

**Forschungsberichte aus dem
Institut für Thermische Strömungsmaschinen**
Hrsg.: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Christoph Gramespacher

Einfluss rauer Oberflächen auf transitionale und turbulente Grenzschichtströmungen

Neue Korrelationen für die Startstelle
der Transition und den turbulenten
Wärmeübergang an rauen Oberflächen

Einfluss rauer Oberflächen auf transitionale und turbulente Grenzschichtströmungen

Neue Korrelationen für die Startstelle der Transition und den turbulenten Wärmeübergang an rauen Oberflächen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

bei der KIT-Fakultät für Maschinenbau des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

angenommene

Dissertation

von

Christoph Gramespacher, M. Sc.
aus Müllheim

Tag der mündlichen Prüfung:
Hauptreferent:
Korreferent:

16. März 2023
Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer
Prof. Dr.-Ing. Matthias Stripf

Forschungsberichte aus dem Institut für Thermische Strömungsmaschinen

herausgegeben von:

Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer,
Lehrstuhl und Institut für Thermische Strömungsmaschinen
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
Kaiserstr. 12
D-76131 Karlsruhe

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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



Dieses Werk ist lizenziert unter der Creative Commons Attribution 4.0 Lizenz CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>). Die Bedingungen der Creative-Commons-Lizenz gelten nur für Originalmaterial. Die Wiederverwendung von Material aus anderen Quellen (gekennzeichnet mit Quellenangabe) wie z. B. Schaubilder, Abbildungen, Fotos und Textauszüge erfordert ggf. weitere Nutzungsgenehmigungen durch den jeweiligen Rechteinhaber.
©Copyright Logos Verlag Berlin GmbH 2023

Alle Rechte vorbehalten.

ISSN 1615-4983
ISBN 978-3-8325-5646-4

Logos Verlag Berlin GmbH
Georg-Knorr-Str. 4, Geb. 10,
12681 Berlin
Tel.: +49 030 42 85 10 90
Fax: +49 030 42 85 10 92
INTERNET: <http://www.logos-verlag.de>

Einfluss rauer Oberflächen auf transitionale und turbulente Grenzschichtströmungen

Neue Korrelationen für die Startstelle der Transition und den turbulenten Wärmeübergang an rauen Oberflächen

von

Christoph Gramespacher

München 2023

Vorwort des Herausgebers

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

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

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

Aerodynamische Verluste und der Wärmeübergang an Turbinenschaufeln werden primär durch den Grenzschichtzustand entlang der Profile und den Seitenwänden bestimmt. In diesem Zusammenhang ist insbesondere das Transitionsverhalten der Grenzschicht von Bedeutung. Der Sachverhalt wird noch dadurch komplexer, dass die Einflussfaktoren wie Reynoldszahl, Oberflächenrauigkeit, Turbulenzintensität und periodische Nachläufe über den Betriebsbereich eines Triebwerks oder einer Gasturbine und/oder der Position der betrachteten Stufe erheblich variieren können. Oberflächenrauigkeiten können fertigungsbedingt auftreten oder während des Betriebs im Laufe der Zeit durch Oxidation, Erosion oder Ablagerungen entstehen. Zur Verbesserung der Genauigkeit von in heutigen CFD-Verfahren für die aerothermische Auslegung von Turbinen eingesetzten Turbulenzmodellen bedarf es präziser experimenteller Daten, die momentan jedoch nicht in ausreichendem Maße vorhanden sind. Im vorliegenden Band der Schriftenreihe befasst sich der Autor folgerichtig mit der experimentellen Untersuchung des laminar-turbulenten Umschlags der Grenzschicht und des durch den Umschlag beeinflussten Wärmeübergangs. Dabei interessiert ihn insbesondere der Einfluss von Oberflächenrauigkeiten, wie sie typisch sind für

die Druck- bzw. Saugseite von Turbinenschaufelprofilen. In diesem Zusammenhang sind die Position des Transitionsbeginns und die den Transitionsprozess bestimmenden Parameter von ausschlaggebender Bedeutung.

Die umfangreichen und sehr sorgfältig durchgeführten experimentellen Untersuchungen schließen existierende Lücken der einschlägigen Literatur. Es wurde eine umfassende Datenbasis geschaffen, die zur Erstellung und Validierung von verbesserten Modellen für numerische Verfahren, die den Wärmeübergang und reibungsbedingte Verluste bei der Umströmung von Turbinenprofilen berechnen sollen, verwendet werden kann. Bei den Untersuchungen wurde eine saubere Trennung des Einflusses von Druckgradienten von der in der Realität gleichzeitig auftretenden Oberflächenkrümmung vorgenommen. Bei der Erstellung einer verbesserten Startstellenkorrelation für den Ort des Transitionsbeginns werden nun zusätzlich zur bisher exklusiv verwendeten Turbulenzintensität auch die turbulenten Längenskalen berücksichtigt. Der Autor führte erstmals eine systematische Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit von Oberflächenrauigkeiten auf den Wärmeübergang durch. Diese Fragestellung ist sehr praxisrelevant, da Oberflächenrauigkeiten, die durch Ablagerungen oder durch Bildung von Oxidschichten entstehen, eine andere, zumeist geringere, Wärmeleitfähigkeit besitzen als das Material des Substrats.

Vorwort des Autors

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit am Institut für Thermofluidodynamik der Hochschule Karlsruhe und wurde vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (FH-ProfUnt, FKZ 13FH104PX6) finanziell gefördert. Hierbei gilt mein großer Dank den Industriepartnern MTU Aero Engines AG (Dr.-Ing. Ewald Lutum, Dr.-Ing. Tobias Glasenapp), Siemens AG (Stefan Dahlke) und Numeca Engineering (Dr.-Ing. Thomas Hildebrandt) für deren finanzielle und fortwährende intellektuelle Unterstützung.

Mein Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer, Leiter des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), für die Übernahme des Hauptreferats und das entgegenbrachte Vertrauen sowie die eingeräumten Freiheiten beim Verfassen dieser Arbeit. Besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Matthias Stripf, Leiter des Instituts für Thermofluidodynamik der Hochschule Karlsruhe, für die Übernahme des Korreferats und die Möglichkeit diese Arbeit im einzigartigen Umfeld seines Instituts anzufertigen. Durch seine fachliche Kompetenz und seine souveräne Art mit Ruhe und Humor auch durch schwierige Projektphasen zu führen, hat er wesentlichen Anteil am Erfolg dieser Arbeit. Nicht zuletzt haben seine gründlichen Korrekturen und die daraus resultierenden Anmerkungen merklich zur Qualität der im Rahmen dieses Promotionsvorhabens entstandenen Publikationen beigetragen. Vielen Dank für die nahezu grenzenlose Freiheit, die Möglichkeit in diesem Maße über den Tellerrand hinaus schauen zu können und die Offenheit jederzeit mit Rat und Tat zu unterstützen.

Vielfältiger Dank gilt meinen Kollegen am Institut für Thermofluidodynamik. Allen voran Holger Albiez, mit dem ich unzählige Stunden am Windkanal verbracht habe und der mich unermüdlich bei experimentellen Arbeiten unterstützt hat. Auch meine Bürokollegen Jochen Gaiser, Oliver Kraft und Florian Theobald, sind besonders hervorzuheben. Durch zahlreiche Diskussionen konnte ich von deren fachlichen, aber auch persönlichen Erfahrungen profitieren. Vielen Dank für den offenen und freundschaftlichen Umgang, durch den wir innerhalb der Arbeitsgruppe ein einzigartig fruchtbares Umfeld schaffen konnten. Mein Dank gilt auch den zahlreichen Studierenden, die durch ihre Studien- und Abschlussarbeiten an dieser Arbeit mitgewirkt haben.

Weiterhin möchte ich mich bei den Mitarbeitenden der mechanischen Werkstatt bedanken, die durch ihre schnelle und unkomplizierte Hilfe dazu beigetragen haben, dass Messkampagnen nicht zum Erliegen kamen. Vielen Dank an das Institute of Materials and Processes für die Unterstützung bei der Fertigung komplexer Bauteile und die Möglichkeit deren Einrichtungen zur Charakterisierung von rauen Oberflächen zu nutzen. Mein Dank gilt auch den Mitarbeitenden der Verwaltung, den Sekretariaten und der Rechnerabteilung die mir durch ihre Unterstützung ermöglicht haben mich auf meine Forschung zu konzentrieren.

Abschließender Dank gilt meiner Familie und meiner Frau Lydia für die Unterstützung, den Rückhalt und das große Verständnis.

Inhaltsverzeichnis

Symbole	iii
Abbildungen	xi
Tabellen	xix
1 Einleitung	1
2 Grundlagen und wissenschaftlicher Kenntnisstand	5
2.1 Rauheit an Turbinenschaufeln	5
2.1.1 Beschreibung rauher Oberflächen	5
2.1.2 Entstehung rauher Oberflächen an Turbinenschaufeln	8
2.2 Umströmung von Turbinenschaufelprofilen	12
2.2.1 Staupunktumströmung	15
2.2.2 Laminare Grenzschicht	17
2.2.3 Transitionale Grenzschicht	20
2.2.4 Turbulente Grenzschicht	24
3 Zielsetzung	33
4 Versuchsaufbau und Messtechnik	35
4.1 Versuchsaufbau	35
4.1.1 Turbulenzerzeuger	35
4.1.2 Messstrecke mit ebener Platte	39
4.2 Messtechnik	40
4.2.1 Messung der Freistromturbulenz	41
4.2.2 Messung der Geschwindigkeitsverteilung	45
4.2.3 Messung der Wärmeübergangsverteilung	45
4.2.4 Messung der Turbulenzfleckkinematik	48
4.3 Definition und Herstellung der rauhen Oberflächen	52
5 Untersuchung der An- und Umströmbedingungen der Messplatte	59
5.1 Charakterisierung des Turbulenzerzeugers	59
5.1.1 Homogenität und Isotropie	59
5.1.2 Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie	62
5.1.3 Turbulenzspektren	66
5.1.4 Mikrolängenmaße	69
5.1.5 Integrale Längenmaße	70
5.1.6 Betriebsbereich	73
5.2 Definition der Betriebspunkte	76
5.3 Druckverteilung im Mittelschnitt	78
6 Einfluss der Oberflächenrauheit auf den Wärmeübergang im Staupunkt	81

7 Einfluss der Oberflächenrauheit auf den Wärmeübergang in der transitionalen Grenzschicht	83
7.1 Einfluss der Rauheit und des Turbulenzgrads	84
7.2 Einfluss der Rauheit und der Turbulenzreynoldszahl	86
7.3 Einfluss der Rauheitshöhe	87
7.4 Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente	89
8 Entwicklung einer neuen Startstellenkorrelation	91
8.1 Bestimmung der Startstelle und Länge der Transition aus Wärmeübergangsverteilungen	92
8.2 Entwicklung einer Korrelation für glatte Oberflächen	94
8.3 Entwicklung einer Korrelation für raue Oberflächen	97
8.4 Genauigkeit der neuen Startstellenkorrelation	101
8.5 Einfluss der Rauheit auf die Transitionslänge	104
9 Kinematik natürlich entstandener Turbulenzflecken	107
9.1 Form natürlich entstandener Turbulenzflecken	108
9.2 Geschwindigkeit natürlich entstandener Turbulenzflecken	111
9.3 Laterale Ausbreitung natürlich entstandener Turbulenzflecken	115
10 Einfluss der Oberflächenrauheit auf die turbulente Grenzschicht	119
10.1 Bestimmung des turbulenten Wärmeübergangs	120
10.2 Einfluss der Rauheitshöhe, -dichte und Elementwärmeleitfähigkeit	122
10.3 Überlagerter Einfluss von Rauheit und Freistromturbulenz	125
10.4 Überlagerter Einfluss der Elementwärmeleitfähigkeit und des Turbulenzgrads	127
10.5 Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente	128
11 Zusammenfassung	131
Literatur	134
Betreute studentische Arbeiten	154
Anhang	157
A.1 Geometrien und Koordinaten der Messstellen	157
A.1.1 Konturierte Wände	157
A.1.2 Druckmessstellen	163
A.1.3 Temperaturmessstellen	164
A.2 Fehlerrechnung zur Messung der Wärmeübergangsverteilung	165
A.3 Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und verschieden strukturierten Oberflächen	168
A.4 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und verschieden strukturierten Oberflächen	196

Symbole

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
<i>Lateinische Symbole</i>		
a		Konstante im dreidimensionalen Turbulenzspektrum
a	1/s	Geschwindigkeitsgradient, $a = du/ds$
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit, $a = \lambda/(\rho c_p)$
a		Überhitzungsverhältnis von Hitzdrahtsonden, $a = (R_{hw} - R_0)/R_0$
a		Konstante zur Beschreibung des Rauheitseinflusses auf den Reynoldsanalogiefaktor
A		Invariante des anisotropen Reynoldsspannungstensors, $A = \det(\overline{u'u'})/(2k/3)^3$
A	m^2	Querschnittsfläche
A_F	m^2	in Strömungsrichtung projizierte Fläche eines Rauheitselements
A_S	m^2	Bezugsfläche der Rauheitselemente
A_W	m^2	halbe Mantelfläche eines Rauheitselements
A_θ		Konstante zur Beschreibung des Turbulenzeinflusses auf die Stantonzahl
b	m	Konstante zur Beschreibung des Rauheitseinflusses auf den Reynoldsanalogiefaktor
b		Breite
c	m	Sehnenlänge
c_0		Konstante zur Kalibrierung von Hitzdrahtsonden
c_1		Konstante zur Kalibrierung von Hitzdrahtsonden
c_f		Widerstandsbeiwert, $c_f = \tau_w/(0,5\rho u_\infty^2)$
c_p	J/(kg K)	Spezifische Wärmekapazität
C		Konstante im logarithmischen Wandgesetz
C		Konstante zur Beschreibung des Abklingverhaltens der turbulenten kinetischen Energie
C_T		Konstante im logarithmischen Bereich der Temperaturgrenzschicht
d	m	Durchmesser
d_x	m	Durchmesser eines Rauheitselements in Strömungsrichtung
d_z	m	Durchmesser eines Rauheitselements in lateraler Richtung

D		Parameter im logarithmischen Wandgesetz für raue Oberflächen
e		mittlere Exzentrizität eines Rauheitselements
E		Konstante im logarithmischen Wandgesetz für raue Oberflächen
E	m^2/s	Dreidimensionales Turbulenzspektrum
E_{11}	m^2/s	Eindimensionales Turbulenzspektrum
f	Hz	Frequenz
f_c	Hz	Grenzfrequenz
f_e		Korrekturfaktor der Exzentrizität der Rauheitselemente
f_r		Korrekturfaktor der Rauheit
f_s	Hz	Abtastrate
f_Λ		Korrekturfaktor der Rauheitsdichte
h	m	Höhe
h	J/kg	Enthalpie, $h = c_p T_{\text{stat}}$
h_m	m	mittlere Rauheitshöhe
h_t	J/kg	Totalenthalpie, $h_t = h + u^2/2$
I		Wandintermittenz
k		Laufindex
k	m	Rauheitshöhe
k	$\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$	thermischer Widerstand
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie, $k = 0,5(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'})$
k_{eff}	m	Effektive Rauheitshöhe
$k_{s,\text{äq}}$	m	Äquivalente Sandkornrauheit
k_δ		Relative Rauheitshöhe, $k_\delta = k_{\text{eff}}/\delta_1$
K		Dimensionsloser Beschleunigungsparameter, $K = \nu/u_\infty^2 du_\infty/ds$
l	m	Länge
L	m	Charakteristische Länge
L_{11}	m	Integrales Längemaß in Strömungsrichtung
L_{22}	m	Integrales Längemaß quer zur Strömungsrichtung
L_x	m	Länge einer Kontrollfläche
L_ε	m	Dissipationslängenmaß, $L_\varepsilon = k^{3/2}/\varepsilon$
m		Konstante zur Kalibrierung von Hitzdrahtsonden
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
M	m	Maschenweite eines Turbulenzgitters

n		Konstante zur Beschreibung des Abklingverhaltens der turbulenten kinetischen Energie
N		Anzahl
p		Exponent zur Charakterisierung der Turbulenz
p	Pa	Druck
p_{stat}	Pa	Statischer Druck
p_{tot}	Pa	Totaldruck, $p_{\text{tot}} = p_{\text{stat}} + \rho u_{\infty}^2 / 2$
P	W	Elektrische Leistung, $P = U_{\text{el}}^2 / R$
\dot{q}_w	W/m ²	Wärmestromdichte bezogen auf die Grundfläche des Kontrollvolumens
r		Recovery-Faktor
r		Parameter im dreidimensionalen Turbulenzspektrum
r_1	m	Korrelationslänge
R	J/(kg K)	Gaskonstante
R	Ω	Elektrischer Widerstand
R_a	m	Arithmetischer Mittenrauwert
R_{ku}		Steilheit
R_q	m	Quadratischer Mittenrauwert
R_{sk}		Schiefe
R_t		Maximale Rautiefe
RA		Reynoldsanalogiefaktor, $RA = 2St/c_f$
s	m	Lauflänge
t	m	Abstand zwischen Rauheitselementen
t	s	Zeit
T_{ad}	K	Adiabate Wandtemperatur, $T_{\text{ad}} = T_{\text{stat}} + ru_{\infty}^2 / (2c_p)$
T_{hw}	K	Temperatur einer Hitzdrahtsonde
T_{stat}	K	Statische Temperatur
T_{tot}	K	Totaltemperatur
T_w	K	Wandtemperatur
T_{τ}	K	Reibungstemperatur, $T_{\tau} = -\dot{q}_w / (\rho c_p u_{\tau})$
T^+		Dimensionslose Temperatur, $T^+ = (T - T_w) / T_{\tau}$
Tu		Turbulenzgrad, $Tu = \sqrt{2k/3} / u_{\infty}$
Tu_{λ}		Effektiver Turbulenzgrad
u	m/s	Geschwindigkeit in Strömungsrichtung
u_m	m/s	Mittlere Geschwindigkeit eines Turbulenzflecks
u_{1e}	m/s	Geschwindigkeit der Vorderkante eines Turbulenzflecks

u_{te}	m/s	Geschwindigkeit der Hinterkante eines Turbulenzflecks
u^+		Dimensionslose Geschwindigkeit, $u^+ = u/u_\tau$
u_τ	m/s	Wandschubspannungsgeschwindigkeit, $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$
u'	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit in Strömungsrichtung
$\overline{u'u'}$	m ² /s ²	Reynoldsnormalspannung in Strömungsrichtung
$\overline{u'v'}$	m ² /s ²	Reynoldsscherspannung
U_{el}	V	Elektrische Spannung
v	m/s	Geschwindigkeit in Wandnormalenrichtung
v'	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit in Wandnormalenrichtung
$\overline{v'v'}$	m ² /s ²	Reynoldsnormalspannung in Wandnormalenrichtung
V_R	m ³	Volumen eines Rauheitselements
w	m/s	Geschwindigkeit in lateraler Richtung
$\overline{w'w'}$	m ² /s ²	Reynoldsnormalspannung in lateraler Richtung
x	m	Koordinate in Strömungsrichtung
x_0	m	Virtueller Ursprung
y	m	Koordinate in Wandnormalenrichtung
y^+		Dimensionsloser Wandabstand, $y^+ = y/\delta_\nu = yu_\tau/\nu$
z	m	Koordinate in lateraler Richtung

Griechische Symbole

α	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient, $\alpha = \dot{q}_w/(T_{tot,0} - T_w)$
α	°	Halber Ausbreitungswinkel eines Turbulenzflecks
α	°	Anstellwinkel der Turbulenzbleche
β		Parameter im dreidimensionalen Turbulenzspektrum
γ		zeitlicher Anteil der Intermittenz
δ_1	m	Verdrängungsdicke
δ_2	m	Impulsverlustdicke
δ_{99}	m	Grenzschichtdicke
δ_ν	m	Charakteristisches viskoses Längenmaß, $\delta_\nu = \nu/u_\tau$
δ_a	m	Charakteristisches Längenmaß, $\delta_a = a/u_\tau$
Δ		Differenz
ε	m ² /s ³	Dissipationsrate
η	m	Kolmogorov Längenmaß, $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$
Θ	°	Anströmwinkel
Θ	°	Halber Öffnungswinkel der Vorderkante eines Turbulenzflecks

κ		von Kármán Konstante
κ		Isentropenexponent
κ	1/m	Wellenzahl
κ_e		Faktor im dreidimensionalen Turbulenzspektrum
κ_η		Faktor im dreidimensionalen Turbulenzspektrum
κ_1	1/m	Wellenzahl
κ_T		Parameter im logarithmischen Bereich der Temperaturgrenzschicht, $\kappa_T = \kappa/\text{Pr}_T$
λ	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit
λ	m	Wellenlänge einer Störung
λ_{eff}		Dimensionsloser, effektiver Abstand zwischen den Rauheitselementen
λ_f		Relative frontale Versperrung, $\lambda_f = A_F/A_S$
λ_f	m	Mikrolängenmaß in Strömungsrichtung
λ_g	m	Taylor Mikrolängenmaß längs zur Strömungsrichtung
$\lambda_{\theta,t}$		Dimensionsloser Pohlhausenparameter, $\lambda_{\theta,t} = (\delta_2^2/\nu) du_\infty/dx = K \cdot \text{Re}_{\delta_2}^2$
Λ_S		Rauheitsdichteparameter nach Sigal und Danberg (1990)
Λ_R		Rauheitsdichteparameter, $\Lambda_R = A_S k/V_R$
μ	N s/m ²	Dynamische Viskosität
μ_t	N s/m ²	Turbulente Wirbelviskosität
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität
Π		Druckverhältnis
ρ	kg/m ³	Dichte
τ_w	m ² /s	Wandschubspannung, $\tau_w = \mu \partial u / \partial y$
τ_l	m ² /s	Laminare Schubspannungen
τ_t	m ² /s	Turbulente Schubspannungen
τ_{qw}		Quasiwandschubspannung

Ähnlichkeitskennzahlen

k^+		Rauheitsreynoldszahl basierend auf der Rauheitshöhe k , $k^+ = k/\delta_\nu = k u_\tau/\nu$
$k_{s,\ddot{a}q}^+$		Rauheitsreynoldszahl basierend auf der äquivalenten Sandkornrauheit $k_{s,\ddot{a}q}$, $k_{s,\ddot{a}q}^+ = k_{s,\ddot{a}q}/\delta_\nu = k_{s,\ddot{a}q} u_\tau/\nu$
Ma		Machzahl, $\text{Ma} = u_\infty/\sqrt{\kappa R T_{\text{stat}}}$
Nu_a		Nußeltzahl basierend auf der Freistrombeschleunigung, $\text{Nu}_a = \alpha \sqrt{\nu/a}/\lambda$

Nu_c	Nußeltzahl basierend auf der Sehnenlänge, $Nu_a = \alpha c / \lambda$
Nu_s	Nußeltzahl basierend auf der Lauflänge, $Nu_s = \alpha s / \lambda$
Pr	Prandtlzahl, $Pr = \nu / a$
Pr_t	Turbulente Prandtlzahl
Re_c	Reynoldszahl basierend auf der Sehnenlänge, $Re_c = u_\infty c / \nu$
Re_d	Reynoldszahl basierend auf dem Durchmesser d , $Re_d = u_\infty d / \nu$
Re_s	Reynoldszahl basierend auf der Lauflänge, $Re_c = u_\infty s / \nu$
Re_M	Reynoldszahl basierend auf der Maschenweite des Turbulenzgitters M , $Re_M = u_\infty M / \nu$
Re_T	Reynoldszahl basierend auf der charakteristischen Länge \sqrt{k} , $Re_T = k^2 / (\nu \varepsilon)$
Re_{δ_2}	Reynoldszahl basierend auf Impulsverlustdicke δ_2 , $Re_{\delta_2} = u_\infty \delta_2 / \nu$
Re_λ	Reynoldszahl basierend auf der Turbulenzreynoldszahl Re_λ , $Re_\lambda = \overline{u'u'} \lambda_g / \nu$
Sr	Strouhalzahl, $Sr = fL / u_\infty$
St	Stantonzahl, $St = \alpha (T_{tot,0} - T_w) / (\rho c_p (T_{ad} - T_w) u_\infty)$

Indizes

0	Ungestörte Anströmung stromauf der Vorderkante
0	Ruhezustand
1	Eintrittsebene
2	Austrittsebene
bl	Beruhigt laminar
c	Korrelation
eff	Effektiv
f	Folie
fl	Fluid
hf	Heißfilm
ht	Wärmeübergang
hw	Hitzdrahtsonde
is	Isentrop
k	Kühlwasser
l	Laminar
lam	Laminar

le	Vorderkante (engl. „leading edge“)
LT	Transitionslänge
m	Mittel
max	Maximal
n	Nut
t	Transitionsstartstelle
t	Turbulent
te	Thermoelement
te	Hinterkante (engl. „trailing edge“)
turb	Turbulent
T	Transitionsende
r	Rau
rh	Rauheit mit hoher Wärmeleitfähigkeit (Neusilber)
rl	Rauheit mit geringer Wärmeleitfähigkeit (Silikon)
s	Festkörper
s	Glatt
spot	Turbulenzfleck
w	Wand
∞	Freistromrand der Grenzschicht

Abkürzungen

APS	Atmosphärisches Plasmaspritzen
EP-PVD	Elektronenstrahl basierte physikalische Abscheidung aus der Dampfphase
FEM	Finite-Elemente-Methode
RANS	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Abbildungen

2.1	Rauheitsprofil zur Definition der Rauheitsparameter.	6
2.2	Oberflächenrauheit an einer Hochdruckturbinenschaufel.	9
2.3	Grenzschichten einer umströmten Hochdruckturbinenschaufel.	13
2.4	Laminare Geschwindigkeitsprofile und deren Ableitungen in Abhängigkeit des Druckgradienten der Freiströmung.	18
2.5	Bereiche der Bypass-Transition.	21
2.6	Universelle Geschwindigkeitsverteilung einer turbulenten Grenzschicht für eine glatte und eine raue Wand.	25
2.7	Geschwindigkeitsprofile der laminaren und turbulenten Grenzschicht für eine glatte und eine raue Wand.	27
4.1	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.	36
4.2	Schematische Darstellung des Turbulenzerzeugers.	39
4.3	Schematische Darstellung der Messstrecke.	40
4.4	Schematische Darstellung einer (a) Einzeldraht und (b) X-Draht Hitzdrahtsonde.	41
4.5	Kalibrierkurve einer Eindraht-Hitzdrahtsonde.	42
4.6	Kalibrierkurven einer X-Draht Sonde für verschiedene Anströmwinkel.	44
4.7	Bestimmung des Anströmwinkels und der Anströmgeschwindigkeit einer X-Draht Sonde.	44
4.8	Schematische Darstellung der (a) Druck- und (b) Wärmeübergangsmessplatte.	47
4.9	Messplatte zur Bestimmung der Turbulenzfleckenkinematik mit einem 31-fach Heißfilmsensorarray.	48
4.10	Positionen der einzelnen Heißfilmsensoren des Arrays.	49
4.11	(a) Signalausschnitt der Quasiwandschubspannung τ_{qw} und (b) der Wandintermittenz γ_t zur Visualisierung der drei Grenzschichtzustände „laminar“, „beruhigt laminar“ und „turbulent“.	51
4.12	(a) Definition der Rauheitsgeometrie und (b) gemessene Oberflächentopographie der Oberfläche r75l.	52
4.13	Herstellverfahren für deterministische Oberflächenrauheiten aus Neusilber und Erweiterung zur Herstellung von Rauheiten aus Silikon.	53
5.1	(a) Horizontale Profile der mittleren Geschwindigkeiten und (b) Schwankungsgrößen bei einem Abstand von $x/M = 33$ und einem Anstellwinkel von 35° bei $Re_M \approx 17\,500$	60
5.2	(a) Vertikale Profile der mittleren Geschwindigkeiten und (b) Schwankungsgrößen bei einem Abstand von $x/M = 33$ und einem Anstellwinkel von 35° bei $Re_M \approx 17\,500$	61
5.3	(a, b) Verhältnisse der Reynoldsnormalspannungen und (c) Reynoldsspannungs-invariante A für verschiedene Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17\,500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann.	63

5.4	(a) Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie k/u_∞^2 und (b) der berechneten Turbulenzreynoldszahlen Re_T für unterschiedliche Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17\,500$	65
5.5	Abhängigkeit des Turbulenzgrads von der Maschen-Reynoldszahl.	66
5.6	Eindimensionale Turbulenzspektren für (a) verschiedene Abstände zum Gitter und (b) für unterschiedliche Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17\,500$	67
5.7	Abhängigkeit der Strouhalzahl vom Anstellwinkel für verschiedene Maschen-Reynoldszahlen.	68
5.8	(a) Entwicklung des Taylor-Mikrolängenmaßes λ_g und (b) Verhältnis der Mikrolängenmaße λ_f/λ_g für verschiedene Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17\,500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann.	70
5.9	(a) Entwicklung des integralen Längenmaßes L_{11} und (b) Verhältnis der integralen Längenmaße L_{11}/L_{22} für verschiedene Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17\,500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann.	72
5.10	Verhalten von $L_{11}^3 \cdot \overline{u'u'}$ (offene Symbole, $p = 3$) und $L_{11}^5 \cdot \overline{u'u'}$ (gefüllte Symbole, $p = 5$) für verschiedene Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17\,500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann.	73
5.11	Kennfelder des Turbulenzgrads in Abhängigkeit der Turbulenzreynoldszahl (a), dem integralen Längenmaß (b) und dem Mikrolängenmaß (c). In den grau hinterlegten Bereichen folgt das Abklingen der turbulenten kinetischen Energie dem Potenzgesetz	75
5.12	(a) Gemessene Reynoldszahlverteilungen, (b) Machzahlverteilungen und (c) Beschleunigungsverläufe. Die Linien stellen RANS-Simulationen dar.	79
6.1	Staupunktwärmeübergang in Abhängigkeit des effektiven Turbulenzgrades im Vergleich mit der Korrelation von Dullenkopf und Mayle (1995) sowie den Daten von Schiele (1999) und Stripf (2007).	82
7.1	Saugseitige Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Anströmreynoldszahlen und Turbulenzgrade in der Eintrittsebene jeweils bei geringster Turbulenzreynoldszahl.	85
7.2	Druckseitige Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Turbulenzgrade in der Eintrittsebene jeweils bei geringster Turbulenzreynoldszahl und $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$	86
7.3	Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Turbulenzreynoldszahlen in der Eintrittsebene jeweils bei konstantem Turbulenzgrad und $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ bei (a) saugseitiger und (b) druckseitiger Geschwindigkeitsverteilung.	87
7.4	Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Rauheitshöhen, konstante Eintrittsturbulenz und $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ bei (a) saugseitiger und (b) druckseitiger Geschwindigkeitsverteilung.	88

7.5	Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Exzentrizitäten der Rauheitselemente und einer Rauheitsdichte von $\Lambda_R \approx 6$ bei (a) saugseitiger und (b) druckseitiger Geschwindigkeitsverteilung.	89
8.1	Verteilungen der aus den Nußeltzahlverteilungen über Gleichung (8.1) bestimmten Intermittenz im Vergleich zur direkt über Heißfilmmessungen bestimmten Intermittenz von Albiez et al. (2020) bei $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$	94
8.2	Korrelation zur Beschreibung der Transitionsstartstelle bei glatter Oberfläche. Offene Symbole stellen die Druckseite dar, während geschlossene Symbole die Ergebnisse der Saugseite repräsentieren.	95
8.3	Impulsverlustdickenreynoldszahlen an der Transitionsstartstelle für alle rauen Oberflächen mit $e = 1$ und $\Lambda_R \approx 6$. Die Datenbasis enthält alle gemessenen Anströmreynoldszahlen und Turbulenzgrößen. Die Linien entsprechen Gleichung (8.5) mit jeweils dem Mittelwert des angegebenen Bereichs für k_δ und Tu_{eff}	98
8.4	Einfluss von Waigh und Kinds Rauheitsdichteparameter Λ_R auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs.	99
8.5	Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs.	100
8.6	Vergleich der über die Startstellenkorrelation bestimmten kritischen Impulsverlustdickenreynoldszahlen mit denen aus dem Versuch. Die grauen Symbole stellen den gesamten Datensatz dar, während die Daten, deren Parameter im Geltungsbereich der jeweiligen Korrelationen liegen, in schwarz dargestellt sind.	102
8.7	Abhängigkeit der mit der Transitionslänge gebildeten Reynoldszahl Re_{LT} vom Pohlhausenparameter und der Oberflächenrauheit für die Anströmreynoldszahlen $Re_{c,0} = 3,0 \cdot 10^5$ und $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$. Die gestrichelten Linien stellen Trendlinien dar.	104
9.1	Mittlere Form eines Turbulenzflecks bei unbeschleunigter Strömung.	108
9.2	Signalauschnitte der Quasiwandschubspannung τ_{qw} bei unterschiedlichen Wandintermittenzen γ_t . Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ mit $Tu_1 = 3,5 \%$ und hoher Turbulenzreynoldszahl.	110
9.3	Mittlere Form eines Turbulenzflecks bei $\gamma_t \approx 0,03$ für unterschiedliche Turbulenzfleckengrößen bei saugseitiger Druckverteilung, $Tu_1 = 3,5 \%$ und hoher Turbulenzreynoldszahl.	112
9.4	Zeitlicher Verlauf der Quasiwandschubspannung τ_{qw} im Mittelschnitt eines gemittelten Turbulenzflecks mit einer Dauer von $\Delta t_{spot} \approx 800 \mu s$ bei saugseitiger Druckverteilung. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ mit $Tu_1 = 3,5 \%$ und hoher Turbulenzreynoldszahl. Die gepunkteten Linien verdeutlichen die Schwellwerte, zu denen die entsprechenden Größen bestimmt werden.	113

9.5	(a) Verlauf des Beschleunigungsparameters K und (b) der auf die lokale Freistromgeschwindigkeit bezogenen, relativen Vorder- und Hinterkantengeschwindigkeiten der Turbulenzflecken u_{1e}/u_∞ und u_{te}/u_∞ bei saugseitiger Druckverteilung. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$	114
9.6	(a) Verlauf des Beschleunigungsparameters K und (b) der auf die lokale Freistromgeschwindigkeit bezogenen, relativen Vorder- und Hinterkantengeschwindigkeiten der Turbulenzflecken u_{1e}/u_∞ und u_{te}/u_∞ bei druckseitiger Druckverteilung. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$	115
9.7	Halber Ausbreitungswinkel der Turbulenzflecken α in Abhängigkeit des Pohlhausenparameters. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$	116
10.1	Verteilungen der Nußeltzahlen für eine glatte (\circ) und raue Oberfläche (r100b) mit hoher (Δ) und niedriger (∇) Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente bei $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Stolperdraht (SD) bei $s/c = 0,14$, Beginn der Oberflächenrauheit bei $s/c = 0,36$. Linien repräsentieren Berechnungen mit dem Grenzschichtcode BLPro bei glatter Oberfläche.	122
10.2	Mittlere Nußeltzahlen für den Bereich $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ in Abhängigkeit der äquivalenten Sandkornrauheit und der Anströmreynoldszahl (\circ $Re_{c,0} = 3,0 \cdot 10^5$, \square $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$, \diamond $Re_{c,0} = 6,0 \cdot 10^5$, ∇ $Re_{c,0} = 7,5 \cdot 10^5$). Die gestrichelten Kurven entsprechen Trendlinien.	123
10.3	(a) Verhältnisse der berechneten Reibungsbeiwerte und (b) Verhältnisse der Reynoldsanalogiefaktoren. Offene Symbole stehen für Elemente mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit und gefüllte Symbole für eine hohe Elementwärmeleitfähigkeit. Die gezeigten Daten wurden bei geringstem Turbulenzgrad gemessen ($Tu_1 < 1,5\%$).	124
10.4	Mittlere Nußeltzahlen für den Bereich $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ in Abhängigkeit des lokalen Turbulenzgrads und der Oberflächenrauheit mit hoher Elementwärmeleitfähigkeit bei $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Die Linien entsprechen Gleichung (10.3) mit $A_\theta = 6$	127
10.5	Einfluss des lokalen Turbulenzgrads auf die mittleren Stantonzahlen für den Bereich $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ normiert mit deren Wert bei $Tu = 0\%$ für alle Oberflächen mit $e = 1$ bei $Re_c = 4,5 \cdot 10^5$ und $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Die Rauheitselemente mit hoher Wärmeleitfähigkeit sind als gefüllte Symbole dargestellt, die mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit als offene Symbole.	128
10.6	Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente auf die mittleren normierten Stantonzahlen für den Bereich $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ für zwei Rauheitsdichten bei $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Die gefüllten Symbole stehen für Testfälle mit druckseitiger Druckverteilung, offene Symbole für die der saugseitigen Druckverteilung.	129
A.1	Modell für die Fehlerabschätzung.	165
A.2	Entwicklung des Gesamtfehlers mit zunehmender Foliendicke.	166
A.3	Entwicklung des Gesamtfehlers an einem beispielhaften Wärmeübergangsverlauf entlang einer rauen Silikonfolie.	167

A.4	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und glatter Oberfläche. . .	169
A.5	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r25b ($k = 19 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,7$, $e = 1,00$).	170
A.6	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r50a ($k = 57 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 3,4$, $e = 1,00$).	171
A.7	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r50b ($k = 51 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 1,00$).	172
A.8	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r50c ($k = 49 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 11,6$, $e = 1,00$).	173
A.9	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75b ($k = 71 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$).	174
A.10	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75c ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 15,2$, $e = 1,00$).	175
A.11	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75d ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 29,8$, $e = 1,00$).	176
A.12	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75e ($k = 47 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 46,2$, $e = 1,00$).	177
A.13	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75f ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 2,50$).	178
A.14	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75g ($k = 74 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,4$, $e = 2,49$).	179
A.15	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75h ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 5,65$).	180
A.16	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75i ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 36,5$, $e = 5,62$).	181
A.17	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75j ($k = 86 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,6$, $e = 12,57$).	182
A.18	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75k ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,3$, $e = 11,86$).	183
A.19	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75l ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,41$).	184
A.20	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75m ($k = 72 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 36,9$, $e = 0,41$).	185
A.21	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75n ($k = 81 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,18$).	186
A.22	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75o ($k = 80 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,0$, $e = 0,18$).	187
A.23	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75p ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,2$, $e = 0,09$).	188
A.24	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75q ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,1$, $e = 0,09$).	189
A.25	Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75r ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,3$, $e = \infty$).	190

A.26 Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75s ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,4$, $e = \infty$).	191
A.27 Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75t ($k = 85 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,6$, $e = 0,00$).	192
A.28 Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75u ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,8$, $e = 0,00$).	193
A.29 Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r100b ($k = 97 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,9$, $e = 1,00$).	194
A.30 Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r125b ($k = 126 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$).	195
A.31 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und glatter Oberfläche. . .	197
A.32 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r25b ($k = 19 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,7$, $e = 1,00$).	198
A.33 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r50a ($k = 57 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 3,4$, $e = 1,00$).	199
A.34 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r50b ($k = 51 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 1,00$).	200
A.35 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r50c ($k = 49 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 11,6$, $e = 1,00$).	201
A.36 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75b ($k = 71 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$).	202
A.37 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75c ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 15,2$, $e = 1,00$).	203
A.38 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75d ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 29,8$, $e = 1,00$).	204
A.39 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75e ($k = 47 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 46,2$, $e = 1,00$).	205
A.40 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75f ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 2,50$).	206
A.41 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75g ($k = 74 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,4$, $e = 2,49$).	207
A.42 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75h ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 5,65$).	208
A.43 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75i ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 36,5$, $e = 5,62$).	209
A.44 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75j ($k = 86 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,6$, $e = 12,57$).	210
A.45 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75k ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,3$, $e = 11,86$).	211
A.46 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75l ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,41$).	212
A.47 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75m ($k = 72 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 36,9$, $e = 0,41$).	213

A.48	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75n ($k = 81 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,18$).	214
A.49	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75o ($k = 80 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,0$, $e = 0,18$).	215
A.50	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75p ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,2$, $e = 0,09$).	216
A.51	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75q ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,1$, $e = 0,09$).	217
A.52	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75r ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,3$, $e = \infty$).	218
A.53	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75s ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,4$, $e = \infty$).	219
A.54	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75t ($k = 85 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,6$, $e = 0,00$).	220
A.55	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75u ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,8$, $e = 0,00$).	221
A.56	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r100b ($k = 97 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,9$, $e = 1,00$).	222
A.57	Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r125b ($k = 126 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$).	223

Tabellen

2.1	Übersicht über Messungen von realer Turbinenschaufelrauheit.	10
4.1	Abmessungen und Kennzahlen der rauen Oberflächen.	56
5.1	Koeffizienten zur Beschreibung der turbulenten kinetischen Energie.	64
5.2	Betriebspunkte aller Testfälle.	76
8.1	Mittlere Abweichung und Standardabweichung der Startstellenkorrelationen von $Re_{\delta_{2,t}}$	103
8.2	Parameterbereich zur Entwicklung der neuen Startstellenkorrelation.	103
8.3	Mittlere Abweichung und Standardabweichung der Korrelationen in der Transitionsstartstelle ($ \Delta s_t /c$).	103
10.1	Berechnete Grenzschichtparameter bei $s/c \approx 0,36$	121
A.1	Koordinaten der saugseitig konturierten Wand.	157
A.2	Koordinaten der Druckmessstellen.	163
A.3	Koordinaten der Temperaturmessstellen.	164
A.4	Einzelmessfehler.	166
A.5	Typische Randbedingungen während einer Wärmeübergangsmessung.	167

1 Einleitung

Mit dem Flightpath 2050 hat eine Expertengruppe der Europäischen Kommission ehrgeizige Ziele für die Luftfahrtbranche ausgerufen (Europäische Kommission, 2012). Diese sind unter anderem die Reduktion der CO₂-Emissionen um 75 % pro Passagierkilometer sowie eine Reduktion der Stickoxide (NO_x) um 90 %. Weiterhin sollen die Geräuschemissionen um 65 % vermindert werden. Bezugsjahr für diese Reduktionen ist das Jahr 2000. Das größte Potential zur Erreichung dieser Einsparungen liegt bei der Entwicklung neuer Flugzeuge in verbesserten Triebwerken.

Der thermische Wirkungsgrad modernster Flugzeugtriebwerke kann heute bis zu 55 % betragen (Epstein, 2014) und wird primär über das Gesamtdruckverhältnis und die Turbineneintrittstemperatur bestimmt. Eine weitere, indirekte Einflussgröße ist der Kühlluftbedarf, der von der Turbineneintrittstemperatur abhängt. Die Temperaturen am Eintritt in die Turbine sind mit $> 2000 \text{ K}$ deutlich höher als die zulässige Temperatur der verwendeten Materialien. Um die Materialien vor diesen hohen Temperaturen zu schützen, werden die Komponenten im Heißgaspfad eines Triebwerks häufig mit einer thermischen Schutzschicht aus Keramik versehen und zusätzlich aufwändig gekühlt. Zur Kühlung der Komponenten muss dem Verdichter bis zu 30 % des Gesamtluftmassenstroms entnommen und in den Heißgaspfad eingeleitet werden. Dieser Teil des Luftmassenstroms kann nicht vollständig am thermodynamischen Prozess teilnehmen und führt durch die verlustbehaftete Verdichtung und Expansion unmittelbar zu einer Reduktion der Effizienz des Triebwerks. Der thermische Wirkungsgrad kann durch eine Erhöhung des Druckverhältnisses gesteigert werden. Dies hat jedoch zur Folge, dass die Kühlluft bei einem höheren Druck aus dem Verdichter entnommen werden muss und damit eine größere Temperatur aufweist, was zu einem höheren Kühlluftbedarf führen kann. Eine Herausforderung bei der Entwicklung von Gasturbinen ist deshalb bei weiterer Erhöhung des Druckverhältnisses und daraus resultierend der höheren Kühllufttemperatur den Kühlluftbedarf konstant zu halten oder idealerweise zu reduzieren. Weiterhin ermöglichen neue additive Fertigungsverfahren komplexere Geometrien und tragen so zur Reduktion der aerodynamischen und thermischen Verluste der einzelnen Komponenten bei.

Neben dem thermischen Wirkungsgrad tragen auch der mechanische Wirkungsgrad und der Vortriebswirkungsgrad zur Gesamteffizienz eines Triebwerks bei. Letzterer kann durch eine Erhöhung des Nebenstromverhältnisses gesteigert werden. Hierbei wird der Gesamtluftmassenstrom erhöht und ein größerer Anteil am Kerntriebwerk vorbeigeleitet. Hierdurch wird erreicht, dass die Luft bei gleicher Schubleistung langsamer aus dem Triebwerk strömt. Neben einer Erhöhung des Vortriebswirkungsgrades, hat dies auch Vorteile hinsichtlich der Geräuschemissionen. Um diesen größeren Volumenstrom zu fördern, muss der Fandurchmesser des Triebwerks vergrößert werden. Dieser wird von der Niederdruckturbinen angetrieben, was an den Spitzen der Fanblätter bei gleicher Drehzahl zu sehr hohen Umfangsgeschwindigkeiten, deutlich oberhalb der Schallgeschwindigkeit führen würde. Diese hohen Geschwindigkeiten bewirken neben großen aerodynamischen Verlusten aufgrund von Verdichtungsstößen auch höhere Geräuschemissionen. Weiterhin sind die Fanschaufeln aufgrund der hohen Drehzahl und ihrer größeren Länge erhöhten Zentrifugalkräften und damit höheren Materialbelastungen ausgesetzt. Um diese negativen Einflüsse zu reduzieren, können verschiedene Maßnahmen umgesetzt werden. In

bisherigen Triebwerken werden sowohl Verdichter als auch Turbine in ihren Hoch- und Niederdruckbereich unterteilt, der sich jeweils auf einer eigenen Welle befindet. Einige Triebwerke verfügen zusätzlich über eine Mitteldruckwelle mit Mitteldruckverdichter und Mitteldruckturbine. Durch die Aufteilung auf mehrere Wellen können diese bei unterschiedlichen, für die entsprechenden Betriebspunkte optimalen Drehzahlen betrieben werden. Die Drehzahl des Fans ist vergleichsweise niedrig. Der Fan wird über die Welle der langsam drehenden Niederdruckturbine angetrieben, während Hoch- und gegebenenfalls Mitteldruckturbine wesentlich schneller drehen. Zusätzlich zum Mehrwellenkonzept wird bei Triebwerken der neuesten Generation ein Getriebe zwischen Niederdruckturbine und Fan eingesetzt. Dies ermöglicht eine weitere Erhöhung des Nebenstromverhältnisses durch einen Fan mit noch größerem Durchmesser und gleichzeitig eine schnell laufende Niederdruckturbine mit geringerer Stufenzahl und höherer Effizienz. Die über diese Maßnahmen erreichte geringere Strahlgeschwindigkeit des Triebwerks führt auch zu einer Reduktion der Geräuschemissionen. Die durch ein Flugzeugtriebwerk verursachten CO₂-Emissionen können teilweise durch effizientere Triebwerke reduziert werden, während die Stickoxidemissionen (NO_x) durch neue Brennkammerkonzepte, die eine besonders magere Verbrennung ermöglichen, reduziert werden können. Eine weitere Möglichkeit der Reduktion von Stickoxiden in der Brennkammer ist die Weiterentwicklung des etablierten RQL-Verfahrens (engl.: „Rich-Burn, Quick-Quench, Lean-Burn“). Hierbei ist der Verbrennungsprozess in drei Phasen unterteilt: stabile Verbrennung eines fetten Gemischs, gefolgt von einer schnellen Mischung der Rauchgase mit Luft, um die Bildungsreaktion der Stickoxide zu unterbrechen und schließlich eine nahezu vollständige Umsetzung des teilverbrannten Rauchgases in magerer Umgebung. Neben der Reduktion der Schadstoffemissionen bietet dieses Verfahren den Vorteil einer stabilen Verbrennung. Das größte CO₂-Einsparpotential liegt in der Verwendung nachhaltiger Luftfahrtkraftstoffe (engl.: „SAF, Sustainable Aviation Fuel“), die aus Pflanzenresten und Algen statt Erdöl gewonnen werden. Eine weitere Möglichkeit, die CO₂-Emissionen zu reduzieren, bietet die bereits erwähnte Einsparung von Kraftstoff, die durch eine Steigerung der Effizienz der Triebwerke erreicht werden kann. Eine weitere Einsparung kann neben der Steigerung des thermischen Wirkungsgrades des Flugtriebwerks und seines Vortriebwirkungsgrades auch durch eine Gewichtsreduktion sowie der Verbesserung der Aerodynamik des Flugzeugs realisiert werden.

Zur Bestimmung des Kühlluftbedarfs in einem Triebwerk müssen die Turbinenschaufeln sowohl aerodynamisch als auch thermisch ausgelegt werden. Bei dieser Auslegung muss die Veränderung der Oberfläche der Schaufeln mit zunehmender Betriebsdauer berücksichtigt werden. Mechanismen, die zu einer Veränderung der Oberfläche führen, sind Erosion, Ablagerungen oder Korrosion. Weiterhin kann Oberflächenrauheit durch das Abplatzen thermischer Schutzschichten aus Keramik oder dem Einsatz additiver Fertigungsverfahren resultieren. Aufgrund der vielfältigen Entstehungsmechanismen unterscheiden sich die rauen Oberflächen nicht nur in der Form der Rauheitselemente, der Rauheitshöhe und Rauheitsdichte, sondern auch in der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente. Da die Rauheitselemente in die Grenzschicht hineinragen, hat das Temperaturprofil innerhalb der Elemente direkten Einfluss auf den konvektiven Wärmeübergang. Die zunehmende Oberflächenrauheit wirkt sich über zwei unterschiedliche Mechanismen auf die Umströmung von Turbinenschaufeln aus. Einerseits führt sie zu einer

deutlichen Erhöhung des Wärmeübergangs in der turbulenten Grenzschicht, andererseits zu einer Stromaufverlagerung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs, sodass weite Teile der Oberfläche dem hohen turbulenten Wärmeübergang ausgesetzt sind. Zur Beschreibung dieses Rauheitseinflusses muss einerseits die Veränderung der Oberflächentopographie über die Lebensdauer einer Turbinenschaufel bekannt sein, andererseits müssen Berechnungsmodelle vorliegen, die diesen Einfluss berücksichtigen. Da zwar Direkte Numerische Simulationen diesen Einfluss korrekt abbilden können, jedoch der Berechnungsaufwand aufgrund der sehr hohen Reynoldszahlen viel zu groß ist, muss zur Auslegung der Komponenten auf einfachere Modelle zurückgegriffen werden. Da die Einflüsse der verschiedenen Größen wie Druckgradient, Turbulenzgrad, turbulente Längenmaße oder Oberflächenrauheit bis heute nicht vollständig verstanden sind, sind Modelle zu deren Berücksichtigung noch zu ungenau und weiterhin Gegenstand der Forschung, sodass an deren Stelle auf Korrelationen zurückgegriffen werden muss. Der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Wandschubspannung in turbulenten Grenzschichten kann über Modelle basierend auf der äquivalenten Sandkornrauheit mit guter Genauigkeit beschrieben werden. Die Beschreibung des Rauheitseinflusses auf den turbulenten Wärmeübergang hingegen ist mit großen Unsicherheiten verbunden. Einerseits wird in den Sandkornmodellen der Einfluss der Form der Rauheitselemente auf die thermische Grenzschicht nicht korrekt beschrieben, da sich dieser vom Einfluss auf die aerodynamische Grenzschicht unterscheidet, andererseits wird die Wärmeleitfähigkeit der Oberflächenrauheit nicht berücksichtigt. Weiterhin ist der Ansatz der äquivalenten Sandkornrauheit zur Beschreibung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs ungeeignet, da der Einfluss von Rauheitsform, Rauheitsdichte und Rauheitshöhe nicht hinreichend berücksichtigt wird.

Eine Schwierigkeit bei der Entwicklung und Verbesserung von Transitions- und Rauheitsmodellen liegt in der verfügbaren Datenbasis begründet. Die in der Literatur veröffentlichten Testfälle beinhalten meist keine Turbulenzmessungen entlang der Oberfläche und ermöglichen aufgrund der verwendeten Rauheit keine geometrisch eindeutige Beschreibung der Oberfläche.

Das Ziel der Arbeit ist es deshalb, eine Datenbasis zu schaffen, die die Lücke in den verfügbaren experimentellen Untersuchungen schließt. Diese Datenbasis beschreibt den Einfluss rauer Oberflächen auf transitionale und turbulente Grenzschichten. Hierbei wird der Einfluss der turbulenten Längenmaße auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs untersucht. Neben der Freistromturbulenz wird eine systematische Variation der Oberflächenrauheit durchgeführt. Weiterhin wird die Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente variiert, was eine Untersuchung ihres Einflusses auf den turbulenten Wärmeübergang ermöglicht. An glatten Oberflächen wird erstmals die Entstehung und Ausbreitung von Turbulenzflecken mit einem hochauflösenden Heißfilmsensorarray untersucht. Diese Untersuchungen ermöglichen einzigartige Einblicke in die Mechanismen des laminar-turbulenten Übergangs.

2 Grundlagen und wissenschaftlicher Kenntnisstand

Die an einer Turbinenschaufel entstehenden aerodynamischen und thermischen Verluste werden vom Grenzschichtzustand entlang ihrer Oberfläche bestimmt. Ausgehend vom Staupunkt entsteht eine laminare Grenzschicht, welche aufgrund der viskosen Schichtströmung mit geringen Reibungsverlusten behaftet ist. Durch die Turbulenz der Freiströmung und der Oberflächenrauheit werden je nach Druckgradient Störungen in die Grenzschicht eingebracht, die einen laminar-turbulenten Übergang auslösen können, der in einer turbulenten Grenzschicht resultiert. Aufgrund des erhöhten Querimpulstransports durch die turbulenten Schwankungsbewegungen sind die Verluste in dieser deutlich größer als in einer laminaren Grenzschicht. Die nachfolgenden Unterkapitel beschreiben die Grundlagen der Rauheit an Gasturbinenschaufeln, sowie des Einflusses oben genannter Störgrößen auf die Staupunktströmung sowie die laminaren, transitionalen und turbulenten Grenzschichtbereiche. Sekundäreinflüsse wie die der Seitenwände, Oberflächenkrümmung oder instationäre Nachläufe vorhergehender Schaufelkaskaden sind nicht Teil dieser Arbeit. Hierzu sei auf vorhergehende Arbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen verwiesen. So beschäftigt sich Stripf (2007) mit dem Einfluss der Sekundärwirbelsysteme auf die Schaufelgrenzschicht und Schulz (1986), Dullenkopf (1992), Suslov (2002) und Ladisch (2013) untersuchen den Einfluss instationärer Nachläufe stromaufliegender Schaufelreihen.

2.1 Rauheit an Turbinenschaufeln

Oberflächenrauheit im Heißgaspfad einer Gasturbine kann aufgrund unterschiedlicher Entstehungsmechanismen wie Erosion, Ablagerung, Korrosion oder dem Absplittern von keramischen Schutzschichten vielfältige Formen annehmen. Ebenso führen additive Fertigungsverfahren, die in der Herstellung von Gasturbinenbauteilen immer breiteren Einsatz finden, zu erhöhter Oberflächenrauheit. Die Ausprägung der Rauheit hängt neben der Betriebsdauer maßgeblich von den Einsatzbedingungen in bspw. maritimen oder wüstenartigen Gebieten aber auch von den Einsatz-Flugrouten ab. Nachfolgend werden zur Beschreibung rauer Oberflächen verschiedene Parameter sowie deren Anwendung in der Strömungsmechanik diskutiert. Abschließend wird ein Überblick über die unterschiedlichen Entstehungsmechanismen und die daraus resultierenden Oberflächentopographien gegeben.

2.1.1 Beschreibung rauer Oberflächen

Technische Bauteile weisen aufgrund ihres Herstellungsverfahrens keine vollständig glatte Oberfläche auf. Neben Defekten im Materialgefüge, Formabweichungen und Welligkeit ist diese Oberflächenrauheit eine Art der Gestaltabweichung. Zu ihrer quantitativen Beschreibung sind in der Fertigungstechnik Parameter wie arithmetischer oder quadratischer Mittenrauwert, aber auch die maximale Rautiefe weit verbreitet. Diese können mit geringem Aufwand über optische oder mechanische Tastverfahren bestimmt werden. Die aus einer Oberflächenmessung resultierenden Höhenprofile enthalten zunächst sowohl Welligkeit, als auch Rauheit. Um ein

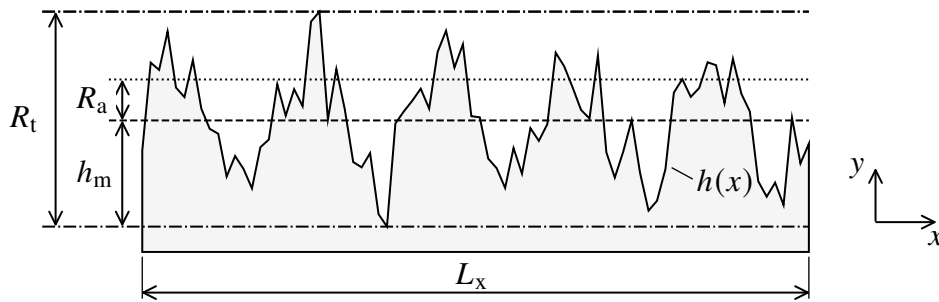


Abbildung 2.1: Rauheitsprofil zur Definition der Rauheitsparameter.

Rauheitsprofil, wie es in Abbildung 2.1 dargestellt ist, zu extrahieren, muss die Welligkeit durch eine Hochpassfilterung des Höhenprofils abgezogen werden.

Die gängigen Parameter zur Beschreibung der Oberflächenrauheit beziehen sich auf eine Bezugshöhe h_m , welche die Höhe markiert, zu welcher der Flächeninhalt der Täler und Spitzen einander entsprechen:

$$h_m = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} h(x) dx. \quad (2.1)$$

Der arithmetische Mittenrauwert R_a beschreibt die mittlere Abweichung des Rauheitsprofils zur Bezugshöhe h_m :

$$R_a = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} |h(x) - h_m| dx. \quad (2.2)$$

Als weitere statistische Größe ist der quadratische Mittenrauwert R_q über

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} (h(x) - h_m)^2 dx} \quad (2.3)$$

definiert. Weder die maximale Rautiefe R_t noch die beschriebenen arithmetischen oder quadratischen Mittenrauwerte R_a und R_q liefern Informationen hinsichtlich der Struktur der Oberfläche. Dadurch können raue Oberflächen unterschiedlichster Form und Einflüsse auf die Strömung dieselben Rauwerte aufweisen. Diese Kennwerte sind daher nicht zur Beschreibung des Rauheitseinflusses auf die Strömung geeignet. Eine Größe aus der Tribologie, welche Informationen über die genauere Oberflächenbeschaffenheit liefert und zur Beschreibung des Einflusses auf die Strömung geeignet sein könnte, ist die Schiefe R_{sk} :

$$R_{sk} = \frac{1}{L_x R_q^3} \int_0^{L_x} (h(x) - h_m)^3 dx. \quad (2.4)$$

Oberflächen mit größtenteils glatten Bereichen, die einzelne Vertiefungen durch Krater und Risse aufweisen, führen zu negativen Schiefen. Positive Schiefen hingegen deuten auf Oberflächen mit einzelnen spitzen Rauheitselementen hin. Weiterhin können über die Abweichung der Höhenverteilung von einer Normalverteilung, der Steilheit R_{ku} , Rückschlüsse auf die Form der

Rauheitselemente gezogen werden:

$$R_{ku} = \frac{1}{L_x R_q^4} \int_0^{L_x} (h(x) - h_m)^4 dx - 3. \quad (2.5)$$

Negative Steilheiten lassen auf abgerundete Rauheitselemente schließen, während positive Steilheiten auf spitze hindeuten.

In der Strömungsmechanik hat sich basierend auf den Untersuchungen von Nikuradse (1933) und Schlichting (1936) die Verwendung einer äquivalenten Sandkornrauheit $k_{s,\text{äq}}$ durchgesetzt. Dieser Ansatz bildet eine beliebige Oberflächenrauheit durch Kugeln in dichtester Packung ab. Der Durchmesser dieser Kugeln $k_{s,\text{äq}}$ wird so gewählt, dass dieselbe Verschiebung im Geschwindigkeitsprofil und damit dieselbe Wandschubspannung resultiert. Die Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit ist sehr aufwändig und muss auf Basis experimentell oder numerisch ermittelter Geschwindigkeitsprofile erfolgen. Wenn das Geschwindigkeitsprofil nicht ermittelt werden kann, muss zur Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit auf Korrelationen zurückgegriffen werden. Diese wurden meist für eine bestimmte Art von Rauheit entwickelt und können bei universeller Anwendung zu großen Fehlern führen. Solche Korrelationen existieren sowohl für deterministische (Simpson, 1973; Sigal und Danberg, 1990; Waigh und Kind, 1998), als auch für reale Rauheiten (Rij et al., 2002; Bons, 2005; McClain et al., 2006). Weiterhin existieren Korrelationen zur Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit einer realen Oberfläche basierend auf deren Schiefe R_{sk} und Steilheit R_{ku} (Flack und Schultz, 2010). Forooghi et al. (2017) berücksichtigen in ihrer Korrelation neben der Schiefe und Steilheit einer Oberfläche zusätzlich die effektive Flankensteigung der Rauheitselemente. Untersuchungen von Flack et al. (2019) messen dem quadratischen Mittenrauwert R_q und der Schiefe R_{sk} eine große Bedeutung zur Berücksichtigung des Rauheitseinflusses auf die Wandreibung bei. Die Autoren finden jedoch keine universelle Korrelation.

Während der Impulsaustausch zwischen Fluid und Oberfläche von der geometrischen Form der Rauheitselemente und den an den Rauheitselementen angreifenden Druck- und Reibungskräften abhängt, fehlt bei der Wärmeübertragung ein den Druckkräften entsprechender Mechanismus. Dagegen ist der Wärmeaustausch zusätzlich von der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente abhängig. Da die äquivalente Sandkornrauheit diese Unterschiede in den Übertragungsmechanismen nicht berücksichtigt, ist sie in vielen Fällen nur bedingt zur Beschreibung des Rauheitseinflusses auf die Temperaturgrenzschicht geeignet. Der Einfluss auf den Impulstransport hingegen wird sehr gut erfasst. Wie Untersuchungen von Stripf (2007) und Lorenz (2013) zum Rauheitseinfluss auf transitionale Grenzschichten zeigen, ist die äquivalente Sandkornrauheit auch zur Beschreibung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs nur bedingt geeignet. Aufgrund der vielfältigen Erscheinungsformen realer Oberflächenrauheit ist es bis heute nicht möglich, deren Einfluss auf die aerodynamische und thermische Grenzschicht anhand weniger aussagekräftiger Parameter universell zu beschreiben.

2.1.2 Entstehung rauer Oberflächen an Turbinenschaufeln

Beim Betrieb von Gasturbinen können je nach Einsatzort Partikel wie Sand, Vulkanasche oder Salzkristalle in die Maschine gelangen und dort zur Entstehung von rauen Oberflächen beitragen. Weiterhin können Verschleiß und Verbrennungsrückstände wie Asche und Ruß zu einer erhöhten Partikelkonzentration beitragen. Vor allem die Verwendung unreiner oder biomasse-basierter Kraftstoffe führen zu erhöhten Rückständen in der Brennkammer.

Die ersten Schaufelreihen einer Hochdruckturbinen hinter der Brennkammer müssen aufgrund der sehr hohen Temperaturen mit einer **thermischen Schutzschicht** aus Keramik versehen werden. Zur Herstellung dieser Schutzschichten eignen sich zwei Verfahren: durch atmosphärisches Plasmaspritzen (APS) können Schichten mit einer Wärmeleitfähigkeit von etwa $0,8 \dots 1,1 \text{ W}/(\text{m K})$ und mittels Elektronenstrahl basierter physikalischer Abscheidung aus der Dampfphase (EB-PVD) Schichten mit einer Wärmeleitfähigkeit um die $1,5 \dots 1,9 \text{ W}/(\text{m K})$ erzeugt werden. Beide Verfahren führen zu Schichten mit einem effektiven Schutz vor den hohen Heißgastemperaturen und bieten eine höhere Korrosionsbeständigkeit. Als Nachteil resultiert daraus eine erhöhte Oberflächenrauheit. Hierbei führt das APS Verfahren zu Schichten mit deutlich größerer Oberflächenrauheit als das EB-PVD Verfahren. Aufgrund der säulenartigen Struktur von EB-PVD Schichten sind diese deutlich erosionsbeständiger als mittels APS erzeugte. Diese säulenartige Struktur führt zu einer höheren Stabilität gegenüber thermischen Spannungen, weshalb sich das EB-PVD Verfahren zur Beschichtung von Turbinenschaufeln durchgesetzt hat. Thermische Schutzschichten mit APS werden aufgrund der geringeren Stabilität vor allem in Brennkammern, an Schaufelplattformen oder auch Schaufeln sehr großer stationärer Turbinen eingesetzt (Nicholls et al., 2003; Gleeson, 2006). Neben der erhöhten Rauheit der keramischen Schutzschicht kommt es durch deren hohe Beanspruchung nicht selten zum lokalen Absplittern dieser Schichten. Oberflächenmessungen von Bons et al. (2001) zeigen den saugseitigen Staupunktbereich, wo die höchsten Temperaturen herrschen, als besonders anfällig.

Partikel, deren Temperatur unterhalb der Erweichungstemperatur des entsprechenden Materials liegt und die dadurch ihre Festigkeit behalten, führen zu einem Abtrag des Oberflächenmaterials durch **Erosion**. Bei der Umströmung von Turbinenschaufeln ist besonders der Staupunktbereich, der hintere Teil der Druckseite, aber auch der der Saugseite betroffen. In Abbildung 2.2 sind die häufig von erhöhter Rauheit betroffenen Bereiche einer Hochdruckturbinenschaufel und mögliche Flugbahnen von Partikeln dargestellt (Tabakoff und Hussein, 1971). Der hintere Bereich der Druckseite ist besonders exponiert für den Einschlag von Partikeln. Während kleine Partikel aufgrund der geringen Masse den Stromlinien zunächst folgen, treffen sie im hinteren Bereich der Druckseite auf die Oberfläche auf. Die Flugbahn der größeren Partikel ist, bedingt durch ihre größere Masse, von deren Trägheit dominiert. Diese Partikel können von der Druckseite abprallen und auf den hinteren Teil der Saugseite reflektiert werden (Hamed et al., 2005). Eine solche Reflexion von größeren Partikeln kann auch in saugseitigen Bereichen nahe der Vorderkante beobachtet werden, wo Partikel abprallen und auf der Druckseite aufschlagen. Die Größe des Abtrags ist vom Aufprallwinkel der Partikel abhängig (Tabakoff et al., 1991). Durch die aus der Rotation resultierenden Zentrifugalkräfte nimmt die Partikelkonzentration in Richtung der Schaufelspitzen zu. Daraus resultiert in den ersten Schaufelreihen ein erosiver Angriff entlang

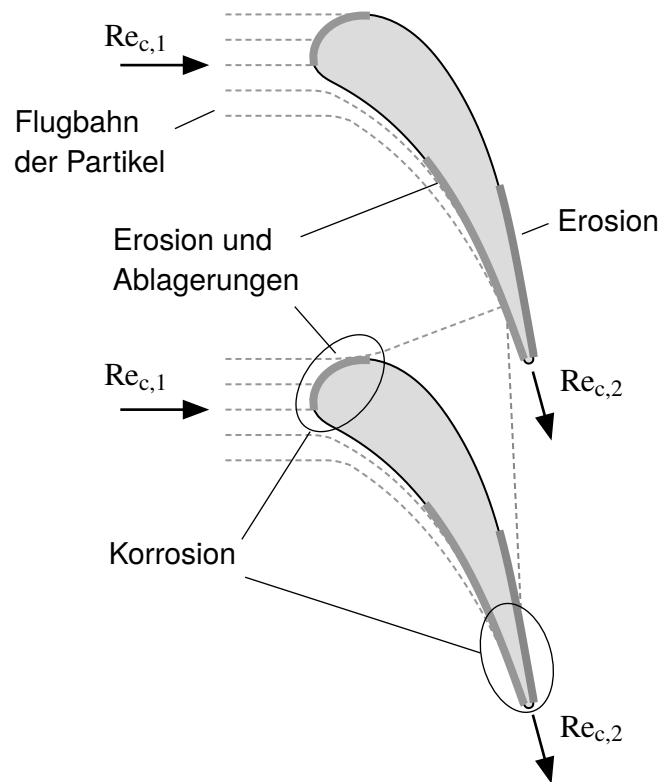


Abbildung 2.2: Oberflächenrauheit an einer Hochdruckturbinenschaufel.

der gesamten Schaufelhöhe, während in hinteren Teilen der Turbine primär die Schaufelspitzen betroffen sind. Durch Erosion entstehen Oberflächen, die von tiefen Kratern und Kratzern geprägt sind und damit meist eine negative Schiefe R_{sk} aufweisen (Bons et al., 2001).

Vor allem kleinere Partikel, deren Temperatur oberhalb der Erweichungstemperatur liegt, aber auch gasförmige Verunreinigung durch den Verbrennungsprozess, die in der Turbine kondensieren, können zu **Ablagerungen** führen. Besonders betroffen sind Bereiche um den Staupunkt und die Druckseite (Bons et al., 2001). Hamed et al. (2006) und Zhang et al. (2020) beschreiben eine vom Treibstoff und den Verbrennungsrückständen abhängige kritische Temperatur, ab welcher die Ablagerungsrate sprunghaft um mehrere Größenordnungen ansteigt. Weiterhin können Ablagerungen zur Verstopfung von Filmkühlbohrungen führen (Bogard et al., 1998). Wammack et al. (2008) zeigen in experimentellen Untersuchungen eine Begünstigung weiterer Ablagerungen durch eine erhöhte Grundrauheit, wie sie bspw. bei keramischen Schutzschichten vorliegt. Oberflächen mit Ablagerungen weisen aufgrund der glatten Bereiche mit erhabenen, spitzen Rauheitselementen eine positive Schiefe R_{sk} auf. Aufgrund des höheren Formwiderstands dieser Erhebungen ist der Einfluss von Ablagerungen auf die Grenzschichten stärker als der erodierter Oberflächen (Bons et al., 2001).

Zu den korrosiven Bestandteilen in der angesaugten Luft (z.B. Salze) können durch die Verbrennung des Treibstoffs schwefelhaltige Bestandteile hinzukommen und zu **Korrosion** führen. Besonders die sehr heißen Bereiche einer Turbinenschaufel wie Vorder- und Hinterkante, aber auch Bereiche, in denen die Oxidschicht durch Erosion angegriffen wurde, sind von Korrosion

Tabelle 2.1: Übersicht über Messungen von realer Turbinenschaufelrauheit.

Quelle	Beschreibung
Taylor (1990)	Saugseite (militärische Nutzung) Druckseite (militärische Nutzung)
Tarada und Suzuki (1993)	unbenutzte Schaufel
	Korrosion (zivile Nutzung)
	Ablagerungen und Korrosion (militärische Nutzung)
Bogard et al. (1998)	unbenutzte Schaufel
	Ablagerungen und Korrosion (militärische Nutzung)
Bons et al. (2001)	unbenutzte Schaufel
	saugseitige Ablagerungen
	druckseitige Ablagerungen
	saugseitige Erosion mit Ablagerungen
	druckseitige Erosion mit Ablagerungen
	saugseitige Erosion im Staupunktbereich
	druckseitige Erosion
	druckseitiger Lochfraß
saugseitiger Lochfraß mit Erosion	
Glasenapp et al. (2017)	druckseitige keramische Schutzschicht
	saugseitige abgesplitterte keramische Schutzschicht
	Saugseite
	Druckseite
	keramische Schutzschicht (APS)
	keramische Schutzschicht (EB-PVD)

betroffen (Bons et al., 2001). Die sich ablagernden korrosiven Bestandteile greifen zunächst die schützende Oxidschicht an und führen bei fortgeschrittener Korrosion zu Lochfraß (Eliaz et al., 2002). Untersuchungen von Kosieniak et al. (2012) zeigen korrodierte Oberflächen, die von tiefen Kratern geprägt sind.

Durch die Messung realer Oberflächenrauheit an Turbinenschaufeln wird deutlich, wie stark die Oberflächentopographie je nach Position auf der Schaufel variiert. Diese große Variation resultiert aus den verschiedenen Entstehungsmechanismen, die je nach Betriebsbedingungen der Gasturbinen unterschiedlich stark auftreten. Taylor (1990) untersucht die Oberflächen von Schaufeln aus militärischen Triebwerken und findet eine sehr große Streuung der Rauheitsparameter je nach Schaufelposition. Es treten sowohl Bereiche mit negativer Schiefe als auch Bereiche mit positiver Schiefe auf. Auch die Rauheitshöhe variiert entlang der Lauflänge stark.

Tabelle 2.1: Fortsetzung

R_a in μm	R_q in μm	R_t in μm	R_{sk} in μm	R_{ku} in μm	Λ_S
1,5 ... 10,7	$\approx 1 \dots 50$	10,2 ... 79	$\approx -4 \dots 3$	$\approx -1 \dots 40$	k. A.
1,9 ... 6,9	$\approx 1 \dots 30$	12 ... 58	$\approx -1 \dots 5$	$\approx -1 \dots 50$	k. A.
2	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
≈ 85	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
≈ 161	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
≈ 50	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
1,5	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
8,3 ... 46,2	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
1,1	1,3	10	-0,4	3	5000
2,7 ... 14,1	4,8 ... 19	49 ... 168	-0,1 ... 1,4	2,9 ... 24,2	30 ... 240
2,6 ... 33,2	4,2 ... 39,4	38,4 ... 226	0,2 ... 2,2	2,2 ... 11	42 ... 834
4,4 ... 6,5	5,5 ... 8,2	44 ... 76	-0,3 ... -0,1	3 ... 3,1	114 ... 212
9 ... 16,6	11,2 ... 21	73,2 ... 220	0,03 ... 0,4	3 ... 4,7	22 ... 134
4,4	5,9	57	0,02	4,4	235
1,9	2,4	23	-0,11	3,1	345
4,2	7,1	79,5	-1,4	-3,1	1130
7,5	10,7	130	-1,4	9,7	164
11,7	14,7	250	-0,1	3,41	217
4,1 ... 41,3	7 ... 52,5	156 ... 446	-4,1 ... -0,3	3,5 ... 46	77 ... 505
1,9 ... 4,5	2,6 ... 5,5	27,4 ... 37,6	-0,9 ... 0,2	-0,5 ... 4,9	70 ... 685
3,8 ... 55,2	4,7 ... 67,3	40,4 ... 388	-0,7 ... 3,1	-0,8 ... 13,8	16 ... 543
11,8	14,8	64,6	-0,6	0,2	21
2,5	3,2	16,5	-0,4	0,2	782

Für den arithmetischen Mittenrauwert resultiert ein Bereich von $R_a \approx 1,5 \dots 10,7 \mu\text{m}$. Bogard et al. (1998), die ebenfalls die Rauheit von militärischen Triebwerksschaufeln untersuchen, finden einen Bereich von $R_a \approx 8,3 \dots 46,2 \mu\text{m}$, wohingegen eine unbenutzte Schaufel eine Rauheit von $R_a = 1,5 \mu\text{m}$ aufweist. Tarada und Suzuki (1993) untersuchen Triebwerke aus verschiedenen Einsatzbedingungen. Sie finden Rauheiten aufgrund von Korrosion mit $R_a \approx 85 \mu\text{m}$ für Triebwerke mit ziviler Nutzung, während Korrosion in industriellen und maritimen stationären Gasturbinen mit $R_a \approx 50 \mu\text{m}$ geringer ausgeprägt ist. Schaufeln aus einem militärischen Triebwerk weisen mit $R_a \approx 161 \mu\text{m}$ eine deutlich höhere Rauheit bestehend aus Ablagerungen und Korrosion auf. Bons et al. (2001) führen Messungen an einer Vielzahl von Turbinenschaufeln durch und separieren die Eigenschaften der Oberflächenrauheit nach Entstehungsmechanismus. Sie finden Rauheiten durch Ablagerungen im Bereich von $R_a \approx 2,6 \dots 16,6 \mu\text{m}$, während Erosion oder Korrosion

geringere Rauheiten im Bereich $R_a \approx 1,9 \dots 7,5 \mu\text{m}$ erzeugt. Aus dem Absplittern der keramischen Schutzschichten können Rauheiten von bis zu $R_a = 41,3 \mu\text{m}$ entstehen, wodurch dieser Entstehungsmechanismus bei beschichteten Schaufeln die übrigen dominiert. Erwartungsgemäß sind Oberflächen mit Ablagerung durch erhöhte Rauheitselemente geprägt, während Korrosion und Erosion zu Oberflächen mit Kratzern und Tälern führen. Dies spiegelt sich in den von Bons et al. (2001) ermittelten Rauheitsschiefen wider, die entsprechend positiv (Erhöhungen) oder negativ (Täler) ausfallen. Messungen von Glasenapp et al. (2017) an vier verschiedenen Turbinenschaufeln bestätigen die Messungen von Bons et al. (2001). Weiterhin verdeutlichen diese Untersuchungen den Einfluss der Herstellungsmethode keramischer Schutzschichten auf deren Oberflächenrauheit. Während eine über atmosphärisches Plasmaspritzen (APS) hergestellte Oberfläche zu $R_a = 11,8 \mu\text{m}$ führt, weist eine Oberfläche über die Elektronenstrahl unterstützte Abscheidung aus der Gasphase (EB-PVD) hergestellte Oberfläche eine geringere Rauheit von $R_a = 2,5 \mu\text{m}$ auf. Die Untersuchungen von Bons et al. (2001) und Glasenapp et al. (2017) zeigen auf der Druckseite übereinstimmend größere Rauheiten als auf der Saugseite. Im Vergleich der vorgestellten Messungen realer Turbinenschaufelrauheit finden Tarada und Suzuki (1993) und Bogard et al. (1998) höhere Rauheitswerte als die anderen Studien. Dies ist teilweise mit der Vernachlässigung der Oberflächenkrümmung bei der Bestimmung der Parameter zu begründen, wodurch höhere Werte zu erwarten sind. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die existierenden Messungen realer Turbinenschaufelrauheit und zeigt Bereiche der Kenngrößen sortiert nach Entstehungsmechanismen auf. Zusätzlich zu den bereits vorgestellten Oberflächenparametern wird der Rauheitsdichteparameter nach Sigal und Danberg (1990) angegeben, welcher mit Hilfe von Korrelationen zur Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit $k_{s,\text{äq}}$ verwendet werden kann.

Abschließend ist festzustellen, dass bestimmte Bereiche einer Turbinenschaufel wie die Vorderkante oder druckseitige Hinterkante für Oberflächenrauheit besonders exponiert sind. Es existiert jedoch kein Schaufelbereich dessen Rauheit im Betrieb nicht zunimmt. Bons et al. (2001) geben an, dass die Oberflächenrauheit sämtlicher Schaufelbereiche im Vergleich zu deren Neuzustand im Mittel um den Faktor $4 \dots 8$ steigt. Trotz allem kann die Kenntnis der Ausprägung der Oberflächenrauheit entlang den einzelnen Bereichen der Triebwerksschaufeln zu deren Auslegung verwendet werden. So kann bspw. die maximale Stromaufverlagerung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs durch die Oberflächenrauheit abgeschätzt werden, wodurch wiederum die Unsicherheitsfaktoren bei der Auslegung der Schaufelkühlung reduziert werden können. Eine damit mögliche Reduzierung des Kühlluftbedarfs bedarf jedoch verbesserter Rauheitsmodelle zur Vorhersage des Rauheitseinflusses.

2.2 Umströmung von Turbinenschaufelprofilen

Die Umströmung eines Hochdruckturbinenschaufelprofils und die dabei vorherrschenden Grenzschichtzustände sind in Abbildung 2.3 verdeutlicht. Am Staupunkt des Schaufelprofils wird das Fluid stark beschleunigt und teilt sich auf die Saug- und Druckseite auf. Auf der **Saugseite** bildet sich zunächst eine dünne laminare Grenzschicht aus, die aufgrund der hohen Beschleunigung zunächst nur geringfügig anwächst. Durch die Wandreibung wird das Geschwindigkeitsprofil

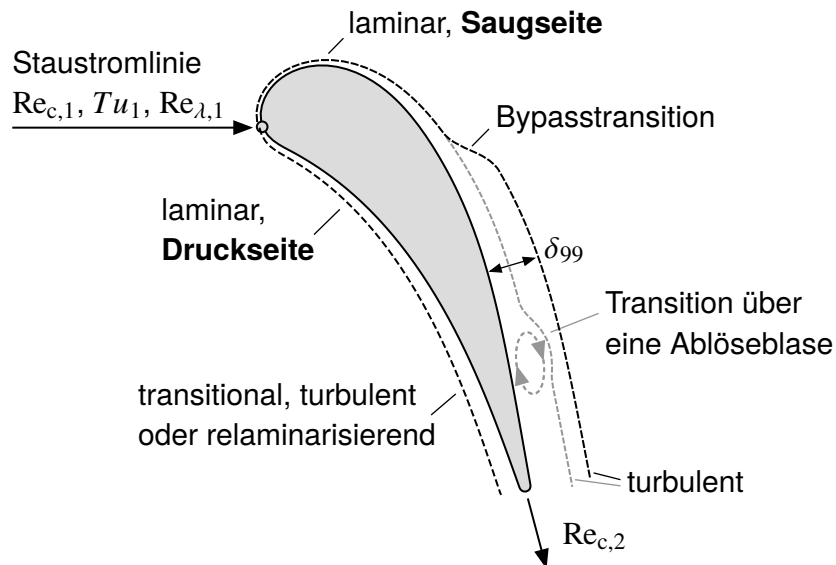


Abbildung 2.3: Grenzschichten einer umströmten Hochdruckturbinenschaufel.

mit zunehmender Lauflänge immer weniger völlig. Hinzu kommen von außen einwirkende Störungen, die dazu führen, dass die laminare Grenzschicht zunehmend instabiler wird, bis die dämpfende Wirkung der Viskosität nicht mehr ausreicht, um die Störungen zu dissipieren und eine laminar-turbulente Bypass-Transition einsetzt. Nach abgeschlossener Transition liegt eine vollturbulente Grenzschicht vor, in welcher die Turbulenz zu einem zusätzlichen Quertransport führt und die Wandschubspannung und der Wärmeübergang im Vergleich zu einer laminaren Grenzschicht deutlich erhöht sind. In Bereichen der Saugseite, in denen die Geschwindigkeit verzögert wird, neigen laminare Grenzschichten zur Ablösung. Meist geht die abgelöste Grenzschicht dann in den turbulenten Zustand über und legt sich aufgrund des nun intensiveren Impulsaustauschs nach einem Rezirkulationsgebiet wieder als turbulente Grenzschicht an (Transition über eine Ablöseblase). Auf der **Druckseite** bildet sich zunächst ebenfalls eine dünne laminare Grenzschicht aus, welche den Störungen der Freistromung und der Oberflächenrauheit unterliegt. Entlang der gesamten Lauflänge liegen sehr hohe negative Druckgradienten vor, welche in vielen Fällen dazu führen, dass Störungen in der Grenzschicht nicht weiter anwachsen und diese in einem gestört laminaren oder transitionalen Zustand verbleibt. Weiterhin können bei sehr hohen Beschleunigungen relaminarisierende Gebiete auftreten, in denen Störungen unterdrückt und transitionale oder turbulente Grenzschichten wieder laminar werden.

Die Grenzschichtzustände bei der Umströmung einer Turbinenschaufel und damit die Wärmeübergangs- und Wandschubspannungsverteilungen hängen von den Umgebungsbedingungen wie Reynoldszahl, Geschwindigkeitsgradient, Freistromturbulenz, aber auch von der Oberflächenrauheit ab. Nachfolgend wird ein Überblick über die in Gasturbinen vorherrschenden Bedingungen gegeben.

Die mit der Abströmgeschwindigkeit U_2 und der Sehnenlänge c gebildete **Reynoldszahl** $Re_{c,2}$ von Flugtriebwerken liegt bei Reise Flughöhe am Eintritt der Hochdruckturbinen im Bereich $Re_{c,2} > 10,0 \cdot 10^5$. Beim Durchströmen der Turbine sinkt die Reynoldszahl durch die Abnahme

des Drucks und der Dichte auf bis zu $Re_{c,2} \approx 1,0 \cdot 10^5$ am Austritt der Niederdruckturbinen ab (Hourmouziadis, 1989; Praisner et al., 2013). Aufgrund des Dichteunterschieds ist das Reynoldszahlenniveau am Boden im Vergleich zur Reiseflughöhe mehr als doppelt so hoch (Binder et al., 1989).

Untersuchungen von Moss und Oldfield (1991) zeigen den Einfluss der Verbrennung auf die **Freistromturbulenz** am Austritt von Brennkammern ohne Drallstabilisierung und finden keine Abhängigkeit. Goldstein et al. (1983) beschreiben den Einfluss der Drallstabilisierung und zeigen eine Reduktion des Turbulenzgrads durch Verbrennung um bis zu 50 %. Ähnliche Untersuchungen von Goebel et al. (1993) zeigen, dass die hohen Turbulenzgrade ohne Verbrennung im Wesentlichen aus dem hohen Drall resultieren, welcher bei Verbrennung durch die sehr hohe Beschleunigung in axialer Richtung reduziert wird. Dies wird von einer Vielzahl von Untersuchungen an verschiedenen Brennkammergeometrien bestätigt: Untersuchungen des Turbulenzgrads am Austritt von Brennkammern ohne Verbrennung liefern $Tu \approx 8 \dots 32$ % (Bicen und Jones, 1986; Zhang und Glezer, 1995; Van Fossen und Bunker, 2001, 2002). Durch Verbrennung wird dieser Bereich aufgrund der damit verbundenen Drallreduzierung auf $Tu \approx 7 \dots 20$ % vermindert (Dils und Follansbee, 1977; Heitor und Whitelaw, 1986; Lubbock und Oldfield, 2017). Das integrale Längenmaß liegt in einem Bereich von $L_{11} \approx 6 \dots 19$ mm (Moss und Oldfield, 1991; Van Fossen und Bunker, 2002; Lubbock und Oldfield, 2017). Messungen in einer Niederdruckturbinen von Binder et al. (1989) zeigen ein Abklingen des Turbulenzgrads auf bis zu $Tu \approx 1$ % am Turbinenaustritt. Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss unterschiedlicher Turbulenzgrade auf den Wärmeübergang entlang einer Turbinenschaufeloberfläche zeigen vor allem in den laminaren Grenzschichtbereichen des Staupunkts und der Druckseite eine Erhöhung um bis zu 80 %, sowie eine Stromaufverlagerung der Transitionsstartstelle auf der Saugseite (Thole et al., 2002; Nix et al., 2007; Lorenz et al., 2008; Varty und Ames, 2016; Varty et al., 2018). Messungen der Wandschubspannungsverteilung entlang der Schaufeloberfläche von Bario und Beral (1998) bestätigen diese Erkenntnisse.

Untersuchungen der **Oberflächenrauheit** an realen Turbinenschaufeln von Glasenapp et al. (2017) zeigen im Betrieb eine Erhöhung der maximalen Rauheitshöhe R_t um mehr als das Zehnfache. Diese Erhöhung hängt stark von deren Entstehungsmechanismus ab, aber auch die Einsatzbedingungen der Turbine spielen dabei eine wesentliche Rolle. Experimentelle Untersuchungen der Profilverluste an mit Sandpapier oder Schleifpulver versehenen Schaufelgittern zeigen eine Reduktion des isentropen Gütegrads durch Rauheit um bis zu 14 %. Die um bis zu 100 % erhöhten Profilverluste sind einerseits auf die stromauf verlagerte Startstelle der Transition, aber auch auf die erhöhte Wandschubspannung im turbulenten Bereich der Grenzschichten zurückzuführen (Speidel, 1954; Bammert und Sandstede, 1972; Abuaf et al., 1998; Kind et al., 1998; Zhang et al., 2006). Wärmeübergangsmessungen an rauen Oberflächen zeigen übereinstimmend eine Stromaufverlagerung des laminar-turbulenten Übergangs sowie eine Erhöhung des turbulenten Wärmeübergangs. Diese Messungen realisieren Oberflächenrauheit durch aufgeklebte Schleifpulver, Sandkörner oder Farbpartikel (Turner et al., 1985; Blair, 1994; Bunker, 1997; Kind et al., 1998), durch Verwendung bzw. Nachbildung der natürlichen Rauheit einer keramischen Schutzschicht (Tarada, 1987; Boyle und Senyitko, 2005; Erickson et al., 2012; Bacci et al., 2021) oder durch Aufbringen von Flüssigkristallen (Hoffs et al., 1996; Guo et al.,

1998). Eine umfassende Variation einer deterministischen Oberflächenrauheit aus metallischen Kegelstümpfen an drei unterschiedlichen Schaufelkaskaden bestätigt diese Erkenntnisse und zeigt eine Erhöhung des turbulenten Wärmeübergangs um bis zu 65 %, während der lamina-re Wärmeübergang von der Rauheit unbeeinflusst ist (Stripf et al., 2005, 2007; Lorenz et al., 2012). Dees und Bogard (2008) zeigen an Rauheit durch Schleifpapier und einer Anordnung von Kegeln, dass unterschiedliche Oberflächen zu gleichem aerodynamischem, jedoch unterschiedlichem thermischen Verhalten führen können. Diese Ergebnisse verdeutlichen den Einfluss des Formwiderstandes der Rauheitselemente auf die Schubspannung, während der Wärmeübergang stattdessen von der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente abhängt. Ein Überblick über den Einfluss von Oberflächenrauheit auf Gasturbinen ist in Bons (2010) gegeben.

Sekundäreinflüsse wie instationäre Nachläufe stromaufliegender Schaufelreihen verursachen in einer Gasturbine zusätzliche Verluste, werden im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht. Um die Haupteinflüsse Reynoldszahl, Geschwindigkeitsgradient, Freistromturbulenz und Oberflächenrauheit separiert zu beschreiben werden die nachfolgenden Untersuchungen an einer ebenen Platte durchgeführt. Auf diese Weise werden weitere parasitäre Einflüsse wie der der Oberflächenkrümmung und dadurch resultierende Görtlerwirbel vermieden. Weiterhin beinhaltet der in dieser Arbeit geschaffene Datensatz zum Einfluss rauer Oberflächen auf Grenzschichten erstmals eine systematische Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente auf den vollturbulenten Wärmeübergang.

2.2.1 Staupunktumströmung

Der Staupunktbereich ist aufgrund der hohen Wärmeübergangskoeffizienten einer der höchst-belasteten Bereiche eines Schaufelprofils. Die Aufteilung des Fluids auf Druck- und Saugseite führt durch die starke Umlenkung zu sehr großen Geschwindigkeitsgradienten $a = dU_\infty/ds$, welche in unmittelbarer Nähe zum Staupunkt näherungsweise konstant sind. Aus der Lösung der Navier-Stokes-Gleichung für eine Staupunktumströmung mit laminarer Anströmung, welche erstmals von Hiemenz (1911) gefunden wurde, resultiert ein analytischer Zusammenhang, wonach die Grenzschichtdicke δ_{99} lediglich von der kinematischen Viskosität ν und dem Geschwindigkeitsgradienten a abhängt (Schlichting und Gersten, 2006, Kap. 5.1.3):

$$\delta_{99} = 2,4 \sqrt{\frac{\nu}{a}}. \quad (2.6)$$

Aus dieser Gleichung resultiert aufgrund des konstanten Geschwindigkeitsgradienten im unmittelbaren Bereich des Staupunkts eine konstante Grenzschichtdicke. Die weitere Ausbildung der Scherschicht führt zu einer Verdrängung der Freistromung (White, 2006, Kap. 3-8.1). Dieser Verdrängungseffekt resultiert in einer nach außen gerichteten Geschwindigkeitskomponente in wandnormaler Richtung.

Die Lösung der Navier-Stokes-Gleichung wurde von Frössling (1940) und Eckert (1942) um die der Energiegleichung erweitert. Daraus resultiert die Nußeltzahl einer laminar angeströmten Staupunktumströmung mit ihrem charakteristischen Längenmaß $\sqrt{\nu/a}$ (Dullenkopf und Mayle,

1994):

$$\text{Nu}_a = \frac{\alpha \sqrt{v/a}}{\lambda_{fl}} = 0,571 \text{Pr}^{0,37}. \quad (2.7)$$

Diese Nußeltzahl ist bei turbulenter Anströmung als untere Grenze zu betrachten. Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der **Freistromturbulenz** auf den Staupunktwärmeübergang von Hanarp und Sundén (1982), welche durch Direkte Numerische Simulationen von Bae et al. (2003) bestätigt werden, zeigen einen deutlichen Einfluss auf das mittlere Temperaturprofil, wohingegen der Einfluss auf das mittlere Geschwindigkeitsprofil sehr gering ist. Dies führt zu einem signifikanten Anstieg des Wärmeübergangs, während die Wandschubspannung weitestgehend unbeeinflusst bleibt. Weiterführende Untersuchungen zeigen Erhöhungen im Wärmeübergang von bis zu 77 % (Smith, 1966; Lowery und Vachon, 1975; O'Brien und VanFossen, 1985; Mehendale et al., 1991; Radomsky und Thole, 2000; Van Fossen und Bunker, 2001; Thole et al., 2002; Van Fossen und Bunker, 2002; Gifford et al., 2011; Chowdhury und Ames, 2013). In diesen Veröffentlichungen ist keine Erklärung dafür gegeben, warum der Einfluss der Freistromturbulenz auf den Wärmeübergang beschränkt ist und sich nicht auf die Schubspannung auszuwirken scheint. Auf Basis theoretischer Überlegungen zeigen Sutera et al. (1963) und Sutera (1965), dass die Wärmeübergangserhöhung neben der Turbulenzintensität maßgeblich von der spektralen Verteilung der Turbulenz abhängt, was durch experimentelle Untersuchungen (Kestin und Wood, 1970; Yardi und Sukhatme, 1978; Ames und Moffat, 1990; Van Fossen et al., 1995) und Direkte Numerische Simulationen (Xiong und Lele, 2004) nachgewiesen wird. Bae et al. (2000) unterscheiden zur Beschreibung des Einflusses der spektralen Verteilung der Turbulenz drei Bereiche: 1) Wirbel kleiner als eine kritische Größe werden gedämpft und tragen nicht zu einer Erhöhung des Wärmeübergangs bei, 2) Wirbel im Bereich einer kritischen Größe werden verstärkt und tragen somit zur Erhöhung des Wärmeübergangs bei und 3) Wirbel ab einer kritischen Größe tragen mit zunehmender Größe immer weniger zu einer Wärmeübergangserhöhung bei. Die Verstärkung von Wirbeln einer kritischen Größe ist mit deren Streckung aufgrund der hohen Beschleunigung in Strömungsrichtung zu erklären, wodurch deren Intensität zunimmt. Nix et al. (2007) begründen den verschwindenden Einfluss sehr großer Wirbel mit deren quasi-stationärem Einwirken auf die Grenzschicht, während sehr kleine Strukturen durch die Viskosität gedämpft werden. Basierend auf der Stabilitätstheorie finden Dullenkopf und Mayle (1995) für die Wirbel mit größtem Einfluss eine Größe von etwa $16 \delta_{99}$ und erweitern damit Gl. (2.7) um die Berücksichtigung der Turbulenzintensität sowie der spektralen Verteilung der Turbulenzenergie.

Achenbach (1977) untersucht den Einfluss der **Oberflächenrauheit** auf den Wärmeübergang an einem kreisförmigen Zylinder bei sehr geringer Freistromturbulenz. Die Rauheit wird dabei durch Prägen einer regelmäßigen Anordnung von Pyramiden in Kupfer erzeugt und zeigt keinen Einfluss auf den Wärmeübergang. Der kombinierte Einfluss von **Oberflächenrauheit und Freistromturbulenz** wird an einem mit Quarzsand beschichteten (Van Fossen und Simoneau, 1985, 1987) und einem mit einer thermischen Schutzschicht beschichteten kreisförmigen Zylinder (Abuaf et al., 1997) untersucht. Übereinstimmend wird gezeigt, dass Oberflächenrauheit auch unter dem Einfluss der Freistromturbulenz zu keiner zusätzlichen Erhöhung im Wärmeübergang führt. In den Veröffentlichungen ist keine Information über die Grenzschichtdicken gegeben,

sodass keine Aussage über deren Verhältnis zur Rauheitshöhe getroffen werden kann. Aufgrund der sehr geringen Grenzschichtdicken im Staupunkt ist jedoch zu erwarten, dass die Rauheitselemente aus der Grenzschicht herausragen, wodurch die Rauheitselemente nicht überströmt, sondern umströmt werden. Um den Einfluss dieser Rauheitsumströmung am Staupunkt besser zu verstehen, bedarf es weiterer Untersuchungen.

2.2.2 Laminare Grenzschicht

Auf den Staupunktbereich eines Schaufelprofils folgt meist eine laminare Grenzschicht, die durch die Viskosität bestimmt wird. Die kinetische Energie innerhalb der Grenzschicht nimmt aufgrund der Wandreibung mit zunehmender Lauflänge ab und die Grenzschichtdicke zu. Dies führt zu einer zunehmend instabilen Grenzschicht, die anfälliger gegenüber Störungen wie Freistromturbulenz und Oberflächenrauheit wird. Das Geschwindigkeitsprofil weist eine weniger völlige Form als bei turbulenter Grenzschicht auf (siehe Abbildung 2.7), folglich sind die resultierenden Wandgradienten und damit die Wandschubspannung und der Wärmeübergang deutlich geringer.

Die Betrachtung der Grenzschichtgleichungen in dimensionsloser Form zeigt die lauffängenbezogene **Reynoldszahl** als einzigen Parameter neben dem Druckgradienten, der laminare viskose Strömungen charakterisiert (Jischa, 1982, Kap. 2.2). Aus der exakten Lösung der Grenzschichtgleichungen resultiert für die Verdrängungsdicke sowie für den Reibungsbeiwert eine umgekehrte Proportionalität zur Wurzel dieser Reynoldszahl: $\delta_1(s)/s = 1,7208/\sqrt{\text{Re}_s}$ und $c_f(s) = 0,664/\sqrt{\text{Re}_s}$ (Jischa, 1982, Kap. 2.3). Die Krümmung des Geschwindigkeitsprofils resultiert aufgrund der Haftbedingung an der Wand direkt aus den Grenzschichtgleichungen und ist proportional zum Druckgradienten in Strömungsrichtung (Jischa, 1982, Kap. 2.4):

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w = \frac{dp}{dx}. \quad (2.8)$$

In Abbildung 2.4 sind laminare Geschwindigkeitsprofile und deren Ableitungen für verschiedene **Druckgradienten** dargestellt (Jischa, 1982, Kap. 2.4). Der Grenzfall, eine unbeschleunigte Grenzschicht ($dp/dx = 0$), wird durch das Blasius-Profil (3) dargestellt. Hieraus resultiert eine Krümmung an der Wand von $(\partial^2 u / \partial y^2)_w = 0$. Eine **Verzögerung** der Strömung ($dp/dx > 0$, (2)) verursacht ein weniger völliges Geschwindigkeitsprofil und die Grenzschichtdicke nimmt zu. Im Vergleich zum unbeschleunigten Profil resultiert ein kleinerer Wandgradient und daraus eine geringere Wandschubspannung. Analog zur Wandschubspannung ist auch der Wärmeübergang geringer. Aus Gleichung (2.8) resultiert an der Wand eine positive Krümmung. Da verzögerte Geschwindigkeitsprofile über einen Wendepunkt verfügen, geht die positive Krümmung ab einem gewissen Wandabstand in eine negative über. Der dem Wendepunkt zugehörige Wandabstand entspricht dabei dem Abstand mit maximalen Schubspannungen. Da sich die Grenzschicht bei verzögerter Strömung gegen einen Druckanstieg ausbildet, verfügt diese im Gegensatz zur beschleunigten Strömung über eine größere Grenzschichtdicke und geringere Stabilität. Mit zunehmender Lauflänge nimmt die kinetische Energie immer weiter ab, bis die Grenzschicht so

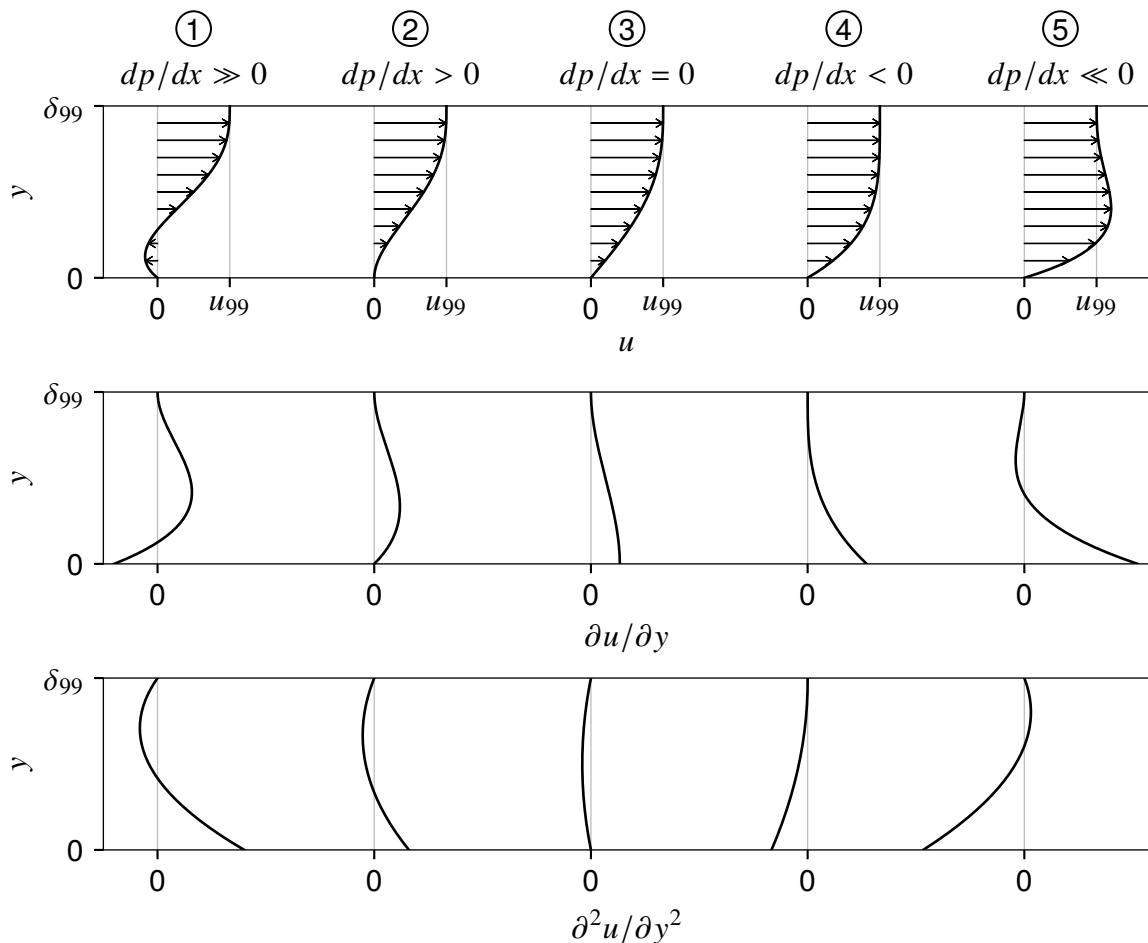


Abbildung 2.4: Laminare Geschwindigkeitsprofile und deren Ableitungen in Abhängigkeit des Druckgradienten der Freistromung.

energiearm ist, dass sie der Kontur einer Oberfläche nicht mehr folgen kann und sich von dieser ablöst. (Schlichting und Gersten, 2006, Kap. 6.2). Charakteristisch für ein Ablöseprofil, welches in Abbildung 2.4-(2) verdeutlicht wird, ist $\tau_w = \mu \partial u / \partial y = 0$. Ein Geschwindigkeitsprofil, das durch starke Verzögerung bereits abgelöst ist, ist in (1) dargestellt. Die Ablösung führt in Wandnähe zu einer Rückströmung. Eine **Beschleunigung** der Strömung ($dp/dx < 0$) bewirkt ein völligeres Geschwindigkeitsprofil. Aus diesem resultiert eine geringere Grenzschichtdicke, was zu höheren Wandgradienten und damit zu einer größeren Wandschubspannung und einem größeren Wärmeübergang führt. Wie in Profil (4) dargestellt, ist die Krümmung über die gesamte Grenzschichtdicke negativ. Die maximale Schubspannung tritt an der Wand auf. Ein Sonderfall einer sehr stark beschleunigten Grenzschicht ist in (5) gezeigt. Die Beschleunigung ist hierbei so groß, dass diese in Wandnähe zu einer lokalen Übergeschwindigkeit führt. Durch den Ausgleich der Übergeschwindigkeit im äußeren Bereich der Grenzschicht verfügt das Profil über einen Wendepunkt, der in wandfernen Abständen zu einer positiven Krümmung führt.

