

Gleichmäßiges Mikro-Ausblasen zur Beeinflussung einer turbulenten Grenzschicht

Von der Fakultät für Maschinenbau, Elektrotechnik und Wirtschaftsingenieurwesen
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus-Senftenberg zur Erlangung
des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur

Vasyl Motuz

geboren am 18.01.1963 in Winnyzja, Ukraine

Vorsitzender: Prof. Dr. A. Kühorn, BTU Cottbus-Senftenberg

Gutachter: Prof. Dr. Ch. Egbers, BTU Cottbus-Senftenberg

Gutachter: Prof. Dr. U. Rist, IAG Stuttgart

Tag der mündlichen Prüfung: 15. April 2014

panta rhei

Niemand kann zweimal in denselben Fluss steigen, denn alles fließt und nichts bleibt.

*Heraklit von Ephesos
(ca. 535 - 475 v. Chr.)*

This work is licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 International License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>.

Sämtliche Rechte am Inhalt dieser Arbeit verbleiben beim Autor. Der Autor überträgt der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus-Senftenberg das einfache Verbreitungsrecht, also das Recht, im Rahmen der gesetzlichen Aufgaben der Hochschulbibliotheken weitere Kopien dieser Dissertation herzustellen und zu verbreiten bzw. in Datennetzen zur Verfügung zu stellen.

Diese Arbeit darf heruntergeladen und frei verwendet werden, wenn sie entsprechend zitiert wird. Eine Bearbeitung von Inhalten dieser Arbeit (Bilder, Tabellen) bedarf der Erlaubnis des Autors. Eine kommerzielle Nutzung der Dissertation und die Vervielfältigung aus kommerziellen Zwecken sind ausgeschlossen.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet Aerodynamik am Lehrstuhl für Aerodynamik und Strömungslehre an der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus im Rahmen der Internationalen Graduiertenschule - Fachklasse C: "Verdichtete Technologien und Materialien". Ich danke der BTU Cottbus für die Gewährung eines Promotionsstipendiums von Februar 2008 bis Dezember 2009. Innerhalb dieser Zeit entstanden die ersten Experimente zum Thema der vorliegenden Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Christoph Egbers danke ich für die Betreuung, die vielen Anregungen und Gespräche und die Möglichkeit, im Rahmen meiner Tätigkeit zunächst als Promotionsstudent und anschließend als wissenschaftlicher Mitarbeiter diese Arbeit anfertigen zu können.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. rer. nat. Lothar Jehring für die ergebnisreiche Zusammenarbeit, die konstruktiven Ratschläge und zahlreichen inhaltlichen Diskussionen, die im Wesentlichen zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben, sowie für die Unterstützung bei der Korrektur meiner schriftlichen Arbeit.

Ich danke Herrn Apl. Prof. Dr.-Ing. Ulrich Rist vom IAG Stuttgart dafür, dass er sich trotz vollen Terminplanes freundlicherweise dazu bereit erklärt hat, das Zweitgutachten für diese Dissertation anzufertigen. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Vladimir Kornilov vom ITAM Novosibirsk, Russland, möchte ich mich für die fachlichen Diskussionen zum Thema der Arbeit und die Bereitschaft zur Einschätzung der vorliegenden Dissertation bedanken. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Arnold Kühhorn für die freundliche Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses.

Mein Dank gilt darüber hinaus den Technikern Jörg Wengler, Jürgen Pflanz, Robin Stöbel, dem ehemaligen Student Binyuan Zhang und unserer Sekretärin Silke Kaschwich, die an vielen Stellen einen Beitrag für diese Arbeit geleistet haben.

