel identifiziert werden, der bei $z/D \approx 2$ in den Messbereich eintritt und auf den Kühlfilm trifft. Lage und Drehrichtung des Wirbels sind in den Einzelbildern durch einen rotierenden weißen Pfeil markiert. Obwohl der Wirbel von $t = 1{,}5\,\mathrm{ms}$ bis $6\,\mathrm{ms}$ mit der Kühlluft interagiert, folgt der Kühlluftstrahl der zentralen Stromlinie und es kommt zu keiner signifikanten Änderung im Strömungsfeld.

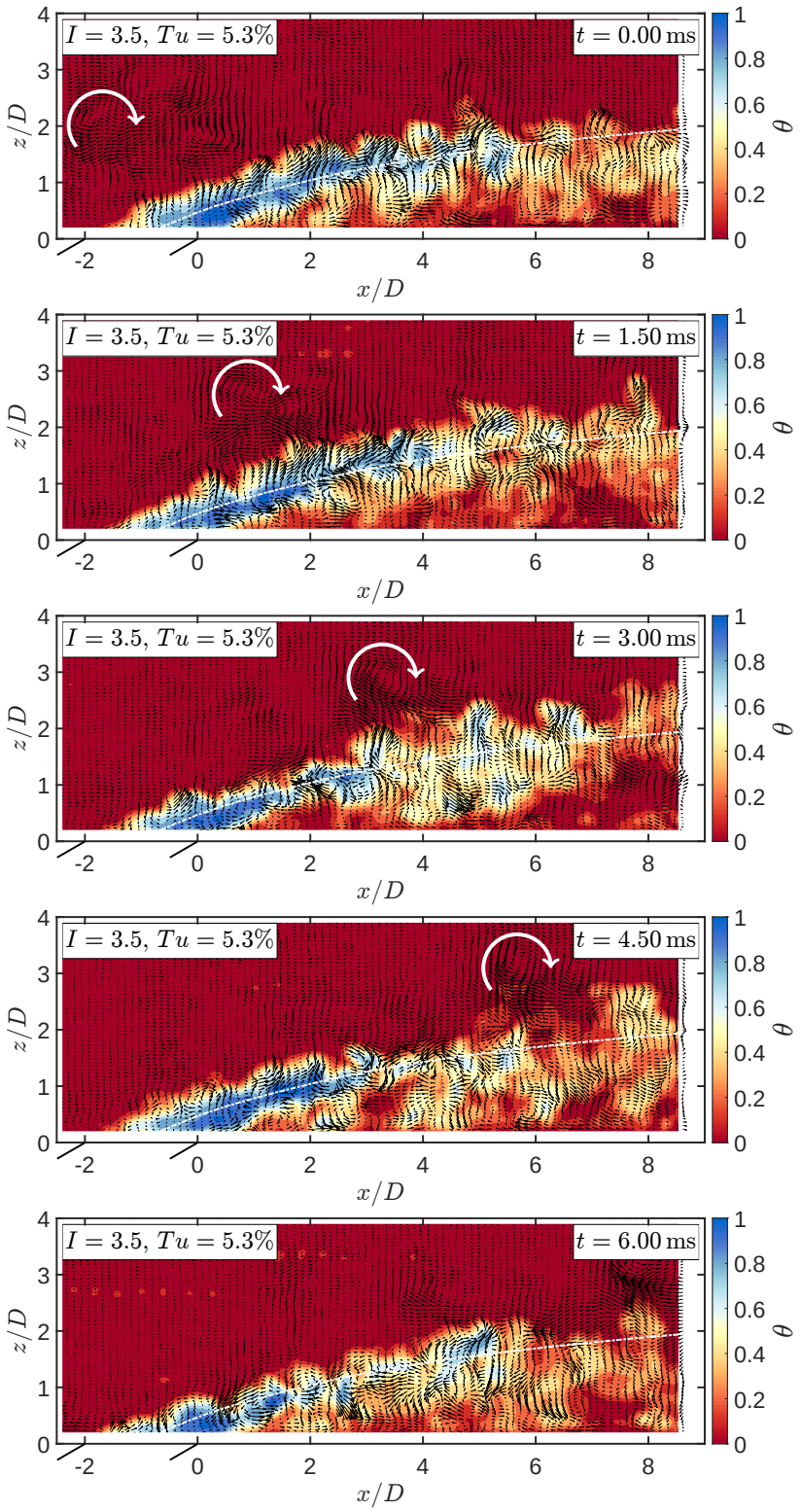

Abbildung 6.31: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$ – Einzelner Wirbel passiert den Kühlluftstrahl.

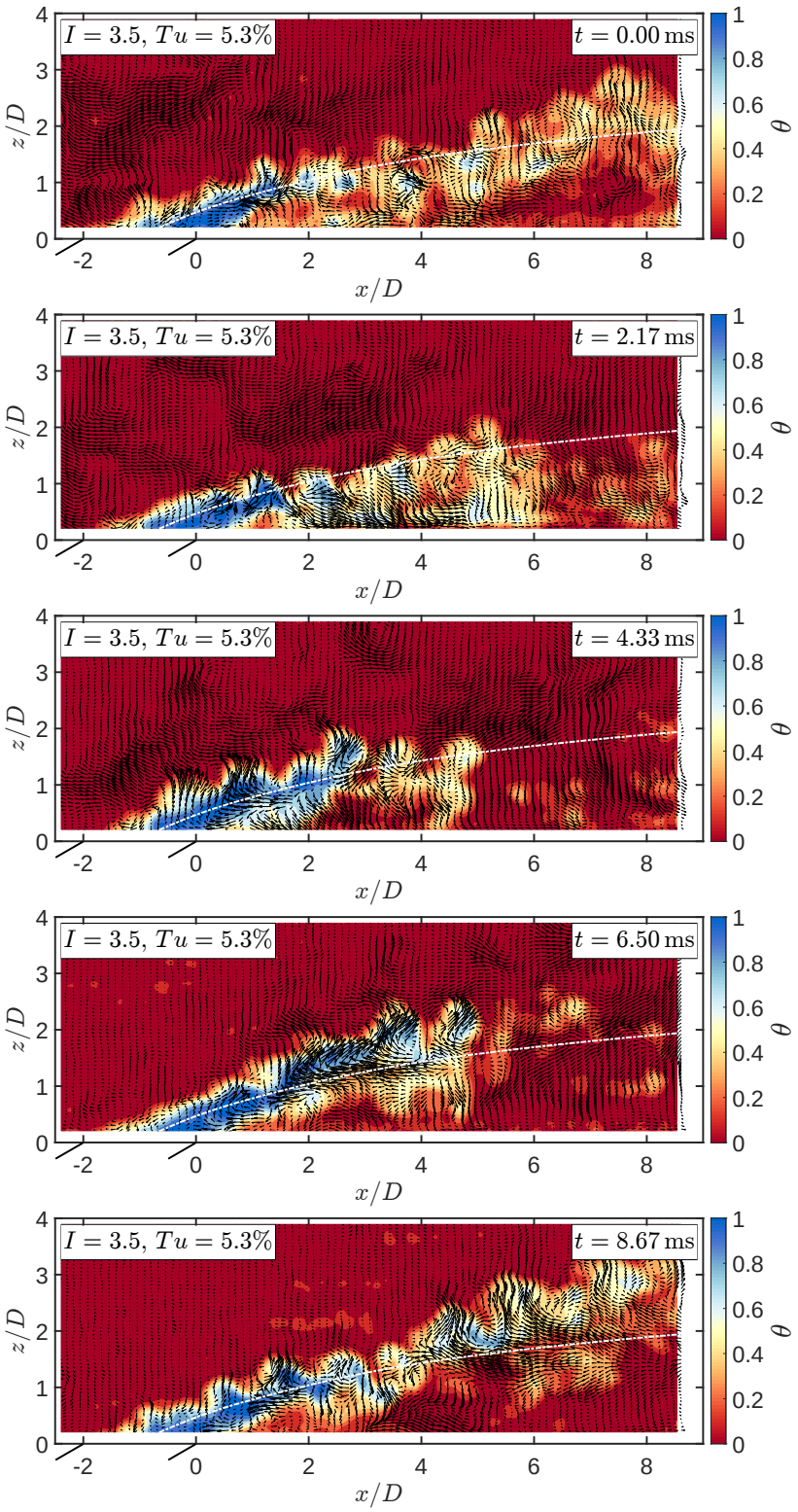

Abbildung 6.32: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$ – Kühlluftstrahl reißt ab.

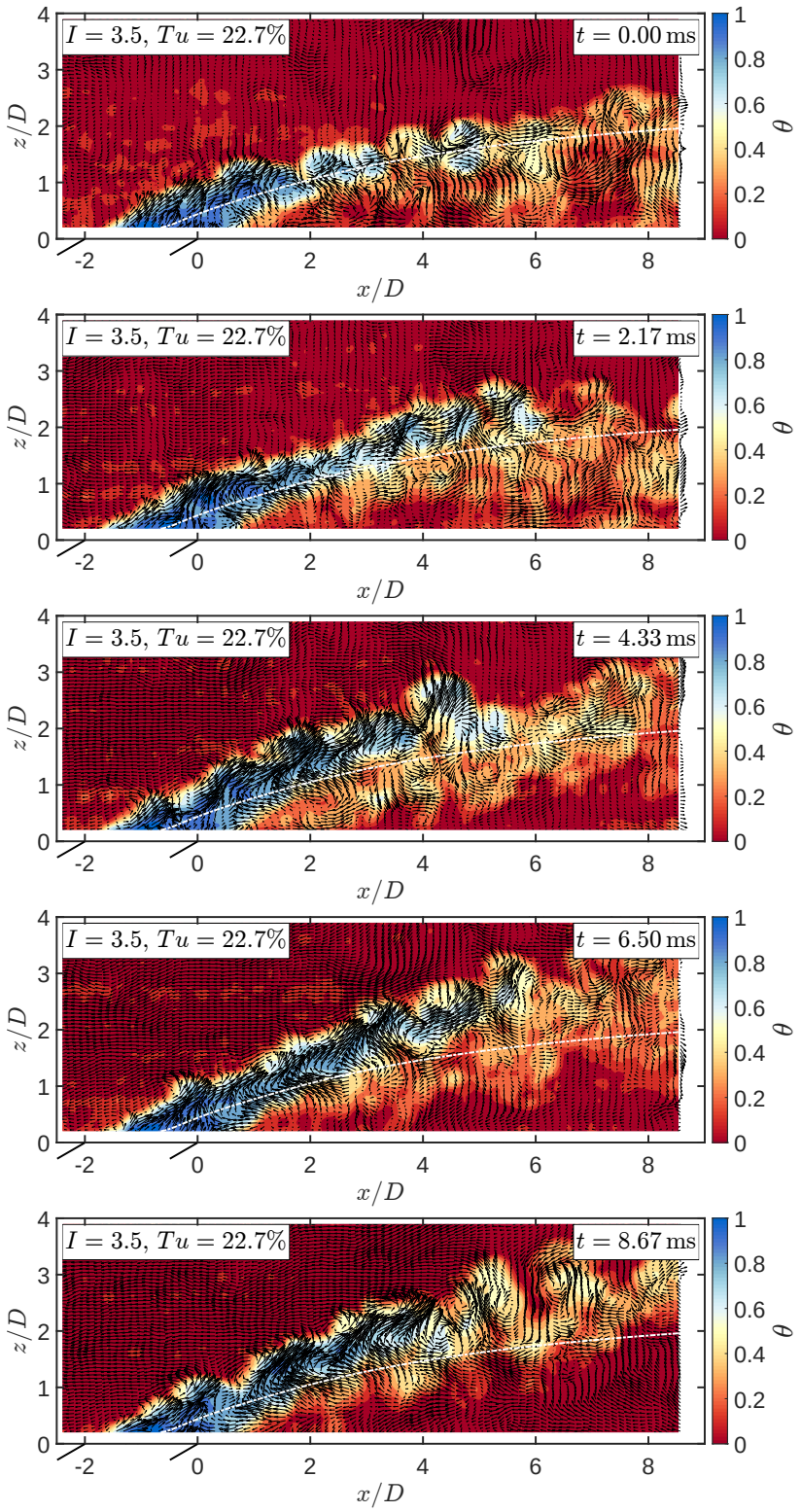

Abbildung 6.33: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 22{,}7\,\%$ – Schwankung des Kühlluftstrahls um die zentrale Stromlinie.

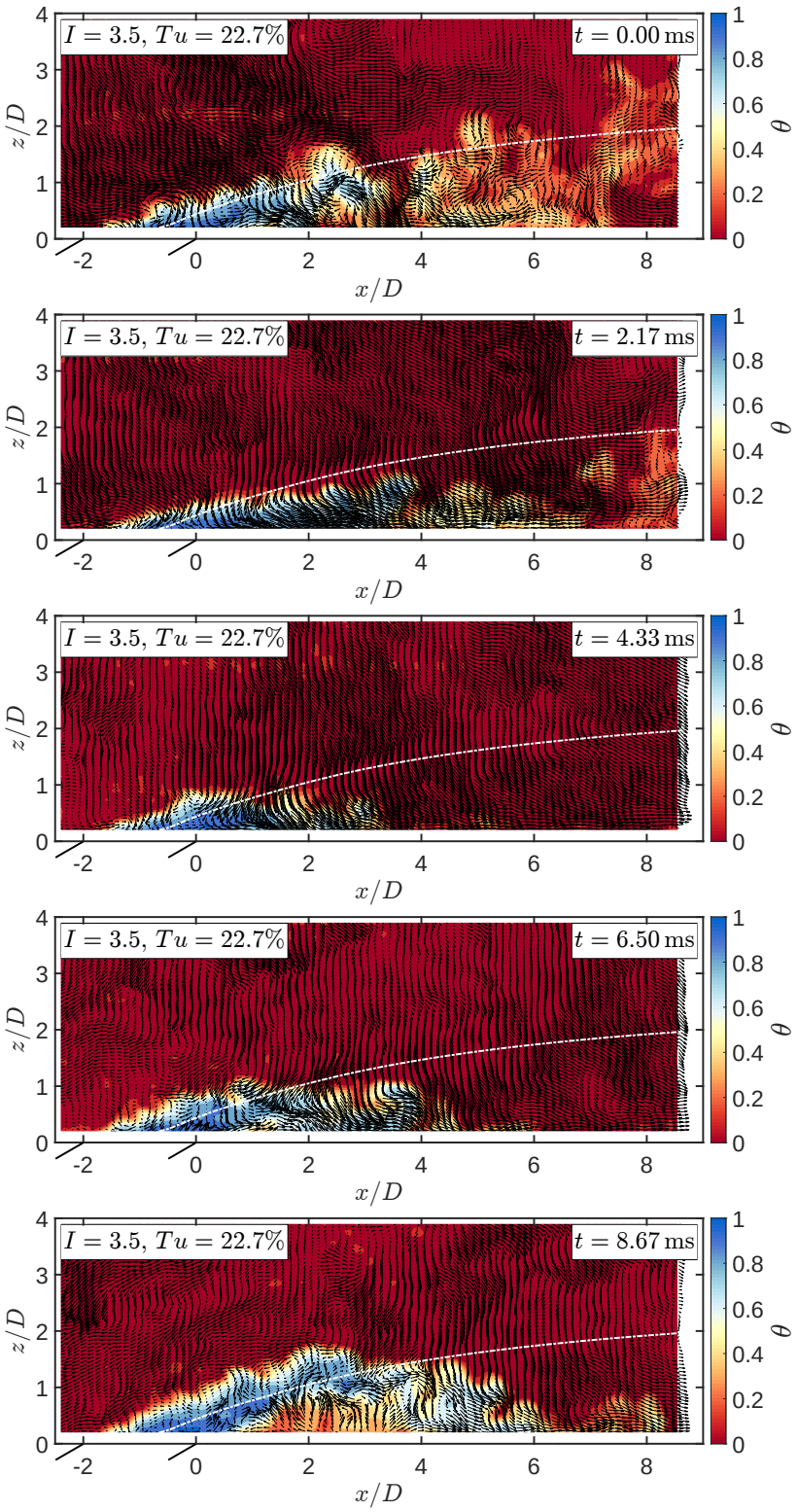

Abbildung 6.34: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlluftstrahl wird zurückgedrängt.

Starke Schwankungen in der Hauptströmung können aufgrund der niedrigen Turbulenz nur selten beobachtet werden. Abbildung 6.32 zeigt eine solche Situation. Zu Beginn der Bilderserie ($t = 0\,\mathrm{ms}$) weist der Kühlluftstrahl noch seine typische Form auf, während in der Hauptströmung bereits erhöhte Geschwindigkeitsfluktuationen beobachtet werden können. Zum Zeitpunkt $t = 2{,}17\,\mathrm{ms}$ wird der Kühlluftstrahl dann signifikant von der mittleren Strahltrajektorie ausgelenkt und auf die Oberfläche gedrückt. Anschließend ist der Kühlluftstrahl verkürzt und bildet sich erst etwa 6,5 ms nach der Auslenkung wieder vollständig aus. Die Verkürzung des Kühlluftstrahls kann entweder dadurch erklärt werden, dass sich die kalte Luft ab $x/D \approx 5$ bereits vollständig mit der heißen Strömung vermischt hat, oder der Kühlluftstrahl an diesem Punkt die Messebene in lateraler Richtung verlassen hat. Letzteres kann aufgrund des experimentellen Aufbaus und der damit verbundenen Fokussierung auf die Messebene $y/D = 0$ nicht abschließend verifiziert werden. Insgesamt kann jedoch festgehalten werden, dass ab $x/D \approx 2$ eine signifikante Abweichung des Strahls vom mittleren Strömungsfeld auftritt und die Annäherung des Kühlluftstrahls an die Wand zum Zeitpunkt $t = 8{,}67\,\mathrm{ms}$ durch ein verstärktes Abheben kompensiert wird.