Analog zum Impulstransport verhält sich auch der Wärmetransport proportional zur Wurzel der lauflängenbezogenen Reynoldszahl: $Nu_s = 0,332 Pr^{1/3} \sqrt{Re_s}$. Für Fluide mit $Pr = 1$ bildet sich ein Temperaturprofil mit gleicher Form wie das Geschwindigkeitsprofil aus. Experimenten-

telle Untersuchungen zum Einfluss der **Freistromturbulenz** auf den Wärmeübergang in einer unbeschleunigten laminaren Grenzschicht zeigen keinen Einfluss (Kestin, 1966; Junkhan und Serovy, 1967; Blair, 1983a). Weiterführende Untersuchungen zum kombinierten Einfluss von **Freistromturbulenz und Beschleunigung** zeigen eine Erhöhung des Wärmeübergangs in der laminaren Grenzschicht in Abhängigkeit des Turbulenzgrads um 5. . . 65 % (Kestin et al., 1961; Büyüktür et al., 1964; Smith, 1966; Junkhan und Serovy, 1967; Rued und Wittig, 1986; Ames, 1997; Kondjoyan et al., 2002; Nix, 2003; Kingery und Ames, 2016). Untersuchungen zur Struktur einer beschleunigten laminaren Grenzschicht von Junkhan und Serovy (1967) und einer unbeschleunigten von Dyban et al. (1976) finden übereinstimmend mit steigender Freistromturbulenz volligere Geschwindigkeitsprofile und größere Grenzschichtdicken. Weiterhin führt eine Erhöhung der Freistromturbulenz zu größeren Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb der laminaren Grenzschicht. Hierbei ist die Ursache für den unterschiedlichen Einfluss der Freistromturbulenz auf das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil von beschleunigten und verzögerten Grenzschichten nach bestem Wissen des Autors nicht geklärt. Basierend auf der Stabilitätstheorie analysieren Dullenkopf und Mayle (1995) den Einfluss der **Turbulenzstruktur der Freiströmung** auf die laminare Grenzschicht. Während hochfrequente Anteile der Turbulenz durch die Viskosität gedämpft werden, sind niederfrequente Anteile so langwellig, dass diese quasi-stationär auf die Grenzschicht einwirken und diese nicht beeinflussen. Dementsprechend wirkt sich lediglich ein bestimmter Teil der Freistromturbulenz auf das Verhalten der laminaren Grenzschicht aus. Die Autoren führen analog zur Beschreibung des Einflusses auf den Staupunktwärmeübergang eine effektive Turbulenzintensität in Abhängigkeit der turbulenten Längenmaße ein und finden eine Größe der turbulenten Wirbel von $16 \delta_{99}$, welche einen maximalen Einfluss auf die laminare Grenzschicht hat. Ein ähnliches Phänomen wird von Jacobs und Durbin (1998) und Zaki und Saha (2009) als „shear sheltering“ beschrieben. Wirbel mit sehr hoher Frequenz dringen durch die großen Scherkräfte in der Grenzschicht weniger tief in diese ein und werden so gefiltert. Niederfrequente Störungen dringen dagegen tief in die Grenzschicht ein und führen dort zu langwelligen Geschwindigkeitsschwankungen.

Der Einfluss von **Oberflächenrauheit** auf die Wandschubspannung wurde unter anderem von Nikuradse (1933) untersucht. Hierbei wurde kein Einfluss in laminaren Rohrströmungen gefunden. Entgegen dieser Erkenntnis zeigen Bammert und Sandstede (1980) an Messungen an einer Turbinenschaufel eine durch die Rauheit bedingte Erhöhung der Impulsverlustdicke um bis zu Faktor drei sowie eine Erhöhung der Reibungskräfte. Diese Erkenntnisse werden von Messungen an einer ebenen Platte von Gibbings und Al-Shukri (1997) bestätigt. Die Autoren führen diesen Unterschied zu den Messungen von Nikuradse (1933) auf grundlegende Unterschiede zwischen einer Rohr- und einer Plattenumströmung zurück. Entgegen diesem Einfluss der Rauheit auf die Wandschubspannung kann kein Einfluss auf den laminaren Wärmeübergang festgestellt werden. Sowohl Untersuchungen an unbeschleunigten Plattenströmungen von Pinson und Wang (2000) als auch Untersuchungen an Turbinenschaufelkaskaden von Stripf et al. (2005) und Lorenz et al. (2012) zeigen bei umfassender Variation der Oberflächenrauheit keine Erhöhung des laminaren Wärmeübergangs. Dieser unterschiedliche Einfluss auf Impuls- und Wärmetransport kann möglicherweise mit dem Formwiderstand der Rauheitselemente erklärt werden, welcher zu einer Erhöhung des Impulsverlusts beiträgt, während kein äquivalenter Mechanismus für den

Wärmetransport existiert.

2.2.3 Transitionale Grenzschicht

Der Übergang einer laminaren in eine turbulente Grenzschicht, die sog. Transition, ist von der Größe der Störungen wie Freistromturbulenz, Oberflächenrauheit, aber auch von Vibrationen oder Schallwellen abhängig. Für ungestörte Strömungen entstehen ab einer kritischen Reynoldszahl (Indifferenz-Reynoldszahl) Störwellen *innerhalb* der Grenzschicht, die zu einer natürlichen Transition führen. Störeinflüsse höherer Intensität führen zum Eintrag von Störungen in die Grenzschicht von *außen* und führen zu einer Bypasstransition. Eine weitere Form des laminar-turbulenten Übergangs ist die Transition über eine Ablöseblase, wie sie bei verzögerten Strömungen auftreten kann (Mayle, 1991). Nachfolgend werden die Mechanismen zur Transition und deren Abhängigkeit von den Einflussgrößen Druckgradient, Freistromturbulenz und Oberflächenrauheit beschrieben.

Natürliche Transition

Laminare Grenzschichten, die sich bei ungestörter Freiströmung ausbilden, wachsen bis zu einer kritischen Indifferenz-Reynoldszahl an, ab der die viskose Dissipation des Fluids nicht mehr ausreicht, um anfängliche, kleinste Störungen zu dämpfen und im Inneren der Grenzschicht initiale Störwellen in Form zweidimensionaler Tollmien-Schlichting Wellen entstehen. Diese Tollmien-Schlichting Wellen wachsen stromab exponentiell an und bilden durch Sekundärinstabilitäten dreidimensionale Wirbelstrukturen aus, die schließlich zerfallen und Turbulenzflecken erzeugen. Diese bewegen sich in der Grenzschicht stromab und breiten sich weiter aus, bis sie zusammenwachsen und eine vollständig turbulente Grenzschicht ausbilden (White, 2006, Kap. 5.4.1).

Die Stabilität einer laminaren Grenzschicht hängt von der Form des Geschwindigkeitsprofils ab und kann mit einer linearen Stabilitätsanalyse untersucht werden. Insbesondere ist damit die Bestimmung der Indifferenz-Reynoldszahl möglich, ab der Tollmien-Schlichting Wellen entstehen und die natürliche Transition einsetzt (Schlichting und Gersten, 2006, Kap. 15.2). Eine Untersuchung des Einflusses von **Druckgradienten** auf die Stabilität zeigt eine höhere Stabilität von beschleunigten Grenzschichten. Eine Verzögerung hingegen sorgt für ein weniger völliges Geschwindigkeitsprofil und damit eine geringe Stabilität, was eine stromauf verlagerte natürliche Transition verursacht. Die größere Instabilität von verzögerten Strömungen ist auf deren Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil zurückzuführen.

In einer Gasturbine werden Störungen durch sehr hohe Turbulenzgrade von einer Vielzahl weiterer Störgrößen wie Oberflächenrauheit, Vibrationen, aber auch Sekundäreinflüsse wie instationäre Nachläufe überlagert. Daher ist meist mit einer Bypass-Transition zu rechnen. Eine Grenze, unterhalb derer eine natürliche Transition eine Rolle spielen kann, liegt bei $Tu_\infty < 1 \dots 2\%$ (Mayle, 2018, Kap. 4.3.1).

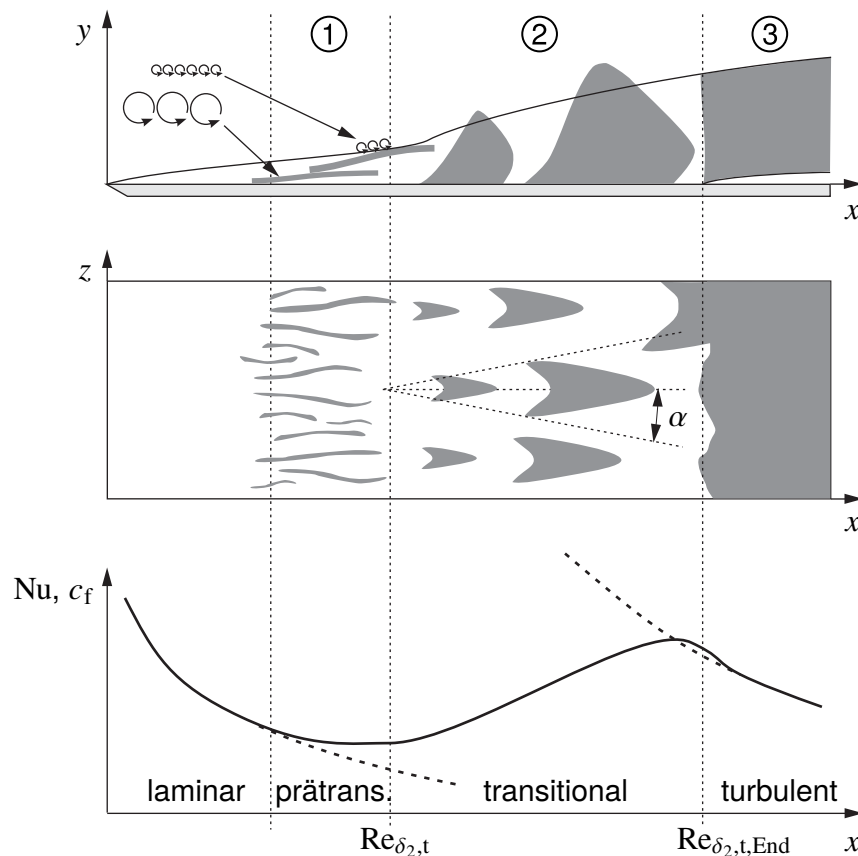


Abbildung 2.5: Bereiche der Bypass-Transition (Stripf, 2007).

Bypass-Transition

Bei erhöhter Turbulenz führen Störungen aus der Freistromung nicht zu Tollmien-Schlichting Wellen, sondern direkt zur Entstehung dreidimensionaler prätransitionaler Fluktuationen in der Grenzschicht (Durbin, 2017). Morkovin (1969) etabliert hierzu den Begriff Bypass-Transition, welcher die Transitionsmechanismen beschreibt, die die Bildung von Tollmien-Schlichting Wellen umgehen. In Abbildung 2.5 sind die Bereiche der Bypass-Transition verdeutlicht. Auf die laminare Grenzschicht folgt ein prätransitionaler Bereich (1), in dem instationäre Druckkräfte von außen zu Streifen (engl.: „streaks“) mit starken Über- oder Untergeschwindigkeiten führen (Mayle, 2018, Kap. 4). Diese Geschwindigkeitsfluktuationen werden stromab ihrer Entstehung linear angefacht und führen nach Überschreiten einer kritischen Amplitude zur Entstehung von Turbulenzflecken (2). Diese breiten sich stromab zunehmend in Länge und Breite aus, bevor sie mit anderen Flecken zusammenwachsen und schließlich eine vollturbulente Grenzschicht ausbilden (3).

Prätransitionale Fluktuationen entstehen durch das Einwirken der **Freistromturbulenz** auf die zunächst ungestörte laminare Grenzschicht. Eine Vielzahl von Untersuchungen und theoretischen Überlegungen zeigen, dass nur ein bestimmter spektraler Anteil der Turbulenz mit Wellenlängen von $\lambda = 15 \dots 20 \delta_{99}$ ausreichend tief in die laminare Grenzschicht eindringt und Störungen induziert (Mayle und Schulz, 1997; Mayle et al., 1998; Johnson und Dris, 2000; Volino und Simon, 2000; Johnson, 2002; Volino, 2005). So werden Turbulenzanteile mit hoher

Frequenz durch die Viskosität gedämpft, während die niederfrequenten Anteile quasi-stationär auf die Grenzschicht einwirken. Die verbleibenden Frequenzanteile induzieren Druckschwankungen in die Grenzschicht und sorgen so für deren intermittierendes lokales Aufdicken und Einschnüren, woraus in Strömungsrichtung ausgedehnte Geschwindigkeitsfluktuationen entstehen, die stromab transportiert werden. Direkte Numerische Simulationen bestätigen diese Erkenntnis (Jacobs und Durbin, 2001; Zaki und Durbin, 2005; Wang et al., 2019). Zaki und Durbin (2006) untersuchen den Einfluss von **Druckgradienten** auf die Entstehung prätransitionaler Fluktuationen. Verzögerte Strömungen führen dazu, dass die induzierten Störungen zwar weniger tief in die Grenzschicht eindringen, diese aber stärker angeregt werden und dadurch eine höhere Amplitude aufweisen und damit eine frühere Transition begünstigen. Dieser Einfluss wird in Abbildung 2.4-(2) deutlich, wo die Schubspannung $\tau = \mu \partial u / \partial y$ bereits in den äußeren Grenzschichtbereichen sehr große Werte annimmt. Entgegengesetzt verhalten sich die Störungen bei beschleunigter Strömung. Während die Störungen tiefer in die Grenzschicht eindringen, weisen diese eine geringere Amplitude auf, was zu einer Stromabverlagerung der Transition führt. Untersuchungen von Jones und Launder (1972) zeigen eine Unterdrückung der Störungen durch sehr hohe Beschleunigungen. Die Autoren geben eine Grenze des dimensionslosen Beschleunigungsparameters von $K > 3 \cdot 10^{-6}$ an, ab der an einer glatten Oberfläche keine Transition stattfinden kann. Weitere Untersuchungen von Johnson und Pinarbasi (2014) zeigen für verzögerte Grenzschichten eine deutliche Vergrößerung des sensitiven Frequenzbereichs als bei beschleunigten. Neben der Turbulenz kann auch **Oberflächenrauheit** zur Entstehung von Fluktuationen in der laminaren Grenzschicht führen. Die Rauheitselemente induzieren langwellige stationäre Störungen, die stromab transportiert werden und dabei anwachsen (White und Reshotko, 2002; Reshotko und Tumin, 2004; Downs et al., 2008). Neben dem aktiven Einbringen von Fluktuationen in die Grenzschicht führt Oberflächenrauheit zu Fluidbereichen mit geringer Strömungsgeschwindigkeit in den Tälern zwischen den Rauheitselementen. Diese Bereiche mit geringem Impuls sind anfällig für Störungen durch die Freistromturbulenz oder Druckschwankungen (Morkovin, 1990). Direkte Numerische Simulationen von von Deyn et al. (2020) legen eine Abhängigkeit der induzierten Fluktuationen vom Turbulenzgrad nahe. Während die durch Rauheit entstandenen Turbulenzstreifen bei geringer Freistromturbulenz in Zeit und Ort regelmäßig sind, zeigen sie bei höherer Freistromturbulenz statistisch zufällige Anteile. Durch Direkte Numerische Simulation des Einflusses eines einzelnen Rauheitselements auf die laminare Grenzschicht zeigen Loiseau et al. (2014) und Suryanarayanan et al. (2019) Hufeisenwirbel, die sich um das Rauheitselement ausbilden und im Nachlauf zu Strähnen hoher und niedriger Geschwindigkeit führen. Untersuchungen zum kombinierten Einfluss von **Freistromturbulenz und Oberflächenrauheit** zeigen eine Addition der beiden Einflüsse (Gibbings und Al-Shukri, 1997). Untersuchungen von Stripf (2007) und Lorenz (2013) bestätigen diese Erkenntnis und zeigen, dass der Einfluss der Oberflächenrauheit bei sehr hoher Freistromturbulenz abnimmt, gleichermaßen aber auch der Turbulenzeinfluss bei sehr großer Rauheit an Bedeutung verliert. Dies verdeutlicht den sehr ähnlichen Einfluss der beiden verschiedenen Mechanismen auf den laminar-turbulenten Übergang.

Die prätransitionalen Fluktuationen, die stromab in ihrer Intensität bis zur Instabilität angefacht werden, führen zur **Entstehung von Turbulenzflecken**. Johnson (1994) vermutet, dass

Turbulenzflecken aufgrund von lokalen Ablösungen direkt an der Wand entstehen. Diese treten demnach dann auf, wenn die Geschwindigkeit in Wandnähe aufgrund der Fluktuationen die halbe mittlere Freistromgeschwindigkeit unterschreitet. Jacobs und Durbin (2001) hingegen zeigen Turbulenzstreifen, die sich stromab von der Wand in Richtung Grenzschichtrand bewegen, dort mit den kleinen Wirbeln der Freiströmung interagieren und so Turbulenzflecken aufbrechen. Direkte Numerische Simulationen von Zaki und Durbin (2005) bestätigen diesen Mechanismus, indem sie Freistromturbulenz mit lediglich zwei Moden simulieren. Simulationen mit nur großskaligen Wirbeln führen dort zu Geschwindigkeitsfluktuationen innerhalb der Grenzschicht, die stromab dissipieren, ohne zuvor Turbulenzflecken zu initiieren. Erst die zusätzliche Berücksichtigung von kleinen Wirbeln führt am Grenzschichtrand zur Entstehung von Turbulenzflecken und damit zu einem laminar-turbulenten Übergang. Weiterführende Untersuchungen von Vaughan und Zaki (2011) bestätigen die Entstehung von Turbulenzflecken am Grenzschichtrand durch die kleinen Wirbel der Freiströmung, beschreiben jedoch einen zusätzlichen Einfluss von Sekundärinstabilitäten, die die Krümmung des Geschwindigkeitsprofils in Wandnähe beeinflussen und so zur Entstehung von Turbulenzflecken an der Wand beitragen. Eine ausführliche Übersicht zur Entstehung von Turbulenzflecken aus prätransitionalen Fluktuationen ist in Zaki (2013) gegeben.

Die **Ausbreitung von Turbulenzflecken** wurde erstmals von Emmons (1951) an einem Flachwasserkanal beobachtet. Er beschreibt Turbulenzflecken, die stromab unabhängig von anderen Flecken anwachsen und dabei ihre charakteristische Form behalten. Untersuchungen von Schubauer und Klebanoff (1956) und Wygnanski et al. (1976) an künstlich erzeugten Turbulenzflecken beschreiben eine pfeilförmige Kontur, deren Spitze in Strömungsrichtung zeigt. Im Nachlauf eines solchen Flecks finden Schubauer und Klebanoff (1956) einen beruhigten Bereich, in dem Störungen unterdrückt werden und dadurch eine laminare Grenzschicht erzwungen wird. Während der Einfluss der prätransitionalen Fluktuationen auf Wandschubspannung und Wärmeübergang eher gering ist, ist der der Turbulenzflecken deutlich ausgeprägter (siehe Abbildung 2.5). Die Länge der Turbulenzflecken nimmt mit wachsendem Abstand zu deren Ursprung zu. Die vordere Spitze eines Flecks bewegt sich mit einer Geschwindigkeit $u_{1e} \approx 0,88 u_\infty$, während sich die Hinterkante mit $u_{te} \approx 0,5 u_\infty$ langsamer fortbewegt. Die mittlere Geschwindigkeit beträgt $u_m \approx 0,65 u_\infty$. Die Breite nimmt linear mit der Entfernung zum Entstehungsort zu und lässt sich über den halben Öffnungswinkel α beschreiben, welcher für unbeschleunigte Grenzschichten $\alpha = 10 \dots 11^\circ$ ist. Die charakteristische pfeilförmige Kontur der Turbulenzflecken wird durch numerische Untersuchungen (Singer und Joslin, 1994; Singer, 1996) und optische Messungen (Schröder und Kompenhans, 2004) bestätigt. Messungen von natürlich entstandenen Turbulenzflecken bei geringer Freistromturbulenz zeigen übereinstimmend zu den Untersuchungen an künstlich erzeugten eine sehr gute Übereinstimmung der Geschwindigkeiten (Ching und LaGraff, 1995). Anthony et al. (2005) untersuchen den Einfluss der **Freistromturbulenz** auf die Form natürlich entstandener Turbulenzflecken und bestätigen für geringe Turbulenzgrade die charakteristische pfeilförmige Form, welche für höhere Turbulenzgrade immer unregelmäßiger wird und davon abweicht. **Druckgradienten** beeinflussen die Ausbreitung von Turbulenzflecken in ähnlicher Weise wie die prätransitionalen Fluktuationen. Eine beschleunigte Strömung führt zu geringeren Ausbreitungswinkeln α , wodurch der Transitionsvorgang aufgrund des langsamen Anwachsens der Turbulenzflecken später abgeschlossen ist als im unbeschleunigten Fall. Eine

verzögerte Strömung hat einen gegenteiligen Einfluss. Durch das schnellere Anwachsen der Turbulenzflecken wird der Transitionsbereich verkürzt. Gerade bei laminaren Grenzschichten, die kurz vor der Ablösung stehen, können die Turbulenzflecken sprunghaft anwachsen und zu einem sehr kurzen laminar-turbulenten Übergang führen (Clark et al., 1994; Gostelow et al., 1996; Johnson, 1999; D’Ovidio et al., 2001; Chong und Zhong, 2005).

Transition über eine Ablöseblase

Grenzschichten, die gegen eine verzögerte Freistromung anlaufen, neigen zur Strömungsablösung und damit zur Transition über eine Ablöseblase. Aufgrund der geringen Abströmreynoldszahlen in der Niederdruckturbine sind die dortigen Schaufeldruckseiten besonders anfällig. Bei abgelösten Grenzschichten wird zwischen kurzen Ablöseblasen, die die Freistromung in einem räumlich stark begrenzten Bereich beeinflussen und langen, die die Freistromung über einen breiten Bereich beeinflussen, unterschieden (Mayle, 1991). Da die Stromlinien bei einer Ablösung nicht mehr der geometrischen Kontur folgen, ist die Druckverteilung in weiten Teilen einer Ablöseblase nahezu konstant, was bei einer langen Ablöseblase zu einer veränderten Geschwindigkeitsverteilung entlang der Schaufel führt (Malkiel und Mayle, 1996). Die abgelöste Grenzschicht hat zunächst einen gestört laminaren Charakter, der zum Einsetzen der Transition und schließlich zu einer turbulenten Grenzschicht führt. Diese legt sich aufgrund des höheren Querimpulsaustauschs häufig wieder an der Wand an.

Untersuchungen zum Einfluss der **Reynoldszahl** und der **Freistromturbulenz** zeigen, dass eine Erhöhung der beiden Größen zu einem früher einsetzenden laminar-turbulenten Übergang innerhalb der abgelösten Grenzschicht führt und damit in einer kürzeren Ablöseblase und einer sich früher wieder anlegenden Grenzschicht resultiert (Yaras, 2002; Wissink und Rodi, 2006; Zaki et al., 2006; Ladisch et al., 2009).

Der Einfluss der **Oberflächenrauheit** auf die Transition über eine Ablöseblase ähnelt dem der Freistromturbulenz. Die durch die Rauheitselemente induzierten Störungen führen zu einer früheren Transition innerhalb der Ablöseblase und damit zu einem früheren Wiederaanlegen der Grenzschicht (Roberts und Yaras, 2006; Vera et al., 2007; Simens und Gungor, 2014). Roberts und Yaras (2005) merken an, dass der Einfluss der Rauheit auf die freie Scherschicht gering ist, solange die Rauheitsspitzen nicht in diese hineinragen.

2.2.4 Turbulente Grenzschicht

Nach erfolgtem laminar-turbulentem Übergang bildet sich eine turbulente Grenzschicht aus, welche im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht wird, um ein besseres Verständnis des Einflusses rauer Oberflächen auf dieselbe zu erlangen. Daher wird nachfolgend auf die Unterschiede turbulenter Grenzschichten bei glatten und rauen Oberflächen eingegangen.

Turbulente Grenzschichten an rauen Oberflächen unterscheiden sich von denen an glatten unter anderem in ihrer Turbulenzstruktur. Bei glatten Oberflächen basiert die Turbulenzproduktion auf dem Transfer von kinetischer Energie aus der Freistromung an die großskaligen Wirbel

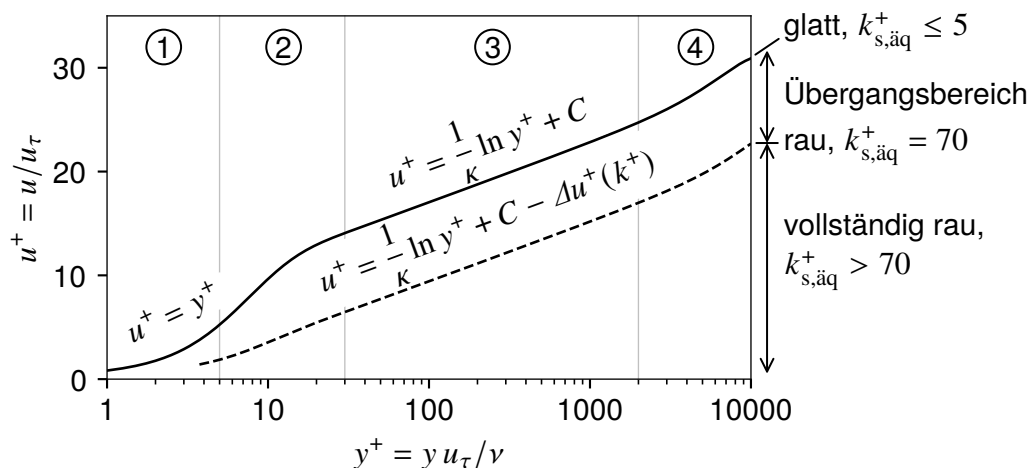


Abbildung 2.6: Universelle Geschwindigkeitsverteilung einer turbulenten Grenzschicht für eine glatte und eine raue Wand.

innerhalb der Grenzschicht. Bei rauen führt der Formwiderstand der Rauheitselemente zu einer zusätzlichen Turbulenzproduktion. Die Energie der großskaligen Wirbel mit Längenmaß in der Größenordnung des Wandabstands wird an immer kleiner werdende weitergegeben, bis diese schließlich vollständig dissipieren. Weiterhin resultiert aus den großskaligen Wirbeln ein Gedächtniseffekt, über den lokale Einflüsse wie Oberflächenrauheit oder Druckgradienten stromab transportiert werden. Durch die turbulente Durchmischung innerhalb der Grenzschicht wird deren Geschwindigkeits- und Temperaturprofil völliger und die Wandgradienten steigen an. Aus diesem Anstieg resultiert eine deutliche Erhöhung des Wärmeübergangs und der Wandschubspannung. Letztere führt zu einer energiereicheren Grenzschicht, welche weniger zur Ablösung neigt.

Experimentelle Untersuchungen turbulenter Grenzschichten an glatten Oberflächen zeigen, dass das **Geschwindigkeitsprofil** bei unbeschleunigter Grenzschicht und ausreichend großer Reynoldszahl einen universellen Charakter aufweist. Um diesen zu verdeutlichen, müssen Geschwindigkeit und Wandabstand mit Hilfe von charakteristischen Größen in eine dimensionslose Form gebracht werden. Zur Normierung der Geschwindigkeit wird die Wandschubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ eingeführt. Hieraus resultiert die dimensionslose Geschwindigkeit $u^+ = u/u_\tau$. Der Wandabstand wird mit dem charakteristischen viskosen Längenmaß $\delta_v = \nu/u_\tau$ gebildet: $y^+ = y/\delta_v = yu_\tau/\nu$. Diese Normierung ermöglicht eine Ähnlichkeitsbetrachtung der dimensionslosen Geschwindigkeit u^+ , welche in Wandnähe lediglich vom dimensionslosen Wandabstand y^+ abhängt (Jischa, 1982, Kap. 5.7; Schlichting und Gersten, 2006, Kap. 17.2.2):

$$u^+ = f(y^+). \quad (2.9)$$

Diese Abhängigkeit wird in Abbildung 2.6 verdeutlicht. An einer glatten Wand ist die turbulente Grenzschicht in vier Bereiche unterteilt: (1) viskose Unterschicht, (2) Übergangsbereich, (3) logarithmisches Wandgesetz und (4) Wake-Bereich. Die Wandschubspannung entspricht der

Summe aus den laminaren und turbulenten Schubspannungen:

$$\frac{\tau_w}{\varrho} = \frac{\tau_l}{\varrho} + \frac{\tau_t}{\varrho} = \nu \frac{\partial u}{\partial y} - \overline{u'v'} \quad (2.10)$$

In der viskosen Unterschicht ($y^+ \leq 5$) dominiert die Zähigkeit des Fluids, wodurch das bestimmende Längenmaß der Wandschicht $\delta_v = \nu/u_\tau$ ist. Die molekularen Schubspannungen sind um mehrere Größenordnungen größer als die turbulenten ($\nu \partial u / \partial y \gg \overline{u'v'}$), wodurch letztere zu vernachlässigen sind. Gleichung (2.10) führt dann zu $u_\tau^2 \approx \nu \partial u / \partial y$. Durch Integration dieses Zusammenhangs resultiert die Beziehung $u^+ = y^+$. Im Übergangsbereich ($5 < y^+ \leq 30$) steigen mit zunehmendem Wandabstand die turbulenten Schubspannungen, bis diese die molekularen dominieren und die Grenzschicht in den Bereich des logarithmischen Wandgesetzes ($y^+ > 30$) übergeht. In diesem Bereich, in dem die viskosen Effekte vernachlässigbar sind ($\nu \partial u / \partial y \ll \overline{u'v'}$), wird die Strömung vom turbulenten Längenmaß bestimmt. Dieses hat in etwa die Größenordnung des Wandabstands. Aus Gleichung (2.10) resultiert: $u_\tau^2 \approx -\overline{u'v'}$. Zur Modellierung der turbulenten Spannungen wird auf den Boussinesq-Ansatz zurückgegriffen, welcher ein analoges Verhalten zwischen den molekularen und turbulenten Spannungen beschreibt. Die turbulenten Spannungen sind damit proportional zum Geschwindigkeitsgradienten: $-\overline{u'v'} = \mu_t \partial u / \partial y$. Die Wirbelviskosität μ_t kann über den Prandtl'schen Mischungswegansatz beschrieben werden. In Wandnähe resultiert daraus eine lineare Abhängigkeit vom Wandabstand y : $\mu_t = \kappa u_\tau y$, mit der Proportionalitätskonstante κ , die auch als von Kármán Konstante bezeichnet wird. Diese beiden Ansätze führen zu: $u_\tau = \sqrt{-\overline{u'v'}} = \kappa y \partial u / \partial y$. Aus der Integration dieses Ausdrucks resultiert in dimensionsloser Darstellung das logarithmische Wandgesetz:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C, \quad (2.11)$$

mit $\kappa = 0,41$ und $C = 5,2$. Am Grenzschichttrand zur Freiströmung schließt der Wake-Bereich an. Dieser Bereich steht unter dem intermittierenden Einfluss der Freiströmung. Abhängig von Turbulenz und Druckgradient dringt Fluid von außen bis in Bereiche von $y/\delta_{99} \approx 0,4$ in die Grenzschicht ein (Jischa, 1982, Kap. 5.8).

Umfangreiche experimentelle Untersuchungen an Rohren mit Sandkornrauheit von Nikuradse (1933) und an Oberflächen mit deterministischer Rauheit unterschiedlicher Art von Schlichting (1936) schaffen eine breite Datenbasis zum Verständnis des Einflusses der **Oberflächenrauheit** auf das Geschwindigkeitsprofil und die Wandschubspannung. Aus diesen Untersuchungen resultieren Geschwindigkeitsprofile, deren Form im logarithmischen Bereich unverändert, aber durch die erhöhte Wandschubspannung um den Betrag $\Delta u^+(k_s^+)$ verschoben sind:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C - \Delta u^+(k_s^+) \quad (2.12)$$

Die Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils $\Delta u^+(k_s^+)$, welche in Abbildung 2.6 verdeutlicht ist, ist proportional zum Wandabstand mit maximalem mittleren Impulsaustausch (Jackson, 1981). Für Sandkornrauheiten mit der Höhe k_s^+ findet Nikuradse (1933) für das vollständig raue

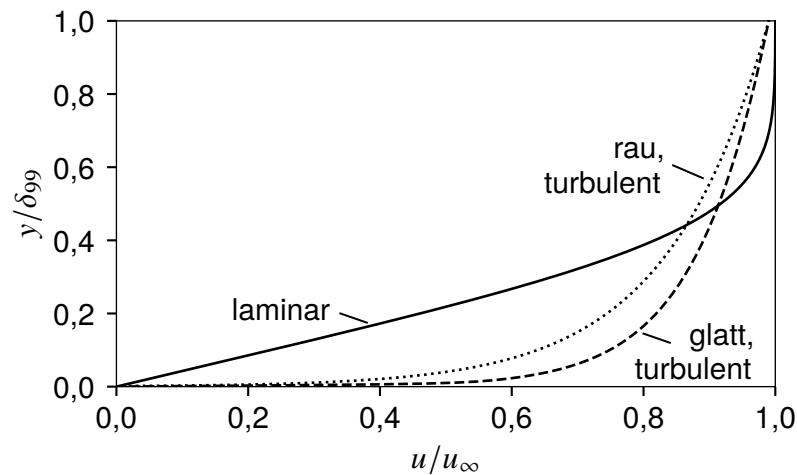


Abbildung 2.7: Geschwindigkeitsprofile der laminaren und turbulenten Grenzschicht für eine glatte und eine raue Wand.

Regime folgende Beziehung:

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln k_s^+ + C - E, \quad (2.13)$$

mit $C = 5,2$ und $E = 8,5$. An dieser Stelle sei angemerkt, dass die in der Literatur verwendeten Werte im Bereich von $C = 5,0 \dots 5,5$ variieren. Gleichung (2.13) beschreibt die Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils, resultierend aus den Messungen an Oberflächen mit aufgeklebten Sandkörnern von Nikuradse (1933). Für die experimentellen Untersuchungen an Oberflächen mit verschiedenen deterministischen Rauheiten der Höhe k^+ formuliert Schlichting (1936) den Ausdruck:

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln k^+ + D, \quad (2.14)$$

mit $D = f(\text{Rauheitsgeometrie})$. Hierbei beschreibt die Konstante D den Einfluss einer beliebigen Rauheitsgeometrie. Um Untersuchungen von Rauheiten unterschiedlicher Art vergleichbar zu machen, führt Schlichting (1936) die äquivalente Sandkornrauheit $k_{s,\text{äq}}$ ein. Dieser Ansatz überträgt den Einfluss einer beliebigen Rauheitsgeometrie auf eine äquivalente Sandkornrauheit, die eine gleiche Verschiebung Δu^+ verursacht. Gleichungen 2.13 und 2.14 liefern die Beziehung:

$$k_{s,\text{äq}} = k \cdot \exp(\kappa(D + E - C)), \quad (2.15)$$

mit $C = 5,2$ und $E = 8,5$. Wie zuvor beschrieben, variiert die Konstante C in der Literatur in einem Bereich von 5,0 bis 5,5. Daher muss bei der Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit darauf geachtet werden, dass derselbe Wert wie im späteren numerischen Modell verwendet wird. Zur Berechnung von D stehen für deterministische Oberflächen mit bekannten Abständen und Formen Korrelationen von Sigal und Danberg (1990), Simpson (1973) oder Waigh und Kind (1998) zur Verfügung, während Bons (2005), Flack und Schultz (2010), Forooghi et al. (2017), McClain et al. (2006), Thakkar et al. (2017) oder Rij et al. (2002) Korrelationen für reale Rauheiten vorschlagen.

Wie in Abbildung 2.7 dargestellt, führt die Verschiebung Δu^+ zu einem weniger völligen Ge-

schwindigkeitsprofil. Zur Verdeutlichung der Form wird zusätzlich ein laminares Geschwindigkeitsprofil gezeigt. Die weniger völlige Form resultiert aus der Versperrung des Fluidpfads durch die Rauheitselemente und damit dem reduzierten Massenstrom in Wandnähe. Weiterhin führt der Formwiderstand der Rauheitselemente in Wandnähe zu einer erhöhten Durchmischung und dadurch zu einer größeren Wandschubspannung. Der Einfluss auf die viskose Unterschicht steigt mit zunehmender Rauheit. Je größer die Rauheit, desto stärker der Impulsaustausch an der Wand und der dämpfende Einfluss der viskosen Längenmaße schwindet. Das bestimmende Längenmaß entspricht der charakteristischen Länge der rauen Oberfläche. Um den Einfluss der Rauheit auf die Grenzschicht zu beschreiben, wird die **Rauheitsreynoldszahl** aus dem Verhältnis von Längenmaß der Rauheit zum viskosen Längenmaß gebildet: $k^+ = k/\delta_v = ku_\tau/\nu$. Für Rauheitsreynoldszahlen $k_s^+ \geq 70$ kann bei einer Sandkornrauheit von einem sog. vollständig rauen Verhalten ausgegangen werden (Nikuradse, 1933). In diesem vollständig rauen Bereich sind die viskosen Prozesse vernachlässigbar. Daraus resultiert ein dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil, das keiner Reynoldszahlabhängigkeit unterliegt. Beim Vergleich verschiedener experimenteller Untersuchungen wird deutlich, dass die kritische Rauheitsreynoldszahl, ab der ein vollständig rauen Verhalten zu erwarten ist, nicht universell, sondern abhängig vom Rauheitstyp ist. Flack und Schultz (2010) tragen folgende kritische Rauheitsreynoldszahlen zusammen: $k_{s,\text{äq}}^+ \geq 50$ für dichteste Kugelpackungen (Ligrani und Moffat, 1986), $k_{s,\text{äq}}^+ \geq 40$ für Rauheit an Schiffsrümpfen (Lewkowicz und Musker, 1978), $k_{s,\text{äq}}^+ \geq 30$ für geschliffene Rohre (Shockling et al., 2006), $k_{s,\text{äq}}^+ \geq 25$ für durch Kratzer nachgebildete geschliffene Oberflächen (Schultz und Flack, 2007), $k_{s,\text{äq}}^+ \geq 18$ für handelsübliche Stahlrohre (Langelandsvik et al., 2008).

Während der Einfluss rauer Oberflächen auf das mittlere Geschwindigkeitsprofil bekannt ist, ist der auf die **Turbulenzstruktur** trotz einer Vielzahl an Messungen nicht eindeutig. Raupach et al. (1991) fassen zahlreiche Untersuchungen an rauen Oberflächen zusammen und kommen zu dem Schluss, dass der äußere, von der Viskosität unbeeinflusste, Teil der turbulenten Grenzschicht unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit ist und sich die Turbulenzstruktur innerhalb dieser Schicht bei rauer und glatter Oberfläche nicht unterscheidet. Demnach ist der Einfluss von Wandrauheit und Viskosität auf den Bereich der Rauheitsunterschicht beschränkt, welche sich über einen Bereich von $y = 2 \dots 5k$ erstreckt. Entgegen dieser Aussage zeigen experimentelle Untersuchungen verschiedener Autoren (Krogstad et al., 1992; Krogstad und Antonia, 1994; Krogstad und Antonia, 1999; Keirsbulck et al., 2002; Akinlade et al., 2004) einen Einfluss der Oberflächenrauheit über die Rauheitsunterschicht hinaus. Ein solcher über die Rauheitsunterschicht hinausgehender Einfluss ist in diesen Untersuchungen dann zu beobachten, wenn die charakteristische Rauheitshöhe und die Grenzschichtdicke ähnliche Größenordnungen annehmen. Der durch den Formwiderstand der Rauheitselemente erhöhte Widerstand führt zu einem stärkeren Anwachsen der Grenzschicht und einer erhöhten Einmischung von Fluid aus der Freiströmung. Daraus resultiert ein deutlich größerer Wake-Bereich. Während die Reynolds-spannungen in Strömungsrichtung $\overline{u'u'}$ von der Oberflächenstruktur unbeeinflusst sind, steigen $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$ um mehr als 30 %. Im Vergleich zu glatten Oberflächen, gleichen sich die drei Reynolds-Normalspannungen hierdurch an. Grund hierfür sind Wirbelstrukturen in der Größenordnung der Rauheitshöhe, die an den Spitzen der Rauheitselemente entstehen. Die Erhöhung von $\overline{v'v'}$ bis in die äußere Schicht führt zu einer Interaktion zwischen der Rauheitsunterschicht

und der äußeren Schicht. Untersuchungen des wandnormalen Profils von $\overline{u'u'}$ zeigen bei glatten Wänden ein Maximum bei $y^+ \approx 15$, das den Wandabstand mit maximaler Turbulenzproduktion widerspiegelt. Dieses Maximum tritt mit zunehmender Rauheit bei größeren Wandabständen y^+ auf und verschwindet im voll rauen Fall. In diesem sind die viskosen Prozesse vernachlässigbar und der durch die Rauheit verursachte Widerstand ist druckdominiert. Jiménez (2004) stellt die Hypothese auf, dass der Rauheitseinfluss dann über die Rauheitsunterschicht hinaus geht, wenn die Längenmaße der Grenzschicht und der Rauheit eine ähnliche Größenordnung aufweisen. Basierend auf experimentellen Untersuchungen ist eine Ähnlichkeit der Grenzschichten ab $\delta_{99}/k \approx 80$ zu erwarten. Weiterführende Untersuchungen von Krogstad et al. (2005) zeigen, dass der Einfluss von Oberflächenrauheit bereits ab $\delta_{99}/k \approx 30$ auf die Rauheitsunterschicht begrenzt ist. Weitere Untersuchungen von Flack et al. (2005), Schultz und Flack (2005), Kunkel et al. (2007), Schultz und Flack (2007) und Squire et al. (2016) finden, dass die äußere Schicht von der Rauheit unbeeinflusst ist und stützen damit die Hypothese von Jiménez eines auf die Rauheitsunterschicht begrenzten Einflusses, sofern die charakteristische Höhe der Rauheitselemente und die Längenskalen der Grenzschicht weit genug auseinander liegen.

Ähnlich zur Geschwindigkeitsgrenzschicht weist auch die **Temperaturgrenzschicht** universellen Charakter auf, sofern diese innerhalb der Strömungsgrenzschicht liegt. Dies ist für die Bedingung $Pr = \nu/a > 0,5$ erfüllt (Schlichting und Gersten, 2006, Kap. 17.1.2.7). Zur Entdimensionierung der Temperatur wird die Reibungstemperatur $T_\tau = -\dot{q}_w/(\rho c_p u_\tau)$ definiert. Mit dieser wird die dimensionslose Temperatur zu $T^+ = (T - T_w)/T_\tau$ gebildet. Analog zur Viskosität in der Geschwindigkeitsgrenzschicht stellt in der Temperaturgrenzschicht die Temperaturleitfähigkeit $a = \lambda/(\rho c_p)$ die limitierende molekulare Größe dar. Sofern kinematische Viskosität und Temperaturleitfähigkeit in der gleichen Größenordnung liegen, weisen beide Grenzschichten eine in etwa gleiche Dicke auf. In der viskosen Unterschicht sind, analog zur Geschwindigkeitsgrenzschicht auch in der Temperaturgrenzschicht, die molekularen Schubspannungen den turbulenten überlegen. Als charakteristisches Längenmaß gilt: $\delta_a = a/u_\tau$. Daraus resultiert innerhalb der viskosen Unterschicht die Beziehung $T^+ = y/\delta_a = y u_\tau/a = Pr y^+$ (White, 2006, Kap. 6-10.2). Für den logarithmischen Bereich der Temperaturgrenzschicht in dem die turbulenten Spannungen dominieren gilt:

$$T^+ = \frac{1}{\kappa_T} \ln y^+ + C_T(Pr) - \Delta T^+(Pr, k_s^+), \quad (2.16)$$

mit $\kappa_T = \kappa/Pr_t$ und $C_T(Pr) = 13,2 Pr - 1/\kappa_T \ln(13,2)$ für Luft ($Pr = 0,7$) (Kays et al., 2005, Kap. 12). Für den Einfluss der Oberflächenrauheit auf das Temperaturprofil ist in der Literatur keine einheitliche Formulierung gegeben. Korrelationen für $\Delta T^+(Pr, k_s^+)$ sind bspw. in Dipprey und Sabersky (1963), Owen und Thomson (1963) oder Yaglom (1979) zu finden. Guo (1990) und Gersten und Herwig (1992, Kap. 15.6) merken an, dass für die thermische Grenzschicht kein vollständig rauer Bereich existiert und der Einfluss der Viskosität auch bei sehr großen Rauheiten bestehen bleibt. Die Abhängigkeit des Temperaturprofils von k_s^+ als Rauheitskenngröße ist hierbei kritisch zu betrachten. Der Ansatz der Sandkornrauheit basiert auf einer Erhöhung des Widerstandsbeiwerts durch einen zusätzlichen Formwiderstand der Rauheitselemente. Ein Äquivalent zu diesem Formwiderstand ist bei der Wärmeübertragung nicht gegeben. Weiterhin ist der Wärmeübergang in Wandnähe durch die Wärmeleitfähigkeit der Oberflächenrauheit limitiert,

welche in der Sandkornrauheit und damit in bestehenden Korrelationen zur Verschiebung des Temperaturprofils ebenfalls nicht berücksichtigt wird.

Analog zur Erhöhung der Impulsübertragung an die Wand resultiert durch **Oberflächenrauheit** ein erhöhter Wandwärmeübergang. Messungen an einer turbulenten Plattengrenzschicht zeigen eine Erhöhung des Wärmeübergangs um 75...120 % durch metallische Rauheit gegenüber einer glatten Oberfläche (Hosni et al., 1991; Barlow et al., 1997). Dieses Maß an Erhöhung resultiert nicht aus der Oberflächenvergrößerung, sondern aus der deutlich erhöhten Turbulenzproduktion in Wandnähe und damit aus der erhöhten turbulenten Durchmischung der Grenzschicht. Der kombinierte Effekt von **Oberflächenrauheit und Druckgradient** wird von Chakroun und Taylor (1993) untersucht. Deren Untersuchungen an einer ebenen Platte bestätigen die Erkenntnisse von Coleman (1976) und Coleman et al. (1981), wonach sich der Einfluss der Beschleunigung bei rauher Oberfläche gegenläufig zur Beschleunigung bei glatter Oberfläche verhält. Während der Wärmeübergang in der turbulenten Grenzschicht bei glatter Oberfläche durch Beschleunigung abnimmt, steigt er bei rauhen Oberflächen. Durch die Beschleunigung wird einerseits die Turbulenz gedämpft, andererseits aber die Grenzschichtdicke verringert und die Wandschubspannung erhöht. Bei glatter Oberfläche dominiert hierbei die Dämpfung der lokalen Turbulenz innerhalb der Grenzschicht, wodurch der Wärmeübergang durch die schlechtere Durchmischung abnimmt. Bei Oberflächenrauheit hingegen überwiegt die Kombination aus geringerer Grenzschichtdicke und erhöhter Wandschubspannung. Dies führt zu einer größeren Rauheitsreynoldszahl k^+ und damit zu einem erhöhten Rauheitseinfluss. Weiterführende Untersuchungen von Bons und McClain (2004) bestätigen diese Erkenntnisse. Zusätzlich zur beschleunigten wird dort eine verzögerte Strömung untersucht und gezeigt, dass der Wärmeübergang auch bei Kombination von Verzögerung und Rauheit steigt. Es wird deutlich, dass der Geschwindigkeitsgradient und die Oberflächenrauheit in einem synergistischen Effekt resultieren. Während bei beschleunigter Grenzschicht der resultierende Effekt größer ist als die Addition der beiden Einzeleffekte von Druckgradient und Oberflächenbeschaffenheit, ist er bei verzögerter Strömung geringer. Untersuchungen des **Turbulenzeinflusses** auf den Wärmeübergang an glatten Oberflächen zeigen eine Erhöhung des Wärmeübergangs um 5 % pro Erhöhung der Freistromturbulenz um 1 % (Simonich und Bradshaw, 1978; Hancock und Bradshaw, 1983). Eine Erhöhung in gleicher Größenordnung wird von Blair (1983a,b) und Young et al. (1992) bestätigt. Direkte Numerische Simulationen von You und Zaki (2020) zeigen hingegen mit einer Wärmeübergangserhöhung von 1 % pro Prozent Turbulenzerhöhung einen geringeren Einfluss der Freistromturbulenz. Bogard et al. (1998) untersuchen den überlagerten Einfluss von deterministischer **Oberflächenrauheit und Freistromturbulenz** an einer ebenen Platte. Die Autoren zeigen eine Addition des Effekts der Rauheit zu dem der Freistromturbulenz bei glatter Wand. Bons (2002) bestätigen diesen Effekt durch Messungen des Wärmeübergang an realer Oberflächenrauheit teilweise. Während der resultierende Effekt bei realer Oberflächenrauheit für sehr kleine Turbulenzniveaus geringer als die Summe der beiden Einzeleffekte ist, finden sie für hohe Turbulenzgrade einen höheren. Diese Untersuchungen legen nahe, dass sich reale und deterministische Rauheiten in ihrem Verhalten etwas unterscheiden. Der Einfluss der **Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente** auf den Wärmeübergang wird von Mart et al. (2012) untersucht. Hierbei werden zwei unterschiedliche Rauheiten jeweils aus Metall und Kunststoff

vermessen. Die Untersuchungen zeigen eine Verteilung der Wandtemperatur, die zwischen den Rauheitselementen nahezu unbeeinflusst von deren Wärmeleitfähigkeit ist. Die Temperaturverteilung innerhalb der Rauheitselemente hingegen hängt stark von deren Wärmeleitfähigkeit ab. Dies spiegelt sich in der Wärmeübergangserhöhung wider. Die Oberflächen, bei denen der Großteil der Wärme über die Zwischenräume der Elemente übertragen wird, zeigen nur einen geringen Einfluss der Elementwärmeleitfähigkeit. Bei den Oberflächen mit höherer Rauheitsdichte, bei denen die Wärme primär über die Rauheitselemente selbst übertragen wird, ist hingegen ein signifikanter Einfluss der Wärmeleitfähigkeit zu erkennen.

Eine **Analogie zwischen Impuls- und Wärmeaustausch** ist über den Reynoldsanalogie-Faktor $RA = 2St/c_f \approx 1$ gegeben. Entgegen der ursprünglichen Intention ist nicht von einem konstanten Faktor auszugehen. Umfangreiche Untersuchungen von Blair (1983a) und Bons (2002) an glatter Wand zeigen, dass der Wärmeübergang mit höherer Turbulenz stärker ansteigt als die Wandschubspannung. Bons (2002) verdeutlicht anhand weiterführender Messungen an rauen Oberflächen, dass sich Rauheitseffekte zwei bis vier mal stärker auf den Impuls- als auf den Wärmeaustausch auswirken. Dementsprechend fällt der Reynoldsanalogiefaktor mit zunehmender Rauheitsreynoldszahl k_s^+ . Dieser Einfluss wird von Forooghi et al. (2018) anhand zahlreicher Direkter Numerischer Simulationen bestätigt. Weiterhin ist eine Abhängigkeit des Reynoldsanalogiefaktors von der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente zu erwarten. Zu diesem Einfluss sind bislang keine experimentellen oder numerischen Untersuchungen bekannt. Während der Impulsaustausch lediglich von der Form der Rauheit und nicht von deren thermischen Eigenschaften abhängt, ist der Wärmeaustausch primär von der Wärmeleitfähigkeit und der daraus resultierenden Temperaturverteilung innerhalb der Rauheitselemente abhängig. Diese Abhängigkeit wird in heute gebräuchlichen Rauheitserweiterungen für Turbulenzmodelle vernachlässigt (Durbin et al., 2001; Aupoix, 2014).

Während technische Oberflächenrauheit zu einer Erhöhung der Wandschubspannung führt, kann eine Oberfläche durch entsprechende Bearbeitung auch zur **Verminderung des Reibungswiderstands** eingesetzt werden. Hierzu werden Riefen (engl.: „Riblets“) mit definierten Höhen, Breiten und Abständen in eine Oberfläche eingebracht. Diese Strukturen dämpfen die turbulenten Schwankungen und reduzieren so die Reibungsverluste (Schlichting und Gersten, 2006, Kap. 17.1.2.5). Walsh und Lindemann (1984) untersuchen V-förmige Nuten mit einer Höhe von $h^+ = 15$. Durch eine solche Oberflächenstrukturierung wird eine Reduktion der Wandschubspannung um 8 % gegenüber der glatten Wand erreicht. Bechert et al. (2000) erreichen bei ihren Untersuchungen eine Reduktion gleicher Größe durch Aufbringen von länglichen Lamellen, welche in Form und Struktur einer Haifischhaut nachempfunden sind.

3 Zielsetzung

Das Ziel dieser Arbeit ist es die Lücke in den verfügbaren experimentellen Untersuchungen zur Beschreibung des Einflusses der Oberflächenrauheit auf die transitionale und turbulente Grenzschicht zu schließen und darauf basierend ein tiefergehendes Verständnis der physikalischen Vorgänge zu erlangen. Der neue Datensatz beinhaltet eine systematische Variation der größten Einflussfaktoren wie Druckgradient, Turbulenzgrad, turbulente Längenmaße, Rauheitsparameter sowie der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente. Ausgangspunkt sind die Arbeiten von Stripf (2007) und Lorenz (2013), die den Einfluss der Oberflächenrauheit und Freistromturbulenz auf den Wärmeübergang an Turbinenschaufeln untersuchen. Diese Datensätze, die an drei verschiedenen Schaufelgittern gewonnen wurden, unterliegen einer gewissen Unsicherheit. Die größte Unsicherheit liegt in der Freistromturbulenz entlang der Schaufeln, die innerhalb der Schaufelpassagen nicht gemessen werden konnte und aufgrund dessen mit Turbulenzmodellen berechnet werden musste. Als Randbedingungen für diese Berechnungen wird die in der Eintrittsebene der Schaufelpassagen gemessene Turbulenz verwendet. Weiterhin können die auf den Druckseiten gefundenen Effekte nicht eindeutig dem Einfluss der turbulenten Längenmaße der Freistromturbulenz oder dem der konkaven Oberflächenkrümmung und den dadurch potentiell entstehenden Görtler-Wirbeln zugeordnet werden. Um die Effekte der Oberflächenkrümmung und der Freistromturbulenz in der vorliegenden Arbeit besser trennen zu können, werden die Untersuchungen an einer ebenen Platte durchgeführt. Einflüsse durch die Oberflächenkrümmung können somit ausgeschlossen werden. Die ebene Platte ermöglicht weiterhin die genauere Messung der Reynoldsspannungen und der turbulenten Längenmaße entlang der Oberfläche. Um trotz der verwendeten Messplatte möglichst nah an der Realität von Turbinenschaufeln zu bleiben, werden elliptische Vorder- und Hinterkanten verwendet sowie die für die Druck- und Saugseite einer Hochdruckturbinenschaufel typischen Geschwindigkeitsverteilungen über konturierte Wände aufgeprägt.

In einem ersten experimentellen Teil dieser Arbeit soll eine systematische Untersuchung des Einflusses der turbulenten Längenmaße auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs an rauen Oberflächen durchgeführt werden. Hierzu wird ein neuartiger Turbulenzerzeuger entwickelt, der eine Variation der turbulenten Längenmaße bei konstantem Turbulenzgrad ermöglicht. Diese Datenbasis soll dazu verwendet werden, eine verbesserte Korrelation zur Vorhersage der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs an rauen Oberflächen unter Berücksichtigung des lokalen Turbulenzgrads und der turbulenten Längenmaße zu entwickeln.

Der zweite experimentelle Teil soll zu einem tieferen Verständnis des Vorgangs der Transition führen. Hierzu wird erstmals ein traversierbares, örtlich hochaufgelöstes Heißfilmsensorarray eingesetzt. Diese Untersuchungen ermöglichen die Messung und Analyse der Entstehung und der Ausbreitung natürlich entstandener Turbulenzflecken.

Abschließend soll erstmals der Einfluss der Wärmeleitfähigkeit auf den turbulenten Wärmeübergang systematisch untersucht werden. Diese Untersuchungen führen zu einem umfassenden Datensatz mit unterschiedlichsten Oberflächenrauheiten, aber auch einer breite Variation der Freistromturbulenz. Diese Daten können zur Entwicklung und Kalibrierung von Rauheitsmodellen genutzt werden.

4 Versuchsaufbau und Messtechnik

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Einfluss rauer Oberflächen auf transitionale und turbulente Grenzschichten untersucht. Hierzu steht ein geschlossener Windkanal mit einem neuartigen Turbulenzerzeuger zur Verfügung. Dieser ermöglicht erstmals die stufenlose Variation der turbulenten Längenmaße bei konstanter Turbulenzintensität. Die Messstrecke ist für Messungen an einer ebenen Platte konzipiert, die mittels konturierter Kanalwände an der Ober- und Unterseite definierten Druckverteilungen ausgesetzt werden kann.

In den folgenden Unterkapiteln wird der Aufbau des Versuchsstands mit Beruhigungsstrecke, Turbulenzerzeuger und Messstrecke beschrieben. Daraufhin werden die bei der Druck-, Wärmeübergangs- und Heißfilmmessplatte verwendeten Messtechniken sowie die Kalibrierung der Hitzdrahtsonden zur Turbulenzmessung beschrieben. Abschließend wird die Definition und Auswahl der Oberflächenrauheit erläutert.

4.1 Versuchsaufbau

Die in dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen werden an einem geschlossenen Windkanal durchgeführt (siehe Abbildung 4.1). Dieser wird über ein mehrstufiges Radialgebläse mit einem maximalen Massenstrom von $\dot{m}_{\max} = 3,5 \text{ kg/s}$ bei einem Druckverhältnis von $\Pi_{\max} = 1,6$ angetrieben. Die verdichtete Luft strömt in eine Beruhigungsstrecke mit einem Durchmesser von 1,0 m, welche über zwei Honigwabenstrukturen unterschiedlicher Dichte zur Gleichrichtung der Strömung verfügt. Stromab der Honigwaben sind Metallsiebe verschiedener Maschenweiten platziert, um die kleinen turbulenten Wirbel zu dissipieren und dadurch die Hintergrundturbulenz zu reduzieren. Eine weitere Homogenisierung des Strömungsfelds wird über eine Düse mit Kontraktionsverhältnis 31:1 erreicht. Durch diese Düse mit rechteckigem Austrittsquerschnitt (100 mm × 250 mm) wird die Strömung beschleunigt und in den Turbulenzerzeuger geleitet (siehe Kapitel 4.1.1). Die daran anschließende Messstrecke ist für Untersuchungen an ebenen Platten mit starken Druckgradienten konzipiert (siehe Kapitel 4.1.2). Da der Windkanal in geschlossener Bauweise ausgeführt ist, ist der Leistungseintrag durch den Verdichter ausreichend, um das Fluid zu erhitzen, wodurch auf einen zusätzlichen Luftherhitzer verzichtet werden kann. Zur Regelung der Temperatur wird das Fluid vor dem Wiedereintritt in den Verdichter durch einen Rückkühler geleitet. Weiterhin verfügt der Windkanal über einen Bypass zwischen Verdichteraustritt und Rückkühlereintritt, der neben der Verdichterdrehzahl zur Steuerung des Luftmassenstroms durch die Messstrecke verwendet werden kann.

4.1.1 Turbulenzerzeuger

Zur Untersuchung des Einflusses der Turbulenzintensität auf den laminar-turbulenten Übergang einer Grenzschicht werden meist statische Turbulenzgitter verwendet. Die Turbulenzintensität an der Messposition wird dann durch Variation der Gitterstabbreite und Maschenweite sowie dem Abstand des Gitters zur Messposition eingestellt. Roach (1987) beschreibt Korrelationen

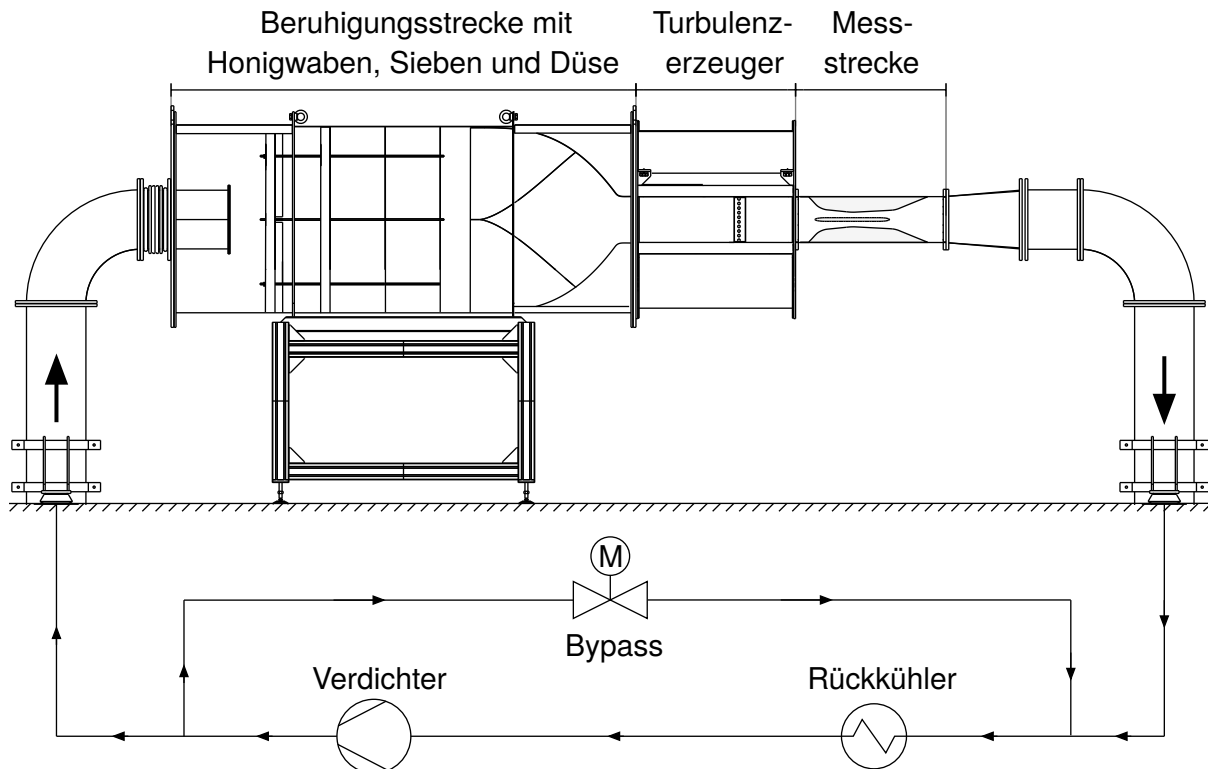


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus (Gramespacher et al., 2019).

zur Auslegung solcher Gitter. Neuere Untersuchungen des laminar-turbulenten Übergangs zeigen neben der Bedeutung der Turbulenzintensität einen Einfluss der turbulenten Längenmaße (Mayle und Schulz, 1997; Mayle et al., 1998; Brandt et al., 2004; Zaki und Durbin, 2005; Shahinfar und Fransson, 2011). Um diesen Einfluss separiert von dem der Turbulenzintensität zu untersuchen, ist es notwendig, die turbulenten Längenmaße bei konstanter Intensität zu variieren. Eine solche Variation bei nahezu beliebiger Turbulenzintensität ist mit herkömmlichen Turbulenzgittern nur mit großem Aufwand möglich. Aus diesem Grund wird gemeinsam mit Albiez (2022) erstmals ein Turbulenzerzeuger entwickelt, der eine kontinuierliche Anpassung der Turbulenzintensität und des turbulenten Längenmaßes bei gitterähnlicher Turbulenz ermöglicht. Dieser Turbulenzerzeuger wird im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert (siehe Kapitel 5.1) und ebenfalls in der Arbeit von Albiez (2022) beschrieben und verwendet. Weiterhin sind die Ergebnisse der Charakterisierung des Turbulenzerzeugers in Gramespacher et al. (2019) veröffentlicht.

Die Turbulenz stromab eines Gitters kann in drei Bereiche eingeteilt werden (Hinze, 1959). Unmittelbar stromab des Gitters bildet sich aufgrund der Nachlaufstrahlen und den damit verbundenen großen Geschwindigkeitsgradienten ein Bereich mit sehr hoher Turbulenzproduktion aus. Nachdem die Nachläufe weitgehend ausgemischt sind, schließt sich ein Bereich des initialen Abklingens (engl.: „initial decay“) an, der weit stromab des Turbulenzgitters in einen Bereich des finalen Abklingens der Turbulenz (engl.: „final decay“) übergeht. Bereits im Bereich des initialen Abklingens der Turbulenz kann die Turbulenzproduktion vernachlässigt werden, bevor

sie im Bereich des finalen Abklingens nicht mehr vorhanden ist. Bereits während des initialen Abklingens ist die Turbulenz näherungsweise homogen und isotrop, sodass sie zur Untersuchung des Turbulenzeinflusses auf den laminar-turbulenten Übergang geeignet ist. Für den Beginn dieses Bereichs werden in der Literatur je nach Gittertyp Abstände von 10 (Roach, 1987), 20 (Batchelor und Townsend, 1948; Baines und Peterson, 1951), 40 (Comte-Bellot und Corrsin, 1966) und bis zu 80 (Grant und Nisbet, 1957) Maschenweiten beschrieben. Solange weder die Turbulenzstruktur noch der Energietransfer zwischen den verschiedenen Wirbelgrößen untersucht werden soll, scheint ein Abstand von 20 Maschenweiten stromab des Gitters ausreichend, um eine näherungsweise homogene Turbulenz zu generieren. Das Abklingen der turbulenten kinetischen Energie k folgt einem Potenzgesetz:

$$\frac{k}{u_\infty^2} = C \left[\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right]^{-n}. \quad (4.1)$$

Die konstante C ist von der Gittergeometrie abhängig, x ist der Abstand zum Turbulenzgitter, x_0 der virtuelle Ursprung der Turbulenz, M die Maschenweite des Turbulenzgitters und u_∞ die mittlere Freistromgeschwindigkeit. Der Koeffizient n zur Beschreibung des Abklingverhaltens kann basierend auf den Doppel- und Tripelgeschwindigkeitskorrelationen für homogene und isotrope Turbulenz abgeleitet werden (von Kármán und Howarth, 1938). Hierzu müssen Annahmen zur Selbsterhaltung und -ähnlichkeit der turbulenten Strömung getroffen werden. Abhängig von diesen Annahmen resultieren unterschiedliche, für die jeweilige Turbulenzstruktur charakteristische, Koeffizienten: $n = 1$ (von Kármán und Howarth, 1938), $n = 10/7$ (Kolmogorov, 1991) und $n = 6/5$ (Saffman, 1967). Neuere Untersuchungen von George (1992) und Antonia et al. (2013) legen nahe, dass der Koeffizient n bei Gitterturbulenz keinen konstanten Wert mit universeller Gültigkeit annimmt und stattdessen von der Struktur der Ausgangsturbulenz der Strömung abhängt. Zahlreiche Untersuchungen von Gitterturbulenz scheinen diese Hypothese zu stützen und zeigen einen Bereich von $n = 1,0 \dots 1,42$ (Batchelor und Townsend, 1948; Baines und Peterson, 1951; Steward und Townsend, 1951; Comte-Bellot und Corrsin, 1966; Mohamed und Larue, 1990; Lavoie et al., 2007; Krogstad und Davidson, 2010).

Im Bereich des initialen Abklingens können Turbulenzproduktion und -dissipation vernachlässigt werden, weshalb die spezifische Dissipationsrate direkt aus der Ableitung von Gleichung (4.1) resultiert:

$$\varepsilon = -u_\infty \frac{dk}{dx}. \quad (4.2)$$

Um die Parameter eines Turbulenzgitters aufzuzeigen, die für eine unabhängige Variation der turbulenten Längenmaße und des Turbulenzgrades variiert werden müssen, wird nachfolgend das Abklingverhalten der unterschiedlichen Längenmaße analysiert. Aus den Gleichungen (4.1) und (4.2) resultieren die Abklingverhalten des Kolmogorov Längenmaßes der hochfrequenten dissipativen Wirbel η , des Taylor Mikrolängenmaßes λ_g (Taylor, 1935) und des Längenmaßes der energietragenden niederfrequenten Wirbel L_ε zu:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} = \left(\frac{\nu^3}{u_\infty^3} \frac{M}{nC} \right)^{1/4} \left[\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right]^{(1+n)/4}, \quad (4.3)$$

$$\lambda_g = \sqrt{10 \nu \frac{k}{\varepsilon}} = \sqrt{10 \frac{\nu}{u_\infty} \frac{1}{n} [x - x_0]}, \quad (4.4)$$

$$L_\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = \frac{M \sqrt{C}}{n} \left[\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right]^{(2-n)/2}. \quad (4.5)$$

Für $n = 1$ wachsen die Längenmaße λ_g und L_ε proportional zur Wurzel des Abstands zum Turbulenzgitter an, während das Kolmogorov Längenmaß für $n > 1$ stärker anwächst als das der energietragenden niederfrequenten Wirbel. Aus Gleichung (4.4) wird deutlich, dass das Taylormikrolängenmaß unabhängig von den gitterspezifischen Parametern C und M ist. Weiterhin kann das Abklingverhalten der beiden Turbulenzreynoldszahlen auf Basis der charakteristischen Längen \sqrt{k} oder λ_g beschrieben werden:

$$\text{Re}_T = \frac{k^2}{\nu \varepsilon} = \frac{u_\infty}{\nu} \frac{M C}{n} \left[\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right]^{(1-n)}, \quad (4.6)$$

$$\text{Re}_\lambda = \frac{\overline{u'u'} \lambda_g}{\nu} = \sqrt{\frac{20}{3}} \text{Re}_T. \quad (4.7)$$

Beide Turbulenzreynoldszahlen nehmen für $n > 1$ mit zunehmendem Abstand zum Turbulenzgitter ab. Nach Mydlarski (2017) und Roach (1987) sind mit statischen Turbulenzgittern üblicherweise Reynoldszahlen von $\text{Re}_T = 60 \dots 1500$ ($\text{Re}_\lambda = 20 \dots 100$) zu erreichen.

Aus den Gleichungen (4.1) und (4.3-4.5) wird deutlich, dass die Turbulenzintensität $Tu = \sqrt{2/3} k/u_\infty$ mit zunehmendem Abstand vom Gitter abnimmt, während die Längenmaße anwachsen. Um diese unabhängig voneinander zu variieren, ist es nicht ausreichend, den Abstand x anzupassen. Es müssen zusätzlich die gitterspezifischen Parameter C , M oder n variiert werden.

Kurian und Fransson (2009) variieren die Längenmaße bei konstantem Turbulenzgrad durch verschiedene statische Gitter mit gleicher Versperrung, aber unterschiedlicher Maschenweite und Stabbreite. Eine weitere, jedoch sehr komplexe Möglichkeit die Längenmaße zu variieren, bieten aktive Gitter, die überwiegend zur Erzeugung sehr hoher Turbulenzreynoldszahlen Verwendung finden. Solche Gitter basieren bspw. auf eingedüster Druckluft (Gad-El-Hak und Corrsin, 1974; Szaszák et al., 2018), oszillierenden Gitterstäben (Ling, 1972) oder Stäben mit mechanisch angetriebenen Flügelklappen (Makita und Sassa, 1991). Mydlarski (2017) gibt einen Überblick über letztere. Die Komplexität solcher Gitter verdeutlichen Griffin et al. (2019). Die Autoren benutzen 129 individuell angesteuerte Servomotoren, um die Größe der großskaligen Wirbel unabhängig vom Turbulenzgrad zu beeinflussen.

Ein großer Vorteil des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten neuartigen Konzepts ist der im Vergleich zu aktiven Gittern sehr einfache Aufbau. Über eine einstellbare effektive Gitterstabbreite wird die stufenlose Anpassung der Konstanten C und n bei konstanter Maschenweite M ermöglicht. Durch eine zusätzliche Variation des Abstands des Gitters zur Messstrecke wird eine stufenlose und unabhängige Variation der Turbulenzintensität und der turbulenten Längenmaße erreicht.

Der Aufbau des Turbulenzerzeugers ist in Abbildung 4.2a verdeutlicht. Das Turbulenzgitter besteht aus 7 vertikalen und 19 horizontalen Leitblechen, die 1 mm dick und 9,5 mm breit sind. Vier der vertikalen und zehn der horizontalen Leitbleche können paarweise gegeneinander verdreht

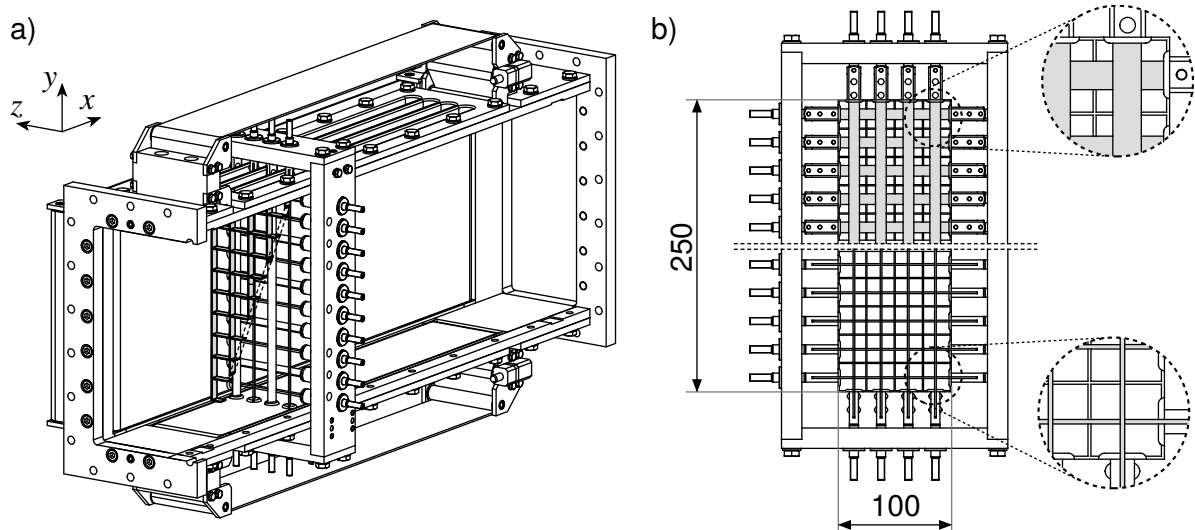


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Turbulenzerzeugers (Gramespacher et al., 2019).

werden. Dadurch kann die effektive Stabbreite und damit die Versperrung des Turbulenzgitters stufenlos angepasst werden. Die verbleibenden Leitbleche werden für eine homogene Turbulenz bei geringen Turbulenzgraden benötigt und sind mit minimaler Versperrung fest verbaut. Die Maschenweite in y - und z -Richtung beträgt $M = 12,5$ mm. Der Winkel der Leitbleche α wird über Schrittmotoren eingestellt und über Präzisionsencoder überwacht. Die Turbulenzproduktion stellt sich aufgrund der Interaktion der Nachläufe mit hoher und geringer Geschwindigkeit ein. Dementsprechend führen höhere Winkel zu ausgeprägteren Nachläufen und einer höheren Turbulenzproduktion. In Abbildung 4.2b ist die Versperrung für $\alpha = 90^\circ$ (oben) und $\alpha = 0^\circ$ (unten) dargestellt. Um Inhomogenitäten in der Strömung zu minimieren, sollte die Versperrung des Turbulenzgitters 50 % nicht überschreiten (Roach, 1987). Aus diesem Grund wird der Verstellwinkel auf einen Bereich von $\alpha = 0 \dots 45^\circ$ beschränkt, was in einer Versperrung zwischen 15 ... 50 % resultiert. Zusätzlich zur Einstellung der effektiven Gitterstabbreite kann die Position des Gitters um 410 mm in Strömungsrichtung variiert werden. Die Position wird über einen Servomotor mit Präzisionsencoder eingestellt und überwacht. Die hierzu benötigten Spalte in den Seitenwänden des Kanals sind über umlaufende, sich mitbewegende Bänder abgedichtet. Die Charakterisierung des Turbulenzerzeugers wird in Kapitel 5.1 vorgestellt.

4.1.2 Messstrecke mit ebener Platte

Die Messstrecke mit rechteckigem Querschnitt (100 mm breit und 250 mm hoch) ist in Abbildung 4.3 dargestellt und für Untersuchungen an ebenen Platten mit großen Druckgradienten konzipiert. Die ebene Messplatte ist 350 mm lang und 20 mm dick. Da die turbulenten Strukturen im Bereich der Vorderkante stark von deren Geometrie abhängen, wird anstelle der üblichen spitzen Vorderkante eine elliptische mit 50 mm Länge verwendet. Durch diese stumpfe Geometrie ist die zu erwartende Verteilung der Reynoldsspannungen entlang der Plattenoberfläche ähnlicher zu der entlang einer Turbinenschaukel. Die gleiche Ellipsenform wird auch als Hinterkante ver-

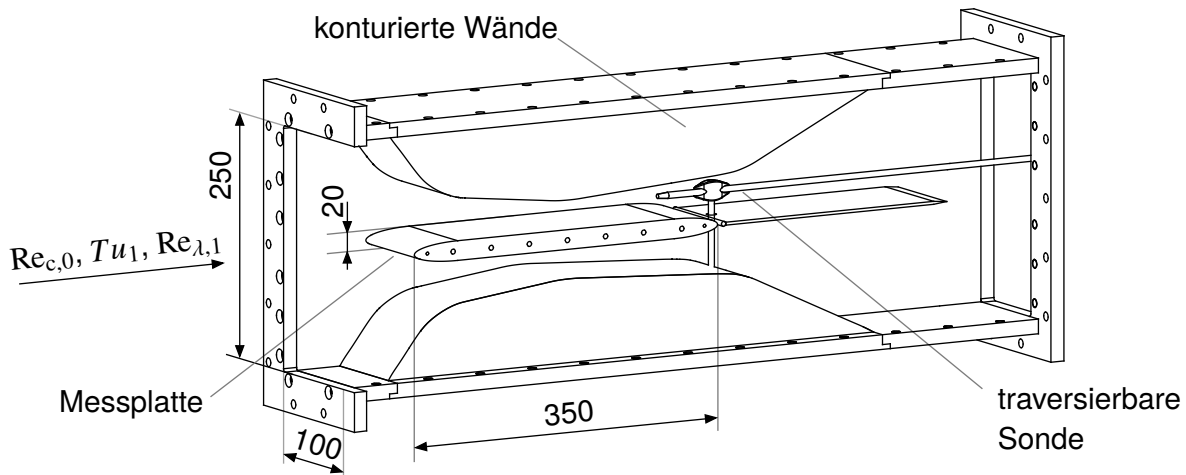


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Messstrecke (Gramespacher et al., 2021).

wendet. Um eine Geschwindigkeitsverteilung entlang der Messplatte aufzuprägen, wird diese mittig zwischen zwei konturierten Wänden montiert. Die in dieser Arbeit verwendeten, der Messplatte gegenüberliegenden Wände bilden die saug- und druckseitige Geschwindigkeitsverteilung der Hochdruckturbinenschaufel nach, die von Schiele (1999) und Stripf (2007) in einer ebenen Kaskade untersucht wurden. Wie in Schiele et al. (1995) beschrieben, wurde die Geometrie dieses Schaufelprofils hinsichtlich minimaler aerodynamischer Verluste sowie minimalem Wärmeeintrag in die Schaufel optimiert. Eine genaue Analyse der resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen sowie eine Beschreibung der Unterschiede zwischen einer umströmten ebenen Platte und einer Turbinenschaufel sind in Albiez (2022) gegeben. Die Konturen dieser Wände sind in Anhang A.1.1 beschrieben.

Die Messstrecke verfügt 55 mm stromauf der Plattenvorderkante über vier Sondenzugänge zur Charakterisierung der Anströmung. Über drei Zugänge können Sonden horizontal auf Höhe der Mittellinie sowie ± 75 mm eingebracht werden, während ein weiterer Zugang die vertikale Messung im Mittelschnitt ermöglicht. Weiterhin ist die Messstrecke mit einer höhenverstellbaren Sonde ausgestattet, die in definierten Abständen zur Oberfläche entlang der Messplatte traversiert werden kann. In der vorliegenden Arbeit wird diese zur Messung der Freistromturbulenz mit Hitzdrahtsonden bei einem Wandabstand von $y = 4$ mm verwendet. Im Betrieb sind über die horizontalen Sondenzugänge eine Prandtl- sowie eine Totaltemperatursonde eingebracht, um die Reynoldszahl und Totaltemperatur 100 mm stromauf der Vorderkante in der ungestörten Anströmung einzustellen. Die Sonden sind außermittig positioniert, um das Strömungsfeld im Mittelschnitt der ebenen Platte nicht zu beeinflussen.

4.2 Messtechnik

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messverfahren und Methoden beschrieben. Zur Charakterisierung der Messstrecke wird zunächst über eine pneumatische Messplatte die Geschwindigkeitsverteilung ermittelt. Die Geschwindigkeitsfluktuationen und turbulenten Längenmaße in der Anströmung und entlang der Messplatte

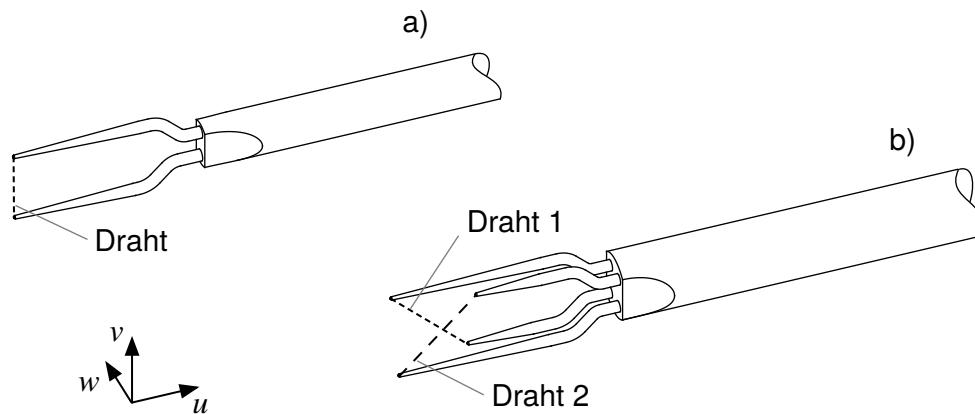


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung einer (a) Einzeldraht und (b) X-Draht-Hitzdrahtsonde.

werden mit Eindraht- und X-Drahtsonden bestimmt. Weiterhin wird die Vorgehensweise zur Messung der Wärmeübergangsverteilungen beschrieben, auf Basis derer der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die transitionale und turbulente Grenzschicht untersucht wird. Abschließend wird eine Messplatte mit traversierbarem Heißfilmsensorarray vorgestellt, die zur Beschreibung der Turbulenzfleckenkinematik verwendet wird.

4.2.1 Messung der Freistromturbulenz

Um die Freistromturbulenz mit ihren Geschwindigkeitsfluktuationen und turbulenten Wirbeln zu charakterisieren, werden Hitzdrahtsonden eingesetzt. Hierbei wird ein dünner Draht auf zwei Haltenadeln befestigt und in der Strömung platziert (siehe Abbildung 4.4a). Im Rahmen dieser Arbeit werden die Hitzdrahtsonden im Konstant-Temperatur-Modus betrieben (CTA, engl.: „constant temperature anemometer“). Hierbei wird der Spannungsabfall über den Hitzdraht geregelt, um einen konstanten Drahtwiderstand und darüber eine konstante Drahttemperatur zu erreichen. Da der Hitzdraht keinen Temperaturschwankungen unterliegt, ist dieses Messverfahren sehr gut geeignet, um neben den niederfrequenten Geschwindigkeitsanteilen auch hochfrequente Anteile von $f > 100$ kHz aufzulösen. Eine umfangreiche Übersicht über die Hitzdrahtmesstechnik ist in Bruun (1995) gegeben.

Eine Energiebilanz um den Hitzdraht zeigt, dass die elektrische Leistung bei Vernachlässigung der Verluste über die Haltenadeln des Drahtes gerade dem an die Strömung abgegebenen konvektiven Wärmestrom entspricht:

$$\frac{U_{\text{el}}^2}{R_{\text{hw}}} = \alpha A_{\text{hw}} (T_{\text{hw}} - T_{\text{tot}}). \quad (4.8)$$

Hierbei entspricht U_{el} dem Spannungsabfall über den Hitzdraht, R_{hw} dem Drahtwiderstand, A_{hw} der Drahtoberfläche, T_{hw} der Drahttemperatur und T_{tot} der Totaltemperatur des Fluids. Der Wärmeübergangskoeffizient α kann über eine Korrelation für die Nußeltzahl eines querangeströmten

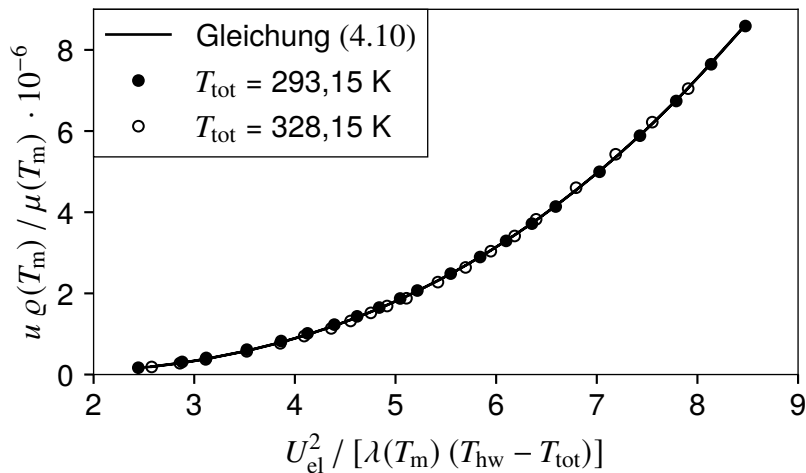


Abbildung 4.5: Kalibrierkurve einer Eindraht-Hitzdrahtsonde.

Zylinders von Kramers (1946) bestimmt werden:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d_{\text{hw}}}{\lambda(T_m)} = 0,42 \text{Pr}^{0,2} + 0,57 \text{Pr}^{0,33} \text{Re}_d^m. \quad (4.9)$$

Dabei entspricht $\lambda(T_m)$ der Wärmeleitfähigkeit des Fluids bei der Filmtemperatur und d_{hw} dem Durchmesser des Hitzdrahts. Für den Exponenten gilt $m \approx 0,45$. Nach Hultmark und Smits (2010) kann die Filmtemperatur durch den Mittelwert aus der Temperatur des Hitzdrahts und der statischen Temperatur des Fluids in guter Näherung approximiert werden: $T_m = 0,5 (T_{\text{hw}} + T_{\text{stat}})$.

Gleichungen (4.8) und (4.9) resultieren mit $\text{Re}_d = u d_{\text{hw}} \varrho(T_m) / \mu(T_m)$ in folgendem Zusammenhang zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Spannungsabfall über den Hitzdraht:

$$\frac{U_{\text{el}}^2}{\lambda(T_m) (T_{\text{hw}} - T_{\text{tot}})} = c_0 + c_1 \left(\frac{u \varrho(T_m)}{\mu(T_m)} \right)^m. \quad (4.10)$$

Diese Beziehung ermöglicht die Kalibrierung von Hitzdrahtsonden. Die Koeffizienten c_0 und c_1 müssen wie in Abbildung 4.5 dargestellt auf Basis von Kalibrierdaten bei verschiedenen Geschwindigkeiten und Temperaturen ermittelt werden. Um den Messfehler zu minimieren, sollten diese Daten den gesamten Geschwindigkeits- und Temperaturbereich der späteren Messung abdecken. Auch wenn die Sensortemperatur T_{hw} und der Exponent m bekannt sind, sollten diese zusätzlich aus den Kalibrierdaten bestimmt werden, da die Verluste über die Haltenadeln des Hitzdrahts zu einer Abweichung von den theoretischen Werten führen können.

Um die Sonden zu kalibrieren, wird ein Kalibrator entwickelt, mit dem die Hitzdrahtsonden basierend auf der Idee von Hultmark und Smits (2010) unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Stoffdaten des Fluids kalibriert werden können. Der Kalibrator kann hierzu für Geschwindigkeiten bis zu 200 m/s und bei Temperaturen zwischen 20 °C und 80 °C betrieben werden. Zur Charakterisierung des Turbulenzerzeugers wird eine Eindrahtsonde, Dantec 55P11 mit einem Drahtdurchmesser von $d_{\text{hw}} \approx 5 \mu\text{m}$ und einer Länge von $l_{\text{hw}} \approx 200 d_{\text{hw}}$ eingesetzt und mit der oben beschriebenen Methodik kalibriert. Das gewählte Überhitzungsverhältnis beträgt

$a = (R_{\text{hw,h}} - R_{\text{hw,c}}) / R_{\text{hw,c}} = 0,8$. Die Größe $R_{\text{hw,h}}$ entspricht dem Widerstand des Hitzdrahts bei Betriebstemperatur, während $R_{\text{hw,c}}$ dem Widerstand bei einer Temperatur von 20°C entspricht. Da Eindrahtsonden hauptsächlich die Geschwindigkeitskomponente normal zum Sensordraht erfassen, sind diese vor allem für Strömungen mit isotroper Turbulenz geeignet. In Strömungen mit anisotroper Turbulenz, wie sie bei hohen Druckgradienten zu erwarten ist, sollte auf Mehrdrahtsonden zurückgegriffen werden. Hierzu wird eine Dantec 55P51 X-Draht Sonde mit $d_{\text{hw}} \approx 5 \mu\text{m}$ und $l_{\text{hw}} \approx 240 d_{\text{hw}}$ bei einem Überhitzungsverhältnis von $a = 0,8$ verwendet. Die X-Draht Sonde ist in einer Variante ausgeführt, in der die seitlichen Drahtenden hin zu den Haltenadeln mit Gold beschichtet sind. Diese Beschichtung bietet den Vorteil, dass die Verlustwärmeströme, die über die Haltenadeln abfließen und so die Messung beeinflussen können, minimiert werden. Ein weiterer Vorteil der Minimierung der Verlustwärmeströme ist eine Verbesserung des Frequenzgangs und damit eine höhere Sensitivität gegenüber hochfrequenten Geschwindigkeitsschwankungen. Wie in Abbildung 4.4b verdeutlicht, ähnelt der Aufbau dem der Eindrahtsonde. Die beiden Drähte sind in einem Winkel von 45° zur Strömung angeordnet und messen dadurch zwei Geschwindigkeitskomponenten. Werden die beiden Drähte parallel zur x, y -Ebene ausgerichtet, werden die Komponenten u und v gemessen, während eine Ausrichtung parallel zur x, z -Ebene zur Messung von u und w führt.

Da nach einer Messung die beiden Geschwindigkeitskomponenten separiert werden müssen, ist die Kalibrierung aufwändiger. Hierzu wird eine inverse Methode von Bruun et al. (1990) verwendet und um die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte des Fluids nach Hultmark und Smits (2010) erweitert. Wie in Abbildung 4.6 dargestellt, werden zunächst für beide Drähte Kalibrierkurven entsprechend Gleichung (4.10) bestimmt. Hierbei muss analog zur Kalibrierung einer Eindrahtsonde der gesamte Bereich an Geschwindigkeiten und Temperaturen abgedeckt werden, der bei der späteren Messung zu erwarten ist. Weiterhin müssen diese Kalibrierkurven für verschiedene Anströmwinkel im Bereich $-45^\circ < \theta < 45^\circ$ ermittelt werden.

Bei einer Messung müssen zur Umrechnung der beiden gemessenen Spannungen in die Geschwindigkeitskomponenten für beide Drähte die Schnittpunkte der gemessenen Spannungsniveaus mit den zuvor bestimmten Kalibrierkurven ermittelt werden (gestrichelte Linie mit gefüllten Symbolen in Abbildung 4.6). Anschließend werden diese Schnittpunkte in Abhängigkeit des Anströmwinkels θ aufgetragen (siehe Abbildung 4.7). In dieser Darstellung resultieren zwei Kurven, die über Polynome beschrieben werden können. Der Schnittpunkt dieser beiden Polynome ergibt die effektive Geschwindigkeit u_{eff} , die unter dem Anströmwinkel θ auf die X-Draht Sonde trifft. Daraus resultiert $u = u_{\text{eff}} \cos \theta$ und $v = u_{\text{eff}} \sin \theta$ bei Orientierung parallel zur x, y -Ebene, sowie $w = u_{\text{eff}} \sin \theta$ bei Orientierung parallel zur x, z -Ebene.

Um die integralen turbulenten Längenmaße und Autokorrelationen zur Ermittlung der Mikrolängenmaße zu bestimmen, muss das gemessene Zeitsignal in ein räumliches umgewandelt werden. Üblicherweise wird hierzu die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und Taylor's Hypothese der „frozen turbulence“ verwendet. Allerdings entsteht hierdurch eine Verzerrung, die Anteile mit niedriger Geschwindigkeit überbewertet. Diese Arbeit verfolgt deshalb einen Ansatz von Kahalerras et al. (1998). Zur Beschreibung der Konvektion der Turbulenz werden hier statt der mittleren Geschwindigkeit die Momentangeschwindigkeiten verwendet. Die gesamte Datenanalyse wird dann am räumlichen Signal durchgeführt.

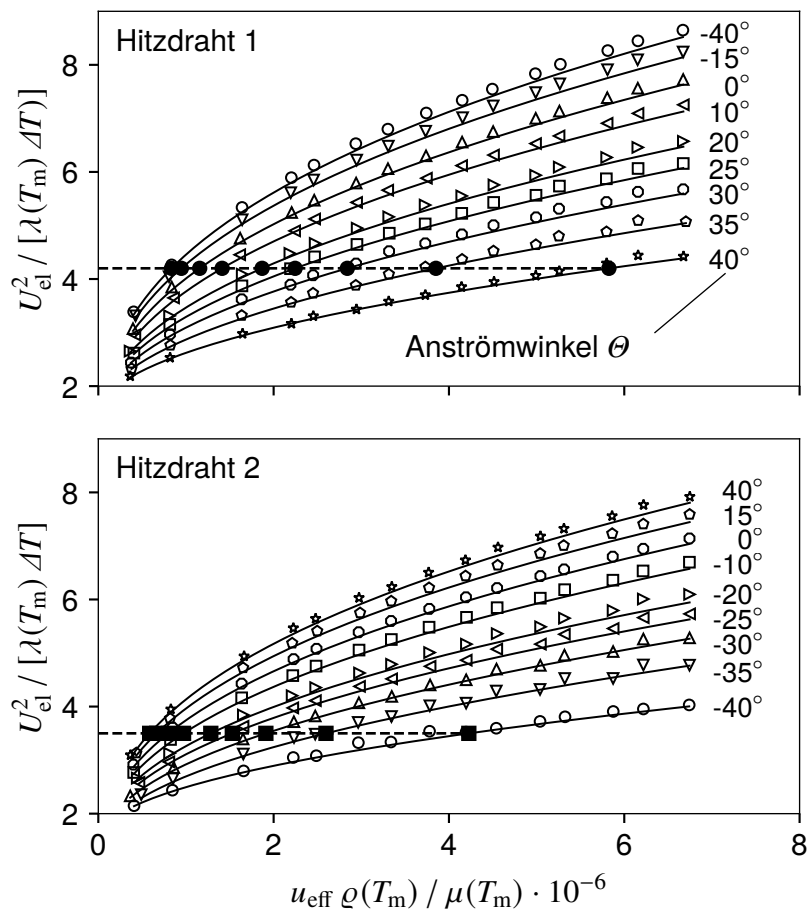


Abbildung 4.6: Kalibrierkurven einer X-Draht Sonde für verschiedene Anströmwinkel.

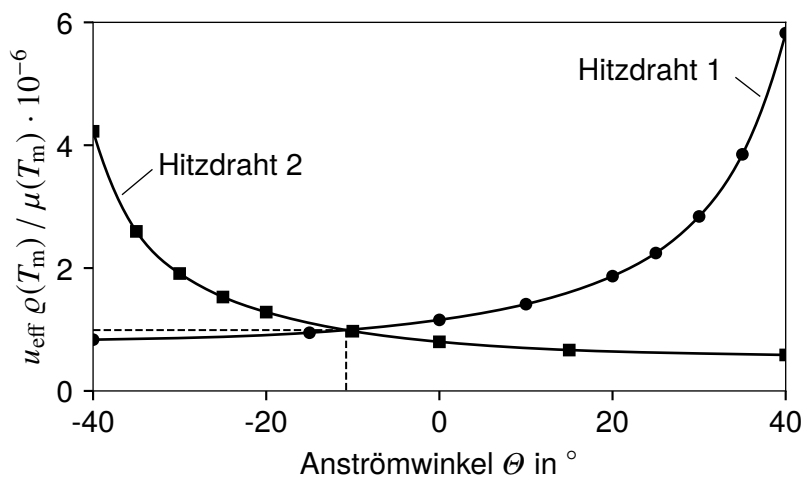


Abbildung 4.7: Bestimmung des Anströmwinkels und der Anströmgeschwindigkeit einer X-Draht Sonde.

Die Hitzdrahtsonden werden mit einem Dantec StreamLine Pro Konstant-Temperatur-Anemometer System betrieben. Die Spannungssignale werden mit einer Abtastrate von $f_s = 200$ kHz

und einer Auflösung von 16-bit aufgezeichnet. Um Anti-Aliasing zu verhindern, wird das Signal über einen analogen Tiefpassfilter mit einer Frequenz von $f_c = 100$ kHz gefiltert. Zusätzlich wird ein digitaler Butterworth-Filter vierter Ordnung verwendet, um das hochfrequente Rauschen zu reduzieren. Die untersuchten Zeitsignale weisen eine Länge von > 60 s auf, was mehr als dem 50 000-fachen der Zeitskalen der integralen Längenmaße bei kleinster Reynoldszahl entspricht. Dadurch wird eine ausreichend hohe Anzahl an Messpunkten zur Bestimmung der Geschwindigkeitskorrelationen sichergestellt.

4.2.2 Messung der Geschwindigkeitsverteilung

Für die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung entlang der Oberfläche wird eine pneumatische Messplatte eingesetzt. Diese verfügt entlang des Umfangs über 29 Druckmessbohrungen, die normal zur Oberfläche angeordnet sind (siehe Abbildung 4.8a). Zur detaillierten Messung der Druckverteilung auf der Oberseite der Platte sind dort 25 Bohrungen eingebracht. Die verbleibenden vier befinden sich auf der Unterseite, um die symmetrische Umströmung der Messplatte sicherzustellen. Die Koordinaten der einzelnen Messpunkte sind in Anhang A.1.2 gegeben. In Anlehnung an vergangene Arbeiten (Stripf, 2007; Lorenz, 2013) haben die Druckmessbohrungen einen Durchmesser von $d = 0,5$ mm. Um eine gegenseitige Beeinflussung der Druckbohrungen durch deren Nachläufe zu verhindern, sind diese in einem Bereich von ± 10 mm um die Mittellinie versetzt zueinander angeordnet. Die Druckbohrungen werden über Querbohrungen nach außen geführt.

Aus der gemessenen Druckverteilung kann über die Totalenthalpie $h_{\text{tot}} = h + u_{\infty}^2/2$ mit $h = c_p T_{\text{stat}}$ und der isentropen Zustandsänderung $T_{\text{stat}}/T_{\text{tot}} = (p_{\text{stat}}/p_{\text{tot}})^{(\kappa-1)/\kappa}$ die Geschwindigkeitsverteilung ermittelt werden:

$$u_{\infty}(s) = \sqrt{2 c_p T_{\text{tot}} \left[1 - \left(\frac{p_{\text{stat}}(s)}{p_{\text{tot}}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (4.11)$$

Weiterhin kann aus diesem Zusammenhang mit $c_p = (\kappa R/(\kappa - 1))$ die isentrope Machzahlverteilung abgeleitet werden:

$$\text{Ma}_{\text{is}}(s) = \frac{u_{\infty}(s)}{\sqrt{\kappa R T_{\text{stat}}}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_{\text{stat}}(s)}{p_{\text{tot}}} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1 \right]}. \quad (4.12)$$

4.2.3 Messung der Wärmeübergangsverteilung

Zur Ermittlung der Wärmeübergangsverteilung wird eine Messplatte aus Titanaluminium verwendet. Die Wahl des Werkstoffs erfolgt analog zu der von Stripf (2007) durchgeführten Fehlerabschätzung, die den Einfluss der Wärmeleitfähigkeit des Plattenwerkstoffs auf den Gesamtfehler untersucht. Aus dieser Abschätzung resultiert bei der Verwendung von Titanaluminium mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_s = 6,5$ W/(m K) ein Gesamtfehler von < 10 %. Wie in Abbildung 4.8b dargestellt, verfügt die Wärmeübergangsmessplatte über eine Wasserkühlung

mit 23 kreisförmigen Kühlkanälen. Für jeden dieser Kühlkanäle wird der Massenstrom sowie die Ein- und Austrittstemperatur des Kühlwassers bestimmt. Die Temperaturverteilung entlang der Messplatte wird über 78 Miniaturthermoelemente (Typ K) mit einem Durchmesser von 0,25 mm, die in 0,5 mm tiefe Nuten eingeklebt sind, gemessen. Die Wärmeleitfähigkeit des Klebers zum Fixieren der Thermolemente in den Nuten beträgt $\lambda_n \approx 1 \text{ W}/(\text{m K})$. Die Koordinaten der Temperaturmessstellen sind in Anhang A.1.3 beschrieben. Die Messspitzen der Thermolemente sind exakt im Mittelschnitt der Messplatte ausgerichtet. Eine Variation der Oberflächenrauheit wird über das Aufkleben dünner Metall- ($\lambda_f \approx 30 \text{ W}/(\text{m K})$) oder Silikonfolien ($\lambda_f \approx 0,2 \text{ W}/(\text{m K})$) realisiert. Diese Folien beinhalten die zu untersuchende Oberflächentopographie. Sie werden mit einem von Stripf (2007) entwickelten und in dieser Arbeit erweiterten Verfahren hergestellt (siehe Kapitel 4.3). Zur Applizierung der Folien auf die Messplatte wird analog der Vorgehensweise in Stripf ein Vakuumlaminierverfahren verwendet, das reproduzierbare Klebeflächen mit geringem thermischen Widerstand ($k \approx 15\,000 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$) sicherstellt. Um die Außenkontur der Messplatte durch die aufgeklebten Folien nicht zu verfälschen, wird deren Dicke bei der Fertigung berücksichtigt. Durch die Verwendung dieser rauen Folien kann die Temperatur nicht direkt an der Oberfläche gemessen werden. Daher muss zur Bestimmung der Oberflächentemperatur und des Wärmeübergangs ein iteratives Verfahren auf Basis eines Finiten-Elemente-Modells verwendet werden. Diese Methodik basiert auf der von Turner (1971) und Wittig et al. (1985) und wurde von Stripf (2007) zur Bestimmung des Wärmeübergangs an rauen Oberflächen erweitert.