Schließlich danke ich meiner Frau Dr. rer. nat. Oksana Sakhno für ihre Geduld und Verständnis sowie meinem Sohn Taras Motuz für die Hilfe bei den allerersten Korrekturen meiner schriftlichen Arbeit.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	4
1 Einleitung	6
2 Stand der Forschung	8
2.1 Beeinflussung der Strömung über einer durchlässigen Wand	8
2.2 Poröse und perforierte Wand.....	9
2.3 Grenzschichtabsaugen	12
2.4 Strömung über einer Wand mit Ausblasen durch große Öffnungen.....	13
2.5 Numerische Untersuchungen zur Beeinflussung der Grenzschicht durch gleichmäßiges Absaugen/Ausblasen.....	14
2.6 Experimentelle Untersuchungen zur Beeinflussung der Grenzschicht durch gleichmäßiges Absaugen/Ausblasen.....	17
2.6.1 Experimente an Wänden aus gesinterten Materialien.....	17
2.6.2 Ausblasen durch eine gleichmäßig perforierte Wand.....	21
2.7 Zielsetzung der Arbeit.....	25
3 Theoretischer Hintergrund	28
3.1 Turbulente Strömungen.....	28
3.1.1 Turbulenzentstehung. Turbulenzgrad. Spannungen der turbulenten Grenzschichtströmung	29
3.2 Grenzschicht.....	33
3.2.1 Ähnlichkeitsgesetz. Reynoldszahl	35
3.2.2 Turbulente Grenzschicht an einer festen Wand.....	35
3.2.3 Logarithmisches Überlappungsgesetz	37
3.2.4 Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Geschwindigkeitsverteilung in einer Grenzschichtströmung	40
3.2.5 Reibungskraft.....	42
3.2.6 Turbulente Grenzschicht an einer durchlässigen Wand mit gleichmäßigem Absaugen oder Ausblasen.....	43
4 Experimentelle Einrichtungen und Messverfahren	49
4.1 Windkanal des LAS der BTU	49

4.2	Testmodul mit durchlässiger oberer Wand	51
4.3	Randbedingungen und Parameterkontrolle bei dem Experiment.....	57
4.3.1	Ermittlung des Druckgradienten an der Platte mit eingebautem Testmodul in äußerer Strömung	57
4.3.2	Kontrolle der Parameter des Ausblasens	58
4.4	Laser-Doppler-Anemometrie in wandnaher Region.....	60
4.4.1	Mess- und Detektionsvolumen einer LDA-Sonde.....	60
4.4.2	Besonderheiten des LDA-Einsatzes zur Untersuchung der Grenzschichtströmung an einer gleichmäßig perforierten Wand ohne und mit Ausblasen.....	64
4.5	Konstant-Temperatur-Anemometrie in wandnaher Region.....	68
4.6	Einige Aspekte des Einsatzes der CTA- und LDA-Messverfahren zur Untersuchung einer Grenzschicht über der durchlässigen Wand	70
4.7	Zur Auswahl des Messortes an der Oberfläche des Testmoduls.....	72
4.8	Aufbau des Experiments zur Beeinflussung turbulenter Grenzschichtströmung durch Mikro-Ausblasen von Luft verschiedener Temperatur.....	75
4.8.1	Anlage zur Erhitzung/Abkühlung der in die Grenzschicht ausblasenden Luft	75
4.8.2	Thermografiesystem	76
5	Experimentelle Ergebnisse.....	78
5.1	Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit in der viskosen Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit gleichmäßigem Mikro-Ausblasen	78
	Schlussfolgerungen	87
5.2	Einfluss des Mikro-Ausblasens auf die Eigenschaften einer turbulenten Grenzschicht.....	88
	Schlussfolgerungen	95
5.3	Einfluss der Temperatur der ausblasenden Luft auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht	95
5.3.1	Ausblasen von Luft der gleichen Temperatur.....	96
5.3.2	Ausblasen von Luft niedrigerer Temperatur.....	99
5.3.3	Ausblasen von Luft höherer Temperatur	103
	Schlussfolgerungen	105

5.4 Temperaturfeld an der Oberfläche der umströmten durchlässigen Wand mit gleichmäßigem Ausblasen von Luft verschiedener Temperatur	106
5.4.1 Vorgeheizte Oberfläche des Testmoduls ohne Ausblasen in der äußeren Strömung	106
5.4.2 Ausblasen der heißen und der kalten Luft	107
5.4.3 Ergebnisse und Diskussion	107
6 Zusammenfassung.....	118
Literaturverzeichnis	121
Abbildungsverzeichnis.....	127
Tabellenverzeichnis.....	133
Anhang	134
Anhang A	134
Anhang B.....	137