Die Auswirkung erhöhter Hauptströmungsturbulenz auf die Kühlfilmströmung kann beispielhaft in Abbildung 6.33 beobachtet werden. Wie im Falle niedriger Turbulenz ist der Kühlluftstrahl von der Oberfläche abgehoben. Das Vektorfeld zeigt jedoch eine deutlich höhere Schwankung des Geschwindigkeitsfeldes in der Hauptströmung und im Bereich der Kühlluft. Der Vergleich mit der mittleren zentralen Stromlinie zeigt zudem, dass die Lage des Kühlluftstrahls stärker vom Mittelwert abweicht. Im konkreten Fall entfernt sich der Kühlluftstrahl kurzzeitig weiter von der Oberfläche, was einem stärkeren Abhebeverhalten entspricht. Gleichzeitig gibt es Situationen im zeitlichen Verlauf, in denen der Kühlluftstrahl Richtung Oberfläche abgelenkt wird. Die regelmäßigen Abweichungen vom Mittelwert können dadurch erklärt werden, dass die Turbulenz der Hauptströmung Druckschwankungen erzeugt, die sich auch im Plenum für die Kühlluftversorgung ausbreiten. Da das Plenum wie ein sogenannter Helmholtz-Resonator fungiert (Sperling u. a., 2021), können spezifische Frequenzen zudem verstärkt werden. Dadurch oszilliert der Kühlluftmassenstrom um seinem theoretischen Mittelwert und das Abhebeverhalten des Kühlluftstrahls passt sich entsprechend an das instantane Impulsverhältnis an. Der ständige Wechsel zwischen Aufwärts- und Abwärtsbewegung führt zu einer Aufweitung des Kühlluftstrahls im mittleren Strömungsfeld. Die Einzelbilder zeigen jedoch, dass diese Aufweitung nicht durch eine Art Zerstäubung der Kühlluft erklärt werden kann, sondern lediglich die Oszillation des Strahls widerspiegelt.

Ergänzend zu Abbildung 6.33 zeigt Abbildung 6.34 eine Situation, in der der Kühlluftstrahl durch eine extreme Geschwindigkeitsschwankung in der Hauptströmung Richtung Oberfläche gedrückt und annähernd vollständig aufgelöst wird. Dies führt dazu, dass die Kühlluft zunächst an der Oberfläche anliegt, was grundsätzlich positiv zu bewerten wäre, in der Folge jedoch heiße Luft der Hauptströmung die Oberfläche ab $x/D \approx 3$ ungehindert erreichen kann. Es wird daher erwartet, dass der Wärmeübergang gesteigert und in Summe ein höherer Wandwärmestrom erzeugt wird. Anschließend baut sich der Kühlluftstrahl langsam wieder auf, wo-

bei der Strahl zum Zeitpunkt $t = 8{,}67\,\mathrm{ms}$ die mittlere Stromlinie noch nicht wieder vollständig erreicht hat.

Zusammenfassend zeigen die Daten mit erhöhter Hauptströmungsturbulenz signifikante Abweichungen vom Mittelwert ab $x/D = 0$, während bei niedriger Hauptströmungsturbulenz nur kurzfristige und geringe Abweichungen ab $x/D = 2$ beobachtet werden können. Insgesamt ist daher davon auszugehen, dass ein erhöhter Turbulenzgrad in der Hauptströmung die Kühlwirkung von Effusionsbohrungen maßgeblich reduziert.

Gerade Grabengeometrie

Für den Fall der geraden Grabengeometrie ist ein typisches Strömungsbild bei niedriger Hauptströmungsturbulenz in Abbildung 6.35 dargestellt. Die Strömungsfelder zeigen, dass die Kühlluft an der Oberfläche anliegt und dadurch einen isolierenden Film zwischen der Hauptströmung und der Oberfläche bildet. Erneut wurde eine Bilderserie gewählt, in der ein Wirbel mit der Hauptströmung in den Messbereich eintritt und anschließend mit dem Kühlfilm interagiert. Wiederum sind die Lage des Wirbels und dessen Drehrichtung in den Einzelbildern durch einen weißen gebogenen Pfeil markiert und die zeitliche Entwicklung der Strömungsfelder zeigt, wie im Falle der Effusionsbohrung (Abbildung 6.31), dass der Einfluss des Wirbels auf den Kühlfilm allgemein gering ist. Zu den Zeitpunkten $t = 1{,}5\,\mathrm{ms}$ und $3\,\mathrm{ms}$ kann allerdings heiße Luft beobachtet werden, die an den Positionen $x/D = 4$ bzw. 6 in den Kühlfilm eingedrungen ist und dadurch kurzzeitig in direkten Kontakt mit der Wand kommt. Die Größe der heißen Fluidpakete nimmt zwischen den zwei Zeitpunkten zu, weshalb davon ausgegangen werden muss, dass die Hauptströmung lateral in den Kühlfilm eindringt und deshalb erst zu einem späteren Zeitpunkt vollständig in der Messebene sichtbar wird. Dieses Phänomen kann im Zeitsignal auch unabhängig von vergleichbaren Wirbeln in der Hauptströmung beobachtet werden und stellt somit ein zufälliges Phänomen anliegender Filmkühlströmungen dar. Abgesehen davon kann zum Zeitpunkt $t = 6\,\mathrm{ms}$ ein leichtes Abheben des Kühlfilms im Bereich $x/D = 6$ bis 8 beobachtet werden, während der Wirbel den Bereich passiert. Dies führt in der Folge jedoch nicht zu einem nachhaltigen Abheben des gesamten Kühlfilms, weshalb keine nennenswerte Reduzierung der Kühlleistung durch den Einfluss des Wirbels zu erwarten ist.

Der Einfluss erhöhter Hauptströmungsturbulenz kann bei der geraden Grabengeometrie in unterschiedlichen Ausprägungen beobachtet werden. Abbildung 6.36 zeigt beispielsweise, dass sich der Kühlfilm aufgrund eines eindringenden Wirbels erst zurückzieht ($t = 3\,\mathrm{ms}$) und anschließend von der Oberfläche abhebt ($t = 6\,\mathrm{ms}$). Dadurch kann im Bereich $x/D = 5$ bis 8 heiße Luft die Oberfläche erreichen, wodurch die Kühlwirkung reduziert ist. Ein ähnliches Phänomen kann in Abbildung 6.37 beobachtet werden. In diesem Fall wird der Kühlfilm durch die Geschwindigkeitsschwankungen in der Hauptströmung zurückgedrängt, wobei sich Teile des Kühlfilms ablösen und ebenfalls heiße Luft in den Kühlfilm eindringt. Ein entgegengesetztes

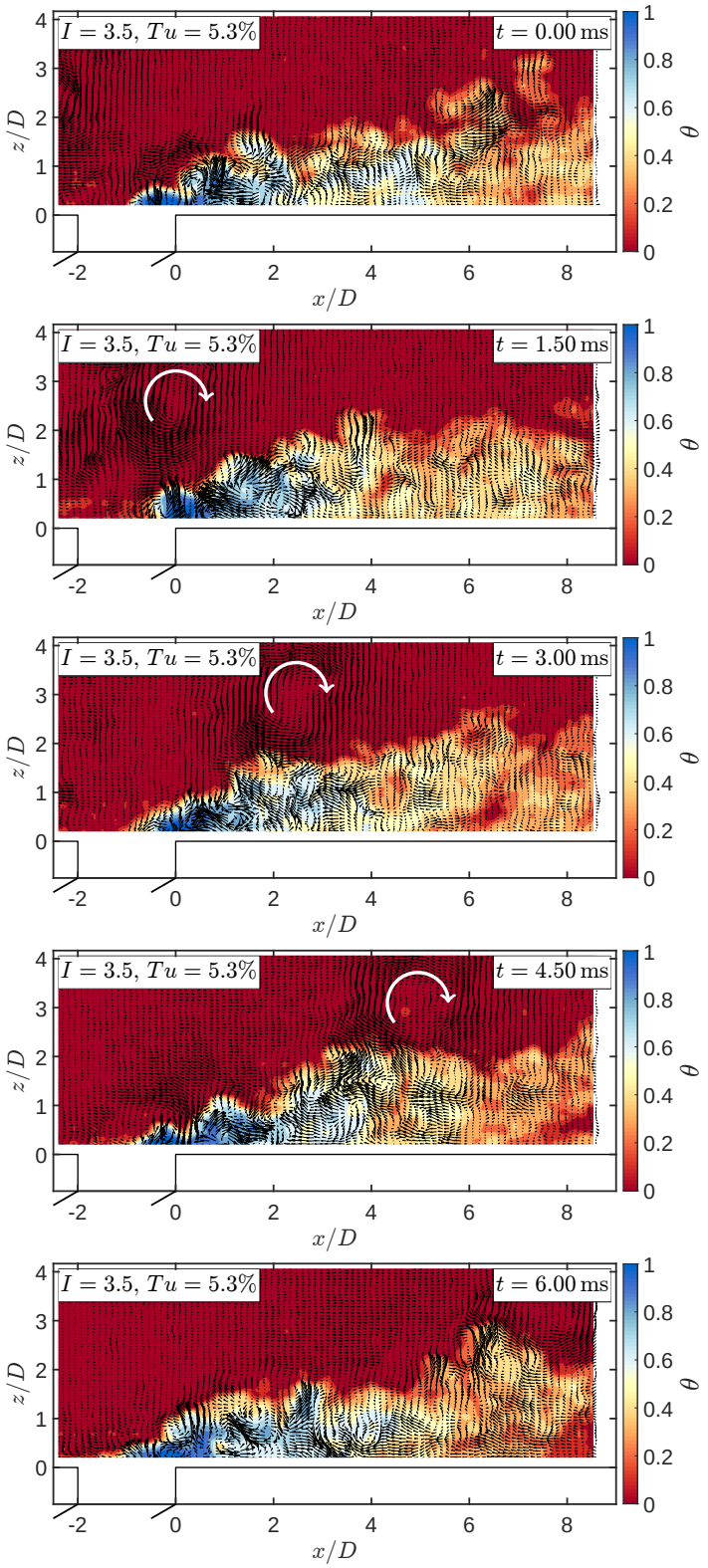

Abbildung 6.35: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 5{,}3\,\%$ – Einzelner Wirbel passiert den Kühlfilm.

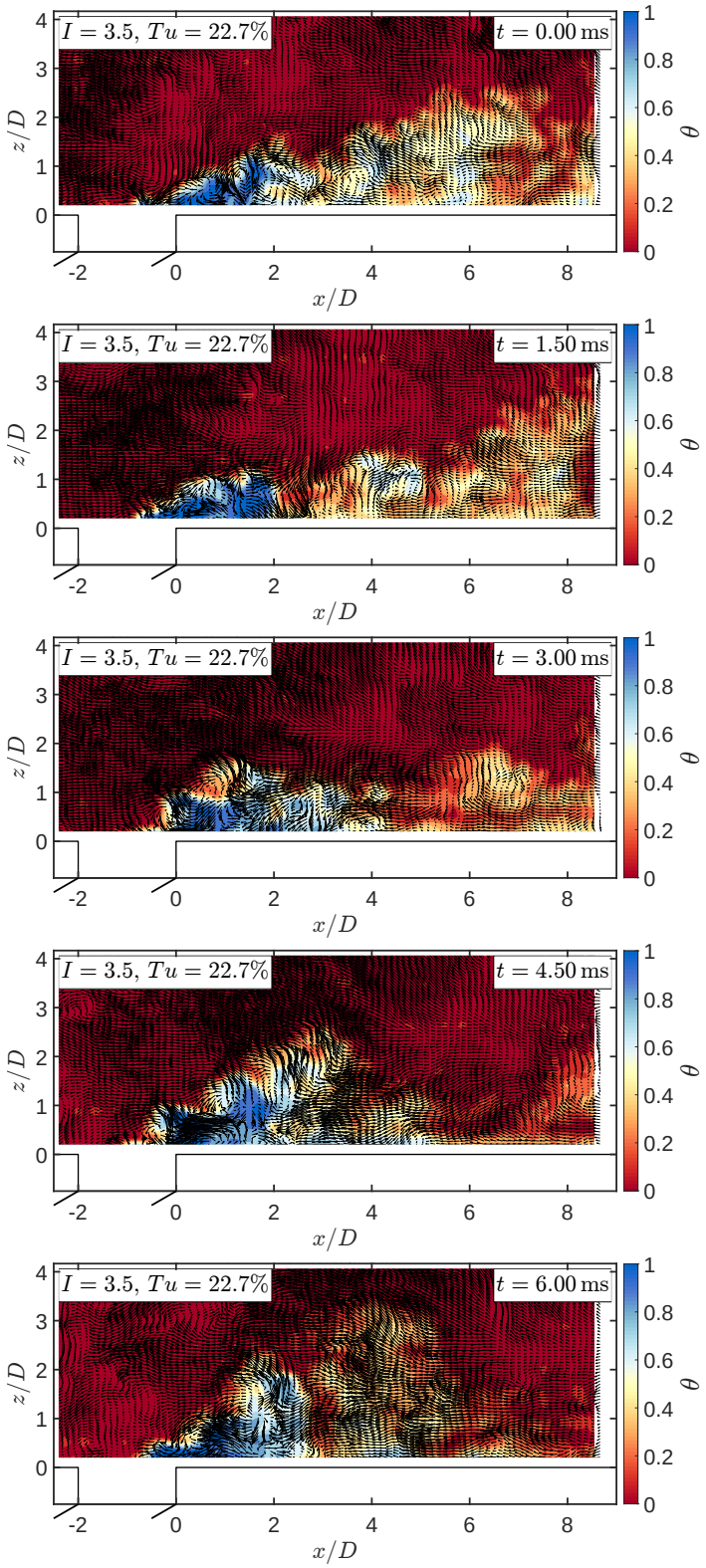

Abbildung 6.36: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlfilm hebt ab.

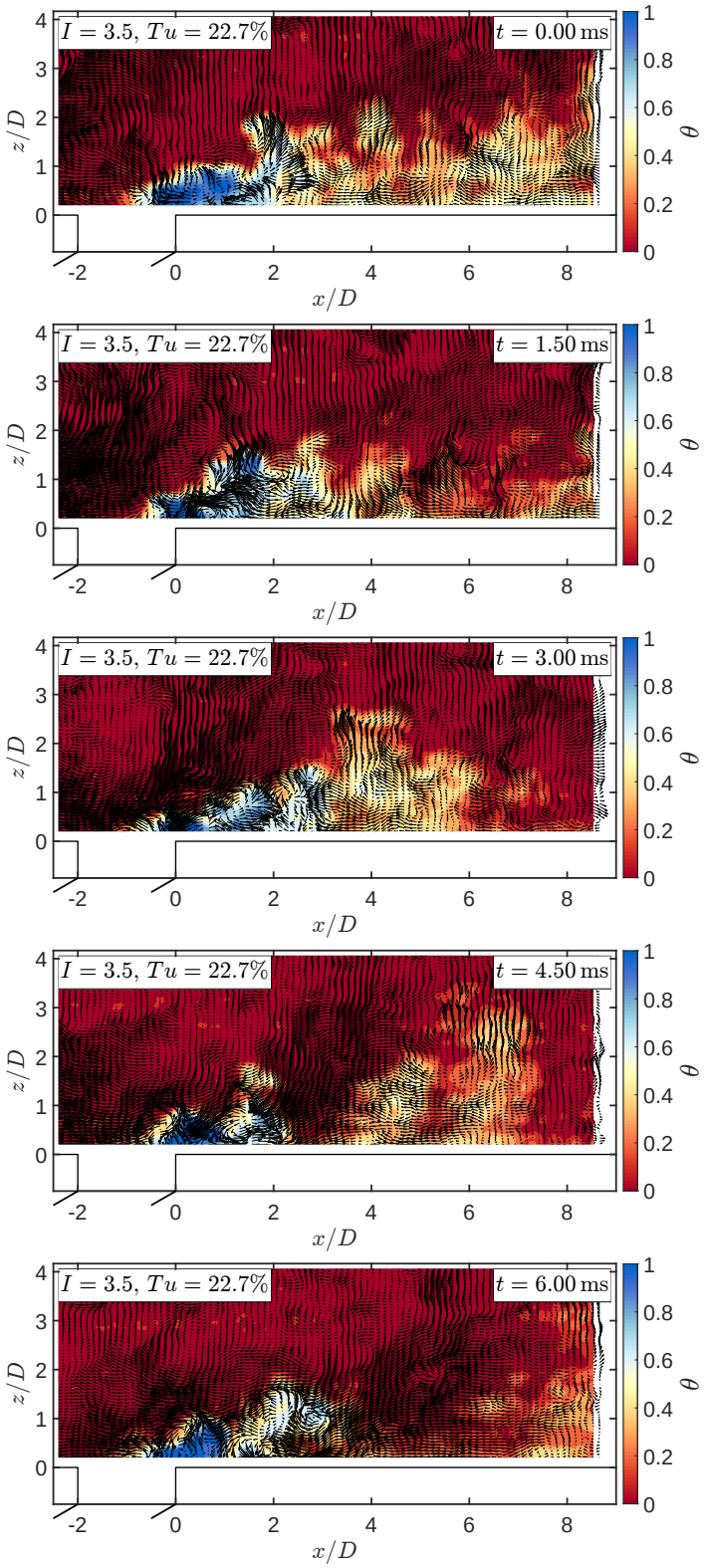

Abbildung 6.37: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlfilm reißt ab.

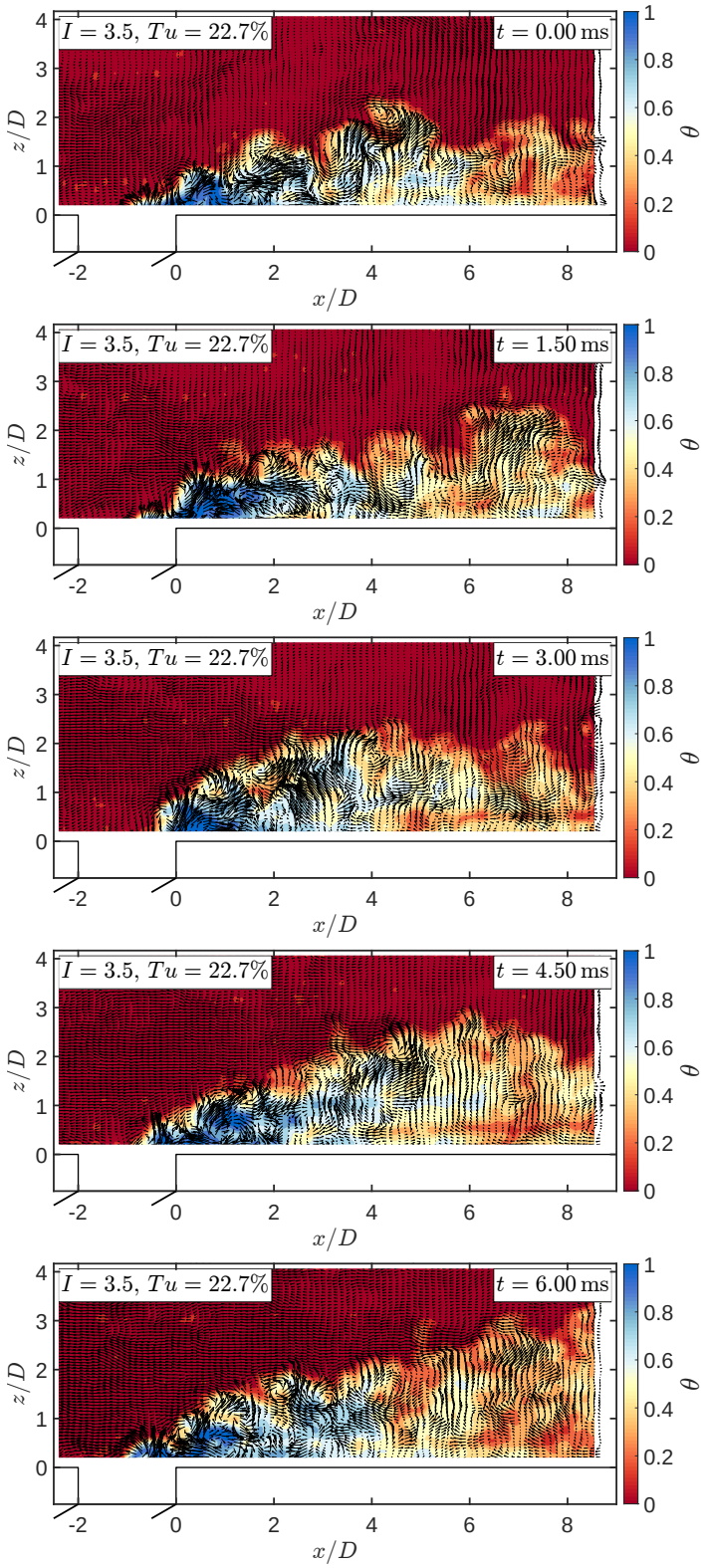

Abbildung 6.38: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 22{,}7\,\%$ – Kühlfilmdicke nimmt zu.