Die Wärmeübergangsverteilung resultiert aus dem vom Fluid an die Wand übertragenen Wärmestrom bzw. der daraus resultierenden Wärmestromdichte $\dot{q}_w(s)$:

$$\alpha(s) = \frac{\dot{q}_w(s)}{T_{\text{tot},0} - T_w(s)}. \quad (4.13)$$

Weil die in der ungestörten Anströmung vorherrschenden Machzahlen sehr gering sind und damit der Recovery-Effekt vernachlässigt werden kann, wird die treibende Temperaturdifferenz auf die Totaltemperatur anstelle der Recoverytemperatur bezogen. Da die Temperaturverteilung entlang der Oberfläche $T_w(s)$ nicht direkt gemessen werden kann, muss sie über ein Finite-Elemente-Verfahren bestimmt werden. Aufgrund der zweidimensionalen Strömung im Mittelschnitt der Messstrecke ist ein zweidimensionales Finite-Elemente-Modell ausreichend, um das Temperaturfeld in der Messplatte zu bestimmen. Das hierfür benötigte Rechengitter ist in Abbildung 4.8b verdeutlicht. Der Wärmestrom von der Oberfläche der Kühlbohrung in das Kühlwasser wird über die mittlere Kühlwassertemperatur $T_{k,m} = 0,5 (T_{k,\text{ein}} + T_{k,\text{aus}})$ und den Wärmeübergangskoeffizienten α_k bestimmt. In diesem Fall ist eine solche vereinfachte Mittelung der Temperaturen aufgrund der sehr geringen Differenz zwischen Ein- und Austritt trotz nichtlinearem Temperaturverlauf innerhalb der Kühlbohrungen zulässig. Der Wärmeübergangskoeffizient wird dabei über den gemessenen Massenstrom und eine Korrelation für turbulente Rohrströmungen von Gnielinski (1975) ermittelt. Um in den Kühlbohrungen eine ausgebildete Rohrströmung sicherzustellen, werden diese mit Rohren gleichen Innendurchmessers nach außen verlängert. Die gemessenen Temperaturen unterhalb der Folie können nur als indirekte Randbedingung zum Abgleich mit der simulierten Temperaturverteilung verwendet werden. In

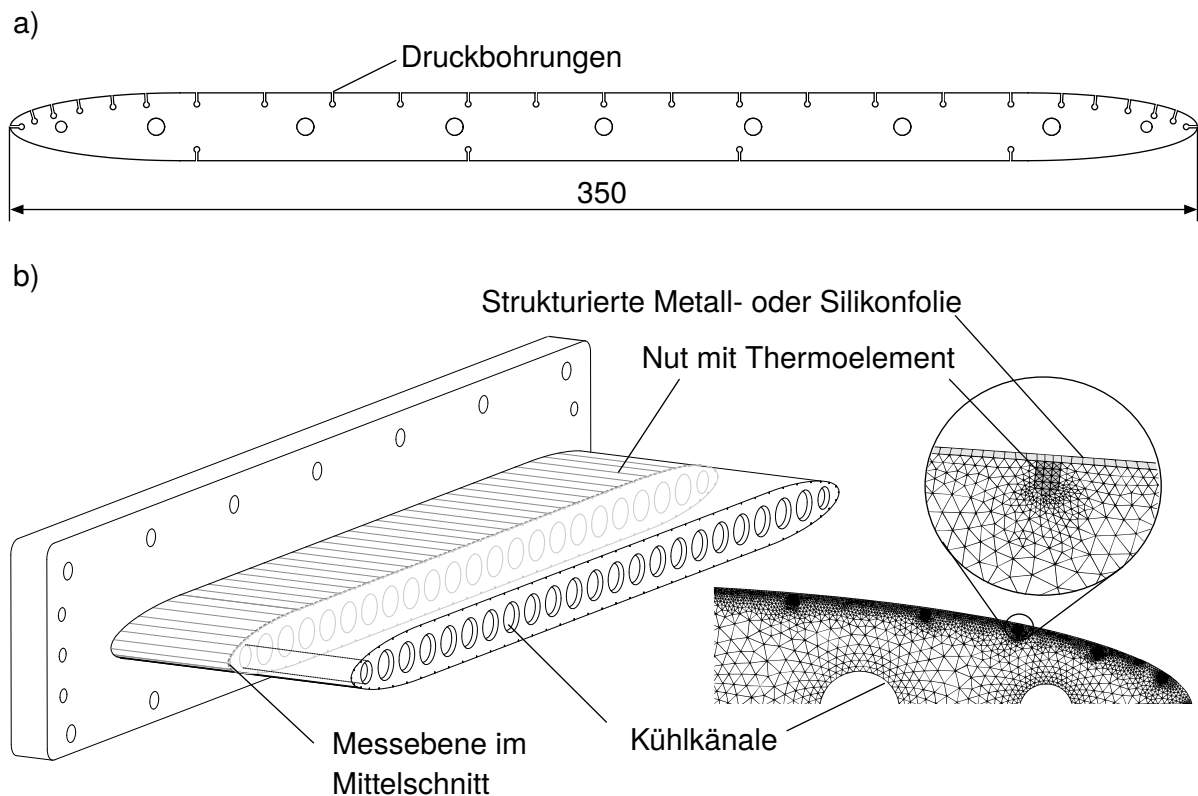


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der (a) Druck- und (b) Wärmeübergangsmessplatte (Gramespacher et al., 2021).

der Freiströmung wird als Bezugstemperatur die gemessene Totaltemperatur $T_{\text{tot},0}$ der ungestörten Anströmung sowie zunächst eine geschätzte Wärmeübergangsverteilung vorgegeben. Diese muss wie nachfolgend beschrieben in einem iterativen Verfahren angepasst werden:

1. Auf Basis der gemessenen Temperaturverteilung wird über die Annahme einer eindimensionalen Wärmeleitung eine Wärmeübergangsverteilung als Startwert abgeschätzt. Diese Werte werden über einen Polynomzug auf die Bereiche zwischen den Stützstellen interpoliert.
2. Mit Hilfe des zweidimensionalen Finite-Elemente-Modells werden die Temperaturfelder in der Platte berechnet.
3. Auf Basis der Simulationsergebnisse wird die Abweichung zwischen gemessener und berechneter Temperatur an den Messstellen $\Delta T(s) = T_{\text{te,Messung}}(s) - T_{\text{te,Rechnung}}(s)$ bestimmt. Mit dieser Abweichung wird die Wärmeübergangsverteilung angepasst:

$$\alpha_{n+1}(s) = \alpha_n(s) \frac{T_{\text{tot},0} - T_{\text{w},n}(s)}{T_{\text{tot},0} - T_{\text{w},n}(s) - \Delta T(s)}. \quad (4.14)$$

Diese Verteilung wird in der nächsten Iteration als Randbedingung verwendet.

4. Die Schritte 2.-3. werden solange wiederholt, bis die mittlere Temperaturdifferenz zwischen Messung und Simulation die Grenze von 0,2 K unterschreitet. Ist dieses Kriterium

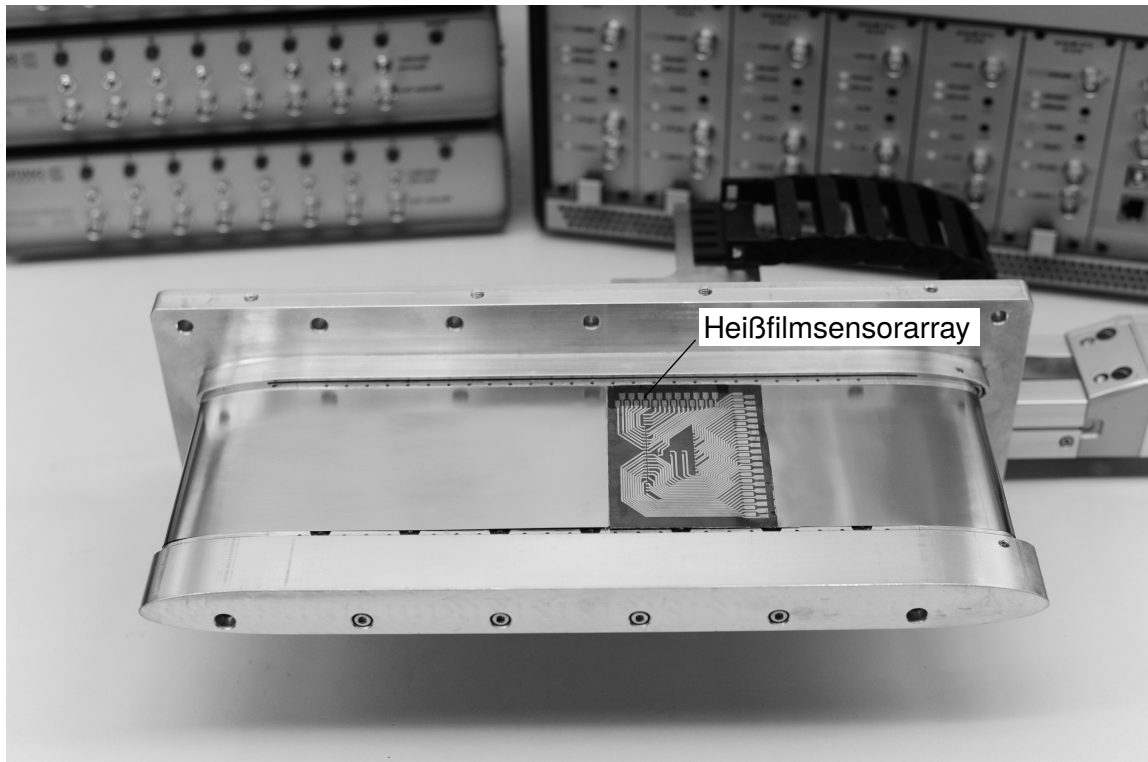


Abbildung 4.9: Messplatte zur Bestimmung der Turbulenzfleckkinematik mit einem 31-fach Heißfilmsensorarray.

erreicht, wird die Verteilung $\alpha_n(s)$ als Ergebnis der Optimierung verwendet.

Eine ausführliche Beschreibung dieser Methodik ist auch in Stripf (2007) und Lorenz (2013) gegeben. Eine Fehlerrechnung liefert für die vorliegende Messplatte einen Gesamtfehler von 5 . . . 10 % für die Neusilberfolien und 5 . . . 15 % bei Verwendung von Kunststofffolien. Aufgrund der zahlreichen systematischen Fehler wie bspw. Abweichungen in den Thermoelementpositionen oder der Wärmeleitfähigkeit der Materialien reduziert sich der Messfehler bei Analyse des Verhältnisses des Wärmeübergangs auf der Oberseite der Platte zu dem auf der Unterseite auf $\approx 5 \%$. Dieser Vorteil wird bei der Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit genutzt, indem die Neusilber- und Silikonfolie zeitgleich entsprechend auf der Ober- und Unterseite der Platte aufgebracht und vermessen werden (siehe Kapitel 10). Dies hat weiterhin den Vorteil, dass weitere Fehlerursachen wie geringfügige Abweichungen in der Anströmreynoldszahl, der Freistromturbulenz in der Anströmung, aber auch in der Kühlwassertemperatur bzw. dem Kühlwassermassenstrom eliminiert werden. Eine ausführlichere Fehlerabschätzung ist im Anhang A.2 gegeben.

4.2.4 Messung der Turbulenzfleckkinematik

Zur Messung der Turbulenzfleckeneigenschaften und insbesondere von deren Kinematik wird der Versuchsaufbau von Albiez et al. (2020) erweitert und erstmals ein Heißfilmarray mit hoher räumlicher Auflösung, bestehend aus 31 Einzelsensoren, entwickelt und in ein um die

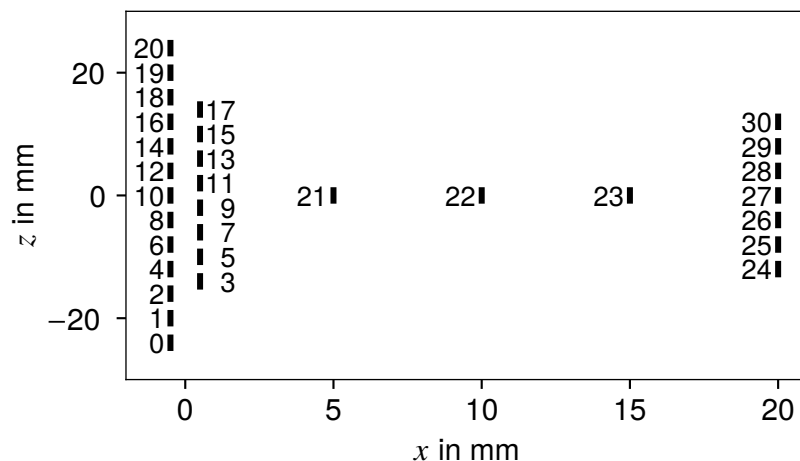


Abbildung 4.10: Positionen der einzelnen Heißfilmsensoren des Arrays.

Messplatte umlaufendes Edelstahlband mit 30 μm Dicke integriert (siehe Abbildung 4.9). Dieses Edelstahlband wird über einen Federmechanismus in axialer Richtung gespannt und über einen Unterdruck im Inneren der Platte durch Bohrungen an die Oberfläche angesaugt. Damit wird sichergestellt, dass sich das Band nicht von der Platte ablöst und deren Außenkontur verändert oder vibriert. Weiterhin ist es über einen Haltearm im Inneren der Platte mit einer Linearführung mit Encoder verbunden, die ein präzises Verfahren des Heißfilmarrays im Bereich von $x = 40 \dots 265$ mm ermöglicht.

Die Heißfilmsensoren aus Nickel sind 1,5 mm lang und 0,1 mm breit und werden an definierten Positionen und Abständen mittels Kathodenzerstäubung auf eine dünne Polyimidfolie aufgebracht. Die Positionen der 31 Heißfilmsensoren sind in Abbildung 4.10 verdeutlicht. Die erste Sensorreihe, bestehend aus 21 Sensoren mit einem lateralen Abstand von 2 mm, ist mit einem Versatz von $\pm 0,5$ mm um $x = 0$ mm angeordnet. Die Position $x = 0$ mm entspricht dem virtuellen Ursprung des Sensorarrays, der entlang der Messplatte traversiert werden kann. Diese Reihe dient mit einer Gesamtbreite von 48 mm und einer hohen Auflösung zur Messung der räumlichen Ausbreitung der Turbulenzflecken in z -Richtung. Weiterhin sind einzelne Heißfilmsensoren in Abständen von 5 mm, 10 mm und 15 mm zum virtuellen Ursprung im Mittelschnitt angeordnet, um die Geschwindigkeit der Turbulenzflecken zu messen. Die hintere Sensorreihe bei einem Abstand von $x = 20$ mm besteht aus sieben Sensoren mit einem lateralen Abstand von 4 mm. Neben der Geschwindigkeitsmessung dient diese Sensorreihe zur Bestimmung der räumlichen Ausbreitung eines Turbulenzflecks über die Änderung der Breite zwischen erster und zweiter Sensorreihe ermittelt.

Die 31 Heißfilmsensoren des Arrays werden mit Dantec Mehrkanal Konstant-Temperatur-Anemometern betrieben. Die Spannungssignale werden mit einer Abtastrate von $f_s = 300$ kHz und 16 Bit Auflösung aufgezeichnet. Zur Beurteilung des Grenzschichtzustands muss das gemessene Spannungssignal der Heißfilmsensoren $U_{el}(t)$, das ein Maß für den Betrag des Wärmeübergangs zwischen Fluid und Sensor ist, in eine Quasiwandschubspannung umgerechnet werden. Hodson et al. (1994) finden basierend auf der Ähnlichkeit zwischen Geschwindigkeits- und Temperaturprofil in Wandnähe folgenden Zusammenhang zwischen elektrischer Spannung

$U_{el}(t)$ und Quasiwandschubspannung $\tau_{qw}(t)$:

$$\tau_{qw} = \left(\frac{U_{el}(t)^2 - U_{el,0}^2}{U_{el,0}^2} \right)^3. \quad (4.15)$$

Die Ruhespannung $U_{el,0}$ beschreibt die Wärmeleitung vom Sensor in das umgebende Substrat im Ruhezustand. Eine detailliertere Beschreibung dieses Zusammenhangs ist in Albiez (2022) gegeben.

Der auf diese Art ermittelte zeitliche Verlauf der Quasiwandschubspannung $\tau_{qw}(t)$ ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Aus diesem Zeitverlauf werden die drei Grenzschichtzustände „laminar“, „beruhigt laminar“ und „turbulent“ deutlich, welche nach Mayle und Stripf (2021) über die Wandintermittenz $I(x, y, z)$ unterschieden werden können (siehe Abbildung 4.11b):

$$I(x, y, z) = \begin{cases} +1, & \text{turbulent,} \\ 0, & \text{laminar,} \\ -1, & \text{beruhigt laminar.} \end{cases} \quad (4.16)$$

Über die Intermittenz I können nach Mayle und Stripf (2021) die zeitlichen Anteile der drei Bereiche ermittelt werden. Für ein Signal mit N diskreten Zeitpunkten resultieren die Anteile:

$$\begin{aligned} \gamma_t &= \frac{1}{2N} \sum_{k=1}^N (|I_k| + I_k) & \text{turbulent,} & \quad \gamma_l &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (1 - |I_k|) & \text{laminar,} \\ \gamma_{bl} &= \frac{1}{2N} \sum_{k=1}^N (|I_k| - I_k) & \text{beruhigt laminar.} & \end{aligned} \quad (4.17)$$

Die zeitlichen Anteile können schließlich verwendet werden, um den Fortschritt der Transition innerhalb der Grenzschicht zu beschreiben. Hierbei gilt: $\gamma_t + \gamma_l + \gamma_{bl} = 1$. Wie in Abbildung 4.11b dargestellt, führen die turbulenten Anteile in einer transitionalen Grenzschicht zu $I = 1$, während laminare Grenzschichtbereiche mit $I = 0$ beschrieben werden. Ein beruhigt laminarer Grenzschichtbereich tritt im Nachlauf von Turbulenzflecken auf und wird mit $I = -1$ markiert. Ein solcher beruhigt laminarer Bereich weist eine erhöhte Stabilität auf, sodass in diesem Bereich keine neuen Turbulenzflecken entstehen können.

Wie detailliert von Albiez (2022) beschrieben, müssen zur Bestimmung der beruhigt laminaren Bereiche die turbulenten Anteile der Strömung bekannt sein, da diese direkt voneinander abhängig sind. Da sowohl das laminare als auch turbulente Niveau der Quasiwandschubspannung von den vom Algorithmus detektierten Turbulenzflecken und beruhigt laminaren Bereichen abhängen, resultiert ein iterativer Lösungsprozess. Albiez (2022) schätzt zunächst die turbulenten Bereiche im zeitlichen Verlauf der Quasiwandschubspannung, in dem alle Anteile des Signals, welche über einem bestimmten Schwellwert liegen, als turbulent gekennzeichnet werden. Auf Basis dieser Abschätzung wird die Intermittenz durch die nachfolgenden Schritte ermittelt:

1. Der Mittelwert der laminaren Anteile des Quasiwandschubspannungssignals wird gebil-

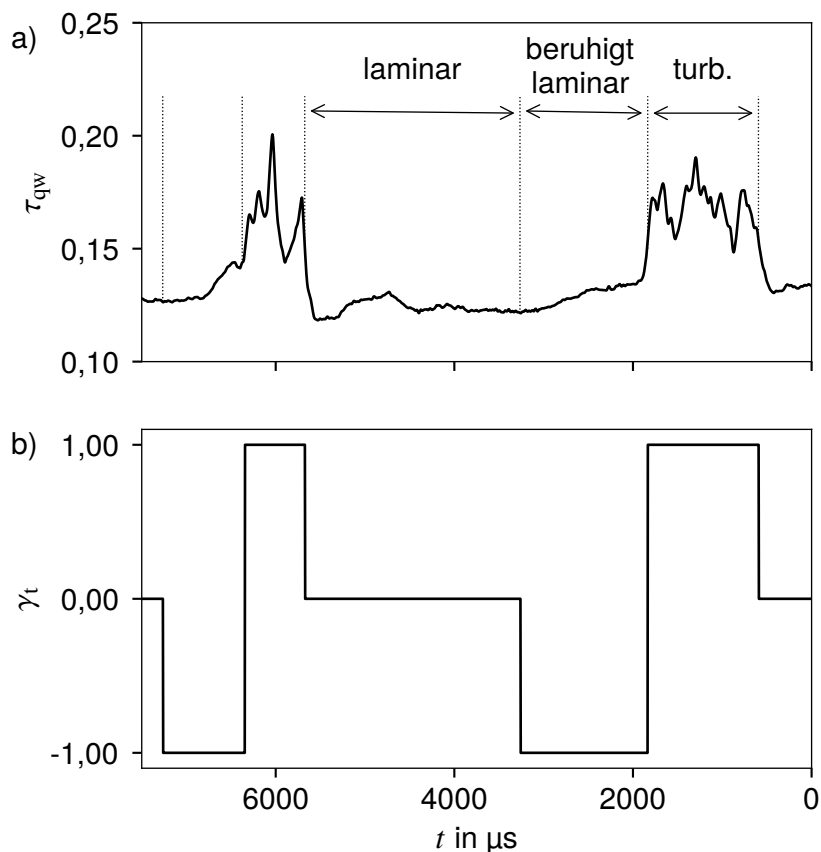


Abbildung 4.11: (a) Signalausschnitt der Quasiwandschubspannung τ_{qw} und (b) der Wandintermittenz γ_t zur Visualisierung der drei Grenzschichtzustände „laminar“, „beruhigt laminar“ und „turbulent“.

det. Die Signalanteile, die den laminaren Mittelwert um einen definierten Schwellwert überschreiten, werden als Turbulenzfleck markiert.

2. Die turbulenten Signalanteile und die Abstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden turbulenten Bereichen werden analysiert. Ist der Abstand zwischen zwei turbulenten Bereichen geringer als ein Grenzwert, wird dieser Abstand als unphysikalische Signalschwankung interpretiert und die betreffenden turbulenten Teile zu einem zusammengefasst.
3. Der Beginn und das Ende eines jeden Turbulenzflecks wird justiert, indem die Turbulenzflecken auf ein definiertes Niveau relativ zum Mittelwert des turbulenten Niveaus des entsprechenden Flecks gestaucht werden.
4. Basierend auf den turbulenten Bereichen wird deren Nachlauf untersucht, um die beruhigt laminaren Anteile zu definieren. Diese beschreiben den Bereich der abnehmenden Quasiwandschubspannung hinter einem Turbulenzfleck.

Die Schritte 1.-4. werden so lange wiederholt, bis sich für die zeitlichen Anteile der jeweiligen Grenzschichtbereiche γ ein stationärer Zustand einstellt. Um die Form der Turbulenzflecken zu untersuchen, müssen die Intermittenzsignale der quer zur Strömungsrichtung nebeneinanderliegenden Einzelsensoren gruppiert werden. Hierbei werden die Signale so analysiert, dass sich für

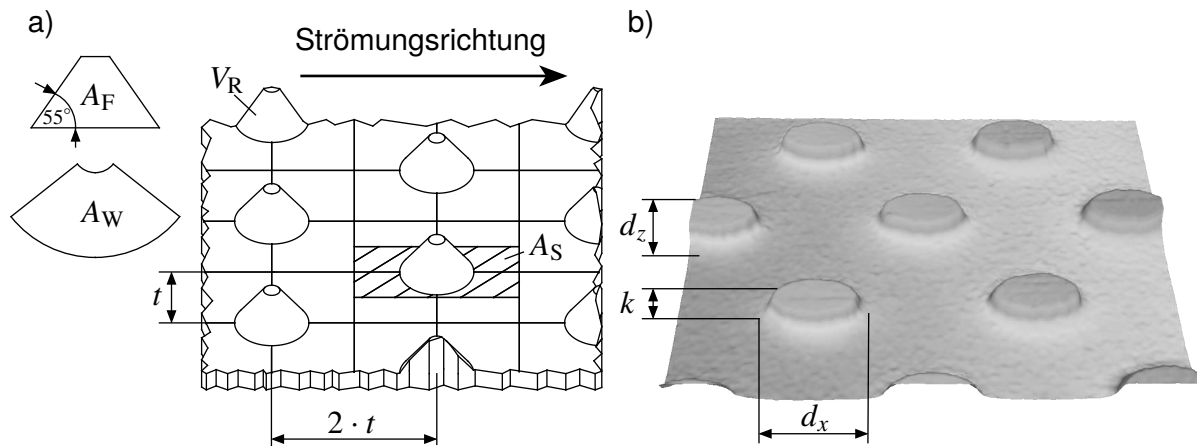


Abbildung 4.12: (a) Definition der Rauheitsgeometrie und (b) gemessene Oberflächentopographie der Oberfläche r751 (Gramespacher et al., 2021).

die turbulenten, laminaren und beruhigt laminaren Bereiche der Signale zusammenhängende zweidimensionale Felder ergeben. Wie in Kapitel 9 beschrieben können die einzelnen Bereiche basierend auf diesen Feldern hinsichtlich ihrer Breite, Länge und generellen Form untersucht werden.

4.3 Definition und Herstellung der rauen Oberflächen

Mit dieser Arbeit soll eine breite Datenbasis des Einflusses rauer Oberflächen auf transitionale und turbulente Grenzschichten geschaffen werden, die später zur Kalibrierung von Transitions- oder Rauheitsmodellen genutzt werden kann. Um auch Rauheitsmodelle basierend auf dem Diskrete-Elemente-Ansatz kalibrieren zu können, wird eine geometrisch eindeutig beschreibbare Oberflächentopographie benötigt. Daher werden deterministische Oberflächen aus einer regelmäßigen Anordnung von Kegelstümpfen mit kreisförmigen und elliptischen Grundflächen bis hin zu 2D Rippen gewählt, wie sie teilweise auch in Stripf (2007) und Lorenz (2013) untersucht wurden. Wie in Abbildung 4.12 dargestellt, kann eine solche Oberflächentopographie über die vier Oberflächenparameter (k , d_x , d_z und t) beschrieben werden, was das Kalibrieren der Modelle vereinfacht und Unsicherheiten bzgl. der Oberflächenbeschreibung eliminiert.

Die Herstellung der rauen Oberflächen basiert auf dem von Stripf (2007) entwickelten photolithographischen Verfahren und wird im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt, um neben rauen Folien mit hoher Wärmeleitfähigkeit aus Neusilber ($\lambda_f = 30 \text{ W/(m K)}$) auch raue Folien mit geringer Wärmeleitfähigkeit aus Silikon ($\lambda_f = 0,2 \text{ W/(m K)}$) herstellen zu können (siehe Abbildung 4.13). Je nach Höhe der Rauheitselemente dient eine $100 \mu\text{m}$ oder $200 \mu\text{m}$ dicke Neusilberfolie, die mit einem Fotolack beschichtet wird, als Ausgangsbasis. Zunächst wird mit dem Rauheitsmuster eine Belichtungsmaske erstellt (1) und auf die beschichtete Neusilberfolie belichtet (2). Durch das Entwickeln der Folie wird der Fotolack an den belichteten Stellen entfernt und das Metall freigelegt (3), woraufhin dieses mit Säure geätzt werden kann (4). Da das Neusilber in alle Raumrichtungen und nicht nur in vertikaler Richtung geätzt wird, resultiert eine kegelstumpfförmige Form mit einem Flankenwinkel von 55° . Die Höhe der Rauheitselemente

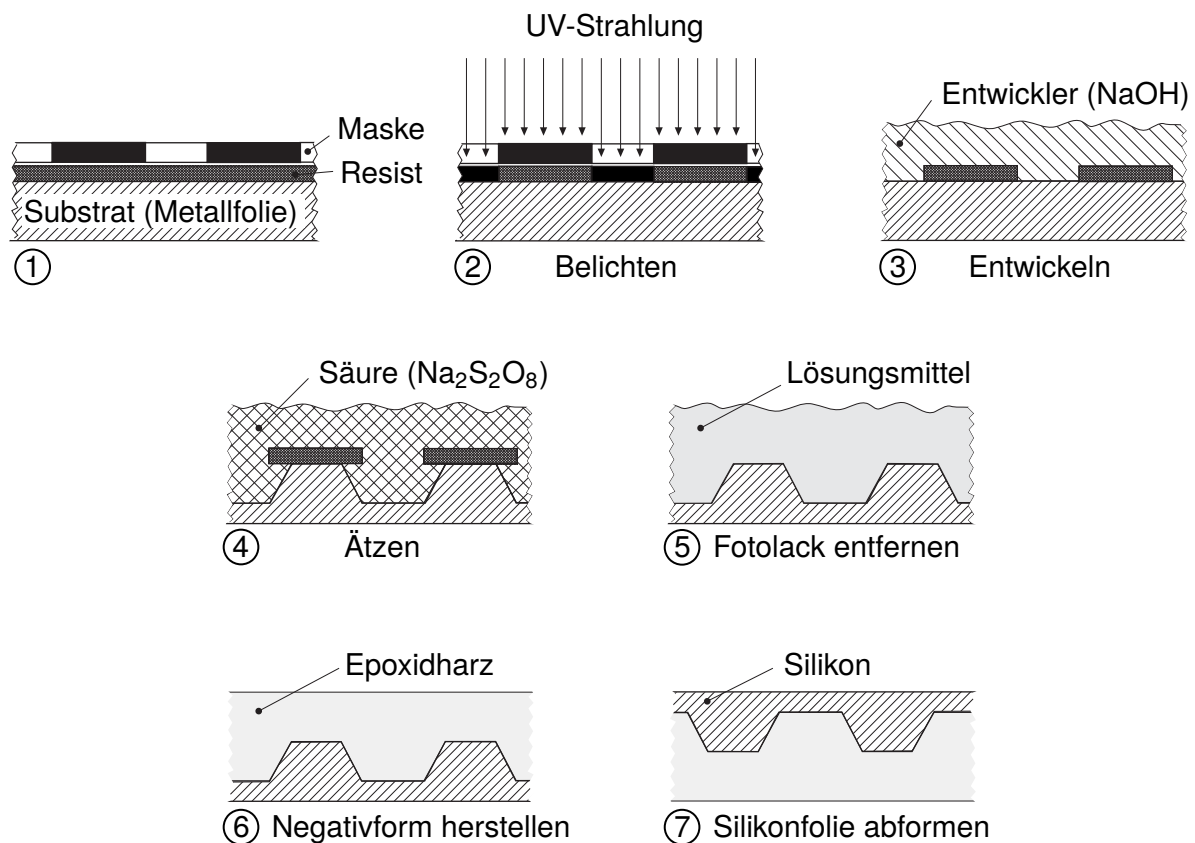


Abbildung 4.13: Herstellverfahren für deterministische Oberflächenrauheiten aus Neusilber nach Stripf (2007) und Erweiterung zur Herstellung von Rauheiten aus Silikon.

wird über die Ätzdauer gesteuert. Nach dem Ätzen muss der unbelichtete Fotolack mit einem Lösungsmittel entfernt werden (5). Da im Rahmen dieser Arbeit auch raue Oberflächen mit geringer Wärmeleitfähigkeit aus Silikon untersucht werden, wird dieses Verfahren um zwei Fertigungsschritte erweitert. Eine 10 mm dicke Epoxidharzschicht wird auf eine raue Neusilberfolie gegossen um deren Negativform herzustellen (6). Mit dieser Form wird eine 150 μm dünne Silikonfolie abgeformt, die eine nahezu exakte Kopie der ursprünglichen Neusilberfolie darstellt.

Die Neusilberfolien werden mit einem hoch-wärmeleitfähigen Klebstoff nach dem Vakuumlaminiervverfahren von Stripf (2007) aufgeklebt, während die Silikonfolien mit einem Kunststoffkleber auf die Messplatte aufgerollt wird, um Lufteinschlüsse zu vermeiden.

Die Oberflächenrauheit kann u.a. über den Dichteparameter

$$A_R = \frac{A_S k}{V_R}, \quad (4.18)$$

nach Waigh und Kind (1998) charakterisiert werden. A_S entspricht der Grundfläche des Kon-

trollvolumens eines Rauheitselements, k der Rauheitshöhe und V_R dem Volumen eines Rauheitselements. Basierend auf diesem Parameter unterteilen Waigh und Kind die Oberflächentopographien in einen dicht mit Rauheitselementen besetzten Bereich ($\Lambda_R < 6$) und einen nur spärlich besetzten ($\Lambda_R > 6$). Die Untersuchungen von Stripf (2007) zeigen einen maximalen Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Grenzschicht bei $\Lambda_R \approx 6$. Der abnehmende Rauheitseinfluss bei Oberflächen mit größerer Rauheitsdichte ($\Lambda_R < 6$) resultiert aus den geringen Abständen zwischen den Rauheitselementen. Diese führen in Wandnähe zu einer hohen Versperrung, wodurch dort nur Fluid mit sehr geringem Impuls vorliegt und der Rauheitseinfluss abnimmt.

Um die deterministischen Oberflächenrauheiten mit klassischen Rauheitsmodellen basierend auf der äquivalenten Sandkornrauheit $k_{s,\text{äq}}$ abbilden zu können, muss diese auf Basis des logarithmischen Wandgesetzes bestimmt werden. Wie in Kapitel 2.2.4 beschrieben, führt die Oberflächenrauheit zu einer Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils um

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln k_s^+ + C - 8,5 = \frac{1}{\kappa} \ln k^+ + D. \quad (4.19)$$

Ist die Konstante D bekannt, resultiert die äquivalente Sandkornrauheit analog zu den Erläuterungen in Kapitel 2.2.4 durch Gleichsetzen der beiden Teile in Gleichung (4.19) zu

$$\frac{k_{s,\text{äq}}}{k} = \exp [\kappa(D + 8,5 - C)]. \quad (4.20)$$

Zur Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit führen Waigh und Kind (1998) neben dem Rauheitsdichteparameter einen weiteren Parameter ein, der über das Verhältnis aus halber Mantelfläche A_W und projizierter Frontfläche A_F die Form der Rauheitselemente berücksichtigt:

$$\lambda_{\text{eff}} = \begin{cases} \left(\frac{A_S}{A_F} \left(\frac{k}{d_z} \right)^{0,87} \left(\frac{A_W}{A_F} \right)^{0,44} & \Lambda_R < 6, \\ \left(\frac{A_S}{A_F} \left(\frac{k}{d_z} \right)^{0,55} \left(\frac{A_W}{A_F} \right)^{1,38} & \Lambda_R > 6. \end{cases} \quad (4.21)$$

Unter Verwendung von λ_{eff} und Λ_R geben die Autoren eine Korrelation zur Bestimmung der Konstanten D an:

$$D = \begin{cases} 10,56 \log(\lambda_{\text{eff}}) - 7,59 & \Lambda_R < 6, \\ -5,75 \log(\lambda_{\text{eff}}) + 5,78 & \Lambda_R > 6. \end{cases} \quad (4.22)$$

Wie in Kapitel 2.2.4 beschrieben, existieren zahlreiche weitere Korrelationen zur Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit. Da die Datenbasis für die Korrelation von Waigh und Kind (1998) in der Form den Kegelstumpfoberflächen sehr ähnlich ist, ist bei deren Verwendung die geringste Abweichung zu erwarten.

Die Exzentrizität der Rauheitselemente wird analog zu Lorenz (2013) definiert:

$$e = \frac{1}{k - h_m} \int_0^k \frac{d_z(y)}{d_x(y)} dy. \quad (4.23)$$

Mit Hilfe dieser Kenngrößen werden 26 verschiedene Topographien jeweils aus Neusilber und Silikon hergestellt. Um einen möglichst großen Bereich der vielfältigen natürlichen Rauheit an Gasturbinenkomponenten abzudecken, wird neben der Rauheitshöhe und Rauheitsdichte auch die Exzentrizität der Rauheitselemente variiert. Hierbei werden Rauheitsdichten und Verhältnisse von Rauheitshöhe zu Impulsverlustdicke der Grenzschicht im maschinenähnlichen Bereich untersucht. Die untersuchte Spanne von Exzentrizitäten geht über die an realen Bauteilen vorkommende hinaus. In Tabelle 4.1 ist eine Übersicht über die 26 Oberflächentopographien gegeben. Die charakteristischen Abmessungen k , d_x , d_z und t werden für jede Oberfläche an 15 Positionen entlang der Lauflänge mittels eines optischen Profilometers gemessen. Die Messungen zeigen mit einer Streuung in der Rauheitshöhe von $\pm 1,5 \mu\text{m}$ für $k < 60 \mu\text{m}$ und $\pm 2,5 \mu\text{m}$ für $k \geq 60 \mu\text{m}$ eine sehr gute Homogenität. Weiterhin zeigen diese Messungen analog zu denen von Stripf (2007) und Lorenz (2013) nur sehr geringe Abweichungen von der Idealform eines Kegelstumpfs. Dadurch können die Rauheitsparameter Λ_R , λ_{eff} und $k_{s,\text{äq}}$ ohne großen Fehler über die vier charakteristischen Abmessungen berechnet werden.

Bei 10 der 26 Oberflächen mit Rauheitselementen mit rundem Querschnitt wird die Rauheitshöhe zwischen $k = 25 \dots 125 \mu\text{m}$ und die Rauheitsdichte zwischen $\Lambda_R = 3,4 \dots 46,2$ ($\lambda_{\text{eff}} = 2,7 \dots > 2000$) variiert. Die Oberflächen, bei denen aufgrund der Rauheitsdichte von $\Lambda_R \approx 6$ der maximale Einfluss auf die Grenzschicht zu erwarten ist, sind mit der Endung „b“ versehen. Bei zwölf Oberflächen mit nahezu konstanter Rauheitshöhe wird die Exzentrizität bei zwei Rauheitsdichten im Bereich von $e = 0,09 \dots 12,57$ variiert. Die verbleibenden vier Oberflächen sind 2D-Rippen in x - und z -Richtung mit jeweils zwei unterschiedlichen Elementabständen. Neben den vorgestellten Rauheitsparametern sind in Tabelle 4.1 zum Vergleich mit den in Kapitel 2.1.2 vorgestellten Messungen die mittlere Rauheitshöhe $h_m = V_R/A_S$, die Rauheitsdichte nach Sigal und Danberg (1990) $\Lambda_S = A_S/A_F (A_F/A_W)^{1,6}$, die relative frontale Versperrung $\lambda_f = A_F/A_S$ und die rauheitsbedingte Oberflächenvergrößerung $\Delta A/A$ angegeben.

Tabelle 4.1: Abmessungen und Kennzahlen der rauen Oberflächen.

Name	k in μm	h_m in μm	d_x in μm	d_z in μm	t in μm	e	Λ_R	k_s in μm
glatt	hydraulisch glatt							
r25b	19	3,3	100	100	130	1,0	5,7	108
r50a	57	16,7	220	220	210	1,0	3,4	105
r50b	51	8,3	110	110	120	1,0	6,2	162
r50c	49	4,2	150	150	250	1,0	11,6	63
r75b	71	11,9	150	150	160	1,0	6,0	251
r75c	75	4,9	180	180	320	1,0	15,2	87
r75d	76	2,6	220	220	580	1,0	29,8	39
r75e	77	1,7	220	220	720	1,0	46,2	25
r75f	75	12,3	180	360	310	2,5	6,1	523
r75g	74	2,0	180	360	770	2,49	37,4	79
r75h	79	12,9	180	720	450	5,65	6,1	991
r75i	78	2,1	180	720	1100	5,62	36,5	156
r75j	86	10,0	180	1440	750	12,57	8,6	1288
r75k	79	2,5	180	1440	1460	11,86	31,3	291
r75l	77	12,4	360	180	310	0,41	6,2	42
r75m	72	2,0	360	180	770	0,41	36,9	6
r75n	81	13,0	720	180	450	0,18	6,2	7
r75o	80	2,2	720	180	1100	0,18	37,0	<1
r75p	78	9,5	1440	180	750	0,09	8,2	<1
r75q	78	2,5	1440	180	1460	0,09	31,1	<1
r75r	77	2,5	180	∞	600	∞	6,3	1280
r75s	76	2,5	180	∞	3500	∞	35,4	594
r75t	85	2,5	∞	180	600	0,0	6,6	2
r75u	78	2,5	∞	180	3500	0,0	35,8	<1
r100b	97	16,4	200	200	210	1,0	5,9	329
r125b	126	21,1	250	250	260	1,0	6,0	425

Tabelle 4.1: Fortsetzung.

Name	λ_{eff}	Λ_S	$\lambda_f \cdot 10^3$	$\Delta A/A$ in %	R_a in μm	R_q in μm	R_{sk}	R_{ku}
glatt	hydraulisch glatt							
r25b	6,4	58,2	48,7	8,0	5,2	6,8	1,7	1,1
r50a	3,5	24,4	116,4	19,0	20,5	23,1	0,9	-1,0
r50b	12,2	21,5	131,6	21,5	11,6	15,1	1,7	1,7
r50c	29,3	62,5	45,4	7,4	7,3	12,2	2,9	7,0
r75b	5,0	20,4	139,1	22,7	16,4	21,1	1,7	1,5
r75c	32,5	60,7	46,7	7,6	8,7	15,8	3,4	10,6
r75d	72,6	150,4	18,8	3,1	4,8	12,1	5,1	25,5
r75e	111,8	229,8	12,3	2,0	3,2	9,9	6,5	42,3
r75f	5,7	14,5	120,0	15,3	18,5	24,4	1,8	1,6
r75g	35,2	90,8	19,2	2,5	3,8	10,7	5,8	33,2
r75h	3,2	11,4	129,7	16,2	19,6	26,0	1,8	1,6
r75i	19,3	69,0	21,4	2,7	4,1	11,6	5,7	32,2
r75j	2,7	13,3	105,5	13,5	16,5	24,6	2,3	4,0
r75k	10,6	54,8	25,7	3,3	4,8	12,7	5,3	26,8
r75l	68,1	142,5	50,5	15,6	18,8	24,8	1,8	1,7
r75m	413,9	896,3	7,9	2,4	3,7	10,6	5,8	32,7
r75n	373,4	885,3	24,7	16,6	19,9	26,4	1,8	1,7
r75o	>2000	>5000	4,1	2,7	4,1	11,7	5,8	32,6
r75p	>2000	>5000	8,7	12,3	15,7	23,1	2,3	3,6
r75q	>2000	>5000	2,3	3,2	4,8	12,6	5,2	26,6
r75r	2,4	11,6	122,6	15,5	19,0	25,4	1,8	1,7
r75s	5,1	63,9	21,5	2,9	4,1	11,6	5,6	30,9
r75t	1397,1	3630,6	14,2	17,1	20,0	27,0	1,9	2,0
r75u	>2000	>5000	0,4	2,9	4,2	11,8	5,7	31,3
r100b	4,9	19,5	145,3	23,8	22,4	28,6	1,7	1,5
r125b	4,9	18,8	150,8	24,7	28,6	36,5	1,7	1,5

5 Untersuchung der An- und Umströmbedingungen der Messplatte

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen vorgestellt. Zunächst wird die Charakterisierung des Turbulenzerzeugers beschrieben und daraus dessen Einsatzgrenzen abgeleitet. Basierend auf dem Kennfeld des Turbulenzerzeugers werden die Betriebspunkte erläutert, woraufhin die Messungen der Druckverteilungen im Mittelschnitt der Messplatte analysiert werden. Die Vorstellung der Ergebnisse an transitionalen Grenzschichten ist in zwei Teile untergliedert: Zunächst werden Wärmeübergangsmessungen zum Einfluss des Turbulenzgrads und der Turbulenz Reynoldszahl auf die transitionale Grenzschicht bei glatter Oberfläche vorgestellt und nachfolgend um die Beschreibung des Einflusses der Oberflächenrauheit erweitert. Basierend auf diesen Erkenntnissen werden neue Korrelationen zur Vorhersage der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs an glatten und rauen Oberflächen entwickelt. Im zweiten Teil zu transitionalen Grenzschichten wird erstmals ein 31-fach Heißfilmarray eingesetzt, das an nahezu beliebigen Stellen entlang der Messplatte positioniert werden kann. Dieses Sensorarray wird genutzt, um die Kinematik von Turbulenzflecken an glatten Oberflächen zu untersuchen. Abschließend wird der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die turbulente Grenzschicht analysiert. Neben dem Einfluss von Rauheitshöhe, Rauheitsdichte und Exzentrizität der Rauheitselemente wird erstmals eine umfassende Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente durchgeführt.

5.1 Charakterisierung des Turbulenzerzeugers

Wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben besteht der Turbulenzerzeuger aus einem statischen Turbulenzgitter, dessen effektive Stabbreite durch Verdrehen der Gitterstäbe stufenlos variiert werden kann. Zusätzlich kann der axiale Abstand zwischen Turbulenzgitter und Messposition eingestellt werden. Zur Charakterisierung der Turbulenz werden stromab des Turbulenzerzeugers Hitzdrahtmessungen mit Eindraht- und X-Drahtsonden durchgeführt. Diese Messungen werden bei Reynoldszahlen bezogen auf die Maschenweite Re_M von 11 000, 17 500, 22 000, 27 000 und 32 500 durchgeführt. Die zugehörigen mittleren Geschwindigkeiten u_m sind: 12,5 m/s, 17 m/s, 20 m/s, 25 m/s, 31 m/s und 37 m/s. In den folgenden Unterkapiteln werden die Ergebnisse für fünf unterschiedliche Maschen-Reynoldszahlen Re_M erläutert. Die Entwicklung der unterschiedlichen Turbulenzgrößen mit zunehmendem Abstand zum Turbulenzerzeuger wird exemplarisch für eine Maschen-Reynoldszahl von $Re_M \approx 17 500$ vorgestellt. Eine detaillierte Beschreibung des Turbulenzerzeugers und dessen Charakteristik ist auch in Gramespacher et al. (2019) veröffentlicht.

5.1.1 Homogenität und Isotropie

Zur Bewertung der Homogenität und Isotropie der Strömung wird eine X-Drahtsonde verwendet, die im Mittelschnitt in y - und z -Richtung traversiert wird. Die Messungen werden bei unter-

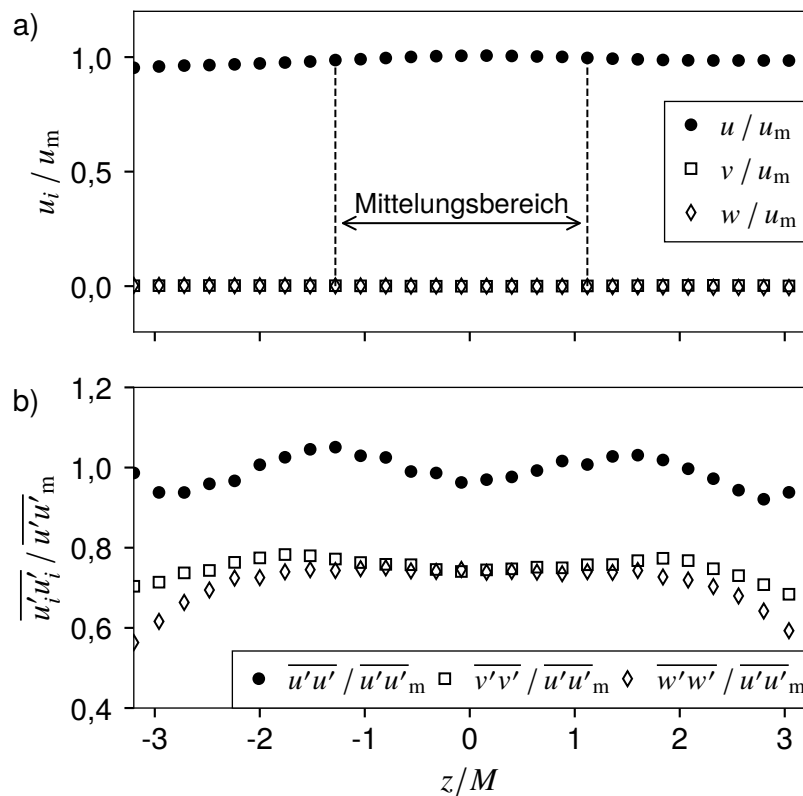


Abbildung 5.1: (a) Horizontale Profile der mittleren Geschwindigkeiten und (b) Schwankungsgrößen bei einem Abstand von $x/M = 33$ und einem Anstellwinkel von 35° bei $Re_M \approx 17\,500$ (Gramespacher et al., 2019).

schiedlichen Anstellwinkeln der Turbulenzbleche und zwei Abständen stromab des Turbulenzgitters durchgeführt. Exemplarisch sind in Abbildung 5.1 horizontale und in Abbildung 5.2 vertikale Profile der normierten Geschwindigkeit bzw. der normierten Reynolds-Normalspannungen für einen Anstellwinkel von 35° und einem relativen Abstand zum Turbulenzgitter bezogen auf die Maschenweite von $x/M = 33$ dargestellt. Die Maschen-Reynoldszahl beträgt $Re_M \approx 17\,500$. Die gezeigten Verläufe haben eine für alle gemessenen Anstellwinkel und Abstände charakteristische Form. Die Bereiche, über welche die zur Normierung verwendeten mittleren Größen bestimmt werden, sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 gekennzeichnet. Aus den gemessenen Profilen wird deutlich, dass sowohl die mittleren Geschwindigkeiten als auch deren Schwankungsgrößen für Wandabstände größer als zwei Maschenweiten ($> 25\text{ mm}$) nicht von den Kanalwänden beeinflusst werden. Damit liegt der nutzbare Kernbereich der Strömung bei $-25\text{ mm} \leq z \leq 25\text{ mm}$ und $-100\text{ mm} \leq y \leq 100\text{ mm}$. Da die Druck- und Wärmeübergangsmessplatte lediglich im Mittelschnitt über Messstellen verfügen, aber auch die Sensoren der Heißfilmmessplatte im Bereich von $-24\text{ mm} \leq z \leq 24\text{ mm}$ liegen, ist dieser Kernbereich für die vorliegende Arbeit von besonderer Bedeutung.

Aus den Abbildungen 5.1 und 5.2 wird deutlich, dass die Homogenität geringer ist als stromab konventioneller statischer Turbulenzgitter. Nach Baines und Peterson (1951) ist bei solchen Gittern für Abstände von $x/M \geq 20$ praktisch keine Abweichung von der mittleren Geschwindigkeit

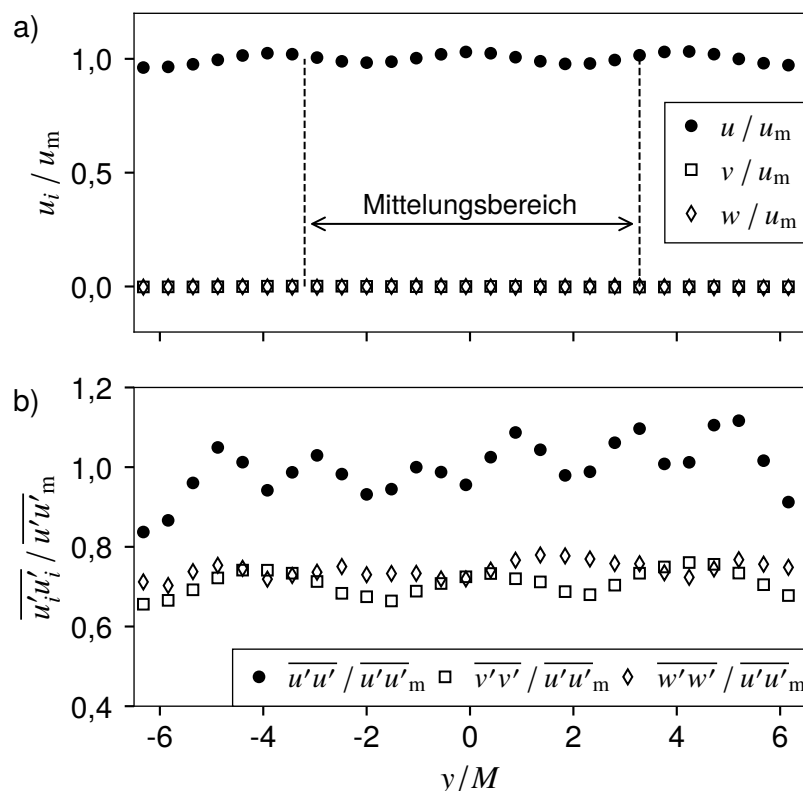


Abbildung 5.2: (a) Vertikale Profile der mittleren Geschwindigkeiten und (b) Schwankungsgrößen bei einem Abstand von $x/M = 33$ und einem Anstellwinkel von 35° bei $Re_M \approx 17\,500$ (Gramespacher et al., 2019).

messbar. Die geringere Homogenität der Strömung stromab des Turbulenzerzeugers resultiert aus der gegenläufigen Verdrehung der Turbulenzbleche. Diese führt zu sich abwechselnden Düsen- und Diffusorgeometrien, die zu Gebieten mit höherer und geringerer Geschwindigkeit führen. Insgesamt bestätigen die Profilmessungen jedoch, dass die Strömung im Mittelschnitt über eine ausreichende Homogenität verfügt.

Für Abstände zum Turbulenzgitter von $x/M > 20$ resultiert im Kernbereich für alle untersuchten Fälle eine Variation in der mittleren Geschwindigkeit u von weniger als $\pm 3\%$. Die Geschwindigkeitskomponenten quer zur Hauptströmungsrichtung sind im Rahmen der Messgenauigkeit $v = 0\text{ m/s}$ und $w = 0\text{ m/s}$. Die Reynoldsspannung $\overline{u'u'}$ variiert in einem Bereich von $\pm 8\%$, während die Variation der Querkomponenten $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$ weniger als $\pm 5\%$ beträgt. Für den dargestellten Fall mit einem Anstellwinkel von 35° ist die Reynoldsspannung in Hauptströmungsrichtung um 35% größer als die beiden Querkomponenten. Durch die im Vergleich zu konventionellen Turbulenzgittern erhöhte Inhomogenität variiert das Verhältnis der Reynoldsspannungen $\overline{u'u'}/\overline{v'v'}$ und $\overline{u'u'}/\overline{w'w'}$ für die untersuchten Messpunkte im Bereich $1,25 \dots 1,5$. Dieser Effekt ist auch für statische Turbulenzgitter bekannt, bei denen ebenfalls die $\overline{u'u'}$ -Komponente der Reynoldsspannungen größer ist als die anderen beiden Reynoldshauptspannungen. So messen Lavoie et al. (2007) ein Verhältnis von $\overline{u'u'}/\overline{w'w'} \approx 1,2$.

In den Abbildungen 5.3a und 5.3b sind die Verhältnisse der Reynoldsspannungen für verschiede-

ne Anstellwinkel und Abstände zum Gitter dargestellt. Die gezeigten Punkte sind im Mittelschnitt ($y = z = 0$ mm) gemessen. Für isotrope Turbulenz gilt: $\overline{u'u'} = \overline{v'v'} = \overline{w'w'}$. Wider Erwarten steigt die Anisotropie mit zunehmendem Abstand zum Turbulenzgitter für alle Anstellwinkel und weicht damit vom Verhalten konventioneller Turbulenzgitter ab (Lavoie et al., 2007). Eine mögliche Erklärung ist die Inhomogenität der Strömung, die zu einem Minimum von $\overline{u'u'}$ im Mittelschnitt führt, während $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$ in diesem Bereich weitestgehend konstant sind (siehe Abbildungen 5.1b und 5.2b). Die Homogenität der Strömung nimmt mit zunehmendem Abstand zum Turbulenzgitter zu und das Minimum in $\overline{u'u'}$ bildet sich zurück. Folglich steigt das Verhältnis der Reynoldsspannungen im Mittelschnitt. Damit ist es naheliegend, dass die kleineren Werte der Verhältnisse bei geringen Abständen zum Turbulenzgitter aufgrund der Inhomogenität der Strömung irreführend sind.

Ein weiteres Maß für die Anisotropie ist die Invariante des anisotropen Reynoldsspannungstensors $A = \det(\overline{u'u'}) / (2/3 k)^3$ (Lumley, 1979). Diese Invariante berücksichtigt neben den Normalkomponenten der Reynoldsspannungen auch die Reynolds'schen Schubspannungen. Bei vollständig isotroper Turbulenz gilt $A = 1$. Der Verlauf dieser Invariante entlang der Mittellinie ist in Abbildung 5.3c für verschiedene Anstellwinkel dargestellt. Trotz des großen Unterschieds zwischen den Reynoldsnormalspannungen ist A nahe eins. Für alle Winkel, außer 5° nähert sich die Invariante einem Wert von $A \approx 0,985$ an. Diese Anisotropie stromab des Turbulenzerzeugers ist typisch für Gitterturbulenz (Lavoie et al., 2007). Eine Verringerung der Anisotropie kann durch eine Beschleunigung stromab des Gitters erreicht werden (Comte-Bellot und Corrsin, 1966). Der in Kapitel 4.1.2 vorgestellte Versuchsaufbau verfügt über die eingesetzten konturierten Wände über eine solche zusätzliche Beschleunigung über weite Teile der Messplatte. Dies führt zu einer geringeren Anisotropie der Freistromturbulenz über einen weiten Bereich der Messstrecke.

5.1.2 Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie

Das Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie k wird über eine X-Draht Sonde im Mittelschnitt des Kanals ($y = z = 0$ mm) bestimmt. Der Abstand zum Turbulenzerzeuger wird über Verfahren des Turbulenzgitters in x -Richtung realisiert. Hierdurch kann ein Bereich von $5 \leq x/M \leq 38$ untersucht werden. Um alle drei Reynoldsnormalspannungen ($\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$) zu messen, werden an jeder Position zwei Geschwindigkeitssignale aufgezeichnet. Hierzu wird die X-Draht Sonde bei der ersten Messung parallel zur x, y -Ebene und bei der zweiten parallel zur x, z -Ebene ausgerichtet.

Zur Beschreibung des Abklingverhaltens müssen die Koeffizienten in Gleichung (4.1) an die Messergebnisse angepasst werden. Da unterschiedliche Kombinationen von x_0 und n zur selben Abweichung von den Messdaten führen, ist die Bestimmung der Koeffizienten nicht universell durchführbar. Um die Ergebnisse mit denen anderer vergleichen zu können, wird das Verfahren von Lavoie et al. (2007) verwendet. Hierbei werden die Messpunkte unmittelbar hinter dem Turbulenzgitter vernachlässigt und die Anpassung der Koeffizienten an die Messdaten erst ab einem minimalen Abstand zum Gitter x_1/M durchgeführt. Dieser Abstand, ab dem der Koeffizient n für einen bestimmten virtuellen Ursprung der Turbulenz einen konstanten Wert annimmt,

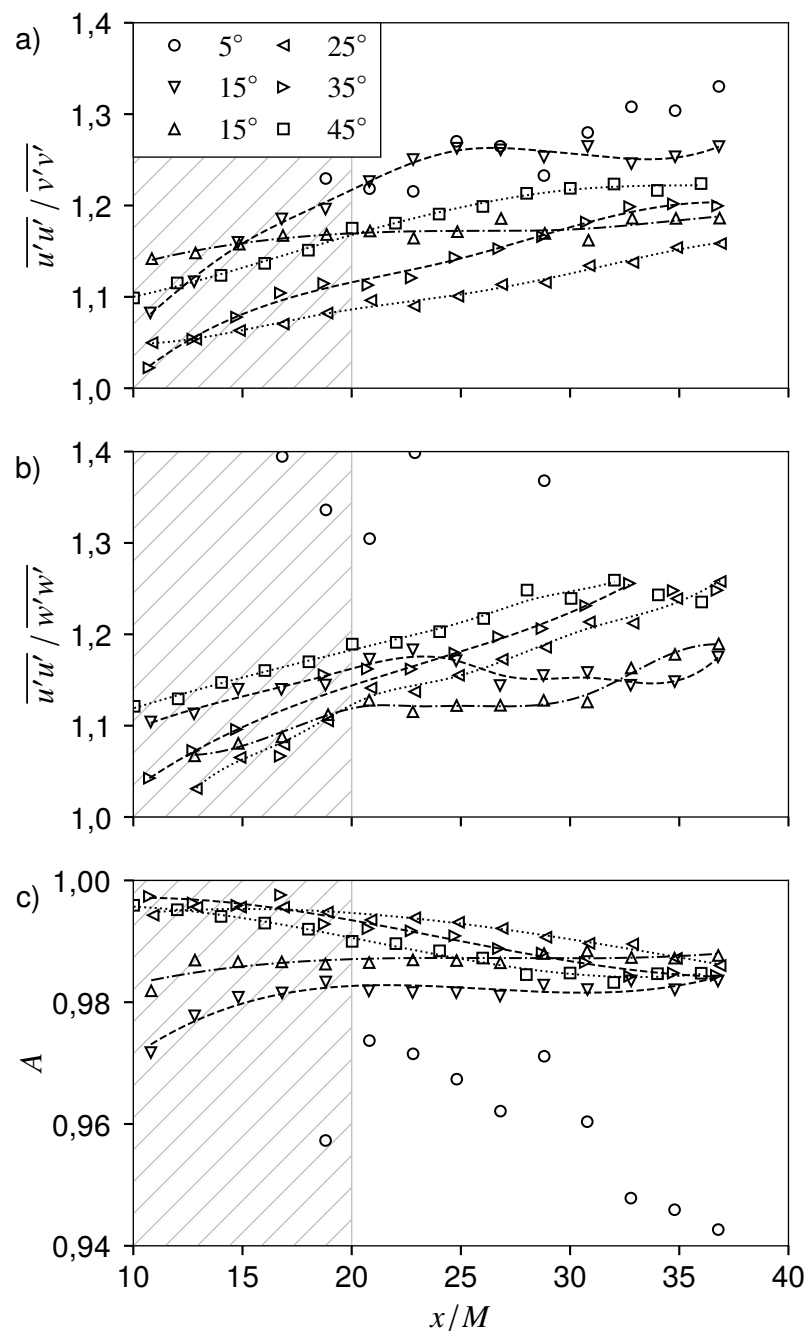


Abbildung 5.3: (a, b) Verhältnisse der Reynoldsnormalspannungen und (c) Reynoldsnormalspannungsinvariante A für verschiedene Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann (Gramespacher et al., 2019).

resultiert dabei abhängig vom Abklingverhalten der Turbulenz aus dem Verfahren von Lavoie et al. (2007). Eine Fehlerabschätzung in Abhängigkeit von x_1/M und damit einhergehend der Anzahl an Datenpunkten, die zur Bestimmung der Parameter verwendet werden, resultiert in einer Unsicherheit von 2,5 % ... 3 %. Eine ausführlichere Beschreibung dieses Verfahrens ist

Tabelle 5.1: Koeffizienten zur Beschreibung der turbulenten kinetischen Energie (Gramespacher et al., 2019).

α in °	x_1/M	x_0/M	C $\cdot 10^2$	n
5	22	4	2,09	1,07
15	22	3	4,70	1,08
20	18	3	6,57	1,11
25	16	1	10,90	1,12
35	16	4	15,08	1,15
45	16	4	20,22	1,17

in Gramespacher et al. (2019) gegeben. In Tabelle 5.1 ist eine Übersicht über die resultierenden Parameter dargestellt. Der Abklingkoeffizient n steigt mit zunehmendem Anstellwinkel der Turbulenzbleche nahezu linear an, während der virtuelle Ursprung der Turbulenz x_0/M willkürlich zwischen eins und vier liegt und keinem bestimmten Trend folgt. Der resultierende Wertebereich für die Parameter x_0 und n entspricht dem in anderen Untersuchungen gefundenen. Lavoie et al. (2007) untersuchen konventionelle Turbulenzgitter mit quadratischen und runden Gitterstäben und finden einen Bereich von $n = 1,06 \dots 1,23$. Krogstad und Davidson (2010) untersuchen ein Turbulenzgitter mit Rechteckstäben und finden $n = 1,13 \pm 0,02$. Damit sind die bestimmten Koeffizienten geeignet, um die Messergebnisse mit Hilfe von Gleichung (4.1) über $x/M = 38$ hinaus stromab zu extrapolieren. In Abbildung 5.4a ist das Abklingen der mit der mittleren Geschwindigkeit normierten turbulenten kinetischen Energie k/u_∞^2 dargestellt. Die Linien beschreiben Gleichung (4.1) mit den Koeffizienten aus Tabelle 5.1 und zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten.

Weiterhin kann mit den Parametern aus Tabelle 5.1 über die Gleichungen 4.3-4.7 das Verhalten der turbulenten Längenmaße und Turbulenz Reynoldszahlen beschrieben werden. Hierzu sind in Abbildung 5.4b Turbulenz Reynoldszahlen Re_T für verschiedene Anstellwinkel dargestellt. Wie zu erwarten liegen diese in einem für statische Turbulenzgitter üblichen Bereich. Für den kleinsten Anstellwinkel von 5° ist der Abklingkoeffizient n nahe eins und die Turbulenz Reynoldszahl ist nahezu konstant. Mit steigendem Anstellwinkel und damit zunehmenden Abklingkoeffizienten nehmen die Turbulenz Reynoldszahlen mit der Lauflänge zu. Bei den großen Anstellwinkeln resultiert entsprechend eine deutliche Änderung mit dem Abstand stromab des Gitters.

Um im Betrieb des Turbulenzerzeugers den Turbulenzgrad und die turbulenten Längenmaße in Abhängigkeit des Anstellwinkels der Turbulenzbleche und der axialen Position des Turbulenzgitters vorhersagen zu können, werden für die Parameter C und n zur Beschreibung des Abklingverhaltens der Turbulenz Korrelationen entwickelt. Hierzu wird der Index „c“ eingeführt. Mit einem festen virtuellen Ursprung der Turbulenz von $x_{c,0}/M = 4$ resultiert eine lineare Abhängigkeit von n vom Anstellwinkel α :

$$n_c = 1,06 + 0,23 \frac{\alpha}{90^\circ}. \quad (5.1)$$

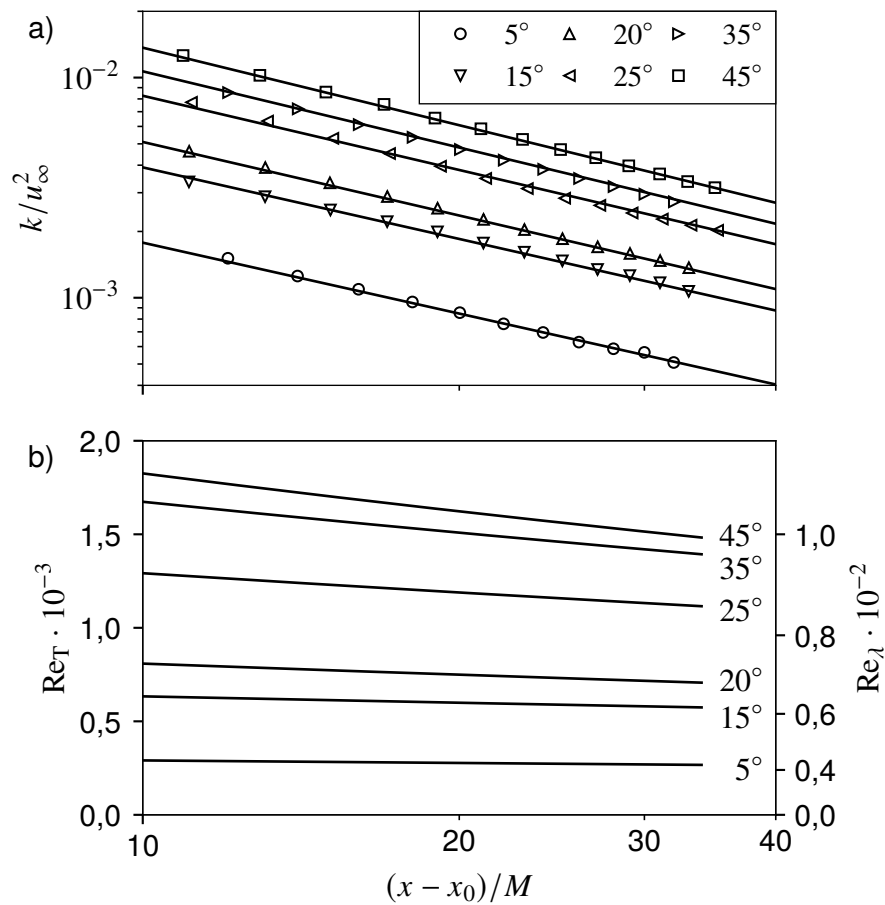


Abbildung 5.4: (a) Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie k/u_∞^2 und (b) der berechneten Turbulenzreynoldszahlen Re_T für unterschiedliche Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17\,500$ (Gramespacher et al., 2019).

Der Zusammenhang für die Gitterkonstante C_c resultiert aus einer erneuten Anpassung an die Messdaten unter Berücksichtigung des festen virtuellen Ursprungs und der Korrelation für den Abklingkoeffizienten n_c :

$$C_c = 4,4 \cdot 10^{-3} + 0,22 \frac{\alpha}{90^\circ} + 0,33 \left(\frac{\alpha}{90^\circ} \right)^2. \quad (5.2)$$

Diese beiden Korrelationen berücksichtigen nur die Messdaten für die Maschen-Reynoldszahl $Re_M \approx 17\,500$. Nach Roach (1987) sind die Parameter zur Beschreibung des Abklingverhaltens stromab eines statischen Turbulenzgitters mit Rechteckstäben unabhängig von der Maschen-Reynoldszahl. Dies resultiert aus den Ablösepunkten an den scharfkantigen Rechteckstäben, an denen sich die Strömung unabhängig von der Reynoldszahl ablöst. In Abbildung 5.5 ist die Abhängigkeit des Turbulenzgrads stromab des untersuchten Turbulenzerzeugers von der Maschen-Reynoldszahl dargestellt. Hierzu sind bei einem Abstand zum Turbulenzgitter $x/M = 33$ verschiedene Anstellwinkel aufgetragen. Bei allen Anstellwinkeln sinkt der Turbulenzgrad zunächst mit zunehmender Reynoldszahl und steigt ab $Re_M \approx 17\,500$ leicht an. Da die Abhängigkeit von der Maschen-Reynoldszahl gering ist, wird sie nicht weiter in den Korrelationen zur

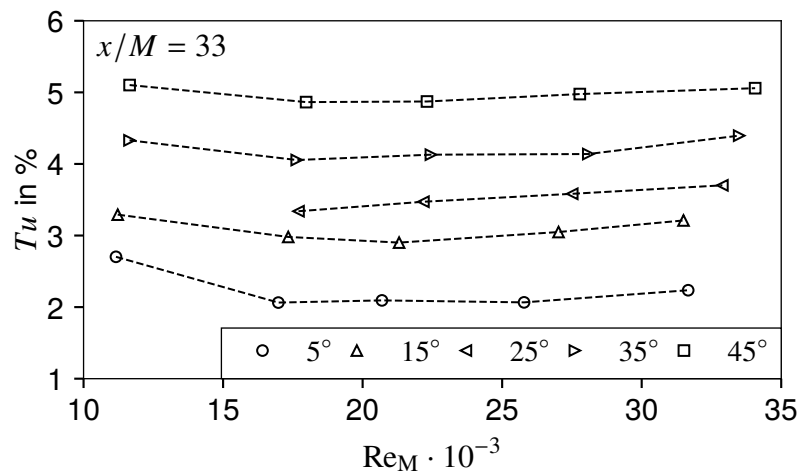


Abbildung 5.5: Abhängigkeit des Turbulenzgrads von der Maschen-Reynoldszahl (Gramespacher et al., 2019).

Abschätzung der Gitterparameter (Gleichungen (5.1-5.2) berücksichtigt).

Für die in den nachfolgenden Kapiteln vorgestellten experimentellen Untersuchungen ist es von Bedeutung, dass der Turbulenzerzeuger eine näherungsweise homogene Turbulenz generiert. Wie in Abbildung 5.4a gezeigt ist dieses Kriterium erfüllt, da das Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie einem Potenzgesetz folgt. Weiterhin wird deutlich, dass die turbulente kinetische Energie über einen weiten Bereich variiert werden kann.

5.1.3 Turbulenzspektren

Zur Messung der eindimensionalen Turbulenzspektren, die in Abbildung 5.6 für verschiedene Anstellwinkel und Abstände zum Gitter dargestellt sind, wird eine Eindrahtsonde verwendet. Das Spektrum für einen Anstellwinkel $\alpha = 25^\circ$ und einen Abstand von $x/M = 7$ zeigt bei einer Wellenzahl von $\kappa_1 = 245 \text{ 1/m}$ eine Erhöhung der Amplitude (Abbildung 5.6a). Die zu dieser Wellenzahl zugehörige Frequenz beträgt $\approx 940 \text{ Hz}$. Mit dieser Frequenz und der projizierten Stabbreite als charakteristische Länge resultiert eine Strouhalzahl von $Sr = 0,19$. Die beobachtete Amplitudenerhöhung tritt beim gleichen Abstand auch bei allen anderen untersuchten Anstellwinkeln und Maschen-Reynoldszahlen auf. In Abbildung 5.7 sind die entsprechenden Strouhalzahlen dargestellt. Für Anstellwinkel $> 15^\circ$ ist die Strouhalzahl nahezu unabhängig von der Maschen-Reynoldszahl. Für kleinere Anstellwinkel fällt die Strouhalzahl rasch ab und erreicht bei einem Anstellwinkel von 0° einen Wert von etwa 0,035. Ein gleiches Verhalten wird von Knisely (1990) für Leitbleche mit rechteckigem Querschnitt und einem Aspektverhältnis von 0,1 gemessen. Für Abstände zum Gitter von $x/M \geq 19$ sind die Nachläufe der Turbulenzgitterbleche soweit ausgemischt, dass keine Erhöhung im Turbulenzspektrum mehr messbar ist.

Aus dem Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie kann über Gleichung (4.2) die Dissipationsrate ε bestimmt werden. Mithilfe der Dissipationsrate kann dann ein Modellspek-

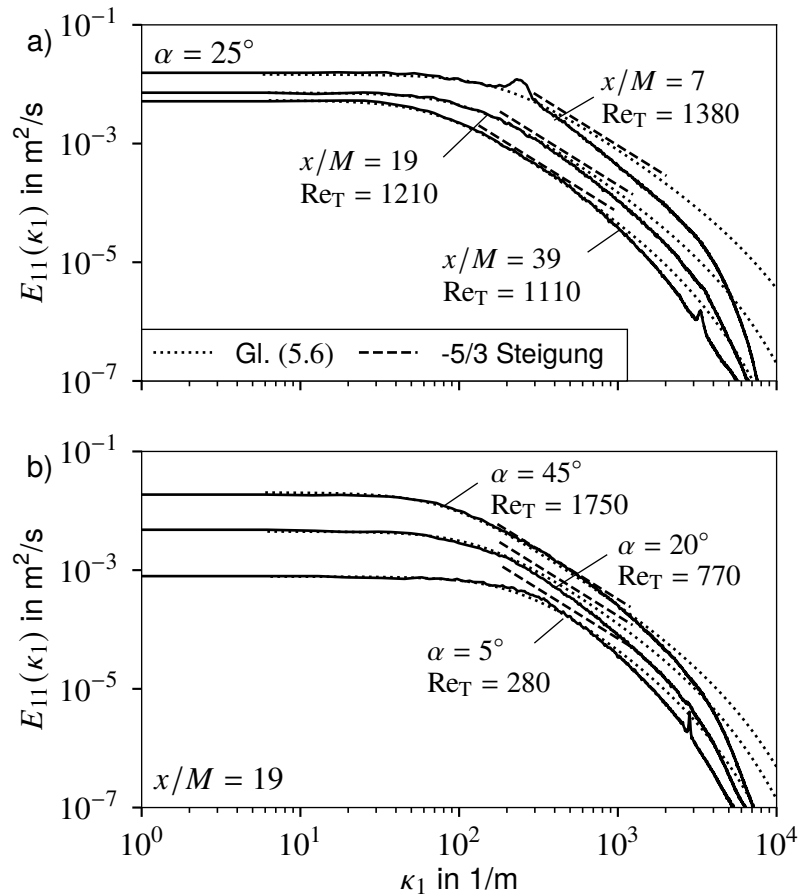


Abbildung 5.6: Eindimensionale Turbulenzspektren für (a) verschiedene Abstände zum Gitter und (b) für unterschiedliche Anstellwinkel bei $\text{Re}_M \approx 17500$ (Gramespacher et al., 2019).

trum berechnet und mit dem gemessenen verglichen werden. Hierzu wird das dreidimensionale Modellspektrum von Mayle et al. (1998) zugrunde gelegt und leicht modifiziert, um neue Erkenntnisse über die Turbulenz bei kleinen Wellenzahlen κ widerzuspiegeln. So wird heute davon ausgegangen, dass sich die Gitterturbulenz eher wie eine Saffman-Turbulenz verhält (vgl. Kapitel 5.1.5). D.h. für sehr kleine Wellenzahlen gilt $E(\kappa) \propto \kappa^2$ und nicht wie ursprünglich von Mayle et al. (1998) angenommen $E(\kappa) \propto \kappa^4$. Mit dieser Anpassung resultiert das dreidimensionale Modellspektrum zu:

$$E(\kappa) = a \left(\varepsilon \nu^5 \right)^{1/4} \left(\frac{\kappa_\eta}{\kappa_e} \right)^{5/3} \left(\frac{\kappa}{\kappa_e} \right)^2 \exp \left[-\frac{3}{2} r a \left(\frac{\kappa}{\kappa_\eta} \right)^{4/3} \right] \left[2 + \left(\frac{\kappa}{\kappa_e} \right)^2 \right]^{-11/6}. \quad (5.3)$$

Bei Gitterturbulenz gilt die Kolmogorov-Konstante $a = 1,7$ (Sreenivasan, 1995). Das Modellspektrum entspricht für Wellenzahlen im Trägheitsbereich ($\kappa_e \ll \kappa \ll \kappa_\eta$) dem von Kolmogorov (1991) und für große Wellenzahlen dem Spektrum von Pao (1965). Die Wellenzahlen $\kappa_e = 1/l_e = \varepsilon / \beta (2/3k)^{-3/2}$ und $\kappa_\eta = 1/\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{-1/4}$ beschreiben den nieder- bzw. hochfrequenten Zweig des Spektrums. Die Parameter β und r werden in Abhängigkeit der Turbulenz-

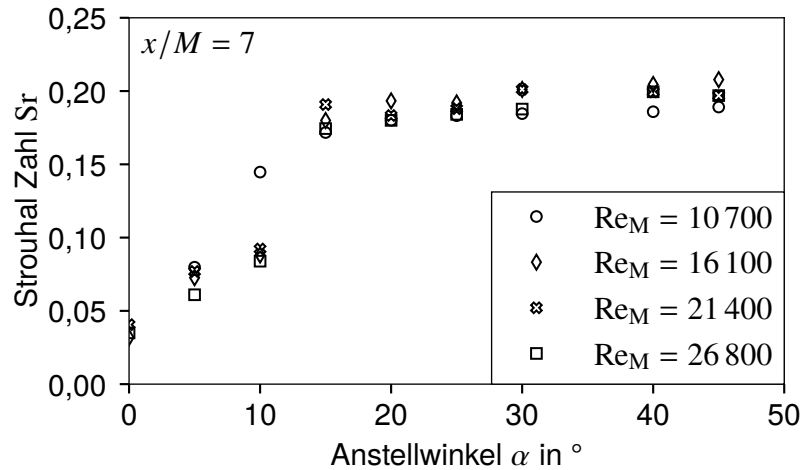


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Strouhalzahl vom Anstellwinkel für verschiedene Maschen-Reynoldszahlen (Gramespacher et al., 2019).

reynoldszahl zu

$$\beta = 0,8 \left(1 + 12 \sqrt{\frac{3}{5}} Re_T^{-1/2} \right) \quad (5.4)$$

und

$$r = 1 - 15 \left(\frac{20}{3} Re_T \right)^{-3/4} \quad (5.5)$$

berechnet.

Das eindimensionale Modellspektrum, das sich mit dem über einen Hitzdraht gemessenen Spektrum vergleichen lässt, kann dann aus dem dreidimensionalen abgeleitet werden (Hinze, 1959):

$$E_{11}(\kappa_1) = \int_{\kappa_1}^{\infty} \frac{E(\kappa)}{\kappa} \left(1 - \frac{\kappa_1^2}{\kappa^2} \right) d\kappa. \quad (5.6)$$

Diese eindimensionalen Modellspektren sind in Abbildung 5.6 als gepunktete Linien dargestellt. Die zur Berechnung benötigte Dissipationsrate und Turbulenzreynoldszahl wird aus dem Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie bestimmt. Die Übereinstimmung zwischen dem Modellspektrum und dem gemessenen ist für kleine Wellenzahlen sehr gut. Der Vergleich der Spektren bei einem Anstellwinkel von 25° und verschiedenen Abständen zum Turbulenzgitter in Abbildung 5.6a zeigt mit größerem Abstand eine bessere Übereinstimmung. Dies resultiert aus dem Aufbrechen der großen Wirbelstrukturen in kleinere, wodurch mit zunehmendem Abstand zum Gitter alle Bereiche der Energiekaskade mit Energie versorgt werden. Weiterhin wird aus dieser Abbildung deutlich, dass die Turbulenz bei einem Abstand von $x/M = 7$ noch nicht vollständig ausgebildet ist. Die zunehmende Abweichung bei Wellenzahlen $> 1000 \text{ 1/m}$ ($> 4 \text{ kHz}$) ist nach Cameron et al. (2010) hauptsächlich auf die endliche Länge des Hitzdrahts zurückzuführen.

Ein Vergleich der Spektren mit der im Trägheitsbereich gültigen $-5/3$ -Steigung nach Kol-

mogorov, die in Abbildung 5.6 als gestrichelte Linie dargestellt ist, macht deutlich, dass die Längenmaße der großen und kleinen Wirbel für Anstellwinkel $< 25^\circ$ so nah zusammen liegen, dass kaum ein Trägheitsbereich existiert.

5.1.4 Mikrolängenmaße

Bei vollständig homogener und isotroper Turbulenz können die turbulenten Längenmaße mit dem Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie über die Gleichungen (4.3-4.5) beschrieben werden. Da die Turbulenz hinter einem Turbulenzgitter nicht vollständig isotrop ist, werden die turbulenten Längenmaße direkt aus dem Geschwindigkeitssignal ermittelt.

Bei homogener Turbulenz können die Mikrolängenmaße längs und quer zur Hauptströmungsrichtung über die Autokorrelationen der Geschwindigkeitskomponenten $u'(x)$ und $v'(x)$ bestimmt werden: $f(r_1) = \overline{(u'(x)u'(x+r_1))}/\overline{u'u'}$ und $g(r_1) = \overline{(v'(x)v'(x+r_1))}/\overline{v'v'}$. Daraus resultieren die beiden Mikrolängenmaße zu

$$\lambda_f = \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 f(r_1)}{r_1^2} \Big|_{r_1=0} \right)^{-1/2} \quad \text{und} \quad \lambda_g = \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 g(r_1)}{r_1^2} \Big|_{r_1=0} \right)^{-1/2}. \quad (5.7)$$

Die zweite Ableitung der diskreten Autokorrelationsfunktionen wird über ein zentrales Differenzenverfahren approximiert. Der Messfehler bei der Bestimmung der Mikrolängenmaße hängt von der zeitlichen Auflösung der Messung, aber auch der geometrischen Auflösung der X-Drahtsonde ab. Für eine Maschen-Reynoldszahl von 17 500 resultieren durch die hohe Abtastrate des Messsignals mindestens 15 Messpunkte innerhalb der Zeitskala des kleinsten Mikrolängenmaßes λ_f . Dadurch ist die Abtastrate zur Bestimmung der Mikrolängenmaße ausreichend groß. Der Abstand zwischen den beiden Hitzdrähten der X-Draht Sonde ist hingegen minimal kleiner als die Mikrolängenmaße. Dadurch führt die örtliche Mittelung über die beiden Hitzdrähte zu einer geringen Überschätzung der Mikrolängenmaße (Ashok et al., 2012).

Die Stromabentwicklung der Mikrolängenmaße ist in Abbildung 5.8 für verschiedene Anstellwinkel der Turbulenzbleche bei einer Maschen-Reynoldszahl von $Re_M \approx 17\,500$ dargestellt. Aus Gleichung (4.4) wird deutlich, dass λ_g^2 mit dem Abstand zum Turbulenzgitter linear zunimmt und die Steigung nur vom Abklingkoeffizienten n abhängt. Aus diesem Grund wird die Steigung von λ_g^2 mit der aus dem Abklingparameter in Tabelle 5.1 resultierenden verglichen. Hierzu sind in Abbildung 5.8a Geraden mit den Steigungen für die beiden Anstellwinkel 5° und 45° dargestellt. Es zeigt sich für Abstände von $x/M > 25$ eine gute Übereinstimmung. Im Gegensatz zur Steigung stimmen die aus den Gleichungen (5.7) und (4.4) ermittelten Niveaus der Taylor-Mikrolängenmaße nicht perfekt überein. Die über das Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie ermittelten Mikrolängenmaße sind bei einem Gitterabstand von $x/M = 38$ in etwa 10 – 25 % größer. Diese Abweichung wird mit zunehmendem Abstand zum Turbulenzgitter geringer, da die Turbulenz homogener wird.

Bei isotroper Turbulenz sind die beiden Mikrolängenmaße über $\lambda_f = \sqrt{2} \lambda_g$ miteinander verknüpft (Hinze, 1959). Das Verhältnis der Mikrolängenmaße λ_f/λ_g ist in Abbildung 5.8b dar-

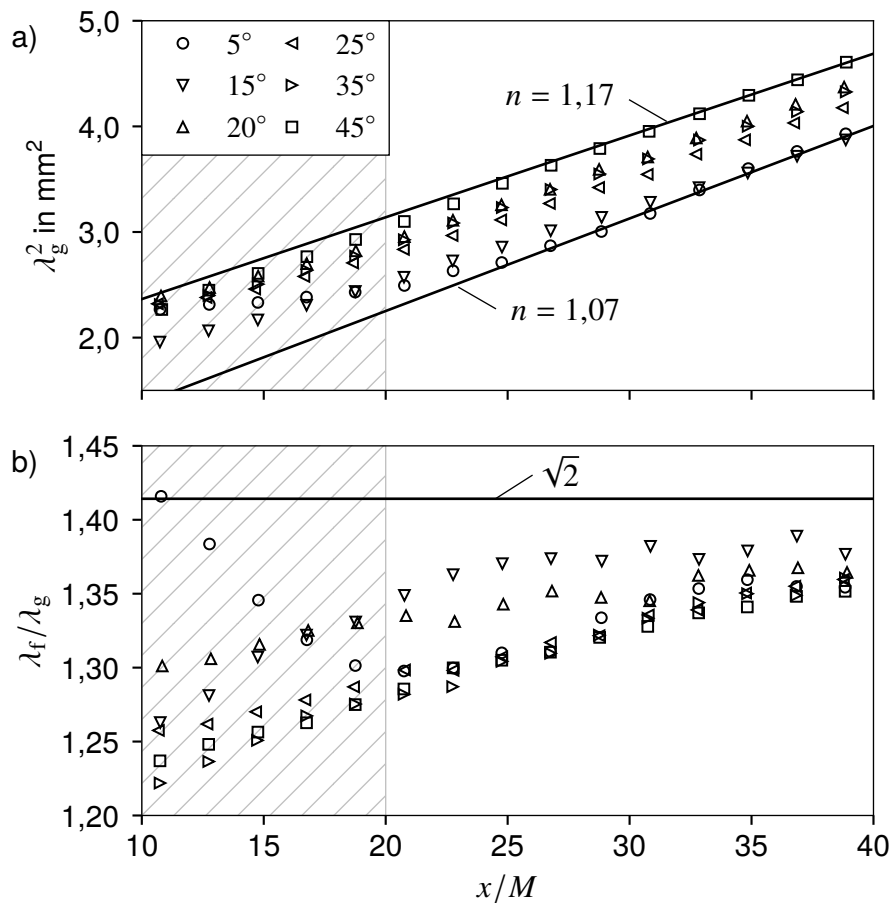


Abbildung 5.8: (a) Entwicklung des Taylor-Mikrolängenmaßes λ_g und (b) Verhältnis der Mikrolängenmaße λ_f/λ_g für verschiedene Anstellwinkel bei $\text{Re}_M \approx 17\,500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann (Gramespacher et al., 2019).

gestellt. Mit zunehmendem Abstand vom Turbulenzgitter nähert sich dieses Verhältnis dem isotropen Wert von $\sqrt{2}$, der jedoch erst außerhalb des Messbereichs erreicht wird.

Auch, wenn das Verhältnis der beiden Mikrolängenmaße λ_f/λ_g erst außerhalb des Messbereichs den isotropen Wert von $\sqrt{2}$ erreicht, kann das Mikrolängenmaß λ_g über eine Variation des Anstellwinkels der Turbulenzbleche und des Gitterabstands um einen Faktor von ca. 2 variiert werden. Diese Bandbreite an Mikrolängenmaße ist von großer Relevanz für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen. Dabei kann eine geringe Anisotropie der Mikrolängenmaße akzeptiert werden, solange das Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie einem Potenzgesetz folgt.

5.1.5 Integrale Längenmaße

Die großen Wirbel der Turbulenz werden über die integralen Längenmaße beschrieben, welche aus dem Integral der Autokorrelationsfunktionen der Geschwindigkeitssignale bestimmt werden

können. Für das integrale Längenmaß in Strömungsrichtung und quer zur Strömungsrichtung resultiert:

$$L_{11} = \int_0^{\infty} f(r_1) dr_1 \quad \text{und} \quad L_{22} = \int_0^{\infty} g(r_1) dr_1. \quad (5.8)$$

Das integrale Längenmaß L_{11} entspricht etwa 60 % des Dissipationslängenmaßes L_ε .

Da sich die Autokorrelationsfunktionen in der Praxis für große r_1 nicht dem Wert Null annähern, sondern um diesen schwanken, müssen die Integrale in Gleichung (5.8) beschränkt werden. Die obere Integrationsgrenze zur Bestimmung von L_{11} wird mit der ersten Nullstelle von $f(r_1)$ gleichgesetzt. Für die Bestimmung von L_{22} wird die obere Integrationsgrenze zu $r_1 = 15 L_{22}$ festgesetzt. Dieses Vorgehen hat sich in vergangenen Untersuchungen bewährt (O'Neill et al., 2004; Kurian und Fransson, 2009).

In Abbildung 5.9a ist das integrale Längenmaß L_{11} für verschiedene Anstellwinkel und Abstände dargestellt. Wie für die turbulenten Längenmaße zu erwarten, steigt L_{11} mit zunehmendem Abstand zum Turbulenzgitter für alle Anstellwinkel. Die integralen Längenmaße sind proportional zum Dissipationslängenmaß L_ε und folgen dem Potenzgesetz (vgl. Gl. (4.5)):

$$L_{11} \propto [x - x_0]^{(2-n)/2}. \quad (5.9)$$

Dieses Potenzgesetz ist in Abbildung 5.9a mit den Parametern aus Tabelle 5.1 für die Anstellwinkel 5° und 45° dargestellt. Analog zum Taylor-Mikrolängenmaß (siehe Abbildung 5.8a) ist die Übereinstimmung für $x/M > 25$ sehr gut.

Bei vollständig isotroper Turbulenz entspricht das integrale Längenmaß in Hauptströmungsrichtung gerade dem Doppelten des integralen Längenmaßes quer zur Strömungsrichtung. Wie in Abbildung 5.8b dargestellt ist das Verhältnis der beiden integralen Längenmaße L_{11} und L_{22} für $x/M > 17$ und alle Anstellwinkel oberhalb des isotropen Werts von 2. Im vorliegenden Messbereich steigt dieses Verhältnis mit zunehmendem Abstand zum Gitter an. Dies ist durch die Inhomogenität der Turbulenz zu erklären, die bei diesen relativ geringen Abständen zum Gitter noch hoch ist. Während die Mikrolängenmaße mit zunehmendem Abstand zum Gitter isotroper werden (siehe Abbildung 5.8b), bleibt die Anisotropie der integralen Längenmaße in den betrachteten Abständen zum Gitter erhalten. Untersuchungen von Kurian und Fransson (2009) charakterisieren ein Gitter aus geflochtenen Rundstäben und messen bei geringem Abstand zum Gitter ein Verhältnis der integralen Längenmaße von 10. Erst bei einem Abstand von mehr als 150 Maschenweiten nähert sich dieses Verhältnis dem isotropen Wert von zwei an. Folglich ist zu erwarten, dass auch die großskaligen turbulenten Wirbel stromab des hier untersuchten Turbulenzgenerators bei größeren Abständen zum Gitter zunehmend isotroper werden.

Wie in Kapitel 5.1.2 gezeigt entsprechen die Abklingkoeffizienten n weder dem konstanten Wert von $10/7$ von Kolmogorov (1991) noch dem von $6/5$ von Saffman (1967). Obwohl die Turbulenz im Rahmen dieser Arbeit nur am Rande untersucht wird und daher nicht im Detail auf die verschiedenen Turbulenzstrukturen wie bspw. die nach Saffman oder von Kármán und Howarth eingegangen werden kann, soll an dieser Stelle ein weiteres Kriterium untersucht werden. Bei einer Saffman-Turbulenz ist dieses Kriterium ein konstantes Produkt $L_{11}^3 \cdot \overline{u'u'}$, während eine

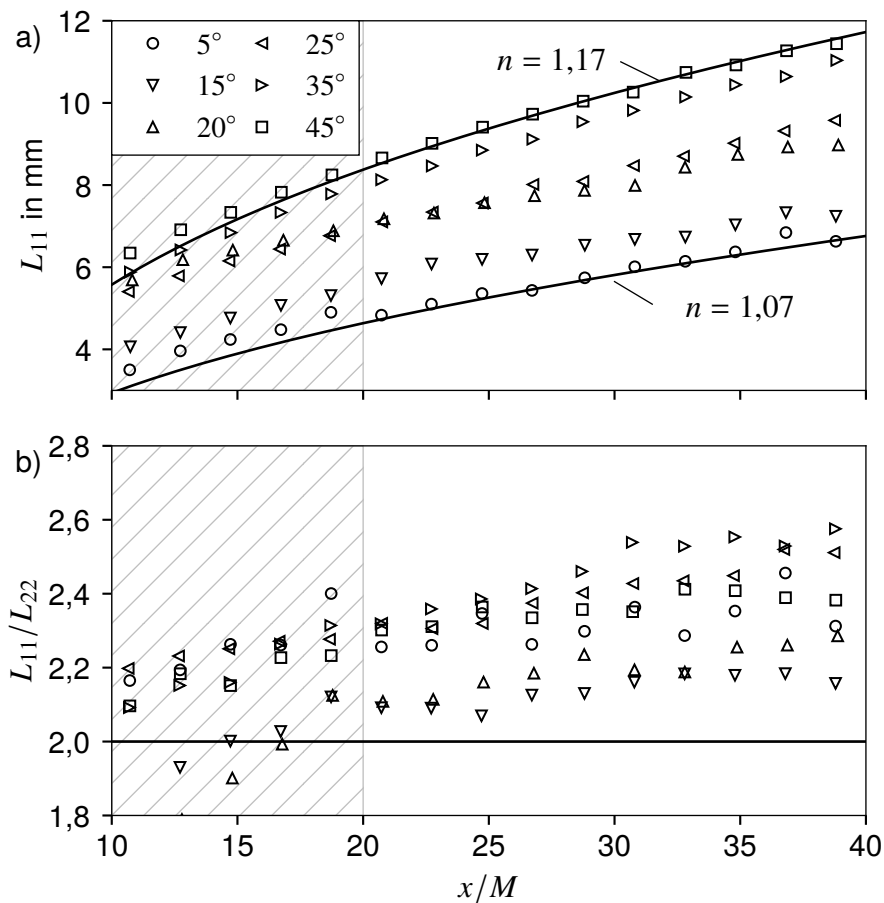


Abbildung 5.9: (a) Entwicklung des integralen Längenmaßes L_{11} und (b) Verhältnis der integralen Längenmaße L_{11}/L_{22} für verschiedene Anstellwinkel bei $Re_M \approx 17500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann (Gramespacher et al., 2019).

Turbulenz mit den Annahmen von Kolmogorov $L_{11}^5 \cdot \overline{u'u'} = \text{konstant}$ aufweisen würde. Eine detaillierte Analyse dieser Verhaltensweisen der Turbulenz ist in Davidson (2015, Kap. 6) und Krogstad und Davidson (2010) gegeben. In Abbildung 5.10 sind diese beiden Produkte für verschiedene Anstellwinkel dargestellt. Es wird deutlich, dass das Produkt $L_{11}^3 \cdot \overline{u'u'}$ für $x/M > 20$ nahezu konstant ist, während $L_{11}^5 \cdot \overline{u'u'}$ mit dem Abstand zum Gitter deutlich anwächst. Dies legt nahe, dass sich die vorliegende Turbulenz, trotz der Abweichungen im Abklingkoeffizienten n entsprechend der Theorie von Saffman (1967) verhält. Basierend auf der Navier-Stokes-Gleichung kann die Kármán-Howarth Gleichung abgeleitet werden, welche unter der Annahme isotroper Turbulenz verwendet werden kann, um die Entwicklung der integralen turbulenten Längenmaße zu beschreiben. Theoretische Überlegungen zeigen, dass weitere Lösungen der Kármán-Howarth Gleichung existieren, für die kein konstanter Abklingkoeffizient n benötigt wird. Beispielsweise resultiert aus den Untersuchungen des Abklingverhaltens der Turbulenz im Nachlauf verschiedener Gitter von (Vassilicos, 2011): $L_{11}^p \cdot \overline{u'u'} = \text{konstant}$. Antonia et al. (2013) untersuchen das Abklingverhalten der Turbulenz stromab unterschiedlicher Gitter und zeigen,

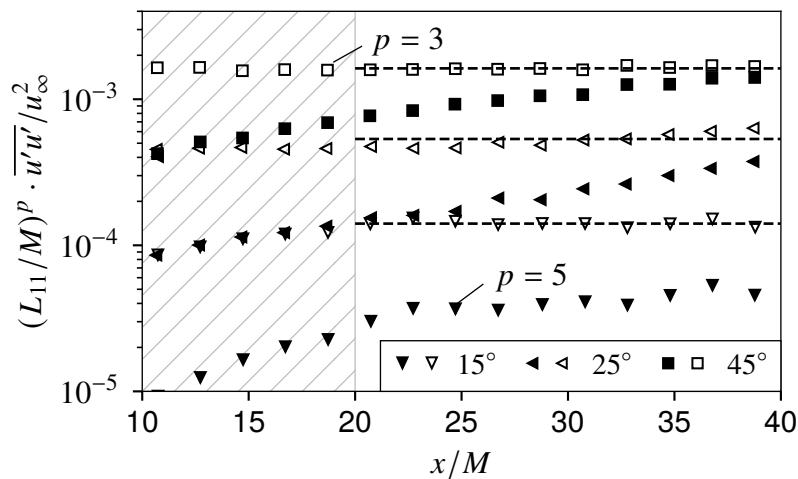


Abbildung 5.10: Verhalten von $L_{11}^3 \cdot \overline{u'u'}$ (offene Symbole, $p = 3$) und $L_{11}^5 \cdot \overline{u'u'}$ (gefüllte Symbole, $p = 5$) für verschiedene Anstellwinkel bei $\text{Re}_M \approx 17\,500$. Die Schraffur kennzeichnet den gitternahen Bereich, in dem die Turbulenzproduktion nicht vernachlässigt werden kann (Gramespacher et al., 2019).

dass die Koeffizienten n und p nicht universell sind, sondern vom Gittertyp und der Maschen-Reynoldszahl Re_M abhängen. Weiterhin zeigen sie den Zusammenhang $p = 2n / (2 - n)$ auf. Die in Tabelle 5.1 dargestellten Abklingkoeffizienten für die Anstellwinkel von 15° , 25° und 45° , führen zu Werten für p von 2,3, 2,5 und 2,8. Eine Analyse der Invarianten $L_{11}^p \cdot \overline{u'u'}$ zeigt ebenfalls einen im Rahmen der Messunsicherheit konstanten Verlauf. Dadurch kann auf Basis der vorliegenden Messdaten keine Aussage darüber getroffen werden, ob die Turbulenz stromab von Gittern vom Ausgangszustand der Strömung abhängt oder der Theorie von Saffman folgt.

Obwohl die Entwicklung der integralen turbulenten Längenmaße untersucht wird, ist diese für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen nur von sekundärer Bedeutung. Primär ist für diese Arbeit wichtig, dass das Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie dem Potenzgesetz folgt und das integrale turbulente Längenmaß bei konstanter turbulenter kinetischer Energie über einen großen Bereich variiert werden kann. Eine Übersicht über den Betriebsbereich ist im nachfolgenden Unterkapitel 5.1.6 gegeben.

5.1.6 Betriebsbereich

In Abbildung 5.11 ist ein Überblick über den Betriebsbereich und die Einsatzgrenzen des Turbulenzerzeugers gegeben. Hierzu ist der Turbulenzgrad in Abhängigkeit der Turbulenzreynoldszahl (a), des integralen Längenmaßes (b) und des Taylor Mikrolängenmaßes (c) für verschiedene Abstände und Anstellwinkel dargestellt. Die gefüllten Symbole und die grau hinterlegten Flächen markieren den Bereich, in dem das Abklingverhalten der turbulenten kinetischen Energie dem Potenzgesetz folgt. Mit diesem Kriterium sind die Anforderungen an die Homogenität der Turbulenz für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen erfüllt.