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a_0, b_0, c_0	[m]	Halbachse des Ellipsoids des LDA-Messvolumens
B	[m]	Breite
B_m	[-]	Ausblasparameter
C	[-]	Konstante des Wandgesetzes
c_P	[-]	Druckbeiwert
c_p	[J/kgK]	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	[J/kgK]	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
c_f	[-]	Reibungsbeiwert
c_W	[-]	Widerstandskoeffizient
I_d	[W]	Intensitätsschwelle
F	[-]	Ausblasrate
f	[m]	Brennweite der Linse der LDA-Messsonde
H	[m]	Höhe
H_{12}	[-]	Formfaktor der Grenzschicht $H_{12} = \delta_1 / \delta_2$
k_s	[m]	Rauhigkeitshöhe
k_s^+	[-]	Rauhigkeitskennzahl
L, l	[m]	Länge
p	[Pa]	Druck
Q	[l/min]	Durchflussmenge
Q	[m ³ /s/m ²]	Ausblasen pro Quadratmeter der gesamten Oberfläche
q	[W]	Wärmefluß
$2r_0$	[m]	Laserstrahldurchmesser
S	[K]	von der Art des Gases abhängige Konstante
S_F	[m ²]	freie Oberfläche der durchlässigen Wand
T	[K]	Temperatur
T_∞	[K]	Temperatur der freien Strömung
T_w, T_0	[K]	Temperatur an der Wand
Tu	[%]	Turbulenzgrad
t	[s]	Zeit
U	[m/s]	Geschwindigkeit der freien Strömung
u	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
u_τ	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
V	[m/s]	Geschwindigkeit der Strömung in y-Richtung
V_d	[m ³]	Detektionsvolumengröße
v	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
\bar{v}_w	[m/s]	mittlere Geschwindigkeit an der Wand in y-Richtung
v_0, v_w	[m/s]	Ausblasgeschwindigkeit an der Wand
w	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung
x, y, z	[m]	Koordinaten eines kartesischen Koordinatensystems

x^*	[m]	dimensionslose Entfernung vom Platteanfang bis zum Ablösungspunkt
-------	-----	---

Griechische Buchstaben

δ	[m]	Grenzschichtdicke
δ_{99}	[m]	auf 99% U_∞ bezogene Grenzschichtdicke
δ_l	[m]	Verdrängungsdicke
δ_2	[m]	Impulsverlustdicke
κ	[-]	von Karman Konstante
λ	[m]	Wellenlänge
μ	[Kg/ms]	dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ψ	[-]	Stromfunktion
θ	[grad]	Schnittwinkel zwischen den sich querenden Laserstrahlen
ρ	[Kg/m ³]	Dichte
ρ_0	[Kg/m ³]	Dichte des Ausblasfluids
τ	[N/m ²]	Schubspannung
τ_w, τ_0	[N/m ²]	Wandschubspannung

Kennzahlen

Re	Reynoldszahl
Re_x	Auf die Länge bezogene Reynoldszahl
Re_δ	Grenzschichtdicke-Reynoldszahl
Re_θ	Impulsverlustdicke-Reynoldszahl
Ma	Machzahl

Indizes:

w	Wand
∞	unendlich (für die ungestörten Anströmbedingungen)

Abkürzungen

CTA	Constant Temperature Anemometry
FEM	Finite-Elemente-Methode
HDA	Hitzdraht-Anemometrie
JICF	jet-in-cross-flow
LBE	Lattice Boltzmann Equation
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LES	Large-Eddy Simulation
MBT	Micro Blowing Technique
NASA	The National Aeronautics and Space Administration

1 Einleitung

Aus der integralen Darstellung der Grenzschichtgleichungen lässt sich herleiten, dass das gleichmäßige Ausblasen durch eine durchlässige Wand in eine turbulente Grenzschicht den Reibungswiderstand im Vergleich zu einer festen Wand reduziert.

Es ist zu erwarten, dass eine zur Grenzschicht senkrecht ausgerichtete Strömung eine Verschiebung oder Ausdehnung dieser Grenzschicht bewirkt. In Folge dessen nimmt der Geschwindigkeitsgradient einen kleineren Wert an und der Reibungswiderstand wird damit reduziert. Die mathematische Analyse der Strömung durch eine durchlässige Wand mittels integraler Verfahren setzt nicht eine diskrete Ausblasströmung durch einzelne Öffnung, sondern ein gleichmäßiges bzw. uniformes Ausblasen voraus. Aus diesem Grund ist das Mikro-Ausblasen von besonderem Interesse, sogar wenn einfaches Ausblasen durch eine Platte mit größeren Öffnungen, die leichter zu fertigen sind, erreicht werden kann. Das Verhalten des Mikro-Ausblasens bzw. des Ausblasens durch eine gleichmäßig mit kleinen Öffnungen versehene Platte entspricht am besten dem Fall des uniformen Ausblasens.