Phänomen ist in Abbildung 6.38 abgebildet. Ausgehend von einer typischen Kühlfilmdicke von etwa $2\,D$ nimmt die Dicke in dieser Bilderserie kontinuierlich zu. Zum Zeitpunkt $t = 6\,\mathrm{ms}$ erreicht der Kühlfilm mit der oberen Grenze bei $z/D > 3$ schließlich seine maximale Ausdehnung. Im Gegensatz zur Effusionsbohrung, bei der eine Aufweitung der Kühlluft lediglich im mittleren Strömungsfeld beobachtet werden kann, zeigt die gerade Grabengeometrie somit eine reale Aufweitung des Films, was kurzzeitig zu einer besseren Isolation der Wand führen kann. Trotz der gezeigten Einzelfälle[7] ist der Kühlfilm über weite Strecken intakt und es wird erwartet, dass eine temporäre Aufweitung des Kühlfilms einen Teil der negativen Effekte ausgleichen kann. Dies erklärt die im Vergleich zur Effusionsbohrung bessere mittlere Temperaturverteilung, die beispielsweise im Rahmen von Abbildung 6.26 diskutiert wurde. Bei erhöhter Hauptströmungsturbulenz ist somit die gerade Grabengeometrie der Effusionsbohrung zu bevorzugen.

[7] Im Falle des aktiven Turbulenzgitters treten ähnliche Strömungsphänomene auf (siehe Abschnitt A.3), die sich lediglich in ihrer Frequenz und ihrer Intensität unterscheiden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Filmkühlung ist eine weit verbreitete Technik zur Kühlung von Flammrohr und Turbinenschaufeln in Fluggasturbinen. Strengere Vorschriften zur Emissionsreduzierung und damit verbundene neue Brennkammerkonzepte erfordern die Verbesserung der eingesetzten Kühlmethoden. Für ein besseres Verständnis der Kühlfilmerzeugung, sowie der Vermischung von kalter Kühlluft und heißen Verbrennungsgasen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder der Strömung mit einer neuartigen optischen Messmethode (Thermo-PIV) untersucht. Neben dem Vergleich verschiedener Geometrien zur Erzeugung des Kühlfilms lag ein weiterer Fokus auf dem Einfluss erhöhter Hauptströmungsturbulenz auf die Kühlfilmströmung. Letzteres wird nur selten bei der Bewertung der Kühlleistung berücksichtigt, obwohl Daten aus der Literatur zeigen, dass insbesondere im Flammrohr hohe Turbulenzgrade auftreten.

Die Untersuchungen wurden an einem geschlossenen thermischen Windkanal durchgeführt, wobei vorab der Turbulenzgrad der Kanalströmung erhöht werden musste. Dazu wurden zwei aktive Turbulenzerzeuger konzipiert, die in den bestehenden experimentellen Aufbau integriert werden konnten. Die resultierende Strömung im Nachlauf der Turbulenzerzeuger wurde zunächst mit Hitzdraht-Anemometrie in einem separaten Aufbau charakterisiert. Im Experiment mit Filmkühlung wurden schließlich Turbulenzgrade zwischen $Tu = 16{,}4\,\%$ und $22{,}7\,\%$ erreicht, was den Strömungsbedingungen in der Nähe des Flammrohrs entspricht.

Eine Voraussetzung für den Einsatz von Thermo-PIV ist, dass Partikel aus einem thermographischen Phosphor in die Strömungen eingebracht werden. Klassische Partikelseeder zeigen jedoch Probleme bei der Aerosolerzeugung mit dieser Art von Partikeln. Dies führte dazu, dass die Partikeldichte in den Strömungen während der Messreihen nicht konstant gehalten werden konnte. Deshalb wurde ein neues Seederkonzept entwickelt und die vorhandenen Geräte wurden durch neue Modelle ersetzt. Das neue Design ist darauf ausgelegt, die Agglomerate der thermographischen Phosphore aufzubrechen, Totwassergebiete zu reduzieren und Ablagerungen der Partikel an den Wänden zu vermeiden. Im Zusammenspiel mit weiteren Maßnahmen, wie dem Einblasen der Partikel entgegen der Strömungsrichtung, konnte zudem die für die Hauptströmung notwendige Menge an Partikeln pro Messung von 80 g auf 25 g reduziert werden.

Thermo-PIV wurde in einer vorangegangenen Messreihe am selben Prüfstand erstmals für die Untersuchung von Kühlfilmströmungen eingesetzt. Durch den Wechsel des thermographischen Phosphors von BAM:Eu auf ZnO konnte in dieser Arbeit jedoch der zufällige Fehler der Temperaturmessung von $\pm 18{,}4\,\mathrm{K}$ auf $\pm 5\,\mathrm{K}$ reduziert werden. Des Weiteren konnte die Kalibrierung im Vergleich zur Messreihe mit BAM:Eu vereinfacht werden, indem eine Strömungsumlenkung in die Messkammer des Windkanals eingesetzt und dadurch der Einfluss der Mehrfachstreuung redu-

ziert wurde. Bei dem Einsatz von ZnO muss jedoch beachtet werden, dass die Lumineszenzstrahlung im nahen UV-Bereich emittiert wird. In diesem Bereich ist die Transmissivität typischer optischer Komponenten, wie Fenster und Objektive, sowie die Sensitivität der Kamerasensoren reduziert, sodass für die Umsetzung der Messtechnik alle relevanten Komponenten sorgfältig ausgewählt und positioniert werden müssen.

Parallel zu den Vorbereitungen für die nachfolgende Messkampagne wurde eine bestehende Technik zur Bestimmung des Wärmeübergangs an filmgekühlten Wänden für zukünftige Untersuchungen optimiert. Dazu wurde die Messtechnik in einem ersten Schritt für den Einsatz bei Umgebungstemperaturen über 100 °C vorbereitet, indem eine bestehende Messplatte aus PMMA durch ein Borosilikatglas (max. Einsatztemperatur bis 500 °C) ersetzt wurde. Dabei konnten negative Effekte auf die Messung der Oberflächentemperatur durch verschiedene technische und konstruktive Lösungen minimiert werden. In einem zweiten Schritt wurde der Aufbau der Messplatte modifiziert, wodurch die Dicke der Phosphorschicht im Inneren der Messplatte von 0,4 mm auf 0,1 mm reduziert werden konnte. Diese Änderung verspricht eine Verbesserung der Phosphor-Thermometrie im Inneren der Messplatte, da Temperaturgradienten über die Schichtdicke nur noch einen geringen Einfluss auf die für die Temperaturmessung notwendige Lumineszenzstrahlung haben.

Im Rahmen einer umfangreichen Messkampagne wurden Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder von Filmkühlströmungen mit Thermo-PIV erfasst. Dabei wurden verschiedene Geometrien (Effusionsbohrung, gerade Grabengeometrie und optimierte Grabengeometrie), Impulsverhältnisse (I =3,5 bis 8,3) und Turbulenzgrade (Tu =5,3 % bis 22,7 %) untersucht. Die Messdaten wurden simultan mit einer Frequenz von 6 kHz aufgezeichnet, sodass aus den Messdaten turbulente Wärmeströme abgeleitet und einzelne Strömungsphänomene über einen längeren zusammenhängenden Zeitraum beobachtet werden konnten.

Die Kühlfilme der drei Geometrien unterscheiden sich grundlegend in ihren mittleren Strömungsfeldern. Während die Kühlluft aus der Effusionsbohrung bei den untersuchten Impulsverhältnissen von der Oberfläche abhebt, liegen die Kühlfilme der beiden Grabengeometrien an der Oberfläche an. Dadurch entstehen im Falle der Effusionsbohrung eine obere und eine untere Scherschicht zwischen Kühlluft und Hauptströmung, und heiße Strömung erreicht die Oberfläche der zu kühlenden Wand. Die Grabengeometrien weisen nur eine einzige Scherschicht auf, wobei die gerade Grabengeometrie in einem kurzen Bereich nach der Ausströmung zudem eine Ablöseblase erzeugt. Dennoch zeigen beide Grabengeometrien im mittleren Temperaturfeld einen geschlossenen Kühlfilm, sodass von einer im Vergleich zur Effusionsbohrung höheren Kühlwirkung auszugehen ist. Die turbulenten Wärmeströme der drei Geometrien unterscheiden sich insbesondere in der x-Komponenten der (oberen) Scherschicht. Während der turbulente Wärmestrom im Falle der Effusionsbohrung durchgängig negativ ist, weisen die Grabengeometrien in Strömungsrichtung einen Vorzeichenwechsel von positiv nach negativ auf. Dieses Phänomen kann durch zwei Ansätze, das Eindringen von Heißgas in den Graben, sowie die Umlenkung

von Kühlluft durch die stromab gelegene Wand des Grabens, erklärt werden. Für eine abschließende Klärung der strömungsmechanischen Vorgänge sind jedoch weitere experimentelle Untersuchungen notwendig, die ggf. durch numerische Studien unterstützt werden müssen.

Im detaillierten Vergleich der gemittelten Strömungsprofile an den Positionen $x/D = 0$ und 5 wird der Vorteil der geraden Grabengeometrie gegenüber der Effusionsbohrung deutlich. Sowohl bei niedriger (Tu =5,3 %) als auch bei erhöhter Hauptströmungsturbulenz (Tu =16,4 %) liegt der Kühlfilm der geraden Grabengeometrie näher an der Oberfläche an und stromab der Bohrung übersteigen die normierten Temperaturen im Bereich des Kühlfilms die Werte im Falle der Effusionsbohrung. Die optimierte Grabengeometrie bringt bei niedriger Hauptströmungsturbulenz jedoch keine zusätzliche Verbesserung gegenüber der geraden Grabengeometrie und bei erhöhter Hauptströmungsturbulenz ist die Vermischung von Kühlluft und Hauptströmung stärker als bei den anderen Geometrien. Letzteres zeigt sich insbesondere an der Strömungstemperatur in Wandnähe, die an der Position $x/D = 5$ bereits annähernd den Wert der Hauptströmung erreicht hat. Daraus lässt sich ableiten, dass eine starke Reduzierung des Strömungsimpulses, wie es bei der optimierten Grabengeometrie der Fall ist, bei erhöhter Hauptströmungsturbulenz das Eindringen der Hauptströmung in den Kühlfilm fördert. Insgesamt muss bei der Bewertung der Kühlleistung der drei Geometrien beachtet werden, dass die Messungen nur in der zentralen xz-Ebene ($y = 0$) durchgeführt wurden. Somit können keine Aussagen über andere Wandbereiche getätigt werden und für eine abschließende Bewertung der optimierten Grabengeometrie sind weitere Messungen in Strömungsebenen zwischen zwei Bohrungen erforderlich. Dennoch muss aktuell davon ausgegangen werden, dass die Kühlleistung der optimierten Grabengeometrie mit ansteigender Hauptströmungsturbulenz im Vergleich am stärksten abnimmt.

Abschließend wurden exemplarisch einige charakteristische Strömungsphänomene der Kühlfilmströmung bei niedriger (Tu =5,3 %) und hoher Hauptströmungsturbulenz (Tu =22,7 %) diskutiert. Dabei wurde für den Fall der Effusionsbohrung gezeigt, dass der Kühlluftstrahl bei niedriger Hauptströmungsturbulenz lediglich in einem engen Bereich um die zentrale mittlere Stromlinie schwankt, selbst wenn einzelne, vergleichsweise kleine Wirbel den Strahl passieren. Mit dem Anstieg der Hauptströmungsturbulenz kann in der mittleren Temperaturverteilung eine Aufweitung des Kühlluftstrahls beobachtet werden. Die zeitaufgelösten Einzelbilder zeigen, dass diese Aufweitung auf eine stärkere Schwankung des Strahls zurückzuführen ist und nicht mit einer Zerstäubung der Kühlluft verwechselt werden darf. Die gerade Grabengeometrie zeigt insgesamt einen überwiegend geschlossenen Kühlfilm, der selbst bei hoher Hauptströmungsturbulenz nur selten ein Eindringen der heißen Hauptströmung bis zur Wand ermöglicht. Deshalb ist davon auszugehen, dass die gerade Grabengeometrie auch bei erhöhter Hauptströmungsturbulenz eine gute Kühlleistung erbringt.

In nachfolgenden Untersuchungen sollte die optimierte Messtechnik zur Bestimmung des Wärmeübergangs eingesetzt werden, um den Einfluss der Hauptströ-

mungsturbulenz auf den Wandwärmestrom zu bestimmen. Diese Messdaten ergänzen die Daten der Strömungsfelder und ermöglichen eine zuverlässige Aussage über die Kühlwirkung der untersuchten Geometrien. Gleichzeitig bilden die aufgezeichneten Strömungsfelder aufgrund der verbesserten Genauigkeit die Grundlage zur Validierung numerischer Modelle. Somit können in Zukunft andere Filmkühlkonzepte unter möglichst realen Strömungsbedingungen untersucht werden. Des Weiteren sollte die Vermischung innerhalb der Grabenstruktur mit diesen Modellen detailliert analysiert werden. Abschließend wird empfohlen, möglichst viele Kühlfilmströmungen mit Thermo-PIV zu vermessen, damit einerseits das Verständnis über deren aerothermodynamischen Eigenschaften erhöht wird und andererseits weitere Anwendungen von der Entwicklung dieser Messtechnik profitieren.

A Anhang

A.1 Ausgleichsvolumen in der Rückführung der Grenzschichtabsaugung

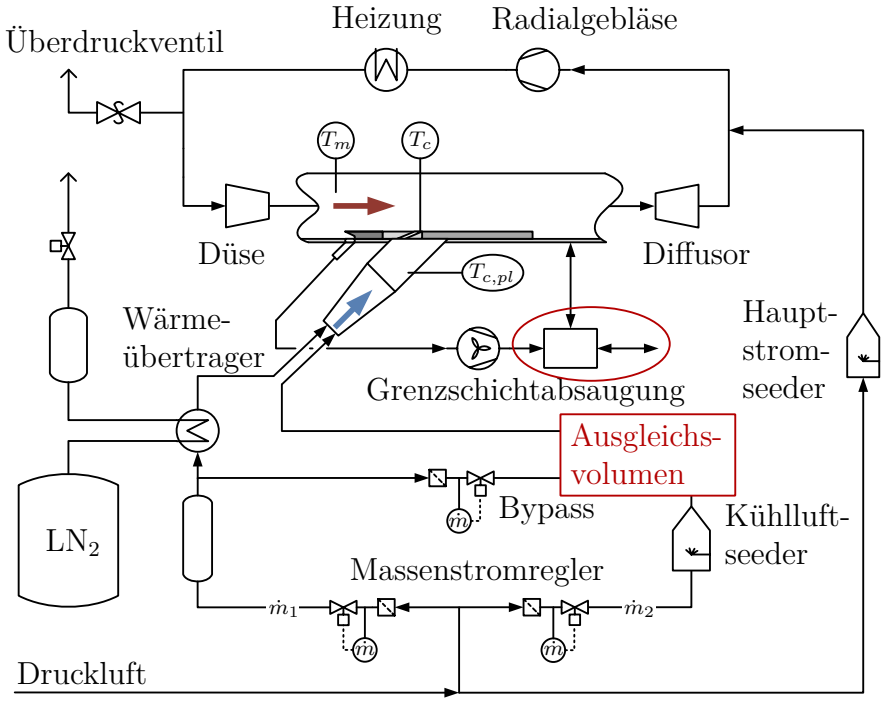

Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Fluidbewegungen am GTW mit Ausgleichsvolumen.

A.2 Einfluss der Hauptströmungsturbulenz auf die z-Profile

Nachfolgend werden die Ergebnisse aus Abschnitt 6.2.2 für die drei untersuchten Geometrien erneut dargestellt. Dabei werden die Positionen $x/D = 0$ und 5 individuell betrachtet und stattdessen die Ergebnisse bei niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz miteinander verglichen.