Aus den dargestellten Kennfeldern kann der Bereich abgeleitet werden, in dem die Turbulenzreynoldszahl sowie die Makro- und Mikrolängenmaße bei konstanter Turbulenzintensität variiert werden können. Die gestrichelten Linien in Abbildung 5.11 verdeutlichen dies am Beispiel eines konstanten Turbulenzgrades von $Tu = 4\%$. Die Turbulenzreynoldszahl Re_T kann bei diesem konstantem Turbulenzgrad stufenlos zwischen 520 und 1450 variiert werden. Hierzu wird der Anstellwinkel der Turbulenzbleche zwischen 11° und 30° verändert, während der axiale Abstand zum Gitter zwischen 16 und 39 Maschenweiten variiert wird. Bei diesem Turbulenzgrad resultiert eine mögliche Änderung des integralen Längenmaßes L_{11} zwischen 4,8 mm und 10,7 mm sowie des Taylor Mikrolängenmaßes λ_g zwischen 1,61 mm und 2,25 mm.

Gleichermaßen kann der Turbulenzgrad bei konstanten Längenmaßen angepasst werden. Dieser Fall ist am Beispiel des integralen Längenmaßes durch die gepunktete Linie in Abbildung 5.11 verdeutlicht. Das integrale Längenmaß liegt konstant bei $L_{11} = 8$ mm, während die Turbulenzintensität stufenlos zwischen 2,7 % und 7,9 % variiert werden kann. Hierzu wird der Anstellwinkel der Turbulenzbleche von 17° auf 45° vergrößert, während der Abstand zum Gitter von 39 auf 19 Maschenweiten reduziert wird.

Diese beiden Beispiele verdeutlichen die Einsatzgrenzen des Turbulenzerzeugers und zeigen dabei die größtmögliche Variation der Turbulenzreynoldszahl und der Längenmaße auf. Da der Turbulenzgrad und die turbulenten Längenmaße wie in Kapitel 4.1.1 beschrieben über die Gitterparameter M , C , n und x_0 miteinander verknüpft sind, nimmt die Variationsbreite der einzelnen Parameter zu den Rändern der grau hinterlegten Bereiche hin ab. Beispielsweise kann bei einem Turbulenzgrad von 8 % keine Variation der Längenmaße durchgeführt werden. Gleichermaßen resultiert für ein integrales Längenmaß von 4 mm ein Turbulenzgrad von etwa 3 %, der nicht variiert werden kann.

Eine ähnliche Variation der Turbulenzparameter könnte durch den Einsatz verschiedener konventioneller Turbulenzgitter erreicht werden. Hierfür müssten der Abstand zu den Messstellen sowie der Messplatte oder Turbinenschaufelkaskade einstellbar sein. Hier wird der Vorteil des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und untersuchten Turbulenzerzeugers deutlich. Der Messkörper wird an einer festen Position verbaut, während die Turbulenzparameter durch Anpassung des Turbulenzerzeugers stufenlos eingestellt werden können.

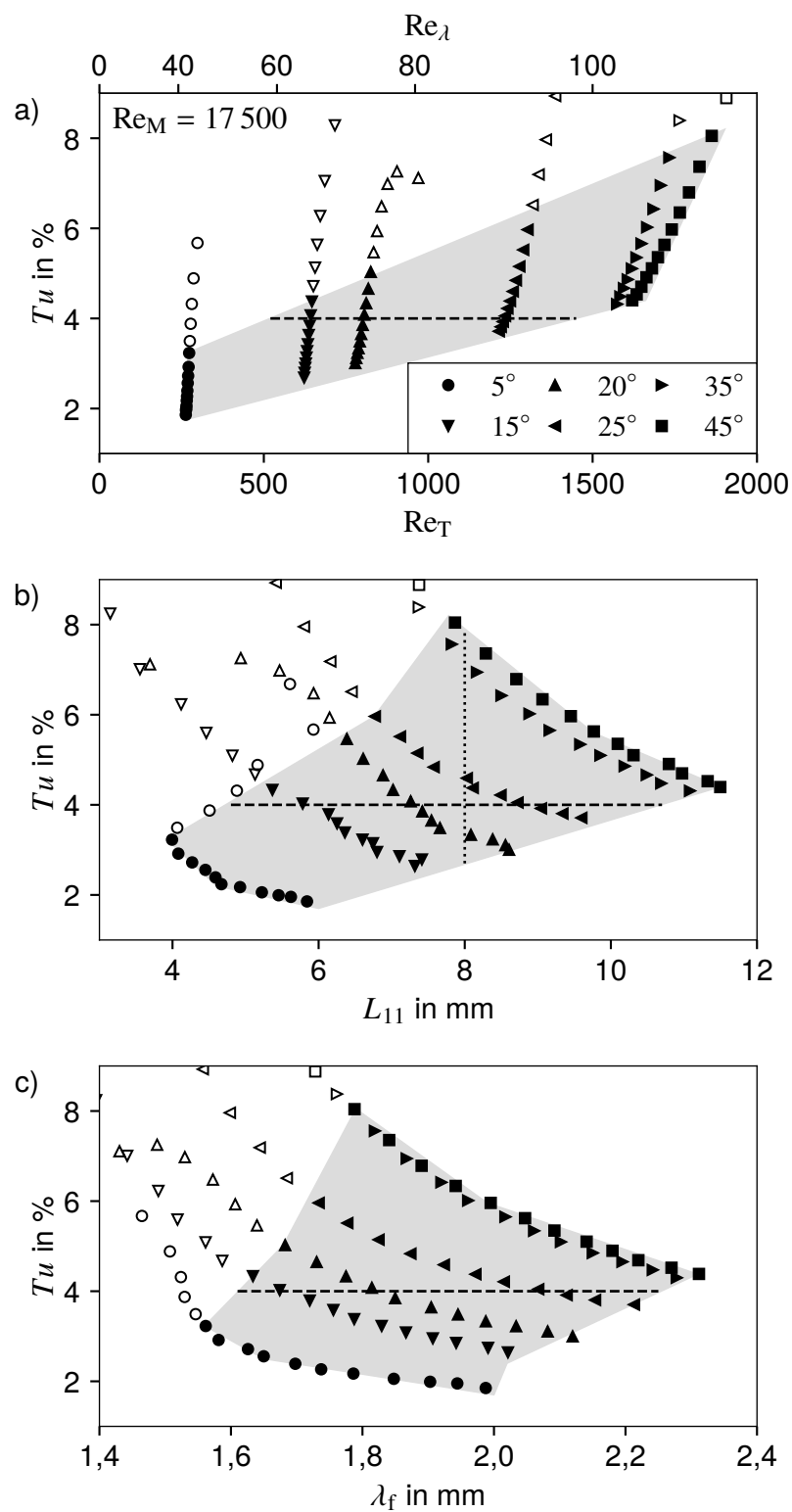


Abbildung 5.11: Kennfelder des Turbulenzgrads in Abhängigkeit der Turbulenzreynoldszahl (a), dem integralen Längenmaß (b) und dem Mikrolängenmaß (c). In den grau hinterlegten Bereichen folgt das Abklingen der turbulenten kinetischen Energie dem Potenzgesetz (Gramespacher et al., 2019).

5.2 Definition der Betriebspunkte

Nachdem der Turbulenzerzeuger charakterisiert wurde, können die Betriebspunkte der nachfolgenden Untersuchungen auf Basis der ermittelten Kennfelder definiert werden. Hierbei ist zu erwähnen, dass die in Tabelle 5.2 dargestellten Turbulenzgrößen den Werten an der Vorderkante der Messplatte entsprechen. An dieser Stelle ist die Freistromturbulenz bereits stark von den konturierten Seitenwänden beeinflusst. Dadurch können die in Abbildung 5.11 gezeigten Kennfelder sowie die Korrelationen aus den Gleichungen (5.1) und (5.2) nur zu einer ersten

Tabelle 5.2: Betriebspunkte aller Testfälle.

$Re_{c,0}$ $\cdot 10^{-5}$	u_0 in m/s	$T_{tot,0}$ in K	Saugseite			Druckseite		
			Tu_1 in %	$Re_{\lambda,1}$	$L_{\epsilon,1}$ in mm	Tu_1 in %	$Re_{\lambda,1}$	$L_{\epsilon,1}$ in mm
3,0	16,6	335	1,1	31	7	1,4	26	11
			1,5	34	9	2,0	30	9
				58	23		46	16
			2,0	42	9	3,0	40	10
				59	18		54	17
				75	28		65	28
			2,5	56	12	4,0	60	13
				76	24		68	24
				100	33		91	32
			3,5	79	13	5,0	77	13
87	20	83		19				
114	27	101		28				
5,5	140	19	8,0	130	22			
4,5	25,0	345	1,1	48	7	1,4	37	12
			1,6	47	8	2,0	39	9
				85	22		61	16
			2,0	55	8	3,0	56	12
				80	18		71	17
				106	28		89	30
			2,5	97	9	4,0	76	12
				111	21		93	21
				143	33		122	30
			3,5	131	11	5,0	100	14
139	19	109		20				
164	26	139		29				
5,5	209	19	8,0	191	23			

Tabelle 5.2: Fortsetzung

$Re_{c,0}$ $\cdot 10^{-5}$	u_0 in m/s	$T_{tot,0}$ in K	Saugseite			Druckseite		
			Tu_1 in %	$Re_{\lambda,1}$	$L_{\epsilon,1}$ in mm	Tu_1 in %	$Re_{\lambda,1}$	$L_{\epsilon,1}$ in mm
6,0	33,3	345	1,1	88	8	1,4	47	14
			1,5	58	7	2,0	52	11
				106	22		81	18
			2,0	78	9	3,0	70	11
				104	20		93	18
				145	28		116	27
			2,5	100	11	4,0	107	14
121	19	123		22				
192	33	157	30					
3,5	150	13	5,0	135	15			
	164	17		143	20			
	242	28		188	31			
5,5	307	18	8,0	265	24			
7,5	41,6	345	1,2	77	7	1,5	71	13
			1,5	91	7	2,0	80	12
				128	16		101	18
			2,0	114	9	3,0	104	10
				147	17		133	21
				195	26		147	29
			2,5	149	12	4,0	154	17
174	21	165		26				
238	34	196	34					
3,5	214	13	5,0	195	16			
	229	19		196	21			
	311	26		250	32			
5,5	447	19	8,0	361	24			

Abschätzung der Turbulenzgrößen verwendet werden. Die in Tabelle 5.2 gezeigten Größen weichen deshalb etwas von den zuvor gezeigten Kennfeldern ab und entsprechen den tatsächlich mit eingebauter Messplatte und konturierten Seitenwänden gemessenen Werten. Sie wurden so gewählt, dass eine größtmögliche Variation an Turbulenzgraden und turbulenten Längenmaßen realisiert wird. Es werden vier mit der Sehnenlänge c gebildete Anströmreynoldszahlen im Bereich von $Re_{c,0} = 3,0 \cdot 10^5 \dots 7,5 \cdot 10^5$ untersucht. Je Anströmreynoldszahl werden sechs verschiedene Turbulenzgrade charakterisiert. Bei saugseitiger Geschwindigkeitsverteilung wird der Turbulenzgrad im Bereich von $Tu_1 = 1,1 \dots 5,5$ % variiert und bei druckseitiger Geschwin-

digkeitsverteilung im Bereich von $Tu_1 = 1,4 \dots 8,0\%$. Zusätzlich wird eine Variation des turbulenten Längenmaßes $L_\varepsilon = k^{3/2}/\varepsilon$ und damit der Turbulenz Reynoldszahl $Re_\lambda = \sqrt{2/3} k \lambda_g/\nu$ bei jeweils konstantem Turbulenzgrad durchgeführt. Daraus resultieren für jede Anström Reynoldszahl 13 verschiedene Betriebspunkte mit unterschiedlichen Turbulenzgraden oder turbulenten Längenmaßen, die für beide definierten Geschwindigkeitsverteilungen vermessen werden. In Tabelle 5.2 ist eine Übersicht über diese Betriebspunkte gegeben. Der Index „0“ steht für die ungestörte Anströmung bei $x = -100$ mm und „1“ für die Eintrittsebene bei $x = 0$ mm. Für Totaltemperaturen im Bereich $T_{\text{tot},0} = 335 \dots 345$ K, wie sie für die hier durchgeführten Wärmeübergangsmessungen üblich sind, resultieren Geschwindigkeiten von $u_0 = 16,6 \dots 41,6$ m/s.

5.3 Druckverteilung im Mittelschnitt

Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, wird die Messplatte mittig zwischen zwei konturierten Ober- und Unterseitenwänden platziert, über welche definierte Druckverteilungen realisiert werden können. Für die vorliegende Arbeit ist die daraus resultierende Geschwindigkeitsverteilung der von Schiele (1999) und Stripf (2007) untersuchten Hochdruckturbinenschaufel nachempfunden. Zur Charakterisierung der Druckverteilung wird die in Kapitel 4.2.2 vorgestellte pneumatische Messplatte eingesetzt. Die Messung der Druckverteilung ist für die Analyse der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen von besonderer Bedeutung, da auf deren Basis die experimentellen Ergebnisse mit numerischen Simulationen nachgerechnet werden können. Aus diesen Simulationen können dann Größen wie Grenzschichtdicke oder Wandschubspannung abgeleitet werden, die aufgrund der vorherrschenden dünnen Grenzschichten experimentell nicht zugänglich sind.

In Abbildung 5.12a ist die über Gleichung (4.11) aus der gemessenen Druckverteilung berechnete Reynoldszahlverteilung $Re_c(s) = u_\infty(s) c / \nu$ dargestellt. Die Linien zeigen Strömungsrechnungen unter Verwendung des CFD-Codes OpenFOAM von Albiez et al. (2020). In den beschleunigten Bereichen ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten gegeben, während bei den verzögerten geringe Abweichungen auftreten. Albiez et al. führen diese Abweichungen auf das verwendete $k-\omega$ -SST-Modell zurück, das sowohl den laminar-turbulenten Übergang als auch die Strömungsablösung nicht vollständig abbildet. Die vier verschiedenen Anström Reynoldszahlen sind durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet. Auf der Saugseite wird die Strömung zunächst beschleunigt und ab einer Lauflänge von $s/c \approx 0,55$ verzögert. Auf der Druckseite liegt nahezu über die gesamte Lauflänge eine beschleunigte Strömung vor. Die dargestellten Messpunkte entsprechen auf der Saugseite einem Turbulenzgrad von $Tu_1 = 1,1\%$ und auf der Druckseite einem Turbulenzgrad von $Tu_1 = 1,4\%$. Analog zu den Untersuchungen von Schiele (1999) und Stripf (2007) kann auch im Rahmen dieser Untersuchungen kein Einfluss des Turbulenzgrads auf die Druckverteilung gefunden werden.

Die über Gleichung (4.12) ermittelte isentrope Machzahlverteilung ist in Abbildung 5.12b dargestellt. Die vorliegenden Untersuchungen werden im Unterschallbereich ($Ma < 1$) durchgeführt. Für die höchste Anström Reynoldszahl $Re_{c,0} = 7,5 \cdot 10^5$ resultiert auf der Saugseite bei einer Lauflänge von $s/c \approx 0,55$ die maximale Machzahl von $Ma_{\text{is}} \approx 0,4$. Die maximale Machzahl

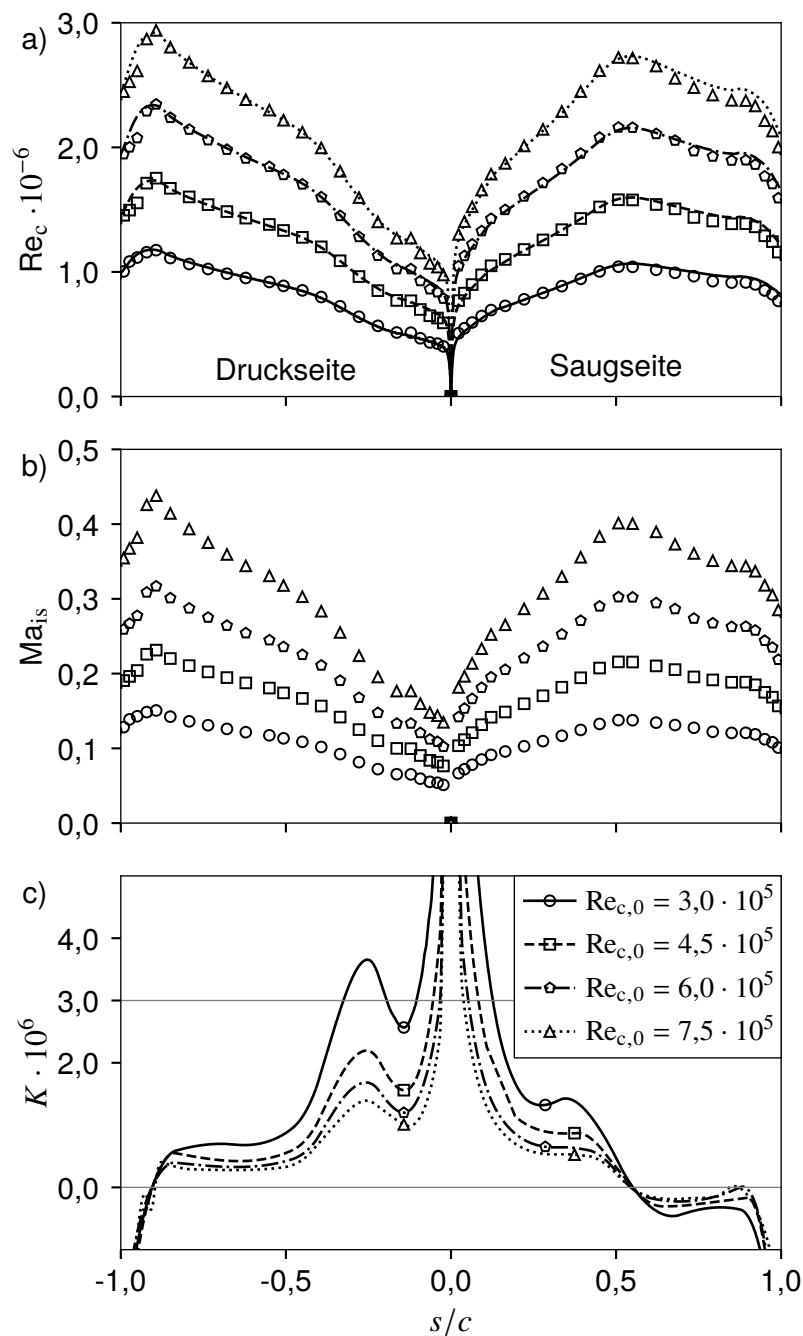


Abbildung 5.12: (a) Gemessene Reynoldszahlverteilungen (Gramespacher et al., 2021), (b) Machzahlverteilungen und (c) Beschleunigungsverläufe (Gramespacher et al., 2022). Die Linien stellen RANS-Simulationen von Albiez et al. (2020) dar.

auf der Druckseite tritt bei einer Lauflänge von $s/c \approx 0,89$ auf und entspricht $Ma_{is} \approx 0,44$.

Der Verlauf des Beschleunigungsparameters $K = \nu/u_\infty^2 \cdot du_\infty/ds$ ist in Abbildung 5.12c dargestellt. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die von Jones und Launder (1972) gefundene Grenze von $K = 3 \cdot 10^{-6}$, ab der die Beschleunigung so groß ist, dass bei glatter Oberfläche turbulente Grenzschichten relaminarisieren oder der laminar-turbulente Übergang durch die Dämpfung der

Störungen in der laminaren Grenzschicht unterdrückt wird. Bei der untersuchten Geschwindigkeitsverteilung unterschreitet der Beschleunigungsparameter diese Grenze sowohl auf der Druck- als auch der Saugseite, bei Lauflängen von $s/c \gtrsim 0,14$. In Abhängigkeit der Anströmreynoldszahl sowie dem Turbulenzgrad ist damit eine Variation der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs über nahezu die gesamte Lauflänge der Messplatte zu erwarten.

6 Einfluss der Oberflächenrauheit auf den Wärmeübergang im Staupunkt

Dullenkopf und Mayle (1995) untersuchen den Einfluss der spektralen Verteilung der Turbulenz auf den Wärmeübergang an einem Staupunkt (siehe Kapitel 2.2.1). Aus diesen Untersuchungen geht hervor, dass Wirbel mit einer Größe von etwa $16\delta_{99}$ den maximalen Einfluss auf den Wärmeübergang haben. Um neben dem Turbulenzgrad auch die turbulenten Längenmaße zu berücksichtigen, erweitern Dullenkopf und Mayle Gleichung (2.7) mit dem effektiven Turbulenzgrad Tu_λ zu:

$$Nu_a Pr^{-0,37} = 0,571 + 0,01 Tu_\lambda. \quad (6.1)$$

Die Definition des effektiven Turbulenzgrades wird von Stripf (2007) auf Basis des von Mayle und Schulz (1997) aktualisierten universellen Turbulenzspektrums angepasst und weicht von der Definition in Dullenkopf und Mayle (1995) ab:

$$Tu_\lambda = 1,29 Tu_a \sqrt{\frac{0,74\Lambda_a(1 + 90Re_\lambda^{-1})^{2/9}}{1 + 0,01 \left(1 - 15Re_\lambda^{-3/2}\right) \Lambda_a^{5/3} \exp\left(\frac{0,29\Lambda_a}{0,105(1+24Re_\lambda^{-1})Re_\lambda^{3/2}}\right)}} \quad (6.2)$$

Die spektrale Verteilung der Turbulenz wird über die Makro- und Mikrolängenmaße L_{11} und λ_g über $L_{11,a} = L_{11}/\sqrt{\nu/a}$ und $Re_\lambda = \overline{u'u'} \lambda_g/\nu$ berücksichtigt. Für den Turbulenzparameter gilt $Tu_a = Tu_1 u_1/\sqrt{a\nu}$. Die Größe $a = du_\infty/ds$ beschreibt den Geschwindigkeitsgradienten im Staupunkt.

Zur Analyse des Einflusses der Oberflächenrauheit auf den Wärmeübergang im Staupunkt werden Silikonfolien mit unterschiedlichen Oberflächentopographien auf die Wärmeübergangsmessplatte aufgeklebt (siehe Kapitel 4.2.3 und 4.3). Nach Erreichen eines stationären Betriebspunkts wird eine Verweilzeit von 5 min eingehalten, um ein thermisches Gleichgewicht zwischen der Messplatte und der rauen Silikonfolie zu garantieren. In Abbildung 6.1 ist der Wärmeübergang im Staupunkt in Abhängigkeit des effektiven Turbulenzgrads im Vergleich mit Gleichung 6.1 dargestellt. Der Wärmeübergang bei glatter Metalloberfläche ist mit schwarzen offenen Symbolen gekennzeichnet und der Wärmeübergang für alle 26 rauen Silikonfolien mit grauen Symbolen. Die Datenpunkte der rauen Oberflächen streuen in einem Band von etwa $\pm 10\%$ um die von Dullenkopf und Mayle (1995) entwickelte Korrelation. Die Bestimmung des Wärmeübergangs unterliegt im Staupunkt insbesondere bei der Untersuchung mit Silikonfolien einer größeren Unsicherheit als bei der restlichen Oberfläche. Die Schichtdicke des Klebers, der zur Applizierung der rauen Silikonfolien benötigt wird, kann entlang des geringen Vorderkantenradius nicht präzise bestimmt werden. Da diese Schichtdicken von den homogenen Schichten entlang der Platte abweichen, tragen sie maßgeblich zur in Abbildung 6.1 dargestellten Streuung der Messwerte bei. Weiterhin ist die Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten im Staupunkt wegen der endlichen Auflösung der Druckmessstellen mit Unsicherheiten behaftet. Um diese Fehler zu minimieren, wird der Geschwindigkeitsgradient aus RANS-Simulationen von Albiez et al. (2020) bestimmt. Aufgrund dieser Messunsicherheiten kann weniger das Absolutniveau der Messwerte im Bereich des Staupunkts, sondern vielmehr deren Abhängigkeit vom effektiven

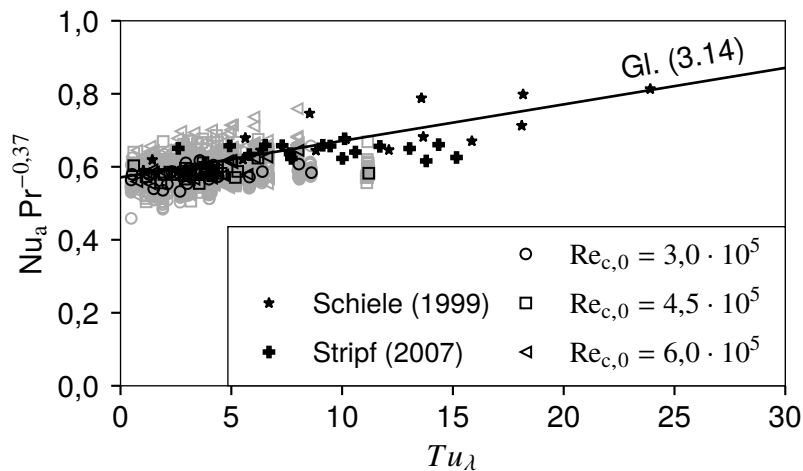


Abbildung 6.1: Staupunktwärmeübergang in Abhängigkeit des effektiven Turbulenzgrades im Vergleich mit der Korrelation von Dullenkopf und Mayle (1995) sowie den Daten von Schiele (1999) und Stripf (2007).

Turbulenzgrad analysiert werden. Weiterhin kann der Wert für $Tu_\lambda \rightarrow 0$ theoretisch ermittelt werden und als untere Grenze, die physikalisch nicht unterschritten werden kann, interpretiert werden. Demzufolge ist die Streuung der Daten sehr wahrscheinlich auf Messfehler und nicht auf physikalische Effekte zurückzuführen. Die Abhängigkeit von der spektralen Verteilung der Turbulenz wird gut durch die Korrelation von Dullenkopf und Mayle (1995) wiedergegeben. Weiterhin wird ersichtlich, dass die rauen Oberflächen gleichmäßig um die Korrelation streuen, sodass analog zu den Untersuchungen von Van Fossen und Simoneau (1985, 1987) und Abuaf et al. (1997) und Achenbach (1977) kein Einfluss der Oberflächenrauheit auf den Staupunktwärmeübergang gefunden werden kann. Neben den in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnissen sind in Abbildung 6.1 die Ergebnisse von Schiele (1999) und Stripf (2007) bei glatter Oberfläche dargestellt. Diese beiden Arbeiten untersuchen die Hochdruckschaufel, denen die in dieser Arbeit untersuchte Druckverteilung nachempfunden ist. Die Daten von Schiele (1999) liegen tendenziell oberhalb der Korrelation von Dullenkopf und Mayle, während die Daten von Stripf (2007) eher unterhalb liegen. Insgesamt streuen diese Daten in ähnlichem Maße um Gleichung (6.1) wie die in dieser Arbeit ermittelten.

7 Einfluss der Oberflächenrauheit auf den Wärmeübergang in der transitionalen Grenzschicht

Die nachfolgenden Untersuchungen zum Einfluss der Oberflächenrauheit auf die transitionale Grenzschicht bauen auf den umfangreichen am Institut für Thermische Strömungsmaschinen durchgeführten Messungen von Stripf (Stripf et al., 2005; Stripf, 2007) und Lorenz (Lorenz et al., 2012; Lorenz, 2013) auf. Die in der Vergangenheit durchgeführten Messungen wurden an drei verschiedenen Turbinenschaufelkaskaden bei einer großer Variation der Oberflächenrauheit und Freistromturbulenz durchgeführt. Wie in der aktuellen Arbeit wurden deterministische Rauheiten aus regelmäßig angeordneten Kegelstümpfen mit runder oder elliptischer Grundfläche verwendet. Hierbei wurden Rauheitshöhe, Rauheitsdichte und Form der Rauheitselemente systematisch über einen großen Bereich variiert. Der Turbulenzgrad in der Eintrittsebene betrug zwischen $0,4\% < Tu_1 < 10\%$ bei Anströmreynoldszahlen im Bereich $Re_{c,0} = 0,5 \cdot 10^5 \dots 4,5 \cdot 10^5$. Die Ergebnisse dieser früheren Untersuchungen zeigen, dass sich die Oberflächenrauheit mit Höhen, Dichten und Formen im Bereich realer Turbinenschaufelrauheit in gleichem Maße auf den laminar-turbulenten Übergang auswirkt wie die Freistromturbulenz. Die Oberflächenrauheit führt zu einer Stromaufverlagerung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs. Diese Datenbasis diente als Ausgangspunkt für die Entwicklung von Korrelationen und Modellen zur besseren Vorhersage der Transitionsstartstelle (Boyle und Stripf, 2009; Stripf et al., 2009; Lorenz et al., 2013). Trotz umfassender und systematischer Variation aller Einflussgrößen sind diese Datenbasen und die damit entwickelten Korrelationen mit Unsicherheiten behaftet. Die Turbulenzmessungen wurden nur stromauf des Turbinenschaufelgitters unter der Annahme einer homogenen und isotropen Turbulenz durchgeführt. Der Turbulenzgrad an der Transitionsstartstelle, der zur Entwicklung der Korrelationen benötigt wird, muss daher über ein Turbulenzmodell berechnet werden. Da diese Modelle die hohe Anisotropie aufgrund der Umströmung der stumpfen Vorderkante und der starken Beschleunigung in den Schaufelpassagen nicht berücksichtigen, ist der auf diese Weise ermittelte Turbulenzgrad möglicherweise fehlerbehaftet. Weiterhin sind die Startstellen auf der Druckseite der Turbinenschaufeln im Vergleich zu denen auf der Saugseite bei vergleichbaren Turbulenzgraden und Oberflächenparametern stromauf verschoben. Die existierenden Datensätze erlauben keine Aussage darüber, ob dieses Verhalten aus der konkaven Oberflächenkrümmung auf der Druckseite und die möglicherweise dadurch entstehenden Görtler-Wirbel resultiert oder aus den unterschiedlichen turbulenten Längenmaßen. Eine weitere Ursache sind möglicherweise die unterschiedlichen Historien der Grenzschichten stromauf der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs. Diese variieren zwischen den Betriebspunkten der Saug- und Druckseite aufgrund der unterschiedlichen Freistromturbulenzverläufe sowie der Geschwindigkeitsgradienten.

In der vorliegenden Untersuchung werden diese beiden Unsicherheiten vermieden, indem die Reynoldsspannungen in der Freiströmung entlang der Messplatte mit X-Draht Sonden gemessen und die Einflüsse der Oberflächenkrümmung durch die Verwendung einer ebenen Platte eliminiert werden. Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben werden elliptische Vorder- und Hinterkanten, sowie für Druck- und Saugseiten typische Geschwindigkeitsverteilungen verwendet, um die Randbedingungen so nah wie möglich an denen von Turbinenschaufeln zu halten. Weiterhin

werden durch einen neuartigen Turbulenzerzeuger (siehe Kapitel 4.1.1) in der Eintrittsebene unterschiedliche turbulente Längenmaße bei konstantem Turbulenzgrad realisiert. Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, werden analog zu den Untersuchungen von Stripf und Lorenz deterministische Rauheiten verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Parametervariation, insbesondere hinsichtlich der Form der Rauheitselemente, nochmals erweitert (siehe Tabelle 4.1). Die Wärmeübergangsmessungen werden bei allen in Tabelle 5.2 gezeigten Betriebspunkten durchgeführt. Eine Ausnahme bildet die größte Reynoldszahl $Re_c = 7,5 \cdot 10^5$, bei der der Einfluss der Anströmreynoldszahl so groß ist, dass die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bereits bei glatter Oberfläche im vorderen Bereich der Messplatte auftritt. In diesem Fall kann auf eine Untersuchung des Rauheitseinflusses verzichtet werden. Analog zum Vorgehen bei der Messung des Staupunktwärmeübergangs in Kapitel 6 werden Silikonfolien verwendet und vor jeder Messung eine Verweilzeit von 5 min abgewartet, um ein thermisches Gleichgewicht des Messaufbaus zu garantieren. Der Datensatz, der den Einfluss der Oberflächenrauheit und Freistromturbulenz auf den Wärmeübergang in der transitionalen Grenzschicht beschreibt, wird in Kapitel 8 dazu verwendet, eine neue Korrelation zur Beschreibung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bei glatter und rauer Oberfläche zu entwickeln. Zur Entwicklung dieser Korrelationen werden alle in den Anhängen A.3 und A.4 gezeigten Nußeltzahlverteilungen verwendet.

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird der Einfluss der Oberflächenrauheit auf den Wärmeübergang in der transitionalen Grenzschicht getrennt nach den unterschiedlichen Einflussgrößen vorgestellt. Zunächst wird der Einfluss der Oberflächenrauheit und des Turbulenzgrads dargestellt, bevor der Einfluss der Oberflächenrauheit und der Turbulenzreynoldszahl beschrieben wird. Nachdem die kombinierte Abhängigkeit der Rauheit und der Turbulenzgrößen untersucht wurde, werden die Einflüsse der Rauheitshöhe und der Exzentrizität der Rauheitselemente bei konstanter Freistromturbulenz analysiert. Eine umfassende Variation der Rauheitsdichte wurde von Stripf durchgeführt, sodass diese in dieser Arbeit nicht wiederholt wird.

7.1 Einfluss der Rauheit und des Turbulenzgrads

In Abbildung 7.1 sind die Nußeltzahlverteilungen bei saugseitiger Geschwindigkeitsverteilung und unterschiedlichen Turbulenzgraden in der Eintrittsebene für die drei untersuchten Anströmreynoldszahlen dargestellt. Der Einfluss des Turbulenzgrades und der Reynoldszahl wird jeweils für die glatte und eine beispielhafte raue Oberfläche mit einer Rauheitshöhe von $k = 71 \mu\text{m}$ (r75b) verdeutlicht. Bei einer Lauflänge von $s/c \approx 0,67$ löst die laminare Grenzschicht für alle Testfälle mit $Tu \leq 1,5\%$ und $k \leq 75 \mu\text{m}$ ab und legt sich als turbulente Grenzschicht wieder an. Die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs verschiebt sich mit zunehmendem Turbulenzgrad oder steigender Rauheitshöhe stromauf. Zusätzlich führt eine höhere Anströmreynoldszahl zu einer Stromaufverlagerung der Transitionsstartstelle (siehe auch Gramespacher et al. (2022)). Dieser Einfluss der Anströmreynoldszahl ist charakteristisch für alle untersuchten rauen Oberflächen und Betriebspunkte, sodass die nachfolgenden Ergebnisse nur noch exemplarisch für eine Anströmreynoldszahl von $Re_c = 4,5 \cdot 10^5$ dargestellt werden. Die Wärmeübergangsverläufe für alle untersuchten Anströmreynoldszahlen und Oberflächen sind in den Anhängen A.3 und A.4 gegeben. Neben dem Einfluss auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs steigt mit zu-

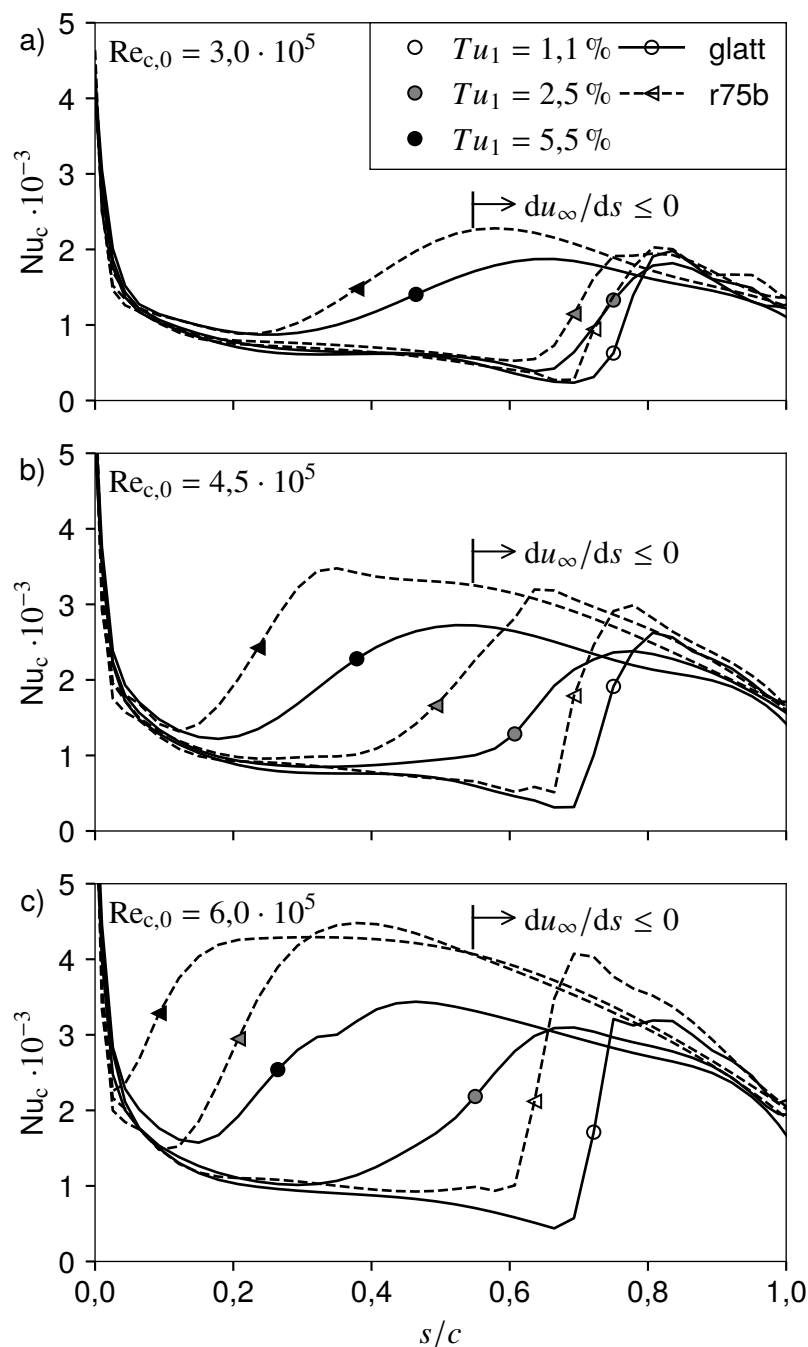


Abbildung 7.1: Saugseitige Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Anströmreynoldszahlen und Turbulenzgrade in der Eintrittsebene jeweils bei geringster Turbulenzreynoldszahl (Gramespacher et al., 2022).

nehmender Anströmreynoldszahl auch das Niveau des turbulenten Wärmeübergangs. Auch bei druckseitiger Geschwindigkeitsverteilung ist eine Stromaufverlagerung der Transitionsstartstelle mit höherem Turbulenzgrad oder größerer Oberflächenrauheit zu beobachten (siehe Abbildung 7.2). Durch die hohe Beschleunigung entlang nahezu der gesamten Lauflänge löst die Grenzschicht erst mit Beginn der elliptischen Hinterkante bei einer Lauflänge von $s/c \approx 0,87$ ab und

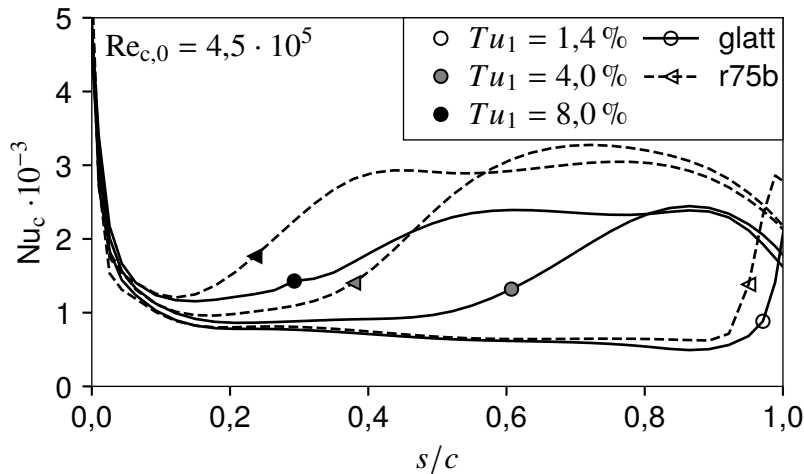


Abbildung 7.2: Druckseitige Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Turbulenzgrade in der Eintrittsebene jeweils bei geringster Turbulenzreynoldszahl und $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ (Gramespacher et al., 2022).

legt sich als turbulente Grenzschicht wieder an.

Weiterhin wird aus den Abbildungen 7.1 und 7.2 deutlich, dass die Länge der Transition vom lokalen Druckgradienten abhängt. Um die Transitionslänge zu analysieren, muss jedoch zunächst die Startstelle und das Ende der Transition bestimmt werden. Das Verfahren zu deren Bestimmung und anschließend die Analyse des Einflusses der Oberflächenrauheit auf die Länge der Transition sind in Kapitel 8.5 näher beschrieben.

Eine weitere Analyse des Einflusses der Rauheit und des Turbulenzgrads basierend auf dem gesamten Datensatz und damit einhergehend die Entwicklung neuer Startstellenkorrelationen für glatte und raue Oberflächen ist in den Kapiteln 8.2 und 8.3 beschrieben.

7.2 Einfluss der Rauheit und der Turbulenzreynoldszahl

Durch Untersuchungen des Einflusses der Turbulenzreynoldszahl auf den laminar-turbulenten Übergang bei glatter Oberfläche zeigen Albiez et al. (2020), dass die Transition durch kleinere Turbulenzreynoldszahlen begünstigt wird, während große Turbulenzreynoldszahlen zu einem späteren laminar-turbulenten Übergang führen. Dieses Verhalten kann durch die vorliegenden Untersuchungen auch an rauen Oberflächen bestätigt werden. In Abbildung 7.3 sind die Nußeltzahlverteilungen bei druck- und saugseitiger Geschwindigkeitsverteilung bei konstantem Turbulenzgrad in der Eintrittsebene und variabler Turbulenzreynoldszahl dargestellt. Die Verläufe sind exemplarisch für eine glatte und eine raue Oberfläche (r75b) gezeigt. Eine vollständige Übersicht über alle untersuchten Anströmbedingungen und Rauheiten ist in den Anhängen A.3 und A.4 gegeben. Mit zunehmender Turbulenzreynoldszahl steigt auch das Dissipationslängenmaß L_ε . Entlang der Messplatte resultieren daraus unterschiedliche Verläufe des Turbulenzgrads, auch wenn dieser in der Eintrittsebene gleich ist. Eine detaillierte Analyse der Verläufe der Turbulenzgrößen entlang der Messplatte wird in Albiez et al. (2020) und Albiez (2022) vorgestellt.

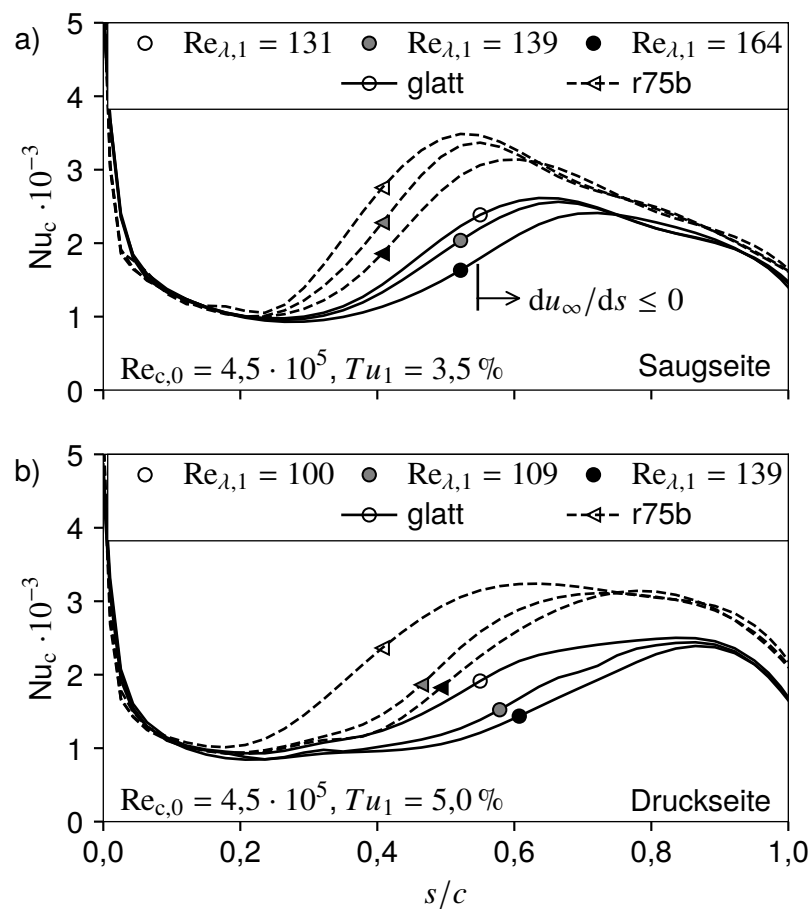


Abbildung 7.3: Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Turbulenzreynoldszahlen in der Eintrittsebene jeweils bei konstantem Turbulenzgrad und $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ bei (a) saugseitiger und (b) druckseitiger Geschwindigkeitsverteilung (Gramespacher et al., 2022).

Der gezeigte Einfluss auf die Transitionstartstelle ist somit ein kombinierter Effekt resultierend aus dem lokalen Turbulenzgrad und der lokalen Turbulenzreynoldszahl.

Diese Erkenntnisse über den Einfluss der Rauheit und der Turbulenzreynoldszahl werden in den Kapiteln 8.2 und 8.3 zur Entwicklung neuer Startstellenkorrelationen für glatte und raue Oberflächen verwendet.

7.3 Einfluss der Rauheitshöhe

Zur Beschreibung des Einflusses der Rauheitshöhe auf die Wärmeübergangsverteilung werden fünf raue Oberflächen mit Höhen zwischen $19 \mu\text{m}$ und $126 \mu\text{m}$ untersucht. Diese Oberflächen haben Rauheitselemente mit kreisförmiger Grundfläche und eine Rauheitsdichte von $\Lambda_R \approx 6$, welche nach den Untersuchungen von Stripf et al. (2007) den maximalen Effekt auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bewirkt. Exemplarisch für alle gemessenen Betriebspunkte sind in Abbildung 7.4 die resultierenden Wärmeübergangsverläufe bei konstanter Eintrittsturbu-

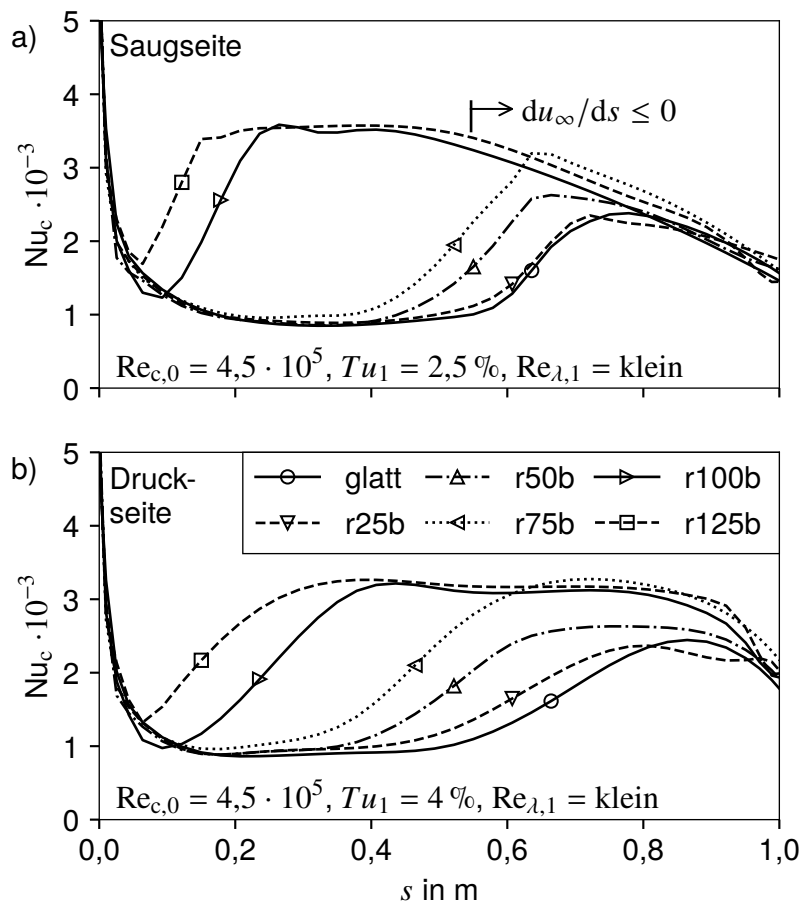


Abbildung 7.4: Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Rauheitshöhen, konstante Eintrittsturbulenz und $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ bei (a) saugseitiger und (b) druckseitiger Geschwindigkeitsverteilung (Gramespacher et al., 2022).

lenz dargestellt. Für eine Übersicht über alle untersuchten Betriebspunkte und Rauheiten sei auf die Anhänge A.3 und A.4 verwiesen. Analog zu den Erkenntnissen aus einer Vielzahl anderer Untersuchungen (z. B. Stripf et al., 2005; Lorenz et al., 2012) wird der laminare Wärmeübergang nicht von der Rauheit beeinflusst, obwohl die rauheitsbedingte Oberflächenvergrößerung bis zu 25 % beträgt. Für die in Abbildung 7.4 dargestellten Testfälle liegt die mithilfe eines Grenzschichtrechenverfahrens berechnete Verdrängungsdicke der laminaren Grenzschicht an der Transitionsstartstelle im Bereich $\delta_1 = 90 \mu\text{m} \dots 165 \mu\text{m}$, während die Impulsverlustdicke und die Grenzschichtdicke Werte im Bereich $\delta_1 = 40 \mu\text{m} \dots 85 \mu\text{m}$ bzw. $310 \mu\text{m}$ und $645 \mu\text{m}$ annehmen. Hieraus resultiert für die mit der Verdrängungsdicke normierte Rauheitshöhe ein Bereich von $k/\delta_1 = 0,12 \dots 1,1$. Auch wenn nicht direkt aus Abbildung 7.4 ersichtlich, führt die Untersuchung des gesamten Datensatzes zu einem Schwellwert der relativen Rauheitshöhe von $k/\delta_1 \approx 0,1$, unterhalb dessen die Rauheit einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Transitionsstartstelle hat. Ab diesem Wert führt eine Erhöhung der Rauheitshöhe zu einer Stromaufverschiebung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs.

Mit Hilfe dieser Daten kann eine Korrelation zur Beschreibung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bei rauen Oberflächen entwickelt werden (siehe Kapitel 8.3).

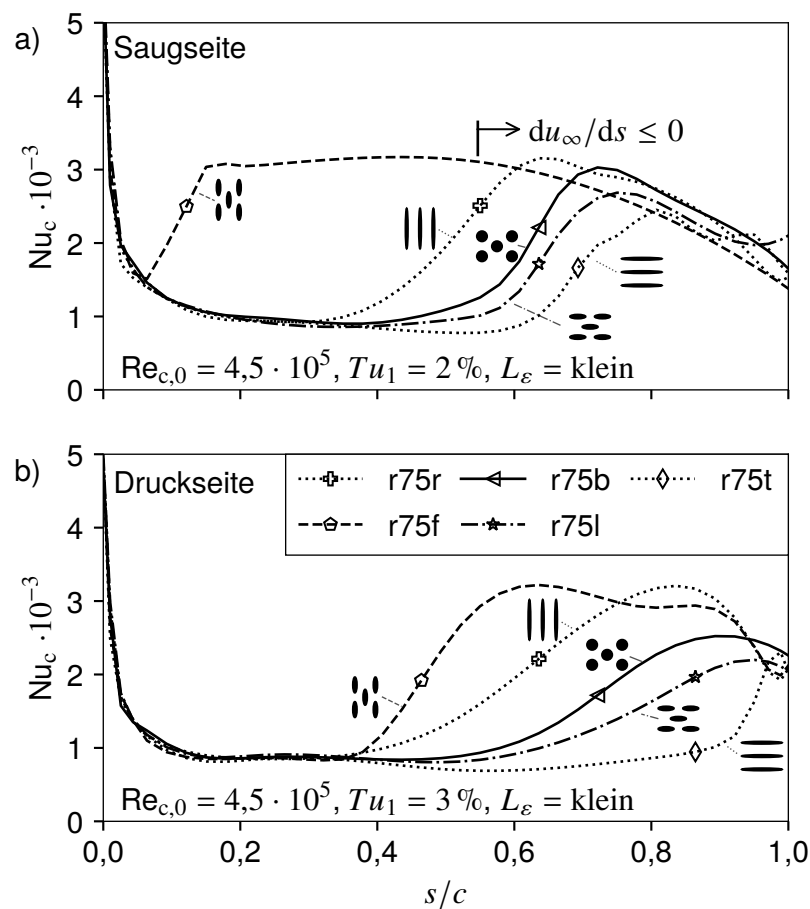


Abbildung 7.5: Verteilungen der Nußeltzahlen für unterschiedliche Exzentrizitäten der Rauheitselemente und einer Rauheitsdichte von $\Lambda_R \approx 6$ bei (a) saugseitiger und (b) druckseitiger Geschwindigkeitsverteilung (Gramespacher et al., 2022).

7.4 Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente

Der Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente wird über eine umfassende Variation der Exzentrizität ausgehend von zweidimensionalen Rippen in Strömungsrichtung ($e = 0$) über Rauheitselemente mit rundem Querschnitt ($e = 1$) hin zu zweidimensionalen Rippen quer zur Strömungsrichtung $e = \infty$ untersucht. Diese Variation wird bei zwei unterschiedlichen Rauheitsdichten von $\Lambda_R \approx 6$ und $\Lambda_R \approx 35$ durchgeführt. In Abbildung 7.5 sind die resultierenden Nußeltzahlverläufe für ausgewählte Oberflächen bei einer Rauheitsdichte $\Lambda_R \approx 6$ und konstanter Eintrittsturbulenz dargestellt. Das in der Abbildung gezeigte Verhalten ist repräsentativ für beide untersuchten Rauheitsdichten. Die Verläufe der Wärmeübergangsverteilungen aller gemessenen Anströmbedingungen und Exzentrizitäten sind in den Anhängen A.3 und A.3 dargestellt. Die Rauheitsdichte $\Lambda_R \approx 35$ zeigt ein sehr ähnliches Verhalten, jedoch ist die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs aufgrund des geringeren Einflusses der Rauheit bei dieser geringeren Dichte stromab verschoben. Der Einfluss des Rauheitsdichteparameters ist nachfolgend in Kapitel 8.3 näher ausgeführt. Sowohl bei saugseitiger als auch druckseitiger Geschwindig-

keitsverteilung führen Rauheitselemente, die in Strömungsrichtung gestreckt sind ($e < 1$, r75l & r75t), zu einem späteren Einsetzen der Transition bis hin zu einer kritischen Exzentrizität, ab der eine noch größere Streckung keinen weiteren mehr Einfluss hat. Dieses Verhalten wird aus Abbildung 7.5 deutlich, in welcher ersichtlich wird, dass die Startstelle der Oberfläche mit quer zur Strömungsrichtung ausgeführten 2D Rippen (r75r, $e = \infty$) stromab der Oberfläche r75f mit einer Exzentrizität von $e = 2,5$ verschoben ist. Noch deutlicher wird der Einfluss der Exzentrizität in Abbildung 8.5, aus der auch der beschriebene Effekt der kritischen Exzentrizität mit maximalem Einfluss auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs hervor geht. Rauheitselemente, die quer zur Strömungsrichtung gestreckt sind ($e > 1$), führen zunächst zu einer Stromaufverschiebung der Transitionsstartstelle. Ab einer Exzentrizität mit maximalem Einfluss (r75f) führt eine weitere Streckung der Rauheitselemente in Richtung zweidimensionaler Rippen quer zur Strömungsrichtung (r75r) zu einem abnehmenden Einfluss auf die Transition. Dies ist vermutlich mit den Strukturen im Nachlauf der Rauheitselemente zu erklären, die sich ab Überschreiten der Exzentrizität mit maximalem Einfluss immer mehr den Strukturen hinter zweidimensionalen Rippen quer zur Strömungsrichtung annähern und dadurch weniger stark zur Bildung von Turbulenzflecken beitragen.

Die gewonnen Erkenntnisse des Einflusses der Exzentrizität der Rauheitselemente auf den Wärmeübergang in transitionalen Grenzschichten wird in Kapitel 8.3 zur Entwicklung einer neuen Korrelation zur Beschreibung der Transitionsstartstelle an rauen Oberflächen verwendet.

8 Entwicklung einer neuen Startstellenkorrelation

Die Vorhersage der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs ist von großer technischer Bedeutung, da diese direkte Auswirkungen auf den Wärmeübergang hat. Besonders bei der Auslegung von Komponenten im Heißgaspfad von Flugzeugtriebwerken ist eine möglichst exakte Beschreibung der Transitionsstartstelle wichtig, da sich diese direkt auf den Kühlluftbedarf der Komponenten und damit auf den Gesamtwirkungsgrad des Triebwerks auswirkt. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine neue, deutlich verbesserte Korrelation zur Beschreibung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs entwickelt. Hierzu wird die in Kapitel 7 vorgestellte Datenbasis zur Charakterisierung des Einflusses der Freistromturbulenz und Oberflächenrauheit auf transitionale Grenzschichten verwendet. Diese umfassende Datenbasis beinhaltet eine Variation der wichtigsten Einflussgrößen wie Turbulenzgrad, turbulentes Längenmaß, Rauheitshöhe, Rauheitsdichte sowie der Exzentrizität der Rauheitselemente. Damit schließt dieser Datensatz die Lücke in verfügbaren experimentellen Untersuchungen. Zusätzlich zu den beschriebenen Einflussgrößen wird die Anströmreynoldszahl sowie die Geschwindigkeitsverteilung variiert.

Zur Entwicklung einer solchen Startstellenkorrelation unter Berücksichtigung der Oberflächenrauheit haben nur eine geringe Anzahl von Autoren vollständige Datensätze veröffentlicht (Gibbins und Al-Shukri, 1997; Stripf, 2007; Lorenz, 2013). Bei glatter Oberfläche existieren trotz einer Vielzahl von Untersuchungen nur wenige Testfälle zum Einfluss der Freistromturbulenz und Beschleunigung auf die transitionale Grenzschicht, die auch Rückschlüsse auf den Einfluss der turbulenten Längenmaße zulassen (Daniels, 1978; Blair und Werle, 1981; Rued und Wittig, 1986; Roach und Brierley, 1990; Arts und Lampert de Rouvroit, 1992; Schiele, 1999). Trotz umfassender Variation der Einflussgrößen beinhalten die erwähnten Untersuchungen meist nicht alle relevanten Messgrößen, um sie bei der Entwicklung einer neuen Startstellenkorrelation berücksichtigen zu können. Da die Turbulenzgrößen oft nur stromauf des Schaufelgitters oder der Messplatte gemessen wurden, sind entlang der Oberfläche keine Informationen über den Turbulenzgrad oder die turbulenten Längenmaße bekannt. In den Arbeiten von Schiele (1999), Stripf (2007) und Lorenz (2013) wird deshalb der Turbulenzgrad an der Startstelle der Transition über ein Zweigleichungs-Turbulenzmodell berechnet. In diesen Modellen ist die hohe Anisotropie der Turbulenz entlang einer Turbinenschaufel nicht berücksichtigt, wodurch der so vorhergesagte Turbulenzgrad fehlerbehaftet sein kann. Die Auswirkungen der Anisotropie auf die Vorhersagbarkeit des Turbulenzgrads stromab der Messstelle in der Eintrittsebene werden von Albiez (2022) näher beschrieben. Weiterhin können wie in Kapitel 7 schon erwähnt bei den Untersuchungen an Schaufelgittern auf der Druckseite aufgrund der konkaven Oberflächenkrümmung Störungen durch Görtler-Wirbel nicht ausgeschlossen werden. Nach heutigen Erkenntnissen haben neben dem Turbulenzgrad auch die turbulenten Längenmaße einen signifikanten Einfluss auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs. Hinsichtlich der turbulenten Längenmaße stellen die Untersuchungen von Roach und Brierley (1990) eine Ausnahme unter den experimentellen Arbeiten dar. Der von diesen Autoren vorgestellte Datensatz beinhaltet detaillierte Messungen der Freistromturbulenz entlang der Messplatte inklusive der turbulenten Längenmaße.

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird zunächst die verwendete Methodik zur Bestimmung der Startstelle aus den Wärmeübergangsverläufen erläutert, bevor dann auf die Entwicklung

einer verbesserten Startstellenkorrelation für glatte Oberflächen eingegangen wird. Diese neue Korrelation wird schließlich um die Beschreibung des Einflusses rauer Oberflächen erweitert.

8.1 Bestimmung der Startstelle und Länge der Transition aus Wärmeübergangsverteilungen

Gemäß einer weit verbreiteten Annahme entstehen Turbulenzflecken in einem eng begrenzten Bereich um eine eindeutig definierbare Startstelle. Entsprechend spiegeln konventionelle Modelle dieses Verhalten wider und beschreiben das Wachstum der Turbulenzflecken ausgehend von einer Linienquelle. Zur Vorhersage der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs werden Korrelationen verwendet. Solche Korrelationen unter Berücksichtigung des Einflusses der lokalen Turbulenzintensität wurden für glatte Oberflächen bspw. von Mayle (1991), Schiele (1999) oder Stripf (2007) entwickelt. Eine Startstellenkorrelation, die neben dem Einfluss des Turbulenzgrads auch den des Druckgradienten berücksichtigt, wurde von Menter et al. (2004) vorgestellt. Die Annahme der Turbulenzfleckenentstehung entlang einer Linienquelle konnte jedoch mittels detaillierter Heißfilmmessungen von Albiez et al. (2020) erstmals eindeutig widerlegt werden (Mayle und Stripf, 2021). Die Autoren zeigen, dass die Turbulenzflecken verteilt über nahezu die gesamte Länge des laminar-turbulenten Übergangs entstehen. Eine Möglichkeit der Definition der Transitionsstartstelle ist also die Bestimmung der Position, an der erste junge Turbulenzflecken entstehen. Diese jungen Turbulenzflecken sind aufgrund ihres geringen Alters noch von anderen Turbulenzflecken unbeeinflusst. Zur Detektion dieser jungen Turbulenzflecken werden zeitlich hochaufgelöste Messungen mit Heißfilmsensoren benötigt, die aufwändig mit dem Algorithmus von Mayle und Stripf (2021) ausgewertet werden müssen. Da in vorhergehenden Untersuchungen meist keine Heißfilmsensormessungen in Wandnähe zur Verfügung standen, wurden die Intermittenzverteilungen basierend auf Wärmeübergangsmessungen, Wandschubspannungsmessungen oder Turbulenzmessungen innerhalb der Grenzschicht ermittelt. Ausgehend von einer linienquellenartigen Turbulenzfleckenentstehung, wird die Startstelle der Transition dann üblicherweise unter Verwendung eines Schwellwerts der Intermittenz bestimmt (Gostelow und Blunden, 1989; Gostelow et al., 1994; Albiez et al., 2020). Die Intermittenz beschreibt den zeitlichen Anteil der Grenzschicht, der turbulent ist. Da die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Startstellenkorrelation in weit verbreiteten Transitionsmodellen verwendet werden soll, wird die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs nachfolgend als Linienquelle behandelt. Um eine Korrelation abzuleiten, muss hierzu auf Basis der in Kapitel 7 vorgestellten Wärmeübergangsverteilungen die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs gefunden werden, sodass an dieser Position der Turbulenzgrad, die turbulenten Längenmaße und auch die Grenzschichtdicken ermittelt werden können. Albiez et al. (2020) messen die Intermittenzverteilungen an derselben Messstrecke und unter denselben Randbedingungen wie in der vorliegenden Arbeit. Aufgrund der verwendeten Messtechnik sind die von Albiez et al. durchgeführten Messungen nur bei glatter Oberfläche möglich. Allerdings können diese Ergebnisse zur Validierung der nachfolgend vorgestellten Methode zur Bestimmung der Intermittenzverteilung auf Basis von Wärmeübergangsverteilungen verwendet werden.

Während des laminar-turbulenten Übergangs steigt der Wärmeübergang vom laminaren auf das turbulente Niveau, während die Intermitenz vom Wert null auf den Wert eins ansteigt. Daher sind Wärmeübergang und Intermitenz über den nachfolgenden Zusammenhang verknüpft:

$$\gamma_{ht} = \frac{Nu_c(s) - Nu_{c,lam}(s)}{Nu_{c,turb}(s) - Nu_{c,lam}(s)}. \quad (8.1)$$

Der Index „ht“ steht für die Intermitenz, die auf Basis des Wärmeübergangs ermittelt wird. Als laminares Wärmeübergangsniveau wird die Messung bei gleicher Anströmreynoldszahl und geringstem Turbulenzgrad bei glatter Oberfläche verwendet. Um Messfehler zu kompensieren, wird das Niveau dieses Verlaufs geringfügig angepasst, damit die jeweiligen Minima übereinstimmen. Da das turbulente Niveau von der Startstelle der Transition, dem Druckgradienten und der Oberflächenrauheit abhängt, ist dessen Bestimmung aufwändiger. Aus den Abbildungen 7.1-7.5 wird deutlich, dass die Form des turbulenten Wärmeübergangs bei konstanter Anströmreynoldszahl und unterschiedlicher Turbulenz sehr ähnlich ist. Daher kann zur Beschreibung des turbulenten Niveaus ein berechneter Verlauf verwendet werden. Die notwendigen Berechnungen werden mit dem Grenzschichtcode BLPro und einem Zwei-Schicht- k,ε -Modell durchgeführt (Stripf et al., 2009). Dieser Grenzschichtcode basiert auf der Methode von Patankar und Spalding (1970) und wurde umfassend durch Vergleichsrechnungen mit dem Grenzschichtcode ALFA des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen validiert. Das Niveau des berechneten turbulenten Wärmeübergangsniveaus wird geringfügig angepasst, so dass das Maximum der gemessenen Verteilung stromab der Transitionsstartstelle mit dem berechneten übereinstimmt. Die aus dieser Methode resultierenden Intermitenzverteilungen sind für drei unterschiedliche Testfälle in Abbildung 8.1 dargestellt. Die Symbole verdeutlichen die über Heißfilmmessungen direkt bestimmten Intermitenzverläufe von Albiez et al. (2020). Wie in Abbildung 8.1 zu sehen ist, wird eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden erreicht. Dies trifft auf alle verfügbaren Testfälle mit glatter Oberfläche zu. Basierend auf den so ermittelten Intermitenzverläufen wird die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs analog zum Vorgehen anderer Untersuchungen (Gostelow und Blunden, 1989; Gostelow et al., 1994; Albiez et al., 2020) an der Stelle festgelegt, an der die Intermitenz $\gamma_{ht} = 1\%$ erreicht.

Es wird aus zweierlei Gründen angenommen, dass diese Methode auch für die Anwendung an rauen Oberflächen geeignet ist: Erstens ist die Form der Wärmeübergangsverteilungen in den turbulenten Bereichen der Grenzschichten ähnlich und durch die Oberflächenrauheit lediglich nach oben verschoben (siehe Abbildung 7.4). Zweitens hat eine Fehlerabschätzung gezeigt, dass ein Fehler von 20% im berechneten turbulenten Wärmeübergang einen sehr geringen Einfluss auf die Intermitenz γ_{ht} hat. So ist die daraus resultierende maximale Abweichung in der dimensionslosen Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs s_t/c für alle Testfälle kleiner als $5 \cdot 10^{-3}$.

Nach demselben Prinzip kann auch das Ende der Transition bestimmt werden. Analog zu Mayle (1991) und Gostelow et al. (1994) wird das Transitionsende an der Stelle angenommen, an der die Intermitenz $\gamma_{ht} = 99\%$ entspricht. Während die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs nur geringfügig vom berechneten turbulenten Wärmeübergang abhängt, ist dessen Einfluss auf das Transitionsende größer. Bei einem Fehler im berechneten turbulenten Wärmeübergang von

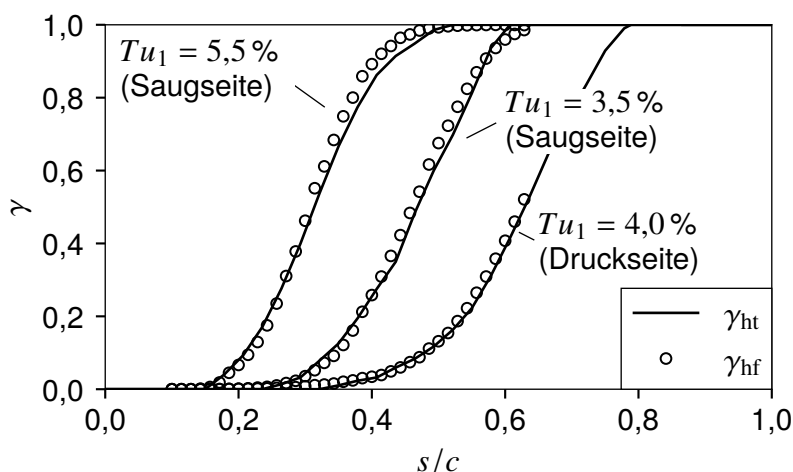


Abbildung 8.1: Verteilungen der aus den Nußeltzahlverteilungen über Gleichung (8.1) bestimmten Intermittenz im Vergleich zur direkt über Heißfilmmessungen bestimmten Intermittenz von Albiez et al. (2020) bei $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ (Gramespacher et al., 2022).

20 % zeigt die Fehlerabschätzung eine maximale Abweichung in der dimensionslosen Position des Endes der Transition für alle Testfälle kleiner als $5 \cdot 10^{-2}$.

Um die Transitionsstartstelle mit dem lokalen Turbulenzgrad und den lokalen turbulenten Längenmaßen zu korrelieren, werden diese Turbulenzparameter aus X-Draht Messungen bestimmt. Diese Messungen werden im Mittelschnitt bei einem Wandabstand von 4 mm über dem horizontalen Bereich der ebenen Platte durchgeführt. Aus diesen Messungen, die im Detail in Albiez et al. (2020) und Albiez (2022) beschrieben sind, sind alle Reynoldsnormalspannungen sowie die Makro- und Mikrolängenmaße entlang der Oberfläche bekannt. Weitere für die Korrelation benötigte Größen wie die Verdrängungsdicke oder Impulsverlustdicke sind aufgrund der sehr dünnen Grenzschichten nicht messbar und werden daher durch Lösen der laminaren Grenzschichtgleichungen mit dem Löser BLPro bestimmt. Hierbei bleibt unberücksichtigt, dass die Dicke der laminaren Grenzschicht mit steigender Freistromturbulenz und Oberflächenrauheit etwas zunimmt (Bammert und Sandstede (1980) und Gibbins und Al-Shukri (1997)). Da bis heute jedoch kein Modell zur Verfügung steht, um diesen Einfluss zuverlässig zu berücksichtigen, erleichtert die Verwendung der berechneten Grenzschichtdicken sogar die Anwendung der Startstellenkorrelation in entsprechenden Transitionsmodellen.

8.2 Entwicklung einer Korrelation für glatte Oberflächen

In der Literatur häufig verwendete Korrelationen zur Beschreibung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bei glatten Oberflächen berücksichtigen meist nur die lokale Turbulenzintensität (Abu-Ghannam und Shaw, 1980; Mayle, 1991; Schiele, 1999). Neben der lokalen Freistromturbulenz berücksichtigt die Korrelation von Menter et al. (2006) zusätzlich den lokalen Druckgradienten. Die Untersuchungen von Stripf (2007) bei für Turbinenschaufeln typischen

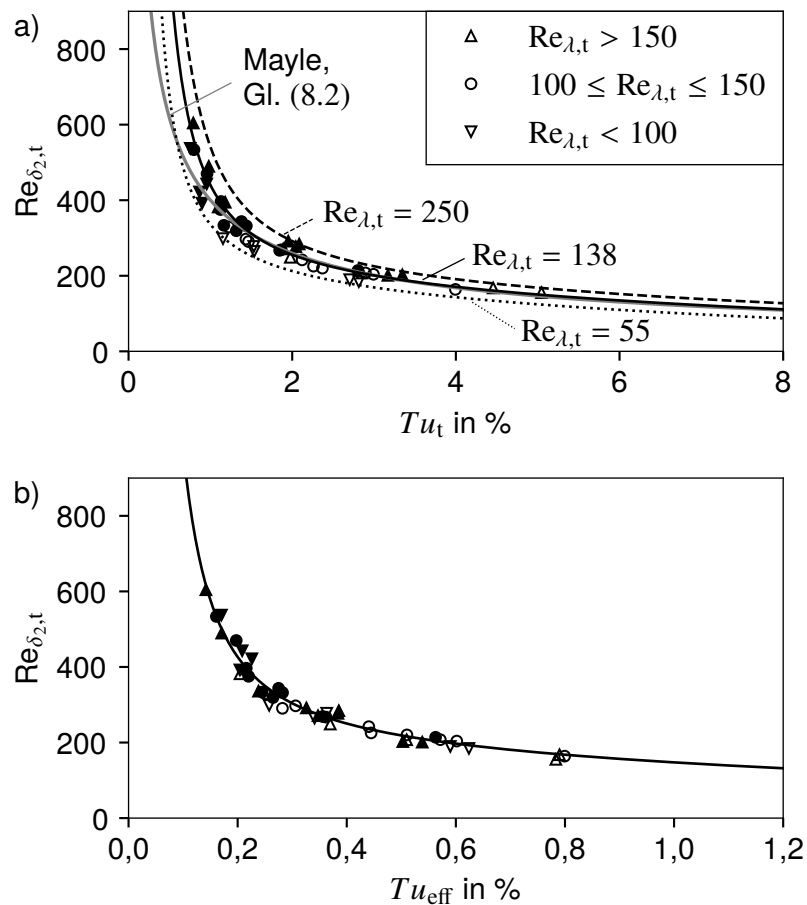


Abbildung 8.2: Korrelation zur Beschreibung der Transitionsstartstelle bei glatter Oberfläche. Offene Symbole stellen die Druckseite dar, während geschlossene Symbole die Ergebnisse der Saugseite repräsentieren (Gramespacher et al., 2022).

Beschleunigungen zeigen, dass durch die Berücksichtigung des Druckgradienten keine signifikante Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit zu erreichen ist, weshalb dieser nicht weiter berücksichtigt wird.

Eine der am häufigsten verwendeten Korrelation ist die von Mayle (1991), welche die mit der Impulsverlustdicke gebildete Reynoldszahl mit dem Turbulenzgrad korreliert. Der Index „t“ verdeutlicht, dass die Werte an der Startstelle der Transition verwendet werden:

$$Re_{\delta_{2,t}} = 22,5 Tu_t^{-5/8}. \quad (8.2)$$

Diese Korrelation ist in Abbildung 8.2a als graue Linie dargestellt. Der Vergleich mit dem in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Datensatz, der auch in Gramespacher et al. (2022) veröffentlicht ist, zeigt, dass die Datenpunkte um diese Linie herum streuen. Dabei ist die Streuung wie bei den von Mayle zur Entwicklung von Gleichung (8.2) verwendeten Originaldaten und kann unterschiedliche Ursachen haben. Neben der Messunsicherheit und verschiedenen Druckgradienten haben unterschiedliche turbulente Längenmaße voraussichtlich den größten Einfluss auf

die Startstellenreynoldszahl. Weiterhin wird deutlich, dass die Startstellen auf der Druckseite, die mit offenen Symbolen dargestellt sind, tendenziell unterhalb der Korrelation von Mayle liegen, während die Daten der Saugseite mit geschlossenen Symbolen eher oberhalb der Korrelation liegen. Da ein Einfluss der Oberflächenkrümmung im vorliegenden Datensatz ausgeschlossen werden kann, liegt nahe, dass die von Stripf (2007) gefundenen Abweichungen auf der Druckseite nicht ausschließlich auf Sekundärinstabilitäten wie bspw. Görtler-Wirbel zurückgeführt werden können.

Aus Abbildung 8.2a wird außerdem deutlich, dass die Impulsverlustdickenreynoldszahlen $Re_{\delta_{2,t}}$ für kleine Turbulenzgrade ($Tu_t \leq 1\%$) nicht in Übereinstimmung mit der Mayle-Korrelation sind. Die gleiche Beobachtung konnte beim Versuch, eine Startstellenkorrelation für raue Oberflächen zu entwickeln, gemacht werden. Auch hier weichen die Impulsverlustdickenreynoldszahlen bei sehr kleinen Rauheitshöhen und Turbulenzgraden von denen mit der Mayle-Korrelation vorhergesagten ab. Dasselbe wurde von Stripf et al. (2009) und Lorenz et al. (2013) beobachtet, weshalb die beiden Autoren eine von Stripf et al. modifizierte Form von Gleichung (8.2) verwenden und so deren Korrelationen zur Vorhersage der Transitionstartstelle bei rauen Oberflächen verbessern.

Der vorliegende Datensatz beinhaltet erstmals Messungen der turbulenten Längenmaße entlang der Messplatte, wodurch diese in die Korrelationsentwicklung einfließen können.

In Abbildung 8.2a sind die Datenpunkte in drei Bereiche mit unterschiedlicher Turbulenzreynoldszahl unterteilt. Diese Darstellung macht deutlich, dass die kleineren Turbulenzreynoldszahlen mit kleinen turbulenten Längenmaßen bei konstantem Turbulenzgrad zu einer früheren Transition führen. Um diesen Einfluss zu berücksichtigen, wird ein effektiver Turbulenzgrad eingeführt:

$$Tu_{\text{eff}} = Tu_t Re_{\lambda,t}^{-1/3}. \quad (8.3)$$

Der Exponent von $-1/3$ resultiert aus einer Minimierung der Streuung der Daten bei glatter Oberfläche. Interessanterweise wird derselbe Exponent in einer von Mayle vorgeschlagenen Startstellenkorrelation verwendet, die auf Basis rein theoretischer Überlegungen unter Verwendung des Taylor-Druckgradienten von ihm hergeleitet wird (Mayle (2018, Kap. 6.2.2)). Wie in Abbildung 8.2b dargestellt, streuen die Daten bei Verwendung des effektiven Turbulenzgrads nur in einem sehr engen Band um die Kurve

$$Re_{\delta_{2,t,s}} = (38,7 Tu_{\text{eff}})^{-2} - 74 \ln Tu_{\text{eff}} - 200. \quad (8.4)$$

Die durchgezogene Linie in Abbildung 8.2a entspricht dieser Korrelation mit der durchschnittlichen Turbulenzreynoldszahl von $Re_{\lambda} = 138$. Dieser Wert sollte für Datensätze verwendet werden, in denen zu den turbulenten Längenmaßen keine Angaben vorliegen. Die gestrichelten und gepunkteten Linien in Abbildung 8.2a repräsentieren die minimalen und maximalen Turbulenzreynoldszahlen des zur Entwicklung der Korrelation verwendeten Datensatzes.

8.3 Entwicklung einer Korrelation für raue Oberflächen

Zur Entwicklung der Startstellenkorrelation für raue Oberflächen wird größtenteils der in dieser Arbeit geschaffene Datensatz verwendet, da die aus der Literatur verfügbaren Daten von Gibbins und Al-Shukri (1997), Stripf (2007) und Lorenz (2013) mit den zuvor beschriebenen Unsicherheiten hinsichtlich der Freistromturbulenz und dem Einfluss der Oberflächenkrümmung behaftet sind. Die Literaturdaten werden aber später zur Validierung der neuen Korrelation herangezogen.

Als Ausgangspunkt der Korrelationsentwicklung dient der Ansatz von Lorenz et al. (2013). Dieser beinhaltet die Startstellenreynoldszahl für glatte Oberflächen $\text{Re}_{\delta_{2,t,s}}$ und eine Funktion zur Berücksichtigung der Oberflächenrauheit $f_r(k_\delta)$, die von der relativen Rauheitshöhe $k_\delta = k_{\text{eff}}/\delta_{1,t}$ an der Transitionsstartstelle abhängt:

$$\text{Re}_{\delta_{2,t,r}} = \begin{cases} \text{Re}_{\delta_{2,t,s}} & k_\delta \leq 0,1 \\ [1/\text{Re}_{\delta_{2,t,s}} + f_r(k_\delta)]^{-1} & k_\delta > 0,1 \end{cases} \quad (8.5)$$

Zur Beschreibung des Rauheitseinflusses auf die Grenzschicht hat sich in der Literatur das Verhältnis von Rauheitshöhe zur Verdrängungsdicke der laminaren Grenzschicht als sinnvoll erwiesen. Die Rauheitsreynoldszahl k^+ , die zur Beschreibung des Rauheitseinflusses auf die turbulente Grenzschicht geeignet ist, eignet sich an dieser Stelle nicht (Stripf, 2007). Lorenz (2013) definiert die effektive Rauheitshöhe zu:

$$k_{\text{eff}} = f_\Lambda f_e (k - h_m) = f_\Lambda (1 - \Lambda_R^{-1}) f_e k. \quad (8.6)$$

Hierbei entspricht $h_m = V_R/A_S$ der mittleren Rauheitshöhe (engl.: „meltdown height“), die in Tabelle 4.1 angegeben ist. Über die reduzierte Rauheitshöhe $k - h_m$ wird berücksichtigt, dass die Strömung in den Tälern zwischen sehr dicht gepackten Rauheitselementen nur einen geringen Einfluss auf die Grenzschicht hat. Ein ähnlicher Ansatz wird auch von McClain et al. (2006) zur Bestimmung der turbulenten Wandschubspannung verwendet. Obwohl die Rauheitsdichte teilweise über die reduzierte Rauheitshöhe berücksichtigt wird, muss zusätzlich eine Korrekturfunktion f_Λ verwendet werden, um deren Einfluss vollständig zu erfassen. Weiterhin wird in Gleichung (8.6) der Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente über die Korrekturfunktion f_e berücksichtigt.

Zur Bestimmung der Rauheitsfunktion $f_r(k_\delta)$ werden die Oberflächen mit Rauheitselementen mit rundem Querschnitt ($e = 1$) und einer Rauheitsdichte von $\Lambda_R \approx 6$ verwendet. Für diese Auswahl an Daten gilt sowohl $f_\Lambda = 1$ sowie $f_e = 1$, wodurch die effektive Rauheitshöhe direkt berechnet werden kann. In Abbildung 8.3a ist die Impulsverlustdickenreynoldszahl an der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs für die so ausgewählten Testfälle in Abhängigkeit des effektiven Turbulenzgrads dargestellt. Durch die Gruppierung der Daten in unterschiedliche dimensionslose effektive Rauheitshöhen wird deutlich, dass der Einfluss der Turbulenz auf die Transition bei geringen Rauheitshöhen am ausgeprägtesten ist. Mit zunehmender Rauheitshöhe k_δ nehmen sowohl die kritische Impulsverlustdickenreynoldszahl als auch der Einfluss

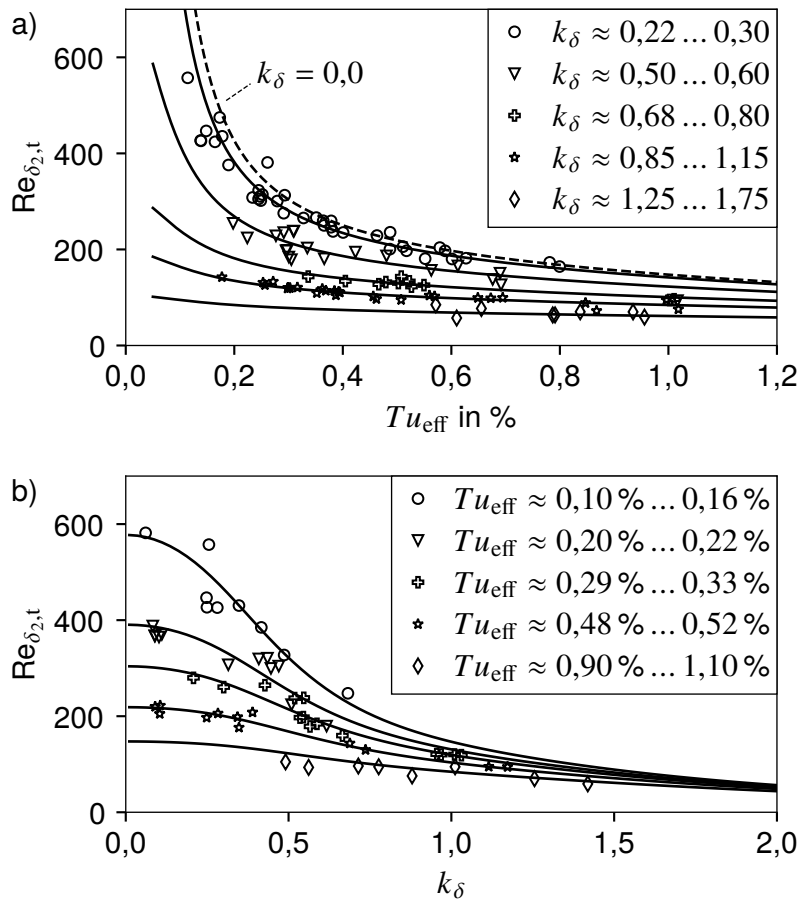


Abbildung 8.3: Impulsverlustdickenreynoldszahlen an der Transitionsstartstelle für alle rauen Oberflächen mit $e = 1$ und $\Lambda_R \approx 6$. Die Datenbasis enthält alle gemessenen Anströmreynoldszahlen und Turbulenzgrößen. Die Linien entsprechen Gleichung (8.5) mit jeweils dem Mittelwert des angegebenen Bereichs für k_δ und Tu_{eff} (Gramespacher et al., 2022).

der Turbulenz ab. Dieselben Daten sind in Abbildung 8.3b über der dimensionslosen effektiven Rauheitshöhe gruppiert nach effektiven Turbulenzgraden dargestellt. Obwohl es aus dieser Darstellung nicht ersichtlich ist, wird bei Analyse des gesamten Datensatzes deutlich, dass der Einfluss der Oberflächenrauheit für Rauheitshöhen von $k_\delta \leq 0,1$ vernachlässigbar ist. Hieraus resultiert die Grenze der Fallunterscheidung in Gleichung (8.5). Bei geringem effektiven Turbulenzgrad wird ein sehr großer Einfluss der Oberflächenrauheit auf den laminar-turbulenten Übergang deutlich, der mit zunehmendem Turbulenzgrad abnimmt.

Mit dem vorliegenden Datensatz resultiert eine Rauheitsfunktion

$$f_r(k_\delta) = 21,3 \left[\exp(-9,2 k_\delta) (k_\delta - 0,1)^{6,8} + 0,003 [1 - \exp(-0,07 k_\delta)] (k_\delta - 0,1) \right]. \quad (8.7)$$

Im Gegensatz zu den Korrelationen von Stripf et al. (2009) und Lorenz et al. (2013) ist diese neue Rauheitsfunktion nur von der Rauheitshöhe k_δ abhängig, während in deren Funktionen eine weitere Abhängigkeit vom Turbulenzgrad nötig war, um die Daten zu beschreiben. Dies

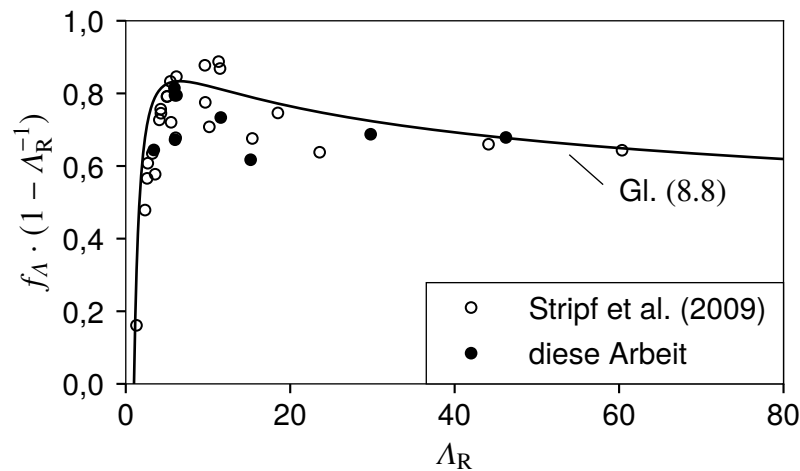


Abbildung 8.4: Einfluss von Waigh und Kinds Rauheitsdichteparameter Λ_R auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs (Gramespacher et al., 2022).

deutet darauf hin, dass die Genauigkeit der neuen Korrelation zur Beschreibung der Transitionsstartstelle bei glatter Oberfläche (Gleichung (8.4)) ausreichend ist, um den Einfluss der Turbulenz auch bei rauen Oberflächen abzubilden. Die Linien in Abbildung 8.3 verdeutlichen die neue Startstellenkorrelation (Gleichung (8.5)) jeweils für den Mittelwert des in der Legende angegebenen Bereichs.

Zur Berücksichtigung der Rauheitsdichte in Gleichung (8.6) werden zur Bestimmung der Korrekturfunktion f_Λ alle vorhandenen Messdaten mit $e = 1$ verwendet. Für jede Rauheitsdichte Λ_R werden die Gleichungen (8.5-8.7) an die Daten angepasst, um jeweils den Wert für f_Λ zu finden, der zur geringsten Abweichung führt. Die so ermittelten Werte sind in Abbildung 8.4 als gefüllte Symbole dargestellt. Um den vollständigen Einfluss der Rauheitsdichte in Gleichung (8.6) zu verdeutlichen, ist die Ordinate mit dem Faktor $(1 - \Lambda_R^{-1})$ multipliziert. Wie aus dieser Abbildung hervorgeht, sind für sehr dicht gepackte Oberflächen keine Daten verfügbar und die Streuung ist groß. Daher werden die Ergebnisse von Stripf et al. (2009) neu ausgewertet, um eine Datenbasis mit größerer Variation des Rauheitsdichteparameters zu erhalten. Die daraus resultierenden Werte für f_Λ sind in Abbildung 8.4 als offene Symbole dargestellt. Die beiden Punkte mit größter Rauheitsdichte (kleine f_Λ) stammen von Oberflächen mit kegelstumpfförmigen Dellen. Die verbleibenden Oberflächen werden analog zu den Untersuchungen in dieser Arbeit durch Kegelstümpfe gebildet. Unter Vernachlässigung der Ausreißer nach unten werden diese Daten durch folgende Rauheitsdichtefunktion beschrieben:

$$f_\Lambda = 1,38 \Lambda_R^{-0,18} \quad (8.8)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 8.4 als Linie dargestellt. Durch die Vernachlässigung der Ausreißer nach unten wird vermieden, dass im Zweifelsfall ein zu geringer Rauheitseinfluss vorhergesagt wird. Hiermit wird gerade bei der Auslegung von Komponenten wie einer Triebwerksbeschaufelung der Sicherheit Rechnung getragen, eher zu hohe als zu geringe Rauheitseinflüsse

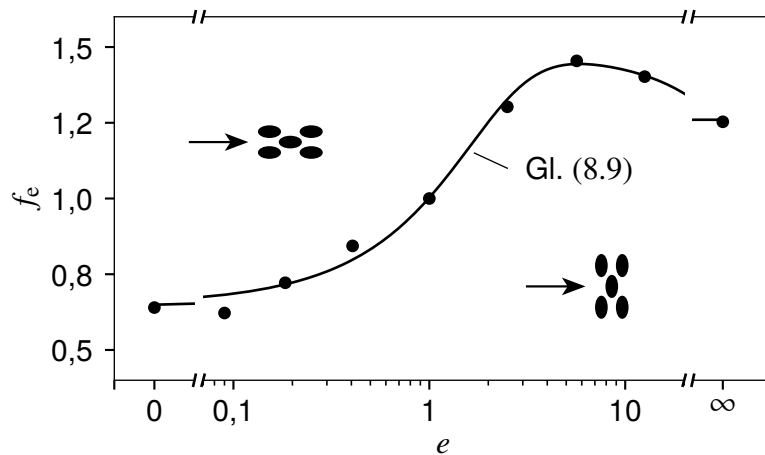


Abbildung 8.5: Einfluss der Exzentrizität der Rauheitsselemente auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs (Gramespacher et al., 2022).

vorherzusagen. Für eine Rauheitsdichte mit dem maximalen Einfluss auf die Grenzschicht von $\Lambda_R \approx 6$ resultiert $f_\Lambda \approx 1$, was einem maximalen Wert von $f_\Lambda(1 - \Lambda_R^{-1}) = 5/6$ entspricht.

Der Einfluss der Rauheitsselemente mit elliptischem Querschnitt ($e \neq 1$) auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs wird über die Korrekturfunktion f_e berücksichtigt. Zu deren Bestimmung wird der gesamte Datensatz mit zwei unterschiedlichen Rauheitsdichten verwendet. Dabei wird für jede Exzentrizität mit Hilfe der Gleichungen (8.5-8.8) der Wert von f_e bestimmt, der zur geringsten Abweichung führt. Die daraus resultierenden Werte sind nach Exzentrizität gruppiert in Abbildung 8.5 dargestellt. Der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Transition wird deutlich geringer, wenn die Rauheitsselemente in Strömungsrichtung gestreckt werden ($e < 1$). Für $e \leq 0,1$ geht der Einfluss der Exzentrizität gegen einen konstanten Wert von $f_e = 0,65$, der dem Wert von zweidimensionalen Rippen in Strömungsrichtung entspricht. Demnach ist auch der Einfluss von in Strömungsrichtung gestreckten zweidimensionalen Rippen auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs nicht völlig vernachlässigbar. Rauheitsselemente, die quer zur Strömungsrichtung gestreckt sind, zeigen ein gegenläufiges Verhalten. Zunächst steigt der Einfluss auf die Grenzschicht mit zunehmender Exzentrizität, bis bei $e \approx 6$ mit $f_e = 1,45$ der maximale Einfluss erreicht ist. Mit weiter zunehmender Exzentrizität nimmt der Einfluss der Rauheitsselemente auf die Grenzschicht ab, da das Verhalten der Strukturen im Nachlauf der Rauheitsselemente immer mehr dem von zweidimensionalen Rippen quer zur Strömungsrichtung entspricht. Weiterhin scheint der Wert der Exzentrizität mit maximalem Einfluss auf die Grenzschicht leicht von der Rauheitsdichte abzuhängen. Dies lässt sich mit der vorliegenden Datenbasis und den zwei untersuchten Rauheitsdichten jedoch nicht abschließend beurteilen, da aus ihnen kein klarer Trend hervorgeht. Die für f_e dargestellten Werte stellen also den mittleren Einfluss der Exzentrizität bei den beiden untersuchten Rauheitsdichten dar. Hierzu sind weitere experimentelle Untersuchungen oder Direkte Numerische Simulationen notwendig. Die Ergebnisse des vorliegenden Datensatzes werden über folgende, in Abbildung 8.5 als Linie dargestellte Gleichung beschrieben:

$$f_e = \begin{cases} [0,86 \exp(-e) + 0,0007 e^{3/2} + 0,68]^{-1} & e \leq 30, \\ 1,26 & e > 30. \end{cases} \quad (8.9)$$

8.4 Genauigkeit der neuen Startstellenkorrelation

Zur Beurteilung der Qualität der neuen Startstellenkorrelation ist in Abbildung 8.6a ein Vergleich der vorhergesagten kritischen Impulsverlustdickenreynoldszahlen mit denen aus dem Versuch dargestellt. Der Großteil der Punkte liegt in einem Fehlerband von $\pm 20\%$. Die mittlere Abweichung in der kritischen Impulsverlustdickenreynoldszahl $Re_{\delta_{2,t}}$ beträgt für die Testfälle bei glatter Oberfläche $5,9\%$. Werden nur Testfälle mit rauher Oberfläche, $e = 1$ und $\Lambda_R \approx 6$ betrachtet, steigt die mittlere Abweichung auf $6,5\%$. Die Betrachtung aller Testfälle, die Rauheitselemente mit kreisförmigem Querschnitt ($e = 1$) und unterschiedlicher Rauheitsdichte aufweisen, resultiert in einer mittleren Abweichung von $6,8\%$, die unter Berücksichtigung aller untersuchten Testfälle auf $7,4\%$ ansteigt. In Tabelle 8.1 ist ein Überblick über die mittleren Abweichungen und die Standardabweichungen für die verschiedenen Gruppen des Datensatzes dargestellt. Weiterhin sind als Vergleich die Abweichungen resultierend aus dem vorliegenden Datensatz und den Korrelationen von Stripf et al. (2009) und Lorenz et al. (2013) aufgeführt. Zusätzlich sind die Abweichungen der Korrelationen von Stripf et al. und Lorenz et al. in den Abbildungen 8.6b und 8.6c dargestellt. Aus dieser Darstellung wird deutlich, dass die Vorhersagegenauigkeit mit der neuen Startstellenkorrelation bei deutlich größerem Parameterbereich signifikant verbessert wird. Die Vergrößerung des vorliegenden Datenbereichs im Vergleich zu den früheren Untersuchungen bezieht sich auf die Exzentrizität der Rauheitselemente und ist in Tabelle 8.2 zusammengefasst. Die Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit der neuen Startstellenkorrelation ist hierbei in erster Linie auf die Berücksichtigung der turbulenten Längenmaße in der Korrelation zur Beschreibung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs an der glatten Oberfläche zurückzuführen. Entgegen der Erwartungen liefert die Korrelation von Lorenz et al. (2013) bei Betrachtung des gesamten Datensatzes eine sehr hohe mittlere Abweichung sowie Standardabweichung. Diese resultieren primär aus den Datenpunkten mit sehr kleinen und sehr großen Exzentrizitäten. Eine Einschränkung der Datenpunkte auf den von Lorenz et al. verwendeten Parameterbereich von $0,36 \leq e \leq 3$ führt zu einer Reduktion der mittleren Abweichung und Standardabweichung auf $8,8\%$ und $8,5\%$.

Neben einer genauen Vorhersage der kritischen Impulsverlustdickenreynoldszahl ist die Abweichung in der vorhergesagten Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs von großem Interesse. Zu deren Bewertung sind in Tabelle 8.3 die mittleren Abweichungen und Standardabweichungen der mit der Sehnenlänge normierten Startstelle ($|\Delta s_t|/c$) zusammengefasst. Aus dieser Übersicht wird deutlich, dass sich die Verbesserung der in dieser Arbeit entwickelten Korrelation nicht nur in der Vorhersage der Impulsverlustdickenreynoldszahl an der Startstelle, sondern auch in der Startstelle des laminar-turbulenten-Übergangs selbst widerspiegelt. Die mittlere Abweichung beträgt bei Betrachtung des gesamten Datensatzes $5,4\%$, während die Standardabweichung 7% beträgt. In absoluten Abständen der vorliegenden Messstrecke entspricht dies einer mittleren Abweichung und Standardabweichung in der Lauflänge von 19 mm

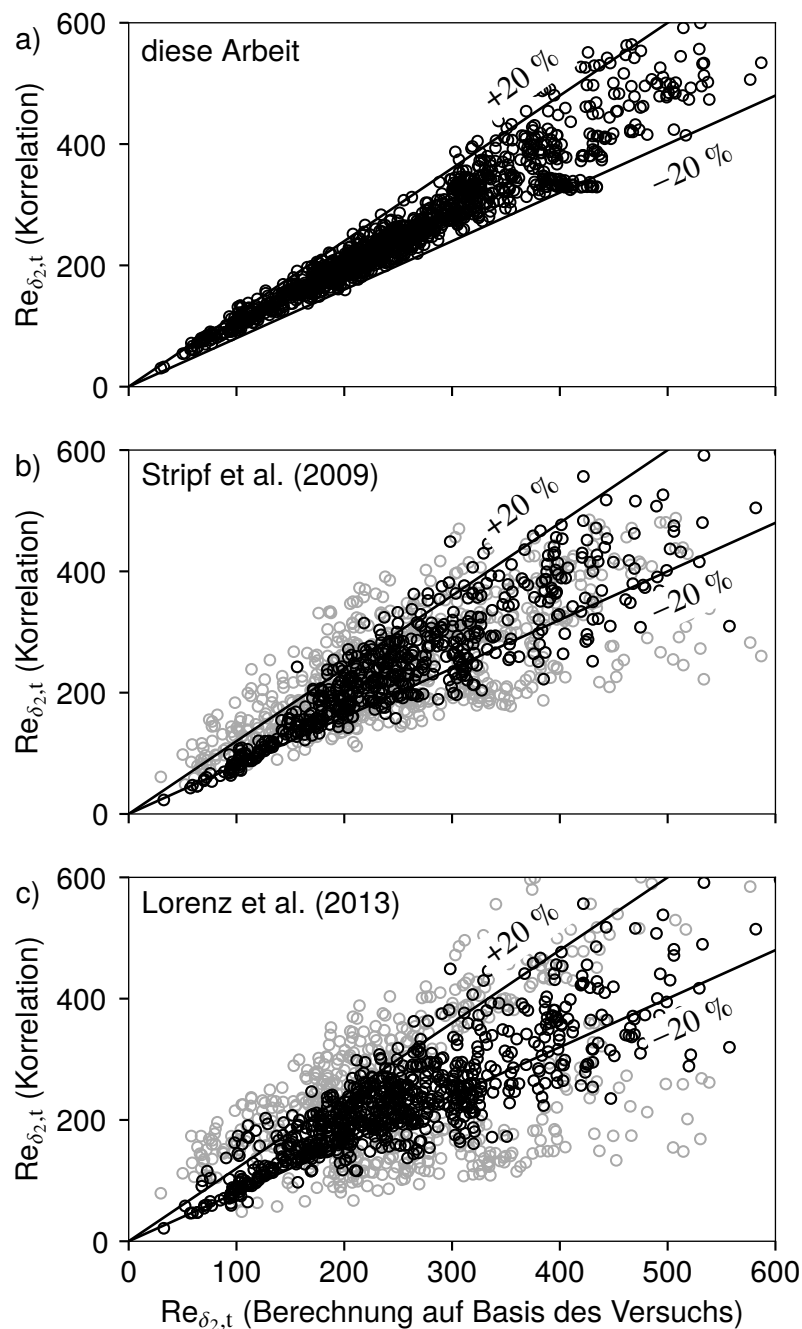


Abbildung 8.6: Vergleich der über die Startstellenkorrelation bestimmten kritischen Impulsverlustdickenreynoldszahlen mit denen aus dem Versuch. Die grauen Symbole stellen den gesamten Datensatz dar, während die Daten, deren Parameter im Geltungsbereich der jeweiligen Korrelationen liegen, in schwarz dargestellt sind (Gramespacher et al., 2022).

und 25 mm. Die Transitionstartstelle variiert in einem Gesamtbereich von $s = 4 \text{ mm} \dots 322 \text{ mm}$. Diese geringe Abweichung ist für die meisten Anwendungsgebiete ausreichend, wodurch sich die Herausforderung bei Verwendung der neuen Startstellenkorrelation auf die Vorhersage der korrekten Randbedingungen verlagert.

Tabelle 8.1: Mittlere Abweichung und Standardabweichung der Startstellenkorrelationen von $Re_{\delta_{2,t}}$ (Gramespacher et al., 2022).

Korrelation		glatt	$e = 1$ $\Lambda_R \approx 6$	$e = 1$	alle Daten
Stripf et al. (2009)	mittl. Abw.	16,8 %	16,3 %	13,9 %	18,9 %
	Standardabw.	11,4 %	17,2 %	16,1 %	24,8 %
Lorenz et al. (2013)	mittl. Abw.	16,8 %	15,6 %	14,5 %	31,6 %
	Standardabw.	11,4 %	17,0 %	15,1 %	42,0 %
diese Arbeit	mittl. Abw.	5,9 %	6,5 %	6,8 %	7,4 %
	Standardabw.	7,3 %	8,4 %	8,6 %	9,5 %

Tabelle 8.2: Parameterbereich zur Entwicklung der neuen Startstellenkorrelation (Gramespacher et al., 2022).