Im Gegensatz zum Ausblasen durch kleine Öffnungen, die über die ganze umströmte Oberfläche gleichmäßig verteilt sind, hat das Ausblasen durch relativ große Öffnungen einen allgemeinen Nachteil. Die Grenzschicht ist in diesem Fall bestrebt, an der Oberfläche wieder anzulegen und zu ihrem Standardprofil innerhalb sehr kleiner Entfernungen von den ausblasenden Stellen zurückzukehren. Dieses Problem kann man beheben, wenn die Rate des Ausblasens entsprechend der Entfernung zwischen den Öffnungen so vergrößert wird, dass das Ausblasen noch wirksam bleibt. Alternativ kann man die Anzahl von Öffnungen an einer bestimmten Länge so vergrößern, dass jede Ausblasstelle kürzer ist und innerhalb der wirksamen Entfernung liegt, damit bei kleineren Ausblasraten der Grenzschicht nicht erlaubt wird, an der Oberfläche wieder anzulegen.

Die höheren Ausblasraten erfordern eine größere Energieinvestition und vergrößern auch außerordentlich die Gefahr der Grenzschichtablösung. Eine Vergrößerung der Anzahl der Öffnungen lässt die Ausblasraten so verringern, dass man das erforderliche Grenzschicht-Profil ohne hohen Energieverbrauch erreichen kann. Die Parameter der Oberflächendurchlässigkeit sowie die Parameter des Ausblasens sind die wichtigen Parameter, durch die man eine Grenzschicht auf diese Weise effektiv beeinflussen kann, siehe (McQuaid 1967), (Kays 1975), (Hwang 2004).

Es bleiben trotzdem mehrere offene Fragen zur Wechselwirkung zwischen der freien Strömung und dem Ausblasen sowie zum Einfluss der Parameter des Ausblasens auf die Grenzschichteigenschaften.

Im Fall des Ausblasens durch eine durchlässige Wand, die viele kleine Öffnungen enthält, ist es logischer, einen Massenstrom zu betrachten als eine Strömung, die aus der Wand senkrecht zur Oberfläche strömt.

Selbst wenn das Ausblasen über die ganze Oberfläche zur Berechnungsvereinfachung als gleichmäßig verteilt angenommen wird, stellt in der Realität das Ausblasen durch eine uniform perforierte Wand eine komplizierte Strömung dar, die aus sehr vielen Mikro-Strömungen durch mehrere einzelne Mikro-Öffnungen besteht. Eine detaillierte Berechnung sowie eine experimentelle Vermessung dieser komplizierten Strömung stoßen auf das Problem, dass man zwei nebeneinander liegende Bereiche mit endlichen Abmessungen als Bereiche mit unterschiedlichen Randbedingungen betrachten muss. Letztendlich kommt man in die Situation, wo mehrere zusammenwirkende Mikro-Strömungen von den einzelnen kleinen Öffnungen in Betracht gezogen werden müssen, ähnlich wie es in (Menon 2005) gemacht wurde. Die Strömungen durch jede von diesen Öffnungen darf man als identisch bzw. gleich betrachten, wenn für jede Mikro-Strömung die gleichen Randbedingungen aufrechterhalten werden. Die Geschwindigkeitsverteilung in derartigen Mikro-Strömungen, sowie in der gesamten Strömung, die von der durchlässigen Wand weg strömt, hängt von mehreren Parametern ab: von der Druckhöhe an der unteren Wandseite, von dem Öffnungsdurchmesser und der Wanddicke sowie vom Aspektverhältnis zwischen den beiden, von der Größe der freien Oberfläche, von dem Ausblasgas und seiner Temperatur, als auch von einigen weiteren Parametern. Es ist offensichtlich, dass die Geschwindigkeitsverteilung in der ausblasenden Strömung auch durch äußere freie Strömung beeinflusst wird. Trotz oben genannter Umstände kann man näherungsweise das gesamte aus mehreren einzelnen Mikro-Strömungen bestehende Ausblasen als eine gleichmäßige Strömung betrachten. Queren sich die freie Strömung und das Ausblasen, wirken sie zusammen und beeinflussen sich gegenseitig. Solche Wechselwirkung von beiden Strömungen hat zur Folge, dass die Grenzschichteigenschaften wesentliche Änderungen erfahren. Diese Arbeit wird die bislang noch nicht untersuchte Fragen der Wechselwirkung zwischen der freien Strömung und dem Ausblasen in der Nähe der umströmten durchlässigen Oberfläche sowie den Einfluss der Parameter des Ausblasens auf die Grenzschichteigenschaften dieser Oberfläche behandeln.