Effusionsbohrung, $x/D = 0$

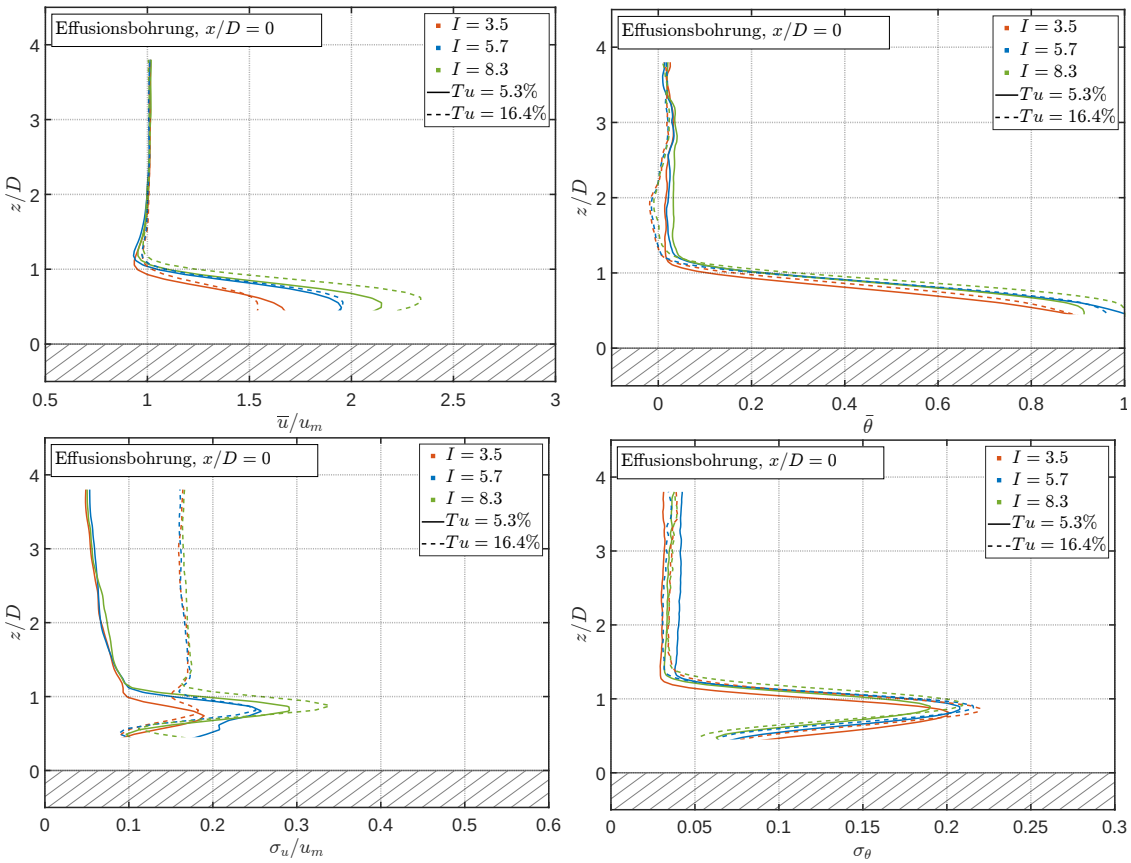

Abbildung A.2: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an der Position $x/D = 0$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

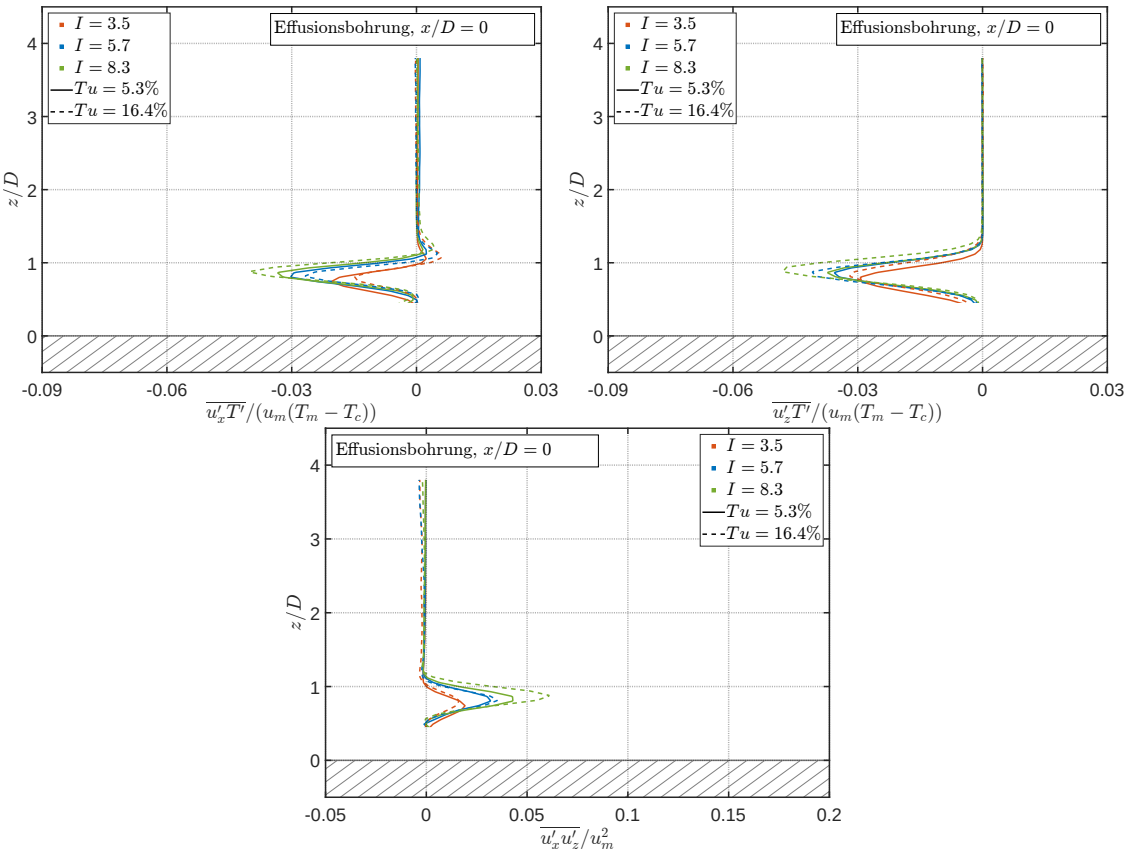

Abbildung A.3: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an der Position $x/D = 0$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Effusionsbohrung, $x/D = 5$

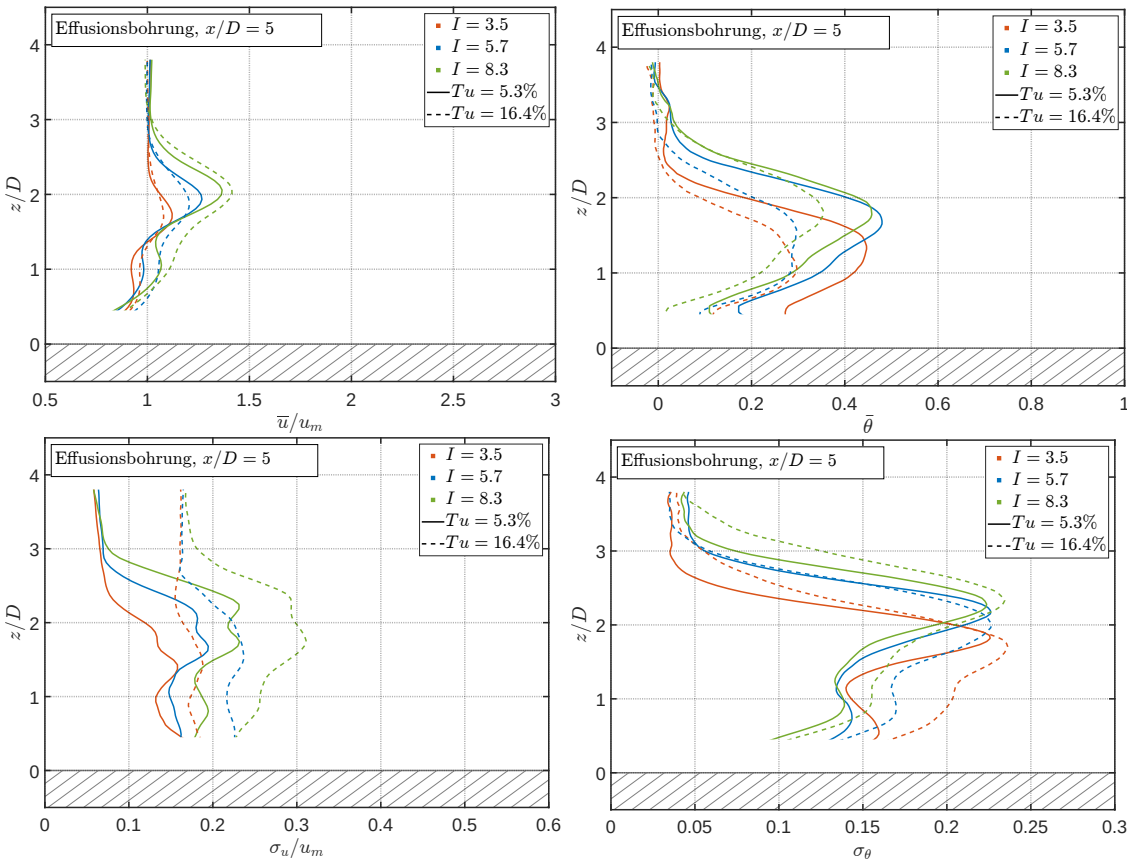

Abbildung A.4: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an der Position $x/D = 5$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

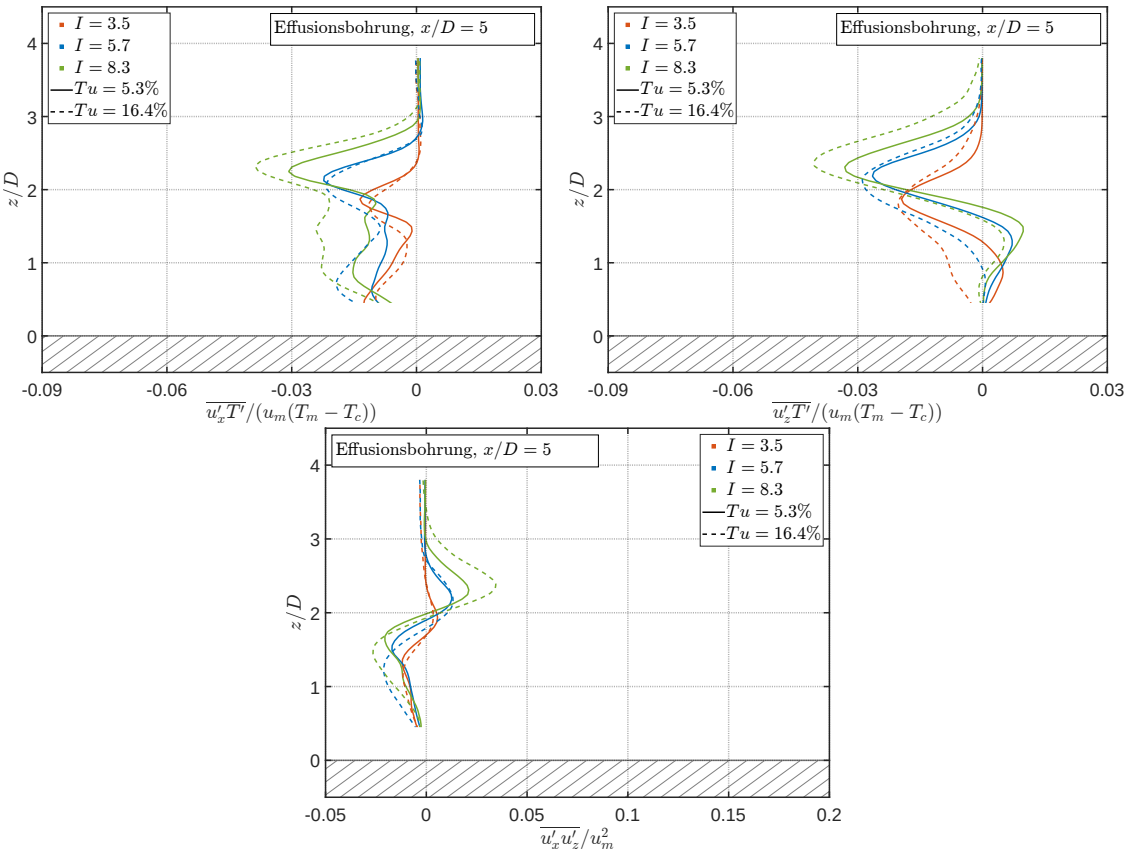

Abbildung A.5: Profile einer Kühlfilmströmung mit Effusionsbohrung an der Position $x/D = 5$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Gerade Grabengeometrie, $x/D = 0$

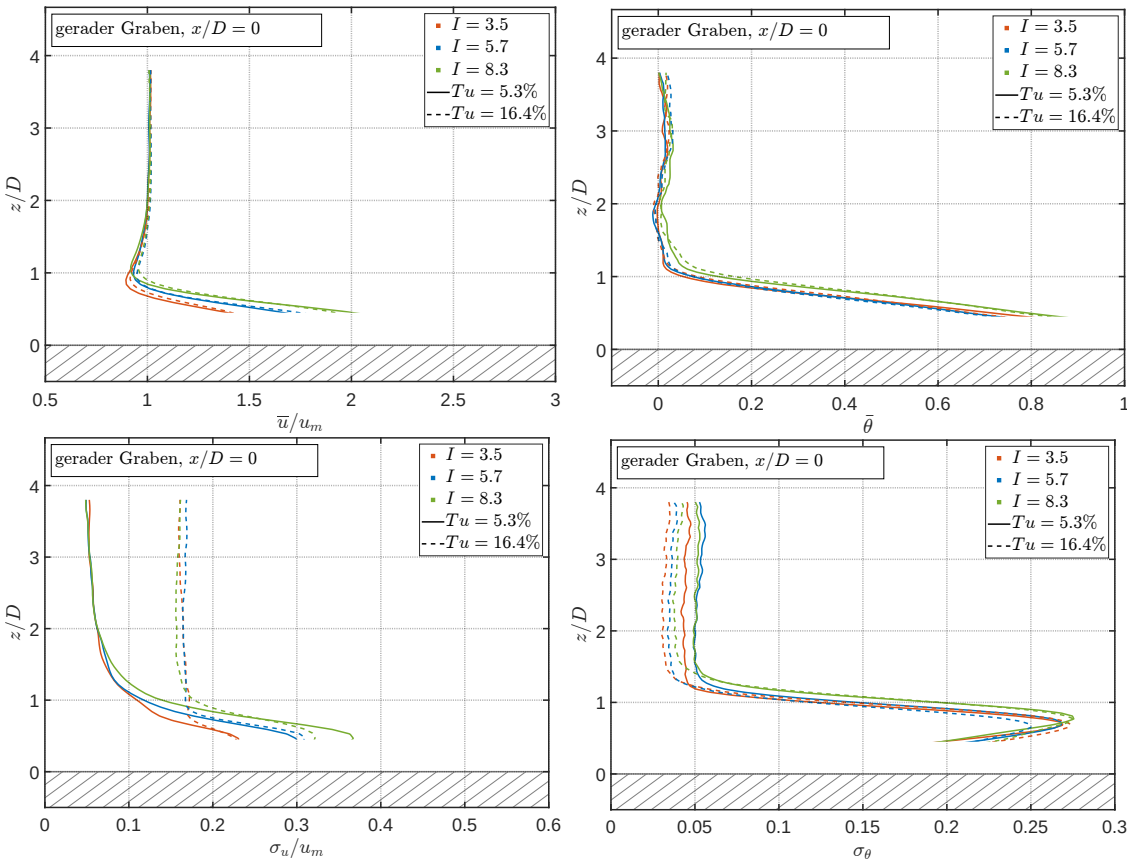

Abbildung A.6: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an der Position $x/D = 0$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

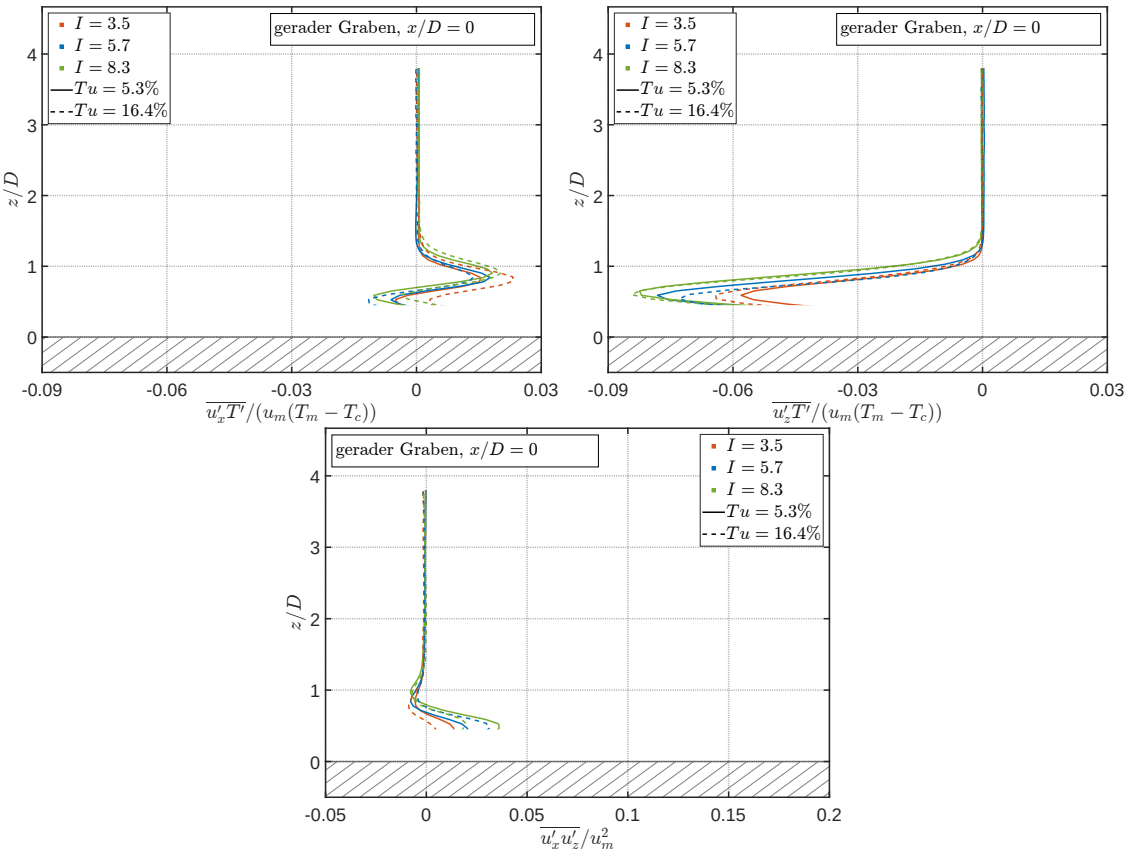

Abbildung A.7: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an der Position $x/D = 0$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Gerade Grabengeometrie, $x/D = 5$