Korrelation		Tu_t	$Re_{\lambda,t}$	$k_{\text{eff}}/\delta_{1,t}$	Λ_R	e
Stripf et al. (2009)	min	0,2 %	k. A.	0,08	1,0	1,0
	max	15,7 %	k. A.	5,0	64,0	1,0
Lorenz et al. (2013)	min	0,2 %	k. A.	0,1	1,2	0,36
	max	15,7 %	k. A.	6,3	61,0	3,0
diese Arbeit	min	0,18 %	47,0	0,04	1,2	0,09*
	max	8,61 %	310,0	2,88	60,0	12,6*

* zusätzlich: 2D Rippen in und quer zur Strömungsrichtung.

Tabelle 8.3: Mittlere Abweichung und Standardabweichung der Korrelationen in der Transitionsstartstelle ($|\Delta s_T|/c$) (Gramespacher et al., 2022).

Korrelation		glatt	$e = 1$ $\Lambda_R \approx 6$	$e = 1$	alle Daten
Stripf et al. (2009)	mittl. Abw.	14,9 %	8,8 %	8,4 %	10,6 %
	Standardabw.	12,6 %	9,6 %	8,8 %	10,7 %
Lorenz et al. (2013)	mittl. Abw.	14,9 %	8,8 %	8,3 %	15,4 %
	Standardabw.	12,6 %	9,7 %	8,3 %	14,1 %
diese Arbeit	mittl. Abw.	5,6 %	4,8 %	5,2 %	5,4 %
	Standardabw.	5,9 %	6,3 %	6,4 %	7,0 %

8.5 Einfluss der Rauheit auf die Transitionslänge

Nachdem, wie in Kapitel 8.1 beschrieben, der Beginn und das Ende des laminar-turbulenten Übergangs bestimmt werden können, sollen an dieser Stelle noch die unterschiedlichen Einflüsse auf die Länge der Transition untersucht werden. Wie die Abbildungen 7.1 und 7.2 nahelegen, ist die Länge des laminar-turbulenten Übergangs abhängig vom lokalen Druckgradienten. Bei beschleunigten Grenzschichten ist das Wachstum der Turbulenzflecken verlangsamt und die Transitionsbereiche sind länger, während eine verzögerte Strömung zu einem schnelleren Anwachsen der Turbulenzflecken und damit zu kürzeren Transitionsbereichen führt (Gostelow et al., 1996; D'Ovidio et al., 2001). Die vorliegenden Ergebnisse legen nahe, dass die Oberflächenrauheit ebenfalls zu kürzeren Transitionsbereichen führt, was in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen von von Deyn et al. (2020) ist. Um den Einfluss der Oberflächenrauheit in Abhängigkeit des lokalen Druckgradienten zu analysieren wird der Pohlhausenparameter $\lambda_{\theta,t} = (\delta_2^2/\nu)du_\infty/dx = K \cdot \text{Re}_{\delta_2}^2$ verwendet. Dieser wird an der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bestimmt und in Abbildung 8.7 der mit der Transitionslänge gebildeten Reynoldszahl $\text{Re}_{\text{LT}} = \bar{u}_\infty (s_T - s_t)/\nu$ gegenübergestellt. Hierbei wird die Startstelle der Transition mit s_t und das Ende der Transition mit s_T bezeichnet. Wie aus Abbildung 8.7 deutlich wird, führt eine erhöhte Oberflächenrauheit unabhängig vom lokalen Druckgradienten zu geringeren mit der Transitionslänge gebildeten Reynoldszahlen und damit zu einem kürzeren laminar-turbulenten Übergang. Die in Abbildung 8.7 gezeigten Linien entsprechen Trendlinien und verdeutlichen den Einfluss einer bestimmten Oberflächenrauheit. Abbildung 8.7 legt nahe, dass der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Transitionslänge dominierend ist, da unterschiedliche Turbulenzgrade (Symbole gleicher Füllung) einer Trendlinie folgen, während eine andere Oberflächentopografie zu einer Verschiebung dieser Trendlinie führt.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Versuchsaufbau ermöglicht es nicht, die Einflüsse

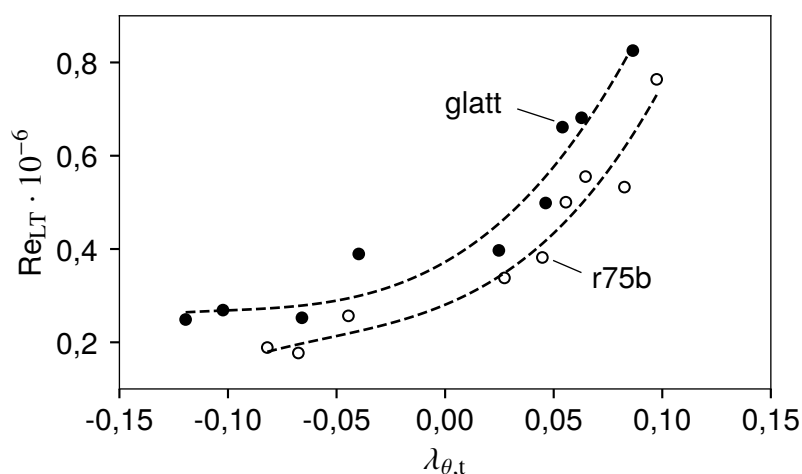


Abbildung 8.7: Abhängigkeit der mit der Transitionslänge gebildeten Reynoldszahl Re_{LT} vom Pohlhausenparameter und der Oberflächenrauheit für die Anströmreynoldszahlen $\text{Re}_{c,0} = 3,0 \cdot 10^5$ und $\text{Re}_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$. Die gestrichelten Linien stellen Trendlinien dar.

des Druckgradienten und der Freistromturbulenz zu separieren. Da jedoch beide Einflüsse einen signifikanten Einfluss auf die Transitionslänge haben, wird an dieser Stelle auf die Entwicklung einer Korrelation zur Beschreibung des Einflusses der Oberflächenrauheit auf die Länge des laminar-turbulenten Übergangs verzichtet.

9 Kinematik natürlich entstandener Turbulenzflecken

Zur Verbesserung der Auslegungswerkzeuge von Turbinenschaufeln ist es einerseits wichtig, den Einfluss von Größen wie Druckgradient, Oberflächenrauheit oder Krümmung auf den laminar-turbulenten Übergang besser zu verstehen. Andererseits ist es auch von sehr großer Bedeutung ein besseres Verständnis des Transitionsvorgangs selbst mit der Entstehung von Turbulenzflecken und deren Ausbreitung und Interaktion mit der Freiströmung aber auch mit anderen Flecken zu erlangen und besser abzubilden. Dieses Kapitel setzt sich deshalb mit dem Aspekt der Kinematik von Turbulenzflecken auseinander.

Die Untersuchung von Turbulenzflecken begann mit den Beobachtungen von Emmons (1951), der erstmals sowohl zeitlich als auch örtlich zufällig entstehende kleine Turbulenzflecken in einer laminaren Grenzschicht entdeckte. Diese neu geborenen Turbulenzflecken (engl.: „incipient spots“, „immature spots“), werden stromab transportiert und wachsen zunächst unabhängig von benachbarten Turbulenzflecken an. Ab einer gewissen Größe interagieren die Turbulenzflecken miteinander, wachsen zusammen und formen innerhalb der laminaren Grenzschicht größere turbulente Bereiche, bis schließlich eine vollständig turbulente Grenzschicht vorliegt. Mayle (2018) unterscheidet zwischen drei Arten von Turbulenzflecken: neugeborene (engl.: „immature spots“), vollständig entwickelte (engl.: „mature spots“) und zusammenwachsende (engl.: „merging spots“, „turbulent patches“) Turbulenzflecken. Weiterhin merkt Mayle an, dass der laminar-turbulente Übergang bei Freistromturbulenzgraden von $\gtrsim 2\%$ abgeschlossen sein kann, bevor sich die Turbulenzflecken vollständig entwickeln können.

Untersuchungen zur Visualisierung der Form von künstlich erzeugten Turbulenzflecken mit Hilfe von Farbpartikeln von Gad-El-Hak et al. (1981) zeigen in der Draufsicht die unter anderem auch von Emmons (1951) und Wygnanski et al. (1976) gefundene pfeilartige Form mit einem Nachlaufbereich, in dem die Grenzschicht beruhigt ist. Dieser Nachlaufbereich wird insbesondere von Schubauer und Klebanoff (1956) genauer untersucht, wonach die laminare Grenzschicht im Nachlauf eines Turbulenzflecks sehr stabil ist und innerhalb dieses Nachlaufs kein neuer Turbulenzfleck entstehen kann. Dieser stabile Nachlaufbereich wird auch als beruhigte Zone beschrieben. In Wandnormalenrichtung weist der Turbulenzfleck eine sehr geringe Höhe auf und ragt nur geringfügig aus der laminaren Grenzschicht heraus.

Wie in Abbildung 9.1 dargestellt, ergeben Untersuchungen von Wygnanski et al. (1976) zur Form von Turbulenzflecken an einer unbeschleunigten Grenzschicht ($dp/dx = 0$), dass der halbe Öffnungswinkel der pfeilförmigen Vorderkante θ der mittleren Form von Turbulenzflecken einem Winkel von $\approx 15^\circ$ entspricht. Die gestrichelten Linien verdeutlichen den Fußabdruck sowie das mittlere Profil eines Turbulenzflecks. Weiterhin zeigen die Autoren, dass sich die Vorderkante mit einer Geschwindigkeit von etwa $0,9u_\infty$ bewegt, die Hinterkante eine Geschwindigkeit von ungefähr $0,55u_\infty$ aufweist, während die mittlere Geschwindigkeit eines Turbulenzflecks etwa $0,72u_\infty$ beträgt. Unter der Annahme, dass ein Turbulenzfleck in alle Richtungen in gleichem Maße anwächst und von anderen Turbulenzflecken unbeeinflusst ist, resultiert auf Basis dieser Geschwindigkeiten ein halber Ausbreitungswinkel von $\alpha \approx 11^\circ$.

Untersuchungen zur Dicke der Turbulenzflecken von Schubauer und Klebanoff (1956) zeigen eine initiale Dicke, die der laminaren Grenzschichtdicke entspricht und im weiteren Verlauf

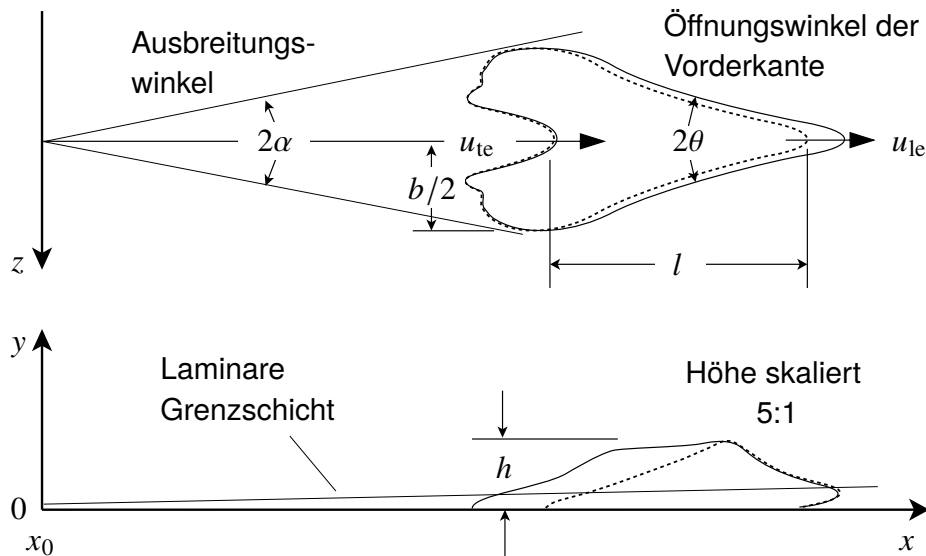


Abbildung 9.1: Mittlere Form eines Turbulenzflecks bei unbeschleunigter Strömung ($dp/dx = 0$) nach Wagnanski et al. (1976) und Mayle (2018).

ähnlich einer turbulenten Grenzschicht anwächst. Wagnanski et al. (1982) finden eine Wachstumsrate, die etwa 80 % derer einer turbulenten Grenzschicht entspricht. Allerdings merken die Autoren an, dass die Dicke der Turbulenzflecken schwer zu bestimmen ist. Aus dem Profil eines Turbulenzflecks, wie es in Abbildung 9.1 gezeigt ist, wird ersichtlich, dass die Vorderkante einen Überhang über den Fußabdruck hat. Dieser Überhang resultiert nach Mayle (2018) direkt aus großen Wirbeln innerhalb der Spitze des Turbulenzflecks, die über die sich langsamer bewegende laminare Grenzschicht transportiert werden.

Die meisten der vorangegangenen Untersuchungen zur Ausbreitung und zum Wachstum von Turbulenzflecken wurden an künstlich erzeugten Turbulenzflecken und bei geringer Freistromturbulenz durchgeführt. Solche Turbulenzflecken wurden durch das Einbringen von Störungen in die laminare Grenzschicht erzeugt, bspw. über die Entladung eines Lichtbogens oder das Einbringen von lokalen Druckschwankungen über Miniaturlautsprecher. Im Gegensatz zu diesen Untersuchungen werden nachfolgend Ergebnisse an natürlich entstandenen Turbulenzflecken unter dem Einfluss hoher Freistromturbulenz und hohen Druckgradienten, wie sie beide in Gasturbinen vorherrschen, vorgestellt.

9.1 Form natürlich entstandener Turbulenzflecken

Die Untersuchungen der Form von Turbulenzflecken von Emmons (1951), Schubauer und Klebanoff (1956) oder Wagnanski et al. (1976) zeigen übereinstimmend eine deutliche pfeilartige Form, deren Hinterkante leicht eingedellt ist (vgl. Abbildung 9.1). Diese Untersuchungen wurden übereinstimmend an Grenzschichten mit sehr geringen Störungen (Turbulenzgrad, Druckgradient) durchgeführt. Entgegen dieser Beschreibung der Form von Turbulenzflecken zeigen Kittichaikarn et al. (1999) mit Hilfe von Flüssigkristallen, dass im Nachlauf eines Stabs in einem Wasserkanal eher unregelmäßig geformte Turbulenzflecken entstehen, deren Form nicht eindeu-

tig beschreibbar ist. Auch die Untersuchungen mit Heißfilmsensorarrays an einer überströmten ebenen Platte von Anthony et al. (2005) legen nahe, dass die Form der Turbulenzflecken je nach Turbulenzgrad der Freistromung nicht eindeutig zu beschreiben ist. Die Autoren zeigen, dass die Form der Turbulenzflecken bei sehr geringen Freistromturbulenzen ($Tu \ll 0,7\%$) die erwartete pfeilartige Form annehmen, während die Form mit steigendem Turbulenzgrad zunehmend unregelmäßiger wird, bis die Störungen bei leicht erhöhter Freistromturbulenz ($Tu > 0,7\%$) so groß sind, dass diese die noch jungen Turbulenzflecken so stark beeinflussen, dass sich keine pfeilförmigen Turbulenzflecken ausbilden können. Bei nur sehr geringfügig erhöhter Freistromturbulenz ($Tu < 0,7\%$) finden Anthony et al. (2005) neben einer Vielzahl unregelmäßig geformter Turbulenzflecken auch vereinzelt junge Turbulenzflecken, deren Form sich pfeilartig ausgebildet hat.

In Abbildung 9.2 sind 2D-Konturen der in dieser Arbeit gemessenen Quasiwandschubspannungen τ_{qw} für unterschiedliche Wandintermittenzen γ_t dargestellt. Aufgrund der gespiegelten Zeitachse ist die Richtung der Strömung in der Abbildung wie üblich von links nach rechts. Der gezeigte Betriebspunkt repräsentiert die saugseitige Druckverteilung bei einem Turbulenzgrad in der Anströmung von $Tu_1 = 3,5\%$ und hoher Turbulenzreynoldszahl. Abbildung 9.2a zeigt einen laminaren Grenzschichtbereich mit $\gamma_t = 0,0$. Die Quasiwandschubspannung entspricht dem laminarem Niveau, während vereinzelt Bereiche mit leicht erhöhten Werten zu erkennen sind. Diese Erhöhungen entsprechen laminaren Fluktuationen, die von der hohen Freistromturbulenz in der laminaren Grenzschicht induziert werden. Aus einem Teil dieser Fluktuationen entstehen stromab erste Turbulenzflecken. In Abbildung 9.2b ist eine Grenzschicht mit $\gamma_t \approx 0,25$ dargestellt, was dem zeitlichen Anteil einer turbulenten Grenzschicht von 25% entspricht. In dieser Ansicht wird deutlich, dass die Turbulenzflecken durch die hohe Freistromturbulenz analog zu den Erkenntnissen von Anthony et al. (2005) nicht die klassische pfeilartige Form aufweisen. Stattdessen werden kleine, junge Turbulenzflecken deutlich, aber auch solche, die bereits zu größeren turbulenten Bereichen angewachsen oder sogar schon zusammengewachsen sind. Eine solche Darstellung unterstreicht die Erkenntnis von Mayle und Stripf (2021) auf qualitativer Ebene, wonach die Turbulenzflecken wie häufig in der Literatur angenommen nicht an einer diskreten Stelle entstehen, sondern verteilt über den gesamten Bereich des laminar-turbulenten Übergangs. Hierdurch sind an beliebigen Positionen innerhalb des Transitionsbereichs verschiedenste Größen von Turbulenzflecken zu finden. Dies wird auch in Abbildung 9.2c mit einer Wandintermittenz von $\gamma_t \approx 0,5$ deutlich. Hier sind zwischen großen turbulenten Bereichen aus zusammengewachsenen Turbulenzflecken vereinzelt auch kleine, neugeborene Turbulenzflecken zu erkennen. Bei einer Wandintermittenz von $\gamma_t \approx 0,75$ ist die Grenzschicht von großen turbulenten Bereichen geprägt, welche sich aus einer Vielzahl zusammengewachsener Turbulenzflecken zusammensetzen. Diese zusammengesetzten Turbulenzflecken wachsen weiter an, bis sie schließlich eine vollständig turbulente Grenzschicht formen.

Da die Turbulenzflecken wie in Abbildung 9.2 dargestellt nicht die bei künstlichen Turbulenzflecken gefundene pfeilartige Form aufweisen, wird zur Beschreibung von deren Form der Mittelwert aus einer Vielzahl von Turbulenzflecken gebildet. Hierbei werden Turbulenzflecken ähnlicher zeitlicher Dauer ($\pm 10\%$) gruppiert und in Strömungsrichtung an deren Vorderkante und in lateraler Richtung in deren Zentrum übereinander gelegt. Da die zeitliche Dauer der Turbulenz-

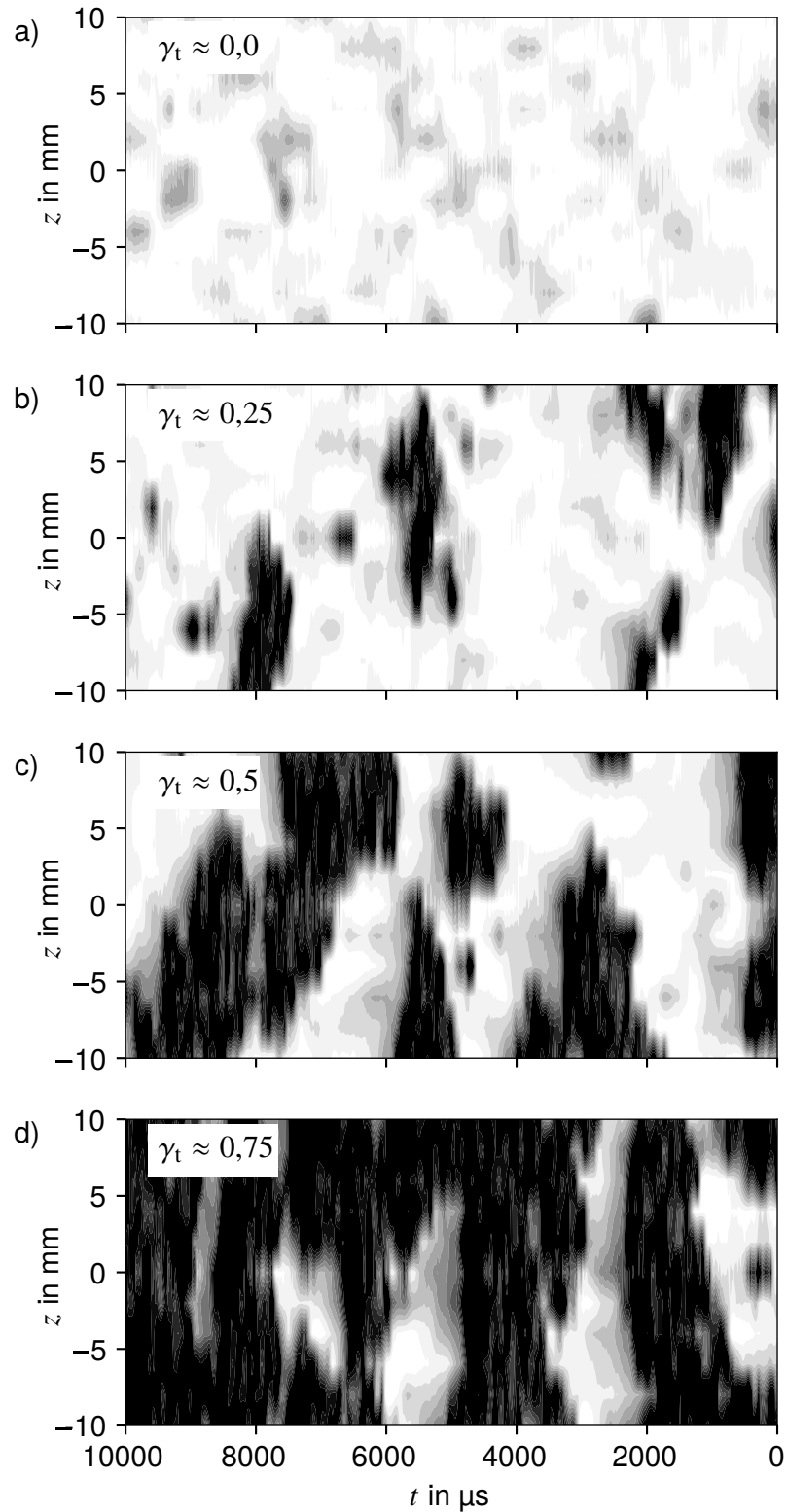


Abbildung 9.2: Signalauschnitte der Quasiwandschubspannung τ_{qw} bei unterschiedlichen Wandintermittenzen γ_t . Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ mit $Tu_1 = 3,5\%$ und hoher Turbulenzreynoldszahl.

flecken mit deren Länge korrelieren, werden auf diese Weise Turbulenzflecken gleicher Größe

gruppiert. Über den Mittelwert der so gruppierten Signale lässt sich die mittlere Form der Turbulenzflecken bestimmen. Die auf diese Weise bestimmten mittlere Formen der Turbulenzflecken sind in Abbildung 9.3 für die Zeitdauern der Turbulenzflecken von $\Delta t_{\text{spot}} = 100 \mu\text{s} \dots 1000 \mu\text{s}$ bei einer Wandintermittenz von $\gamma_t \approx 0,03$ dargestellt. Auch bei dieser Darstellung ist die Strömungsrichtung von links nach rechts, sodass der Zeitpunkt $t = 0$ in etwa mit der Vorderkante des Turbulenzflecks zusammenfällt. Durch diese Mittelung der Turbulenzflecken wird deutlich, dass deren Form weitestgehend unabhängig von der Größe bzw. der Dauer Δt_{spot} des Flecks ist. Die Quasiwandschubspannung τ_{qw} steigt an der Vorderkante schnell an und fällt an der Hinterkante nach und nach ab. Dieser kontinuierliche Abfall an der Hinterkante der Turbulenzflecken ist nach Anthony et al. (2005) charakteristisch für die beruhigte Zone im Nachlauf der Turbulenzflecken. Weiterhin wird in Abbildung 9.3 deutlich, dass die Breite der Turbulenzflecken mit deren Länge zunimmt (siehe auch Kapitel 9.3).

9.2 Geschwindigkeit natürlich entstandener Turbulenzflecken

Um die Geschwindigkeiten der Vorder- und Hinterkanten der Turbulenzflecken zu bestimmen, wird deren Form über eine Zonenmittelung (engl.: „conditional averaging“) der Zeitsignale bestimmt. Die daraus resultierende Form der Turbulenzflecken ist in Abbildung 9.3 gezeigt. Zur Bestimmung der Geschwindigkeit wird der zeitliche Verlauf der Quasiwandschubspannung im Mittelschnitt der zonengemittelten Turbulenzflecken analysiert. In Abbildung 9.4 ist ein solcher zeitlicher Verlauf der Quasiwandschubspannung bei saugseitiger Druckverteilung und einer zeitlichen Dauer eines gemittelten Turbulenzflecks von $\Delta t_{\text{spot}} \approx 800 \mu\text{s}$ dargestellt. Die beiden Kurven beschreiben die zeitlichen Verläufe bei den beiden Sensorreihen, die in Strömungsrichtung um einen Abstand von $\Delta x = 20 \text{ mm}$ versetzt sind. Um basierend auf den zeitlichen Verläufen der Quasiwandschubspannungen Geschwindigkeiten zu ermitteln, müssen Schwellwerte bestimmt werden, welche den gesuchten Eigenschaften wie der Geschwindigkeit der Vorderkante u_{1e} , der Geschwindigkeit der Hinterkante u_{1e} sowie dem halben Ausbreitungswinkel in lateraler Richtung α entsprechen. Die laterale Ausbreitung der Turbulenzflecken ist im nachfolgenden Kapitel 9.3 beschrieben. Wie aus Abbildung 9.4 hervorgeht, werden zur Bestimmung der Vorder- und Hinterkantengeschwindigkeiten der Turbulenzflecken Schwellwerte von 0,3, respektive 0,7 verwendet. Hierdurch wird sichergestellt, dass die Vorderkantengeschwindigkeit direkt zu Beginn des Anwachsens der Quasiwandschubspannung ermittelt wird, während die Geschwindigkeit der Hinterkante mit Einsetzen des Abfalls der Quasiwandschubspannung bestimmt wird. Unter der Annahme, dass die Geschwindigkeit entlang der Distanz zwischen den beiden Sensorreihen konstant ist, können mit Hilfe der durch diese Schwellwerte ermittelten Zeitdifferenz, zu der ein Turbulenzfleck die erste, bzw. zweite Sensorreihe passiert, die Geschwindigkeiten über folgende Beziehung ermittelt werden: $u_{1e/te} = \Delta t / \Delta s$. Der Abstand zwischen den beiden Sensorreihen beträgt $\Delta x = 20 \text{ mm}$. Eine Analyse des Einflusses der Länge der Turbulenzflecken auf die Geschwindigkeiten der Vorder- und Hinterkanten ergibt keine Abhängigkeit von der Länge, weshalb nachfolgend immer die Mittelwerte der Geschwindigkeiten über die unterschiedlichen Längen der Turbulenzflecken gezeigt sind.

In Abbildung 9.5 sind die nach diesem Vorgehen ermittelten Geschwindigkeiten der Vorder-

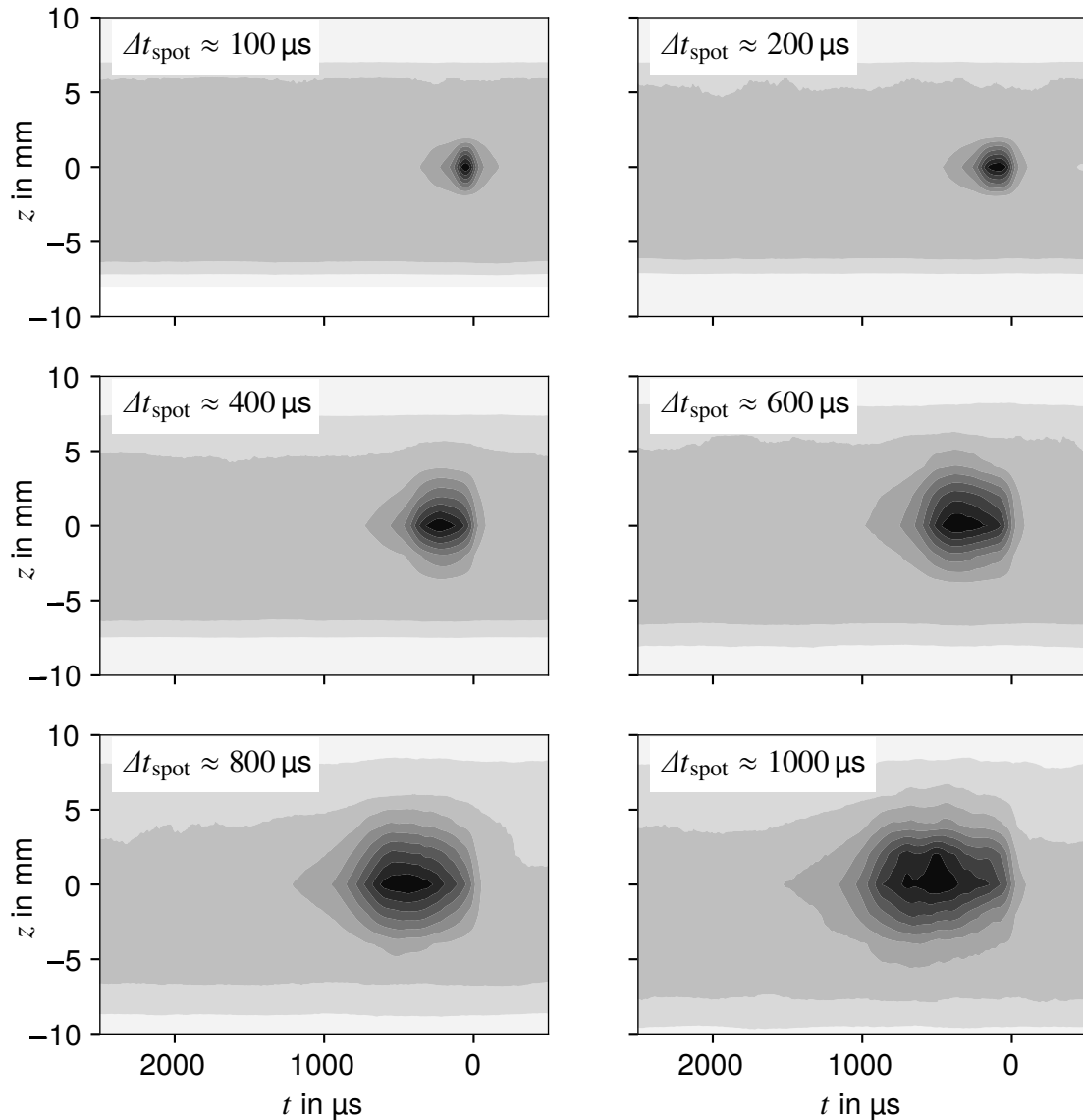


Abbildung 9.3: Mittlere Form eines Turbulenzflecks bei $\gamma_t \approx 0,03$ für unterschiedliche Turbulenzfleckengrößen bei saugseitiger Druckverteilung, $Tu_1 = 3,5\%$ und hoher Turbulenz Reynoldszahl.

und Hinterkante der Turbulenzflecken u_{le} und u_{te} relativ zur lokalen Freistromgeschwindigkeit u_∞ dargestellt. In der Abbildung sind drei unterschiedliche Turbulenzgrade in der Eintrittsebene bei größter Turbulenz Reynoldszahl ($Tu_1 = 2,5\%$ und $Tu_1 = 3,5\%$) sowie mittlerer Turbulenz Reynoldszahl ($Tu_1 = 2,0\%$) dargestellt. Durch diese unterschiedlichen Turbulenzgrade in der Eintrittsebene und dadurch bedingt drei unterschiedliche Transitionsstartstellen wird es möglich, den Verlauf der Turbulenzfleckengeschwindigkeiten über einen weiten Bereich der Messplatte zu analysieren. Es wird deutlich, dass die relative Hinterkantengeschwindigkeit u_{te}/u_∞ im beschleunigten Bereich der Messplatte, in dem der Beschleunigungsparameter K einen nahezu konstanten Wert aufweist ($s/c \lesssim 0,45$), einen in etwa konstanten Wert von $u_{te}/u_\infty \approx 0,6$ annimmt. Mit der Änderung des Beschleunigungsparameters ab $s/c \gtrsim 0,45$ nimmt die relative Geschwindigkeit der Turbulenzfleckenhinterkante linear ab. Diese lineare Abnahme setzt sich

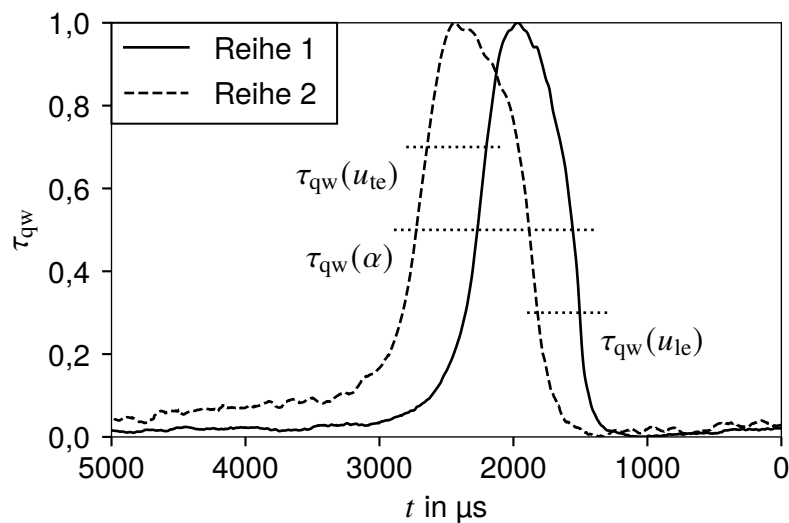


Abbildung 9.4: Zeitlicher Verlauf der Quasiwandschubspannung τ_{qw} im Mittelschnitt eines gemittelten Turbulenzflecks mit einer Dauer von $\Delta t_{spot} \approx 800 \mu s$ bei saugseitiger Druckverteilung. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$ mit $Tu_1 = 3,5 \%$ und hoher Turbulenzreynoldszahl. Die gepunkteten Linien verdeutlichen die Schwellwerte, zu denen die entsprechenden Größen bestimmt werden.

im Bereich mit verzögerter Freistromung ($s/c \gtrsim 0,55$) in gleichem Maße fort. Die relative Geschwindigkeit der Vorderkante u_{le}/u_∞ steigt mit zunehmender Lauflänge und nähert sich im Bereich mit verzögerter Freistromung einem konstanten Wert nahe dem der lokalen Freistromgeschwindigkeit an. Diese Erkenntnisse entsprechen weitestgehend den von Katz et al. (1990) gefundenen, die die Geschwindigkeiten von künstlich erzeugten Turbulenzflecken in einer Grenzschicht mit konstanter Freistrombeschleunigung untersuchen. Die Autoren messen eine relative Geschwindigkeit der Hinterkante der Turbulenzflecken von $u_{te}/u_\infty \approx 0,6$, was den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen entspricht. Mit zunehmender Lauflänge zeigen die Autoren weiterhin eine geringfügige lineare Abnahme der Hinterkantengeschwindigkeit. Die im Rahmen dieser Arbeit gezeigte lineare Abnahme ist stärker ausgeprägt als die von Katz et al. (1990) gezeigte, was möglicherweise mit der starken Änderung des Beschleunigungsparameters K entlang der hier untersuchten Messplatte zu begründen ist, während Katz et al. (1990) eine Grenzschicht mit konstanter Beschleunigung vermessen. Ein weiterer Grund könnte im Unterschied zwischen künstlich erzeugten und natürlich entstandenen Turbulenzflecken liegen. Bei der Analyse der relativen Vorderkantengeschwindigkeit zeigen die Autoren mit zunehmender Lauflänge einen Anstieg der Geschwindigkeit, die sich einem konstanten Wert annähert. Auch diese Beobachtung deckt sich mit den aktuellen Messungen, bei denen sich die relative Geschwindigkeit der Vorderkante mit zunehmender Lauflänge einem konstanten Wert annähert. Weiterhin entsprechen diese Erkenntnisse denen von Seifert und Wagnanski (1995), die bei verzögerter Strömung ebenfalls einen Anstieg der relativen Vorderkantengeschwindigkeit der Turbulenzflecken registrieren.

Die Verläufe des Beschleunigungsparameters K und der relativen Geschwindigkeit der Turbu-

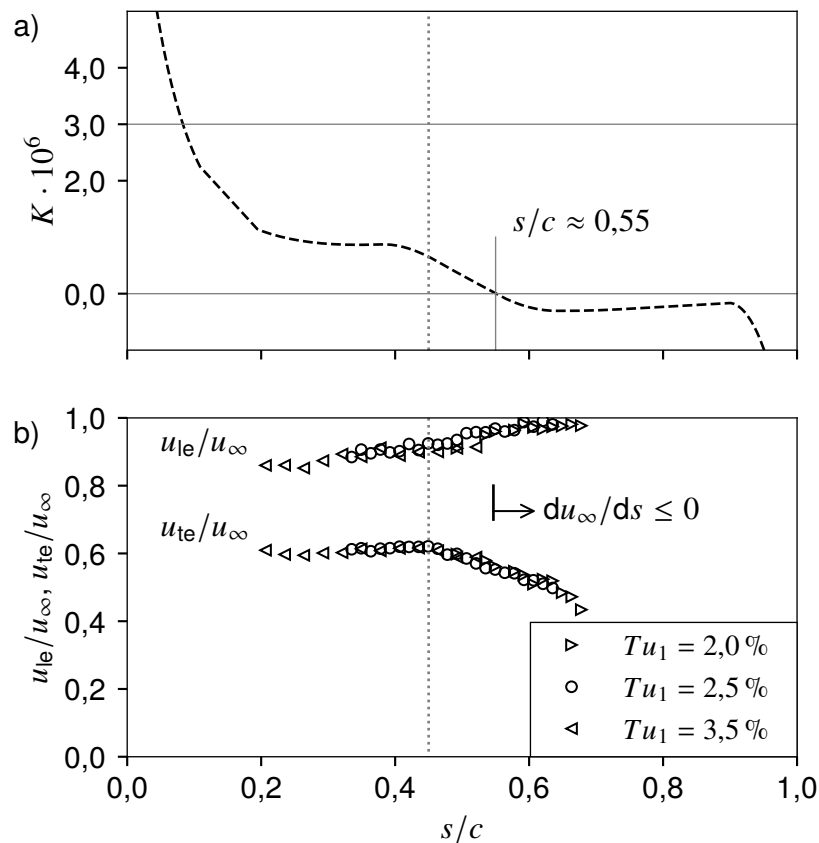


Abbildung 9.5: (a) Verlauf des Beschleunigungsparameters K und (b) der auf die lokale Freistromgeschwindigkeit bezogenen, relativen Vorder- und Hinterkantengeschwindigkeiten der Turbulenzflecken u_{1e}/u_{∞} und u_{te}/u_{∞} bei saugseitiger Druckverteilung. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$.

lenzflecken u_{1e}/u_{∞} und u_{te}/u_{∞} bei druckseitiger Druckverteilung sind in Abbildung 9.6 dargestellt. In dieser Abbildung sind drei unterschiedliche Turbulenzgrade in der Eintrittsebene bei größter ($Tu_1 = 4,0\%$ und $Tu_1 = 5,0\%$) sowie mittlerer Turbulenzreynoldszahl ($Tu_1 = 2,0\%$) dargestellt. Dieser Datensatz bietet erstmals die Möglichkeit der Untersuchung einer beschleunigten Grenzschichtströmung mit lokal variabler Beschleunigung. Wie aus Abbildung 9.6 deutlich wird, resultiert in den Bereichen mit nahezu konstanter Beschleunigung ($s/c < 0,35$ und $s/c > 0,55$) eine konstante relative Geschwindigkeit der Hinterkante von $u_{te}/u_{\infty} \approx 0,65$ und $u_{te}/u_{\infty} \approx 0,6$. Im Zwischenbereich mit variabler Beschleunigung ist eine lineare Änderung der relativen Geschwindigkeit der Hinterkante festzustellen. Die nahezu konstante relative Geschwindigkeit der Vorderkante wird mit Einsetzen der Beschleunigungsänderung bei $s/c > 0,35$ zunächst verzögert, bevor sie mit zunehmender Lauflänge ansteigt und einen näherungsweise konstanten Wert annimmt ($s/c > 0,55$).

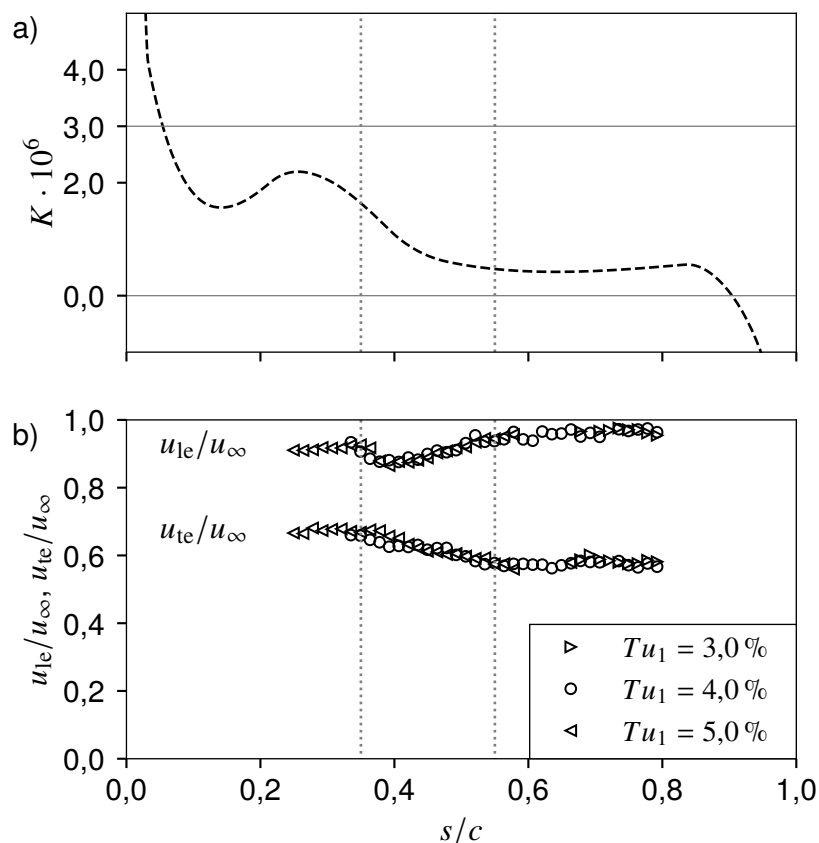


Abbildung 9.6: (a) Verlauf des Beschleunigungsparameters K und (b) der auf die lokale Freistromgeschwindigkeit bezogenen, relativen Vorder- und Hinterkantengeschwindigkeiten der Turbulenzflecken u_{1e}/u_{∞} und u_{te}/u_{∞} bei druckseitiger Druckverteilung. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$.

9.3 Laterale Ausbreitung natürlich entstandener Turbulenzflecken

Die Ausbreitung der Turbulenzflecken quer zur Strömungsrichtung kann basierend auf der Änderung der Turbulenzfleckenbreite in Form des halben Ausbreitungswinkels α beschrieben werden:

$$\alpha = \arctan \left(\frac{0,5b_2 - 0,5b_1}{\Delta x} \right). \quad (9.1)$$

Die Größe Δx entspricht dem Abstand der beiden Sensorreihen in Strömungsrichtung von 20 mm. Wie in Abbildung 9.4 gezeigt ist, wird zur Bestimmung der Breite der Turbulenzflecken ein Schwellwert von 0,5 auf die Quasiwandschubspannung angewandt.

Die so ermittelten halben Ausbreitungswinkel der Turbulenzflecken sind in Abbildung 9.7 in Abhängigkeit des Pohlhausenparameters dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass der halbe Ausbreitungswinkel bei beschleunigter Strömung ($\lambda_{\theta} > 0$) einen nahezu konstanten Wert von $\alpha \approx 5^\circ$ annimmt, der bei verzögerte Strömung ($\lambda_{\theta} < 0$) ansteigt. Dadurch wächst die Breite von Turbulenzflecken bei verzögerter Strömung stärker an als bei beschleunigter.

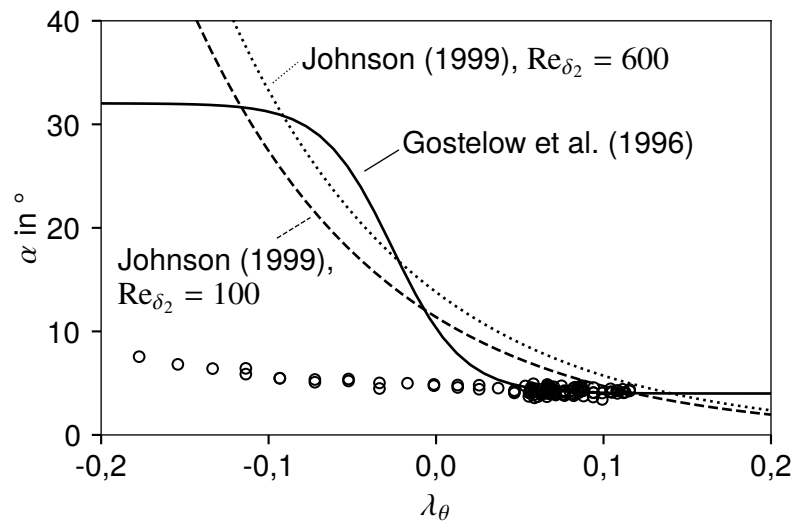


Abbildung 9.7: Halber Ausbreitungswinkel der Turbulenzflecken α in Abhängigkeit des Pohlhausenparameters. Die Anströmreynoldszahl entspricht $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$.

In vorangegangenen Arbeiten wurden Korrelationen zur Beschreibung des halben Ausbreitungswinkels in Abhängigkeit des Pohlhausenparameters entwickelt. Johnson (1999) stellt auf Basis theoretischer Überlegungen Simulationen zur Ausbreitung von Turbulenzflecken an und findet die nachfolgende Korrelation, die zusätzlich von der Impulsverlustdickenreynoldszahl Re_{δ_2} abhängt:

$$\alpha = 14,3 \exp(-8,8\lambda_\theta) \left[1 - 0,29 \exp(-0,0035Re_{\delta_2}) \right]. \quad (9.2)$$

Basierend auf der Messung der Ausbreitung künstlich erzeugter Turbulenzflecken finden Gostelow et al. (1996) nachfolgenden Zusammenhang:

$$\alpha = 4 + \frac{22,14}{0,79 + 2,72 \exp(47,63\lambda_\theta)}. \quad (9.3)$$

Abbildung 9.7 zeigt den Vergleich dieser beiden Korrelationen mit den an natürlich entstandenen Turbulenzflecken bestimmten halben Ausbreitungswinkeln α . Die gezeigten Datenpunkte entsprechen den in den Abbildungen 9.5 und 9.6 gezeigten Turbulenzgraden. Aus dieser Darstellung wird, vor allem im verzögerten ($\lambda_\theta < 0$) und unbeschleunigten ($\lambda_\theta = 0$) Bereich, eine deutliche Diskrepanz zwischen den in dieser Arbeit bestimmten halben Ausbreitungswinkeln und den Korrelationen deutlich. Diese Diskrepanz zeigt sich nicht nur im Vergleich mit den beiden Korrelationen, sondern auch mit den Untersuchungen von bspw. Wagnanski et al. (1982), die bei einer Grenzschichtströmung ohne Druckgradient einen halben Öffnungswinkel von $\alpha = 10^\circ$ messen. Mutmaßlich ist dieser signifikante Unterschied auf die in dieser Arbeit untersuchten Druckverteilungen zurückzuführen, bei denen sich der Druckgradient entlang weiten Teilen stark ändert. Durch das resultierende Beschleunigungsprofil entsteht ein Großteil der Turbulenzflecken im beschleunigten Bereich und durchläuft nur einen sehr kurzen verzögerten oder unbeschleunigten Bereich. Es ist naheliegend, dass die Turbulenzflecken aufgrund

der Trägheit in ihrer Ausbreitungsdynamik nicht unmittelbar auf Änderungen im Druckgradienten reagieren. Diese grundlegende Erkenntnis könnte eine Erklärung für die von Stripf (2007) gefundenen Probleme bei der Verwendung der Korrelationen von Johnson (1999) und Gostelow et al. (1996) bei Grenzschichtsimulationen mit sich schnell ändernden Druckgradienten sein. Bei diesen sich schnell ändernden Druckgradienten konnte das Wachstum der Turbulenzflecken nur durch eine zusätzliche Limitierung des halben Ausbreitungswinkels α mit guter Genauigkeit modelliert werden. Albiez (2022) verweist als mögliche Ursache zusätzlich auf den Unterschied im Anfangsimpuls von künstlich und natürlich entstandenen Turbulenzflecken. Künstlich, in Wandnähe erzeugte Turbulenzflecken weisen einen geringen Anfangsimpuls auf, während natürliche, durch Hochgeschwindigkeitsfluktuationen entstandene Turbulenzflecken in äußeren Grenzschichtbereichen einen höheren Anfangsimpuls aufweisen.

Wie in den vorangegangenen Unterkapiteln gezeigt, wird in dieser Arbeit erstmals ein traversierbares, örtlich hochaufgelöstes Heißfilmsensorarray eingesetzt, um die Form und Ausbreitung natürlich entstandener Turbulenzflecken zu untersuchen. Durch die Analyse der zeitlichen Verläufe der Wandintermittenz kann eine unregelmäßige Form von Turbulenzflecken gezeigt werden, die von der pfeilartigen, in der Literatur für künstlich erzeugte Turbulenzflecken dargestellten Form stark abweicht. Der Vergleich der Geschwindigkeiten der Vorder- und Hinterkanten der Turbulenzflecken in Abhängigkeit der Freistrombeschleunigung spiegelt die in der Literatur an künstlich erzeugten Turbulenzflecken gezeigten Abhängigkeiten sehr gut wider. Die Untersuchung des Öffnungswinkels der Turbulenzflecken, also deren lateralen Ausbreitung, zeigt für beschleunigte Grenzschichten eine sehr gute Übereinstimmung mit Korrelationen aus der Literatur. Für verzögerte Grenzschichten wird eine deutliche Abweichung zu den bekannten Korrelationen gezeigt. Diese Abweichung resultiert möglicherweise aus einer hohen Trägheit von Turbulenzflecken, wodurch diese nur stark verzögert auf schnelle Änderungen des Druckgradienten reagieren. Dieser Datensatz ermöglicht einzigartige Einblicke in die Kinematik natürlich entstandener Turbulenzflecken und kann zur Kalibrierung von bestehenden Transitionsmodellen, vor allem aber auch zur Entwicklung neuer Modelle verwendet werden, die auf der Kinematik von Turbulenzflecken basieren.

10 Einfluss der Oberflächenrauheit auf die turbulente Grenzschicht

Neben dem Einfluss der Oberflächenrauheit auf die transitionale Grenzschicht ist auch deren Einfluss auf die turbulente Grenzschicht von großer Bedeutung für die Auslegung von Turbinenschaufeln. Der Wärmeübergang in einer turbulenten Grenzschicht wird durch Oberflächenrauheit erhöht. Während der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Reibungsverluste beginnend mit den Untersuchungen von Nikuradse (1933) und Schlichting (1936) umfassend untersucht wurde, ist die quantitative Beschreibung des Rauheitseinflusses auf den Wärmeübergang bis heute mit großen Unsicherheiten behaftet. Zur Berücksichtigung dieses Einflusses in numerischen Simulationen werden meist Wirbelviskositätsmodelle eingesetzt, die basierend auf einer äquivalenten Sandkornrauheit die in Kapitel 2.2.4 beschriebene Verschiebung im turbulenten Geschwindigkeitsprofil berücksichtigen (z. B. Durbin et al., 2001; Aupoix, 2014). Diese Modelle sind gut dafür geeignet, die Wandschubspannung an rauen Oberflächen zu berechnen. Der Wärmeübergang wird hingegen meist unter Verwendung einer konstanten Prandtl-Zahl in der Energiegleichung ermittelt. Da der Reynoldsanalogiefaktor ($RA = 2 St/c_f$) sowohl von der Geometrie der Rauheitselemente, als auch von deren Wärmeleitfähigkeit abhängt (Mart et al., 2012; Forooghi et al., 2018) führt dieser Ansatz zu einem Fehler, der nicht vernachlässigt werden sollte. Vor allem bei Oberflächen mit Rauheitselementen geringer Wärmeleitfähigkeit, wie sie bei thermischen Schutzschichten auftreten, führt die Vernachlässigung des Temperaturprofils in den Rauheitselementen zu einer Überbewertung des Wärmeübergangs.

Eine Möglichkeit zur Berücksichtigung der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente sind die Diskreten Elemente Modelle nach Schlichting (1936). Der Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Produktion und Dissipation der Turbulenz, den Wärmeübergang und die Schubspannung werden durch Quellterme in den entsprechenden Erhaltungsgleichungen berücksichtigt (Finson und Wu, 1979; Taylor et al., 1984; Aupoix, 1995; McClain, 2002). Die Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente kann über das Lösen der Rippengleichung berücksichtigt werden (Stripf et al., 2009; McClain et al., 2011).

Zur Kalibrierung der für die Quellterme des Diskrete Elemente Modells benötigten Korrelation sind in der Literatur nur wenige Untersuchungen verfügbar, die den turbulenten Wärmeübergang charakterisieren und genügend Informationen zur eindeutigen Beschreibung der Oberflächenrauheit beinhalten, wie sie für ein solches Modell benötigt werden. Untersuchungen, die zur Kalibrierung des Diskrete Elemente Modells geeignet sind, wurden an einer ebenen Platte mit Halbkugeln in dichtester Packung aus Nickel an einer unbeschleunigten Grenzschicht von Moffat et al. (1978), Ligrani et al. (1983) und Ligrani und Moffat (1985, 1986) und Healzer (1974) durchgeführt. Diese Untersuchungen stellen Verteilungen der Stantonzahl und des Reibungsbeiwerts entlang der Oberfläche zur Verfügung. Coleman et al. (1977, 1981) und Coleman (1976) erweitern den Datensatz am selben Versuchsaufbau und untersuchen den Einfluss der Beschleunigung auf diese raue Oberfläche. Ähnliche Untersuchungen an einer ebenen Platte mit Halbkugeln und Kegelstümpfen aus Aluminium in regelmäßiger Anordnung mit unterschiedlichen Elementabständen werden von Hosni et al. (1991, 1993) und Hosni (1989) an einer unbeschleunigten Grenzschicht durchgeführt, während Chakroun und Taylor (1993) und Chakroun

(1992) den Einfluss auf eine beschleunigte Grenzschicht untersuchen. Lorenz (2013) und Stripf (2007) verwenden eine regelmäßige Anordnung von Kegelstümpfen als Oberflächenrauheit und führen umfassende Untersuchungen an drei verschiedenen Turbinenschaufelgittern durch. Durch systematische Variation der Rauheitsdichte, Rauheitshöhe und Rauheitsform zeigen die Autoren den Einfluss der unterschiedlichen Rauheitsparameter auf. Um einen ausgedehnten Bereich mit turbulenter Grenzschicht zu erreichen, wird im vorderen Bereich der Schaufel ein Stolperdraht aufgebracht. Eine der wenigen Untersuchungen zum Einfluss der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente wird von Mart et al. (2012) durchgeführt. Die Ergebnisse beinhalten Wärmeübergangsverteilungen entlang einer ebenen Platte mit Halbkugeln und Kegelstümpfen aus Kunststoff und Aluminium. Die Kunststoffoberflächen deuten einen geringeren Wärmeübergang an, die Autoren zeigen jedoch bei höherer Anströmzahl einen geringeren Einfluss der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente auf den Wärmeübergang als bei niedrigen Anströmreynoldszahlen.

Ein weiterer Ansatz zur Berücksichtigung der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente, auf welchen im Rahmen dieser Arbeit abgezielt werden soll, stellen Rauheitsmodelle auf Basis der Sandkornrauheit dar. Diese berücksichtigen die Wärmeleitfähigkeit der Oberflächenrauheit über modifizierte turbulente Prandtl-Zahlen Pr_t . Mit dieser Arbeit wird die Datenbasis zur Beschreibung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente auf den Reynoldsanalogiefaktor geschaffen, um auf deren Basis erweiterte Sandkornrauheitsmodelle zu entwickeln. Hierzu wird durch eine umfangreiche Parameterstudie zum Einfluss der Rauheitsgeometrie, der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente, der Freistromturbulenz und der Anströmreynoldszahl durchgeführt.

10.1 Bestimmung des turbulenten Wärmeübergangs

Zur Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente wird die identische Oberflächentopographie jeweils aus Silikon und Neusilber hergestellt und auf die Ober-, bzw. Unterseite der Messplatte aufgebracht, sodass die beiden Materialien zeitgleich vermessen werden und so der Gesamtmessfehler bzgl. des Vergleichs beider Oberflächen reduziert wird (siehe Kapitel 4.2.3). Die Oberflächenrauheit beginnt bei einer Lauflänge von $s/c = 0,36$, sodass im vorderen Teil der Messplatte ein Bereich mit glatter Oberfläche vorliegt. Da der Wärmeübergang bei glatter Oberfläche unabhängig von der Wärmeleitfähigkeit des Materials ist, dient dieser Bereich zur Überprüfung des Kontaktwiderstands zwischen Folie und Platte und dessen korrekter Berücksichtigung im Finite-Elemente-Modell. Sowohl auf der Ober- als auch der Unterseite der Messplatte wird bei $s/c = 0,14$ ein Stolperdraht aufgeklebt, um einen möglichst großen Bereich mit einer turbulenten Grenzschicht zu erhalten. Die Untersuchungen des turbulenten Wärmeübergangs werden bei vier Anströmreynoldszahlen im Bereich $Re_c = 3,0 \cdot 10^5 \dots 7,5 \cdot 10^5$ durchgeführt (siehe Tabelle 5.2). Die Grenzschichtparameter zum Beginn der Rauheit bei $s/c \approx 0,36$ werden mit dem zuvor beschriebenen parabolischen Grenzschichtrechenprogramm BLPro unter Verwendung des Zweischicht-TLV Turbulenzmodells berechnet (Stripf et al., 2009). Hierbei wird der durch den Stolperdraht verursachte laminar-turbulente Übergang über die Beschreibung eines Intermittenzverlaufs nach Narasimha (1957) modelliert. Die Start- und Endpunkte

Tabelle 10.1: Berechnete Grenzschichtparameter bei $s/c \approx 0,36$ (Gramespacher et al., 2021).

	$Re_{c,0}$ $\cdot 10^{-5}$	δ_1 (mm)	δ_2 (mm)	δ_{99} (mm)	$Re_{\delta,1}$	$Re_{\delta,2}$
Saugseite	3,0	0,25	0,20	1,84	644	512
	4,5	0,22	0,17	1,60	859	685
	6,0	0,20	0,16	1,46	1085	872
	7,5	0,19	0,15	1,42	1284	1012
Druckseite	3,0	0,20	0,17	1,71	440	362
	4,5	0,19	0,16	1,51	603	503
	6,0	0,17	0,14	1,37	740	609
	7,5	0,16	0,13	1,28	855	706

der Transition werden dabei fest vorgegeben. Ein Überblick über die Grenzschichtdicken für die vier Anströmreynoldszahlen ist in Tabelle 10.1 gegeben. Die relative Rauheitshöhe liegt auf der Saugseite im Bereich von $k/\delta_1 = 0,076 \dots 0,66$ und auf der Druckseite im Bereich $k/\delta_1 = 0,095 \dots 0,78$. Die Rauheitsreynoldszahl k_s^+ wird mit BLPro und dem Rauheitsmodell auf Basis der äquivalenten Sandkornrauheit von Durbin et al. (2001) berechnet. Aus diesen Berechnungen resultiert ein Bereich von $k_s^+ = 1 \dots 241$, wodurch die vorliegenden Untersuchungen den gesamten Bereich vom rauen Übergangsbereich bis hin zum vollständig rauen Bereich abdecken.

In Abbildung 10.1 ist exemplarisch ein typischer Nußeltzahlverlauf für die raue Oberfläche r100b und die glatte Referenzoberfläche dargestellt. Die Linien zeigen Ergebnisse der Grenzschichtrechnungen mit dem TLV Turbulenzmodell bei vorgegebener Transitionsstartstelle und -länge, um die Transition über den Stolperdraht zu modellieren. Die berechneten Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Messung. Durch die gezeigten Verläufe wird deutlich, dass der laminare und der turbulente Wärmeübergang in den glatten Bereichen der Oberfläche sehr gut mit dem berechneten Verlauf übereinstimmen und unabhängig von der Wärmeleitfähigkeit der Folie sind. Daher eignet sich der turbulente Bereich mit glatter Oberfläche sehr gut zur Überprüfung des thermischen Kontakts zwischen Folie und Messplatte sowie der korrekten Modellierung der beiden Folien mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit. Der Wärmeübergang steigt mit Beginn der Rauheit bei $s/c \approx 0,36$ schnell an und für die beiden Wärmeleitfähigkeiten bilden sich unterschiedliche Wärmeübergangsniveaus aus. In den nachfolgenden Unterkapiteln wird zunächst der Einfluss der Rauheitshöhe, Rauheitsdichte, Elementwärmeleitfähigkeit und des Turbulenzgrades bei Rauheitselementen mit rundem Querschnitt ($e = 1$) untersucht, bevor abschließend der Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente analysiert wird. Ein Teil der Ergebnisse ist auch in Gramespacher et al. (2021) veröffentlicht.

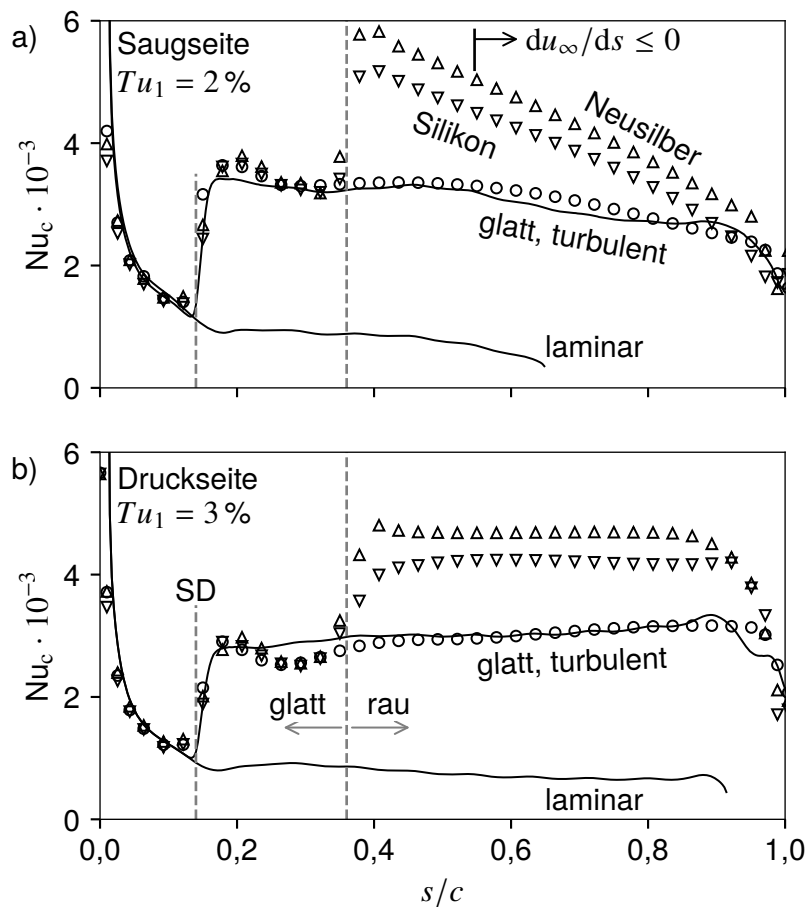


Abbildung 10.1: Verteilungen der Nußeltzahlen für eine glatte (○) und raue Oberfläche (r100b) mit hoher (△) und niedriger (▽) Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente bei $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Stolperdraht (SD) bei $s/c = 0,14$, Beginn der Oberflächenrauheit bei $s/c = 0,36$. Linien repräsentieren Berechnungen mit dem Grenzschichtcode BLPro bei glatter Oberfläche (Gramespacher et al., 2021).

10.2 Einfluss der Rauheitshöhe, -dichte und Elementwärmeleitfähigkeit

In Abbildung 10.2 sind die über einen Bereich von $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ gemittelten Nußeltzahlen in Abhängigkeit der äquivalenten Sandkornrauheit und der Anströmreynoldszahl dargestellt. Es werden dabei nur Testfälle mit dem geringsten Turbulenzgrad und raue Oberflächen aus Neusilber mit hoher Elementwärmeleitfähigkeit verwendet. Der Anstieg der Nußeltzahl mit zunehmender äquivalenter Sandkornrauheit zeigt eine deutliche Abhängigkeit, weshalb dieser Parameter zur Beschreibung des Einflusses der Rauheit auf die turbulente Grenzschicht geeignet ist. Die Oberfläche r25b mit $k_s = 109 \mu\text{m}$ weicht deutlich von diesem Trend ab und zeigt im Vergleich zur glatten Oberfläche nur eine sehr geringe Wärmeübergangserhöhung. Wird die Rauheitsreynoldszahl für diese Oberfläche mit der Rauheitshöhe $k = 19 \mu\text{m}$ gebildet, resultiert für die größte Anströmreynoldszahl $k^+ \approx 5$. Die Rauheitselemente dieser Oberfläche sind also nahezu vollständig von der viskosen Unterschicht bedeckt und können näherungsweise als

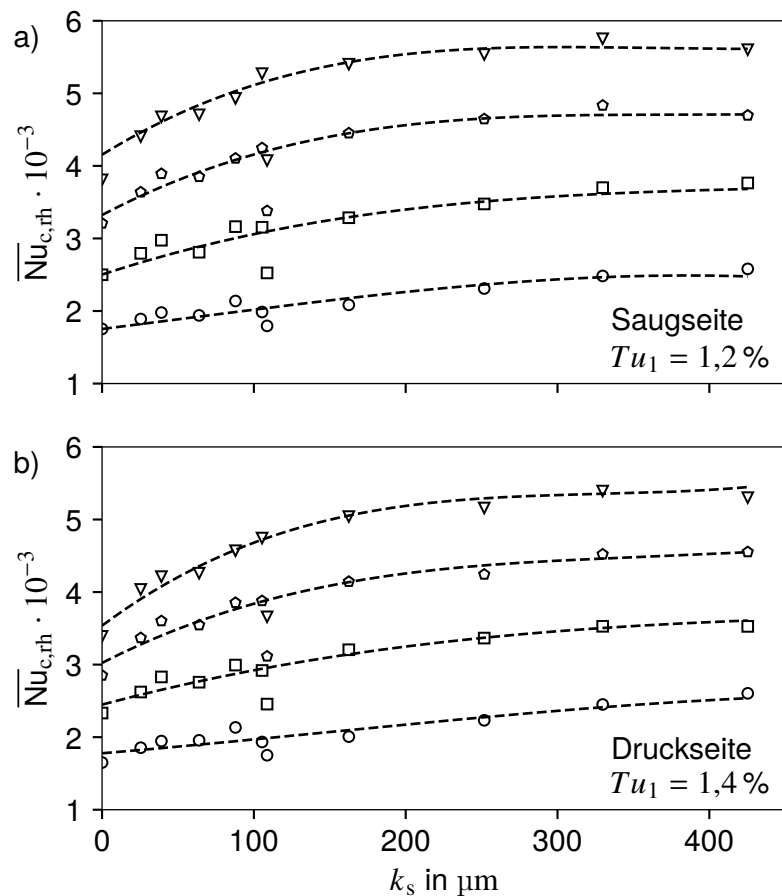


Abbildung 10.2: Mittlere Nußeltzahlen für den Bereich $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ in Abhängigkeit der äquivalenten Sandkornrauheit und der Anströmreynoldszahl (\circ $Re_{c,0} = 3,0 \cdot 10^5$, \square $Re_{c,0} = 4,5 \cdot 10^5$, \diamond $Re_{c,0} = 6,0 \cdot 10^5$, ∇ $Re_{c,0} = 7,5 \cdot 10^5$). Die gestrichelten Kurven entsprechen Trendlinien (Gramespacher et al., 2021).

hydraulisch glatt betrachtet werden. Für diese Oberfläche ist die über die Korrelation von Waigh und Kind (1998) bestimmte große äquivalente Sandkornrauheit deshalb irreführend. Dadurch wird deutlich, dass bei der Verwendung dieser oder ähnlicher Korrelationen auch darauf geachtet werden muss, dass für die Rauheitshöhe $k^+ \gg 5$ gilt.

Die Trendlinien in Abbildung 10.2 verdeutlichen, dass der Einfluss der Rauheit bei einer bestimmten äquivalenten Sandkornrauheit mit der Reynoldszahl ansteigt. Gleichmaßen steigt auch das Verhältnis der charakteristischen Längen der Rauheit zu den viskosen Längenmaßen, das durch die Rauheitsreynoldszahl $k_s^+ = u_\tau k_s / \nu$ beschrieben wird, an.

Die sehr dünnen Grenzschichten entlang der untersuchten Messplatte lassen keine Messung der Wandschubspannung zu. Um dennoch eine Aussage treffen zu können, werden die Rauheitsreynoldszahl k_s^+ und der Reibungsbeiwert c_f mit dem Grenzschichtrechenprogramm BLPro und dem Rauheitsmodell von Durbin et al. (2001) berechnet. Die äquivalente Sandkornrauheit wird über die Korrelation von Waigh und Kind (1998) bestimmt und ist in Tabelle 4.1 aufgeführt. Da die Korrelation erwartungsgemäß für Rauheitselemente mit rundem Querschnitt die höchste

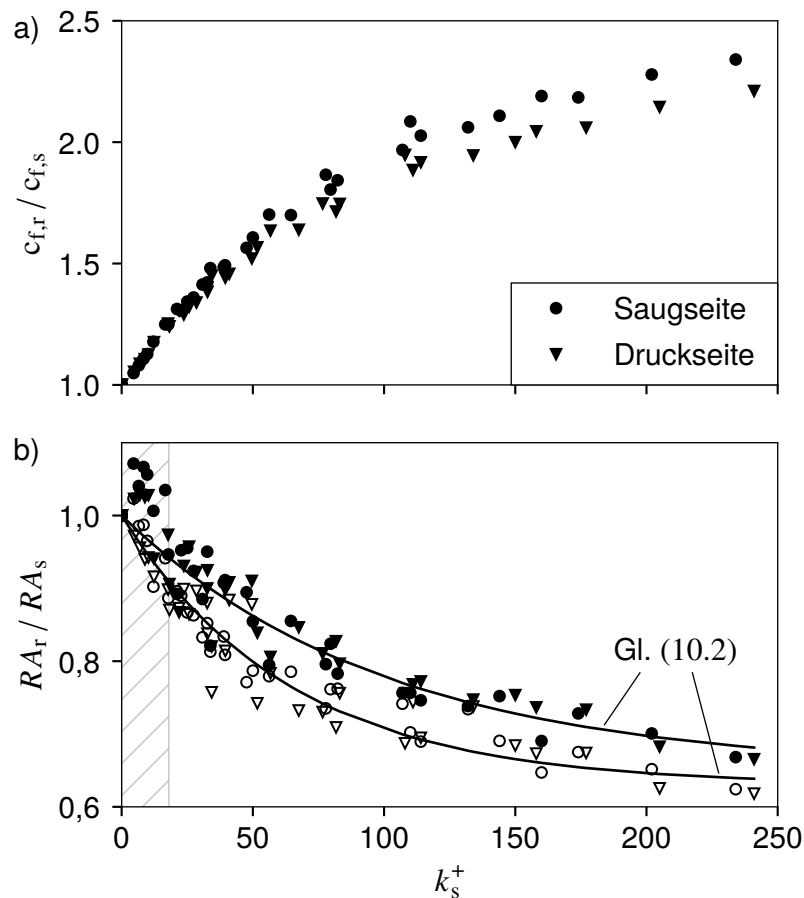


Abbildung 10.3: (a) Verhältnisse der berechneten Reibungsbeiwerte und (b) Verhältnisse der Reynoldsanalogiefaktoren. Offene Symbole stehen für Elemente mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit und gefüllte Symbole für eine hohe Elementwärmeleitfähigkeit. Die gezeigten Daten wurden bei geringstem Turbulenzgrad gemessen ($Tu_1 < 1,5\%$) (Gramespacher et al., 2021).

Genauigkeit aufweist, werden zunächst nur Oberflächen mit $e = 1$ untersucht. Die aus diesen Berechnungen resultierenden Reibungsbeiwerte sind in Abbildung 10.3a normiert mit ihrem Wert bei glatter Oberfläche dargestellt. Im untersuchten Bereich von $k_s^+ = 1 \dots 241$ wird der Reibungsbeiwert c_f von kleinster zu größter Rauheit mehr als verdoppelt. Die beiden Zweige in Abbildung 10.3a resultieren aus den unterschiedlichen Druckverteilungen bzw. Druckgradienten auf der Druck- und Saugseite.

Unter Verwendung der berechneten Reibungsbeiwerte kann das Verhältnis der Stanton- oder Nußeltzahlen über den Reynoldsanalogiefaktor $RA = 2 St/c_f$ ausgedrückt werden:

$$\frac{St_r}{St_s} = \frac{RA_r c_{f,r}}{RA_s c_{f,s}}. \quad (10.1)$$

Über diesen Zusammenhang kann für jeden Betriebspunkt und jede Oberfläche des vorliegenden Datensatzes der Reynoldsanalogiefaktor bestimmt werden. Die so ermittelten Punkte sind

für alle vier Anströmreynoldszahlen in Abbildung 10.3b dargestellt. Zunächst wird deutlich, dass der Reynoldsanalogiefaktor mit zunehmender Rauheitsreynoldszahl abnimmt. Dies ist mit dem Formwiderstand der Rauheitselemente zu erklären, der sich mit zunehmender Rauheitsreynoldszahl stärker auf die Reibung auswirkt, während der Formwiderstand keinen Einfluss auf den Wärmeübergang hat. Weiterhin ist kein Einfluss des Druckgradienten auf das Verhältnis der Reynoldsanalogiefaktoren zu beobachten. Ein Vergleich der Datenpunkte für Rauheiten mit geringer und hoher Wärmeleitfähigkeit zeigt, dass der Reynoldsanalogiefaktor bei geringer Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente stärker abnimmt. Dieser Einfluss wurde nach Kenntnis des Autors bisher nicht untersucht. Er ist damit zu begründen, dass bei Rauheitselementen mit geringer Wärmeleitfähigkeit der Wärmeübergang mit zunehmender Rauheitsreynoldszahl weniger stark ansteigt als die viskose Schubspannung. Die Datenpunkte mit $RA_r/RA_s > 1$ resultieren aus der Oberfläche, die nur sehr spärlich mit Rauheitselementen besetzt ist (r75e). Für diese Art von Oberflächen werden durch die Korrelation von Waigh und Kind zur Bestimmung der äquivalenten Sandkornrauheit vermutlich zu geringe Werte für k_s vorhergesagt. Daraus folgen aus der Berechnung zu geringe Reibungsbeiwerte. Weiterhin muss beachtet werden, dass diese Korrelation für raue Oberflächen im vollständig rauen Bereich entwickelt wurde und die Werte bei sehr kleinen Rauheitsreynoldszahlen dadurch einem Fehler unterliegen. Die Daten der Oberfläche r75e werden deshalb bei der Korrelationsentwicklung nicht berücksichtigt.

Korrelationen zur Beschreibung des Reynoldsanalogiefaktors in Abhängigkeit der äquivalenten Sandkornrauheit ohne Berücksichtigung der Wärmeleitfähigkeit wurden von Bons (2005) auf Basis von Messdaten und von Forooghi et al. (2018) auf Basis von Direkten Numerischen Simulationen (DNS) vorgestellt. Um die vorliegenden Daten zu korrelieren, wird die Korrelation von Forooghi et al. (2018) als Ausgangspunkt verwendet:

$$\frac{RA_r}{RA_s} = a + (1 - a) \exp(-k_s^+/b). \quad (10.2)$$

Mit den DNS-Daten finden die Autoren $a = 0,55$ und $b = 130$. Die Korrelation der vorliegenden Datenbasis mit Gleichung (10.2) führt unter Vernachlässigung der Werte für $k_s^+ \leq 18$ (schraffierter Bereich in Abbildung 10.3b) für die Rauheiten mit hoher Wärmeleitfähigkeit zu Koeffizienten von $a = 0,65$ und $b = 100$. Die Korrelation mit den Daten für die Oberflächen mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit liefert $a = 0,63$ und $b = 64$. Die beiden Linien in Abbildung 10.3b verdeutlichen Gleichung (10.2) mit den genannten Parametern.

10.3 Überlagerter Einfluss von Rauheit und Freistromturbulenz

Für die bisherige Analyse wurden nur Daten bei geringen Turbulenzgraden von $Tu_1 < 1,5\%$ betrachtet. Der Einfluss des Turbulenzgrades ist für drei exemplarische raue Oberflächen mit hoher Wärmeleitfähigkeit und rundem Querschnitt ($e = 1$) neben der glatten Referenzoberfläche in Abbildung 10.4 dargestellt. Die von Albiez et al. (2020) gemessene lokale Turbulenzintensität bei der relativen Lauflänge $s/c = 0,57$ ist in beiden Diagrammen auf der unteren Abszisse aufgetragen, während zur Übersicht auf der oberen Abszisse der Turbulenzgrad in der Eintrittsebene gegeben ist. Aus dieser Darstellung wird der lineare Anstieg des turbulenten Wärmeübergangs

mit zunehmendem Turbulenzgrad deutlich. Weiterhin scheint der Anstieg bei glatter und rauer Oberfläche identisch zu sein, sodass der Einfluss des lokalen Turbulenzgrades auf den Wärmeübergang über diese einfache Korrelation erfasst wird:

$$\frac{St}{St_0} = 1 + A_\theta Tu. \quad (10.3)$$

Hierbei entspricht St_0 der Stantonzahl bei $Tu = 0\%$. Die Korrelation von Gleichung (10.3) mit den vorliegenden Messdaten der Druck- und Saugseite resultiert für $A_\theta = 6$ in einer minimalen Abweichung. Werden lediglich die Daten der Saugseite berücksichtigt, wird dieser Wert etwas kleiner als sechs, während er für die Daten der Druckseite geringfügig größer ist. Die in Abbildung 10.4 dargestellten Linien entsprechen Gleichung (10.3) mit $A_\theta = 6$.

Werden allerdings nur die Testfälle mit der geringsten Anströmreynoldszahl ausgewählt, resultiert ein Wert für A_θ nahe fünf, während die ausschließliche Betrachtung der größten Anströmreynoldszahl zu Werten für A_θ nahe sieben führt. Da im vorliegenden Datensatz sowohl der Druckgradient, als auch das Verhältnis zwischen den turbulenten Längenmaßen und der Grenzschichtdicke $L_\varepsilon/\delta_{99}$ von der Reynoldszahl abhängen, ist es mit den vorliegenden Daten nicht möglich, die Einflüsse, die zu den unterschiedlichen Werten für A_θ führen können, zu separieren. Simonich und Bradshaw (1978) führen Wärmeübergangsmessungen in einer turbulenten Grenzschicht ohne Druckgradient bei nahezu isotroper Freistromturbulenz durch und finden einen mittleren Wert von $A_\theta = 5$. Weiterhin zeigen sie, dass dieser Wert stark vom Verhältnis $L_\varepsilon/\delta_{99}$ abhängt. Nähert sich $L_\varepsilon/\delta_{99}$ dem Wert eins an, ist der Einfluss der Freistromturbulenz auf den Wärmeübergang am größten ($A_\theta > 5$) und nimmt dann mit steigendem Verhältnis $L_\varepsilon/\delta_{99}$ ab. In der vorliegenden Untersuchung liegt die Grenzschichtdicke bei einer Lauflänge von $s/c = 0,57$ je nach Anströmreynoldszahl im Bereich $\delta_{99} \approx 1,9 \text{ mm} \dots 2,6 \text{ mm}$. Aufgrund der hohen Beschleunigung und der hohen Anisotropie der Turbulenz ist die Bestimmung des Dissipationslängenmaßes bei dieser Lauflänge mit größeren Unsicherheiten verbunden. Daher wird das in der Eintrittsebene gemessene Dissipationslängenmaß (siehe Tabelle 5.2) als untere Grenze für den Wert bei einer Lauflänge von $s/c = 0,57$ verwendet. Hieraus resultiert für alle Anströmreynoldszahlen ein Verhältnis von $L_\varepsilon/\delta_{99} > 4$. Basierend auf den Untersuchungen von Simonich und Bradshaw (1978) sollte dieses Verhältnis, zumindest bei isotroper Turbulenz, nicht zu einem erhöhten Einfluss auf den Wärmeübergang, d.h. zu großen Werten für A_θ führen.

Neben dem Anstieg des Wärmeübergangs mit der Freistromturbulenz ist auch der Reibungsbeiwert entsprechend beeinflusst. Allerdings ist die Beeinflussung durch die Freistromturbulenz geringer als beim Wärmeübergang (Simonich und Bradshaw, 1978; Blair, 1983b; Bons, 2005). Dementsprechend steigt der Reynoldsanalogiefaktor mit zunehmendem Turbulenzgrad. Simonich und Bradshaw (1978) beschreiben dieses Verhalten in guter Näherung mit $c_f/c_{f,0} = 1 + 2 Tu$. Dieser Zusammenhang führt mit Gleichung (10.3) und $A_\theta = 6$ zu einer Abhängigkeit des Reynoldsanalogiefaktors vom Turbulenzgrad von

$$\frac{RA}{RA_0} \approx 1 + 3,2 Tu, \quad (10.4)$$

was exakt dem von Bons (2005) gefundenen Ausdruck entspricht.

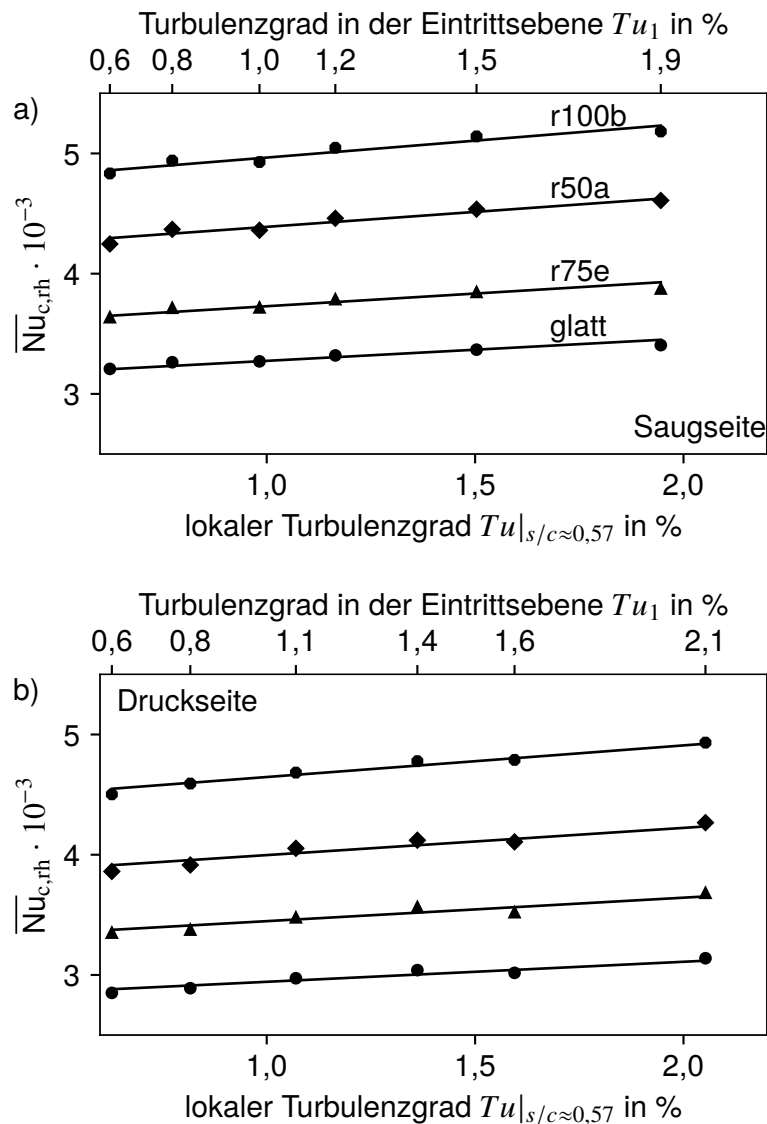


Abbildung 10.4: Mittlere Nußeltzahlen für den Bereich $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ in Abhängigkeit des lokalen Turbulenzgrads und der Oberflächenrauheit mit hoher Elementwärmeleitfähigkeit bei $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Die Linien entsprechen Gleichung (10.3) mit $A_\theta = 6$ (Gramespacher et al., 2021).

10.4 Überlagerter Einfluss der Elementwärmeleitfähigkeit und des Turbulenzgrads

In Abbildung 10.5 ist der Einfluss des lokalen Turbulenzgrades auf die mittlere Stantonzahl normiert mit ihrem Wert bei $Tu = 0\%$ dargestellt. Die gezeigten Daten enthalten alle Oberflächen mit runden Elementquerschnitten ($e = 1$) und zwei Anströmreynoldszahlen ($Re_c = 4,5 \cdot 10^5$ und $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$). Die gefüllten Symbole entsprechen den Oberflächen mit hoher Elementwärmeleitfähigkeit und die offenen denen mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit. Die Daten, die jeweils bei konstantem Turbulenzgrad übereinander aufgereiht sind, entsprechen unterschiedli-

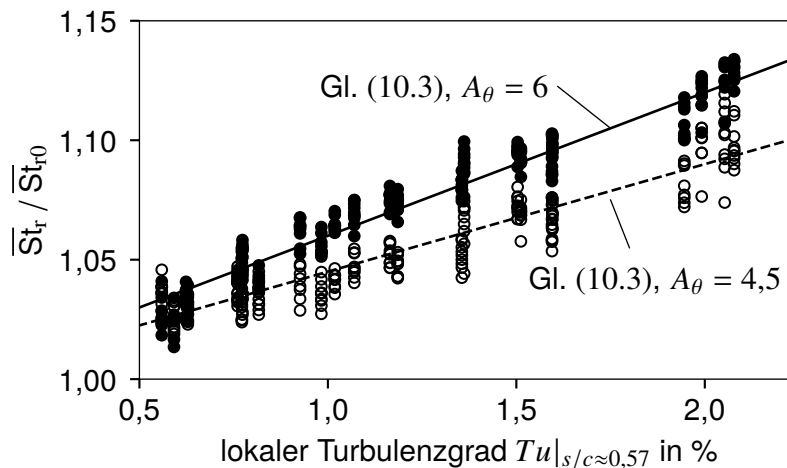


Abbildung 10.5: Einfluss des lokalen Turbulenzgrads auf die mittleren Stantonzahlen für den Bereich $0,51 \leq s/c \leq 0,64$ normiert mit deren Wert bei $Tu = 0\%$ für alle Oberflächen mit $e = 1$ bei $Re_c = 4,5 \cdot 10^5$ und $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Die Rauheitselemente mit hoher Wärmeleitfähigkeit sind als gefüllte Symbole dargestellt, die mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit als offene Symbole (Gramespacher et al., 2021).

chen Oberflächen. Die Reihenfolge der Oberflächen ist zufällig und zeigt keine systematische Abhängigkeit von k_s oder anderen Rauheitsparametern. Weiterhin ist die Reihenfolge der Datenpunkte zwischen den Turbulenzgraden unterschiedlich. Wie in Kapitel 10.3 beschrieben liegen die Datenpunkte der hohen Anströmreynoldszahlen tendenziell höher als die der niedrigen Anströmreynoldszahlen.

Obwohl die Streuung der Datenpunkte relativ groß ist, können für die beiden Elementwärmeleitfähigkeiten zwei deutlich unterschiedliche Abhängigkeiten vom Turbulenzgrad festgestellt werden. Die Korrelation der Datenpunkte mit hoher Elementwärmeleitfähigkeit mit Gleichung (10.3) bestätigt den zuvor beschriebenen Faktor von $A_\theta = 6$, während die Korrelation der Datenpunkte mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit für $A_\theta = 4,5$ die geringste Abweichung aufweist. Eine mögliche Erklärung für dieses unterschiedliche Verhalten ist die Temperatur der Rauheitselemente. Bei geringer Elementwärmeleitfähigkeit liegt diese deutlich näher an der Fluidtemperatur als bei hoher Elementwärmeleitfähigkeit. Hierdurch hat eine erhöhte Durchmischung des Fluids einen geringeren Einfluss auf den Wärmeübergang an die Rauheitselemente als bei Oberflächen mit hohen Elementwärmeleitfähigkeiten, bei denen die Temperatur der Rauheitselemente näher an der Wandtemperatur liegt.

10.5 Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente

Nachdem in den vorangegangenen Unterkapiteln Rauheitselemente mit rundem Querschnitt ($e = 1$) untersucht wurden, ist in Abbildung 10.6 der Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente bei zwei unterschiedlichen Rauheitsdichten auf die normierten Stantonzahlen dargestellt. Oberflächen mit einer Rauheitsdichte von $\Lambda_R \approx 6$ besitzen nach der Korrelation von Waigh und Kind

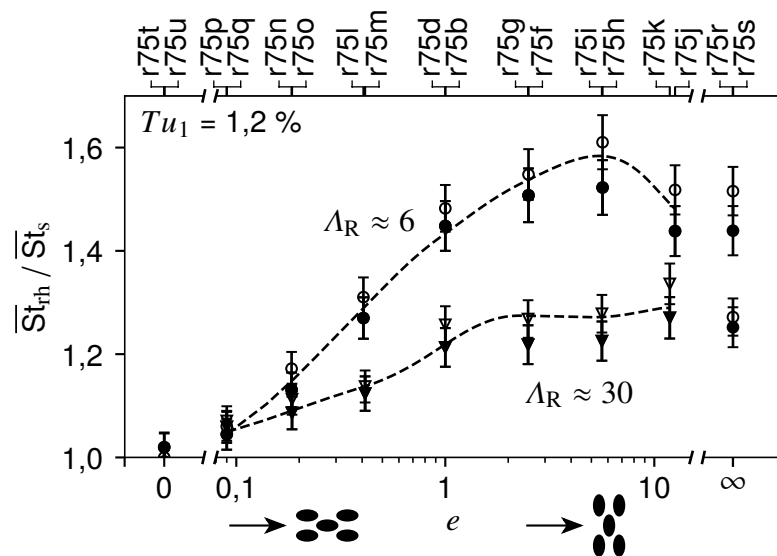


Abbildung 10.6: Einfluss der Exzentrizität der Rauheitselemente auf die mittleren normierten Stantonzahlen für den Bereich $0,51 \text{ m} \leq s/c \leq 0,64 \text{ m}$ für zwei Rauheitsdichten bei $Re_c = 6,0 \cdot 10^5$. Die gefüllten Symbole stehen für Testfälle mit druckseitiger Druckverteilung, offene Symbole für die der saugseitigen Druckverteilung (Gramespacher et al., 2021).

(1998) für eine bestimmte Elementhöhe eine maximale Sandkornrauheit. Sie haben dadurch erwartungsgemäß den größten Einfluss auf den turbulenten Wärmeübergang. Die Oberflächen mit $\Lambda_R \approx 30$ sind nur spärlich mit Rauheitselementen besetzt und haben dadurch einen geringeren Einfluss auf die Grenzschicht. Für Oberflächen mit $e \neq 0$ unterliegt die Berechnung der Reibungsbeiwerte sehr großen Unsicherheiten, weshalb für diese Art von rauen Oberflächen kein Reynoldsanalogiefaktor bestimmt wird. Wie in Abbildung 10.6 dargestellt, ist der Wärmeübergang für die rauen Oberflächen mit $\Lambda_R \approx 30$ für alle Exzentrizitäten geringer als für die Oberflächen mit höherer Rauheitsdichte. Der Einfluss der Rauheitsdichte ist vernachlässigbar, wenn die Rauheitselemente in Strömungsrichtung gestreckt werden und einen Wert von $e \approx 0,1$ unterschreiten. Bei zweidimensionalen Rippen in Strömungsrichtung ($e = 0$) ist der Einfluss der Rauheit auf den Wärmeübergang vernachlässigbar und der Abstand zwischen den Rippen hat keinen Einfluss. Bei Rauheitselementen, die quer zur Strömungsrichtung gestreckt werden ($e > 1$), wächst der Einfluss auf den Wärmeübergang zunächst mit zunehmender Exzentrizität an, bis eine Exzentrizität mit maximalem Einfluss erreicht ist, ab der ein weiteres Strecken zu einem geringer werdenden Einfluss auf den Wärmeübergang führt. Bei den rauen Oberflächen mit $\Lambda_R \approx 6$ ist der maximale Einfluss bei einer Exzentrizität von $e \approx 6$ erreicht. Bei größeren Exzentrizitäten nähert sich das Verhalten der Rauheitselemente dem von zweidimensionalen Rippen an und die Strukturen in deren Nachlauf ändern sich entsprechend. Möglicherweise führt das Gebiet mit einer abgelösten Grenzschicht im unmittelbaren Nachlauf bei den stark gestreckten Rauheitselementen in Abhängigkeit der Rauheitsdichte zu einer geringeren Wärmeübergangserhöhung. Der Vergleich zwischen der größten Exzentrizität und den zweidimensionalen Rippen quer zur Strömungsrichtung ($e = \infty$) legt nahe, dass eine Erhöhung der Exzentrizität ab $e > 10$ zu keinem

zusätzlichen Einfluss führt. Für ein noch tieferes Verständnis des Einflusses der Exzentrizität mit maximaler Wärmeübergangserhöhung, aber auch dem Einfluss der Rauheitsdichte werden weitere experimentelle Untersuchungen oder Direkte Numerische Simulationen benötigt. Da in der Literatur nach Kenntnis des Autors keine solchen Daten zur Verfügung stehen, kann der Effekt der Exzentrizität mit maximaler Erhöhung des Wärmeübergangs nicht weiter analysiert werden.

Die in diesem Unterkapitel vorgestellten Ergebnisse zum Einfluss rauer Oberflächen auf den turbulenten Wärmeübergang liefern vielfältige Möglichkeiten zur Verbesserung von Rauheitsmodellen. Die Daten können bspw. zur Kalibrierung von Diskrete-Elemente-Modellen verwendet werden. Insbesondere kann der hier vorgestellte Datensatz mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente dazu genutzt werden, ein besseres Verständnis darüber zu erlangen, welcher Anteil der Wärme über die Rauheitselemente selbst und welcher über die glatten Bereiche zwischen den Rauheitselementen übertragen wird. Aber auch zur Erweiterung von Sandkornrauheitsmodellen kann dieser Datensatz verwendet werden. So können die vorgestellten Korrelationen zur Beschreibung des Einflusses der Elementwärmeleitfähigkeit auf die Reynoldsanalogiefaktoren dazu genutzt werden, die Auswirkungen unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit über eine Modifikation der turbulenten Prandtlzahl zu berücksichtigen. Hiermit kann ein signifikanter Beitrag zur Verbesserung der Simulationsmodelle geleistet werden.

11 Zusammenfassung

Um die ehrgeizigen Ziele der Europäischen Kommission zur deutlichen Reduzierung der CO₂- und Stickoxidemissionen (NO_x) in der Luftfahrt zu erreichen, müssen die Werkzeuge, die zur Auslegung der Komponenten eines Flugtriebwerks zur Verfügung stehen, verbessert werden. Die Effizienz eines Triebwerks könnte unmittelbar durch eine Reduzierung des Kühlluftbedarfs gesteigert werden. Um diese Reduzierung zu ermöglichen, müssen die Modelle zur Beschreibung des laminar-turbulenten Übergangs und des turbulenten Wärmeübergangs verbessert werden. Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus auf den Einflussparametern des Turbulenzgrades, der turbulenten Längenmaße, der Oberflächentopographie sowie deren Wärmeleitfähigkeit. Aus der Variation dieser Einflussgrößen resultiert eine Datenbasis mit insgesamt über siebentausend Testfällen zum Einfluss der Oberflächenrauheit und der Freistromturbulenz auf die transitionale und turbulente Grenzschicht.

Um eine Variation der turbulenten Längenmaße unabhängig von der Turbulenzintensität zu ermöglichen, wurde ein neuartiger Turbulenzerzeuger mit verdrehbaren Turbulenzblechen und einstellbarer axialer Position entwickelt. Er ermöglicht die stufenlose Einstellung des Turbulenzgrades zwischen 1,5 % und 8 %. Durch verschiedene Kombinationen von axialer Position und Anstellwinkel der Leitbleche können unterschiedliche turbulente Längenmaße bei konstantem Turbulenzgrad erzeugt werden. Es wurde gezeigt, dass das Abklingen der turbulenten kinetischen Energie einem Potenzgesetz mit Abklingkoeffizienten zwischen 1,07 und 1,17 folgt. Diese Werte stimmen sehr gut mit Untersuchungen in der Literatur an statischen Turbulenzgittern überein. Die Anisotropie der Reynoldsspannungen ist vergleichbar zu der stromab konventioneller Turbulenzgitter. Die Reynoldsspannung in Strömungsrichtung ist etwa 15 % - 30 % höher als die beiden Reynoldsspannungen quer dazu. Im Vergleich zu konventionellen Turbulenzgittern ist die Homogenität etwas geringer. Im Gegensatz zu Gittern mit fester Stabbreite und Maschenweite bietet der neue Turbulenzerzeuger durch die stufenlose Variation neue Möglichkeiten, Experimente zur Interaktion der turbulenten Längenmaße mit der Grenzschicht durchzuführen.

Um den Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs zu untersuchen, wurde eine systematische Variation der Haupteinflussfaktoren Druckgradient, Turbulenzgrad, turbulente Längenmaße, Rauheitshöhe, Rauheitsdichte und Exzentrizität der Rauheitselemente durchgeführt. Diese Variation umfasst mehr als zweitausend Testfälle zum Einfluss der genannten Größen auf die Transitionsstartstelle. Übereinstimmend mit den Untersuchungen von Stripf et al. (2005) und Lorenz et al. (2013) wurde gezeigt, dass Oberflächenrauheit in einem für Turbinenschaufeln üblichen Bereich den gleichen Einfluss auf die Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs hat wie die Freistromturbulenz. Der Einfluss von Rauheiten mit relativen Höhen von $k/\delta_1 \lesssim 0,1$ ist vernachlässigbar. Weiterhin bleibt der laminare Wärmeübergang von der Oberflächenrauheit unbeeinflusst. Die Ergebnisse legen nahe, dass die Länge des laminar-turbulenten Übergangs neben dem Druckgradienten auch von der Oberflächenrauheit beeinflusst wird. Die Untersuchung des Einflusses der turbulenten Längenmaße zeigt, dass kleine Turbulenzreynoldszahlen die Transition bei konstantem Turbulenzgrad begünstigen, während große Turbulenzreynoldszahlen die Transition verzögern. Dieser Einfluss tritt gleichermaßen bei glatter und rauer Oberfläche auf. Dies lässt vermuten, dass die von Stripf et al. (2009) gefundenen Unterschiede zwischen Druck- und Saugseite zumindest teilweise auf

unterschiedliche turbulente Längenmaße zurückzuführen sind und nicht auf den Einfluss der Oberflächenkrümmung. Analog zu den Untersuchungen von Stripf (2007) weisen Oberflächen mit einer Rauheitsdichte von $\Lambda_R \approx 6$ den größten Einfluss auf die Transitionsstartstelle auf. Oberflächen mit in Strömungsrichtung gestreckten Rauheitselementen ($e < 1$) führen zu einer Stromabverlagerung der Startstelle des laminar-turbulenten Übergangs bis zu einer Exzentrizität, ab der sich die Rauheitselemente wie zweidimensionale Rippen verhalten. Rauheitselemente, die quer zur Strömungsrichtung gestreckt sind ($e > 1$), verschieben die Transitionsstartstelle stromauf. Hierbei wird deutlich, dass der Einfluss auf die Grenzschicht bei einer gewissen Exzentrizität maximal ist und der Einfluss bei größeren Exzentrizitäten wieder abnimmt.

Weiterhin wurde eine Methode zur Bestimmung der Intermittenzverläufe basierend auf den Wärmeübergangsverläufen erarbeitet und mithilfe von direkten Intermittenzmessungen mit einem Heißfilmsensor validiert. Basierend auf den so gewonnenen Intermittenzverläufen wurde eine verbesserte Startstellenkorrelation zur Beschreibung des laminar-turbulenten Übergangs an glatten Oberflächen entwickelt, die neben dem lokalen Turbulenzgrad auch die lokale Turbulenz Reynoldszahl berücksichtigt. Zusätzlich wurde diese Korrelation um die Berücksichtigung der Oberflächenrauheit über die Rauheitshöhe, Rauheitsdichte und Exzentrizität der Rauheitselemente erweitert. Die neue Korrelation ist in der Lage, die Impulsverlustdicken Reynoldszahl an der Transitionsstartstelle der über zweitausend Testfälle des Datensatzes mit einem mittleren Fehler von $< 7,5\%$ vorherzusagen. Der mittlere Fehler bei der Vorhersage der Transitionsstartstelle liegt bei $< 5,5\%$. Die neue Korrelation kann zukünftig mit Transitionsmodellen basierend auf der Ausbreitung von Turbulenzflecken gekoppelt werden, um auch den Übergangsbereich einer Grenzschicht modellieren zu können. Solche Modelle zur Beschreibung der Ausbreitung der Turbulenzflecken sind bis heute Gegenstand der Forschung und müssen weiter verbessert werden, um auch den Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Entstehung der Turbulenzflecken und die Länge des Übergangsbereichs zu erfassen. Der im Rahmen dieser Arbeit gewonnene Datensatz zur Entstehung und der Ausbreitung von Turbulenzflecken schließt grundlegende Forschungslücken. Erstmals wurde ein Heißfilmsensorarray bestehend aus 31 Einzelsensoren eingesetzt, um natürlich entstandene Turbulenzflecken bei turbinentypischen Strömungsbedingungen, wie Geschwindigkeitsverteilung und Freistromturbulenz, zu untersuchen. So kann die mittlere Form von Turbulenzflecken mit unterschiedlichem Entwicklungsstadium aufgezeigt werden, aber auch die Abhängigkeit des Ausbreitungswinkels sowie der Geschwindigkeit der Turbulenzflecken vom Beschleunigungsparameter.