2 **Stand der Forschung**

Seit Mitte des letzten Jahrhunderts sind zahlreiche Untersuchungen zur Beeinflussung der Grenzschicht über einer Wand mit Transpiration in verschiedenen Strömungen durchgeführt worden. Diese Forschungen schließen sowohl experimentelle Untersuchungen als auch numerische Simulationen und analytische Lösungen ein und haben sehr viel zum Verständnis der Impuls- und Wärmeeffekte des Ausblasens oder des Ansaugens auf die Eigenschaften der Strömungs- oder Temperaturgrenzschicht über einer durchlässigen Wand bereitgestellt.

In den letzten Jahrzehnten hat die Entwicklung neuer Messmethoden und Messtechniken sowie der Hochleistungsrechner und neuer Technologien zur Herstellung durchlässiger Wände einen neuen Aufschwung der Forschungen zur Beeinflussung der Grenzschicht mittels gleichmäßigen Ausblasens/Absaugens hervorgerufen. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über das Thema der Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasen verschiedener Art.

2.1 **Beeinflussung der Strömung über einer durchlässigen Wand**

Die gezielte Änderung der Grenzschichteigenschaften an der umströmten Wand hat eine wichtige Bedeutung für viele technische Anwendungen von der Reduzierung des Widerstands und der Abkühlung der umströmten Oberflächen bis zur Reduzierung des durch die Umströmung der Körper entstehenden Lärms und Vibrationen. Um die Grenzschichtströmung an der umströmten Oberfläche zu beeinflussen, wurden bereits viele Beeinflussungsverfahren entwickelt und eingesetzt. Ein Überblick über diese Verfahren wurde von vielen Autoren gegeben, siehe z.B. Schlichting (Schlichting 2006), Gad-el-Hak (Gad-el-Hak 1998).

In der Praxis haben sich unter anderem zwei Verfahren als sehr effektiv erwiesen. Zum einen ist es das Absaugen von energiearmer Grenzschichtströmung, zum anderen die Energetisierung der Grenzschichtströmung durch Ausblasen eines energiereichen Fluids. Im Fall einer durchlässigen Wand treten weitere Faktoren auf, die sowohl die Eigenschaften als auch das Verhalten der Grenzschicht beeinflussbar machen. In der Tab.2.1 sind die häufig auftretenden Faktoren der wandgebundenen Strömungen, die die Randbedingungen bzw. das Grenzschichtverhalten im Fall einer umströmten durchlässigen Wand vorbestimmen, kategorisiert.

Randbedingungen an der umströmten durchlässigen Wand		
Freie Strömung		
Typ: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Laminar ▪ Turbulent ▪ Gemischt ▪ Ohne/mit Verdichtung 	Geschwindigkeitsbereich: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Subsonisch ▪ Supersonisch 	Druckgradient: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Null ▪ Positiv ▪ Negativ
Ausblasen/Absaugen durch die durchlässige Wand		
Richtung: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Tangential <ul style="list-style-type: none"> - Stromab - Stromauf ▪ Radial 	Ausgangs/Eingangstyp: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Einzelne Öffnung ▪ Spalte ▪ Mehrere geordnete Öffnungen ▪ Poröse Wand ▪ Gleichmäßig perforierte Wand 	Zeitabhängigkeit: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Kontinuierlich ▪ Periodisch ▪ Reaktionsfähig (Feedback)
Andere Faktoren		
Temperaturgradient: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Null ▪ Positiver /negativer ▪ Konvektion 	Ausblasemedium: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Gleiches Medium ▪ Anderes Medium 	Ausblastemperatur: <ul style="list-style-type: none"> ▪ Gleich ▪ Höher ▪ Niedriger

Tabelle 2.1: Einteilung der wandgebundenen Strömungen nach verschiedenen Randbedingungen im Bezug auf eine durchlässige Wand.