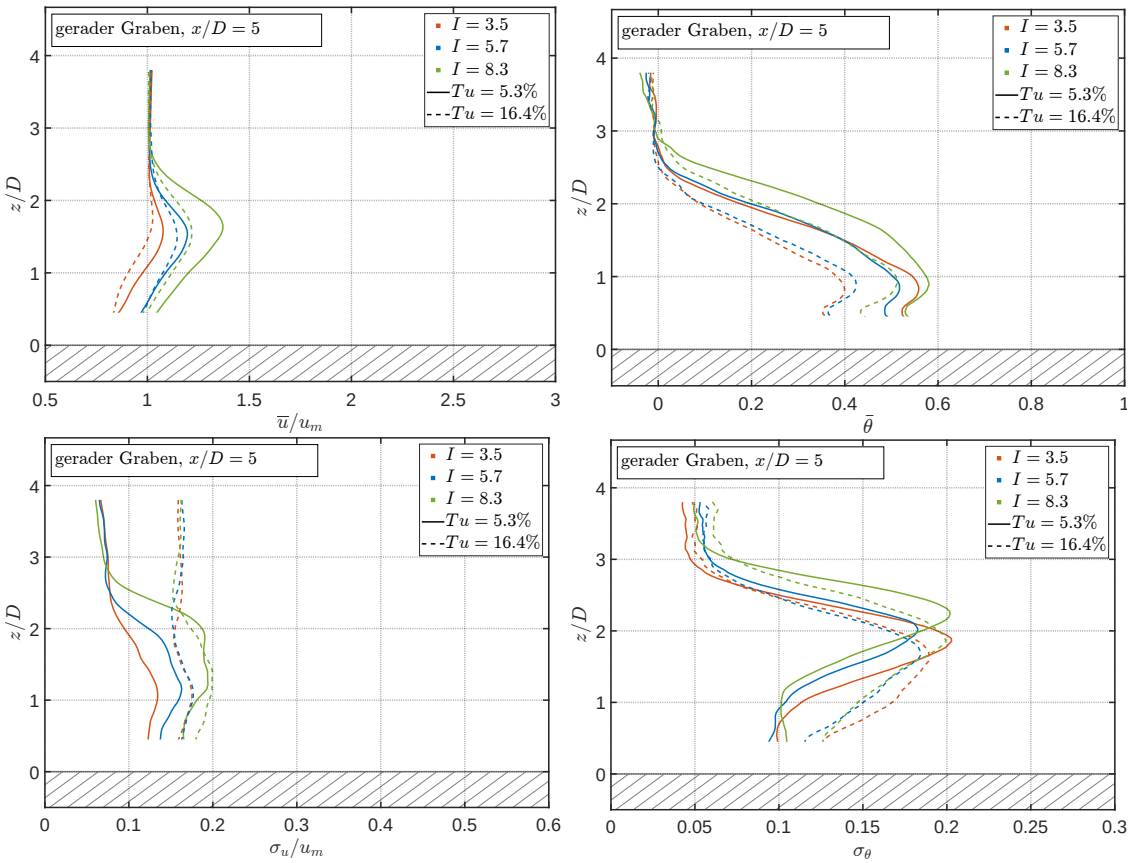

Abbildung A.8: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an der Position $x/D = 5$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

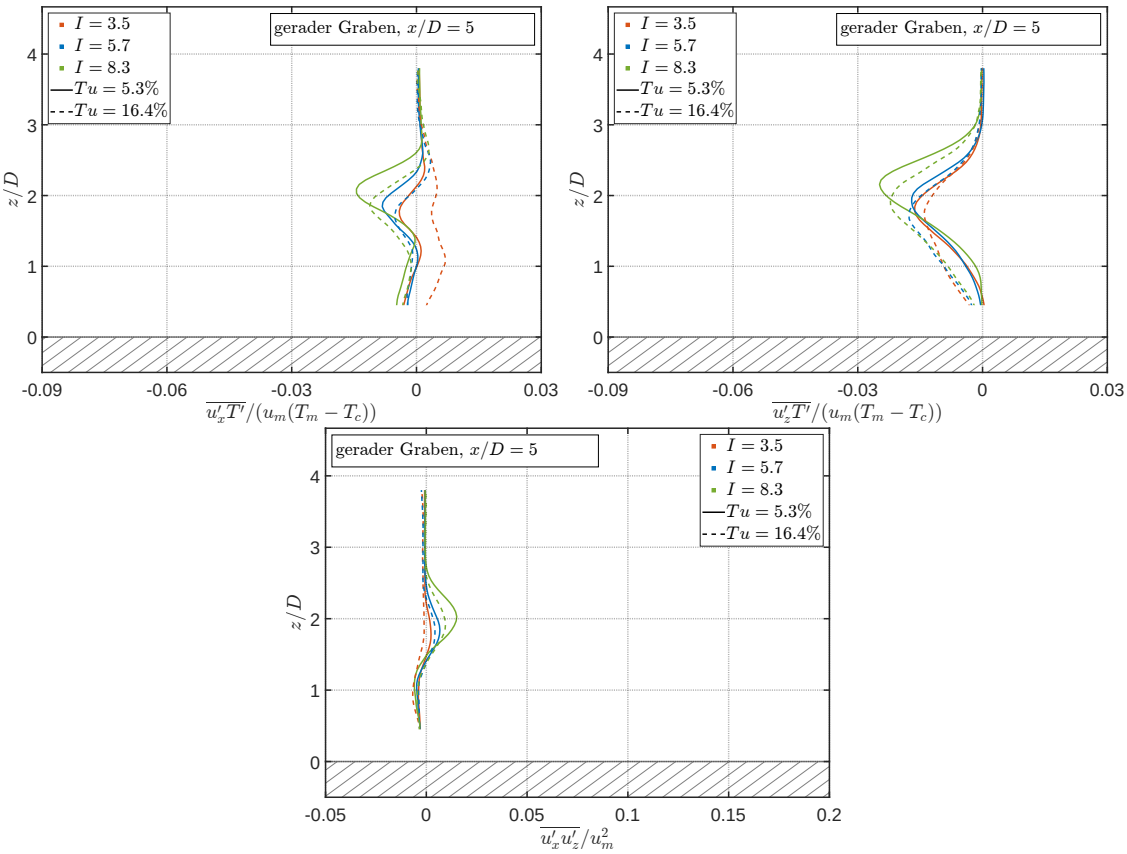

Abbildung A.9: Profile einer Kühlfilmströmung mit gerader Grabengeometrie an der Position $x/D = 5$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Optimierte Grabengeometrie, $x/D = 0$

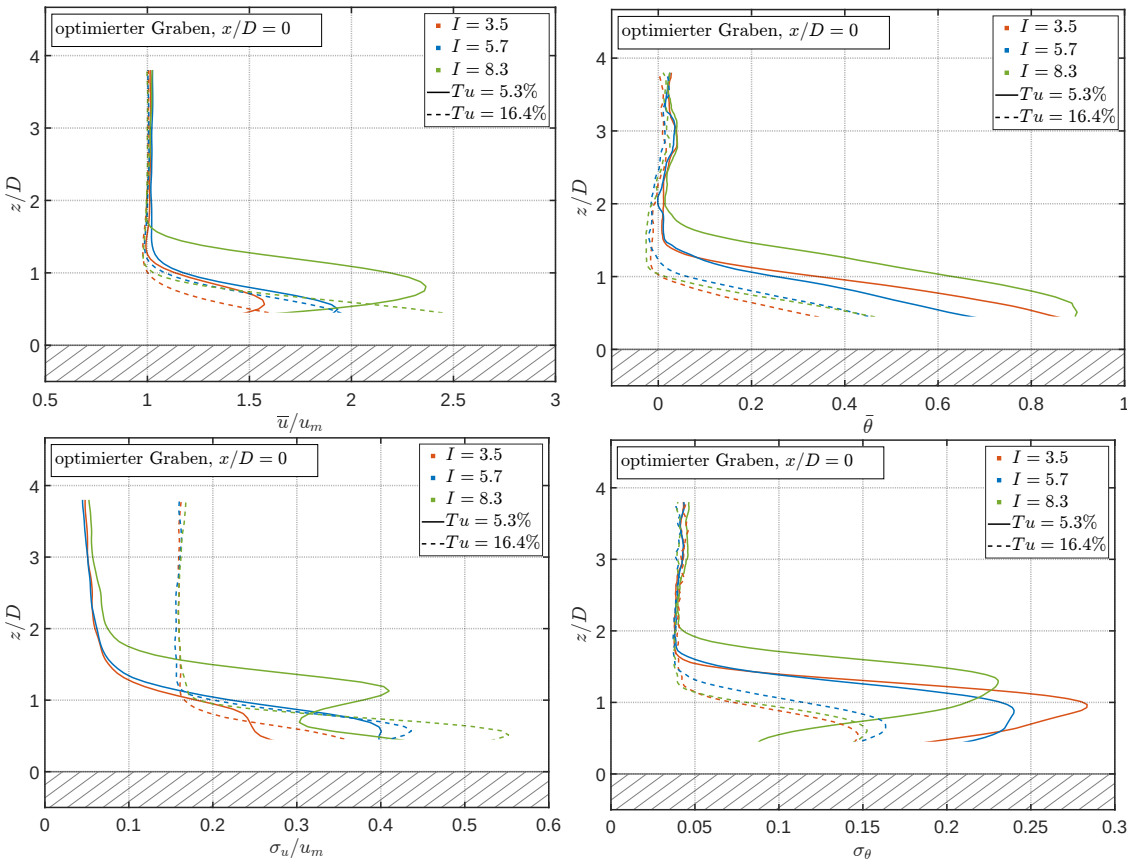

Abbildung A.10: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an der Position $x/D = 0$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

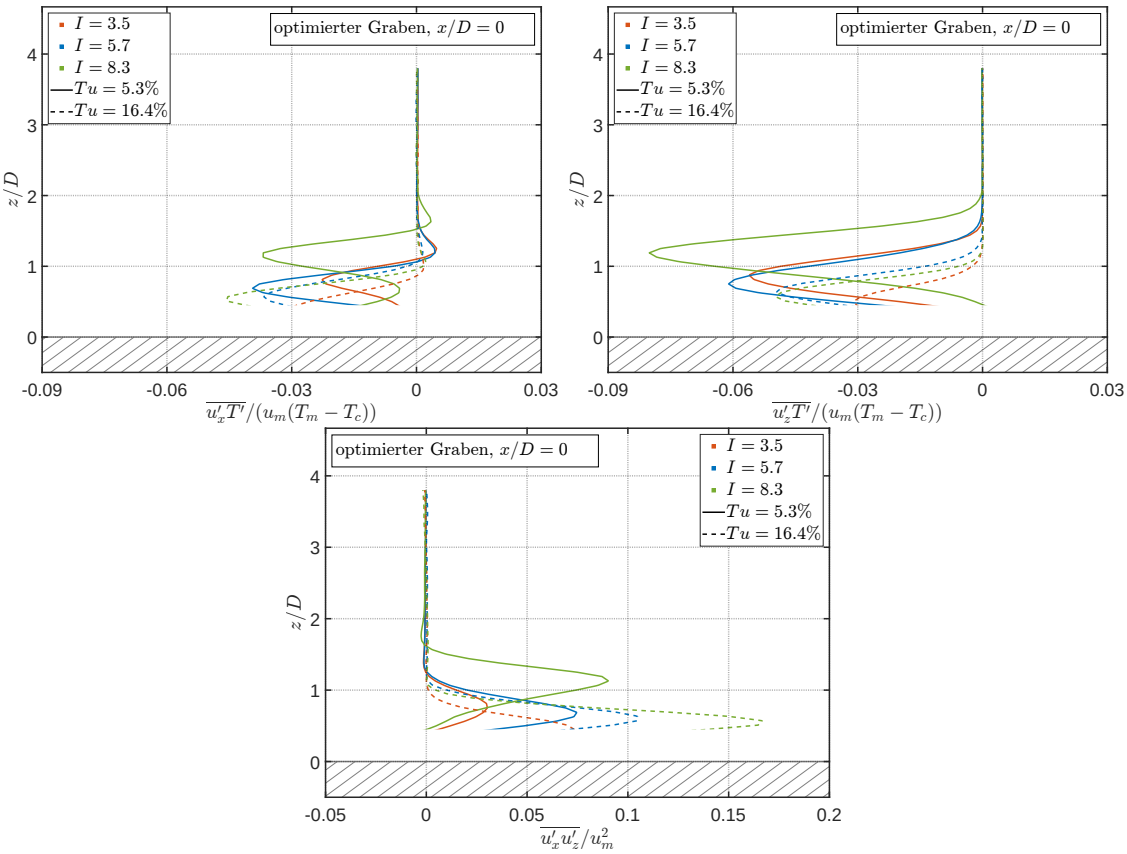

Abbildung A.11: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an der Position $x/D = 0$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

Optimierte Grabengeometrie, $x/D = 5$

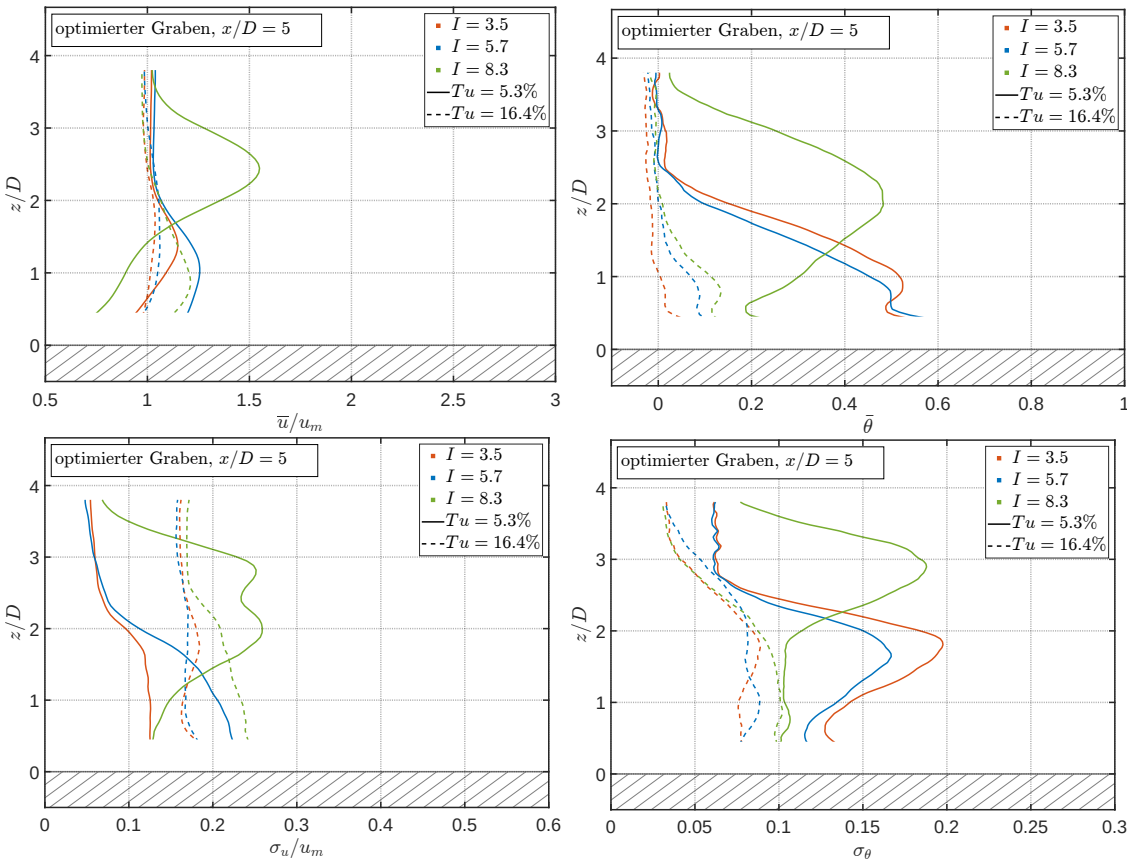

Abbildung A.12: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an der Position $x/D = 5$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Geschwindigkeit. Oben rechts: Temperatur. Unten links: Geschwindigkeitsfluktuation. Unten rechts: Temperaturfluktuation.

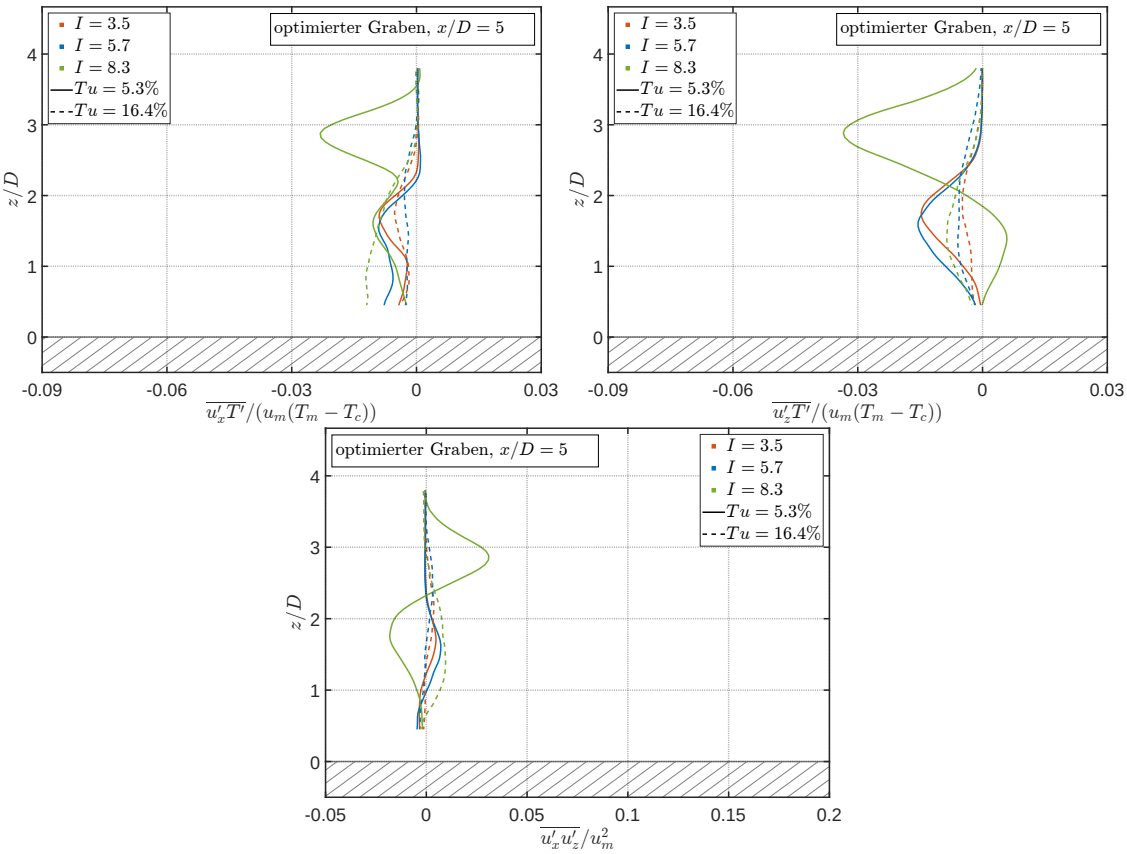

Abbildung A.13: Profile einer Kühlfilmströmung mit optimierter Grabengeometrie an der Position $x/D = 5$. Vergleich des Einflusses niedriger ($Tu = 5{,}3\,\%$) und erhöhter ($Tu = 16{,}4\,\%$) Hauptströmungsturbulenz bei verschiedenen Impulsverhältnissen. Oben links: Turbulenter Wärmestrom in x-Richtung. Oben rechts: Turbulenter Wärmestrom in z-Richtung. Unten: Turbulentes Moment.