Zur Bestimmung des Einflusses der Oberflächenrauheit auf den turbulenten Wärmeübergang wurde eine umfassende Variation der Haupteinflussgrößen wie Reynoldszahl, Freistromturbulenz, Rauheitshöhe, Rauheitsdichte und Exzentrizität sowie Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente durchgeführt. Für jeden Betriebspunkt wurden 26 unterschiedliche raue Oberflächen jeweils aus Neusilber mit einer hohen und Silikon mit einer niedrigen Elementwärmeleitfähigkeit untersucht. Da aufgrund der dünnen Grenzschichten entlang der Messplatte keine Schubspannungsmessungen durchgeführt werden konnten, wurden diese über das Rauheitsmodell von Durbin et al. (2001) berechnet, sodass die Reynoldsanalogiefaktoren ($RA = 2St/c_f$) ermittelt werden konnten. Durch den Formwiderstand der Rauheitselemente nimmt der Reibungsbeiwert c_f mit zunehmender Rauheits Reynoldszahl k_s^+ zu, während sich dieser Mechanismus nicht

auf den Wärmeübergang auswirkt. Dadurch sinkt das Verhältnis der Reynoldsanalogiefaktoren RA_r/RA_s mit zunehmender Rauheitsreynoldszahl. Der resultierende Datensatz kann direkt zur Verbesserung von Rauheitsmodellen zur numerischen Berechnung des Strömungsfelds verwendet werden. Wie zuvor angemerkt, wurde in dieser Arbeit erstmals eine umfassende Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente auf den Wärmeübergang durchgeführt. Mit dieser Untersuchung konnte gezeigt werden, dass der Reynoldsanalogiefaktor mit zunehmender Rauheitsreynoldszahl bei Rauheiten mit geringer Elementwärmeleitfähigkeit stärker abfällt als bei denen mit hoher Elementwärmeleitfähigkeit. Der Turbulenzgrad wirkt sich bei glatter und bei rauer Oberfläche gleichermaßen aus und führt zu einem linearen Anstieg des Wärmeübergangs mit zunehmendem Turbulenzgrad. Der Einfluss des Turbulenzgrads auf den Wärmeübergang ist bei Rauheiten mit geringer Wärmeleitfähigkeit weniger stark ausgeprägt als bei denen mit hoher Wärmeleitfähigkeit und glatter Oberfläche. Die Untersuchung der Exzentrizität der Rauheitselemente zeigt, dass Rauheitselemente, die in Strömungsrichtung gestreckt sind ($e < 1$), im Vergleich zu den Oberflächen mit $e = 1$ zu einer Verminderung des Wärmeübergangs führen, während die Rauheitselemente, die quer zur Strömungsrichtung gestreckt sind ($e > 1$), eine Erhöhung des Wärmeübergangs bewirken. Für die Rauheitselemente quer zur Strömungsrichtung existiert eine Exzentrizität mit maximalem Einfluss auf den Wärmeübergang. Wird diese überschritten, sinkt der Einfluss auf den Wärmeübergang wieder. Für Exzentrizitäten $e < 0,1$ ist der Einfluss der Rauheitsdichte vernachlässigbar, während sich Elemente ab Exzentrizitäten $e > 10$ dem Verhalten von zweidimensionalen Rippen annähern. Der Datensatz zur Beschreibung des Einflusses der Oberflächenrauheit auf den turbulenten Wärmeübergang umfasst mehr als fünftausend Testfälle, beinhaltet die umfassende Variation einer Vielzahl von Einflussgrößen und kann bei der Entwicklung und Anpassung von Diskretelemente- oder Sandkornrauheitsmodellen eingesetzt werden. Die Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente hilft dabei, übertragene Wärme in die beiden Anteile aufzuteilen, die einerseits direkt über die Rauheitselemente übertragen werden und andererseits über die glatten Bereiche zwischen den Rauheitselementen. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und vorgestellten Korrelationen zur Beschreibung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit auf den Reynoldsanalogiefaktor können dazu verwendet werden, den Einfluss der Elementwärmeleitfähigkeit über die Modifikation der turbulenten Prandtlzahl sehr einfach in Sandkornrauheitsmodellen zu berücksichtigen. Um die Unterschiede zwischen deterministischer und realer Oberflächenrauheit zu quantifizieren, sollten zukünftig weitere Messungen an stochastischer Oberflächenrauheit durchgeführt werden.

Literatur

- Abu-Ghannam, B. J. und Shaw, R. (1980). „Natural Transition of Boundary Layers—The Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History“. In: *Journal of Mechanical Engineering Science*, Band 22, Heft 5, S. 213–228. DOI: [10.1243/jmes_jour_1980_022_043_02](https://doi.org/10.1243/jmes_jour_1980_022_043_02).
- Abuaf, N., Bunker, R. S. und Lee, C. P. (1998). „Effects of Surface Roughness on Heat Transfer and Aerodynamic Performance of Turbine Airfoils“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 120, Heft 3, S. 522–529. DOI: [10.1115/1.2841749](https://doi.org/10.1115/1.2841749).
- Abuaf, N., Dorri, B., Lee, C. P. und Flodman, D. A. (1997). „Stagnation Point Heat Transfer With a Thermal Barrier Coated Cylinder“. In: *Volume 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. Orlando, Florida, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exhibition. DOI: [10.1115/97-gt-385](https://doi.org/10.1115/97-gt-385).
- Achenbach, E. (1977). „The effect of surface roughness on the heat transfer from a circular cylinder to the cross flow of air“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 20, Heft 4, S. 359–369. DOI: [10.1016/0017-9310\(77\)90157-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(77)90157-0).
- Akinlade, O. G., Bergstrom, D. J., Tachie, M. F. und Castillo, L. (2004). „Outer flow scaling of smooth and rough wall turbulent boundary layers“. In: *Experiments in Fluids*, Band 37, Heft 4, S. 604–612. DOI: [10.1007/s00348-004-0856-5](https://doi.org/10.1007/s00348-004-0856-5).
- Albiez, H. (2022). „Untersuchung transitionaler Grenzschichtströmungen mit Berücksichtigung der Freistromturbulenz und der spektralen Turbulenzverteilung“. Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie.
- Albiez, H., Gramespacher, C., Stripf, M. und Bauer, H.-J. (2020). „High-Resolution Measurements of Heat Transfer, Near-Wall Intermittency, and Reynolds-Stresses Along a Flat Plate Boundary Layer Undergoing Bypass Transition“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 142, Heft 4. DOI: [10.1115/1.4045756](https://doi.org/10.1115/1.4045756).
- Ames, F. E. (1997). „The Influence of Large-Scale High-Intensity Turbulence on Vane Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 119, Heft 1, S. 23–30. DOI: [10.1115/1.2841007](https://doi.org/10.1115/1.2841007).
- Ames, F. E. und Moffat, R. J. (1990). „Heat Transfer With High Intensity, Large Scale Turbulence: The Flat Plate Turbulent Boundary Layer and the Cylindrical Stagnation Point“. In: *Report No. HMT-43, Thermosciences Division of Mechanical Engineering, Stanford University*.
- Anthony, R. J., Jones, T. V. und LaGraff, J. E. (2005). „High Frequency Surface Heat Flux Imaging of Bypass Transition“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 127, Heft 2, S. 241–250. DOI: [10.1115/1.1860379](https://doi.org/10.1115/1.1860379).
- Antonia, R. A., Lee, S. K., Djenidi, L., Lavoie, P. und Danaila, L. (2013). „Invariants for slightly heated decaying grid turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 727, S. 379–406. DOI: [10.1017/jfm.2013.217](https://doi.org/10.1017/jfm.2013.217).
- Arts, T. und Lampert de Rouvroit, M. (1992). „Aero-Thermal Performance of a Two-Dimensional Highly Loaded Transonic Turbine Nozzle Guide Vane: A Test Case for Inviscid and Viscous Flow Computations“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 114, Heft 1, S. 147–154. DOI: [10.1115/1.2927978](https://doi.org/10.1115/1.2927978).

- Ashok, A., Bailey, S. C. C., Hultmark, M. und Smits, A. J. (2012). „Hot-wire spatial resolution effects in measurements of grid-generated turbulence“. In: *Experiments in Fluids*, Band 53, Heft 6, S. 1713–1722. DOI: [10.1007/s00348-012-1382-5](https://doi.org/10.1007/s00348-012-1382-5).
- Aupoix, B. (1995). „Modelling of Boundary Layer Flows Over Rough Surfaces“. In: *Fluid Mechanics and Its Applications*. Springer Niederlande, S. 16–20. DOI: [10.1007/978-94-011-0457-9_4](https://doi.org/10.1007/978-94-011-0457-9_4).
- Aupoix, B. (2014). „Roughness Corrections for the k - ω Shear Stress Transport Model: Status and Proposals“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 137, Heft 2. DOI: [10.1115/1.4028122](https://doi.org/10.1115/1.4028122).
- Bacci, T., Picchi, A., Lenzi T. and Facchini, B. und Innocenti, L. (2021). „Effect of Surface Roughness and Inlet Turbulence Intensity on a Turbine Nozzle Guide Vane External Heat Transfer: Experimental Investigation on a Literature Test Case“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 143, Heft 4. DOI: [10.1115/1.4049917](https://doi.org/10.1115/1.4049917).
- Bae, S., Lele, S. K. und Sung, H. J. (2000). „Influence of Inflow Disturbances on Stagnation-Region Heat Transfer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 122, Heft 2, S. 258–265. DOI: [10.1115/1.521486](https://doi.org/10.1115/1.521486).
- Bae, S., Lele, S. K. und Sung, H. J. (2003). „Direct numerical simulation of stagnation region flow and heat transfer with free-stream turbulence“. In: *Physics of Fluids*, Band 15, Heft 6, S. 1462. DOI: [10.1063/1.1565332](https://doi.org/10.1063/1.1565332).
- Baines, W. D. und Peterson, E. G. (1951). „An Investigation of Flow Through Screens“. In: *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, Band 73.
- Bammert, K. und Sandstede, H. (1972). „Measurements Concerning the Influence of Surface Roughness and Profile Changes on the Performance of Gas Turbines“. In: *Journal of Engineering for Power*, Band 94, Heft 3, S. 207–213. DOI: [10.1115/1.3445674](https://doi.org/10.1115/1.3445674).
- Bammert, K. und Sandstede, H. (1980). „Measurements of the Boundary Layer Development along a Turbine Blade with Rough Surfaces“. In: *Journal of Engineering for Power*, Band 102, Heft 4, S. 978–983. DOI: [10.1115/1.3230370](https://doi.org/10.1115/1.3230370).
- Bario, F. und Beral, C. (1998). „Boundary layer measurements on the pressure and suction sides of a turbine inlet guide vane“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science*, Band 17, Heft 1-2, S. 1–9. DOI: [10.1016/s0894-1777\(97\)10043-7](https://doi.org/10.1016/s0894-1777(97)10043-7).
- Barlow, D. N., Kim, Y. W. und Florschuetz, L. W. (1997). „Transient Liquid Crystal Technique for Convective Heat Transfer on Rough Surfaces“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 119, Heft 1, S. 14–22. DOI: [10.1115/1.2841004](https://doi.org/10.1115/1.2841004).
- Batchelor, G. K. und Townsend, A. A. (1948). „Decay of isotropic turbulence in the initial period“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, Band 193, Heft 1035, S. 539–558. DOI: [10.1098/rspa.1948.0061](https://doi.org/10.1098/rspa.1948.0061).
- Bechert, D. W., Bruse, M. und Hage, W. (2000). „Experiments with three-dimensional riblets as an idealized model of shark skin“. In: *Experiments in Fluids*, Band 28, Heft 5, S. 403–412. DOI: [10.1007/s003480050400](https://doi.org/10.1007/s003480050400).
- Bicen, A. F. und Jones, W. P. (1986). „Velocity Characteristics of Isothermal and Combusting Flows in a Model Combustor“. In: *Combustion Science and Technology*, Band 49, Heft 1-2, S. 1–15. DOI: [10.1080/00102208608923900](https://doi.org/10.1080/00102208608923900).

- Binder, A., Schroeder, T. und Hourmouziadis, J. (1989). „Turbulence Measurements in a Multistage Low-Pressure Turbine“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 111, Heft 2, S. 153–161. DOI: [10.1115/1.3262250](https://doi.org/10.1115/1.3262250).
- Blair, M. F. (1983a). „Influence of Free-Stream Turbulence on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer and Mean Profile Development, Part I—Experimental Data“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 105, Heft 1, S. 33–40. DOI: [10.1115/1.3245555](https://doi.org/10.1115/1.3245555).
- Blair, M. F. (1983b). „Influence of Free-Stream Turbulence on Turbulent Boundary Layer Heat Transfer and Mean Profile Development, Part II—Analysis of Results“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 105, Heft 1, S. 41–47. DOI: [10.1115/1.3245557](https://doi.org/10.1115/1.3245557).
- Blair, M. F. (1994). „An Experimental Study Heat Transfer in a Large-Scale Turbine Rotor Passage“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 116, Heft 1, S. 1–13. DOI: [10.1115/1.2928273](https://doi.org/10.1115/1.2928273).
- Blair, M. F. und Werle, M. J. (1981). *Combined Influence of Freestream Turbulence and Favourable Pressure Gradients on Boundary Layer Transition and Heat Transfer*. Techn. Ber. Nr. R80-914388-17, United Technologies Research Center, East Hartford, CT, USA.
- Bogard, D. G., Schmidt, D. L. und Tabbita, M. (1998). „Characterization and Laboratory Simulation of Turbine Airfoil Surface Roughness and Associated Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 120, Heft 2, S. 337–342. DOI: [10.1115/1.2841411](https://doi.org/10.1115/1.2841411).
- Bons, J. (2005). „A Critical Assessment of Reynolds Analogy for Turbine Flows“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 127, Heft 5, S. 472–485. DOI: [10.1115/1.1861919](https://doi.org/10.1115/1.1861919).
- Bons, J. P. (2002). „St and cf Augmentation for Real Turbine Roughness With Elevated Free-stream Turbulence“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 124, Heft 4, S. 632–644. DOI: [10.1115/1.1505851](https://doi.org/10.1115/1.1505851).
- Bons, J. P. (2010). „A Review of Surface Roughness Effects in Gas Turbines“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 132, Heft 2. DOI: [10.1115/1.3066315](https://doi.org/10.1115/1.3066315).
- Bons, J. P. und McClain, S. T. (2004). „The Effect of Real Turbine Roughness With Pressure Gradient on Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 126, Heft 3, S. 385–394. DOI: [10.1115/1.1738120](https://doi.org/10.1115/1.1738120).
- Bons, J. P., Taylor, R. P., McClain, S. T. und Rivir, R. B. (2001). „The Many Faces of Turbine Surface Roughness“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 123, Heft 4, S. 739–748. DOI: [10.1115/1.1400115](https://doi.org/10.1115/1.1400115).
- Boyle, R. J. und Senyitko, R. G. (2005). „Effects of Surface Roughness on Turbine Vane Heat Transfer“. In: *Volume 3: Turbo Expo 2005, Parts A and B*. Reno, Nevada, USA: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea und Air. DOI: [10.1115/gt2005-69133](https://doi.org/10.1115/gt2005-69133).
- Boyle, R. J. und Stripf, M. (2009). „Simplified Approach to Predicting Rough Surface Transition“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 131, Heft 4. DOI: [10.1115/1.3072521](https://doi.org/10.1115/1.3072521).
- Brandt, L., Schlatter, P. und Henningson, D. S. (2004). „Transition in boundary layers subject to free-stream turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 517, S. 167–198. DOI: [10.1017/s0022112004000941](https://doi.org/10.1017/s0022112004000941).
- Bruun, H. H. (1995). *Hot wire anemometry : principles and signal analysis*. Oxford, New York, USA: Oxford University Press. ISBN: 9780198563426.
- Bruun, H. H., Nabhani, N., Fardad, A. A. und Al-Kayiem, H. H. (1990). „Velocity component measurements by X hot-wire anemometry“. In: *Measurement Science and Technology*, Band 1, Heft 12, S. 1314–1321. DOI: [10.1088/0957-0233/1/12/010](https://doi.org/10.1088/0957-0233/1/12/010).

- Bunker, R. S. (1997). „Separate and Combined Effects of Surface Roughness and Turbulence Intensity on Vane Heat Transfer“. In: *Volume 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. Orlando, Florida, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exhibition. DOI: [10.1115/97-gt-135](https://doi.org/10.1115/97-gt-135).
- Büyüktür, A. R., Kestin, J. und Maeder, P. F. (1964). „Influence of combined pressure gradient and turbulence on the transfer of heat from a plate“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 7, Heft 11, S. 1175–1186. DOI: [10.1016/0017-9310\(64\)90059-6](https://doi.org/10.1016/0017-9310(64)90059-6).
- Cameron, J. D., Morris, S. C., Bailey, S. und Smits, A. J. (2010). „Effects of hot-wire length on the measurement of turbulent spectra in anisotropic flows“. In: *Measurement Science and Technology*, Band 21, Heft 10, S. 105407. DOI: [10.1088/0957-0233/21/10/105407](https://doi.org/10.1088/0957-0233/21/10/105407).
- Chakroun, W. (1992). „Experimental Investigation of the Effects of Acceleration on Flow and Heat Transfer in the Turbulent Rough-Wall Boundary Layer“. Dissertation. Mississippi State University.
- Chakroun, W. und Taylor, R. P. (1993). „The Effects of Moderately Strong Acceleration on Heat Transfer in the Turbulent Rough-Wall Boundary Layer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 115, Heft 3, S. 782–785. DOI: [10.1115/1.2910754](https://doi.org/10.1115/1.2910754).
- Ching, C. Y. und LaGraff, J. E. (1995). „Measurement of turbulent spot convection rates in a transitional boundary layer“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science*, Band 11, Heft 1, S. 52–60. DOI: [10.1016/0894-1777\(94\)00111-k](https://doi.org/10.1016/0894-1777(94)00111-k).
- Chong, T. P. und Zhong, S. (2005). „On the Three-Dimensional Structure of Turbulent Spots“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 127, Heft 3, S. 545–551. DOI: [10.1115/1.1928286](https://doi.org/10.1115/1.1928286).
- Chowdhury, N. und Ames, F. E. (2013). „The Response of High Intensity Turbulence in the Presence of Large Stagnation Regions“. In: *Volume 3C: Heat Transfer*. San Antonio, Texas, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exhibition. DOI: [10.1115/gt2013-95055](https://doi.org/10.1115/gt2013-95055).
- Clark, J. P., Jones, T. V. und LaGraff, J. E. (1994). „On the propagation of naturally-occurring turbulent spots“. In: *Journal of Engineering Mathematics*, Band 28, Heft 1, S. 1–19. DOI: [10.1007/bf02383602](https://doi.org/10.1007/bf02383602).
- Coleman, H. W. (1976). „Momentum and energy transport in the accelerated fully rough turbulent boundary layer“. In: *Stanford University, Report No. HMT-24*. DOI: [10.2172/7353223](https://doi.org/10.2172/7353223).
- Coleman, H. W., Moffat, R. J. und Kays, W. M. (1977). „The accelerated fully rough turbulent boundary layer“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 82, Heft 3, S. 507–528. DOI: [10.1017/s0022112077000810](https://doi.org/10.1017/s0022112077000810).
- Coleman, H. W., Moffat, R. J. und Kays, W. M. (1981). „Heat Transfer in the Accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 103, Heft 1, S. 153–158. DOI: [10.1115/1.3244411](https://doi.org/10.1115/1.3244411).
- Comte-Bellot, G. und Corrsin, S. (1966). „The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 25, Heft 4, S. 657–682. DOI: [10.1017/s0022112066000338](https://doi.org/10.1017/s0022112066000338).
- D’Ovidio, A., Harkins, J. A. und Gostelow, J. P. (2001). „Turbulent Spots in Strong Adverse Pressure Gradients: Part 2 — Spot Propagation and Spreading Rates“. In: *Volume 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. New Orleans, Louisiana, USA: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea und Air. DOI: [10.1115/2001-gt-0406](https://doi.org/10.1115/2001-gt-0406).

- Daniels, L. (1978). „Film Cooling of Gas Turbine Blades“. Dissertation. University of Oxford.
- Davidson, P. A. (2015). *Turbulence*. 2. Aufl. Oxford University Press. ISBN: 0198722591.
- Dees, J. E. und Bogard, D. G. (2008). „Effects of Regular and Random Roughness on the Heat Transfer and Skin Friction Coefficient on the Suction Side of a Gas Turbine Vane“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 130, Heft 4. DOI: [10.1115/1.2812338](https://doi.org/10.1115/1.2812338).
- Dils, R. R. und Follansbee, P. S. (1977). „Heat Transfer Coefficients Around Cylinders in Crossflow in Combustor Exhaust Gases“. In: *Journal of Engineering for Power*, Band 99, Heft 4, S. 497–508. DOI: [10.1115/1.3446543](https://doi.org/10.1115/1.3446543).
- Dipprey, D. F. und Sabersky, R. H. (1963). „Heat and momentum transfer in smooth and rough tubes at various prandtl numbers“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 6, Heft 5, S. 329–353. DOI: [10.1016/0017-9310\(63\)90097-8](https://doi.org/10.1016/0017-9310(63)90097-8).
- Downs, R. S., White, E. B. und Denissen, N. A. (2008). „Transient Growth and Transition Induced by Random Distributed Roughness“. In: *AIAA Journal*, Band 46, Heft 2, S. 451–462. DOI: [10.2514/1.31696](https://doi.org/10.2514/1.31696).
- Dullenkopf, K. (1992). „Untersuchungen zum Einfluss periodisch instationärer Nachlaufströmungen auf den Wärmeübergang konvektiv gekühlter Gasturbinenschaufeln“. Dissertation. Universität Karlsruhe (TH).
- Dullenkopf, K. und Mayle, R. E. (1994). „The Effects of Incident Turbulence and Moving Wakes on Laminar Heat Transfer in Gas Turbines“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 116, Heft 1, S. 23–28. DOI: [10.1115/1.2928274](https://doi.org/10.1115/1.2928274).
- Dullenkopf, K. und Mayle, R. E. (1995). „An Account of Free-Stream-Turbulence Length Scale on Laminar Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 117, Heft 3, S. 401–406. DOI: [10.1115/1.2835675](https://doi.org/10.1115/1.2835675).
- Durbin, P. A. (2017). „Perspectives on the Phenomenology and Modeling of Boundary Layer Transition“. In: *Flow, Turbulence and Combustion*, Band 99, Heft 1, S. 1–23. DOI: [10.1007/s10494-017-9819-9](https://doi.org/10.1007/s10494-017-9819-9).
- Durbin, P. A., Medic, G., Seo, J.-M., Eaton, J. K. und Song, S. (2001). „Rough Wall Modification of Two-Layer $k-\epsilon$ “. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 123, Heft 1, S. 16–21. DOI: [10.1115/1.1343086](https://doi.org/10.1115/1.1343086).
- Dyban, E. P., Epik, E. I. und Suprun, T. T. (1976). „Characteristics of the laminar boundary layer in the presence of elevated free-stream turbulence“. In: *Fluid Mechanics - Soviet Research*, Band 5, Heft 30, S. 86–90.
- Eckert, E. (1942). „Die Berechnung des Wärmeübergangs in der laminaren Grenzschicht umströmter Körper“. German. In: *VDI-Forschungsheft*, Band 416.
- Eliasz, N., Shemesh, G. und Latanision, R. M. (2002). „Hot corrosion in gas turbine components“. In: *Engineering Failure Analysis*, Band 9, Heft 1, S. 31–43. DOI: [10.1016/s1350-6307\(00\)00035-2](https://doi.org/10.1016/s1350-6307(00)00035-2).
- Emmons, H. W. (1951). „The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer-Part I“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences*, Band 18, Heft 7, S. 490–498. DOI: [10.2514/8.2010](https://doi.org/10.2514/8.2010).
- Epstein, A. H. (2014). „Aeropropulsion for Commercial Aviation in the Twenty-First Century and Research Directions Needed“. In: *AIAA Journal*, Band 52, Heft 5, S. 901–911. DOI: [10.2514/1.j052713](https://doi.org/10.2514/1.j052713).

- Erickson, E. L., Ames, F. E. und Bons, J. P. (2012). „Effects of a Realistically Rough Surface on Vane Heat Transfer Including the Influence of Turbulence Condition and Reynolds Number“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 134, Heft 2. DOI: [10.1115/1.4003026](https://doi.org/10.1115/1.4003026).
- Europäische Kommission (2012). *Flightpath 2050 : Europe's vision for aviation : maintaining global leadership and serving society's needs*. Luxembourg: Publications Office. ISBN: 9789279262296. DOI: [10.2777/15458](https://doi.org/10.2777/15458).
- Finson, M. und Wu, P. (1979). „Analysis of rough wall turbulent heating with application to blunted flight vehicles“. In: *17th Aerospace Sciences Meeting*. New Orleans, Louisiana, USA: American Institute of Aeronautics und Astronautics. DOI: [10.2514/6.1979-8](https://doi.org/10.2514/6.1979-8).
- Flack, K. A. und Schultz, M. P. (2010). „Review of Hydraulic Roughness Scales in the Fully Rough Regime“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 132, Heft 4. DOI: [10.1115/1.4001492](https://doi.org/10.1115/1.4001492).
- Flack, K. A., Schultz, M. P. und Barros, J. M. (2019). „Skin Friction Measurements of Systematically-Variied Roughness: Probing the Role of Roughness Amplitude and Skewness“. In: *Flow, Turbulence and Combustion*, Band 104, Heft 2-3, S. 317–329. DOI: [10.1007/s10494-019-00077-1](https://doi.org/10.1007/s10494-019-00077-1).
- Flack, K. A., Schultz, M. P. und Shapiro, T. A. (2005). „Experimental support for Townsend's Reynolds number similarity hypothesis on rough walls“. In: *Physics of Fluids*, Band 17, Heft 3, S. 035102. DOI: [10.1063/1.1843135](https://doi.org/10.1063/1.1843135).
- Forooghi, P., Stripf, M. und Frohnäpfel, B. (2018). „A systematic study of turbulent heat transfer over rough walls“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 127, S. 1157–1168. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.013](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.013).
- Forooghi, P., Stroh, A., Magagnato, F., Jakirlić, S. und Frohnäpfel, B. (2017). „Toward a Universal Roughness Correlation“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 139, Heft 12. DOI: [10.1115/1.4037280](https://doi.org/10.1115/1.4037280).
- Frössling, N. (1940). „Verdunstung, Wärmeübergang und Geschwindigkeitsverteilung bei zweidimensionaler und rotationssymmetrischer laminarer Grenzschichtströmung“. In: *Technischer Bericht, Lunds Universitets Årsskrift, N.F. Avd. 2*, Band 36, Heft 4.
- Gad-El-Hak, M., Blackwelder, R. F. und Riley, J. J. (1981). „On the growth of turbulent regions in laminar boundary layers“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 110, S. 73–95. DOI: [10.1017/S002211208100061X](https://doi.org/10.1017/S002211208100061X).
- Gad-El-Hak, M. und Corrsin, S. (1974). „Measurements of the nearly isotropic turbulence behind a uniform jet grid“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 62, Heft 1, S. 115–143. DOI: [10.1017/s0022112074000607](https://doi.org/10.1017/s0022112074000607).
- George, W. K. (1992). „The decay of homogeneous isotropic turbulence“. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, Band 4, Heft 7, S. 1492–1509. DOI: [10.1063/1.858423](https://doi.org/10.1063/1.858423).
- Gersten, K. und Herwig, H. (1992). *Strömungsmechanik, Grundlagen der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht*. Wiesbaden, Deutschland: Vieweg+Teubner Verlag. DOI: [10.1007/978-3-322-93970-8](https://doi.org/10.1007/978-3-322-93970-8).
- Gibbings, J. und Al-Shukri, S. (1997). „Effect of sandpaper roughness and stream turbulence on the laminar layer and its transition“. In: *The Aeronautical Journal*, Band 101, Heft 1001, S. 17–24. DOI: [10.1017/S0001924000066811](https://doi.org/10.1017/S0001924000066811).

- Gifford, A. R., Diller, T. E. und Vlachos, P. P. (2011). „The Physical Mechanism of Heat Transfer Augmentation in Stagnating Flows Subject to Freestream Turbulence“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 133, Heft 2. DOI: [10.1115/1.4002595](https://doi.org/10.1115/1.4002595).
- Glasesnapp, T., Puetz, F., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2017). „Assessment of Real Turbine Blade Roughness Parameters for the Design of a Film Cooling Test Rig“. In: *Volume 5A: Heat Transfer*. Charlotte, North Carolina, USA: ASME Turbo Expo: Turbomachinery Technical Conference und Exposition. DOI: [10.1115/gt2017-63088](https://doi.org/10.1115/gt2017-63088).
- Gleeson, B. (2006). „Thermal Barrier Coatings for Aeroengine Applications“. In: *Journal of Propulsion and Power*, Band 22, Heft 2, S. 375–383. DOI: [10.2514/1.20734](https://doi.org/10.2514/1.20734).
- Gnielinski, V. (1975). „Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen“. In: *Forschung im Ingenieurwesen*, Band 41, Heft 1, S. 8–16. DOI: [10.1007/bf02559682](https://doi.org/10.1007/bf02559682).
- Goebel, S. G., Abuaf, N., Lovett, J. A. und Lee, C.-P. (1993). „Measurements of Combustor Velocity and Turbulence Profiles“. In: *Volume 3A: General*. Cincinnati, Ohio, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exposition. DOI: [10.1115/93-gt-228](https://doi.org/10.1115/93-gt-228).
- Goldstein, R. J., Lau, K. Y. und Leung, C. C. (1983). „Velocity and turbulence measurements in combustion systems“. In: *Experiments in Fluids*, Band 1, Heft 2, S. 93–99. DOI: [10.1007/bf00266261](https://doi.org/10.1007/bf00266261).
- Gostelow, J. P. und Blunden, A. R. (1989). „Investigations of Boundary Layer Transition in an Adverse Pressure Gradient“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 111, Heft 4, S. 366–374. DOI: [10.1115/1.3262281](https://doi.org/10.1115/1.3262281).
- Gostelow, J. P., Blunden, A. R. und Walker, G. J. (1994). „Effects of Free-Stream Turbulence and Adverse Pressure Gradients on Boundary Layer Transition“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 116, Heft 3, S. 392–404. DOI: [10.1115/1.2929426](https://doi.org/10.1115/1.2929426).
- Gostelow, J. P., Melwani, N. und Walker, G. J. (1996). „Effects of Streamwise Pressure Gradient on Turbulent Spot Development“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 118, Heft 4, S. 737–743. DOI: [10.1115/1.2840929](https://doi.org/10.1115/1.2840929).
- Gramespacher, C., Albiez, H., Stripf, M. und Bauer, H.-J. (2019). „The generation of grid turbulence with continuously adjustable intensity and length scales“. In: *Experiments in Fluids*, Band 60, Heft 5. DOI: [10.1007/s00348-019-2727-0](https://doi.org/10.1007/s00348-019-2727-0).
- Gramespacher, C., Albiez, H., Stripf, M. und Bauer, H.-J. (2021). „The Influence of Element Thermal Conductivity, Shape, and Density on Heat Transfer in a Rough Wall Turbulent Boundary Layer with Strong Pressure Gradients“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 143, Heft 8, S. 081001. DOI: [10.1115/1.4050390](https://doi.org/10.1115/1.4050390).
- Gramespacher, C., Stripf, M. und Bauer, H.-J. (2022). „The Influence of Deterministic Surface Roughness and Free-Stream Turbulence on Transitional Boundary Layers: Heat Transfer Distributions and a New Transition Onset Correlation“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 144, Heft 4. DOI: [10.1115/1.4052458](https://doi.org/10.1115/1.4052458).
- Grant, H. L. und Nisbet, I. C. T. (1957). „The inhomogeneity of grid turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 2, Heft 3, S. 263–272. DOI: [10.1017/s0022112057000117](https://doi.org/10.1017/s0022112057000117).
- Griffin, K. P., Wei, N. J., Bodenschatz, E. und Bewley, G. P. (2019). „Control of long-range correlations in turbulence“. In: *Experiments in Fluids*, Band 60, Heft 4. DOI: [10.1007/s00348-019-2698-1](https://doi.org/10.1007/s00348-019-2698-1).

- Guo, S. M., Jones, T. V., Lock, G. D. und Dancer, S. N. (1998). „Computational Prediction of Heat Transfer to Gas Turbine Nozzle Guide Vanes With Roughened Surfaces“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 120, Heft 2, S. 343–350. DOI: [10.1115/1.2841412](https://doi.org/10.1115/1.2841412).
- Guo, X. (1990). „Experimentelle Untersuchungen der Wärmeübertragung zwischen rauhen Rohren und Fluiden mit hoher Prandtl-Zahl bei turbulenter Strömung“. Dissertation. Ruhr-Universität Bochum.
- Hamed, A., Tabakoff, W. C. und Wenglarz, R. V. (2006). „Erosion and Deposition in Turbomachinery“. In: *Journal of Propulsion and Power*, Band 22, Heft 2, S. 350–360. DOI: [10.2514/1.18462](https://doi.org/10.2514/1.18462).
- Hamed, A. A., Tabakoff, W., Rivir, R. B., Das, K. und Arora, P. (2005). „Turbine Blade Surface Deterioration by Erosion“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 127, Heft 3, S. 445–452. DOI: [10.1115/1.1860376](https://doi.org/10.1115/1.1860376).
- Hanarp, L. R. und Sundén, B. (1982). „Structure of the boundary layers on a circular cylinder in the presence of freestream turbulence“. In: *Letters in Heat and Mass Transfer*, Band 9, Heft 3, S. 169–177. DOI: [10.1016/0094-4548\(82\)90055-8](https://doi.org/10.1016/0094-4548(82)90055-8).
- Hancock, P. E. und Bradshaw, P. (1983). „The Effect of Free-Stream Turbulence on Turbulent Boundary Layers“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 105, Heft 3, S. 284–289. DOI: [10.1115/1.3240989](https://doi.org/10.1115/1.3240989).
- Healzer, J. M. (1974). „The turbulent boundary layer on a rough porous plate: Experimental heat transfer with uniform blowing“. Dissertation. Stanford University.
- Heitor, M. V. und Whitelaw, J. H. (1986). „Velocity, temperature, and species characteristics of the flow in a gas-turbine combustor“. In: *Combustion and Flame*, Band 64, Heft 1, S. 1–32. DOI: [10.1016/0010-2180\(86\)90095-7](https://doi.org/10.1016/0010-2180(86)90095-7).
- Hiemenz, K. (1911). „Die Grenzschicht an einem in den gleichförmigen Flüssigkeitsstrom eingetauchten geraden Kreiszyylinder“. In: *Dinglers Polytechnisches Journal*, Band 326, S. 321–410.
- Hinze, J. O. (1959). *Turbulence*. New York City, New York, USA: McGraw-Hill.
- Hodson, H. P., Huntsman, I. und Steele, A. B. (1994). „An Investigation of Boundary Layer Development in a Multistage LP Turbine“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 116, Heft 3, S. 375–383. DOI: [10.1115/1.2929424](https://doi.org/10.1115/1.2929424).
- Hoffs, A., Drost, U. und Bölcs, A. (1996). „Heat Transfer Measurements on a Turbine Airfoil at Various Reynolds Numbers and Turbulence Intensities Including Effects of Surface Roughness“. In: *Volume 4: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. Birmingham, Großbritannien: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exhibition. DOI: [10.1115/96-gt-169](https://doi.org/10.1115/96-gt-169).
- Hosni, M. H. (1989). „Measurement and Calculation of Surface Roughness Effects on Turbulent Flow and Heat Transfer“. Dissertation. Mississippi State University, Department of Mechanical und Nuclear Engineering.
- Hosni, M. H., Coleman, H. W., Garner, J. W. und Taylor, R. P. (1993). „Roughness element shape effects on heat transfer and skin friction in rough-wall turbulent boundary layers“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 36, Heft 1, S. 147–153. DOI: [10.1016/0017-9310\(93\)80074-5](https://doi.org/10.1016/0017-9310(93)80074-5).

- Hosni, M. H., Coleman, H. W. und Taylor, R. P. (1991). „Heat Transfer Measurements and Calculations in Transitionally Rough Flow“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 113, Heft 3, S. 404–411. DOI: [10.1115/1.2927889](https://doi.org/10.1115/1.2927889).
- Hourmouziadis, J. (1989). „Aerodynamic Design of Low Pressure Turbines“. In: *AGARD Lecture Series*, Heft 16.
- Hultmark, M. und Smits, A. J. (2010). „Temperature corrections for constant temperature and constant current hot-wire anemometers“. In: *Measurement Science and Technology*, Band 21, Heft 10, S. 105404. DOI: [10.1088/0957-0233/21/10/105404](https://doi.org/10.1088/0957-0233/21/10/105404).
- Jackson, P. S. (1981). „On the displacement height in the logarithmic velocity profile“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 111, Heft -1, S. 15. DOI: [10.1017/s0022112081002279](https://doi.org/10.1017/s0022112081002279).
- Jacobs, R. G. und Durbin, P. A. (1998). „Shear sheltering and the continuous spectrum of the Orr–Sommerfeld equation“. In: *Physics of Fluids*, Band 10, Heft 8, S. 2006–2011. DOI: [10.1063/1.869716](https://doi.org/10.1063/1.869716).
- Jacobs, R. G. und Durbin, P. A. (2001). „Simulations of bypass transition“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 428, S. 185–212. DOI: [10.1017/s0022112000002469](https://doi.org/10.1017/s0022112000002469).
- Jiménez, J. (2004). „Turbulent Flows over Rough Walls“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 36, Heft 1, S. 173–196. DOI: [10.1146/annurev.fluid.36.050802.122103](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.36.050802.122103).
- Jischa, M. (1982). *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Wiesbaden, Deutschland: Vieweg+Teubner Verlag. ISBN: 9783322915917. DOI: [10.1007/978-3-322-91590-0](https://doi.org/10.1007/978-3-322-91590-0).
- Johnson, M. W. (1994). „A Bypass Transition Model for Boundary Layers“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 116, Heft 4, S. 759–764. DOI: [10.1115/1.2929470](https://doi.org/10.1115/1.2929470).
- Johnson, M. W. (1999). „Prediction of Turbulent Spot Growth Rates“. In: *Volume 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. Indianapolis, Indiana, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exhibition. DOI: [10.1115/99-gt-031](https://doi.org/10.1115/99-gt-031).
- Johnson, M. W. und Dris, A. (2000). „The Origin of Turbulent Spots“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 122, Heft 1, S. 88–92. DOI: [10.1115/1.555431](https://doi.org/10.1115/1.555431).
- Johnson, M. W. und Pinarbasi, A. (2014). „The Effect of Pressure Gradient on Boundary Layer Receptivity“. In: *Flow, Turbulence and Combustion*, Band 93, Heft 1, S. 1–24. DOI: [10.1007/s10494-014-9529-5](https://doi.org/10.1007/s10494-014-9529-5).
- Johnson, M. W. (2002). „Predicting Transition Without Empiricism or DNS“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 124, Heft 4, S. 665–669. DOI: [10.1115/1.1506940](https://doi.org/10.1115/1.1506940).
- Jones, W. P. und Launder, B. E. (1972). „The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 15, Heft 2, S. 301–314. DOI: [10.1016/0017-9310\(72\)90076-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90076-2).
- Junkhan, G. H. und Serovy, G. K. (1967). „Effects of Free-Stream Turbulence and Pressure Gradient on Flat-Plate Boundary-Layer Velocity Profiles and on Heat Transfer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 89, Heft 2, S. 169–175. DOI: [10.1115/1.3614346](https://doi.org/10.1115/1.3614346).
- Kahalerras, H., Malécot, Y., Gagne, Y. und Castaing, B. (1998). „Intermittency and Reynolds number“. In: *Physics of Fluids*, Band 10, Heft 4, S. 910–921. DOI: [10.1063/1.869613](https://doi.org/10.1063/1.869613).
- Katz, Y., Seifert, A. und Wygnanski, I. (1990). „On the evolution of the turbulent spot in a laminar boundary layer with a favourable pressure gradient“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 221, S. 1–22. DOI: [10.1017/s0022112090003469](https://doi.org/10.1017/s0022112090003469).

- Kays, W. M., Crawford, M. E. und Waigand, B. (2005). *Convective Heat and Mass Transfer*. 4. Aufl. Boston, Massachusetts, USA: McGraw-Hill Higher Education. ISBN: 0071238298.
- Keirsbulck, L., Labraga, L., Mazouz, A. und Tournier, C. (2002). „Surface Roughness Effects on Turbulent Boundary Layer Structures“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 124, Heft 1, S. 127–135. DOI: [10.1115/1.1445141](https://doi.org/10.1115/1.1445141).
- Kestin, J. (1966). „The Effect of Free-Stream Turbulence on Heat Transfer Rates“. In: *Advances in Heat Transfer*, S. 1–32. DOI: [10.1016/s0065-2717\(08\)70049-2](https://doi.org/10.1016/s0065-2717(08)70049-2).
- Kestin, J., Maeder, P. F. und Wang, H. E. (1961). „Influence of turbulence on the transfer of heat from plates with and without a pressure gradient“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 3, Heft 2, S. 133–154. DOI: [10.1016/0017-9310\(61\)90076-x](https://doi.org/10.1016/0017-9310(61)90076-x).
- Kestin, J. und Wood, R. T. (1970). „The Mechanism which causes Free-Stream Turbulence to Enhance Stagnation-Line Heat and Mass Transfer“. In: *Proceeding of International Heat Transfer Conference 4*. Paris-Versailles, Frankreich. DOI: [10.1615/ihtc4.1950](https://doi.org/10.1615/ihtc4.1950).
- Kind, R. J., Serjak, P. J. und Abbott, M. W. P. (1998). „Measurements and Prediction of the Effects of Surface Roughness on Profile Losses and Deviation in a Turbine Cascade“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 120, Heft 1, S. 20–27. DOI: [10.1115/1.2841383](https://doi.org/10.1115/1.2841383).
- Kingery, J. E. und Ames, F. E. (2016). „Stagnation Region Heat Transfer Augmentation at Very High Turbulence Levels“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 138, Heft 8. DOI: [10.1115/1.4032677](https://doi.org/10.1115/1.4032677).
- Kittichaikarn, C., Ireland, P. T., Zhong, S. und Hodson, H. P. (1999). „An Investigation on the Onset of Wake-Induced Transition and Turbulent Spot Production Rate Using Thermochromic Liquid Crystals“. In: *Volume 3: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. V003T01A030. Indianapolis, Indiana, USA: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air. DOI: [10.1115/99-GT-126](https://doi.org/10.1115/99-GT-126). URL: <https://doi.org/10.1115/99-gt-126>.
- Knisely, C. W. (1990). „Strouhal numbers of rectangular cylinders at incidence: A review and new data“. In: *Journal of Fluids and Structures*, Band 4, Heft 4, S. 371–393. DOI: [10.1016/0889-9746\(90\)90137-t](https://doi.org/10.1016/0889-9746(90)90137-t).
- Kolmogorov, A. N. (1991). „The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, Band 434, Heft 1890, S. 9–13. DOI: [10.1098/rspa.1991.0075](https://doi.org/10.1098/rspa.1991.0075).
- Kondjoyan, A., Péneau, F. und Boisson, H. C. (2002). „Effect of high free stream turbulence on heat transfer between plates and air flows: A review of existing experimental results“. In: *International Journal of Thermal Sciences*, Band 41, Heft 1, S. 1–16. DOI: [10.1016/s1290-0729\(01\)01299-6](https://doi.org/10.1016/s1290-0729(01)01299-6).
- Kosieniak, E., Biesiada, K., Kaczorowski, J. und Innocenti, M. (2012). „Corrosion Failures in Gas Turbine Hot Components“. In: *Journal of Failure Analysis and Prevention*, Band 12, Heft 3, S. 330–337. DOI: [10.1007/s11668-012-9571-3](https://doi.org/10.1007/s11668-012-9571-3).
- Kramers, H. (1946). „Heat transfer from spheres to flowing media“. In: *Physica*, Band 12, Heft 2-3, S. 61–80. DOI: [10.1016/s0031-8914\(46\)80024-7](https://doi.org/10.1016/s0031-8914(46)80024-7).
- Krogstad, P.-Å., Andersson, H. I., Bakken, O. M. und Ashrafian, A. (2005). „An experimental and numerical study of channel flow with rough walls“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 530, S. 327–352. DOI: [10.1017/s0022112005003824](https://doi.org/10.1017/s0022112005003824).

- Krogstad, P.-Å. und Antonia, R. A. (1994). „Structure of turbulent boundary layers on smooth and rough walls“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 277, S. 1–21. DOI: [10.1017/s0022112094002661](https://doi.org/10.1017/s0022112094002661).
- Krogstad, P.-Å., Antonia, R. A. und Browne, L. W. B. (1992). „Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 245, Heft -1, S. 599. DOI: [10.1017/s0022112092000594](https://doi.org/10.1017/s0022112092000594).
- Krogstad, P.-Å. und Davidson, P. A. (2010). „Is grid turbulence Saffman turbulence?“ In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 642, S. 373–394. DOI: [10.1017/s0022112009991807](https://doi.org/10.1017/s0022112009991807).
- Krogstad, P.-Å. und Antonia, R. A. (1999). „Surface roughness effects in turbulent boundary layers“. In: *Experiments in Fluids*, Band 27, Heft 5, S. 450–460. DOI: [10.1007/s003480050370](https://doi.org/10.1007/s003480050370).
- Kunkel, G. J., Allen, J. J. und Smits, A. J. (2007). „Further support for Townsend’s Reynolds number similarity hypothesis in high Reynolds number rough-wall pipe flow“. In: *Physics of Fluids*, Band 19, Heft 5, S. 055109. DOI: [10.1063/1.2735000](https://doi.org/10.1063/1.2735000).
- Kurian, T. und Fransson, J. H. M. (2009). „Grid-generated turbulence revisited“. In: *Fluid Dynamics Research*, Band 41, Heft 2, S. 021403. DOI: [10.1088/0169-5983/41/2/021403](https://doi.org/10.1088/0169-5983/41/2/021403).
- Ladisch, H. (2013). „Experimentelle Untersuchungen an einem Niederdruckturbinenprofil mit druckseitiger Ablösung“. Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie.
- Ladisch, H., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2009). „Heat Transfer Measurements on a Turbine Airfoil With Pressure Side Separation“. In: *Volume 3: Heat Transfer, Parts A and B*. Orlando, Florida, USA: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea und Air. DOI: [10.1115/gt2009-59904](https://doi.org/10.1115/gt2009-59904).
- Langelandsvik, L. I., Kunkel, G. J. und Smits, A. J. (2008). „Flow in a commercial steel pipe“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 595, S. 323–339. DOI: [10.1017/s0022112007009305](https://doi.org/10.1017/s0022112007009305).
- Lavoie, P., Djenidi, L. und Antonia, R. A. (2007). „Effects of initial conditions in decaying turbulence generated by passive grids“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 585, S. 395–420. DOI: [10.1017/s0022112007006763](https://doi.org/10.1017/s0022112007006763).
- Lewkowicz, A. K. und Musker, A. J. (1978). „The Surface Roughness on Ship Hulls: Interaction in the Viscous Sublayer“. In: *Proceedings of the International Symposium on Ship Viscous Resistance-SSPA*. Goteborg, Schweden.
- Ligrani, P. M. und Moffat, R. J. (1985). „Thermal boundary layers on a rough surface downstream of steps in wall temperature“. In: *Boundary-Layer Meteorology*, Band 31, Heft 2, S. 127–147. DOI: [10.1007/bf00121174](https://doi.org/10.1007/bf00121174).
- Ligrani, P. M. und Moffat, R. J. (1986). „Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 162, S. 69–98. DOI: [10.1017/s0022112086001933](https://doi.org/10.1017/s0022112086001933).
- Ligrani, P. M., Moffat, R. J. und Kays, W. M. (1983). „Artificially Thickened Turbulent Boundary Layers for Studying Heat Transfer and Skin Friction on Rough Surfaces“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 105, Heft 2, S. 146–153. DOI: [10.1115/1.3240954](https://doi.org/10.1115/1.3240954).
- Ling, S. C. (1972). „Decay of Isotropic Turbulence Generated by a Mechanically Agitated Grid“. In: *Physics of Fluids*, Band 15, Heft 8, S. 1363. DOI: [10.1063/1.1694093](https://doi.org/10.1063/1.1694093).
- Loiseau, J.-C., Robinet, J.-C., Cherubini, S. und Leriche, E. (2014). „Investigation of the roughness-induced transition: global stability analyses and direct numerical simulations“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 760, S. 175–211. DOI: [10.1017/jfm.2014.589](https://doi.org/10.1017/jfm.2014.589).

- Lorenz, M. (2013). „Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang und die aerodynamischen Verluste einer Gasturbinenbeschaufelung“. Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie.
- Lorenz, M., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2012). „Experimental Study of Surface Roughness Effects on a Turbine Airfoil in a Linear Cascade— Part I: External Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 134, Heft 4. DOI: [10.1115/1.4003234](https://doi.org/10.1115/1.4003234).
- Lorenz, M., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2013). „Predicting Rough Wall Heat Transfer and Skin Friction in Transitional Boundary Layers—A New Correlation for Bypass Transition Onset“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 135, Heft 4. DOI: [10.1115/1.4007611](https://doi.org/10.1115/1.4007611).
- Lorenz, M., Stripf, M., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2008). „External Heat Transfer Measurements on a Turbine Airfoil in a Linear Cascade“. In: *The 19th International Symposium on Transport Phenomena*. Reykjavik, Island.
- Lowery, G. W. und Vachon, R. I. (1975). „The effect of turbulence on heat transfer from heated cylinders“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Band 18, Heft 11, S. 1229–1242. DOI: [10.1016/0017-9310\(75\)90231-8](https://doi.org/10.1016/0017-9310(75)90231-8).
- Lubbock, R. J. und Oldfield, M. L. G. (2017). „Turbulent velocity and pressure fluctuations in gas turbine combustor exit flows“. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, Band 232, Heft 4, S. 337–349. DOI: [10.1177/0957650917732885](https://doi.org/10.1177/0957650917732885).
- Lumley, J. L. (1979). „Computational Modeling of Turbulent Flows“. In: *Advances in Applied Mechanics*. Elsevier, S. 123–176. DOI: [10.1016/s0065-2156\(08\)70266-7](https://doi.org/10.1016/s0065-2156(08)70266-7).
- Makita, H. und Sassa, K. (1991). „Active Turbulence Generation in a Laboratory Wind Tunnel“. In: *Advances in Turbulence 3*. Springer Berlin Heidelberg, S. 497–505. DOI: [10.1007/978-3-642-84399-0_54](https://doi.org/10.1007/978-3-642-84399-0_54).
- Malkiel, E. und Mayle, R. E. (1996). „Transition in a Separation Bubble“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 118, Heft 4, S. 752–759. DOI: [10.1115/1.2840931](https://doi.org/10.1115/1.2840931).
- Mart, S. R., McClain, S. T. und Wright, L. M. (2012). „Turbulent Convection From Deterministic Roughness Distributions With Varying Thermal Conductivities“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 134, Heft 5. DOI: [10.1115/1.4004751](https://doi.org/10.1115/1.4004751).
- Mayle, R. E. (1991). „The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines“. In: *Volume 5: Manufacturing Materials and Metallurgy; Ceramics; Structures and Dynamics; Controls, Diagnostics and Instrumentation; Education; General*. Orlando, Florida, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exposition. DOI: [10.1115/91-gt-261](https://doi.org/10.1115/91-gt-261).
- Mayle, R. E. (2018). *Elements of Transitional Boundary-Layer Flow*. Berlin, Deutschland: Logos Verlag Berlin. ISBN: 9783832545987.
- Mayle, R. E., Dullenkopf, K. und Schulz, A. (1998). „The Turbulence That Matters“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 120, Heft 3, S. 402–409. DOI: [10.1115/1.2841731](https://doi.org/10.1115/1.2841731).
- Mayle, R. E. und Schulz, A. (1997). „The Path to Predicting Bypass Transition“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 119, Heft 3, S. 405–411. DOI: [10.1115/1.2841138](https://doi.org/10.1115/1.2841138).
- Mayle, R. E. und Stripf, M. (2021). „I-Spots“ and Emmons’ Spot Production Rate“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 143, Heft 9. DOI: [10.1115/1.4051105](https://doi.org/10.1115/1.4051105).

- McClain, S. T. (2002). „A Discrete-Element Model for Turbulent Flow over Randomly-Rough Surfaces“. Dissertation. Mississippi State University.
- McClain, S. T., Collins, S. P., Hodge, B. K. und Bons, J. P. (2006). „The Importance of the Mean Elevation in Predicting Skin Friction for Flow Over Closely Packed Surface Roughness“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 128, Heft 3, S. 579–586. DOI: [10.1115/1.2175164](https://doi.org/10.1115/1.2175164).
- McClain, S. T., Hodge, B. K. und Bons, J. P. (2011). „The Effect of Element Thermal Conductivity on Turbulent Convective Heat Transfer From Rough Surfaces“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 133, Heft 2. DOI: [10.1115/1.4001191](https://doi.org/10.1115/1.4001191).
- Mehendale, A. B., Han, J. C. und Ou, S. (1991). „Influence of High Mainstream Turbulence on Leading Edge Heat Transfer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 113, Heft 4, S. 843–850. DOI: [10.1115/1.2911212](https://doi.org/10.1115/1.2911212).
- Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. und Völker, S. (2004). „A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I: Model Formulation“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 128, Heft 3, S. 413–422. DOI: [10.1115/1.2184352](https://doi.org/10.1115/1.2184352).
- Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. und Völker, S. (2006). „A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables — Part I: Model Formulation“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 128, Heft 3, S. 413. DOI: [10.1115/1.2184352](https://doi.org/10.1115/1.2184352).
- Moffat, R. J., Healzer, J. M. und Kays, W. M. (1978). „Experimental Heat Transfer Behavior of a Turbulent Boundary Layer on a Rough Surface With Blowing“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 100, Heft 1, S. 134–142. DOI: [10.1115/1.3450487](https://doi.org/10.1115/1.3450487).
- Mohamed, M. S. und Larue, J. C. (1990). „The decay power law in grid-generated turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 219, Heft -1, S. 195. DOI: [10.1017/s0022112090002919](https://doi.org/10.1017/s0022112090002919).
- Morkovin, M. V. (1969). „On the Many Faces of Transition“. In: *Viscous Drag Reduction*, S. 1–31. DOI: [10.1007/978-1-4899-5579-1_1](https://doi.org/10.1007/978-1-4899-5579-1_1).
- Morkovin, M. V. (1990). „On Roughness — Induced Transition: Facts, Views, and Speculations“. In: *Advances in Soil Science*. Springer New York, S. 281–295. DOI: [10.1007/978-1-4612-3430-2_34](https://doi.org/10.1007/978-1-4612-3430-2_34).
- Moss, R. W. und Oldfield, M. L. G. (1991). „Measurements of Hot Combustor Turbulence Spectra“. In: *Volume 4: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. Orlando, Florida, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exposition. DOI: [10.1115/91-gt-351](https://doi.org/10.1115/91-gt-351).
- Mydlarski, L. (2017). „A turbulent quarter century of active grids: from Makita (1991) to the present“. In: *Fluid Dynamics Research*, Band 49, Heft 6, S. 061401. DOI: [10.1088/1873-7005/aa7786](https://doi.org/10.1088/1873-7005/aa7786).
- Narasimha, R. (1957). „On the Distribution of Intermittency in the Transition Region of a Boundary Layer“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences*, Band 24, S. 711–712.
- Nicholls, J. R., Wellman, R. G. und Deakin, M. J. (2003). „Erosion of thermal barrier coatings“. In: *Materials at High Temperatures*, Band 20, Heft 2, S. 207–218. DOI: [10.1179/mht.2003.024](https://doi.org/10.1179/mht.2003.024).
- Nikuradse, J. (1933). „Strömungsgesetze in rauhen Röhren“. In: *Forschungsheft auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, Band 361.
- Nix, A. C. (2003). „Effects of High Intensity, Large-Scale Freestream Combustor Turbulence on Heat Transfer in Transonic Turbine Blades“. Dissertation. Virginia Polytechnic Institute und State University.

- Nix, A. C., Diller, T. E. und Ng, W. F. (2007). „Experimental Measurements and Modeling of the Effects of Large-Scale Freestream Turbulence on Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 129, Heft 3, S. 542–550. DOI: [10.1115/1.2515555](https://doi.org/10.1115/1.2515555).
- O'Brien, J. E. und VanFossen, G. J. (1985). „The Influence of Jet-Grid Turbulence on Heat Transfer from the Stagnation Region of a Cylinder in Crossflow“. In: *ASME National Heat Transfer Conference*. Denver, Colorado, USA.
- O'Neill, P. L., Nicolaides, D., Honnery, D. R. und Soria, J. (2004). „Autocorrelation functions and the determination of integral length with reference to experimental and numerical data“. In: *Proceedings of the 15th Australasian Fluid Mechanics Conference*. Hrsg. von M. Behnia, W. Lin und G. D. McBain. Sydney, Australien, S. 1–4. ISBN: 1-864-87695-6.
- Owen, P. R. und Thomson, W. R. (1963). „Heat transfer across rough surfaces“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 15, Heft 3, S. 321–334. DOI: [10.1017/s0022112063000288](https://doi.org/10.1017/s0022112063000288).
- Pao, Y.-H. (1965). „Structure of Turbulent Velocity and Scalar Fields at Large Wavenumbers“. In: *Physics of Fluids*, Band 8, Heft 6, S. 1063. DOI: [10.1063/1.1761356](https://doi.org/10.1063/1.1761356).
- Patankar, S. V. und Spalding, D. B. (1970). *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*. 2. Aufl. London, Großbritannien: International Textbook Company Ltd. ISBN: 978-0700201549.
- Pinson, M. W. und Wang, T. (2000). „Effect of Two-Scale Roughness on Boundary Layer Transition Over a Heated Flat Plate: Part 1—Surface Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 122, Heft 2, S. 301–307. DOI: [10.1115/1.555448](https://doi.org/10.1115/1.555448).
- Praisner, T. J., Grover, E. A., Knezevici, D. C., Popovic, I., Sjolander, S. A., Clark, J. P. und Sondergaard, R. (2013). „Toward the Expansion of Low-Pressure-Turbine Airfoil Design Space“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 135, Heft 6. DOI: [10.1115/1.4024796](https://doi.org/10.1115/1.4024796).
- Radomsky, R. W. und Thole, K. A. (2000). „High Free-Stream Turbulence Effects on Endwall Heat Transfer for a Gas Turbine Stator Vane“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 122, Heft 4, S. 699–708. DOI: [10.1115/1.1312807](https://doi.org/10.1115/1.1312807).
- Raupach, M. R., Antonia, R. A. und Rajagopalan, S. (1991). „Rough-Wall Turbulent Boundary Layers“. In: *Applied Mechanics Reviews*, Band 44, Heft 1, S. 1–25. DOI: [10.1115/1.3119492](https://doi.org/10.1115/1.3119492).
- Reshotko, E. und Tumin, A. (2004). „Role of Transient Growth in Roughness-Induced Transition“. In: *AIAA Journal*, Band 42, Heft 4, S. 766–770. DOI: [10.2514/1.9558](https://doi.org/10.2514/1.9558).
- Rij, J. A. van, Belnap, B. J. und Ligrani, P. M. (2002). „Analysis and Experiments on Three-Dimensional, Irregular Surface Roughness“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 124, Heft 3, S. 671–677. DOI: [10.1115/1.1486222](https://doi.org/10.1115/1.1486222).
- Roach, O. E. und Brierley, D. H. (1990). „The Influence of a Turbulent Free-Stream on Zero Pressure Gradient Transitional Boundary Layer Development Including the T3A & T3B Test Case Conditions“. In: *1st ERCOFTAC Workshop on Numerical Simulation of Unsteady Flows, Transition to Turbulence and Combustion*. Lausanne, Schweiz.
- Roach, P. E. (1987). „The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Band 8, Heft 2, S. 82–92. DOI: [10.1016/0142-727x\(87\)90001-4](https://doi.org/10.1016/0142-727x(87)90001-4).
- Roberts, S. K. und Yaras, M. I. (2005). „Boundary-Layer Transition Affected by Surface Roughness and Free-Stream Turbulence“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 127, Heft 3, S. 449–457. DOI: [10.1115/1.1906266](https://doi.org/10.1115/1.1906266).

- Roberts, S. K. und Yaras, M. I. (2006). „Effects of Surface-Roughness Geometry on Separation-Bubble Transition“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 128, Heft 2, S. 349–356. DOI: [10.1115/1.2101852](https://doi.org/10.1115/1.2101852).
- Rued, K. und Wittig, S. (1986). „Laminar and Transitional Boundary Layer Structures in Accelerating Flow With Heat Transfer“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 108, Heft 1, S. 116–123. DOI: [10.1115/1.3262010](https://doi.org/10.1115/1.3262010).
- Saffman, P. G. (1967). „The large-scale structure of homogeneous turbulence“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 27, Heft 3, S. 581–593. DOI: [10.1017/s0022112067000552](https://doi.org/10.1017/s0022112067000552).
- Schiele, R. (1999). „Experimentelle Untersuchungen und Entwicklung eines neuen Verfahrens zur numerischen Beschreibung des laminar-turbulenten Umschlags“. Dissertation. Universität Karlsruhe (TH).
- Schiele, R., Sieger, K., Schulz, A. und Wittig, S. (1995). „Heat transfer investigations on a highly loaded aerothermally designed turbine cascade“. In: Melbourne, Australien: 12th International Symposium on Air Breathing Engines, S. 1091–1101.
- Schlichting, H. (1936). „Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem“. In: *Ingenieur-Archiv*, Band 7, Heft 1, S. 1–34. DOI: [10.1007/bf02084166](https://doi.org/10.1007/bf02084166).
- Schlichting, H. und Gersten, K. (2006). *Grenzschicht-Theorie*. 10. Aufl. Berlin/Heidelberg, Deutschland: Springer-Verlag. ISBN: 3540230041. DOI: [10.1007/3-540-32985-4](https://doi.org/10.1007/3-540-32985-4).
- Schröder, A. und Kompenhans, J. (2004). „Investigation of a turbulent spot using multi-plane stereo particle image velocimetry“. In: *Experiments in Fluids*, Band 36, Heft 1, S. 82–90. DOI: [10.1007/s00348-003-0644-7](https://doi.org/10.1007/s00348-003-0644-7).
- Schubauer, G. B. und Klebanoff, P. S. (1956). „Contributions on the Mechanics of Boundary-Layer Transition“. In: *NACA-TN-3489*.
- Schultz, M. P. und Flack, K. A. (2005). „Outer layer similarity in fully rough turbulent boundary layers“. In: *Experiments in Fluids*, Band 38, Heft 3, S. 328–340. DOI: [10.1007/s00348-004-0903-2](https://doi.org/10.1007/s00348-004-0903-2).
- Schultz, M. P. und Flack, K. A. (2007). „The rough-wall turbulent boundary layer from the hydraulically smooth to the fully rough regime“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 580, S. 381–405. DOI: [10.1017/s0022112007005502](https://doi.org/10.1017/s0022112007005502).
- Schulz, A. (1986). „Zum Einfluss hoher Freistromturbulenz, intensiver Kühlung und einer Nachlaufströmung auf den äußeren Wärmeübergang einer konvektiv gekühlten Gasturbinenschaufel“. Dissertation. Universität Karlsruhe (TH).
- Seifert, A. und Wagnanski, I. J. (1995). „On turbulent spots in a laminar boundary layer subjected to a self-similar adverse pressure gradient“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 296, S. 185–209. DOI: [10.1017/s0022112095002102](https://doi.org/10.1017/s0022112095002102).
- Shahinfar, S. und Fransson, J. H. M. (2011). „Effect of free-stream turbulence characteristics on boundary layer transition“. In: *Journal of Physics: Conference Series*, Band 318, Heft 3, S. 032019. DOI: [10.1088/1742-6596/318/3/032019](https://doi.org/10.1088/1742-6596/318/3/032019).
- Shockling, M. A., Allen, J. J. und Smits, A. J. (2006). „Roughness effects in turbulent pipe flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 564, S. 267. DOI: [10.1017/s0022112006001467](https://doi.org/10.1017/s0022112006001467).
- Sigal, A. und Danberg, J. E. (1990). „New correlation of roughness density effect on the turbulent boundary layer“. In: *AIAA Journal*, Band 28, Heft 3, S. 554–556. DOI: [10.2514/3.10427](https://doi.org/10.2514/3.10427).

- Simens, M. P. und Gungor, A. G. (2014). „The Effect of Surface Roughness on Laminar Separated Boundary Layers“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 136, Heft 3. DOI: [10.1115/1.4025200](https://doi.org/10.1115/1.4025200).
- Simonich, J. C. und Bradshaw, P. (1978). „Effect of Free-Stream Turbulence on Heat Transfer through a Turbulent Boundary Layer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 100, Heft 4, S. 671–677. DOI: [10.1115/1.3450875](https://doi.org/10.1115/1.3450875).
- Simpson, R. L. (1973). „A generalized correlation of roughness density effects on the turbulent boundary layer.“ In: *AIAA Journal*, Band 11, Heft 2, S. 242–244. DOI: [10.2514/3.6736](https://doi.org/10.2514/3.6736).
- Singer, B. A. (1996). „Characteristics of a young turbulent spot“. In: *Physics of Fluids*, Band 8, Heft 2, S. 509–521. DOI: [10.1063/1.868804](https://doi.org/10.1063/1.868804).
- Singer, B. A. und Joslin, R. D. (1994). „Metamorphosis of a hairpin vortex into a young turbulent spot“. In: *Physics of Fluids*, Band 6, Heft 11, S. 3724–3736. DOI: [10.1063/1.868363](https://doi.org/10.1063/1.868363).
- Smith, M. C. (1966). „Effects of Turbulence on Laminar Skin Friction and Heat Transfer“. In: *Physics of Fluids*, Band 9, Heft 12, S. 2337. DOI: [10.1063/1.1761623](https://doi.org/10.1063/1.1761623).
- Speidel, L. (1954). „Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf die Strömungsverluste in ebenen Schaufelgittern“. In: *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, Band 20, Heft 5, S. 129–140. DOI: [10.1007/bf02558373](https://doi.org/10.1007/bf02558373).
- Squire, D. T., Morrill-Winter, C., Hutchins, N., Marusic, I., Schultz, M. P. und Klewicki, J. C. (2016). „Smooth- and rough-wall boundary layer structure from high spatial range particle image velocimetry“. In: *Physical Review Fluids*, Band 1, Heft 6, S. 064402. DOI: [10.1103/physrevfluids.1.064402](https://doi.org/10.1103/physrevfluids.1.064402).
- Sreenivasan, K. R. (1995). „On the universality of the Kolmogorov constant“. In: *Physics of Fluids*, Band 7, Heft 11, S. 2778–2784. DOI: [10.1063/1.868656](https://doi.org/10.1063/1.868656).
- Steward, R. und Townsend, A. (1951). „Similarity and self-preservation in isotropic turbulence“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Band 243, Heft 867, S. 359–386. DOI: [10.1098/rsta.1951.0007](https://doi.org/10.1098/rsta.1951.0007).
- Stripf, M. (2007). „Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln: Experimentelle Untersuchungen und Entwicklung eines Berechnungsverfahrens“. Dissertation. Universität Karlsruhe (TH).
- Stripf, M., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2007). „Roughness and Secondary Flow Effects on Turbine Vane External Heat Transfer“. In: *Journal of Propulsion and Power*, Band 23, Heft 2, S. 283–291. DOI: [10.2514/1.23062](https://doi.org/10.2514/1.23062).
- Stripf, M., Schulz, A., Bauer, H.-J. und Wittig, S. (2009). „Extended Models for Transitional Rough Wall Boundary Layers With Heat Transfer—Part I: Model Formulations“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 131, Heft 3. DOI: [10.1115/1.2992511](https://doi.org/10.1115/1.2992511).
- Stripf, M., Schulz, A. und Wittig, S. (2005). „Surface Roughness Effects on External Heat Transfer of a HP Turbine Vane“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 127, Heft 1, S. 200–208. DOI: [10.1115/1.1811101](https://doi.org/10.1115/1.1811101).
- Suryanarayanan, S., Goldstein, D. B. und Brown, G. L. (2019). „Roughness induced transition: A vorticity point of view“. In: *Physics of Fluids*, Band 31, Heft 2, S. 024101. DOI: [10.1063/1.5075635](https://doi.org/10.1063/1.5075635).
- Suslov, D. (2002). „Zum Einfluss periodisch instationärer Nachlaufströmungen auf das aerothermische Verhalten konvektiv gekühlter Gasturbinenschaufeln“. Dissertation. Universität Karlsruhe (TH).

- Sutera, S. P. (1965). „Vorticity amplification in stagnation-point flow and its effect on heat transfer“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 21, Heft 3, S. 513–534. DOI: [10.1017/s0022112065000307](https://doi.org/10.1017/s0022112065000307).
- Sutera, S. P., Maeder, P. F. und Kestin, J. (1963). „On the sensitivity of heat transfer in the stagnation-point boundary layer to free-stream vorticity“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 16, Heft 4, S. 497–520. DOI: [10.1017/s0022112063000963](https://doi.org/10.1017/s0022112063000963).
- Szaszák, N., Roloff, C., Bordás, R., Bencs, P., Szabó, S. und Thévenin, D. (2018). „A novel type of semi-active jet turbulence grid“. In: *Heliyon*, Band 4, Heft 12, e01026. DOI: [10.1016/j.heliyon.2018.e01026](https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2018.e01026).
- Tabakoff, W., Hamed, A. und Metwally, M. (1991). „Effect of Particle Size Distribution on Particle Dynamics and Blade Erosion in Axial Flow Turbines“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Band 113, Heft 4, S. 607–615. DOI: [10.1115/1.2906284](https://doi.org/10.1115/1.2906284).
- Tabakoff, W. und Hussein, M. F. (1971). „Trajectories of particles suspended in fluid flow through cascades“. In: *Journal of Aircraft*, Band 8, Heft 1, S. 60–62. DOI: [10.2514/3.44229](https://doi.org/10.2514/3.44229).
- Tarada, F. und Suzuki, M. (1993). „External Heat Transfer Enhancement to Turbine Blading due to Surface Roughness“. In: *Volume 2: Combustion and Fuels; Oil and Gas Applications; Cycle Innovations; Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration; Ceramics; Structures and Dynamics; Controls, Diagnostics and Instrumentation*. Cincinnati, Ohio, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exposition. DOI: [10.1115/93-gt-074](https://doi.org/10.1115/93-gt-074).
- Tarada, F. H. A. (1987). „Heat Transfer to Rough Turbine Blading“. Dissertation. University of Sussex.
- Taylor, G. I. (1935). „Statistical theory of turbulence“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Band 151, Heft 873, S. 421–444. DOI: [10.1098/rspa.1935.0158](https://doi.org/10.1098/rspa.1935.0158).
- Taylor, R. P. (1990). „Surface Roughness Measurements on Gas Turbine Blades“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 112, Heft 2, S. 175–180. DOI: [10.1115/1.2927630](https://doi.org/10.1115/1.2927630).
- Taylor, R. P., Coleman, H. W. und Hodge, B. K. (1984). „A Discrete Element Prediction Approach for Turbulent Flow over Rough Surfaces“. In: *Mechanical and Nuclear Engineering Department, Mississippi State University, Report No. TFD-84-1*.
- Thakkar, M., Busse, A. und Sandham, N. (2017). „Surface correlations of hydrodynamic drag for transitionally rough engineering surfaces“. In: *Journal of Turbulence*, Band 18, Heft 2, S. 138–169. DOI: [10.1080/14685248.2016.1258119](https://doi.org/10.1080/14685248.2016.1258119).
- Thole, K. A., Radomsky, R. W., Kang, M. B. und Kohli, A. (2002). „Elevated freestream turbulence effects on heat transfer for a gas turbine vane“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Band 23, Heft 2, S. 137–147. DOI: [10.1016/s0142-727x\(01\)00145-x](https://doi.org/10.1016/s0142-727x(01)00145-x).
- Turner, A. B. (1971). „Local Heat Transfer Measurements on a Gas Turbine Blade“. In: *Journal of Mechanical Engineering Science*, Band 13, Heft 1, S. 1–12. DOI: [10.1243/jmes_jour_1971_013_003_02](https://doi.org/10.1243/jmes_jour_1971_013_003_02).
- Turner, A. B., Tarada, F. H. A. und Bayley, F. J. (1985). „Effects of surface roughness on heat transfer to gas turbine blades“. In: *AGARD Heat Transfer and Cooling Gas Turbines*.
- Van Fossen, G. J. und Bunker, R. S. (2001). „Augmentation of Stagnation Region Heat Transfer Due to Turbulence From a DLN Can Combustor“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 123, Heft 1, S. 140–146. DOI: [10.1115/1.1330270](https://doi.org/10.1115/1.1330270).

- Van Fossen, G. J. und Bunker, R. S. (2002). „Augmentation of Stagnation Region Heat Transfer Due to Turbulence From an Advanced Dual-Annular Combustor“. In: *Volume 3*. Amsterdam, Niederlande: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea, und Air. DOI: [10.1115/gt2002-30184](https://doi.org/10.1115/gt2002-30184).
- Van Fossen, G. J. und Simoneau, R. J. (1985). „Preliminary Results of a Study of the Relationship Between Free Stream Turbulence and Stagnation Region Heat Transfer“. In: *Volume 3: Heat Transfer; Electric Power*. Houston, Texas, USA: ASME International Gas Turbine Conference und Exhibit. DOI: [10.1115/85-gt-84](https://doi.org/10.1115/85-gt-84).
- Van Fossen, G. J. und Simoneau, R. J. (1987). „A Study of the Relationship Between Free-Stream Turbulence and Stagnation Region Heat Transfer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 109, Heft 1, S. 10–15. DOI: [10.1115/1.3248028](https://doi.org/10.1115/1.3248028).
- Van Fossen, G. J., Simoneau, R. J. und Ching, C. Y. (1995). „Influence of Turbulence Parameters, Reynolds Number, and Body Shape on Stagnation-Region Heat Transfer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 117, Heft 3, S. 597–603. DOI: [10.1115/1.2822619](https://doi.org/10.1115/1.2822619).
- Varty, J. E., Soma, L. W., Ames, F. E. und Acharya, S. (2018). „Vane Suction Surface Heat Transfer in Regions of Secondary Flows: The Influence of Turbulence Level, Reynolds Number, and the Endwall Boundary Condition“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 140, Heft 2. DOI: [10.1115/1.4038281](https://doi.org/10.1115/1.4038281).
- Varty, J. W. und Ames, F. E. (2016). „Experimental Heat Transfer Distributions Over an Aft Loaded Vane With a Large Leading Edge at Very High Turbulence Levels“. In: *Volume 8: Heat Transfer and Thermal Engineering*. Phoenix, Arizona, USA: ASME International Mechanical Engineering Congress und Exposition. DOI: [10.1115/imece2016-67029](https://doi.org/10.1115/imece2016-67029).
- Vassilicos, J. (2011). „An infinity of possible invariants for decaying homogeneous turbulence“. In: *Physics Letters A*, Band 375, Heft 6, S. 1010–1013. DOI: [10.1016/j.physleta.2011.01.006](https://doi.org/10.1016/j.physleta.2011.01.006).
- Vaughan, N. J. und Zaki, T. A. (2011). „Stability of zero-pressure-gradient boundary layer distorted by unsteady Klebanoff streaks“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 681, S. 116–153. DOI: [10.1017/jfm.2011.177](https://doi.org/10.1017/jfm.2011.177).
- Vera, M., Zhang, X. F., Hodson, H. und Harvey, N. (2007). „Separation and Transition Control on an Aft-Loaded Ultra-High-Lift LP Turbine Blade at Low Reynolds Numbers: High-Speed Validation“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 129, Heft 2, S. 340–347. DOI: [10.1115/1.2437220](https://doi.org/10.1115/1.2437220).
- Volino, R. J. (2005). „An investigation of the scales in transitional boundary layers under high free-stream turbulence conditions“. In: *Experiments in Fluids*, Band 38, Heft 4, S. 516–533. DOI: [10.1007/s00348-005-0945-0](https://doi.org/10.1007/s00348-005-0945-0).
- Volino, R. J. und Simon, T. W. (2000). „Spectral Measurements in Transitional Boundary Layers on a Concave Wall Under High and Low Free-Stream Turbulence Conditions“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 122, Heft 3, S. 450–457. DOI: [10.1115/1.1303075](https://doi.org/10.1115/1.1303075).
- von Deyn, L. H., Forooghi, P., Frohnäpfel, B., Schlatter, P., Hanifi, A. und Henningson, D. S. (2020). „Direct Numerical Simulations of Bypass Transition over Distributed Roughness“. In: *AIAA Journal*, Band 58, Heft 2, S. 702–711. DOI: [10.2514/1.j057765](https://doi.org/10.2514/1.j057765).
- von Kármán, T. und Howarth, L. (1938). „On the Statistical Theory of Isotropic Turbulence“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences*, Band 164, Heft 917, S. 192–215. DOI: [10.1098/rspa.1938.0013](https://doi.org/10.1098/rspa.1938.0013).

- Waigh, D. R. und Kind, R. J. (1998). „Improved Aerodynamic Characterization of Regular Three-Dimensional Roughness“. In: *AIAA Journal*, Band 36, Heft 6, S. 1117–1119. DOI: [10.2514/2.491](https://doi.org/10.2514/2.491).
- Walsh, M. und Lindemann, A. (1984). „Optimization and application of riblets for turbulent drag reduction“. In: *22nd Aerospace Sciences Meeting*. Reno, Nevada, USA: American Institute of Aeronautics und Astronautics. DOI: [10.2514/6.1984-347](https://doi.org/10.2514/6.1984-347).
- Wammack, J. E., Crosby, J., Fletcher, D., Bons, J. P. und Fletcher, T. H. (2008). „Evolution of Surface Deposits on a High-Pressure Turbine Blade—Part I: Physical Characteristics“. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 130, Heft 2. DOI: [10.1115/1.2752182](https://doi.org/10.1115/1.2752182).
- Wang, B., Mao, X. und Zaki, T. A. (2019). „Low-frequency selectivity in flat-plate boundary layer with elliptic leading edge“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 866, S. 239–262. DOI: [10.1017/jfm.2019.91](https://doi.org/10.1017/jfm.2019.91).
- White, E. und Reshotko, E. (2002). „Roughness-induced transient growth in a flat-plate boundary layer“. In: *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*. Cleveland, Ohio, USA: American Institute of Aeronautics und Astronautics. DOI: [10.2514/6.2002-138](https://doi.org/10.2514/6.2002-138).
- White, F. M. (2006). *Viscous Fluid Flow*. New York City, New York, USA: McGraw-Hill. ISBN: 9780071244930.
- Wissink, J. und Rodi, W. (2006). „DNS of Separation-Induced Transition Influenced By Free-Stream Fluctuations“. In: *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition*. Hrsg. von R. Govindarajan. Dordrecht, Niederlande: Springer Niederlande, S. 389–394. ISBN: 978-1-4020-4159-4.
- Wittig, S., Schulz, A., Bauer, H. J. und Sill, K. H. (1985). „Effects of wakes on the heat transfer in gas turbine cascades“. In: *AGARD Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines*.
- Wynanski, I., Sokolov, M. und Friedman, D. (1976). „On a turbulent ‘spot’ in a laminar boundary layer“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 78, Heft 04, S. 785. DOI: [10.1017/S0022112076002747](https://doi.org/10.1017/S0022112076002747).
- Wynanski, I., Zilberman, M. und Haritonidis, J. H. (1982). „On the spreading of a turbulent spot in the absence of a pressure gradient“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 123, S. 69–90. DOI: [10.1017/S0022112082002961](https://doi.org/10.1017/S0022112082002961).
- Xiong, Z. und Lele, S. K. (2004). „Distortion of upstream disturbances in a Hiemenz boundary layer“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 519, S. 201–232. DOI: [10.1017/S0022112004001247](https://doi.org/10.1017/S0022112004001247).
- Yaglom, A. M. (1979). „Similarity Laws for Constant-Pressure and Pressure-Gradient Turbulent Wall Flows“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 11, Heft 1, S. 505–540. DOI: [10.1146/annurev.fl.11.010179.002445](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.11.010179.002445).
- Yaras, M. I. (2002). „Measurements of the Effects of Freestream Turbulence on Separation-Bubble Transition“. In: *Volume 3: Turbo Expo 2002, Parts A and B*. Amsterdam, Niederlande: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea und Air. DOI: [10.1115/gt2002-30232](https://doi.org/10.1115/gt2002-30232).
- Yardi, N. R. und Sukhatme, S. P. (1978). „Effects of turbulence intensity and integral length scale of a turbulent free stream on forced convection heat transfer from a circular cylinder in cross flow“. In: *Volume 5*. Toronto, Kanada: 6th International Heat Transfer Conference, S. 347–352.

- You, J. und Zaki, T. A. (2020). „Turbulent Heat-Transfer Enhancement in Boundary Layers Exposed to Free-Stream Turbulence“. In: *Flow, Turbulence and Combustion*, Band 104, Heft 2-3, S. 381–402. DOI: [10.1007/s10494-019-00071-7](https://doi.org/10.1007/s10494-019-00071-7).
- Young, C. D., Han, J. C., Huang, Y. und Rivir, R. B. (1992). „Influence of Jet-Grid Turbulence on Flat Plate Turbulent Boundary Layer Flow and Heat Transfer“. In: *Journal of Heat Transfer*, Band 114, Heft 1, S. 65–72. DOI: [10.1115/1.2911269](https://doi.org/10.1115/1.2911269).
- Zaki, T. (2013). „From Streaks to Spots and on to Turbulence: Exploring the Dynamics of Boundary Layer Transition“. In: *Flow, Turbulence and Combustion*, Band 91, Heft 3, S. 451–473. DOI: [10.1007/s10494-013-9502-8](https://doi.org/10.1007/s10494-013-9502-8).
- Zaki, T., Durbin, P., Wissink, J. und Rodi, W. (2006). „Direct Numerical Simulation of Bypass and Separation-Induced Transition in a Linear Compressor Cascade“. In: *Volume 6: Turbomachinery, Parts A and B*. Barcelona, Spanien: ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea und Air. DOI: [10.1115/gt2006-90885](https://doi.org/10.1115/gt2006-90885).
- Zaki, T. A. und Durbin, P. A. (2005). „Mode interaction and the bypass route to transition“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 531, S. 85–111. DOI: [10.1017/s0022112005003800](https://doi.org/10.1017/s0022112005003800).
- Zaki, T. A. und Durbin, P. A. (2006). „Continuous mode transition and the effects of pressure gradient“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 563, S. 357. DOI: [10.1017/s0022112006001340](https://doi.org/10.1017/s0022112006001340).
- Zaki, T. A. und Saha, S. (2009). „On shear sheltering and the structure of vortical modes in single- and two-fluid boundary layers“. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 626, S. 111–147. DOI: [10.1017/s0022112008005648](https://doi.org/10.1017/s0022112008005648).
- Zhang, F., Liu, Z., Liu, Z. und Diao, W. (2020). „Experimental Study of Sand Particle Deposition on a Film-Cooled Turbine Blade at Different Gas Temperatures and Angles of Attack“. In: *Energies*, Band 13, Heft 4, S. 811. DOI: [10.3390/en13040811](https://doi.org/10.3390/en13040811).
- Zhang, L. J. und Glezer, B. (1995). „Indirect Turbulence Measurement in Gas Turbine Stages Using Heat Flux Probe“. In: *Volume 4: Heat Transfer; Electric Power; Industrial and Cogeneration*. Houston, Texas, USA: ASME International Gas Turbine, Aeroengine Congress und Exposition. DOI: [10.1115/95-gt-153](https://doi.org/10.1115/95-gt-153).
- Zhang, Q., Goodro, M., Ligrani, P. M., Trindade, R. und Sreekanth, S. (2006). „Influence of Surface Roughness on the Aerodynamic Losses of a Turbine Vane“. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 128, Heft 3, S. 568–578. DOI: [10.1115/1.2175163](https://doi.org/10.1115/1.2175163).

Betreute studentische Arbeiten

- Anselment, U. (2015). *Auslegung und Konstruktion einer Messstrecke zur Bestimmung des Wärmeübergangs an einer ebenen Platte*. Masterarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M.Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez, C. Gramespacher.
- Bernard, R. (2019). *Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang in transitionalen und vollturbulenten Grenzschichten*. Masterarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Bittighofer, L. und Stuntz, D. (2017). *Methoden zur Kalibrierung eines Hitzdrahtanemometers*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.
- Christ, N. (2016). *Inbetriebnahme und Charakterisierung eines Turbulenzerzeugers für variable Turbulenzgrade und Längenmaße*. Bachelorthesis, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer, H. Albiez und C. Gramespacher.
- Daiber, R. (2017). *Konzeption und Entwicklung einer Vorrichtung zur Kalibrierung von Hitzdrahtanemometern*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Decker, S. (2016). *Entwicklung einer FE-Auswerterroutine für eine Wärmeübergangsmessplatte*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.
- Frank, F. (2019). *Entwicklung einer Vorrichtung zur Kalibrierung von Hitzdrahtsonden unter Berücksichtigung des Temperatureinflusses*. Masterarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Klemm, D. (2020). *Experimentelle Untersuchung transistionaler Grenzschichten an rauen Oberflächen*. Masterarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.
- Koslowski, M. (2016). *Konzeption und Entwicklung einer Ätzvorrichtung zur Herstellung von Metallfolien mit exakt definierter Oberflächenrauheit*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.
- Krail, D. (2016). *Inbetriebnahme und Charakterisierung einer Messplatte zur Bestimmung des Wärmeübergangs*. Bachelorarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Krannich, H. (2016). *Charakterisierung Windkanal und Versuchsdurchführung an einer Messplatte zur Lokalisierung des laminar-turbulenten Übergangs*. Bachelorarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Mazza, L. (2021). *Lineare Stabilitätsanalyse von Grenzschichten*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M.Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.
- Müller, J. (2018). *Simulation eines Ätzprozesses zur Herstellung rauer Oberflächen*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.

- Novelli, M. (2018). *Konstruktion und Auslegung einer Heißfilmmessplatte*. Bachelorarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Öztas, Ö. (2017). *Entwicklung eines Herstellungsverfahrens für raue Oberflächen mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit*. Bachelorarbeit, Hochschule Offenburg. Betreuer: J. Ettrich Mitbetreuer: M. Stripf und C. Gramespacher.
- Petermann, S. (2018). *Experimentelle Charakterisierung von rauen Oberflächen mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit II*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.
- Petermann, S. und Euerle, F. (2018). *Experimentelle Charakterisierung von rauen Oberflächen mit unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit I*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: C. Gramespacher.
- Pfeil, J. und Göggel, J. (2015). *Aufbau einer Wärmeübergangsmessstrecke und Entwicklung der Auswerterroutinen*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Sima, B. (2015). *Konstruktion eines Turbulenzerzeugers für variable Turbulenzgrade und Längenmaße*. Bachelorarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Sima, B., Klaus, D. und Müller, S. (2015). *Aufbau und Inbetriebnahme eines Turbulenzerzeugers für variable Turbulenzgrade und Längenmaße*. Studienarbeit, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.
- Sulejmani, L. (2017). *Experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs entlang einer ebenen Platte mit Druckgradient*. Bachelorthesis, Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft. Betreuer: M. Stripf, Mitbetreuer: H. Albiez und C. Gramespacher.

Anhang

A.1 Geometrien und Koordinaten der Messstellen

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden die Koordinaten der konturierten Wände sowie Druck- und Temperaturmessstellen beschrieben. Der Staupunkt im Mittelschnitt der Messplatte mit einer Dicke von 20 mm befindet sich im Koordinatenursprung. Die Vorder- und Hinterkante bilden jeweils halbe Ellipsen mit $a = 50$ mm und $b = 10$ mm. Da diese Beschreibung geometrisch eindeutig ist, werden zu deren Kontur keine weiteren Koordinaten angegeben.

A.1.1 Konturierte Wände

Die Koordinaten der konturierten Wand zur Erzeugung der druck- und saugseitigen Geschwindigkeitsverteilungen sind in Tabelle A.1 gegeben. Da der Aufbau symmetrisch ist, werden lediglich die Koordinaten der oberen Wand aufgelistet. Die Kontur der gegenüberliegenden Wand wird durch Invertieren der y -Koordinate beschrieben. Die beiden Druckverteilungen werden durch Rotieren derselben Kontur um 180° erreicht. Daher können die Koordinaten der saugseitigen Kontur über $x_{DS} = (500 \text{ mm} - x_{SS})$ in die druckseitige Kontur umgerechnet werden.

Tabelle A.1: Koordinaten der saugseitig konturierten Wand.

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
1	-30,00	125,00	18	-19,03	110,31	35	-7,64	95,98
2	-29,85	124,76	19	-18,58	109,77	36	-6,64	94,68
3	-29,12	123,63	20	-17,57	108,54	37	-6,57	94,59
4	-28,88	123,26	21	-17,10	107,97	38	-5,66	93,44
5	-28,13	122,10	22	-16,53	107,27	39	-4,84	92,39
6	-27,50	121,12	23	-15,62	106,14	40	-3,93	91,23
7	-26,87	120,14	24	-14,63	104,91	41	-3,04	90,09
8	-25,81	118,50	25	-14,44	104,66	42	-2,10	88,92
9	-25,59	118,15	26	-13,56	103,55	43	-2,05	88,85
10	-24,81	116,95	27	-13,37	103,31	44	-1,28	87,89
11	-23,99	115,67	28	-12,44	102,12	45	-0,38	86,77
12	-23,40	115,11	29	-11,81	101,32	46	0,55	85,62
13	-22,59	114,30	30	-10,92	100,18	47	0,74	85,39
14	-21,83	113,49	31	-10,46	99,60	48	1,41	84,57
15	-20,99	112,57	32	-9,50	98,37	49	2,32	83,49
16	-20,56	112,08	33	-9,19	97,96	50	3,26	82,37
17	-19,80	111,21	34	-8,28	96,80	51	3,59	81,99

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
52	4,17	81,31
53	5,09	80,25
54	6,06	79,17
55	6,49	78,69
56	7,01	78,12
57	7,96	77,11
58	8,96	76,08
59	9,60	75,44
60	9,97	75,07
61	10,95	74,13
62	11,99	73,18
63	12,77	72,50
64	13,10	72,22
65	14,13	71,36
66	15,21	70,51
67	16,02	69,89
68	16,42	69,59
69	17,49	68,82
70	18,60	68,04
71	19,49	67,44
72	19,89	67,17
73	20,99	66,46
74	22,12	65,75
75	23,08	65,16
76	23,48	64,92
77	24,61	64,26
78	25,76	63,61
79	26,78	63,05
80	27,17	62,83
81	28,31	62,23
82	29,48	61,62
83	30,56	61,09
84	30,93	60,90

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
85	33,29	59,79
86	34,42	59,28
87	34,78	59,13
88	35,96	58,62
89	37,17	58,12
90	38,36	57,64
91	38,69	57,51
92	39,89	57,05
93	41,12	56,61
94	42,36	56,17
95	42,67	56,07
96	43,89	55,67
97	45,13	55,28
98	46,39	54,92
99	46,44	54,90
100	46,72	54,82
101	47,95	54,49
102	49,21	54,18
103	50,48	53,89
104	50,62	53,86
105	50,83	53,81
106	52,08	53,56
107	53,33	53,33
108	54,58	53,13
109	54,67	53,12
110	55,00	53,07
111	56,25	52,90
112	57,49	52,74
113	58,57	52,61
114	59,25	52,53
115	60,51	52,39
116	61,76	52,25
117	62,96	52,11

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
118	64,83	51,89
119	66,08	51,75
120	67,27	51,61
121	67,89	51,53
122	69,16	51,39
123	70,42	51,24
124	71,59	51,11
125	72,22	51,03
126	73,48	50,89
127	74,75	50,74
128	75,92	50,61
129	76,54	50,53
130	77,81	50,39
131	79,09	50,24
132	80,25	50,11
133	80,86	50,03
134	82,14	49,89
135	83,42	49,74
136	84,57	49,61
137	85,18	49,54
138	86,46	49,39
139	87,74	49,24
140	88,90	49,11
141	89,50	49,04
142	90,78	48,89
143	92,06	48,74
144	93,24	48,60
145	93,82	48,54
146	95,10	48,39
147	96,39	48,24
148	97,57	48,10
149	98,14	48,04
150	99,43	47,89

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
151	98,14	48,04	184	135,27	43,75	217	167,45	40,32
152	99,43	47,89	185	136,56	43,60	218	168,74	40,26
153	100,72	47,74	186	137,03	43,55	219	170,04	40,21
154	101,88	47,61	187	138,31	43,40	220	171,33	40,17
155	102,46	47,54	188	139,60	43,25	221	171,43	40,16
156	103,75	47,39	189	140,88	43,10	222	171,83	40,15
157	105,04	47,24	190	141,35	43,05	223	173,12	40,12
158	106,20	47,11	191	142,64	42,90	224	174,40	40,10
159	106,78	47,04	192	143,93	42,75	225	175,67	40,08
160	108,07	46,89	193	145,22	42,60	226	175,78	40,08
161	109,36	46,74	194	145,67	42,55	227	176,22	40,08
162	110,53	46,61	195	146,96	42,40	228	177,51	40,07
163	111,11	46,54	196	148,25	42,25	229	178,79	40,06
164	112,39	46,39	197	149,47	42,10	230	180,63	40,01
165	113,68	46,24	198	149,99	42,04	231	181,34	40,01
166	114,86	46,11	199	151,29	41,88	232	182,41	40,01
167	115,43	46,04	200	152,61	41,72	233	183,63	40,03
168	116,71	45,89	201	153,94	41,56	234	185,00	40,07
169	118,00	45,74	202	153,98	41,55	235	185,13	40,07
170	119,19	45,61	203	154,33	41,51	236	186,58	40,13
171	119,75	45,54	204	155,64	41,35	237	187,95	40,20
172	121,03	45,39	205	156,96	41,20	238	189,35	40,28
173	122,32	45,25	206	158,30	41,05	239	189,71	40,30
174	123,53	45,11	207	158,34	41,05	240	191,08	40,39
175	124,07	45,04	208	158,69	41,01	241	192,32	40,46
176	125,35	44,90	209	160,00	40,88	242	193,70	40,55
177	126,63	44,75	210	161,32	40,76	243	194,03	40,57
178	127,88	44,60	211	162,65	40,64	244	195,42	40,65
179	128,39	44,54	212	162,74	40,63	245	196,66	40,72
180	129,67	44,40	213	163,06	40,61	246	198,04	40,81
181	130,95	44,25	214	164,37	40,51	247	198,40	40,83
182	132,22	44,10	215	165,68	40,42	248	199,78	40,91
183	132,71	44,05	216	166,99	40,34	249	201,01	40,99

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
250	199,78	40,91	283	237,16	43,16	316	273,79	45,37
251	201,01	40,99	284	237,55	43,19	317	274,88	45,43
252	202,39	41,07	285	238,91	43,27	318	276,27	45,52
253	202,75	41,09	286	240,12	43,34	319	276,76	45,55
254	204,13	41,17	287	241,50	43,42	320	278,16	45,63
255	205,36	41,25	288	241,89	43,45	321	279,22	45,70
256	206,74	41,33	289	243,26	43,53	322	280,62	45,78
257	207,10	41,35	290	244,47	43,60	323	281,13	45,81
258	208,49	41,44	291	245,85	43,69	324	282,54	45,90
259	209,70	41,51	292	246,23	43,71	325	283,56	45,96
260	211,08	41,59	293	247,62	43,79	326	284,96	46,04
261	211,46	41,62	294	248,82	43,86	327	285,51	46,07
262	212,84	41,70	295	250,20	43,95	328	286,92	46,16
263	214,05	41,77	296	250,61	43,97	329	287,91	46,22
264	215,43	41,85	297	252,05	44,06	330	289,31	46,30
265	215,80	41,88	298	253,15	44,13	331	289,87	46,34
266	217,16	41,96	299	254,54	44,21	332	291,27	46,42
267	218,40	42,03	300	255,03	44,24	333	292,25	46,48
268	219,77	42,12	301	256,47	44,33	334	293,65	46,57
269	220,13	42,14	302	257,49	44,39	335	294,22	46,60
270	221,49	42,22	303	258,89	44,47	336	295,61	46,68
271	222,74	42,30	304	259,43	44,50	337	296,60	46,74
272	224,12	42,38	305	260,82	44,59	338	298,00	46,83
273	224,47	42,40	306	261,84	44,65	339	298,56	46,86
274	225,86	42,48	307	263,23	44,73	340	299,96	46,95
275	227,09	42,56	308	263,77	44,77	341	300,95	47,01
276	228,47	42,64	309	265,15	44,85	342	302,34	47,09
277	228,84	42,66	310	266,18	44,91	343	302,91	47,12
278	230,23	42,75	311	267,58	44,99	344	304,29	47,21
279	231,43	42,82	312	268,10	45,03	345	305,29	47,27
280	232,81	42,90	313	269,46	45,11	346	306,69	47,35
281	233,02	42,93	314	270,53	45,17	347	307,24	47,38
282	234,58	43,01	315	271,92	45,26	348	308,62	47,47

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
349	307,24	47,38	382	344,41	49,63	415	378,62	54,26
350	308,62	47,47	383	345,80	49,72	416	379,86	54,63
351	309,64	47,53	384	346,63	49,77	417	381,05	55,00
352	311,04	47,61	385	347,80	49,85	418	382,30	55,39
353	311,58	47,65	386	348,68	49,91	419	382,65	55,51
354	312,98	47,73	387	350,01	50,01	420	383,89	55,91
355	313,99	47,79	388	350,54	50,05	421	384,95	56,26
356	315,38	47,88	389	351,89	50,17	422	386,20	56,67
357	315,95	47,91	390	352,79	50,25	423	386,93	56,93
358	317,36	48,00	391	354,10	50,37	424	387,79	57,23
359	318,33	48,05	392	354,74	50,43	425	388,83	57,62
360	319,73	48,14	393	356,00	50,55	426	390,04	58,11
361	320,33	48,17	394	356,90	50,64	427	391,41	58,69
362	321,74	48,26	395	358,19	50,76	428	392,62	59,23
363	322,68	48,32	396	358,86	50,82	429	393,88	59,82
364	324,07	48,40	397	360,02	50,93	430	394,36	60,05
365	324,70	48,44	398	360,99	51,02	431	395,65	60,66
366	326,12	48,52	399	362,27	51,15	432	396,50	61,07
367	327,02	48,58	400	362,96	51,22	433	397,77	61,68
368	328,42	48,66	401	364,00	51,33	434	398,32	61,94
369	329,08	48,70	402	365,07	51,46	435	399,65	62,57
370	330,50	48,79	403	366,35	51,61	436	400,39	62,92
371	331,37	48,84	404	366,96	51,70	437	401,67	63,53
372	332,76	48,93	405	367,97	51,84	438	402,35	63,85
373	333,45	48,97	406	369,13	52,03	439	403,65	64,47
374	334,81	49,05	407	370,40	52,25	440	404,28	64,77
375	335,72	49,11	408	370,85	52,33	441	405,57	65,38
376	337,11	49,19	409	371,92	52,54	442	406,32	65,74
377	337,75	49,23	410	373,14	52,81	443	407,61	66,34
378	339,12	49,31	411	374,41	53,11	444	408,18	66,62
379	340,07	49,37	412	374,77	53,20	445	409,47	67,23
380	341,46	49,46	413	375,91	53,49	446	410,28	67,61
381	342,11	49,50	414	377,12	53,82	447	411,57	68,23

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
448	410,28	67,61	481	444,54	83,89	514	478,14	99,84
449	411,57	68,23	482	444,79	84,01	515	479,55	100,51
450	412,08	68,47	483	446,15	84,66	516	479,61	100,54
451	413,36	69,08	484	447,49	85,30	517	480,29	100,87
452	414,24	69,50	485	448,44	85,75	518	481,73	101,55
453	415,54	70,12	486	448,75	85,89	519	482,18	101,76
454	415,97	70,32	487	450,12	86,55	520	483,51	102,39
455	417,26	70,93	488	451,49	87,19	521	483,56	102,41
456	418,22	71,39	489	452,34	87,60	522	484,72	102,96
457	419,54	72,01	490	452,73	87,78	523	486,07	103,60
458	419,86	72,17	491	454,13	88,45	524	487,41	104,23
459	421,16	72,78	492	455,51	89,10	525	487,62	104,33
460	422,22	73,29	493	456,23	89,45	526	488,60	104,80
461	423,55	73,92	494	456,74	89,69	527	489,96	105,44
462	423,75	74,01	495	458,15	90,36	528	491,30	106,08
463	425,06	74,64	496	459,55	91,02	529	491,71	106,27
464	426,22	75,19	497	460,13	91,30	530	492,48	106,63
465	427,56	75,82	498	460,76	91,60	531	493,85	107,28
466	427,64	75,86	499	462,18	92,27	532	495,20	107,91
467	428,95	76,49	500	463,58	92,94	533	495,79	108,19
468	430,23	77,09	501	464,03	93,15	534	496,36	108,46
469	431,58	77,73	502	464,78	93,50	535	497,74	109,11
470	432,85	78,34	503	466,19	94,17	536	499,10	109,75
471	432,87	78,35	504	467,58	94,84	537	499,89	110,12
472	434,24	79,00	505	467,92	95,00	538	500,24	110,29
473	435,58	79,64	506	468,76	95,39	539	501,63	110,94
474	436,75	80,19	507	470,16	96,06	540	503,00	111,58
475	436,86	80,25	508	471,55	96,72	541	504,01	112,05
476	438,22	80,89	509	471,82	96,85	542	504,13	112,10
477	439,56	81,53	510	472,73	97,28	543	505,52	112,76
478	440,65	82,04	511	474,14	97,95	544	506,89	113,39
479	440,83	82,13	512	475,54	98,61	545	508,20	114,00
480	442,19	82,77	513	475,72	98,70	546	509,43	114,57

Tabelle A.1: Fortsetzung.

Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm	Nr.	x_{SS} in mm	y in mm
547	508,20	114,00	553	515,73	117,44	559	523,90	121,58
548	509,43	114,57	554	517,34	118,16	560	525,22	122,32
549	510,79	115,20	555	518,61	118,72	561	526,47	123,02
550	511,02	115,30	556	519,51	119,12	562	527,51	123,60
551	512,56	116,01	557	521,30	120,12	563	528,76	124,31
552	513,34	116,36	558	522,53	120,81	564	530,00	125,00

A.1.2 Druckmessstellen

In Tabelle A.2 sind die Koordinaten der Druckbohrungen zur Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung gegeben. Der Koordinatenursprung befindet sich im Mittelschnitt der Messplatte am Staupunkt. Die Nummerierung beginnt im Ursprung und erfolgt umlaufend im Uhrzeigersinn.

Tabelle A.2: Koordinaten der Druckmessstellen.