A.3 Zusätzliche Strömungsfelder aus den Thermo-PIV-Messungen

In diesem Abschnitt werden Strömungsfelder bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$ dargestellt. Abbildungen A.14 bis A.16 zeigen die mittleren Strömungsfelder der drei untersuchten Geometrien für $I = 5{,}7$ und dienen zum Vergleich der in Abschnitt 6.2.1 diskutierten Ergebnisse bei $Tu = 5{,}3\,\%$. Die anschließenden Abbildungen A.17 bis A.21 zeigen hingegen Bilderserien instantaner Strömungsfelder für $I = 3{,}5$ und ergänzen somit die Diskussion in Abschnitt 6.2.3.

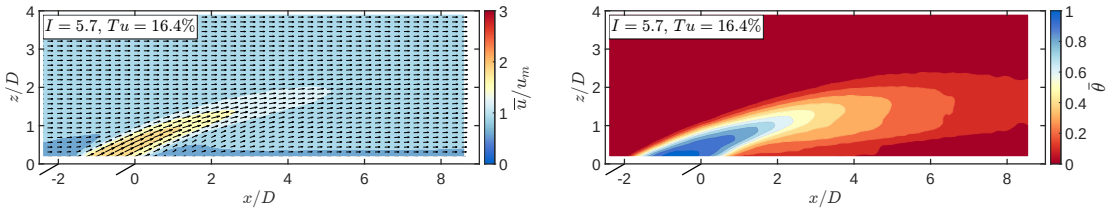

Abbildung A.14: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Links: Geschwindigkeit. Rechts: Temperatur.

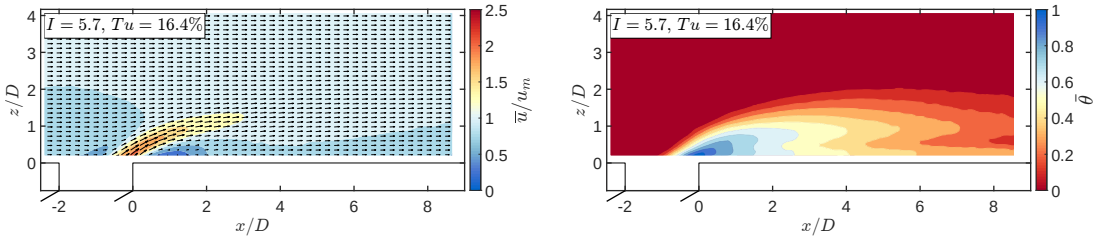

Abbildung A.15: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Links: Geschwindigkeit. Rechts: Temperatur.

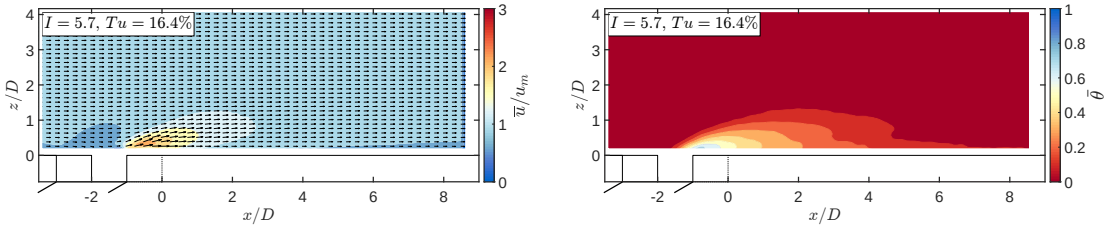

Abbildung A.16: Mittleres Strömungsfeld einer Kühlfilmströmung aus der optimierten Grabengeometrie mit einem Impulsverhältnis $I = 5{,}7$ bei einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$. Links: Geschwindigkeit. Rechts: Temperatur.

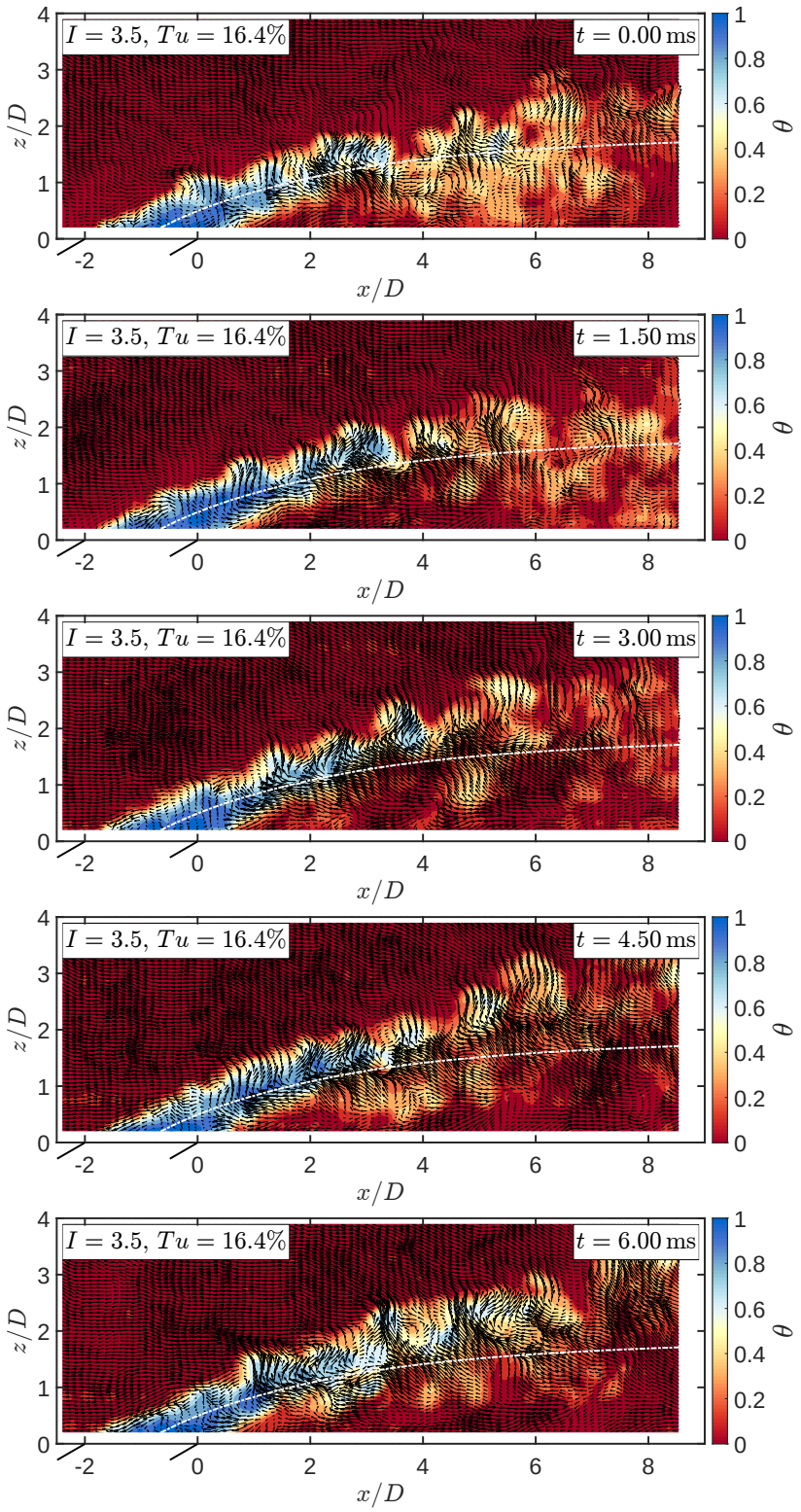

Abbildung A.17: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$ – Schwankung des Kühlluftstrahls um die zentrale Stromlinie.

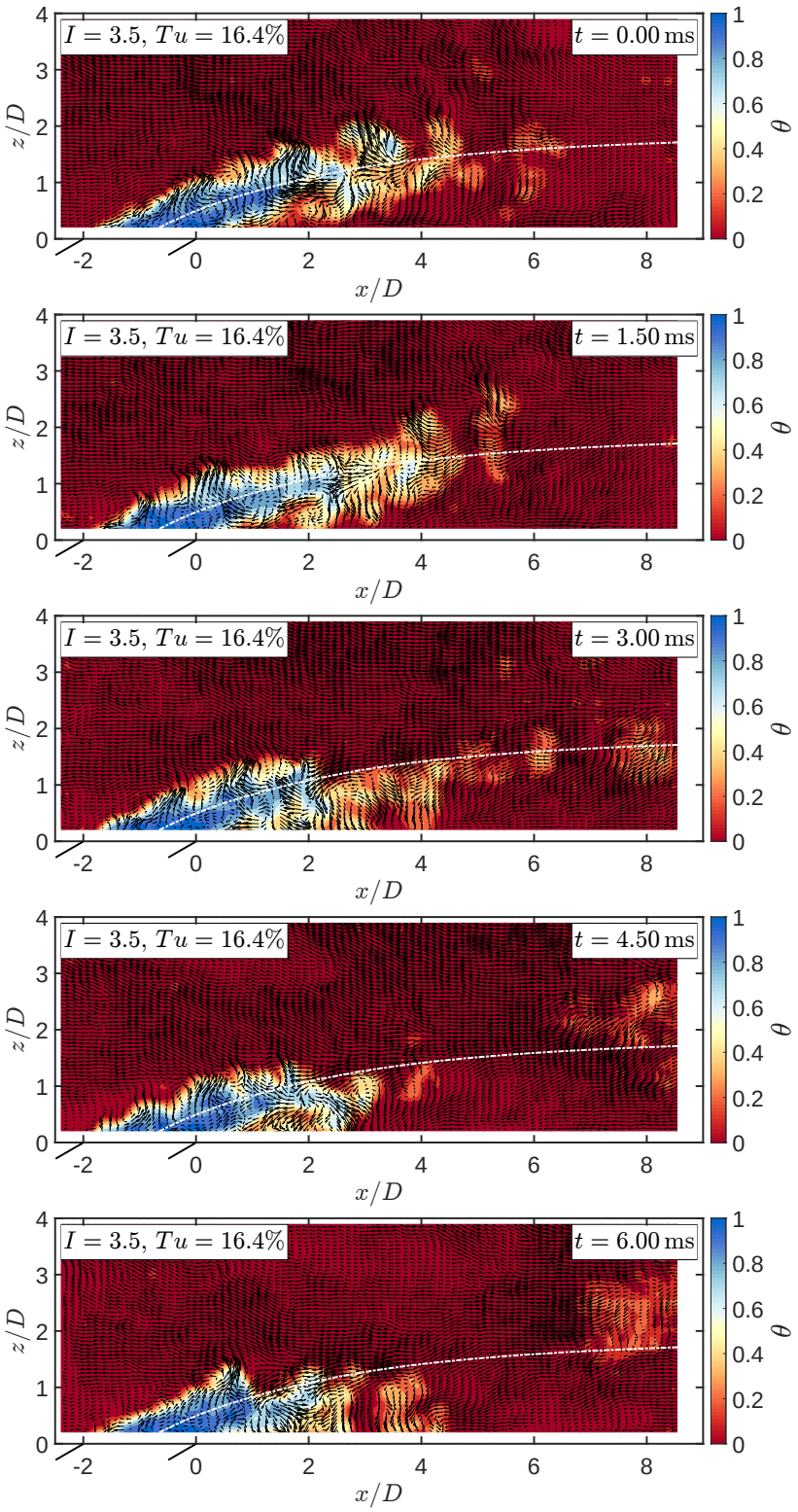

Abbildung A.18: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus einer Effusionsbohrung bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlluftstrahl wird zurückgedrängt.

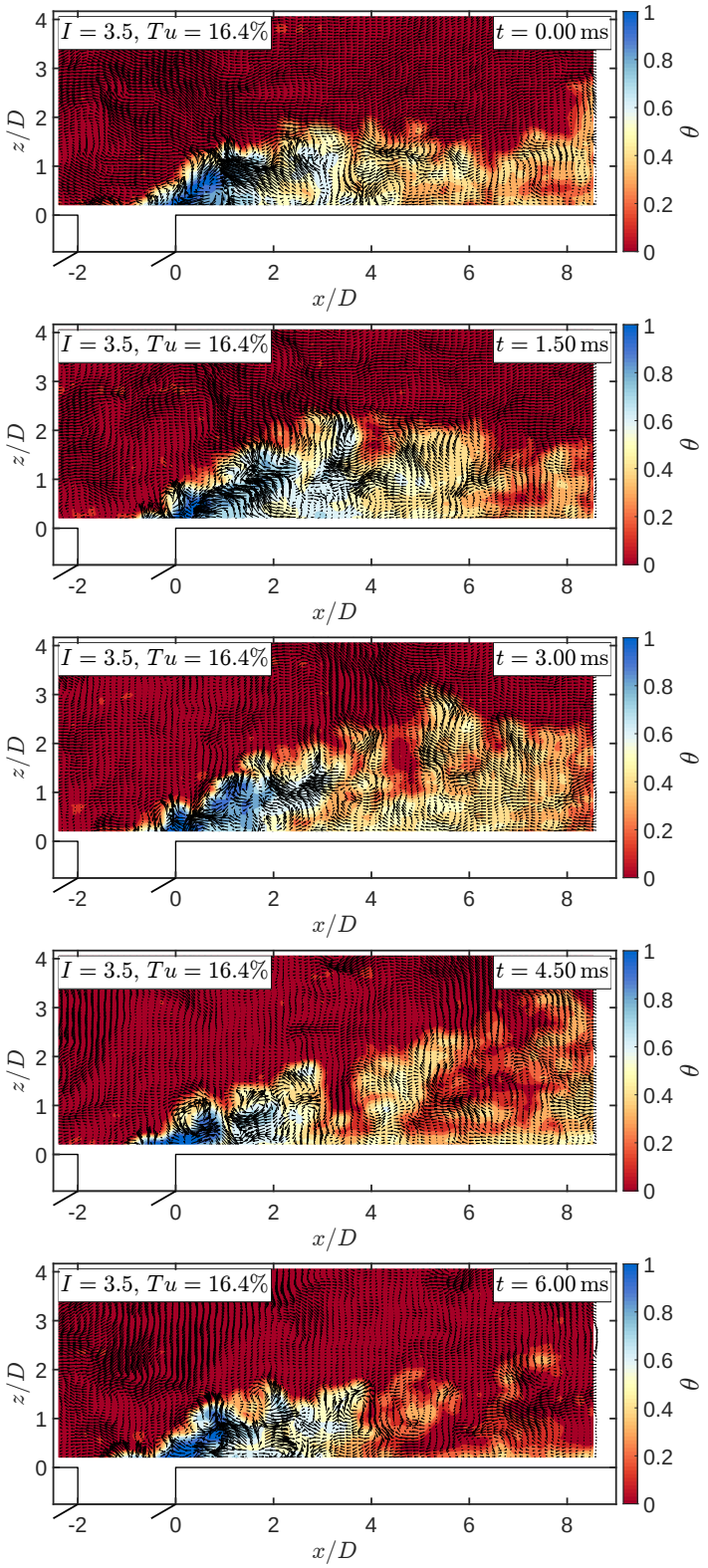

Abbildung A.19: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlfilm reißt ab.

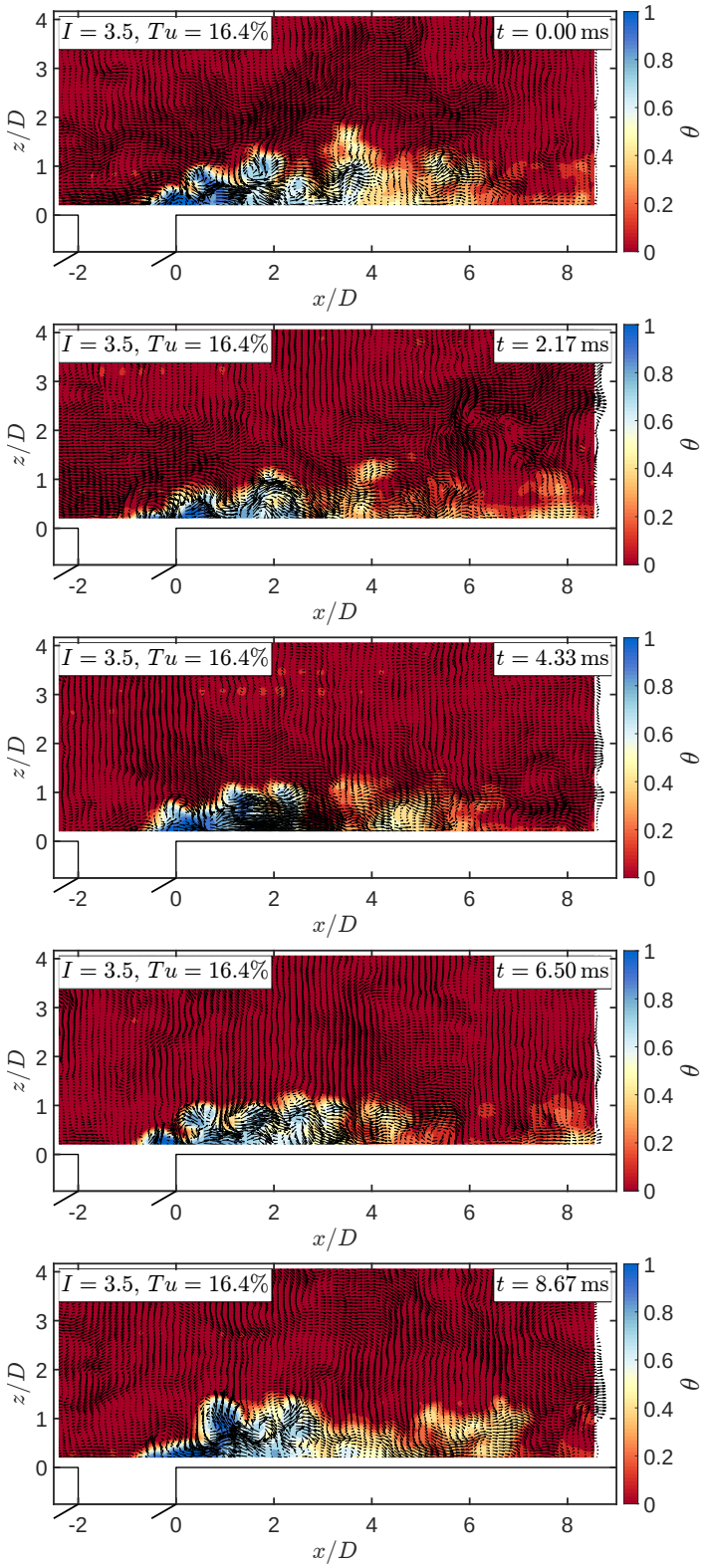

Abbildung A.20: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlfilmdicke nimmt ab.