Nr.	s in mm	x in mm	y in mm	z in mm	Nr.	s in mm	x in mm	y in mm	z in mm
1	0,0	0	0,0	10	16	237,5	235	10,0	0
2	8,0	6	4,8	0	17	257,5	255	10,0	10
3	14,3	12	6,5	-10	18	277,5	275	10,0	0
4	22,4	20	8,0	0	19	297,5	295	10,0	-10
5	32,5	30	9,2	10	20	312,5	310	9,8	0
6	42,5	40	9,8	0	21	322,5	320	9,2	10
7	57,5	55	10,0	-10	22	332,6	330	8,0	0
8	77,5	75	10,0	0	23	340,7	338	6,5	-10
9	97,5	95	10,0	10	24	347,0	344	4,8	0
10	117,5	115	10,0	0	25	355,0	350	0,0	10
11	137,5	135	10,0	-10	26	-297,5	295	-10,0	0
12	157,5	155	10,0	0	27	-217,5	215	-10,0	0
13	177,5	175	10,0	10	28	-137,5	135	-10,0	0
14	197,5	195	10,0	0	29	-57,5	55	-10,0	0
15	217,5	215	10,0	-10					

A.1.3 Temperaturmessstellen

Zur Messung der Temperaturverteilung entlang der Oberfläche sind unterhalb der aufgeklebten Folie 78 Miniaturthermoelemente des Typs K in Nuten in die Oberfläche eingeklebt. Diese sind so ausgerichtet, dass deren Messspitze exakt im Mittelschnitt liegt. Da die Messplatte symmetrisch aufgebaut ist, sind in Tabelle A.3 nur die Messstellen der Plattenoberseite gegeben. Die der Unterseite sind durch Invertieren der y -Koordinate zu bestimmen. Analog zur Beschreibung der Koordinaten der Druckmessstellen beginnt die Nummerierung im Staupunkt und wird im Uhrzeigersinn entlang der Oberfläche fortgeführt.

Tabelle A.3: Koordinaten der Temperaturmessstellen.

Nr.	s in mm	x in mm	y in mm	Nr.	s in mm	x in mm	y in mm
1	0,0	0	0,0	21	182,5	180	9,9
2	3,6	2	2,8	22	192,5	190	9,9
3	9,1	7	5,1	23	202,5	200	9,9
4	15,3	13	6,7	24	212,5	210	9,9
5	22,4	20	7,9	25	222,5	220	9,9
6	32,5	30	9,2	26	232,5	230	9,9
7	42,5	40	9,7	27	242,5	240	9,9
8	52,5	50	9,9	28	252,5	250	9,9
9	62,5	60	9,9	29	262,5	260	9,9
10	72,5	70	9,9	30	272,5	270	9,9
11	82,5	80	9,9	31	282,5	280	9,9
12	92,5	90	9,9	32	292,5	290	9,9
13	102,5	100	9,9	33	302,5	300	9,9
14	112,5	110	9,9	34	312,5	310	9,7
15	122,5	120	9,9	35	322,5	320	9,1
16	132,5	130	9,9	36	332,6	330	7,9
17	142,5	140	9,9	37	339,7	337	6,7
18	152,5	150	9,9	38	345,9	343	5,1
19	162,5	160	9,9	39	351,5	348	2,8
20	172,5	170	9,9	40	355,0	350	0,0

A.2 Fehlerrechnung zur Messung der Wärmeübergangsverteilung

Die Messung der Wärmeübergangsverteilung entlang der Platte unterliegt aufgrund des Aufbaus aus unterschiedlichen Materialien einer Vielzahl von Einzelfehlern. Diese resultieren aus der Messung der Temperaturdifferenzen und Wärmeleitfähigkeiten der jeweiligen Materialien, aber auch durch geometrische Fertigungstoleranzen. Stripf (2007) führt eine umfassende Fehleranalyse durch und wählt auf deren Basis die auch in dieser Arbeit verwendeten Materialien Titanaluminium als Plattenwerkstoff und Neusilber (CuNi18Zn20) als Werkstoff für die Oberflächenfolie aus. Weiterhin wurde der Klebstoff zum Einkleben der Thermoelemente in die Nuten sowie zur Applizierung der Neusilberfolie auf die Messplatte hinsichtlich maximaler Wärmeleitfähigkeit optimiert.

In Abbildung A.1 ist Stripfs vereinfachtes Modell zur Fehlerabschätzung dargestellt. Hierin wird der Wärmeübergang vom Kühlwasser auf das Titanaluminium, die Wärmeleitung im Titanaluminium sowie in den Nuten, der Wärmeübergangswiderstand zwischen Messplatte und Neusilberfolie, der Wärmeleitung durch die Neusilberfolie sowie der Wärmeübergang zum Heißgas berücksichtigt. Im Schnitt A-A kann der Wärmeübergangskoeffizient unter Annahme eindimensionaler Wärmeleitung über folgenden Zusammenhang beschrieben werden:

$$\alpha = \frac{T_{te} - T_k}{\left(\frac{d_{te}}{2\lambda_n} + \frac{h-h_n}{\lambda_s} + \frac{1}{\alpha_k} \right) \left[(T_{tot,0} - T_{te}) - \frac{(T_{te}-T_k) \left(\frac{h_n-0,5d_{te}}{\lambda_n} + \frac{1}{k} + \frac{h_f}{\lambda_f} \right)}{\frac{d_{te}}{2\lambda_n} + \frac{h-h_n}{\lambda_s} + \frac{1}{\alpha_k}} \right]} \quad (\text{A.1})$$

Die Anwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung auf Gleichung (A.1) ergibt den Gesamtfehler des gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten:

$$\Delta\alpha = \sqrt{\left[\frac{\partial\alpha}{\partial(T_{tot,0} - T_{te})} \Delta(T_{tot,0} - T_{te}) \right]^2 + \left[\frac{\partial\alpha}{\partial(T_{te} - T_k)} \Delta(T_{te} - T_k) \right]^2 + \dots} \quad (\text{A.2})$$

In Gleichung (A.2) werden die in Tabelle A.4 angegebenen Fehler durch die Temperaturmessung, Wärmeleitfähigkeitsmessung, der Bestimmung des Kühlwasserwärmeübergangs und der

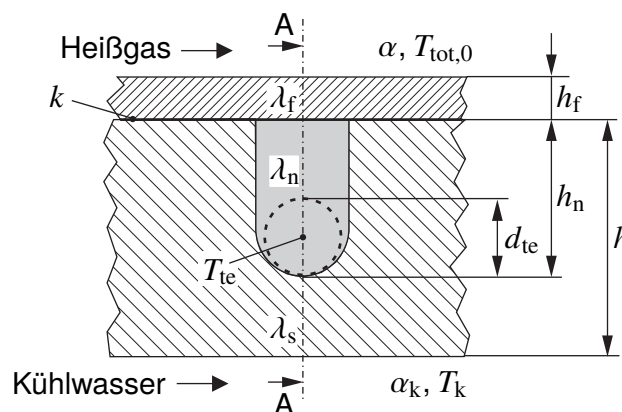


Abbildung A.1: Modell für die Fehlerabschätzung (Stripf, 2007).

Fertigungstoleranzen berücksichtigt. Der Messfehler der Thermoelemente kann durch eine Kalibrierung und der Verwendung einer Kaltstellenkompensation auf einen absoluten Fehler von $\approx 1\text{ K}$ und einen relativen Fehler von $\approx 0,1\text{ K}$ reduziert werden (Ladisch, 2013).

Tabelle A.4: Einzelmessfehler nach Stripf (2007).

$\Delta(T_{\text{tot},0} - T_{\text{te}})$ in K	$\Delta(T_{\text{te}} - T_{\text{k}})$ in K	$\Delta\lambda_s$ in %	$\Delta\lambda_f$ in %	$\Delta\lambda_n$ in %	Δk in %	$\Delta\alpha_k$ in %	Δh in mm	Δh_n in mm
0,1	0,1	5	5	10	40	5	0,1	0,05

Da sich Stripf (2007) intensiv mit dem Einfluss verschiedener Materialien auseinandersetzt, soll im Rahmen dieser Arbeit eine Betrachtung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der von außen aufgeklebten Folien ergänzt werden. Hierzu sind in Tabelle A.5 übliche Randbedingungen während einer Messung gegeben. Wie in Abbildung A.2 dargestellt ist der Messfehler bei Neusilberfolienfolien bis $h_f = 0,5\text{ mm}$ unabhängig von deren Dicke. Der Gesamtmeßfehler liegt je nach Wärmeübergangskoeffizient in einem Bereich von etwa $5 \dots 10\%$. Bei der Verwendung von Silikonfolien zur Untersuchung des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit der Rauheitselemente hat die Foliendicke aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit und den damit verbundenen Temperaturgradienten in der Folie einen großen Einfluss auf den Gesamtfehler. Aus dem Herstellungsverfahren und der mechanischen Stabilität der Silikonfolien resultiert eine homogen und reproduzierbar herstellbare Foliendicke von $h_f = 0,15 \dots 0,2\text{ mm}$. Daraus resultiert bei deren Verwendung ein Gesamtfehler von etwa $5 \dots 15\%$. Auf die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Messplatte kann sowohl auf der Ober- als auch Unterseite eine Folie mit rauer Oberfläche appliziert werden. Aufgrund der systematischen Unsicherheiten wie Thermoelementposition innerhalb der Nut, Fertigungstoleranzen, oder Wärmeleitfähigkeiten der Materialien führt eine simultane Messung zweier Folien zu einer Reduktion des Gesamtfehlers auf $\approx 5\%$, wenn lediglich das Verhältnis des Wärmeübergangs von Ober- und Unterseite betrachtet wird. Dieser Effekt wird im Rahmen dieser Arbeit zur möglichst genauen Beschreibung des Einflusses

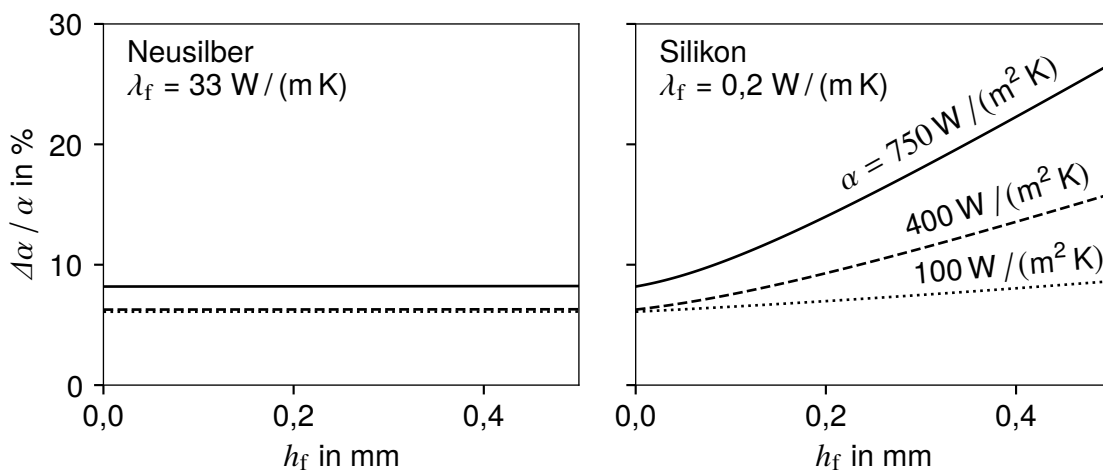


Abbildung A.2: Entwicklung des Gesamtfehlers mit zunehmender Foliendicke.

Tabelle A.5: Typische Randbedingungen während einer Wärmeübergangsmessung.

$T_{\text{tot},0}$ in K	T_k in K	α in $\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$	α_k in $\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$	h in mm	h_f in mm	h_n in mm
350	290	100 ... 750	10 000	4 ... 9	0,1 ... 0,2	0,5

d_{te} in mm	λ_s in $\text{W}/(\text{m K})$	λ_f in $\text{W}/(\text{m K})$	λ_n in $\text{W}/(\text{m K})$	k in $\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$
0,25	6,5	0,2/30	1	15 000

der Wärmeleitfähigkeit der Rauheits Elemente genutzt, indem dieselbe Oberflächentopographie aus Neusilber und Silikon zeitgleich vermessen wird. Zur Verdeutlichung des Verlaufs des Gesamtfehlers bei einer Wärmeübergangsmessung mit Silikonfolie ist dieser als Fehlerband eines beispielhaften Wärmeübergangsverlauf in Abbildung A.3 dargestellt. Erwartungsgemäß ist der Messfehler in der laminaren Grenzschicht mit geringem Wärmeübergang am kleinsten und steigt dann mit dem Wärmeübergang an.

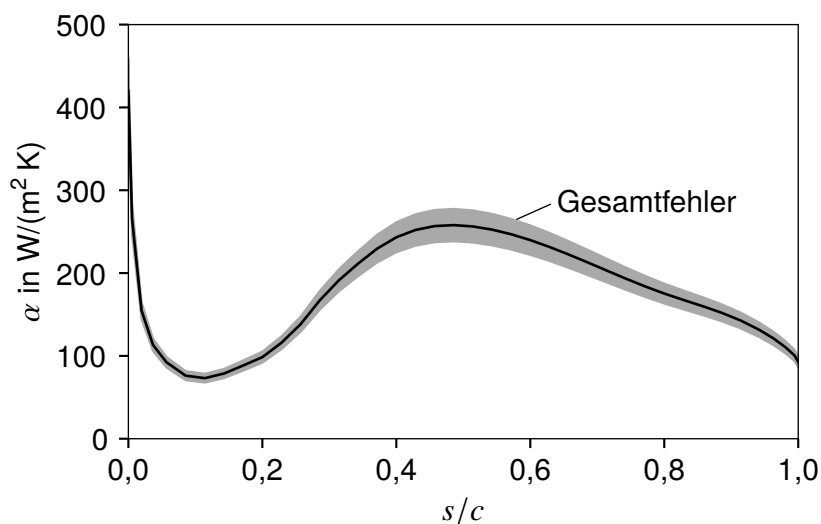


Abbildung A.3: Entwicklung des Gesamtfehlers an einem beispielhaften Wärmeübergangsverlauf entlang einer rauen Silikonfolie.

A.3 Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und verschiedenen strukturierten Oberflächen

Dieses Kapitel zeigt eine Übersicht über die bei saugseitiger Druckverteilung durchgeführten Wärmeübergangsmessungen zum Einfluss rauer Oberflächen und Freistromturbulenz auf den laminar-turbulenten Übergang. Die Darstellung erfolgt getrennt nach Oberflächenrauheit. Für jede Oberfläche sind die drei unterschiedlichen Anströmreynoldszahlen im Bereich von $Re_{c,0} = 3,0 \cdot 10^5 \dots 6,0 \cdot 10^5$ dargestellt. Der Turbulenzgrad in der Eintrittsebene variiert zwischen $Tu_1 = 1,1\%$ und $5,5\%$. Für jeden dieser Turbulenzgrade werden bis zu drei unterschiedliche Turbulenzreynoldszahlen $Re_{\lambda,1}$ untersucht.

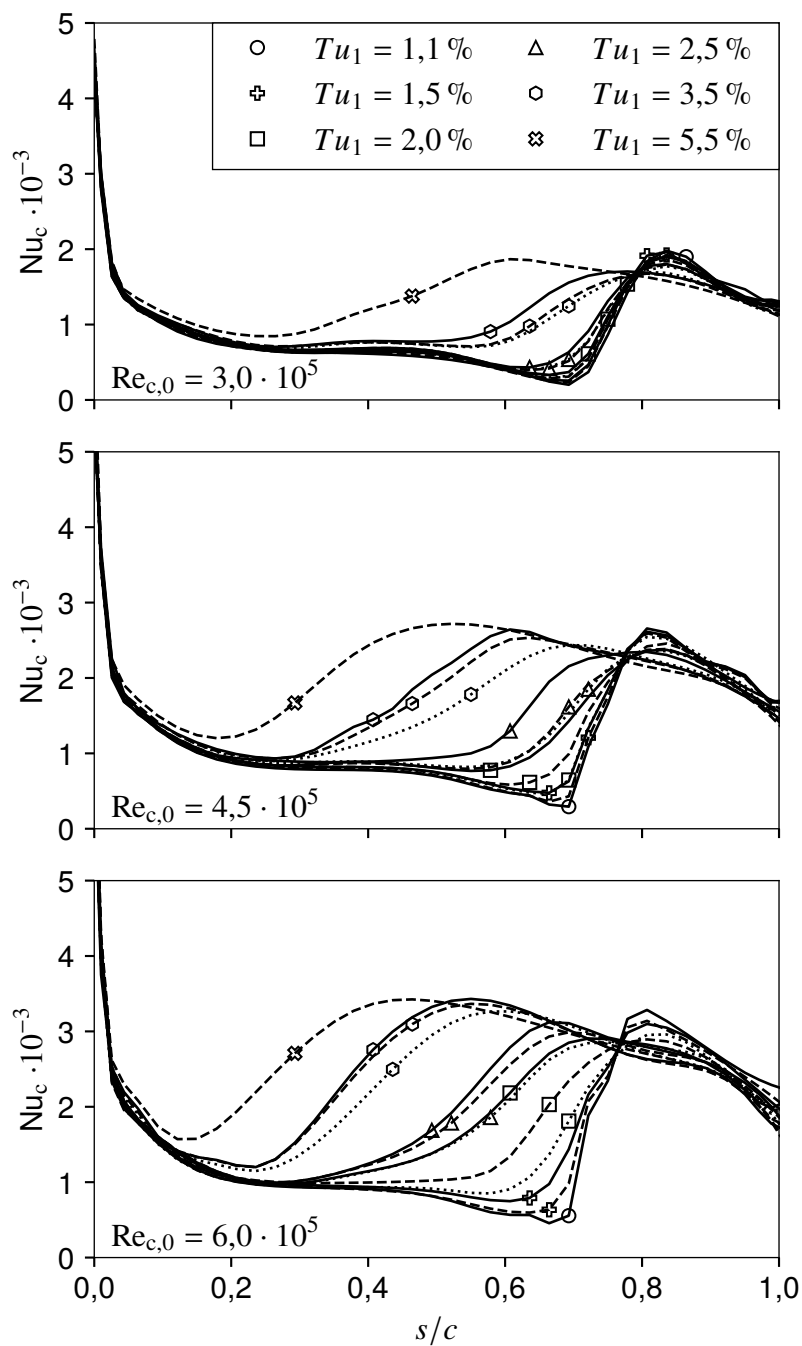


Abbildung A.4: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und glatter Oberfläche (— $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, ---- $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

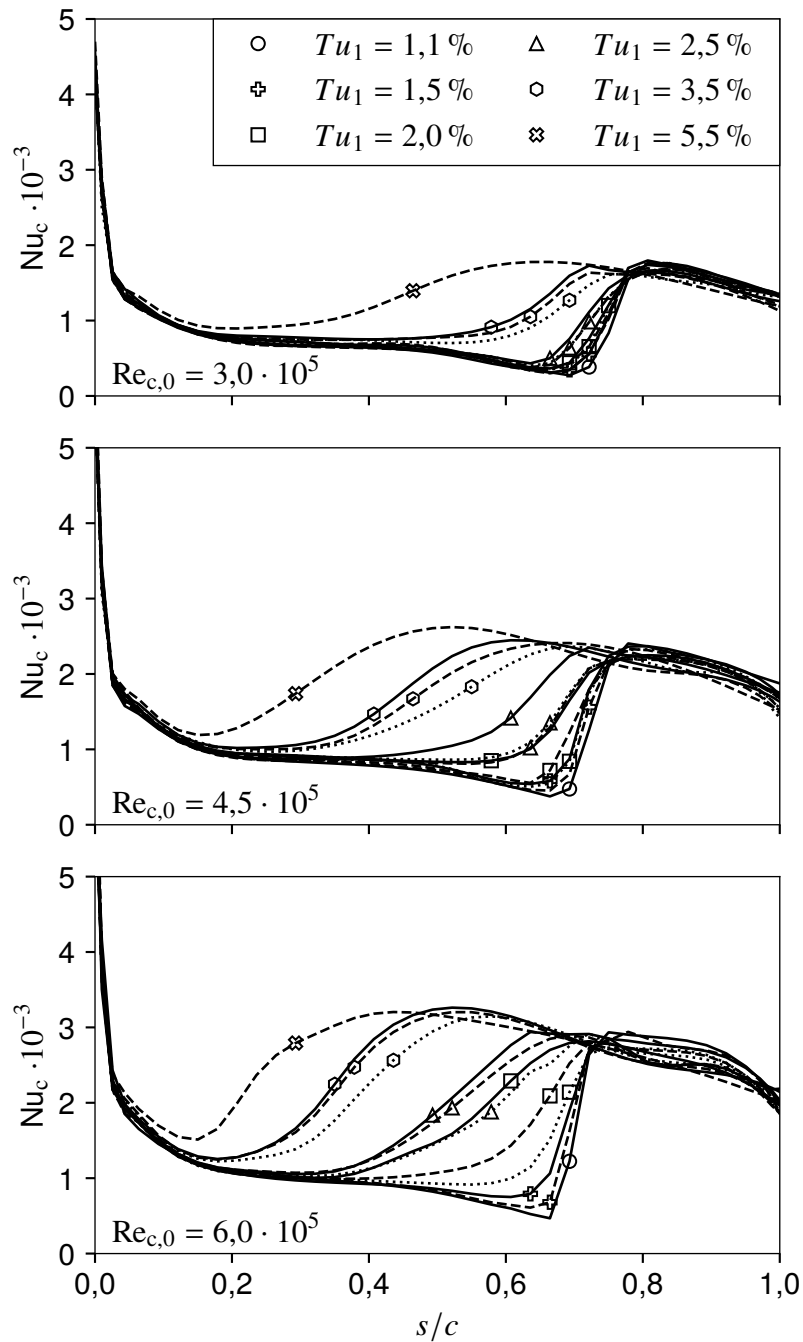


Abbildung A.5: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r25b ($k = 19 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,7$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

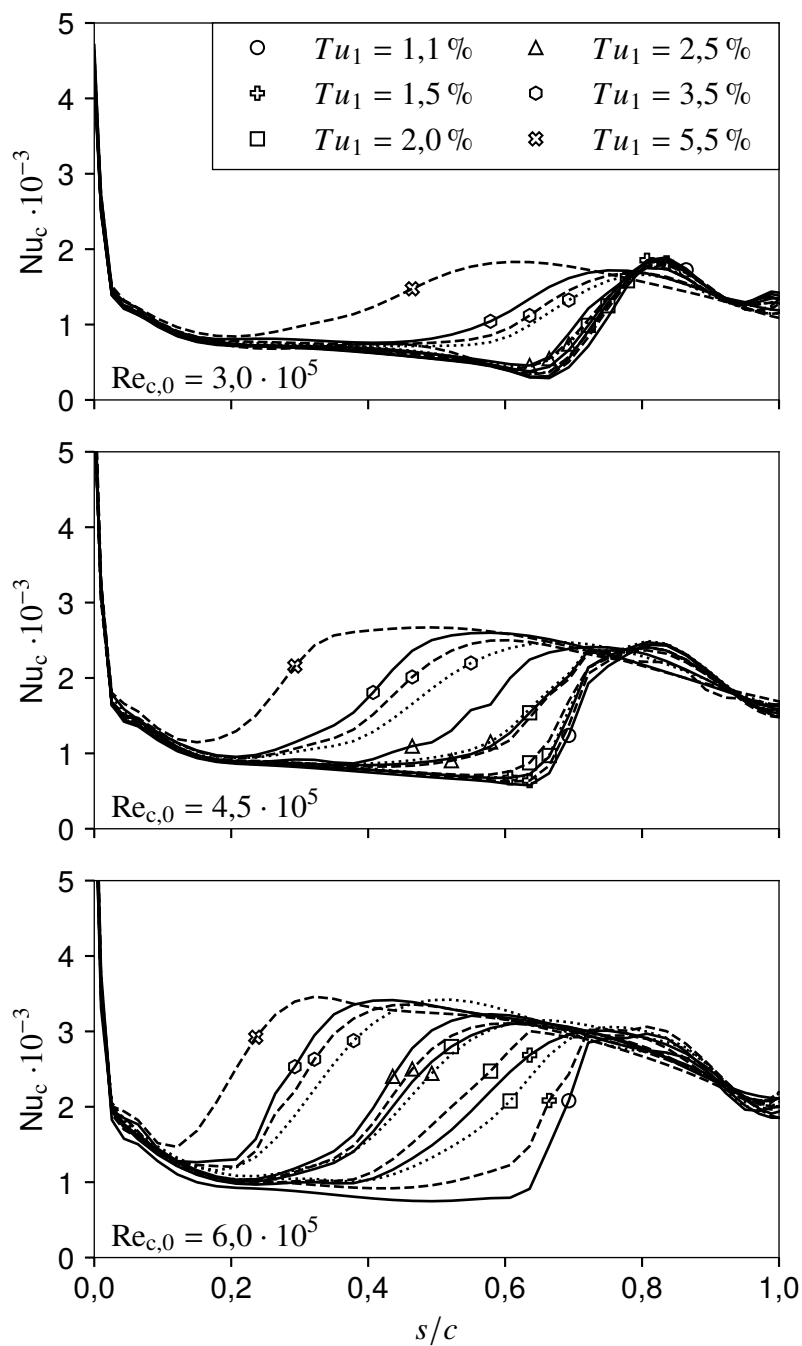


Abbildung A.6: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r50a ($k = 57 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 3,4$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ⋯ $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

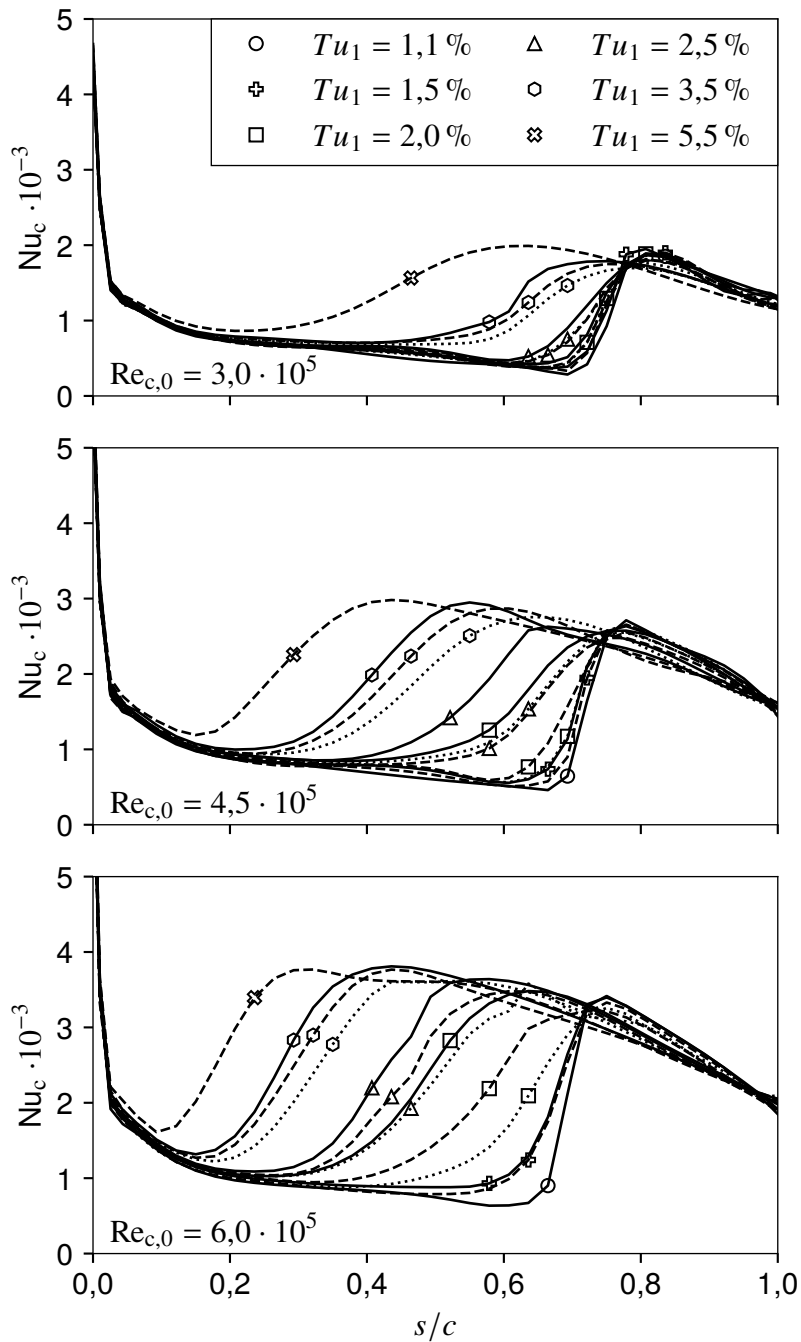


Abbildung A.7: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r50b ($k = 51 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

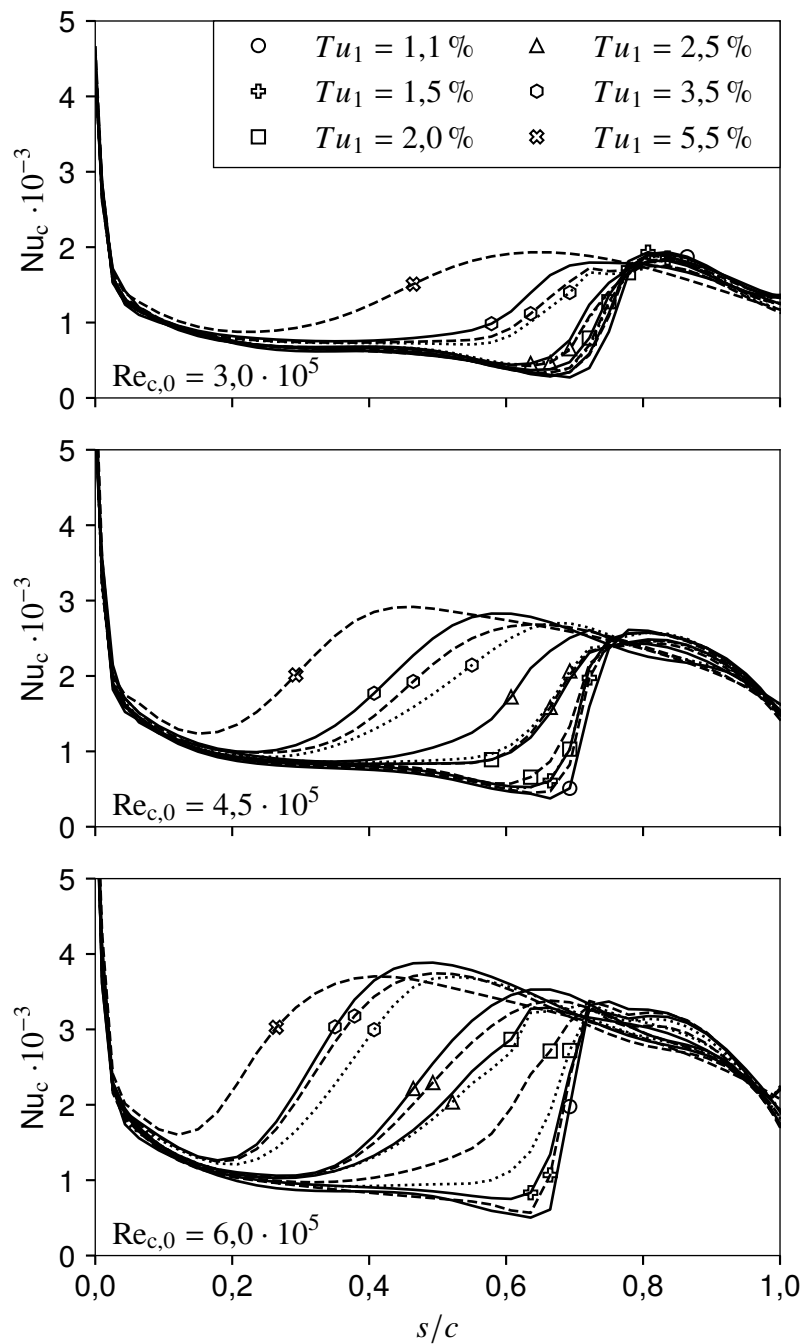


Abbildung A.8: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r50c$ ($k = 49 \mu\text{m}$, $\Delta_R = 11,6$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

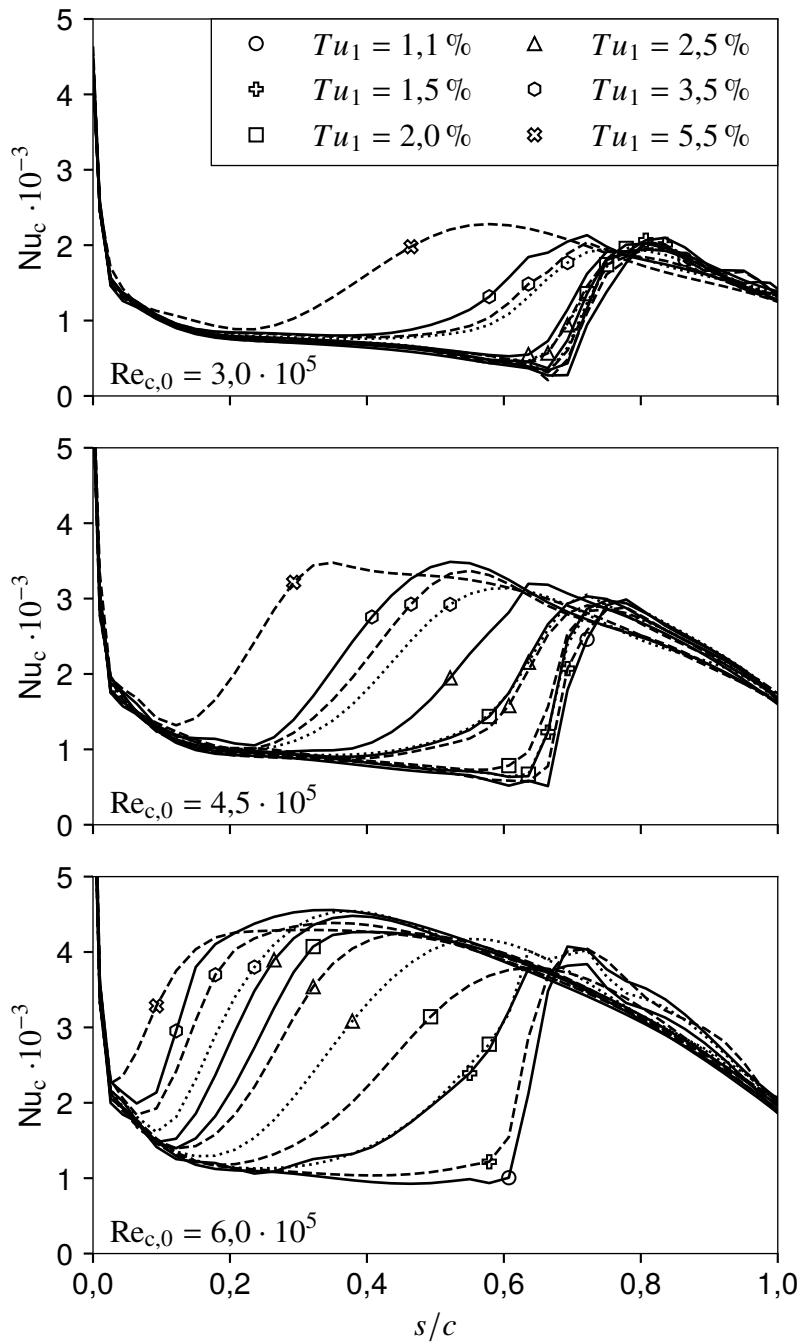


Abbildung A.9: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75b ($k = 71 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

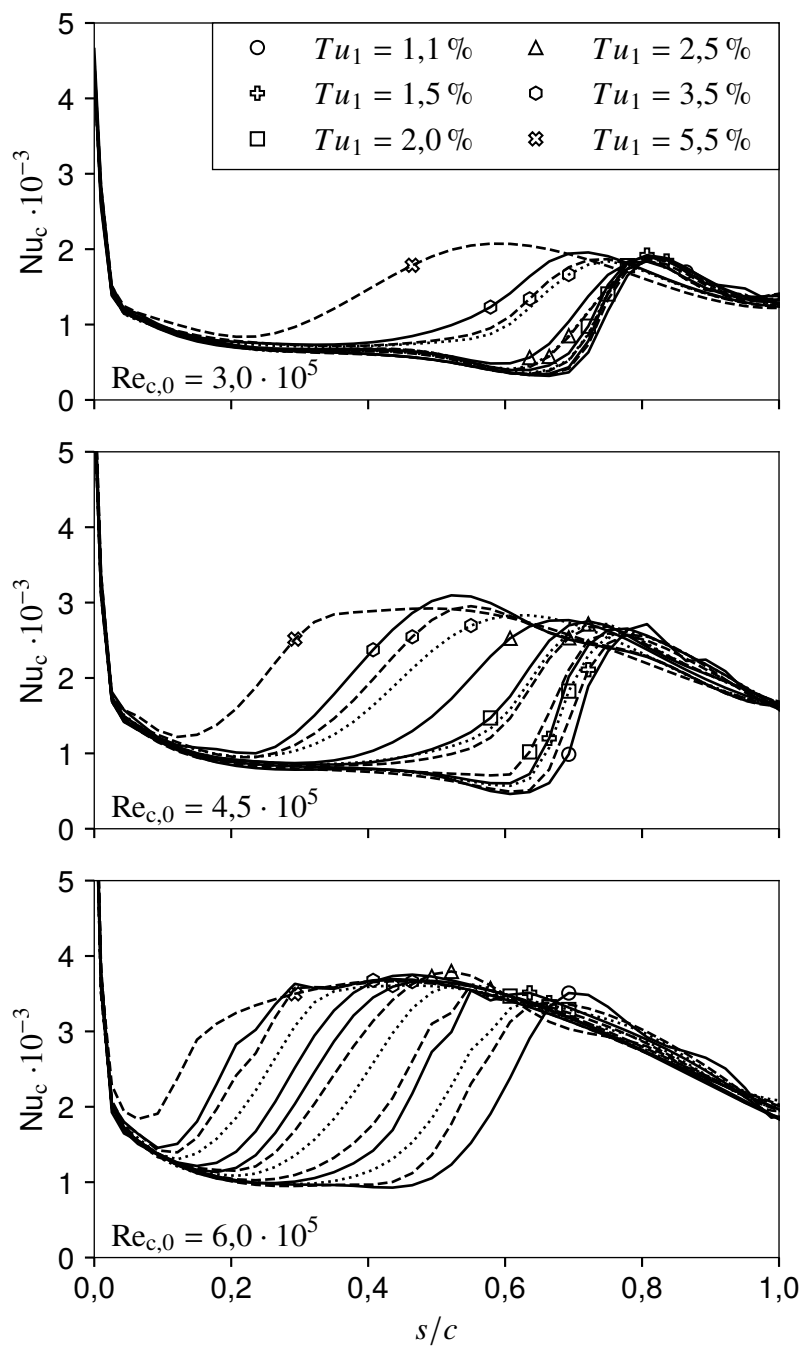


Abbildung A.10: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75c$ ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 15,2$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

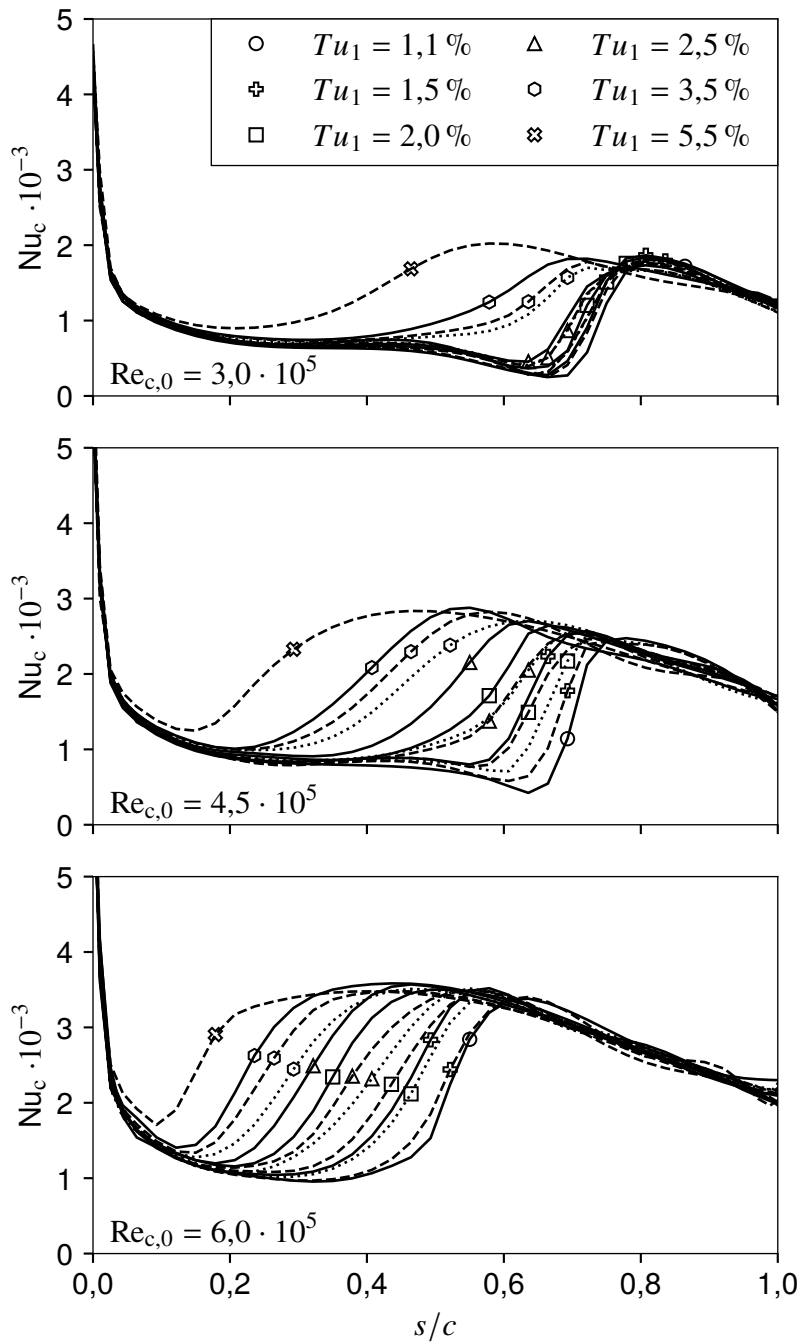


Abbildung A.11: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75d$ ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 29,8$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

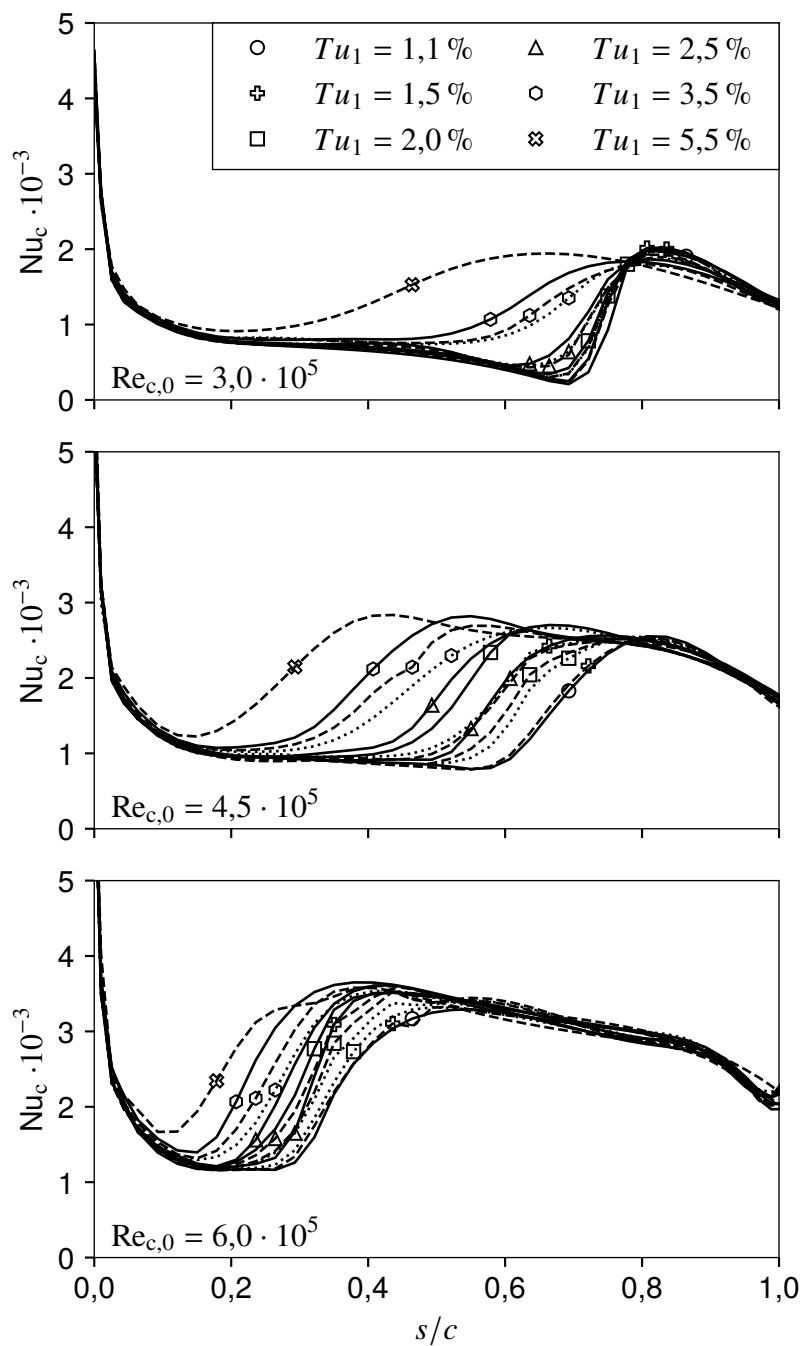


Abbildung A.12: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75e ($k = 47 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 46,2$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ⋯ $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

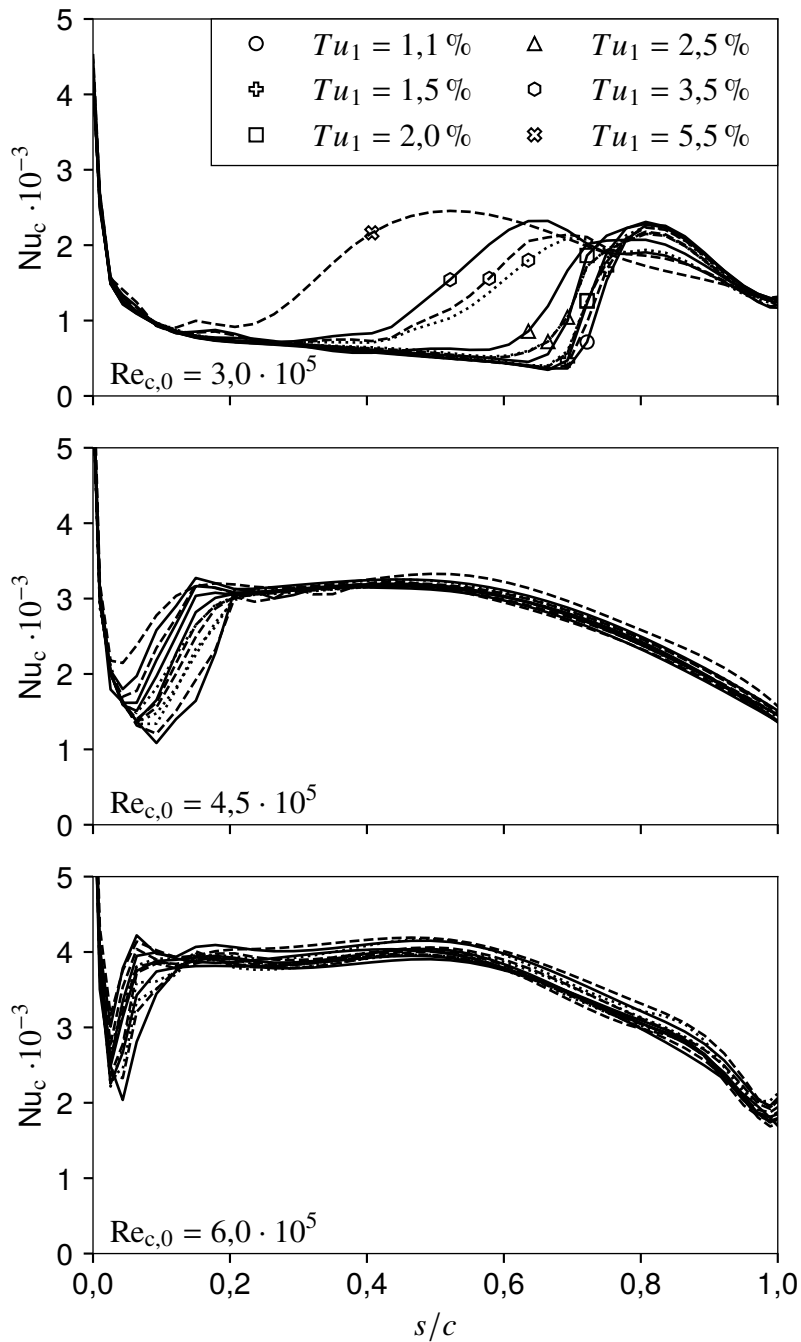


Abbildung A.13: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75f$ ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 2,50$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

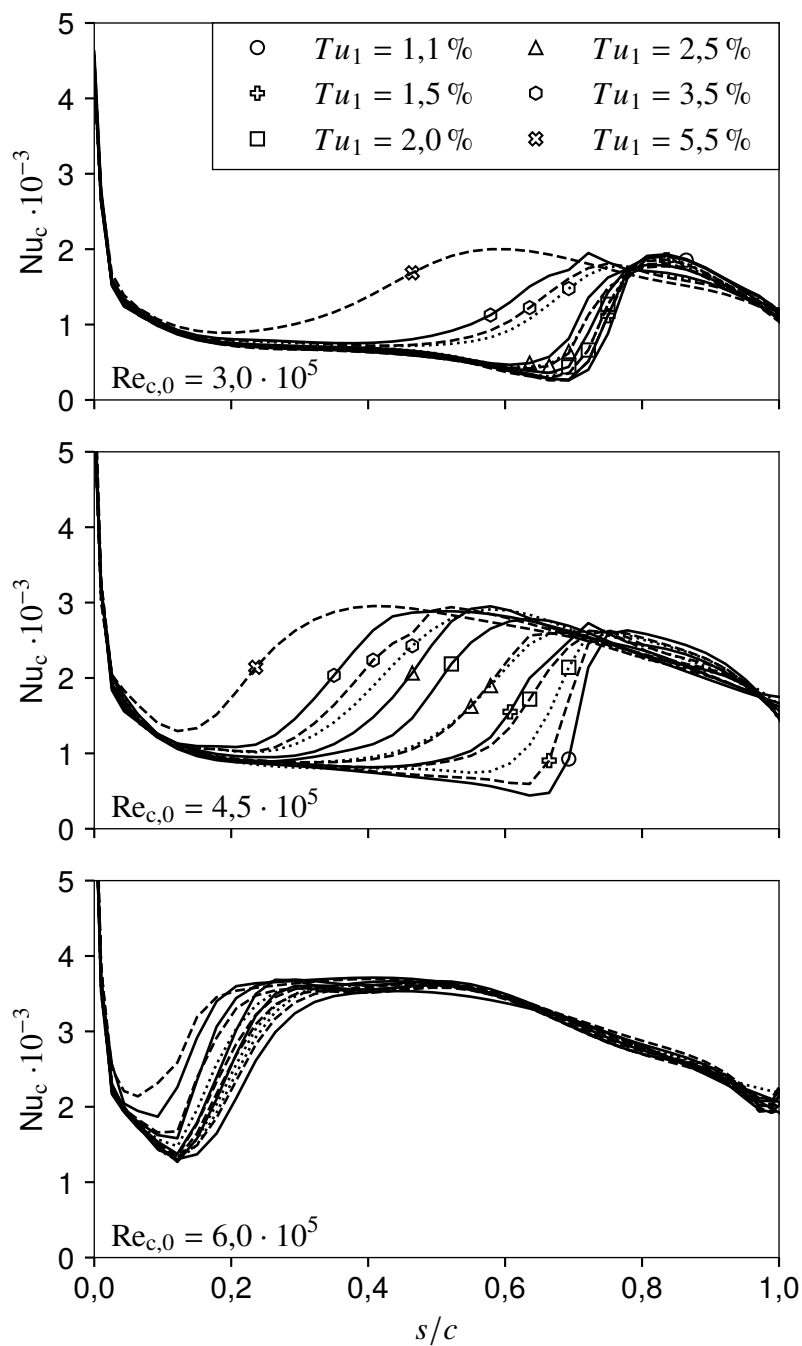


Abbildung A.14: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75g ($k = 74 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,4$, $e = 2,49$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ⋯ $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

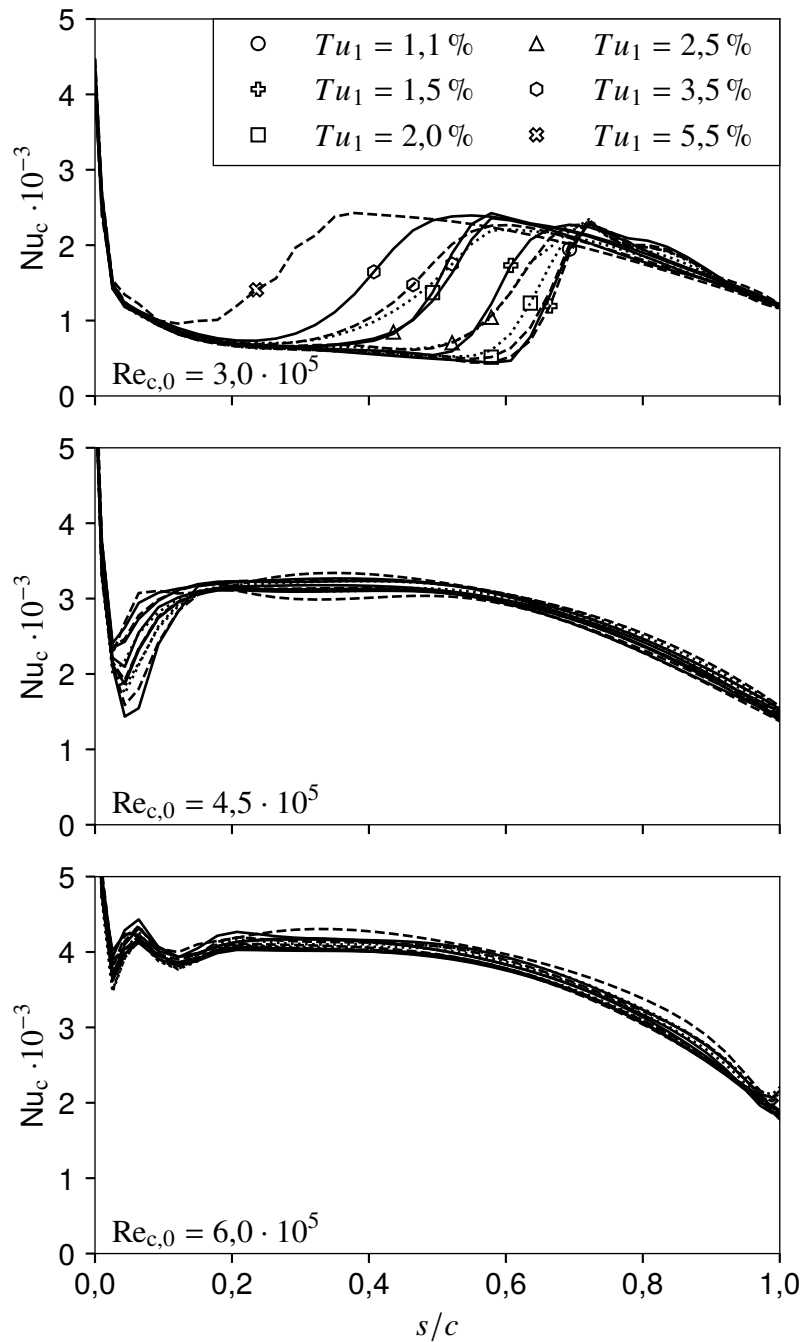


Abbildung A.15: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75h$ ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 5,65$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

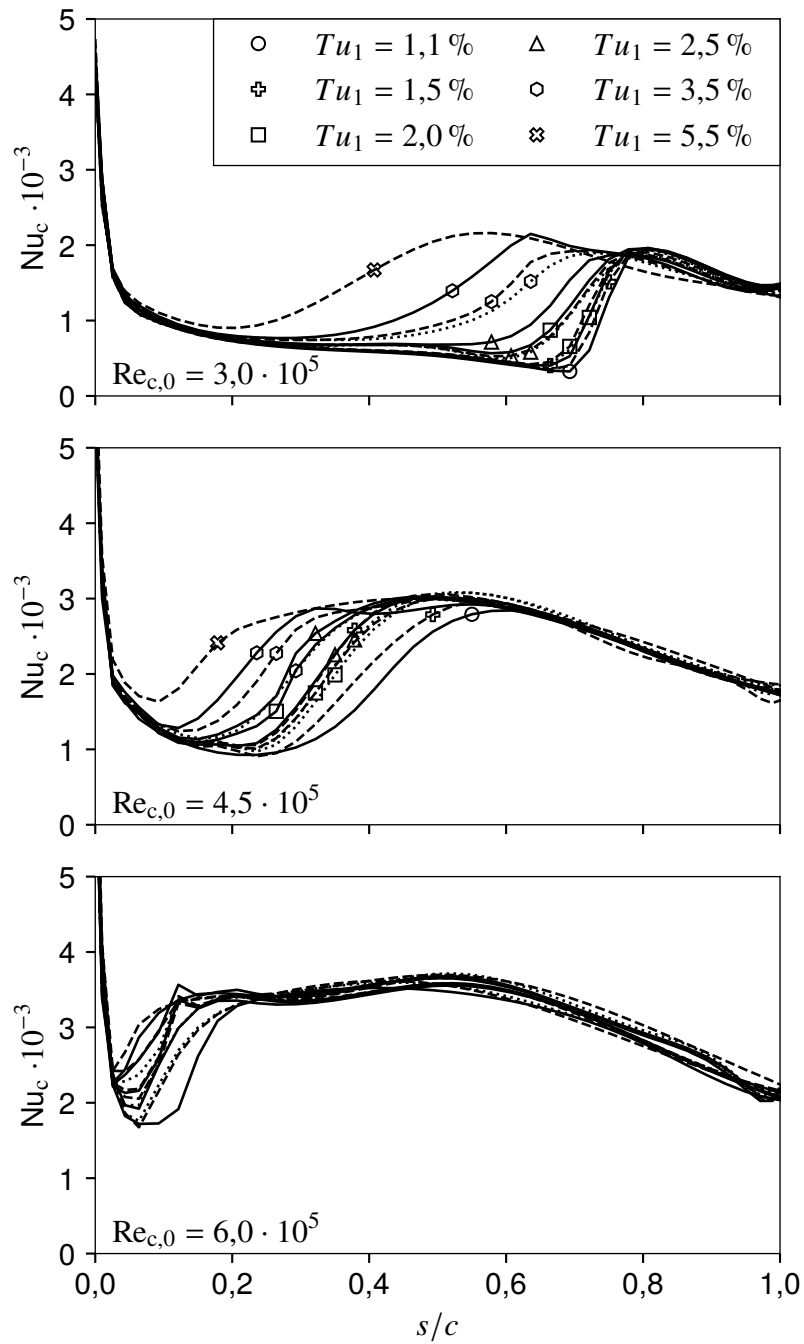


Abbildung A.16: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75i ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 36,5$, $e = 5,62$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

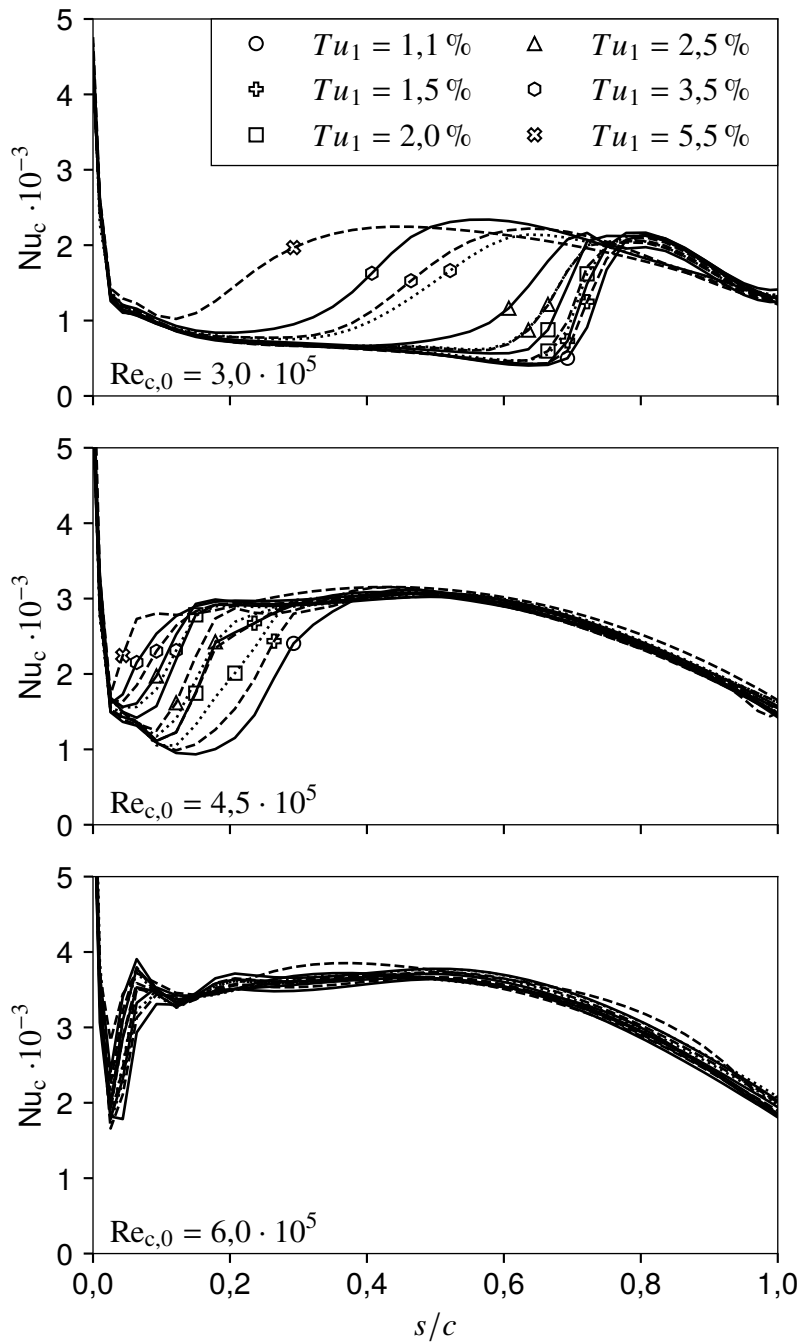


Abbildung A.17: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75j ($k = 86 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,6$, $e = 12,57$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

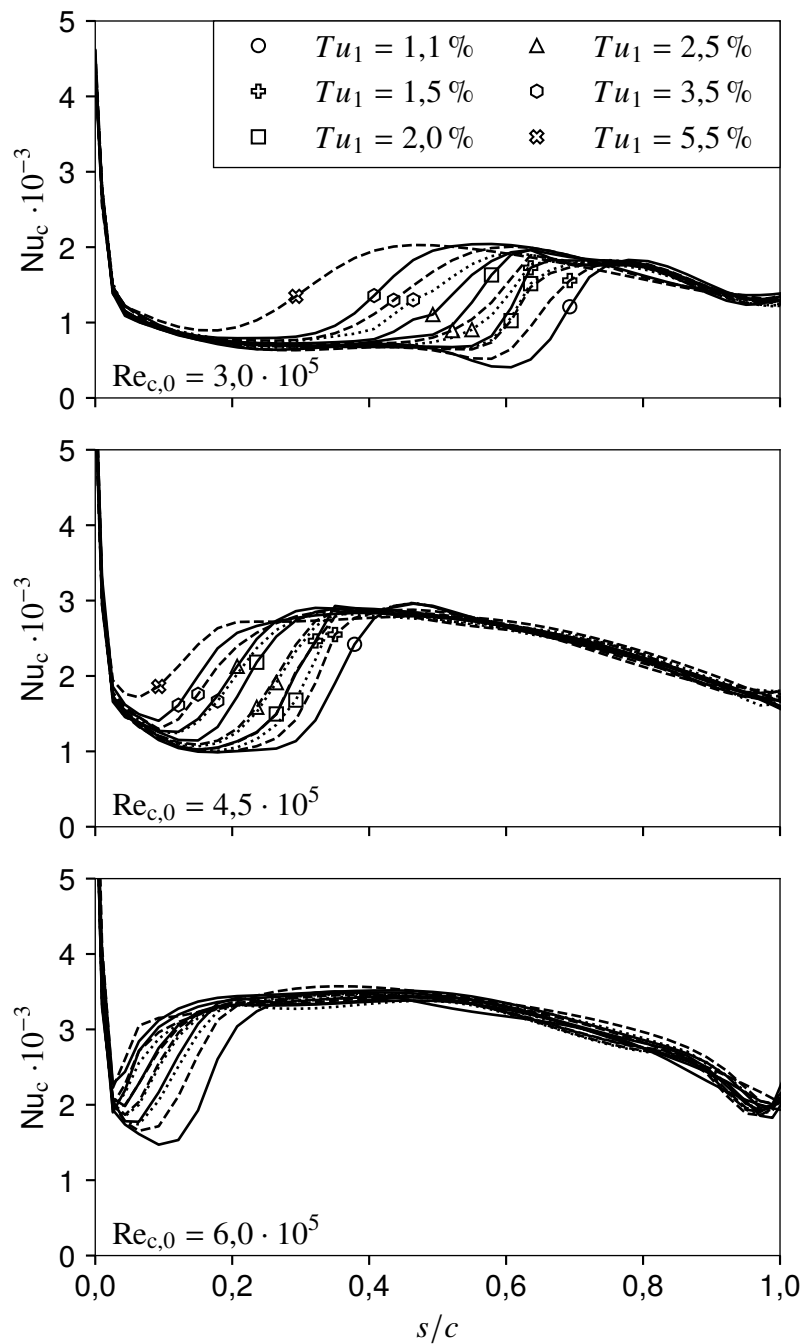


Abbildung A.18: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75k ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,3$, $e = 11,86$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

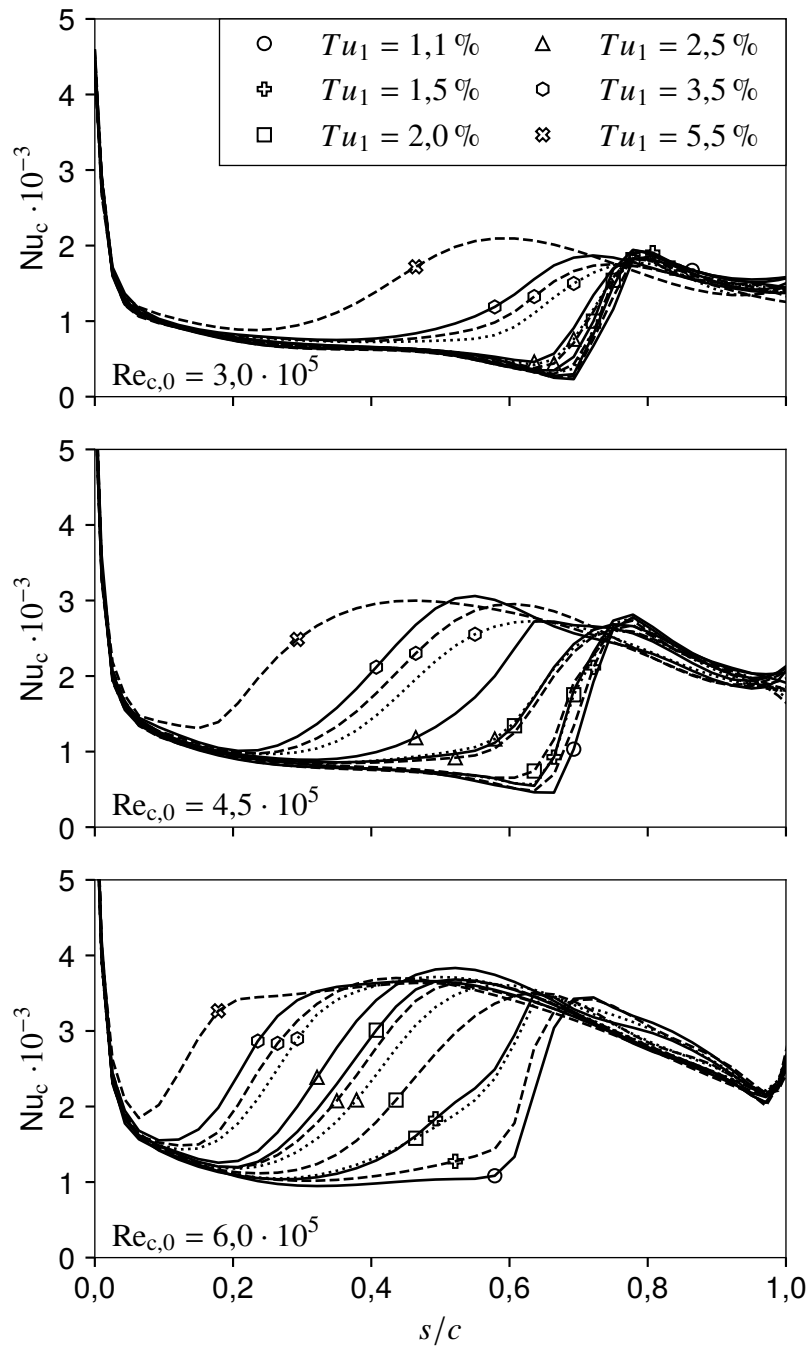


Abbildung A.19: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r751$ ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,41$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

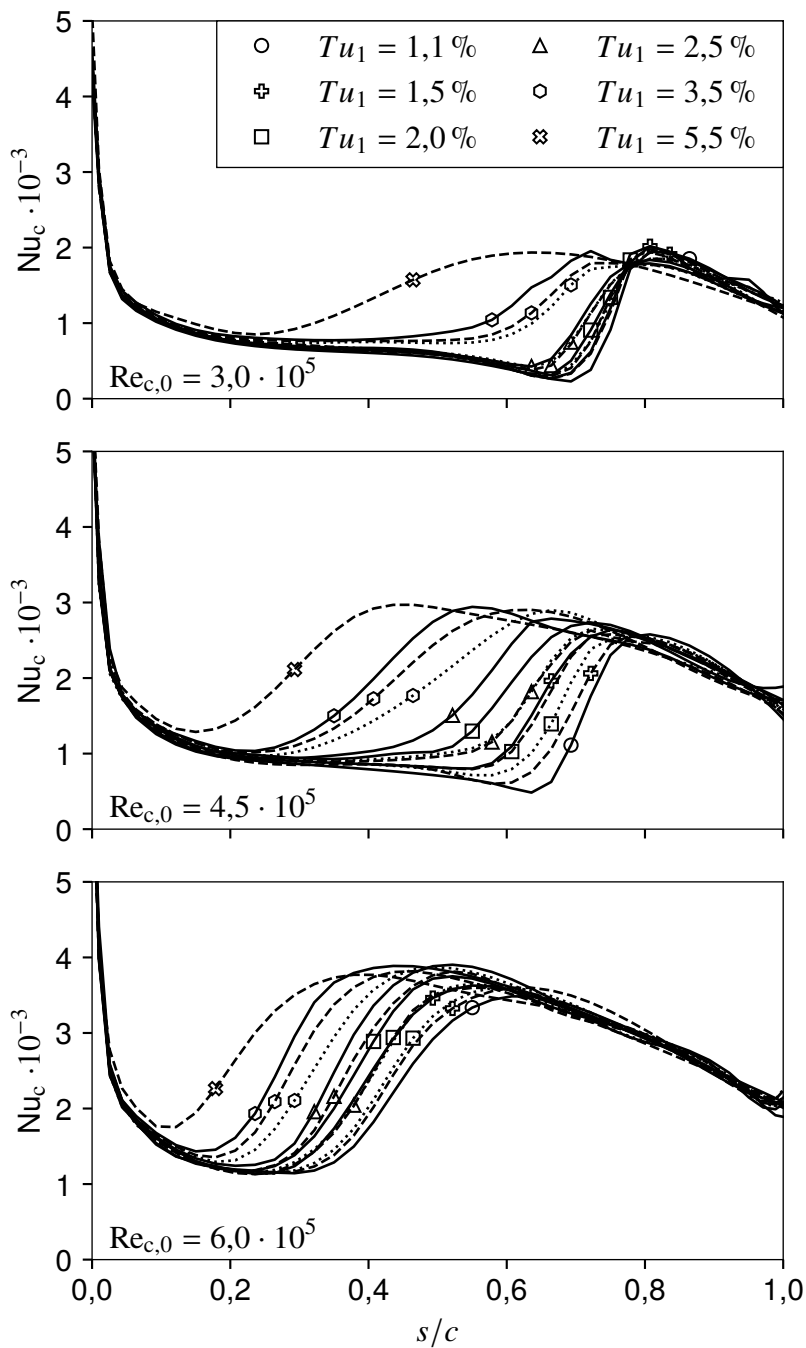


Abbildung A.20: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75m$ ($k = 72 \mu m$, $\Lambda_R = 36,9$, $e = 0,41$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

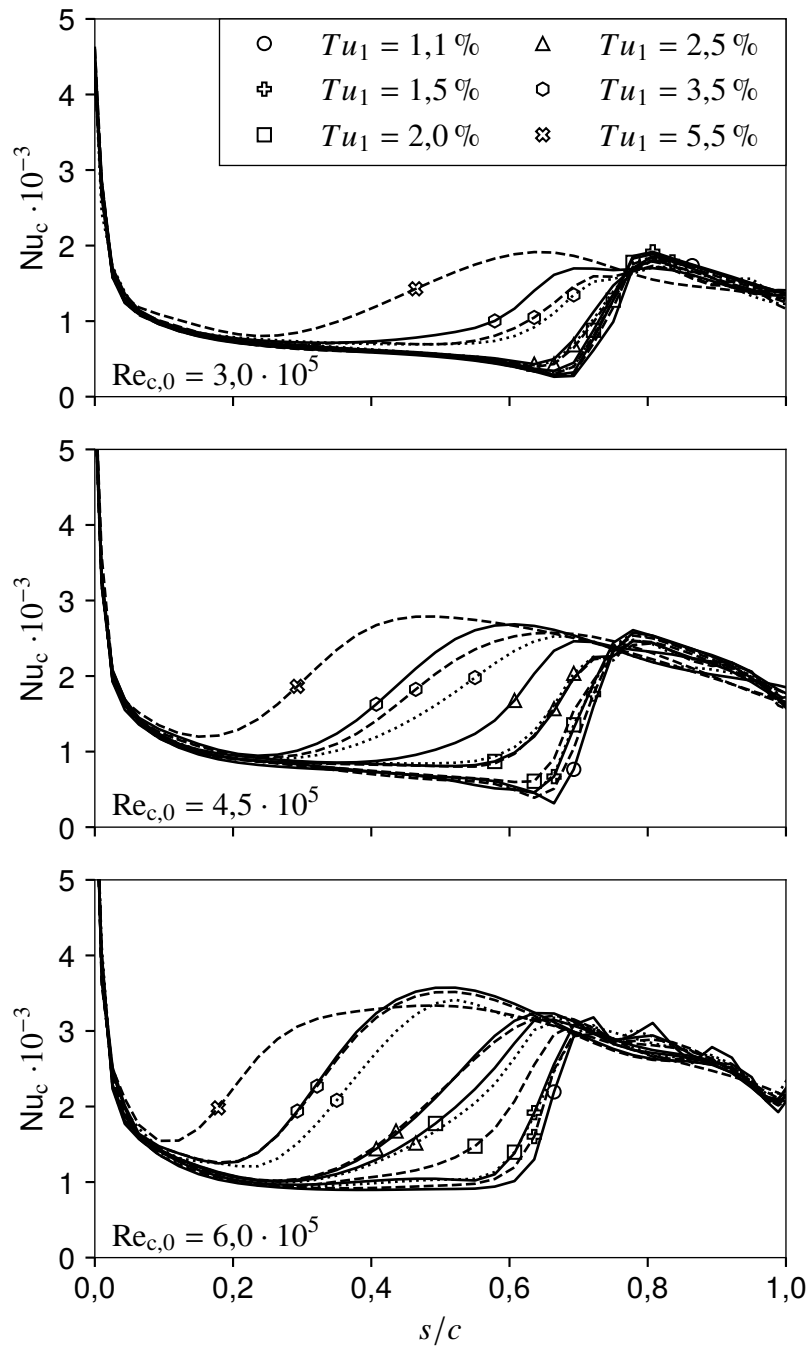


Abbildung A.21: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75n ($k = 81 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,18$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

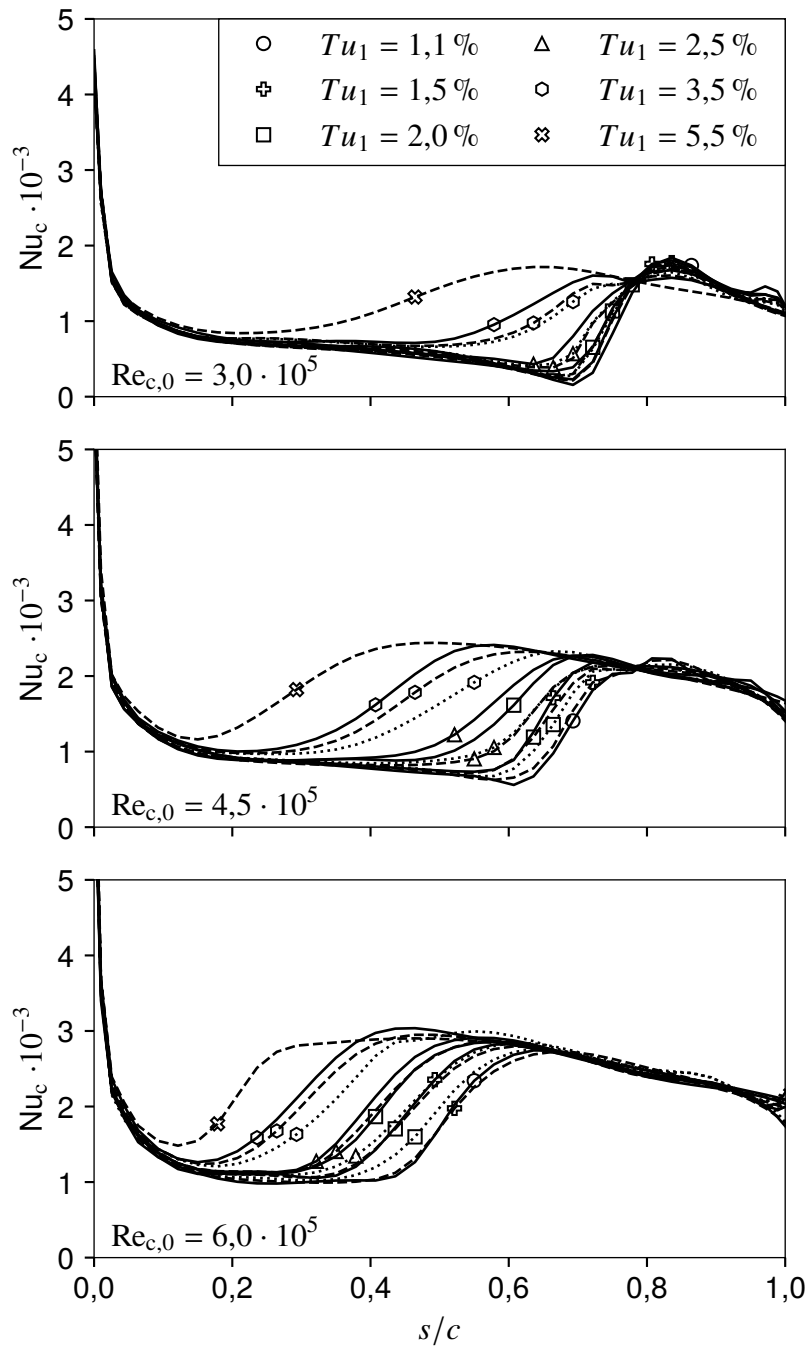


Abbildung A.22: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75o$ ($k = 80 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,0$, $e = 0,18$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ····· $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

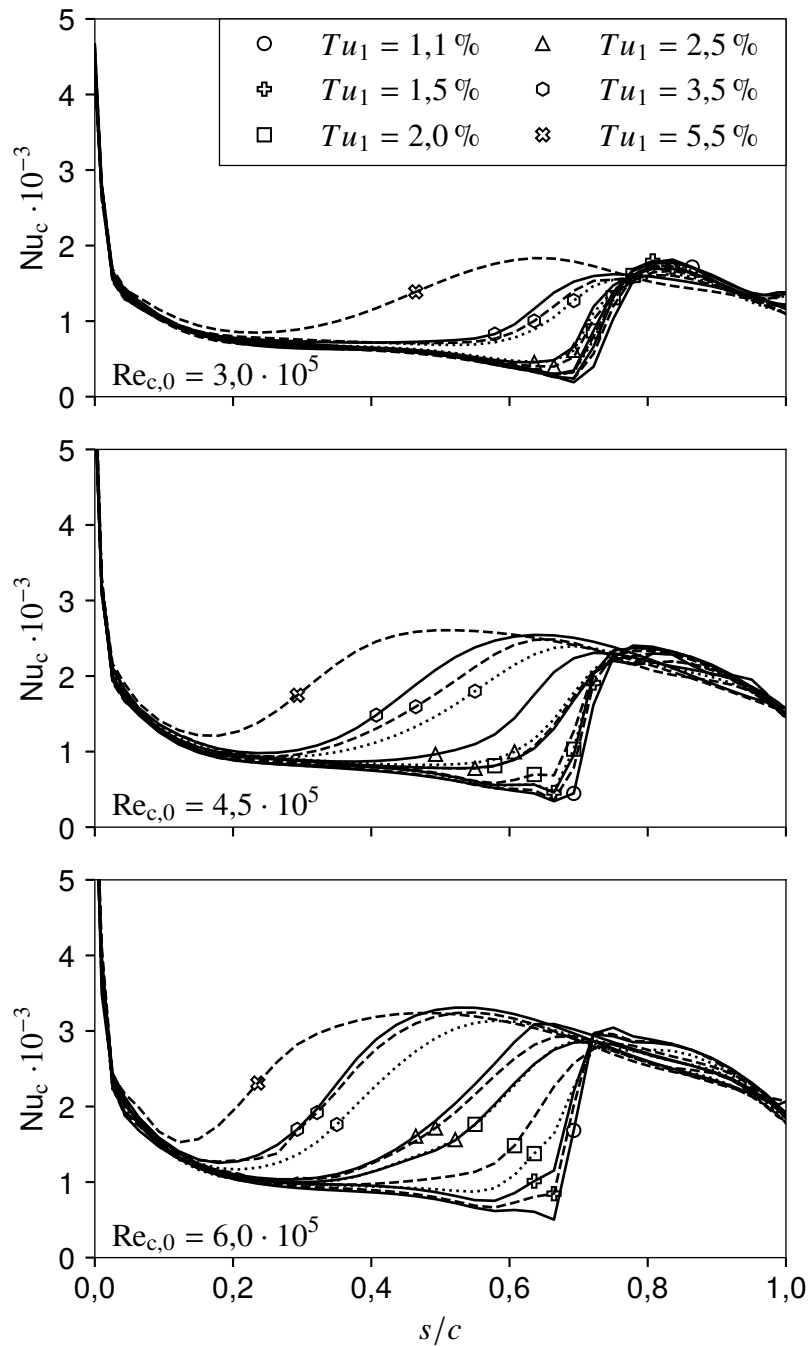


Abbildung A.23: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75p ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,2$, $e = 0,09$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

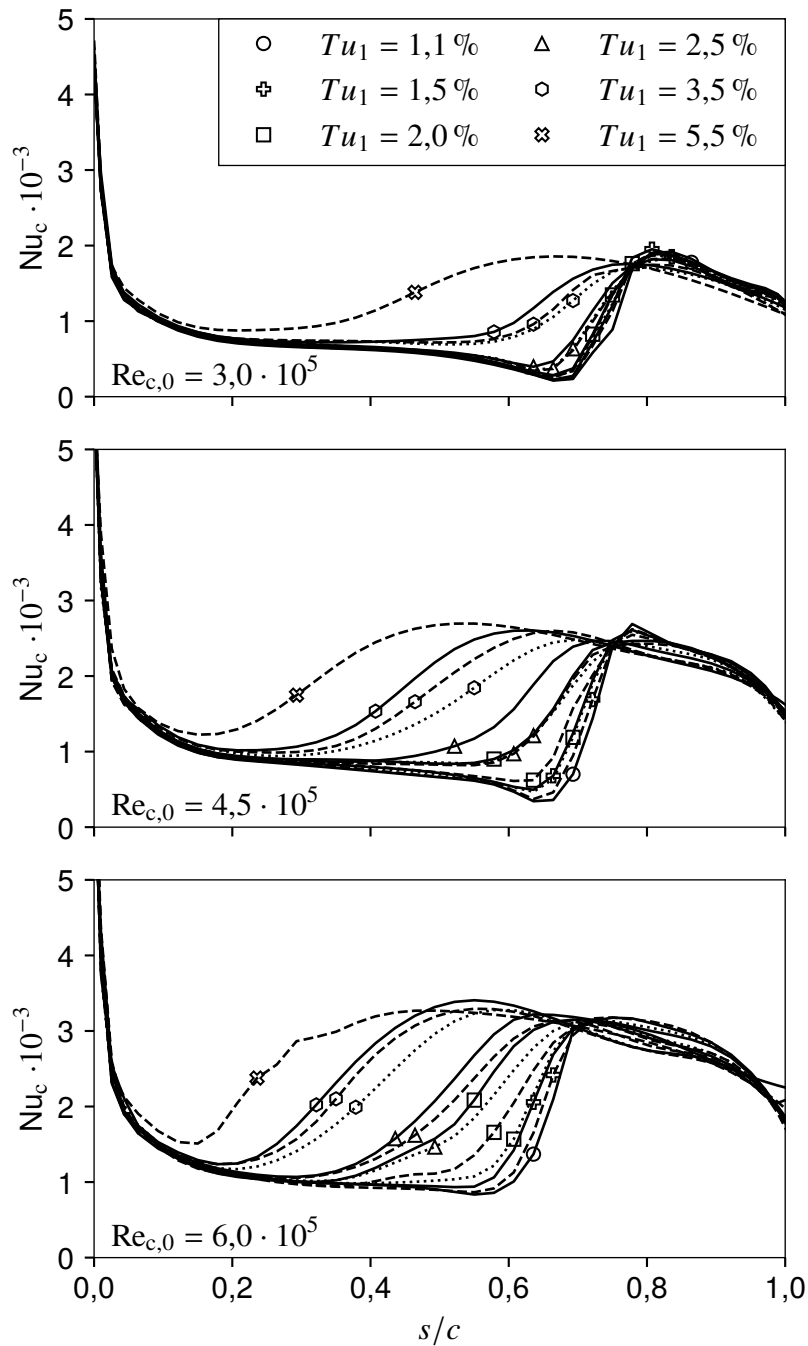


Abbildung A.24: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75q$ ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,1$, $e = 0,09$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ····· $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

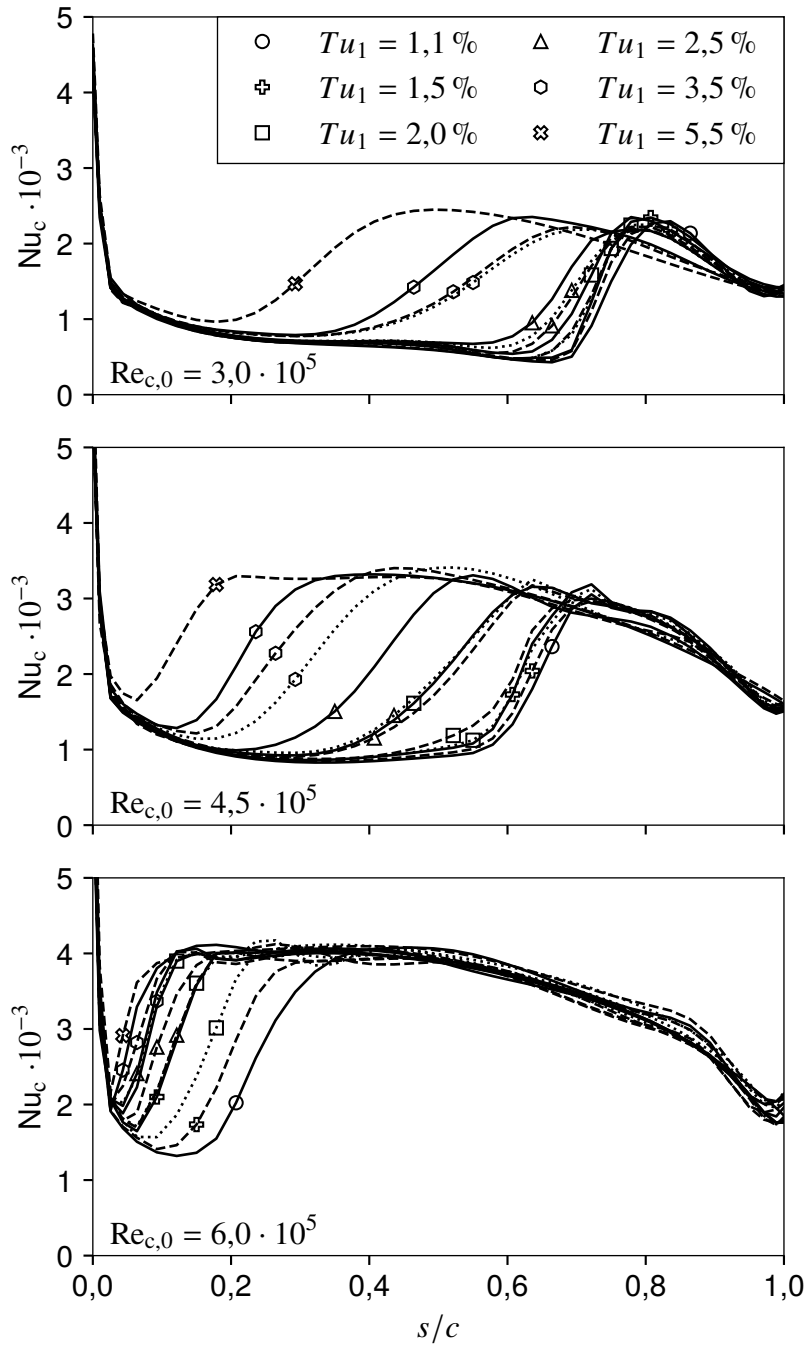


Abbildung A.25: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75r ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,3$, $e = \infty$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

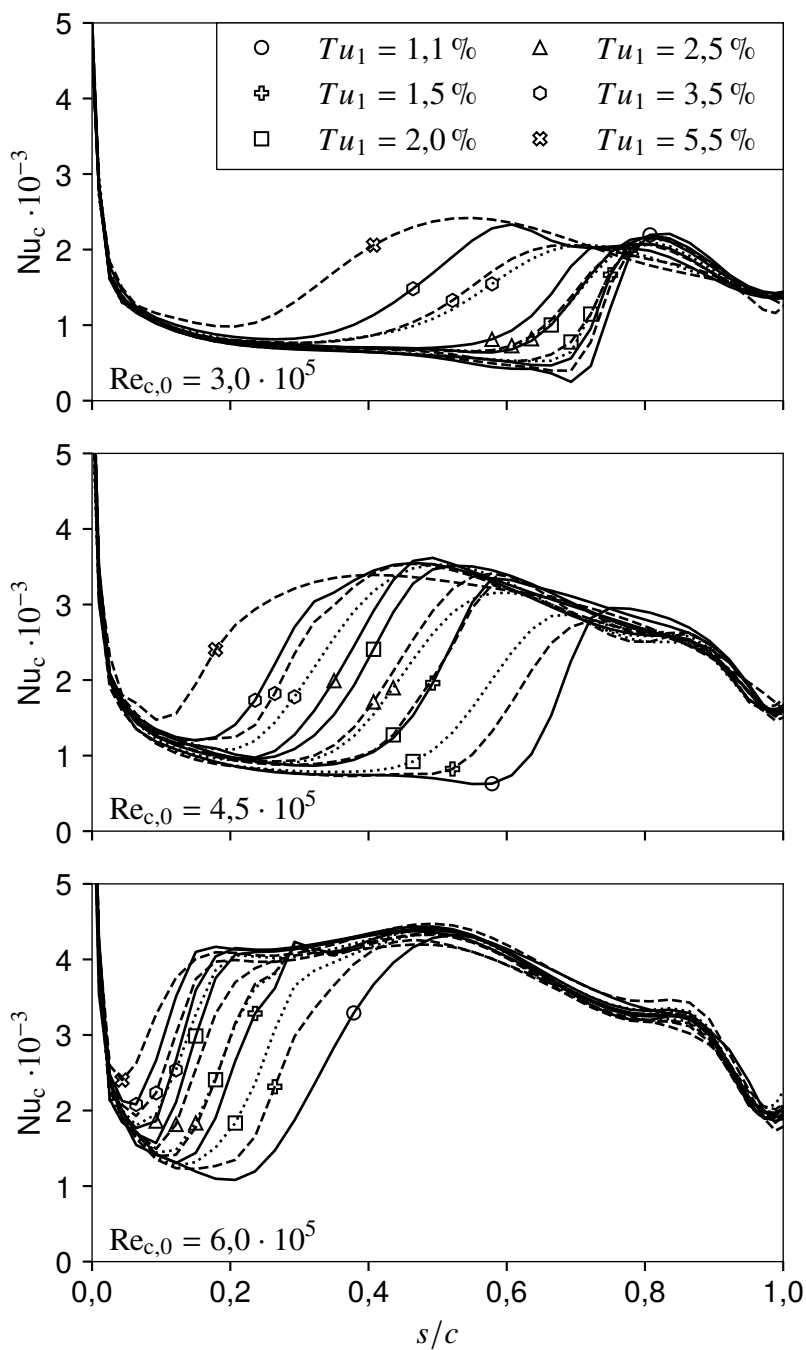


Abbildung A.26: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75s$ ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,4$, $e = \infty$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

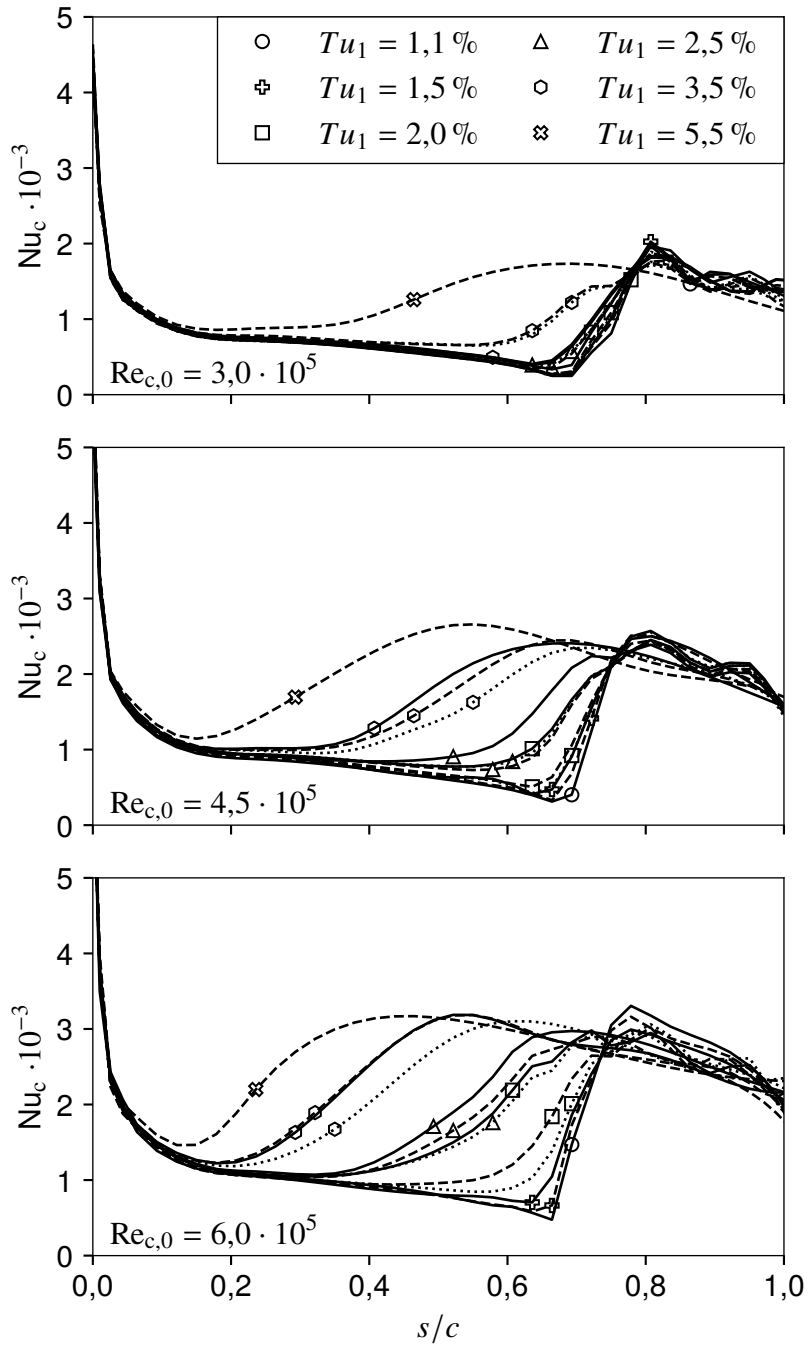


Abbildung A.27: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75t$ ($k = 85 \mu m$, $\Lambda_R = 6,6$, $e = 0,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

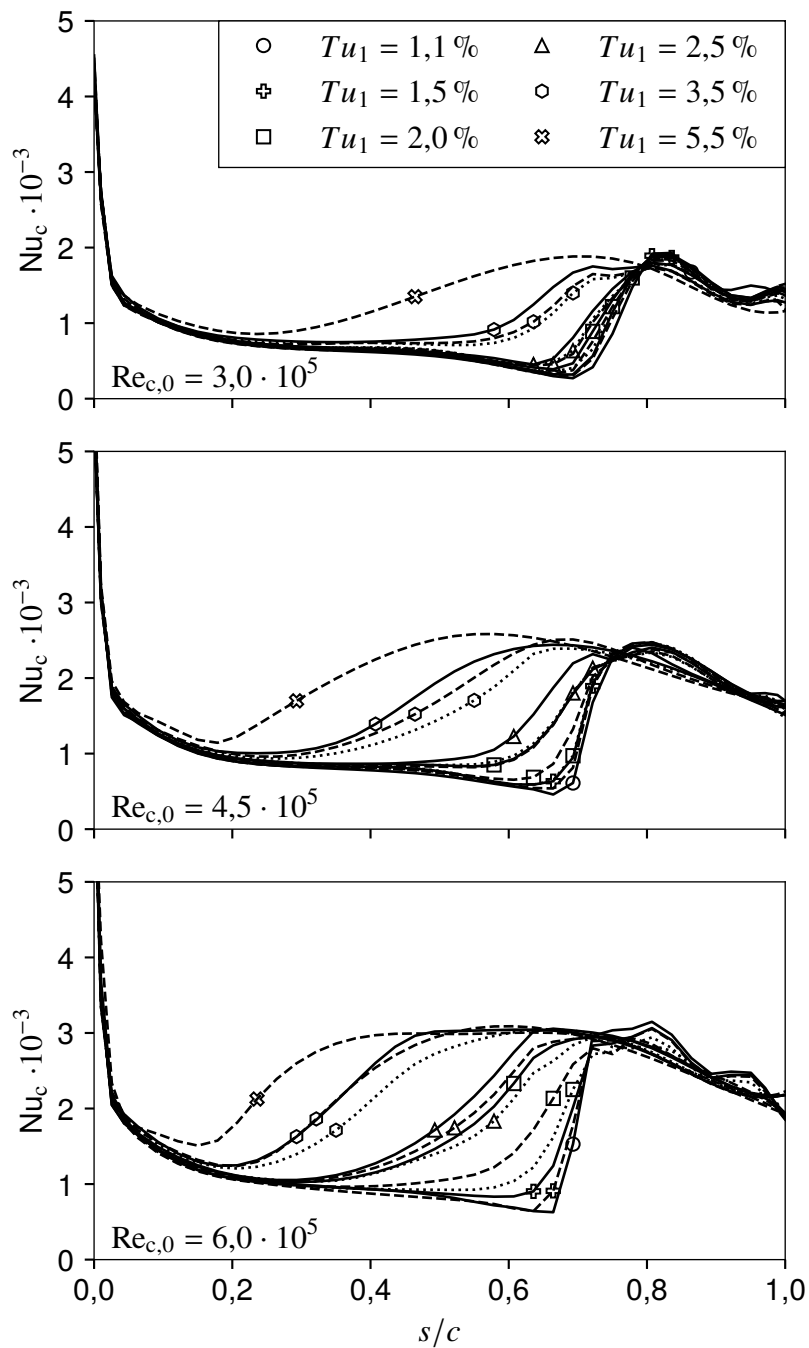


Abbildung A.28: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r_{75u} ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,8$, $e = 0,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ⋯ $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

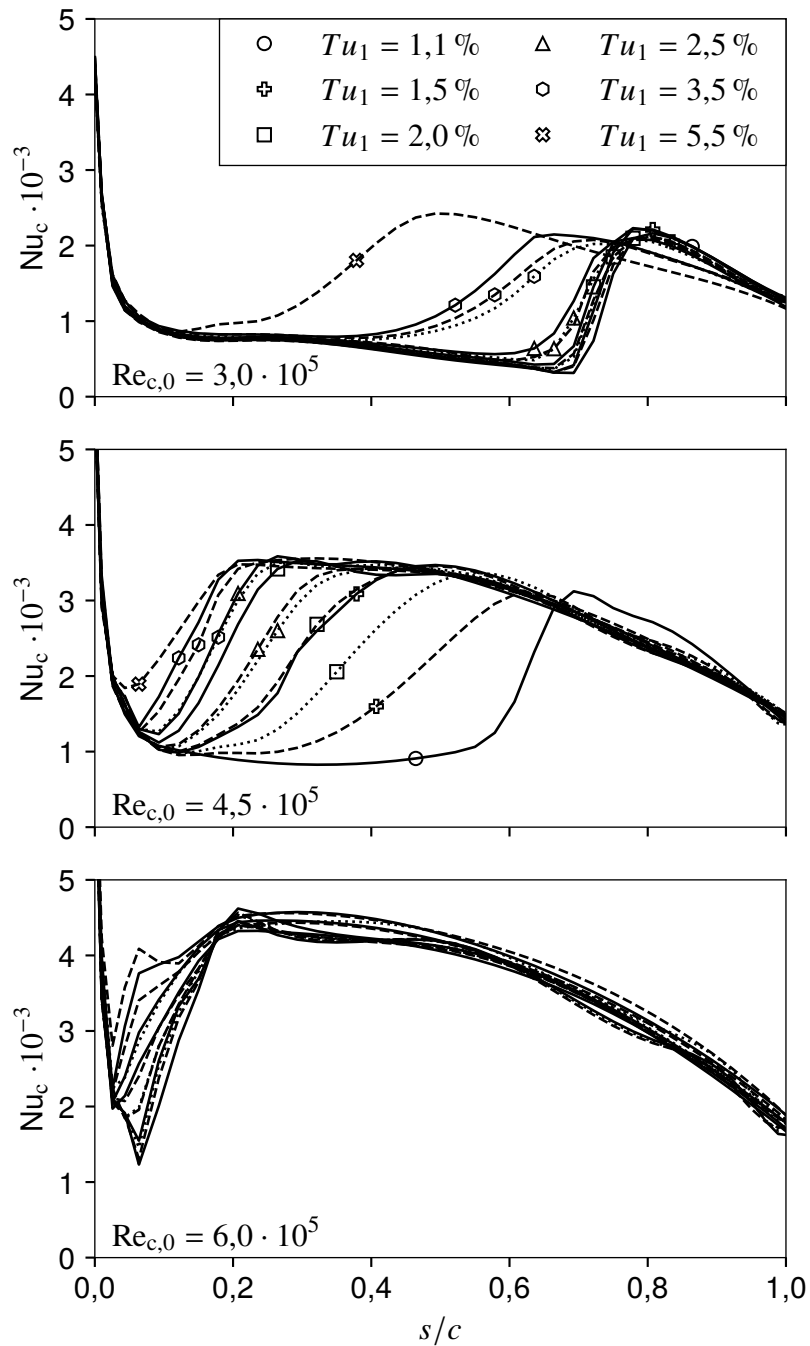


Abbildung A.29: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r100b ($k = 97 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,9$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

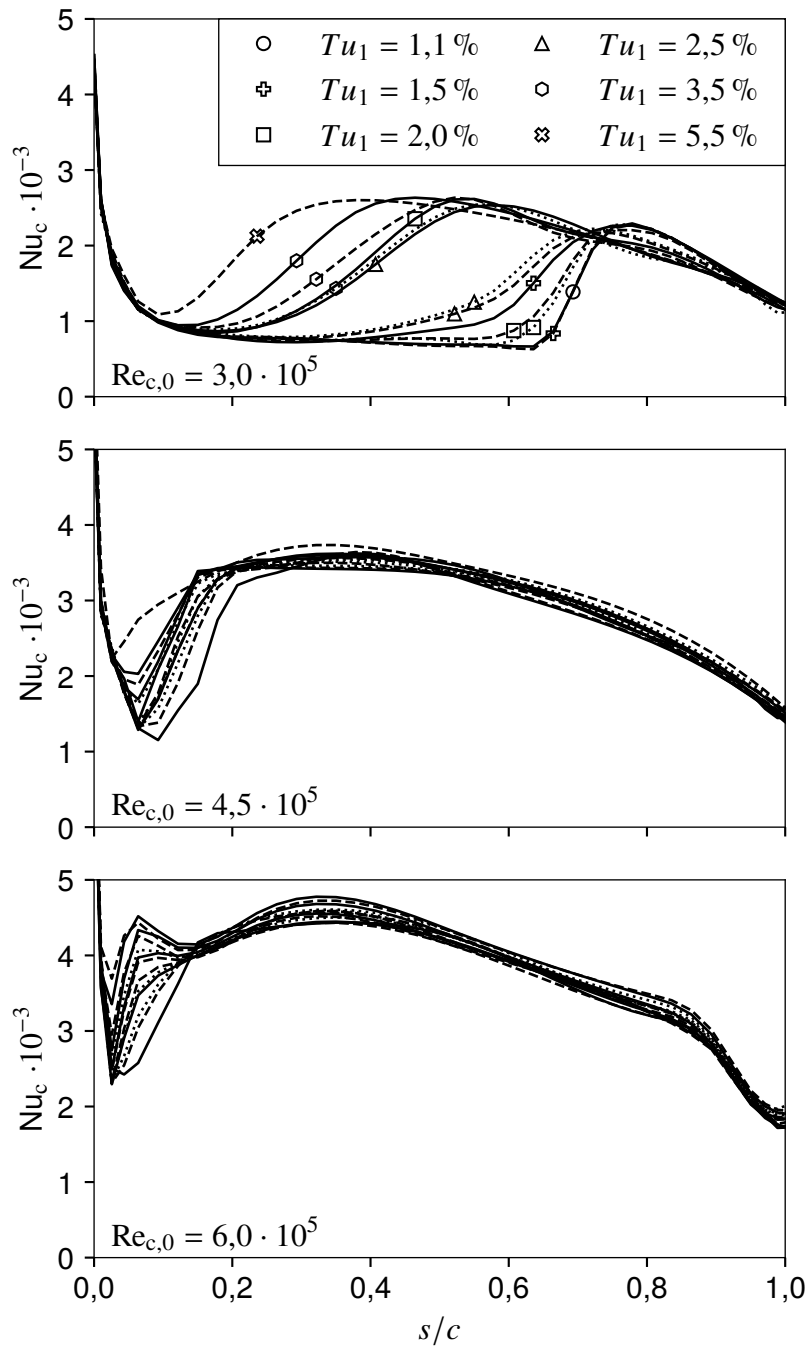


Abbildung A.30: Nußeltzahlverläufe bei saugseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r125b ($k = 126 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ⋯ $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

A.4 Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und verschiedenen strukturierten Oberflächen

Nachdem in Kapitel A.3 eine Übersicht über die Wärmeübergangsverteilungen bei saugseitiger Druckverteilung gegeben wird, folgt in diesem Kapitel die Übersicht für druckseitige Druckverteilung. Analog zum vorangegangenen Kapitel erfolgt die Darstellung getrennt nach der Oberflächenrauheit. Die Anströmreynoldszahlen entsprechen denen bei saugseitiger Druckverteilung und liegen im Bereich von $Re_{c,0} = 3,0 \cdot 10^5 \dots 6,0 \cdot 10^5$. Der Turbulenzgrad in der Eintrittsebene variiert zwischen $Tu_1 = 1,4\%$ und $8,0\%$. Für jeden dieser Turbulenzgrade werden bis zu drei unterschiedliche Turbulenzreynoldszahlen $Re_{\lambda,1}$ untersucht.