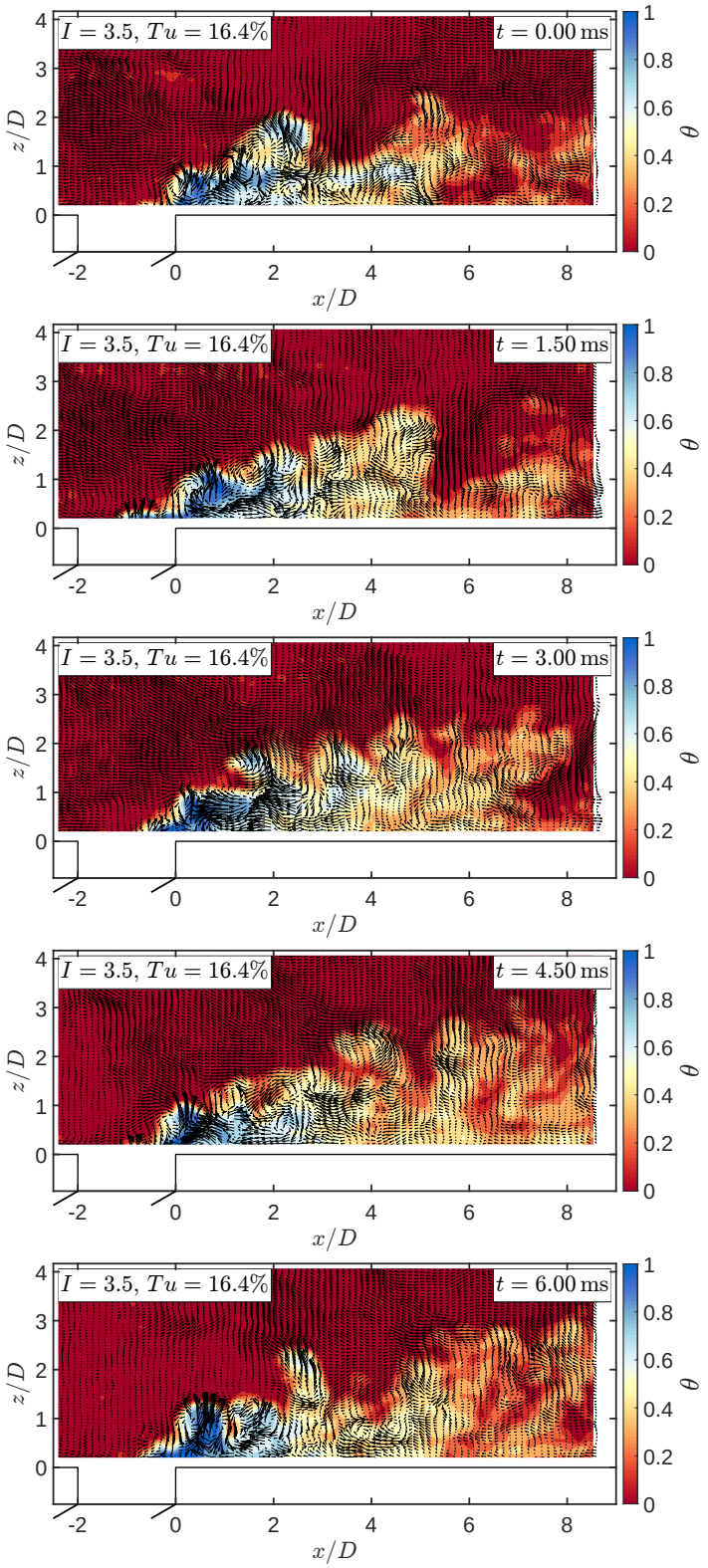

Abbildung A.21: Serie an Einzelbildern einer Kühlfilmströmung aus der geraden Grabengeometrie bei einem Impulsverhältnis von $I = 3{,}5$ und einer Hauptströmungsturbulenz von $Tu = 16{,}4\,\%$ – Kühlfilmdicke nimmt zu.

Literaturverzeichnis

[Abram 2020] Abram, C.: *Entstehungsprozess der Lumineszenzstrahlung bei ZnO*. Persönliche Korrespondenz (Telefonat). November 2020. – Mündliche Äußerung

[Abram u. a. 2015] Abram, C. ; Fond, B. ; Beyrau, F.: High-precision flow temperature imaging using ZnO thermographic phosphor tracer particles. In: *Optics Express* 23 (2015), S. 19453–19468

[Abram u. a. 2018] Abram, C. ; Fond, B. ; Beyrau, F.: Temperature measurement techniques for gas and liquid flows using thermographic phosphor tracer particles. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 64 (2018), S. 93–156

[Abram u. a. 2013] Abram, C. ; Fond, B. ; Heyes, A. L. ; Beyrau, F.: High-speed planar thermometry and velocimetry using thermographic phosphor particles. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 111 (2013), S. 155–160

[Abram u. a. 2016] Abram, C. ; Schreivogel, P. ; Fond, B. ; Strausswald, M. ; Beyrau, F. ; Pfitzner, M.: Investigation of Film Cooling Flows using Thermographic Particle Image Velocimetry at a 6 kHz Repetition Rate. In: *Proceedings of 18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics*. Lissabon, Portugal, Juli 2016

[Acharya und Kanani 2017] Acharya, S. ; Kanani, Y.: Chapter Three - Advances in Film Cooling Heat Transfer. In: Sparrow, E. M. (Hrsg.) ; Abraham, J. P. (Hrsg.) ; Gorman, J. M. (Hrsg.): *Advances in Heat Transfer* Bd. 49. San Diego, Kalifornien, USA : Elsevier, 2017, S. 91–156. – ISBN 978-0-12-812411-6

[Ammari u. a. 1990] Ammari, H. D. ; Hay, N. ; Lampard, D.: The Effect of Density Ratio on the Heat Transfer Coefficient From a Film-Cooled Flat Plate. In: *Journal of Turbomachinery* 112 (1990), S. 444–450

[Baek und Ahn 2020] Baek, S. I. ; Ahn, J.: Large Eddy Simulation of Film Cooling with Triple Holes: Injectant Behavior and Adiabatic Film-Cooling Effectiveness. In: *Processes* 8 (2020), Nr. 1443

[Bailly und Comte-Bellot 2015] Bailly, C. ; Comte-Bellot, G.: *Turbulence*. 1. Edition. Cham, Schweiz : Springer, 2015 (Experimental Fluid Mechanics). – ISBN 978-3-319-16159-4

[Bakhtiari u. a. 2018] Bakhtiari, A. ; Sander, T. ; Strausswald, M. ; Pfitzner, M.: Active turbulence generation for film cooling investigations. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. Lillestrøm (Oslo), Norwegen, Juni 2018 (GT2018-76451)

[Baldauf u. a. 2002] Baldauf, S. ; Scheurlen, M. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: Heat Flux Reduction From Film Cooling and Correlation of Heat Transfer Coefficients From Thermographic Measurements at Enginelike Conditions. In: *Journal of Turbomachinery* 124 (2002), S. 699–709

[Barringer u. a. 2002] BARRINGER, M. D. ; RICHARD, O. T. ; WALTER, J. P. ; STITZEL, S. M. ; THOLE, K. A.: Flow Field Silmulation of a Gas Turbine Combustor. In: *Journal of Turbomachinery* 124 (2002), S. 508–516

[Behrendt u. a. 2008] BEHRENDT, T. ; LENGYEL, T. ; HASSA, C. ; GERENDAS, M.: Characterization of advanced combustor cooling concepts under realistic operating conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea, and Air*. Berlin, Deutschland, Juni 2008 (GT2008-51191)

[Behrendt u. a. 2014] BEHRENDT, T. ; RICHTER, T. ; SÖHNGEN, A. S.: Characterization of advanced combustor cooling concepts for metallic walls and oxide ceramic matrix composites in a reacting flow. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*. Düsseldorf, Deutschland, Juni 2014 (GT2014-26909)

[Bernard 2019] BERNARD, P. S.: *Turbulent Fluid Flow*. 1. Edition. Hoboken, New Jersey, USA : John Wiley and Sons, 2019. – ISBN 978-1-119-10622-7

[Bernsdorf 2005] BERNSDORF, S.: *Experimental investigation of film cooling flow structure*. Zürich, Schweiz, ETH Zürich, Dissertation, 2005

[Bernsdorf u. a. 2006] BERNSDORF, S. ; ROSE, M. G. ; ABHARI, R. S.: Modeling of Film Cooling — Part I: Experimental Study of Flow Structure. In: *Journal of Turbomachinery* 128 (2006), S. 141–149

[Bodenschatz u. a. 2014] BODENSCHATZ, E. ; BEWLEY, G. P. ; NOBACH, H. ; SINHUBER, M. ; XU, H.: Variable density turbulence tunnel facility. In: *Review of Scientific Instruments* 85 (2014), Nr. 093908

[Bogard und Thole 2006] BOGARD, D. G. ; THOLE, K. A.: Gas Turbine Film Cooling. In: *Journal of Propulsion and Power* 22 (2006), S. 249–270

[Bøtter-Jensen u. a. 2003] BØTTER-JENSEN, L. ; MCKEEVER, S. W. S. ; WINTLE, A. G.: *Optically Stimulated Luminescence Dosimetry*. 1. Edition. Oxford, Vereinigtes Königreich : Elsevier, 2003. – ISBN 978-0-444-50684-9

[Boyce 2012] BOYCE, M. P.: *Gas Turbine Engineering Handbook*. 4. Edition. Waltham, Massachusetts, USA : Butterworth-Heinemann, 2012. – ISBN 978-0-12-383842-1

[Brübach u. a. 2013] BRÜBACH, J. ; PFLITSCH, C. ; DREIZLER, A. ; ATAKAN, B.: On surface temperature measurements with thermographic phosphors: A review. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 39 (2013), S. 37–60

[Bräunling 2015] BRÄUNLING, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke - Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. 4. Edition. Berlin, Deutschland : Springer, 2015. – ISBN 978-3-642-34538-8

[Bruun 1995] BRUUN, H. H.: *Hot-Wire Anemometry - Principles and Signal Analysis*. 1. Edition. Oxford, Vereinigtes Königreich : Oxford University Press, 1995. – ISBN 978-0-19-856342-6

[Bunker 2002] Bunker, R. S.: Film Cooling Effectiveness due to Discrete Holes within a Transverse Surface Slot. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: Power for Land, Sea, and Air.* Amsterdam, Niederlande, Juni 2002 (GT-2002-30178)

[Bunker u. a. 2001] Bunker, R. S. ; Bailey, J. C. ; Lee, C.-P. ; Abuaf, N.: *Method for improving the cooling effectiveness of a geseous coolant stream, and related articles of manufacture.* 2001. – Schutzrecht US 6,234,755 B1

[Cheynet 2015] Cheynet, E.: *Wind field simulation (Version 6.0).* MATLAB Central File Exchange. 2015. – MATLAB-Skript (Download am 20.10.2017)

[Comte-Bellot und Corrsin 1966] Comte-Bellot, G. ; Corrsin, S.: The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. In: *Journal of Fluid Mechanics* 25 (1966), S. 657–682

[Contini u. a. 1998] Contini, D. ; Ruggiero, M. ; Manfrida, G.: Turbulent flow field measurements in a model gas turbine combusion chamber. In: *Revue Générale de Thermique* 37 (1998), S. 843–852

[Cutbirth und Bogard 2003] Cutbirth, J. M. ; Bogard, D. G.: Effects of coolant density ratio on film cooling performance on a vane. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003: Power for Land, Sea, and Air.* Atlanta, Georgia, USA, Juni 2003 (GT2003-38582)

[Domininghaus 2008] Domininghaus, H. ; Elsner, P. (Hrsg.) ; Eyerer, P. (Hrsg.) ; Hirth, T. (Hrsg.): *Kunststoffe - Eigenschaften und Anwendungen.* 7. Edition. Berlin, Deutschland : Springer, 2008 (VDI-Buch). – ISBN 978-3-540-72400-1

[Dorrington u. a. 2007] Dorrington, J. R. ; Bogard, D. G. ; Bunker, R. S.: Film effectiveness performance for coolant holes embedded in various shallow trench and crater depressions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air.* Montréal, Kanada, Mai 2007 (GT2007-27992)

[Dragomirov u. a. 2018] Dragomirov, P. ; Mendieta, A. ; Abram, C. ; Fond, B. ; Beyrau, F.: Planar measurements of spray-induced wall cooling using phosphor thermometry. In: *Experiments in Fluids* 59 (2018), Nr. 42

[Dramićanin 2018] Dramićanin, M.: *Luminescence Thermometry - Methods, Materials, and Applications.* 1. Edition. Cambridge, Vereinigtes Königreich : Woodhead Publishing, 2018. – ISBN 978-0-08-102029-6

[Dávalos u. a. 2018] Dávalos, J. O. ; García, J. C. ; Urquiza, G. ; Huicochea, A. ; De Santiago, O.: Prediction of Film Cooling Effectiveness on a Gas Turbine Blade Leading Edge Using ANN and CFD. In: *International Journal of Turbo and Jet Engines* 35 (2018), S. 101–111

[Eckert 1984] Eckert, E. R. G.: Analysis of Film Cooling and Full-Coverage Film Cooling of Gas Turbine Blades. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 106 (1984), S. 206–213

[Esska 2019] ESSKA.DE GMBH: *Spezialschläuche - Silikonschläuche.* 2019. – Produktdatenblatt

[Ethridge u. a. 2001] ETHRIDGE, M. I. ; CUTBIRTH, J. M. ; BOGARD, D. G.: Scaling of Performance for Varying Density Ratio Coolants on an Airfoil With Strong Curvature and Pressure Gradient Effects. In: *Journal of Turbomachinery* 123 (2001), S. 231–237

[European Commission 2001] EUROPEAN COMMISSION: *European Aeronautics: A Vision for 2020.* 2001. – Bericht

[European Commission 2011] EUROPEAN COMMISSION: *Flightpath 2050 - Europe's Vision for Aviation.* 2011. – Bericht

[Fischer u. a. 2021] FISCHER, L. ; STRAUSSWALD, M. ; PFITZNER, M.: Analysis of LES and 1D Hot-Wire Data to Determine Actively Generated Main Flow Turbulence in a Film Cooling Test Rig. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2021: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.* Virtuell, Online, Juni 2021 (GT2021-58661)

[Fond u. a. 2012] FOND, B. ; ABRAM, C. ; HEYES, A. L. ; KEMPF, A. M. ; BEYRAU, F.: Simultaneous temperature, mixture fraction and velocity imaging in turbulent flows using thermographic phosphor tracer particles. In: *Optics Express* 20 (2012), S. 22118–22133

[Fond u. a. 2018] FOND, B. ; XIAO, C.-N. ; T´JOEN, C. ; HENKES, R. ; VEENSTRA, P. ; VAN WACHEM, B. G. M. ; BEYRAU, F.: Investigation of a highly underexpanded jet with real gas effects confined in a channel: flow field measurements. In: *Experiments in Fluids* 59 (2018), Nr. 160

[Fric und Campbell 2002] FRIC, T. F. ; CAMPBELL, R. P.: *Method for improving the cooling effectiveness of a geseous coolant stream which flows through a substrate, and realted articles of manufacture.* 2002. – Schutzrecht US 6,383,602 B1

[Fric und Roshko 1994] FRIC, T. F. ; ROSHKO, A.: Vortical structure in the wake of a transverse jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 279 (1994), S. 1–47

[Gad-El-Hak und Corrsin 1974] GAD-EL-HAK, M. ; CORRSIN, S.: Measurements of the nearly isotropic turbulence behind a uniform jet grid. In: *Journal of Fluid Mechanics* 62 (1974), S. 115–143

[Gilbert 1980] GILBERT, B.: Turbulent Flows Produced by Perforated Plate Generators in Wind Tunnels. In: *AIAA Journal* 18 (1980), S. 275–276

[Glass und Kennedy 1977] GLASS, M. ; KENNEDY, I. M.: An Improved Seeding Method for High Temperature Laser Doppler Velocimetry. In: *Combustion and Flame* 29 (1977), S. 333–335

[Goldstein 1971] GOLDSTEIN, R. J.: Film Cooling. In: *Advances in Heat Transfer* 7 (1971), S. 321–379

[Gritsch u. a. 1999] Gritsch, M. ; Baldauf, S. ; Martiny, M. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: The Superposition Approach to Local Heat Transfer Coefficients in High Density Ratio Film Cooling Flows. In: *Proceedings of ASME 1999 International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition.* Indianapolis, Indiana, USA, Juni 1999 (99-GT-168)

[Han u. a. 2000] Han, J.-C. ; Dutta, S. ; Ekkad, S.: *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology.* 1. Edition. London, Vereinigtes Königreich : Taylor & Francis, 2000. – ISBN 978-1-56032-841-4

[Hasanuzzaman u. a. 2016] Hasanuzzaman, M. ; Rafferty, A. ; Sajjia, M. ; Olabi, A. G.: Properties of Glass Materials. In: Hashmi, S. (Hrsg.): *Reference Module in Materials Science and Materials Engineering.* Oxford, Vereinigtes Königreich : Elsevier, 2016. – ISBN 978-0-12-803581-8

[Hay u. a. 1985] Hay, N. ; Lampard, D. ; Saluja, C. L.: Effects of Cooling Films on the Heat Transfer Coefficient on a Flat Plate With Zero Mainstream Pressure Gradient. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 107 (1985), S. 105–110

[Hearst und Lavoie 2015] Hearst, R. J. ; Lavoie, P.: The effect of active grid initial conditions on high Reynolds number turbulence. In: *Experiments in Fluids* 56 (2015), Nr. 185