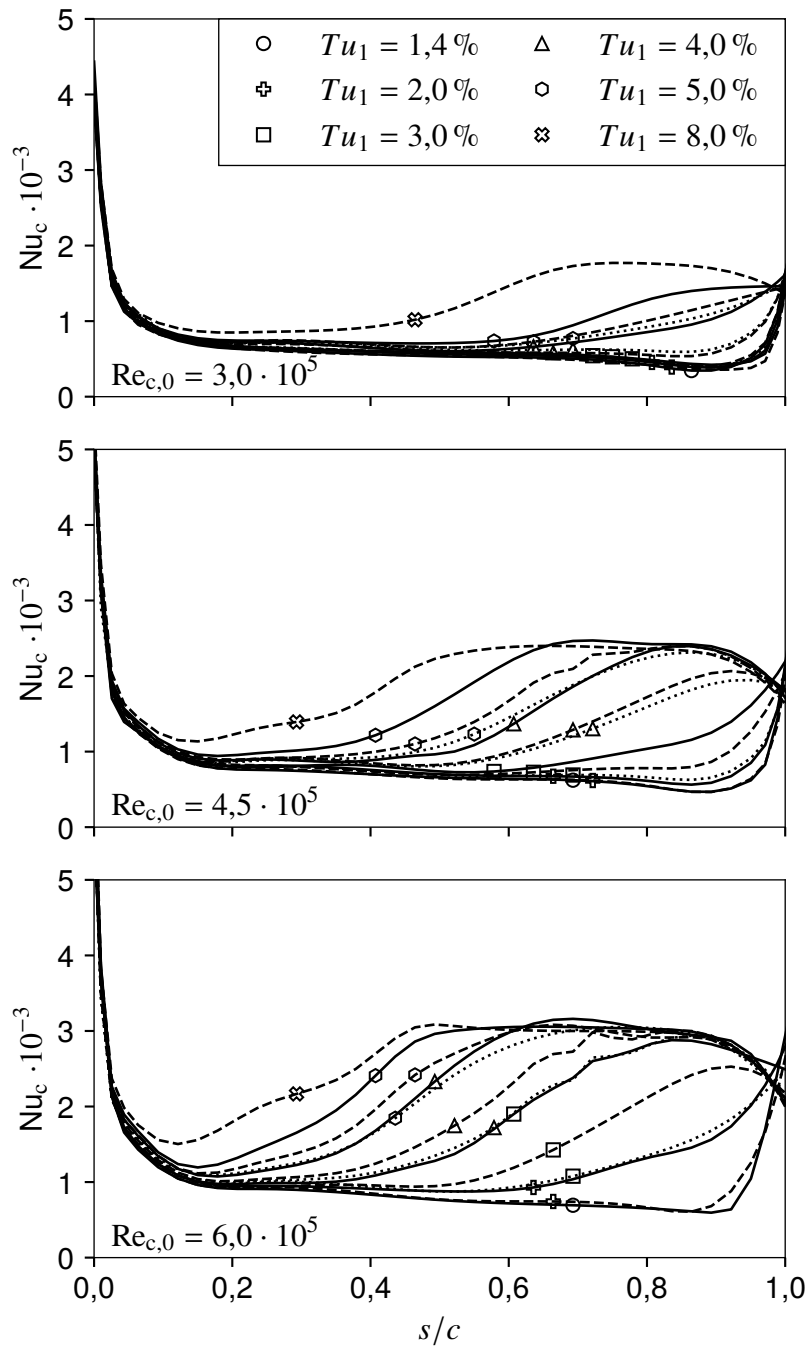


Abbildung A.31: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und glatter Oberfläche (— $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, ---- $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

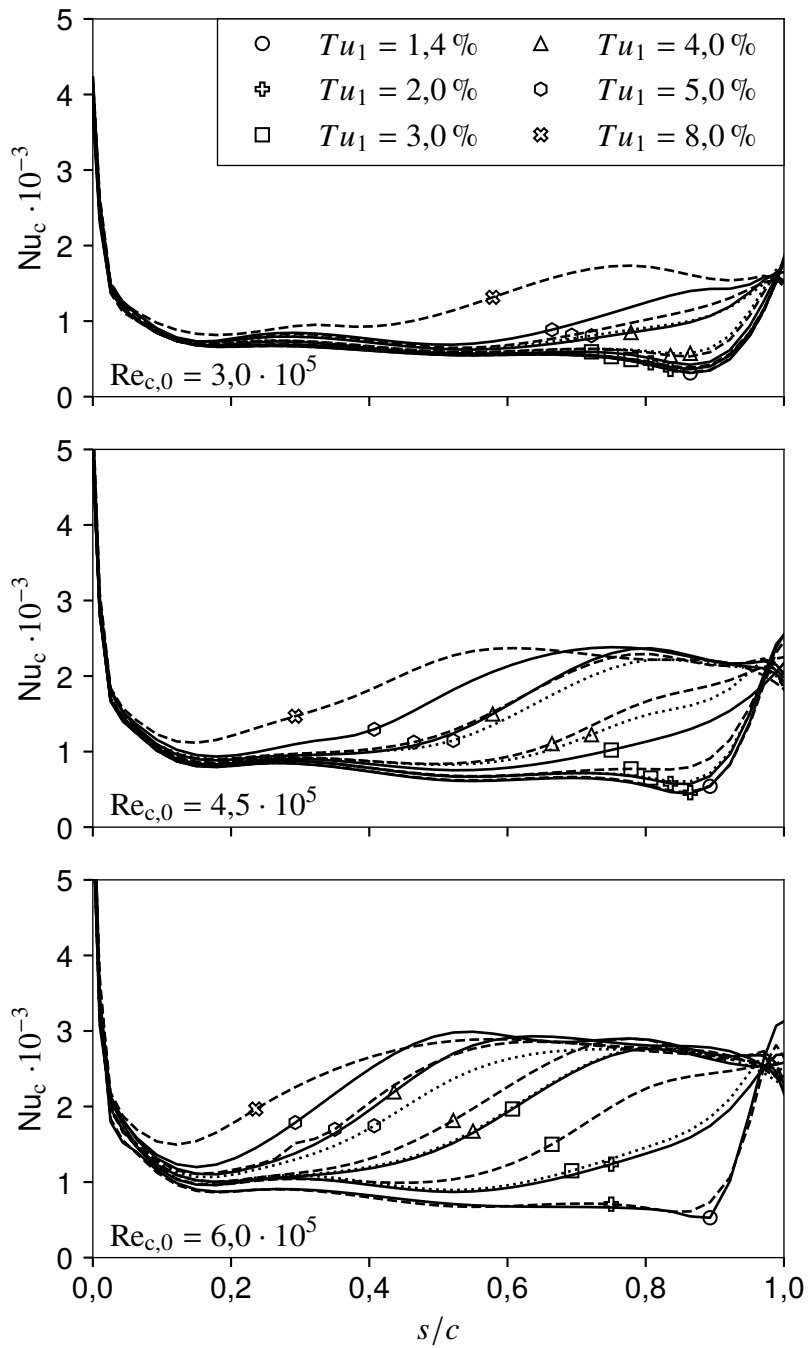


Abbildung A.32: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r25b ($k = 19 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,7$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

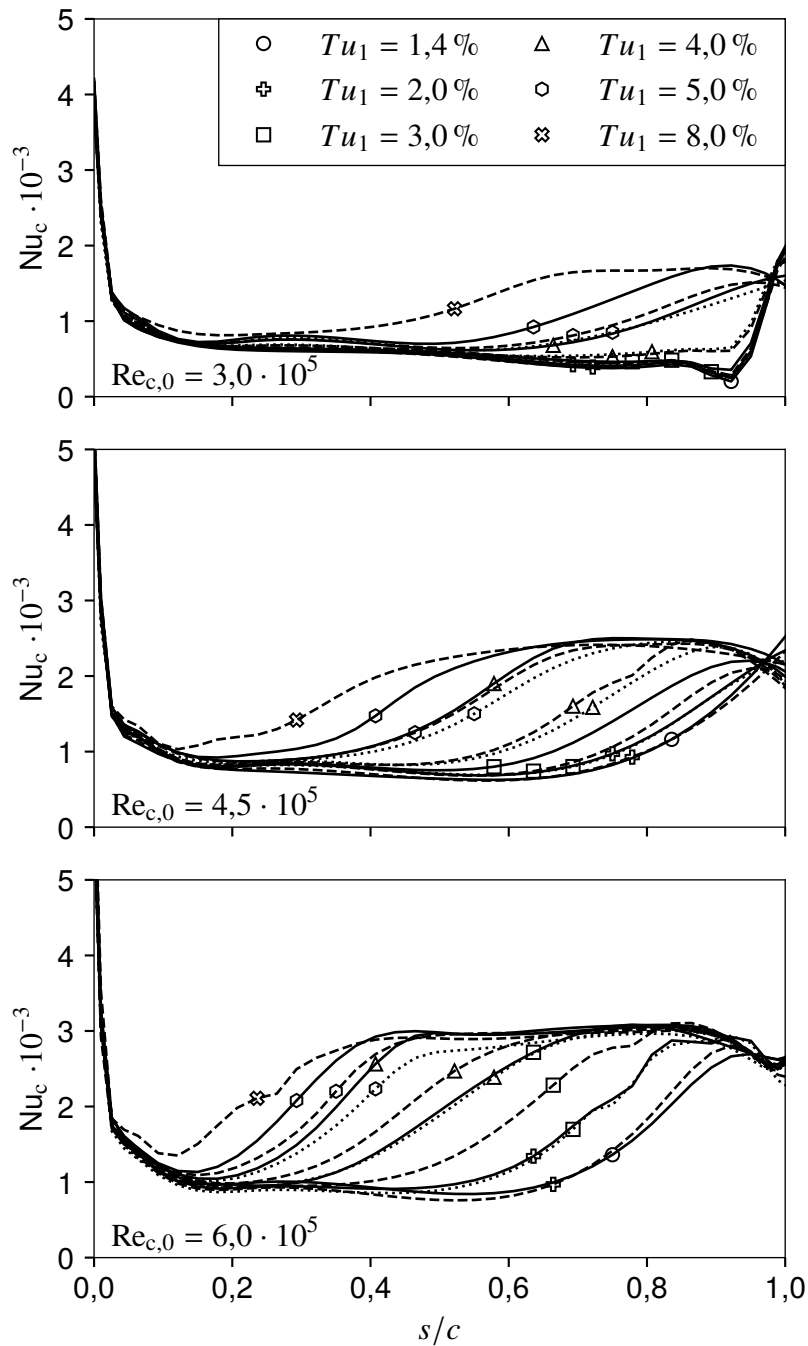


Abbildung A.33: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r50a ($k = 57 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 3,4$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ····· $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

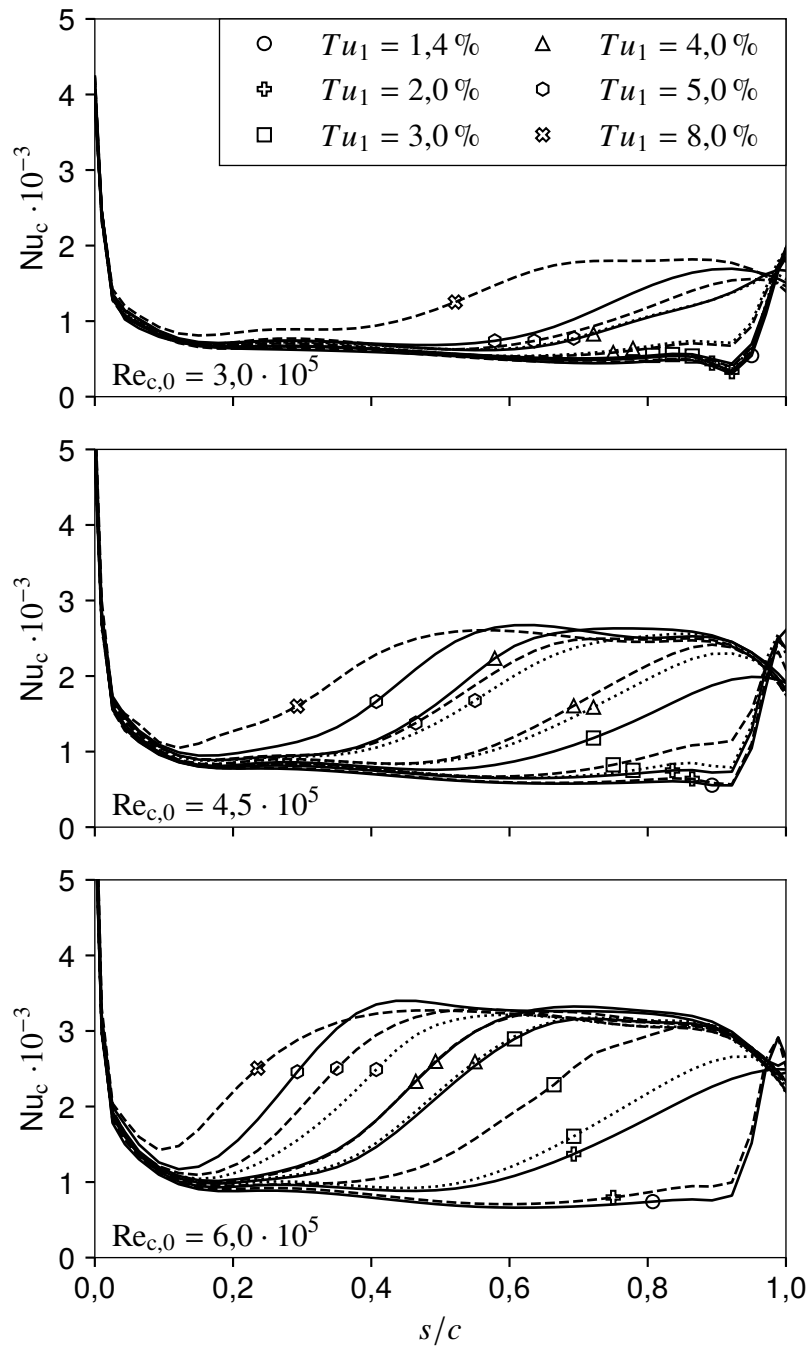


Abbildung A.34: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r50b ($k = 51 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

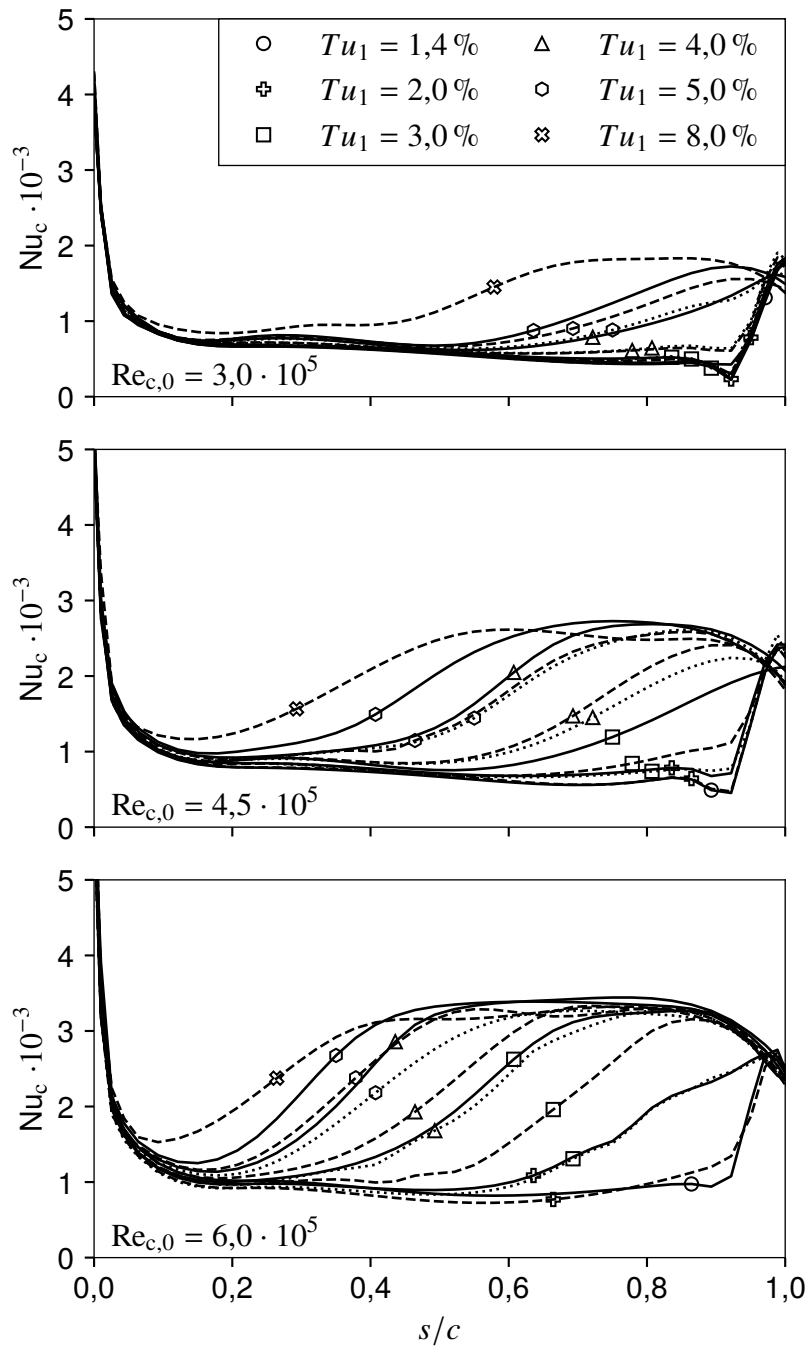


Abbildung A.35: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r50c$ ($k = 49 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 11,6$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

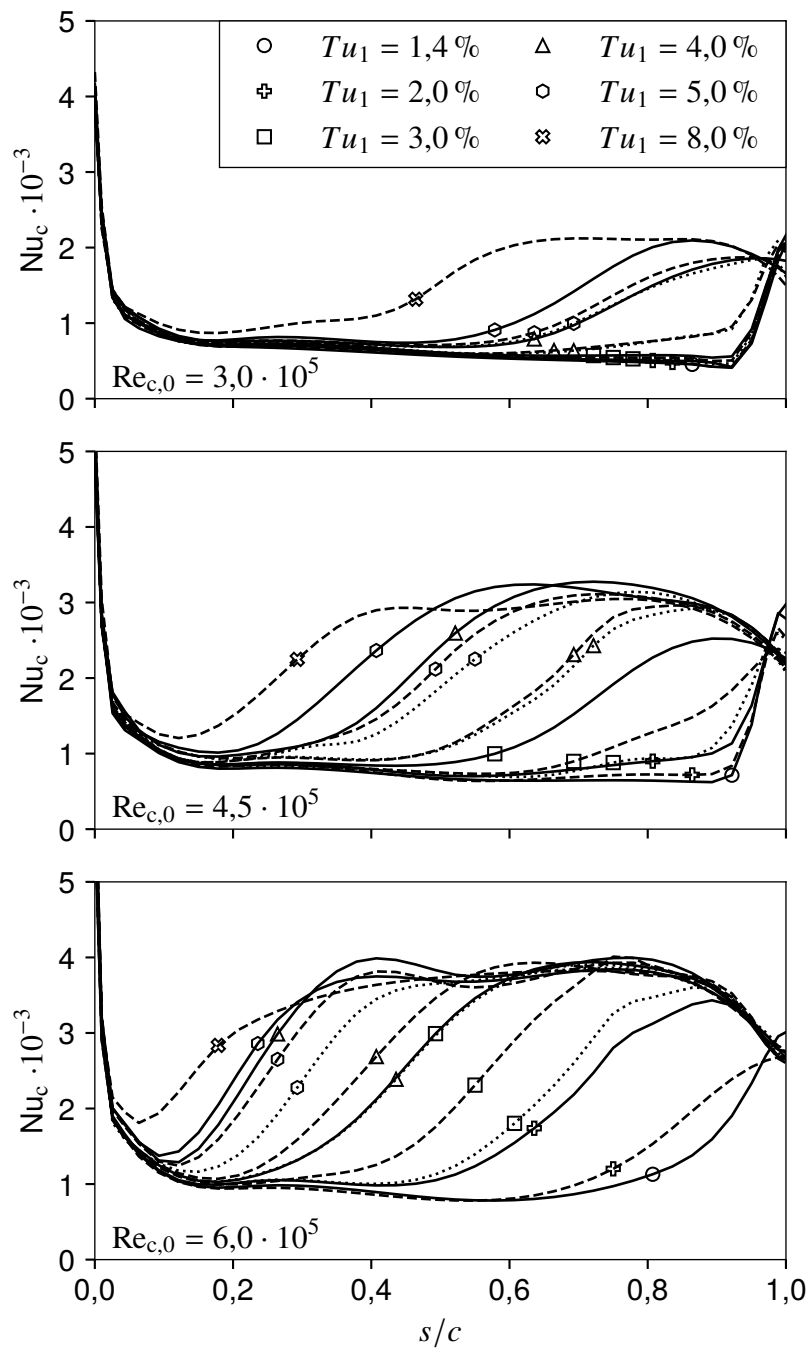


Abbildung A.36: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75b ($k = 71 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

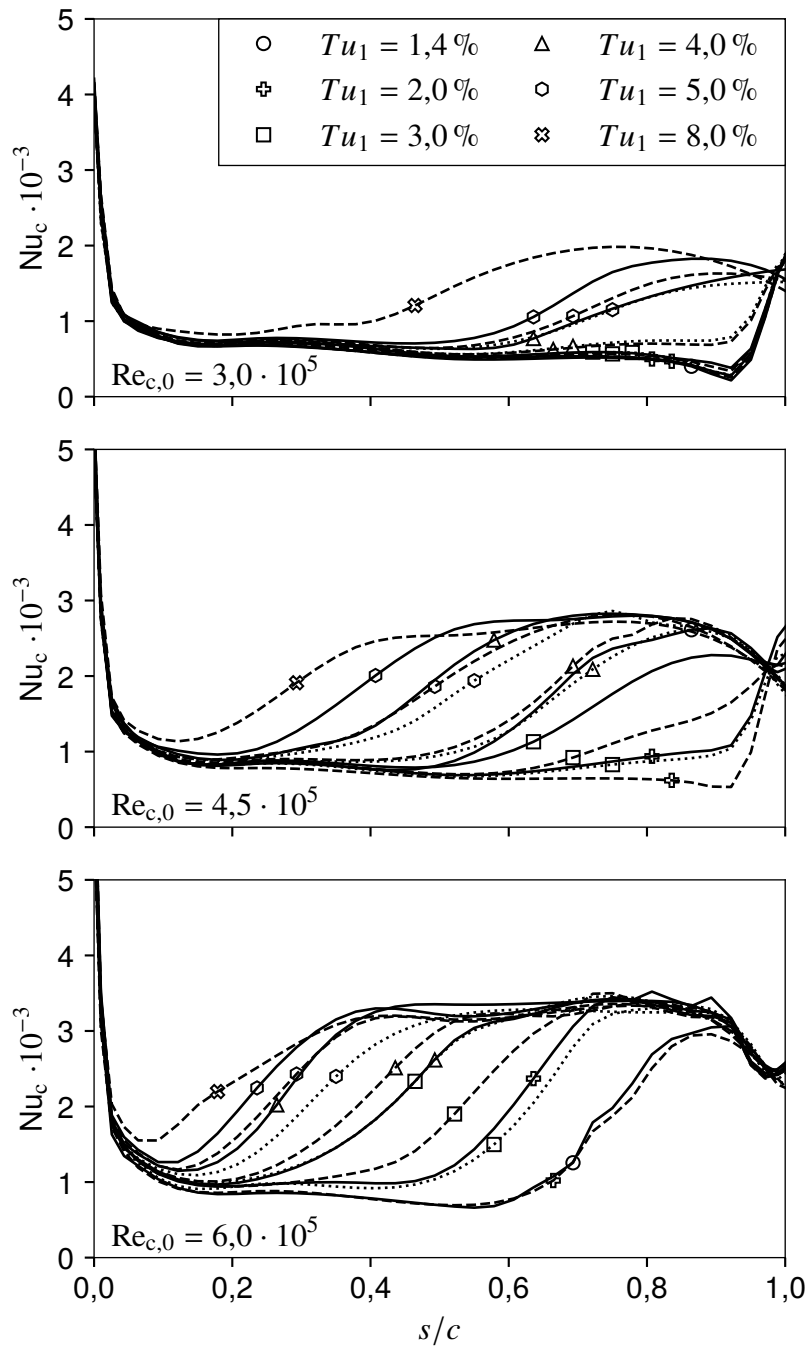


Abbildung A.37: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75c$ ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 15,2$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

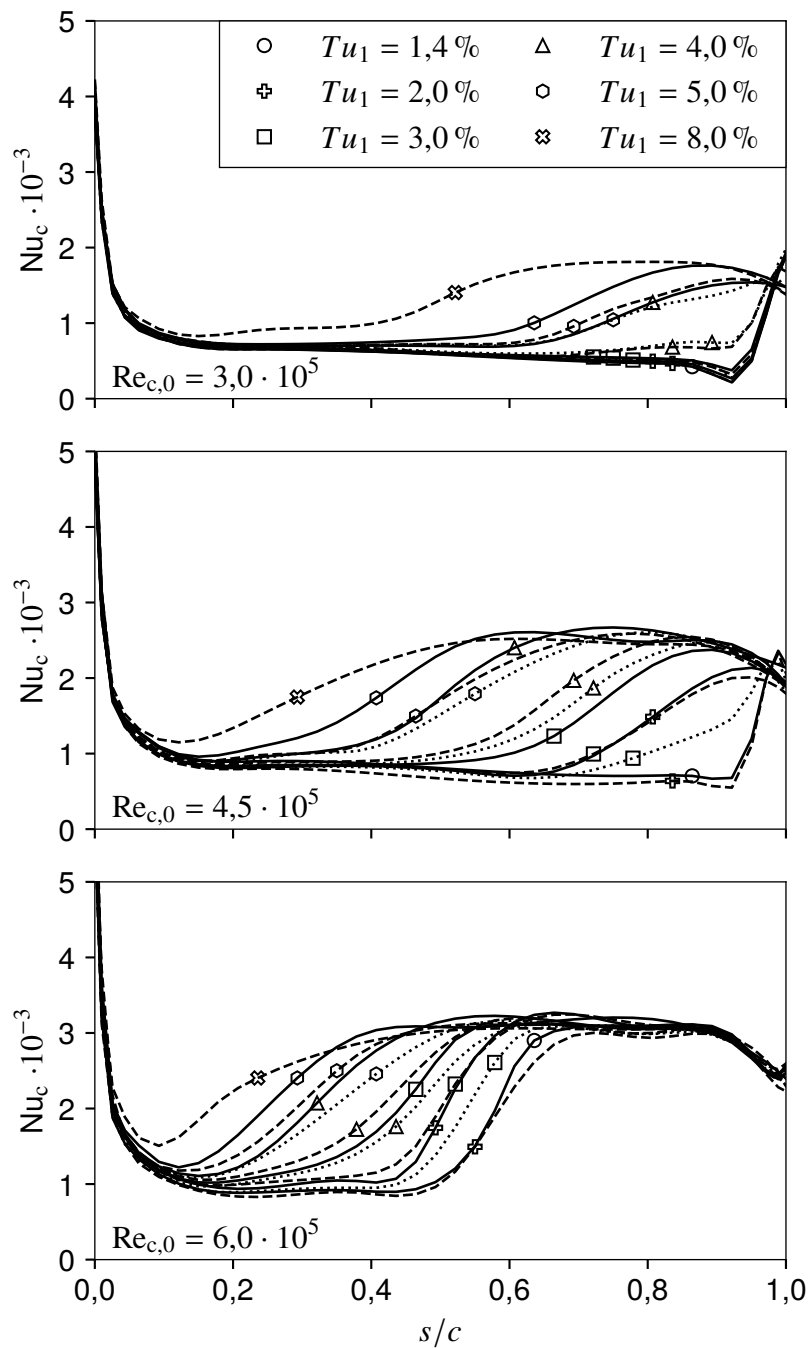


Abbildung A.38: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75d$ ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 29,8$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

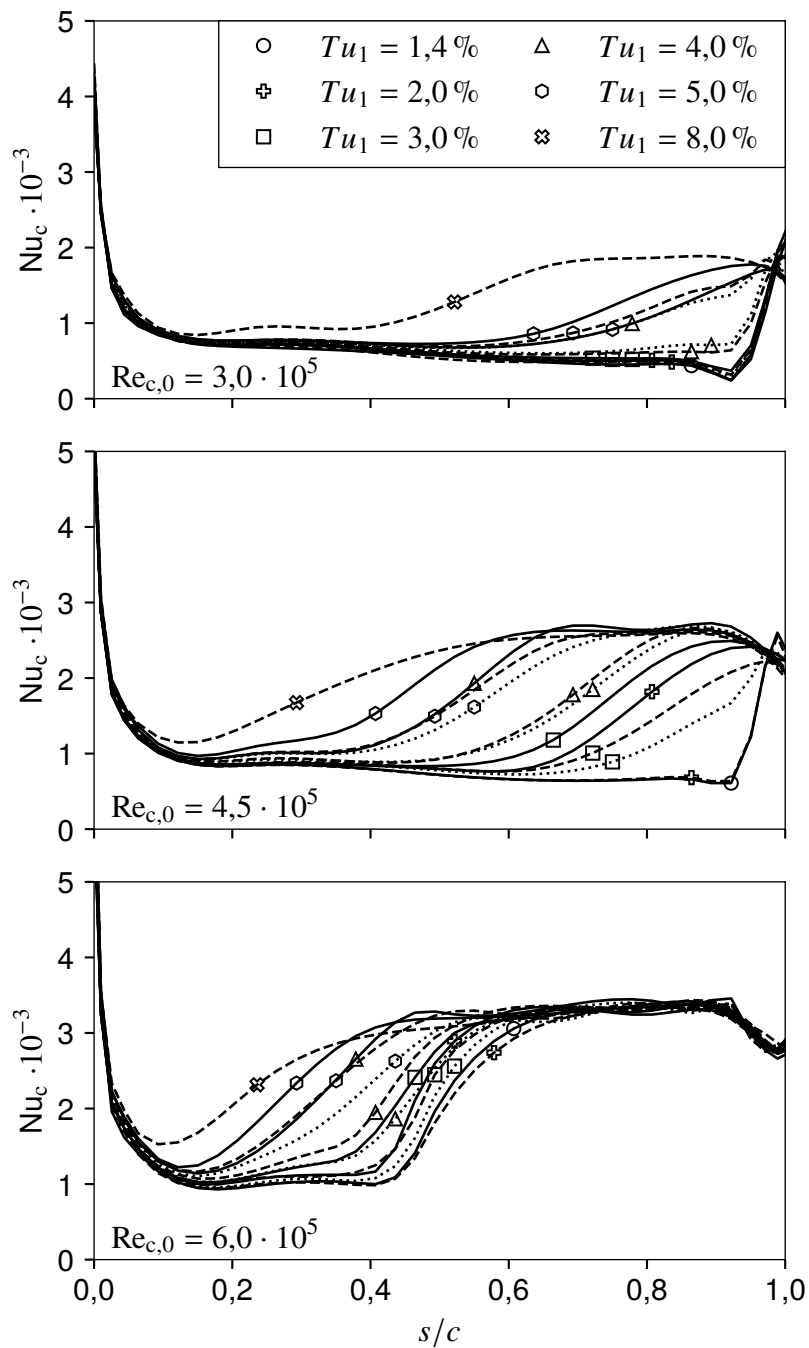


Abbildung A.39: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75e ($k = 47 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 46,2$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

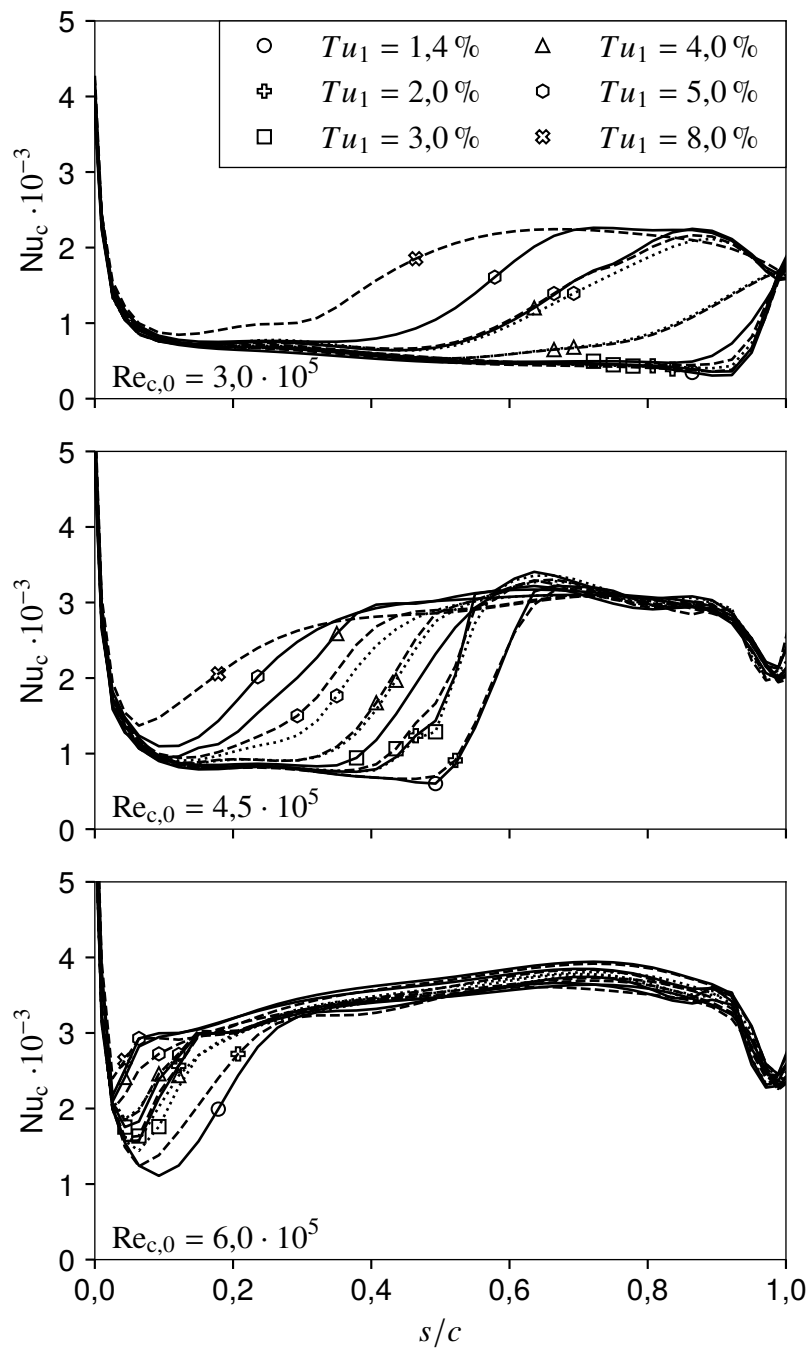


Abbildung A.40: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75f ($k = 75 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 2,50$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

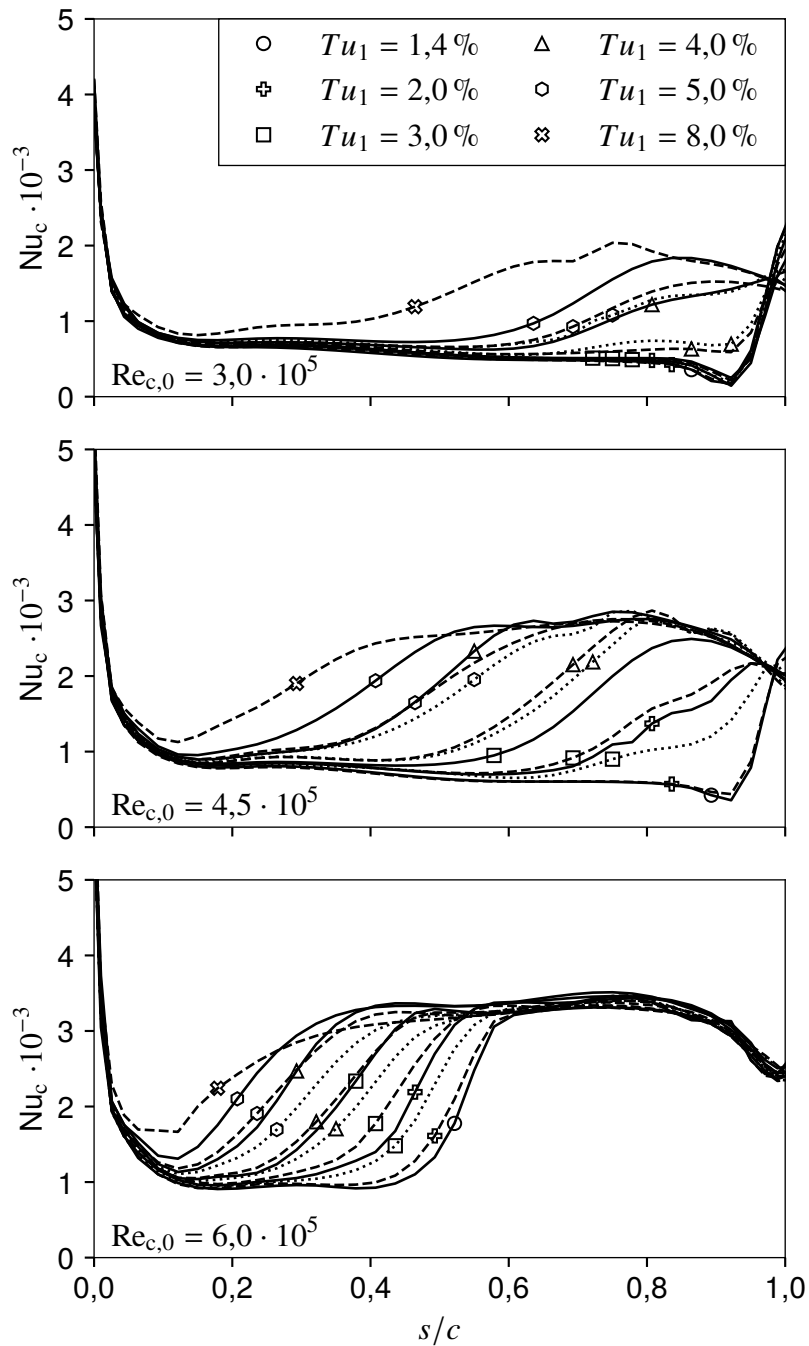


Abbildung A.41: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75g ($k = 74 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,4$, $e = 2,49$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ····· $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

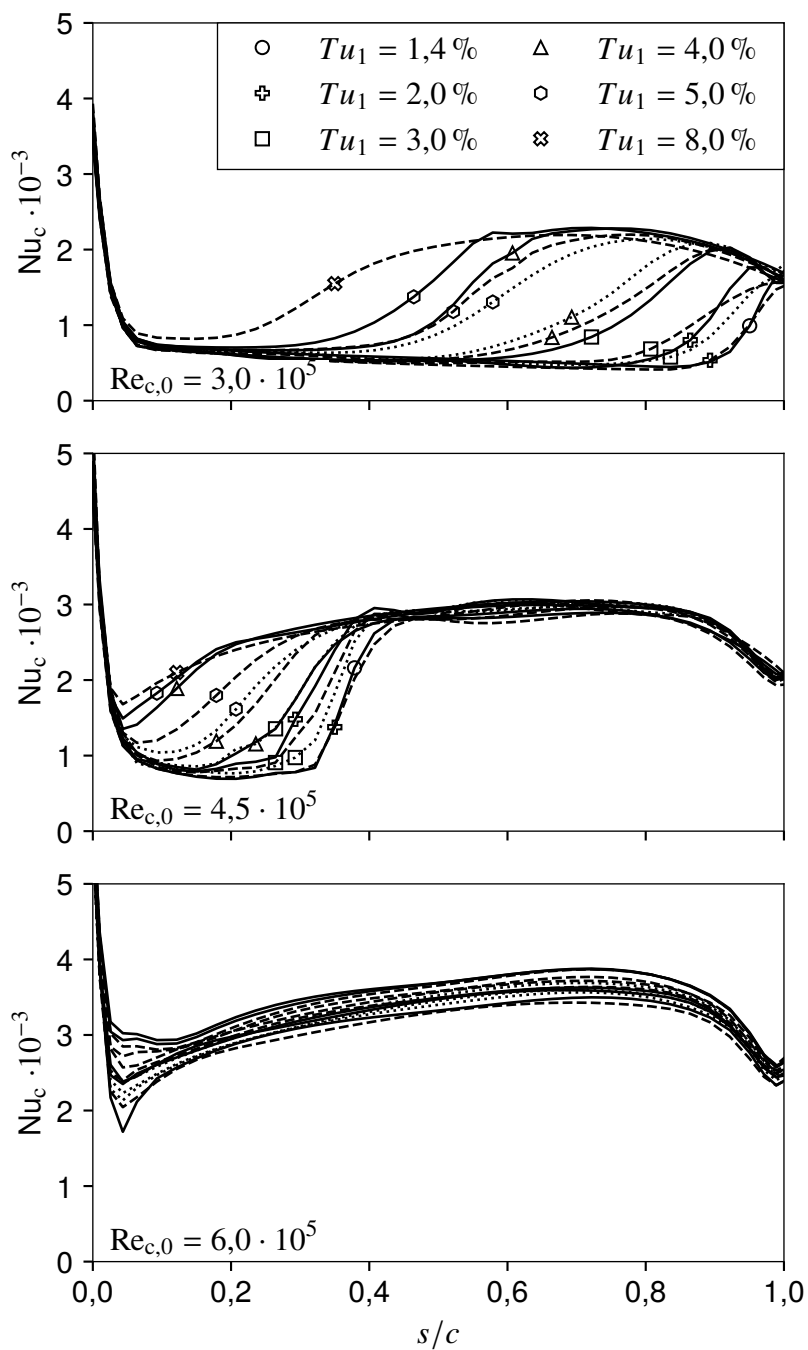


Abbildung A.42: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75h ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,1$, $e = 5,65$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

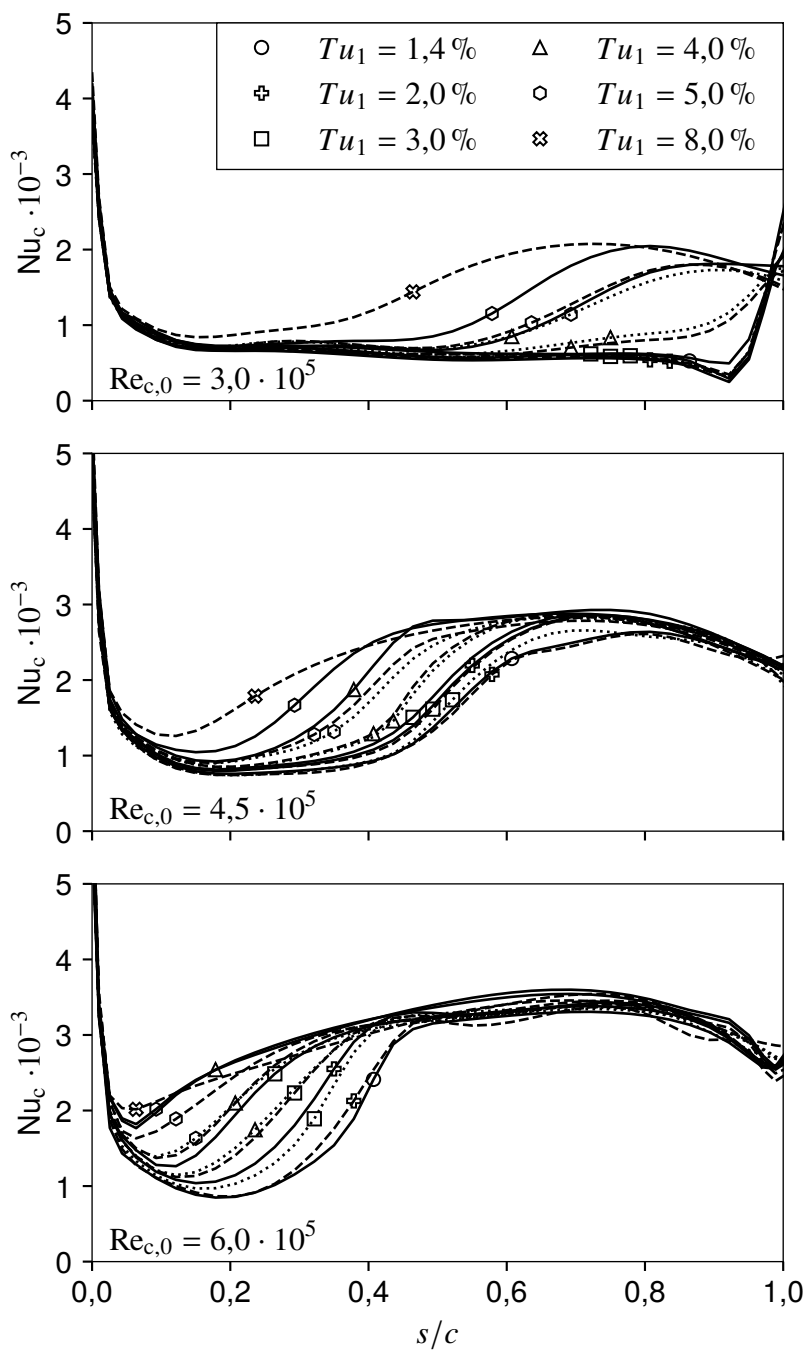


Abbildung A.43: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75i ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 36,5$, $e = 5,62$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

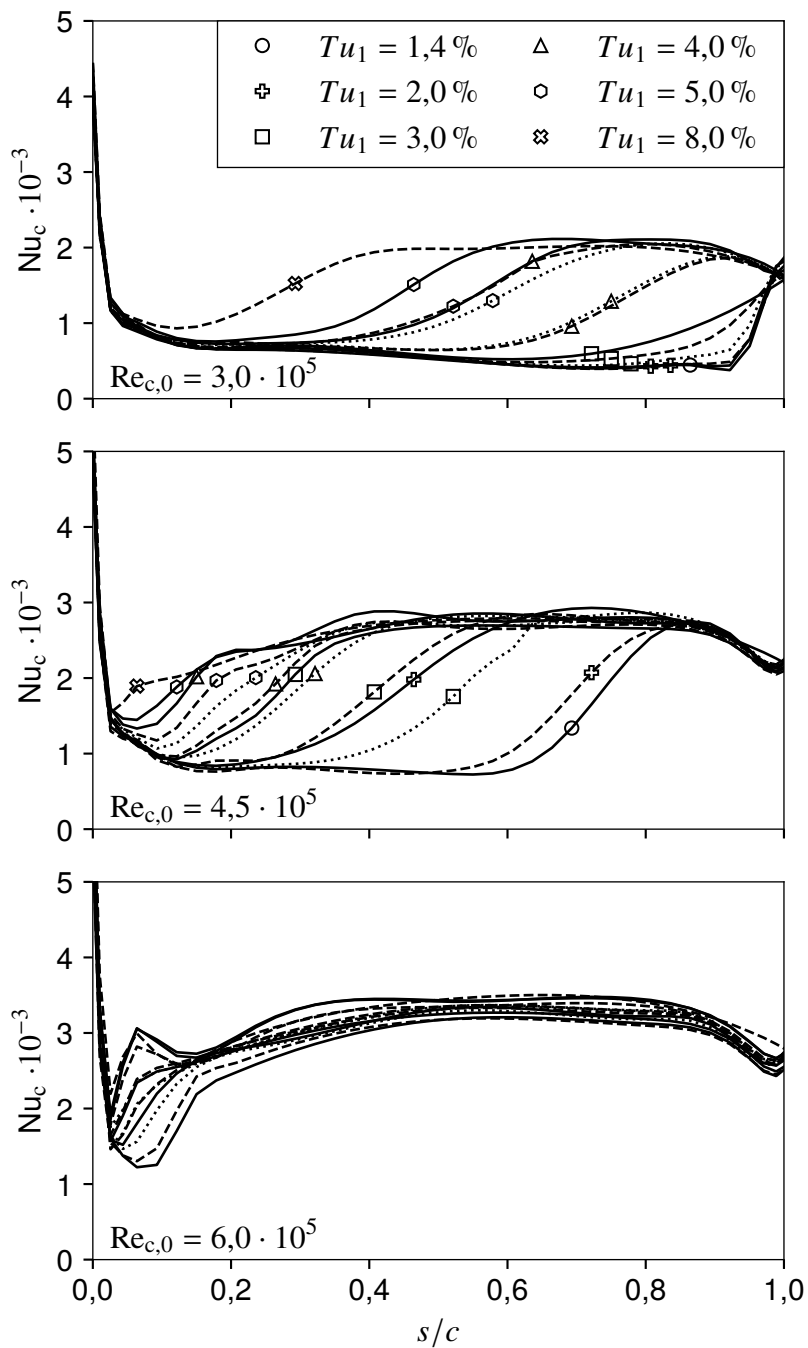


Abbildung A.44: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75j ($k = 86 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,6$, $e = 12,57$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

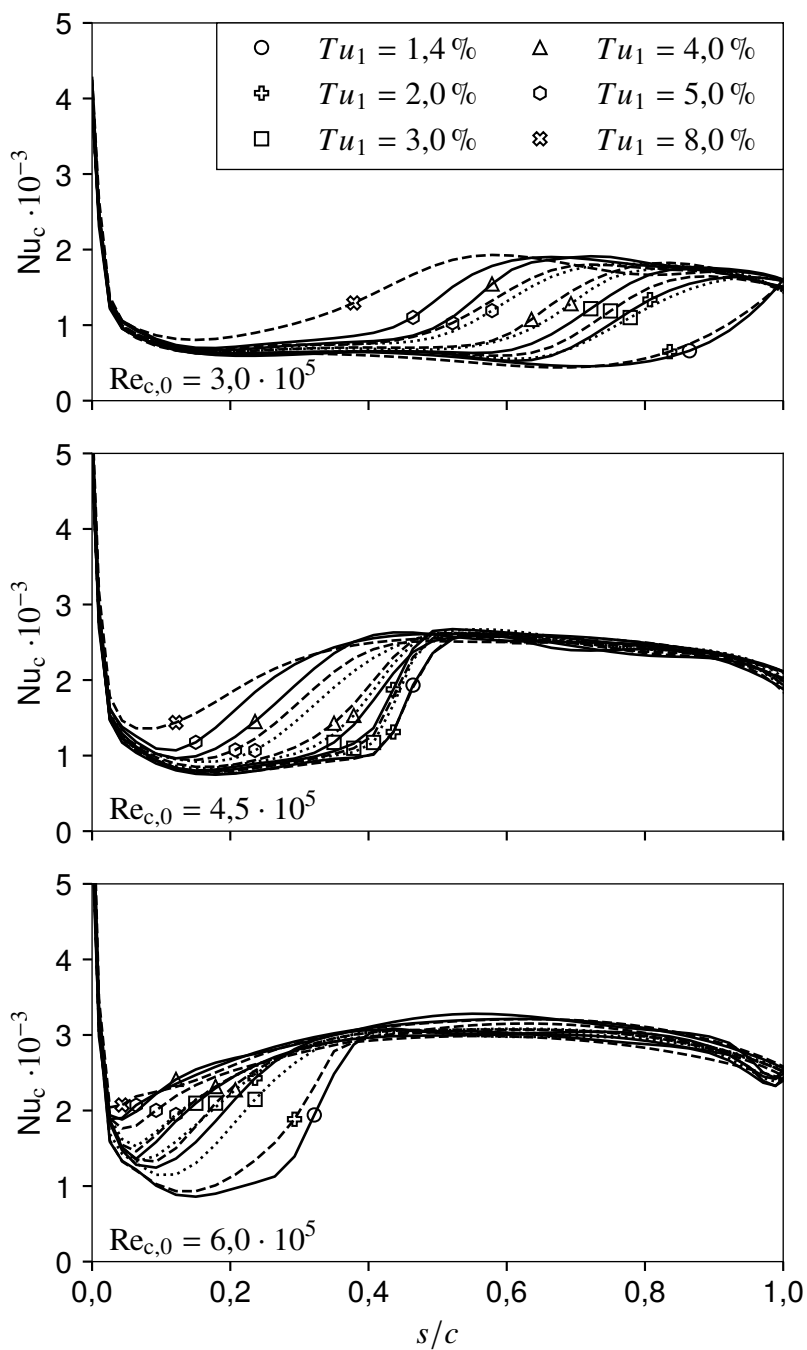


Abbildung A.45: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75k ($k = 79 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,3$, $e = 11,86$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ····· $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

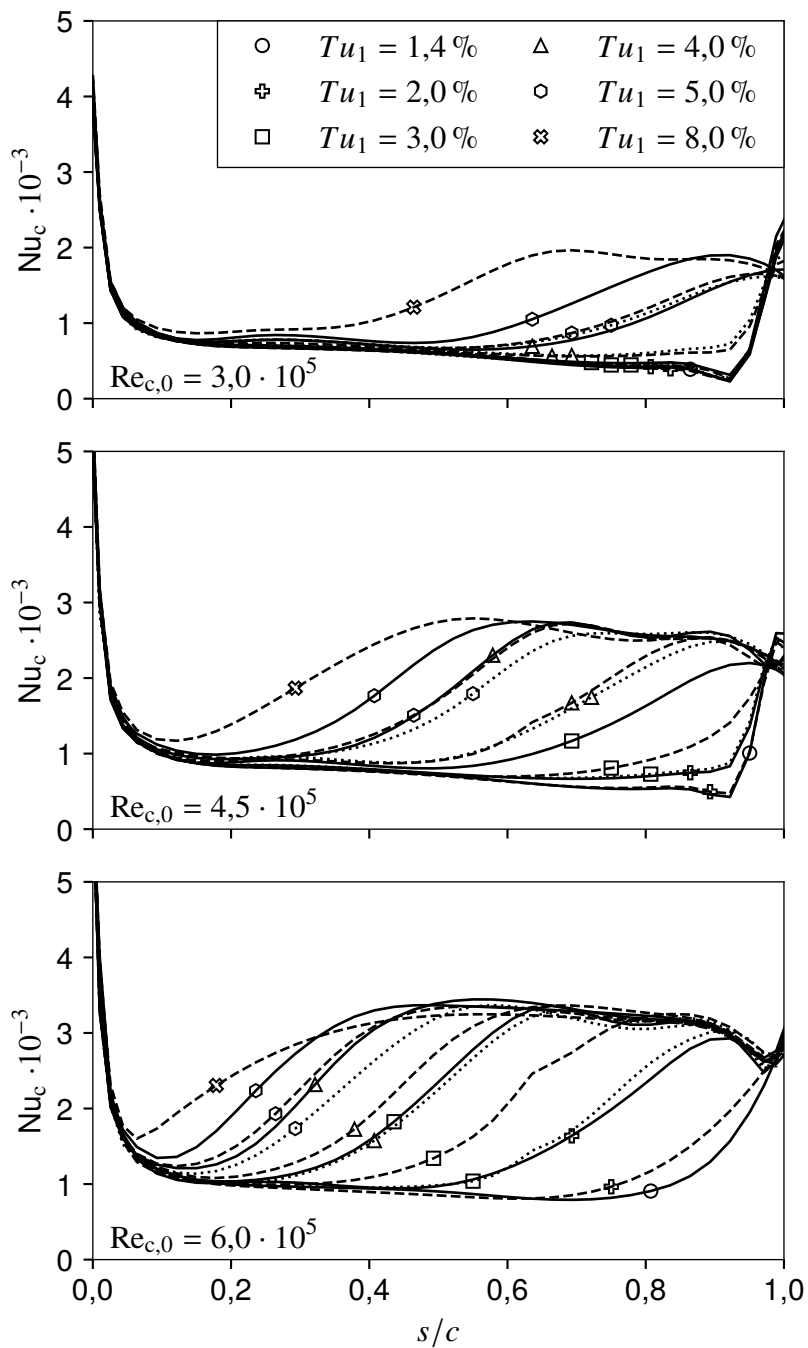


Abbildung A.46: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r751 ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,41$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

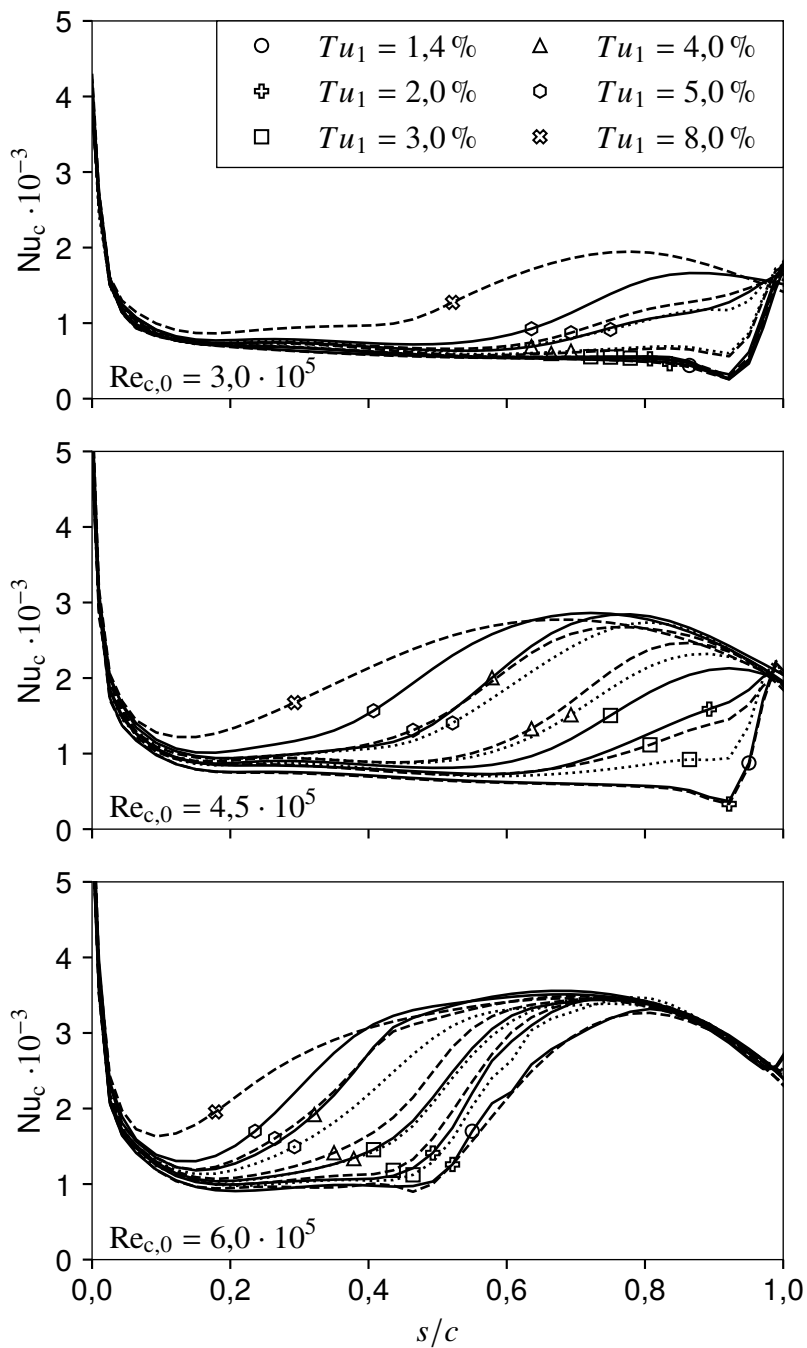


Abbildung A.47: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75m$ ($k = 72 \mu m$, $\Lambda_R = 36,9$, $e = 0,41$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

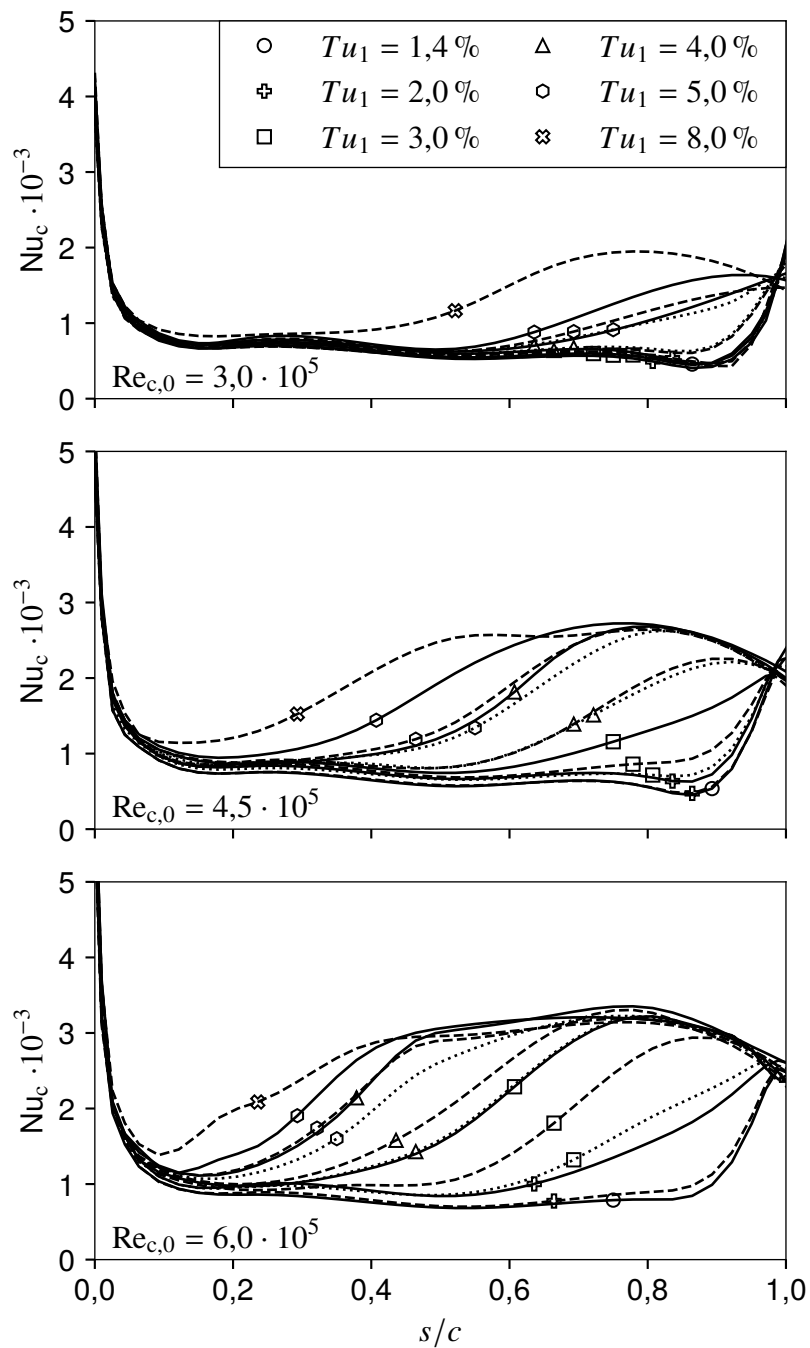


Abbildung A.48: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r75n ($k = 81 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,2$, $e = 0,18$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

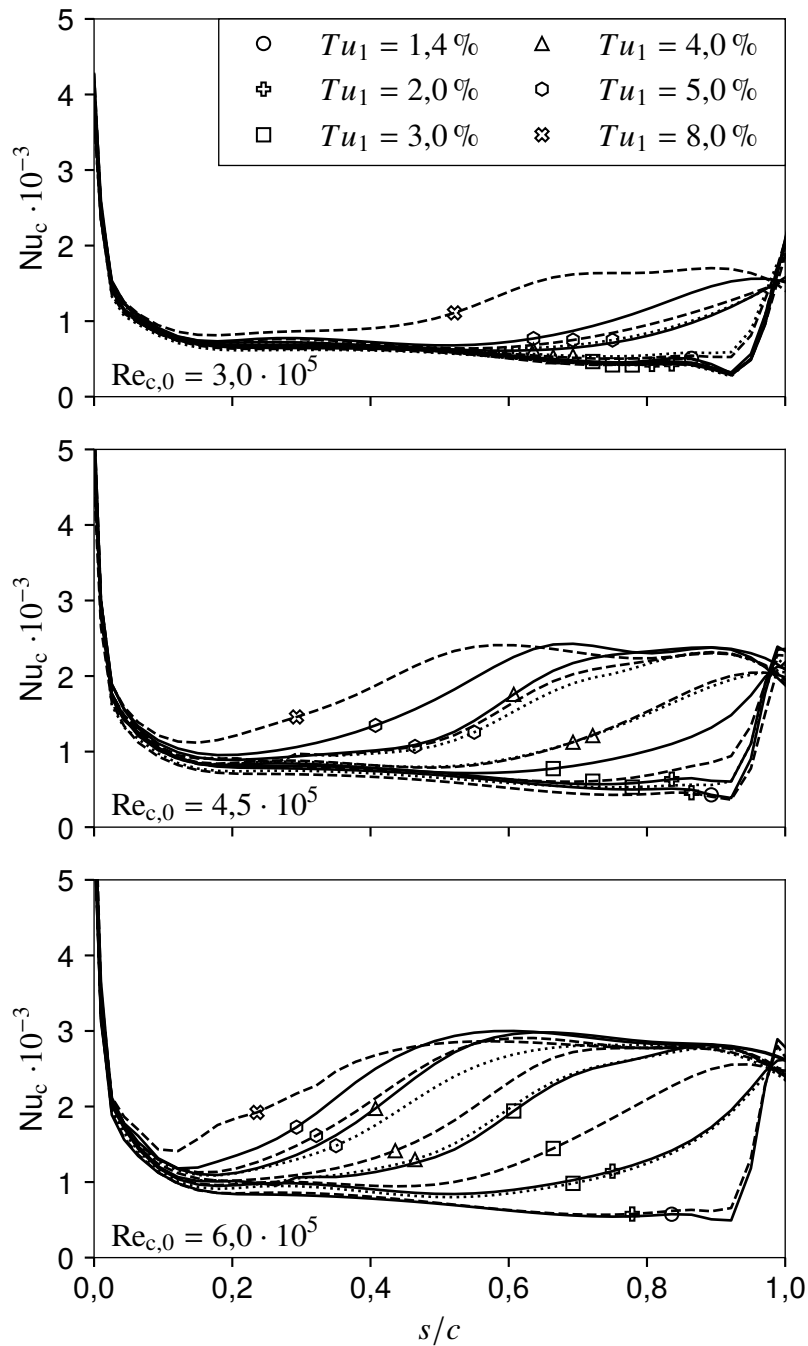


Abbildung A.49: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r750$ ($k = 80 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 37,0$, $e = 0,18$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

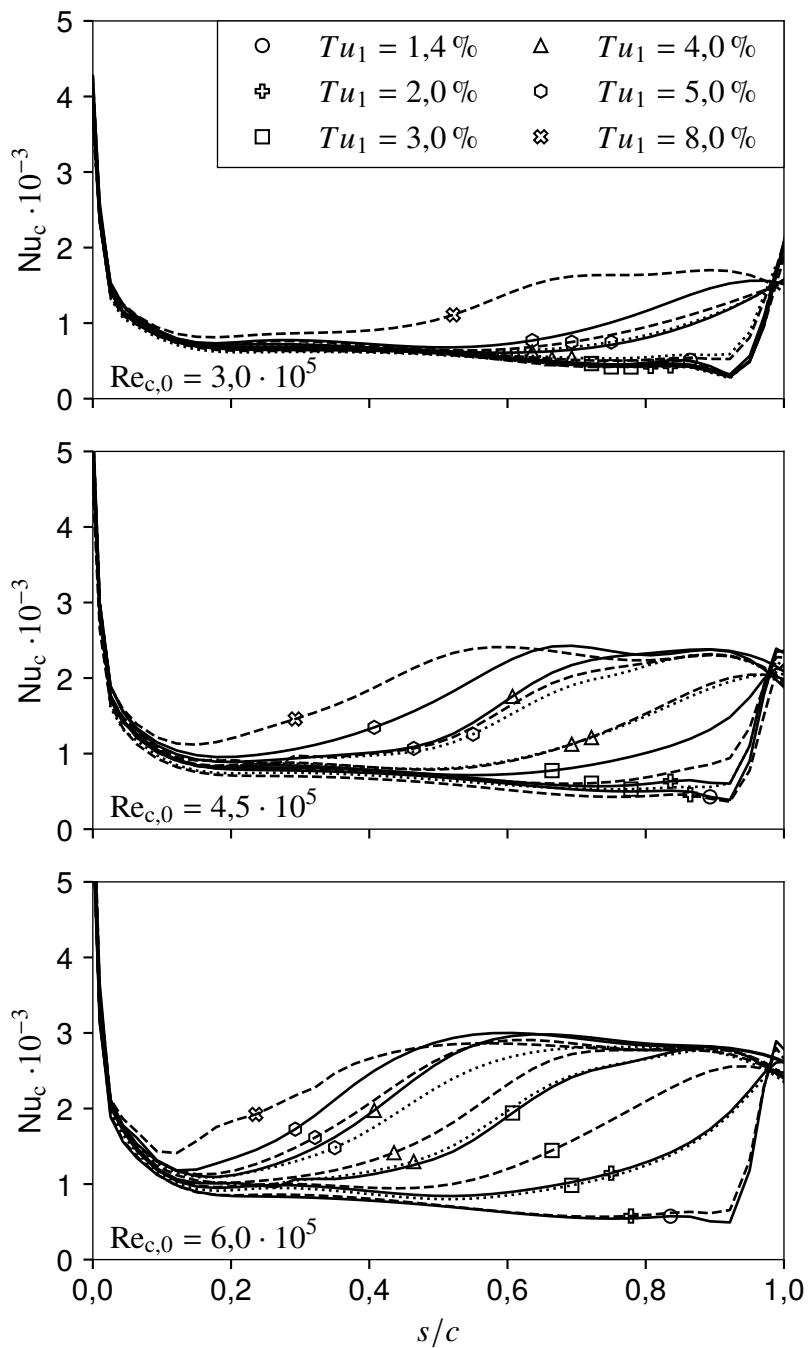


Abbildung A.50: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75p$ ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 8,2$, $e = 0,09$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

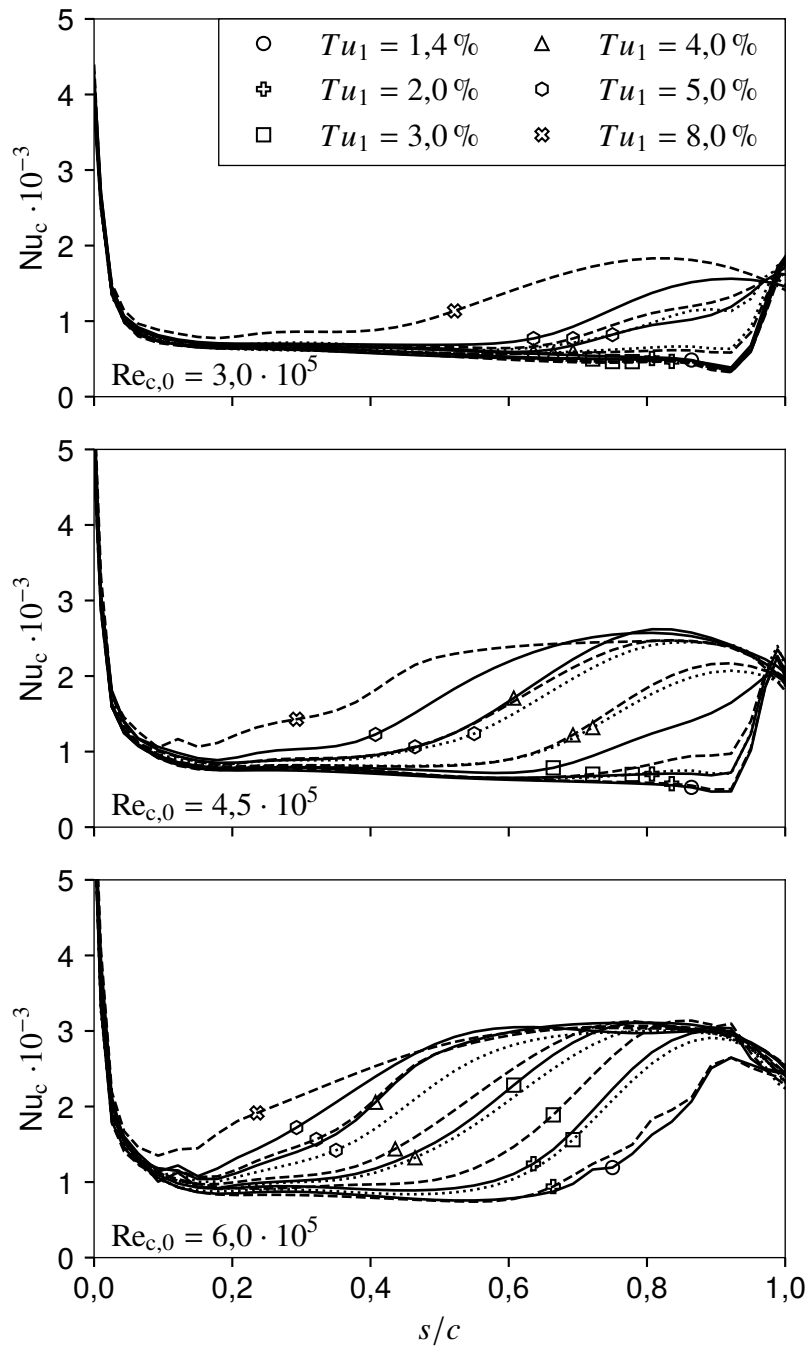


Abbildung A.51: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75q ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 31,1$, $e = 0,09$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

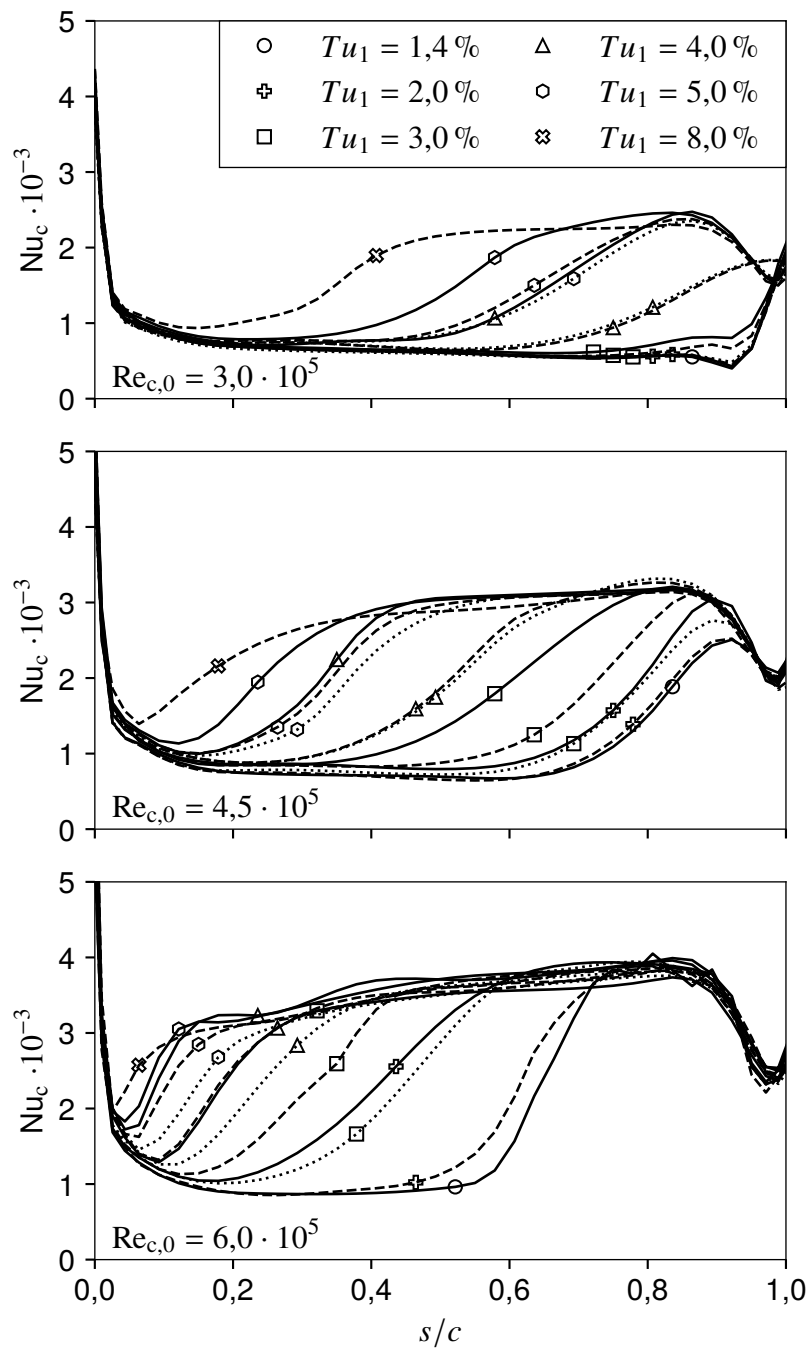


Abbildung A.52: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75r ($k = 77 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,3$, $e = \infty$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

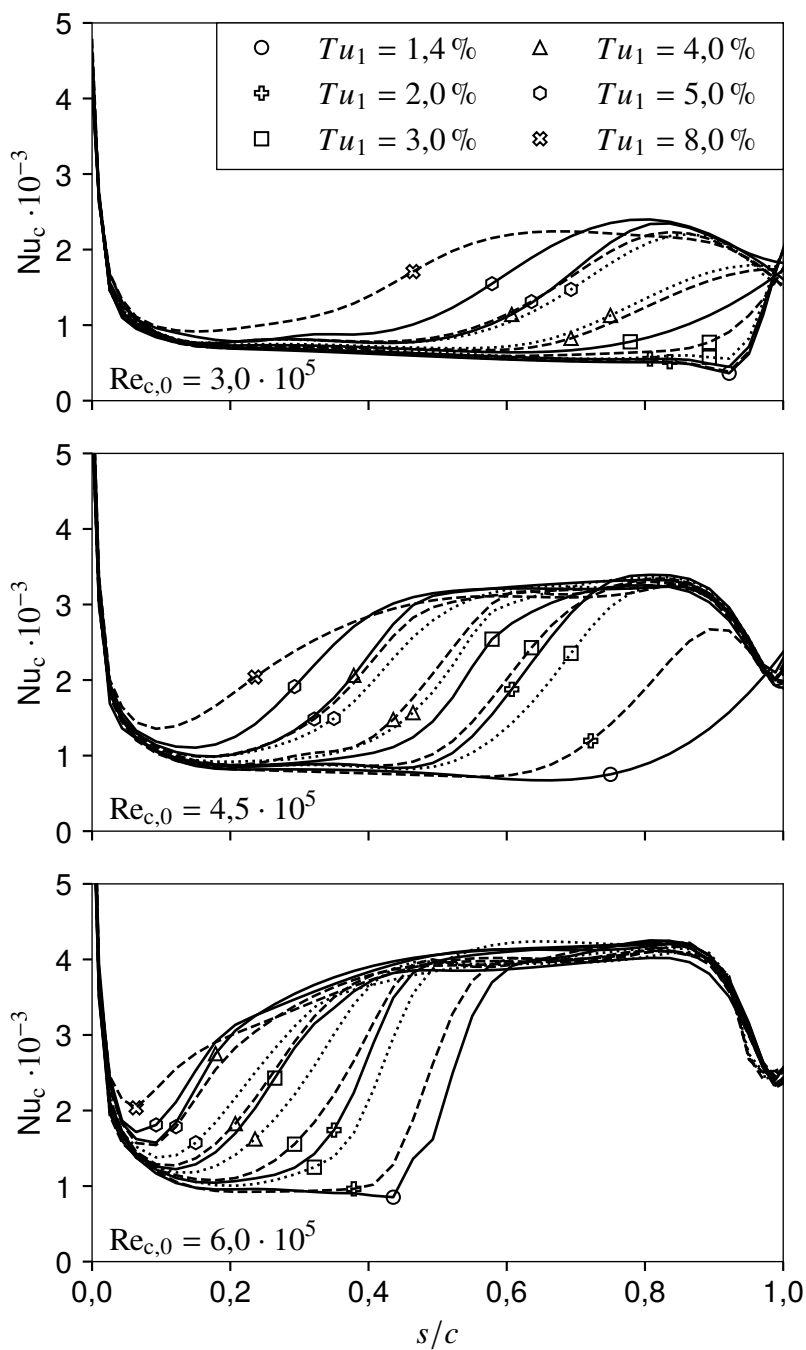


Abbildung A.53: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75s$ ($k = 76 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,4$, $e = \infty$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

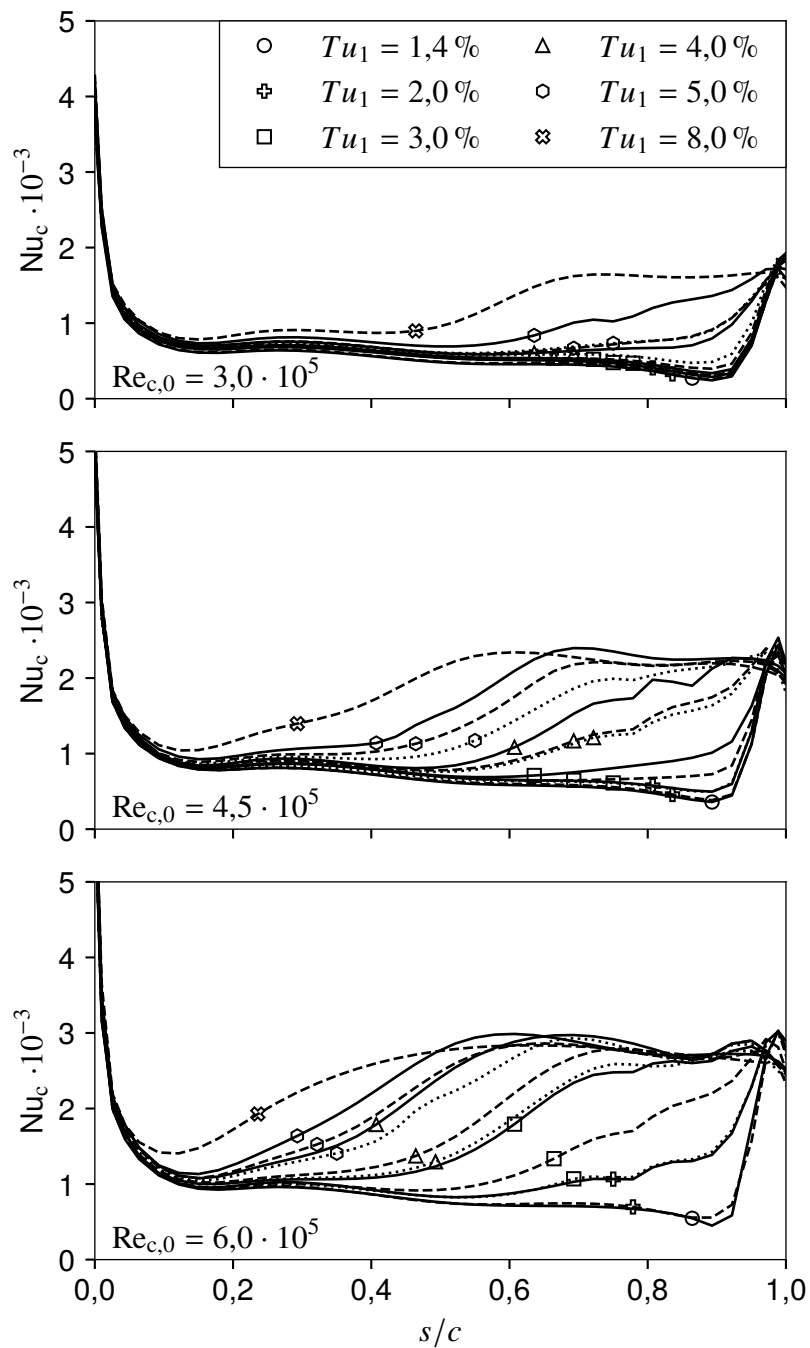


Abbildung A.54: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche $r75t$ ($k = 85 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,6$, $e = 0,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, ⋯ $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

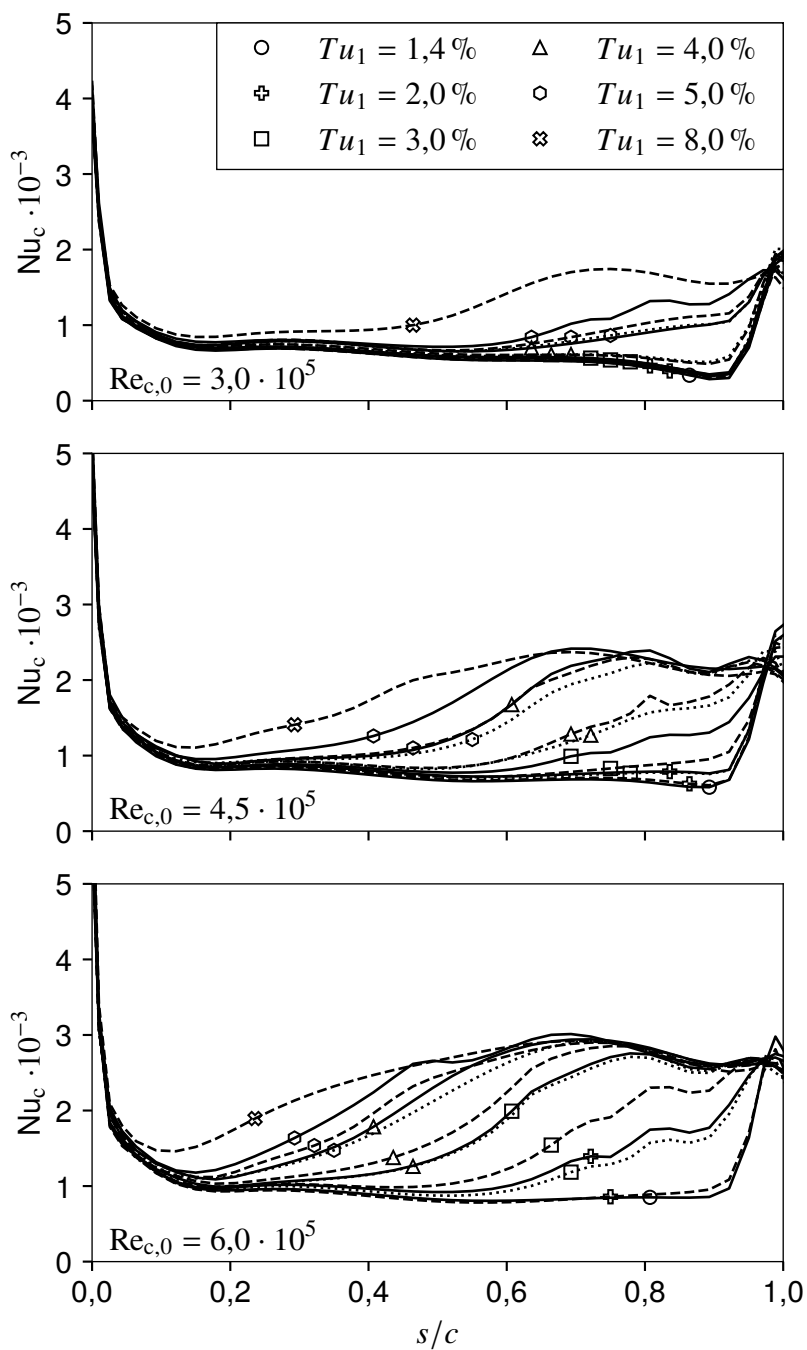


Abbildung A.55: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r75u ($k = 78 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 35,8$, $e = 0,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

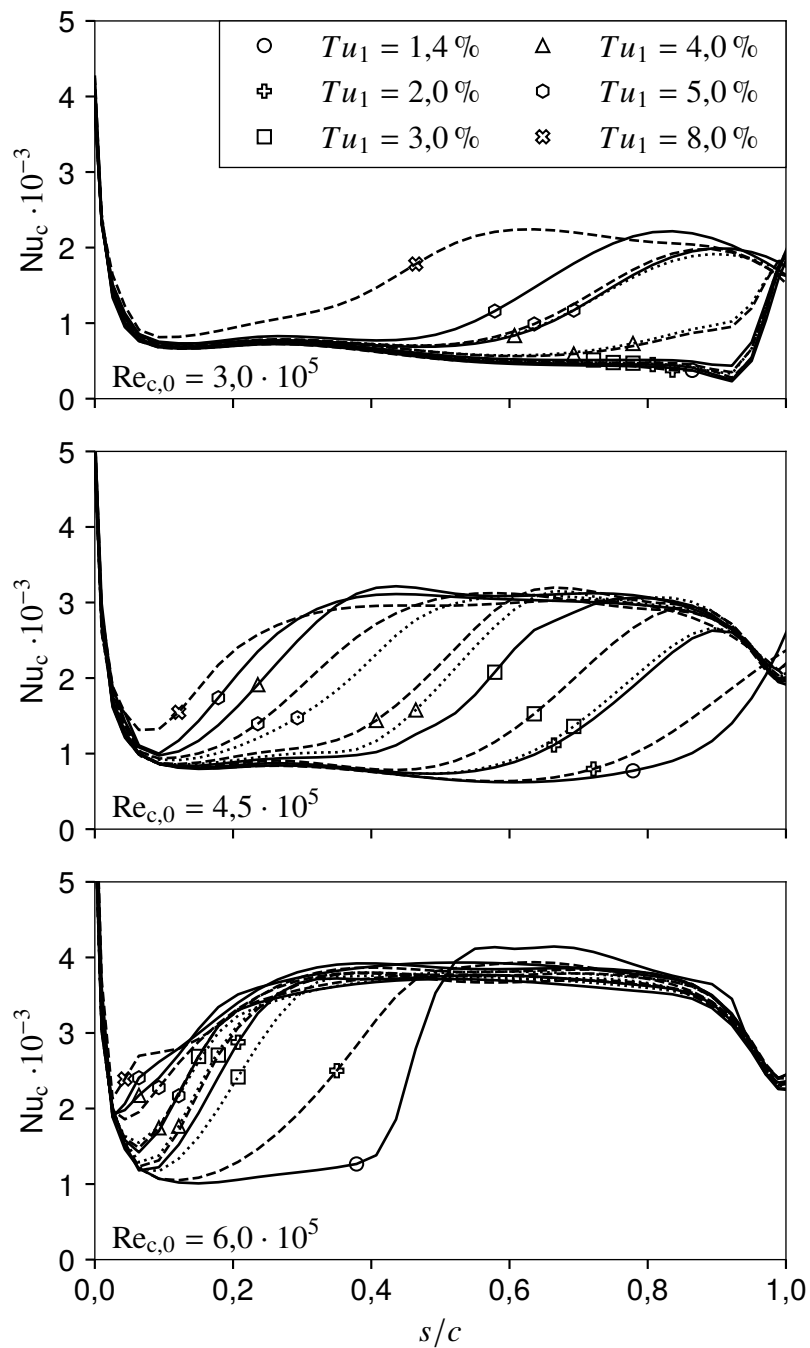


Abbildung A.56: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauer Oberfläche r100b ($k = 97 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 5,9$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

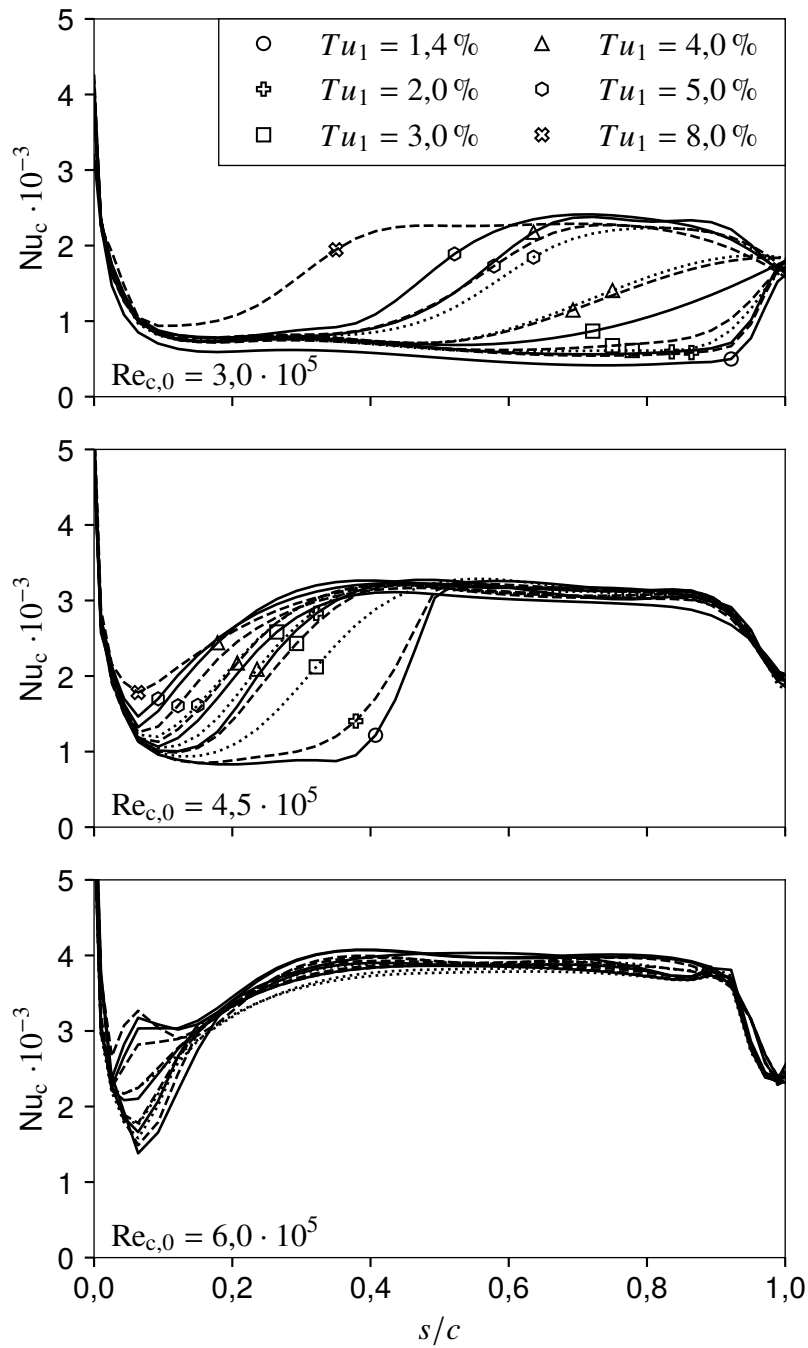


Abbildung A.57: Nußeltzahlverläufe bei druckseitiger Druckverteilung und rauher Oberfläche r125b ($k = 126 \mu\text{m}$, $\Lambda_R = 6,0$, $e = 1,00$, — $Re_{\lambda,1} = \text{klein}$, - - - $Re_{\lambda,1} = \text{mittel}$, $Re_{\lambda,1} = \text{groß}$).

Lebenslauf

Persönliches

Name Christoph Gramespacher
Geburtsdatum 06. November 1988
Geburtsort Müllheim
Familienstand verheiratet

Schulbildung

1995 – 1999 Sonnenrainschule Bad Bellingen
1999 – 2008 Markgräfler Gymnasium Müllheim

Studium

2009 – 2013 Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft,
Abschluss: Bachelor of Engineering
2013 – 2014 Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft,
Abschluss: Master of Science

Praktika

2011 – 2012 Creative Thermal Solutions Inc., Urbana IL, USA

Beruflicher Werdegang

2015 – 2021 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermofluidodynamik der
Hochschule Karlsruhe - Technik und Wirtschaft
seit 2021 Entwicklungsingenieur bei der MTU Aero Engines AG, München

Um den Flugverkehr der Zukunft nachhaltiger zu gestalten, ist es nötig, die Effizienz von Flugtriebwerken zu erhöhen. Dadurch können die CO₂-Emissionen, die Stickoxide (NO_x), aber auch die Geräuschemissionen reduziert werden. Der thermische Wirkungsgrad eines Triebwerks wird primär über das Gesamtdruckverhältnis und die Turbineneintrittstemperatur bestimmt. Aber auch der Kühlluftbedarf, der zur aktiven Kühlung der Komponenten im Heißgaspfad benötigt wird, beeinflusst den thermischen Wirkungsgrad. Diese Kühlluft wird dem Verdichter entnommen und beträgt bis zu 30% des Gesamtmassenstroms des Kerntriebwerks. Dadurch kann ein nicht zu vernachlässigender Anteil des Gesamtmassenstroms nicht am thermodynamischen Prozess teilnehmen. Eine Reduktion dieses Kühlluftbedarfs führt zu einer direkten Erhöhung des thermischen Wirkungsgrads.

Diese Arbeit schafft eine Datenbasis zur Entwicklung verbesserter Transitions- und Rauheitsmodelle. Hierzu wird unter anderem der Einfluss der turbulenten Längenmaße auf die Startstelle der Transition untersucht. Neben der Freistromturbulenz wird eine systematische Variation der Oberflächenrauheit inkl. deren Wärmeleitfähigkeit durchgeführt. An glatten Oberflächen wird erstmals die Entstehung und Ausbreitung von Turbulenzflecken mit einem hochauflösenden Heißfilmsensorarray untersucht. Diese Untersuchung ermöglicht einzigartige Einblicke in die Mechanismen der Transition. Weiterhin werden auf Basis dieser neuen Erkenntnisse zum Einfluss rauer Oberflächen auf Grenzschichtströmungen Korrelationen für die Startstelle der Transition und den turbulenten Wärmeübergang an rauen Oberflächen entwickelt.

Logos Verlag Berlin

ISBN 978-3-8325-5646-4

ISSN 1615-4983