[Hurst und Vassilicos 2007] Hurst, D. ; Vassilicos, J. C.: Scalings and decay of fractal-generated turbulence. In: *Physics of Fluids* 19 (2007), Nr. 035103

[Jiang u. a. 2005] Jiang, M. ; Machiraju, R. ; Thompson, D.: Detection and Visualization of Vortices. In: Hansen, C. D. (Hrsg.) ; Johnson, C. R. (Hrsg.): *Visualization Handbook.* Burlington, Massachusetts, USA : Butterworth-Heinemann, 2005, S. 295–309. – ISBN 978-0-12-387582-2

[Kakade u. a. 2012] Kakade, V. U. ; Thorpe, S. J. ; Gerendás, M.: Effusion-cooling performance at gas turbine combustor representative flow conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition.* Kopenhagen, Dänemark, Juni 2012 (GT2012-68115)

[Kalghatgi und Acharya 2014] Kalghatgi, P. ; Acharya, S.: Modal Analysis of Inclined Film Cooling Jet Flow. In: *Journal of Turbomachinery* 136 (2014), Nr. 081007

[Kelso u. a. 1996] Kelso, R. M. ; Lim, T. T. ; Perry, A. E.: An experimental study of round jets in cross-flow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 306 (1996), S. 111–144

[Knappe 2013] Knappe, C.: *Phosphor Thermometry on Surfaces - A Study of its Methodology and its Practical Applications.* Lund, Schweden, Lund University, Dissertation, 2013

[Kohli und Bogard 1998] Kohli, A. ; Bogard, D. G.: Effects of Very High Free-Stream Turbulence on the Jet-Mainstream Interaction in a Film Cooling Flow. In: *Journal of Turbomachinery* 120 (1998), S. 785–790

[Kohli und Bogard 2005] Kohli, A. ; Bogard, D. G.: Turbulent Transport in Film Cooling Flows. In: *Journal of Heat Transfer* 127 (2005), S. 513–520

[Koupper u. a. 2015] KOUPPER, C. ; GICQUEL, L. ; DUCHAINE, F. ; BACCI, T. ; FACCHINI, B. ; PICCHI, A. ; TARCHI, L. ; BONNEAU, G.: Experimental and Numerical Calculation of Turbulent Timescales at the Exit of an Engine Representative Combustor Simulator. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition.* Montréal, Kanada, Juni 2015 (GT2015-42278)

[Koutmos und McGuirk 1989] KOUTMOS, P. ; MCGUIRK, J. J.: Isothermal flow in a gas turbine combustor - a benchmark experimental study. In: *Experiments in Fluids* 7 (1989), S. 344–354

[Kröss und Pfitzner 2010] KRÖSS, B. ; PFITZNER, M.: Numerical and Experimental Investigation of the Film Cooling Effectiveness in a novel Trench Configuration. In: *ASME-ATI-UIT Conference on Thermal and Environmental Issues in Energy Systems.* Sorrent, Italien, Mai 2010

[Kröss und Pfitzner 2012] KRÖSS, B. ; PFITZNER, M.: Numerical and experimental investigation of the film cooling effectiveness and temperature fields behind a novel trench configuration at high blowing ratio. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition.* Kopenhagen, Dänemark, Juni 2012 (GT2012-68125)

[LaVision 2018] LAVISION GMBH: *Einsatzbereich des Particle Blasters 110.* Persönliche Korrespondenz (Meyer, P. - E-Mail). Juli 2018. – Schriftliche Äußerung

[Lefebvre und Ballal 2010] LEFEBVRE, A. H. ; BALLAL, D. R.: *GAS Turbine Combustion - Alternative Fuels and Emissions.* 3. Edition. Boca Raton, Florida, USA : CRC Press, 2010. – ISBN 978-1-4200-8604-1

[Leger u. a. 2003] LEGER, B. ; MIRON, P. ; M., Emidio J.: Geometric and aero-thermal influences on multiholed plate temperature: application on combustor wall. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), S. 1215–1222

[Li u. a. 2019] LI, Y. ; VASILEVA, E. ; SYCHUGOV, I. ; POPOV, S. ; BERGLUND, L.: Optically Transparent Wood: Recent Progress, Opportunities, and Challenges. In: *Advanced Optical Materials* 6 (2019), Nr. 1800059, S. 14

[Liu u. a. 2016] LIU, J. ; LIN, X. ; ZHANG, X. ; AN, B.: Investigation on Cooling Effectiveness and Aerodynamic Loss of a Turbine Cascade with Film Cooling. In: *Journal of Thermal Science* 25 (2016), S. 50–59

[Lu u. a. 2009a] LU, Y. ; DHUNGEL, A. ; EKKAD, S. V. ; BUNKER, R. S.: Effect of Trench Width and Depth on Film Cooling From Cylindrical Holes Embedded in Trenches. In: *Journal of Turbomachinery* 131 (2009), Nr. 011003

[Lu u. a. 2009b] LU, Y. ; DHUNGEL, A. ; EKKAD, S. V. ; BUNKER, R. S.: Film Cooling Measurements for Cratered Cylindrical Inclined Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 131 (2009), Nr. 011005

[Lu u. a. 2005] LU, Y. ; NASIR, H. ; EKKAD, S.: Film cooling from a row of holes embedded in transverse slots. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea and Air.* Reno-Tahoe, Nevada, USA, Juni 2005 (GT2005-68598)

[Mahesh 2013] Mahesh, K.: The Interaction of Jets with Crossflow. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 45 (2013), S. 379–407

[Makita 1991] Makita, H.: Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel. In: *Fluid Dynamics Research* 8 (1991), S. 53–64

[Makita und Sassa 1991] Makita, H. ; Sassa, K.: Active Turbulence Generation in a Laboratory Wind Tunnel. In: *Advances in Turbulence* 3 (1991), S. 497–505

[Martin und Thorpe 2012] Martin, D. ; Thorpe, S. J.: Experiments on combustor effusion cooling under conditions of very high free-stream turbulence. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition*. Kopenhagen, Dänemark, Juni 2012 (GT2012-68863)

[Melling 1997] Melling, A.: Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), S. 1406–1416

[Menges u. a. 2011] Menges, G. ; Haberstroh, E. ; Michaeli, W. ; Schmachtenberg, E.: *Menges Werkstoffkunde Kunststoffe*. 6. Auflage. München, Deutschland : Carl Hanser Verlag, 2011. – ISBN 978-3-446-42762-4

[Metzger u. a. 1968] Metzger, D. E. ; Carper, H. J. ; Swank, L. R.: Heat Transfer With Film Cooling Near Nontangential Injection Slots. In: *Journal of Engineering for Power* 90 (1968), S. 157–162

[Musgraves u. a. 2019] Musgraves, J. D. (Hrsg.) ; Hu, J. (Hrsg.) ; Calvez, L. (Hrsg.): *Springer Handbook of Glass*. 1. Edition. Cham, Schweiz : Springer, 2019. – ISBN 978-3-319-93726-7

[Ochs u. a. 2009] Ochs, M. ; Horbach, T. ; Schulz, A. ; Koch, R. ; Bauer, H.-J.: A novel calibration method for an infrared thermography system applied to heat transfer experiments. In: *Measurement Science and Technology* 20 (2009), Nr. 075103

[Pedersen u. a. 1977] Pedersen, D. R. ; Eckert, E. R. G. ; Goldstein, R. J.: Film Cooling With Large Density Differences Between the Mainstream and the Secondary Fluid Measured by the Heat-Mass Transfer Analogy. In: *Journal of Heat Transfer* 99 (1977), S. 620–627

[Pope 2000] Pope, S. B.: *Turbulent Flows*. 1. Edition. Cambridge, Vereinigtes Königreich : Cambridge University Press, 2000. – ISBN 978-0-521-59125-6

[Raffel u. a. 2018] Raffel, M. ; Willert, C. E. ; Scarano, F. ; Kähler, C. J. ; Wereley, S. T. ; Kompenhans, J.: *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. 3. Edition. Cham, Schweiz : Springer, 2018. – ISBN 978-3-319-68852-7

[Reinke u. a. 2017] Reinke, N. ; Homeyer, T. ; Hölling, M. ; Peinke, J.: *Flow Modulation by an Active Grid*. 2017. – arXiv:1703.00721v1 [physics.flu-dyn]

[Saumweber und Schulz 2012] Saumweber, C. ; Schulz, A.: Effect of Geometry Variations on the Cooling Performance of Fan-Shaped Cooling Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 134 (2012), Nr. 061008

[Schott 2015] SCHOTT TECHNICAL GLASS SOLUTIONS GMBH: *SCHOTT BOROFLOAT 33 - Das Multitalent unter den Spezialgläsern.* 2015. – Produktbroschüre

[Schott 2016a] SCHOTT TECHNICAL GLASS SOLUTIONS GMBH: *Reflexionsspektren alternativer technischer Gläser.* Persönliche Korrespondenz (Stemmler, T. - Telefonat). März 2016. – Mündliche Äußerung

[Schott 2016b] SCHOTT TECHNICAL GLASS SOLUTIONS GMBH: *Untersuchung von Transmissions-, Emissions- und Reflexionsspektrum von SCHOTT BOROFLOAT 33.* Persönliche Korrespondenz (Stemmler, T. - E-Mail). März 2016. – Grafische Darstellung der Messwerte

[Schreivogel 2016] SCHREIVOGEL, P.: *Aerothermodynamische Untersuchung von Filmkühlgeometrien für brennkammertypische Ausblaseraten.* 1. Edition. München, Deutschland : Verlag Dr. Hut, 2016. – ISBN 978-3-8439-2498-6

[Schreivogel u. a. 2016] SCHREIVOGEL, P. ; ABRAM, C. ; FOND, B. ; STRAUSSWALD, M. ; BEYRAU, F. ; PFITZNER, M.: Simultaneous kHz-rate temperature and velocity field measurements in the flow emanating from angled and trenched film cooling holes. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 103 (2016), S. 390–400

[Schreivogel u. a. 2014a] SCHREIVOGEL, P. ; KRÖSS, B. ; PFITZNER, M.: Density ratio effects on the flow field emanating from cylindrical effusion and trenched film cooling holes. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition.* Düsseldorf, Deutschland, Juni 2014 (GT2014-25143)

[Schreivogel u. a. 2014b] SCHREIVOGEL, P. ; KRÖSS, B. ; PFITZNER, M.: Study of an optimized trench film cooling configuration using scale adaptive simulation and infrared thermography. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition.* Düsseldorf, Deutschland, Juni 2014 (GT2014-25144)

[Schreivogel und Pfitzner 2015] SCHREIVOGEL, P. ; PFITZNER, M.: Optical convective heat transfer measurements using infrared thermography and frequency domain phosphor thermometry. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 82 (2015), S. 299–308

[Schreivogel und Pfitzner 2016] SCHREIVOGEL, P. ; PFITZNER, M.: Heat Transfer Measurements Downstream of Trenched Film Cooling Holes Using a Novel Optical Two-Layer Measurement Technique. In: *Journal of Turbomachinery* 138 (2016), Nr. 031003

[Schroeder und Thole 2016] SCHROEDER, R. P. ; THOLE, K. A.: Effect of High Freestream Turbulence on Flowfields of Shaped Film Cooling Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 138 (2016), Nr. 091001

[Schroeder und Thole 2017] SCHROEDER, R. P. ; THOLE, K. A.: Thermal Field Measurements for a Shaped Hole at Low and High Freestream Turbulence Intensity. In: *Journal of Turbomachinery* 139 (2017), Nr. 021012

[Schulz 2000] SCHULZ, A.: Infrared thermography as applied to film cooling of gas turbine components. In: *Measurement Science and Technology* 11 (2000), S. 948–956

[Simmons und Salter 1934] Simmons, L. F. G. ; Salter, C.: Experimental Investigation and Analysis of the Velocity Variations in Turbulent Flow. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 145 (1934), S. 212–234

[Sinha u. a. 1991] Sinha, A. K. ; Bogard, D. G. ; Crawford, M. E.: Film-Cooling Effectiveness Downstream of a Single Row of Holes With Variable Density Ratio. In: *Journal of Turbomachinery* 113 (1991), S. 442–449

[Sperling u. a. 2021] Sperling, S. ; Christensen, L. ; Celestina, R. ; Mathison, R. ; Aksoy, H. ; Liu, J. ; Nickol, J.: Coupling of Mainstream Velocity Fluctuations with Plenum Fed Film Cooling Jets. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2021: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.* Virtuell, Online, Juni 2021 (GT2021-59825)

[Straußwald 2020] Strausswald, M.: *Feststoff Partikelseeder für thermographische Phosphore.* 2020. – Unveröffentlichter technischer Bericht

[Straußwald u. a. 2021] Strausswald, M. ; Abram, C. ; Sander, T. ; Beyrau, F. ; Pfitzner, M.: Time-resolved temperature and velocity field measurements in gas turbine film cooling flows with mainstream turbulence. In: *Experiments in Fluids* 62 (2021), Nr. 3

[Straußwald und Bäumel 2019] Strausswald, M. ; Bäumel, B.: *Erzeugung eines heterogenen Gemischs aus einem Fluid und festen, flüssigen oder gasförmigen Partikeln.* 2019. – Schutzrecht DE 10 2019 100 343 A1

[Straußwald u. a. 2018] Strausswald, M. ; Sander, T. ; Bakhtiari, A. ; Pfitzner, M.: High-speed velocity measurements of film cooling applications at high-turbulence main flow conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.* Lillestrøm (Oslo), Norwegen, Juni 2018 (GT2018-76458)

[Straußwald u. a. 2016] Strausswald, M. ; Sander, T. ; Pfitzner, M.: Heat transfer coefficient measurements for film cooling flows with on-glass IR thermometry. In: *Proceedings of 3rd International WORKshop on Infrared Technologies.* Olching (München), Deutschland, Oktober 2016

[Straußwald u. a. 2017] Strausswald, M. ; Schmid, K. ; Müller, H. ; Pfitzner, M.: Experimental and Numerical Investigation of Turbulent Mixing in Film Cooling Applications. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition.* Charlotte, North Carolina, USA, Juni 2017 (GT2017-64650)

[Su und Mungal 2004] Su, L. K. ; Mungal, M. G.: Simultaneous measurements of scalar and velocity field evolution in turbulent crossflowing jets. In: *Journal of Fluid Mechanics* 513 (2004), S. 1–45

[Surek und Stempin 2014] Surek, D. ; Stempin, S.: *Technische Strömungsmechanik - Für Studium, Examen und Praxis.* 2. Edition. Wiesbaden, Deutschland : Springer, 2014. – ISBN 978-3-658-06061-9

[Tassa und Kamotani 1975] TASSA, Y. ; KAMOTANI, Y.: Experiments on turbulence behind a grid with jet injection in downstream and upstream direction. In: *Physics of Fluids* 18 (1975), S. 411–414

[Thole u. a. 1994] THOLE, K. A. ; BOGARD, D. G. ; WHAN-TONG, J. L.: Generating high freestream turbulence levels. In: *Experiments in Fluids* 17 (1994), S. 375–380

[Tränkler und Reindl 2014] TRÄNKLER, H.-R. (Hrsg.) ; REINDL, L. M. (Hrsg.): *Sensortechnik - Handbuch für Praxis und Wissenschaft.* 2. Edition. Berlin, Deutschland : Springer, 2014. – ISBN 978-3-642-29941-4

[Tropea u. a. 2007] TROPEA, C. (Hrsg.) ; YARIN, A. (Hrsg.) ; FOSS, J. F. (Hrsg.): *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics.* 1. Edition. Berlin, Deutschland : Springer, 2007. – ISBN 978-3-540-25141-5

[Uberoi und Wallis 1967] UBEROI, M. S. ; WALLIS, S.: Effects of grid geometry on turbulence decay. In: *Physics of Fluids* 10 (1967), S. 1216–1224

[Valente und Vassilicos 2011] VALENTE, P. C. ; VASSILICOS, J. C.: The decay of turbulence generated by a class of multiscale grids. In: *Journal of Fluid Mechanics* 687 (2011), S. 300–340

[Wang u. a. 2013] WANG, S. F. ; ZHANG, J. ; LUO, D. W. ; GU, F. ; TANG, D. Y. ; DONG, Z. L. ; TAN, G. E. B. ; QUE, W. X. ; ZHANG, T. S. ; LI, S. ; KONG, L. B.: Transparent ceramics: Processing, materials and applications. In: *Progress in Solid State Chemistry* 41 (2013), S. 20–54

[Waye und Bogard 2006] WAYE, S. K. ; BOGARD, D. G.: High Resolution Film Cooling Effectiveness Measurements of Axial Holes Embedded in a Transverse Trench with Various Trench Configurations. In: *Proceddings of ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air.* Barcelona, Spanien, Mai 2006 (GT2006-90226)

[Wieneke 2015] WIENEKE, B.: PIV uncertainty quantification from correlation statistics. In: *Measurement Science and Technology* 26 (2015), Nr. 074002

[Wright u. a. 2008] WRIGHT, L. M. ; BLAKE, S. A. ; HAN, J. C.: Film Cooling Effectiveness Distributions on a Turbine Blade Cascade Platform With Stator-Rotor Purge and Discrete Film Hole Flows. In: *Journal of Turbomachinery* 130 (2008), Nr. 031015

[Wurm u. a. 2009] WURM, B. ; SCHULTZ, A. ; BAUER, H.-J.: A new facility for investigating the interaction between swirl flow and wall cooling films in combustors. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air.* Orlando, Florida, USA, Juni 2009 (GT2009-59961)

[Wurm u. a. 2014] WURM, B. ; SCHULZ, A. ; BAUER, H.-J. ; GERENDAS, M.: Impact of swirl flow on the penetration behaviour and cooling performance of a starter cooling film in modern lean operating combustion chambers. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition.* Düsseldorf, Deutschland, Juni 2014 (GT2014-25520)

[Ziefle und Kleiser 2008] Ziefle, J. ; Kleiser, L.: Assessment of a film-cooling flow structure by large-eddy simulation. In: *Journal of Turbulence* 9 (2008), Nr. 29

[Ziefle und Kleiser 2013] Ziefle, J. ; Kleiser, L.: Numerical Investigation of a Film-Cooling Flow Structure: Effect of Crossflow Turbulence. In: *Journal of Turbomachinery* 135 (2013), Nr. 041001

[Zimmerman 1979] Zimmerman, D. R.: Laser Anemometer Measurements at the Exit of a T63-C20 Combustor. Cleveland, Ohio, USA : National Aeronautics and Space Administration, NASA Lewis Research Center, April 1979 (NASA CR-159623). – Forschungsbericht