2.2 Poröse und perforierte Wand

Eine Durchlässigkeit der Wand kann man sowohl durch die Eigenschaften des Wandmaterials (poröses Material wie z.B. Polyethylen- oder Metallschaum) als auch durch eine entsprechende Materialverarbeitung (z.B. Bohrung mehrerer Feinöffnungen in einer Platte, Perforation) erreichen. Der Unterschied zwischen den durchlässigen

Wänden, deren Durchlässigkeit durch verschiedene Verfahren erzielt wurde, liegt in erster Linie an der Material- und Oberflächenstruktur bzw. an weiteren Eigenschaften wie z.B. ihrer Porosität. Trotz dieses Unterschieds wird in der Literatur eine *durchlässige* Wand unabhängig von dem Herstellungsverfahren sehr oft als *poröse* Wand bezeichnet. In der Realität können aber die Eigenschaften der Wandoberfläche, die durch die Eigenschaften des Wandmaterials bedingt sind, bei der Beeinflussung der Grenzschicht von entscheidender Bedeutung sein. Deshalb ist es sinnvoll, eindeutige Definitionen für die durch die unterschiedlichen Herstellungsverfahren erhaltene Wanddurchlässigkeit zu geben.

Ein *poröses* Material ist im physikalischen Sinn ein Material, das mit Poren bzw. mit Hohlräumen versehen ist. Stehen die Hohlräume des Materials untereinander und mit der Umgebung in Verbindung (offene Porosität), ist die Wand aus diesem Material für ein Fluid wie z.B. Gas oder Flüssigkeit durchlässig. Ohne Verbindung der inneren Hohlräume mit der Umgebung liegt eine geschlossene Porosität vor, bei der die Wanddurchlässigkeit nicht vorhanden ist. Da das poröse Material keine geordnete Struktur hat, ist eine Verteilung der Mikrokanäle in einem rein porösen Material voll chaotisch und hat keine bestimmte Ordnung auch in einem kleinen dreidimensionalen Raum. Eine gerichtete Strömung durch die durchlässige Wand dieser Porositätsart zu erhalten, ist nicht möglich. Beim Durchströmen eines Fluids durch die *poröse* Wand spricht man meistens von Transpiration. Typische Vertreter solcher porösen Materialien sind gesinterte Materialien wie z.B. gesinterte Bronze oder gesintertes Polyäthylen. Die Porosität der gesinterten Materialien beträgt bei den einzelnen Materialien bis zu ca. 40 % und mehr. Darüber hinaus kann man diesen Wert ohne großen Aufwand in einem relativ großen Bereich variieren. Der Hauptvorteil von Materialien dieser Art sind die sehr niedrigen Herstellungskosten (McQuaid 1967). Bei der Anwendung von Materialien dieser Art der Porosität als eine durchlässige Wand besitzen die gesinterten Materialien eine Reihe von Nachteilen.

Einer davon ist die hohe Oberflächenrauigkeit. Solch eine poröse Wand, die aus gesintertem Bronze gefertigt ist, kann eine Oberflächenrauigkeit von bis zu 200 Mikrozoll haben (Julien 1969). Jede weitere Bearbeitung der Oberfläche dieser Art poröser Materialien, unabhängig davon, ob es Fräsen, Schleifen oder Polieren ist, reduziert nur die Wanddurchlässigkeit, siehe (Jeromin 1966). Aus diesen Gründen wurde eine gewalzte Platte in allen damaligen Experimenten mit gleichmäßigem Ausblasen in die Grenzschicht als die optimale Lösung für die Rauheit und Wanddurchlässigkeit genutzt.

Ein weiterer Nachteil der gesinterten Materialien ist, dass sie als ein Filter funktionieren. Beim Durchblasen durch gesinterte Materialien z.B. von Luft werden die in der Luft enthaltenen Staub- oder Ölpartikel im Material gefangen und die Durchlässigkeit der Wand wird dadurch reduziert (McQuaid 1967). Ein weiterer Nachteil der Anwendung der gesinterten Materialien als durchlässige Wände zum Ausblasen ist die relativ hohe Abweichung der lokalen Ausblasrate vom mittleren Wert bzw. eine Ungleichmäßigkeit des Ausblasens über der ganzen Oberfläche. Nach Angaben von (Jeromin 1966), (Dunbar 1971) kann diese bis zu 7 % betragen.

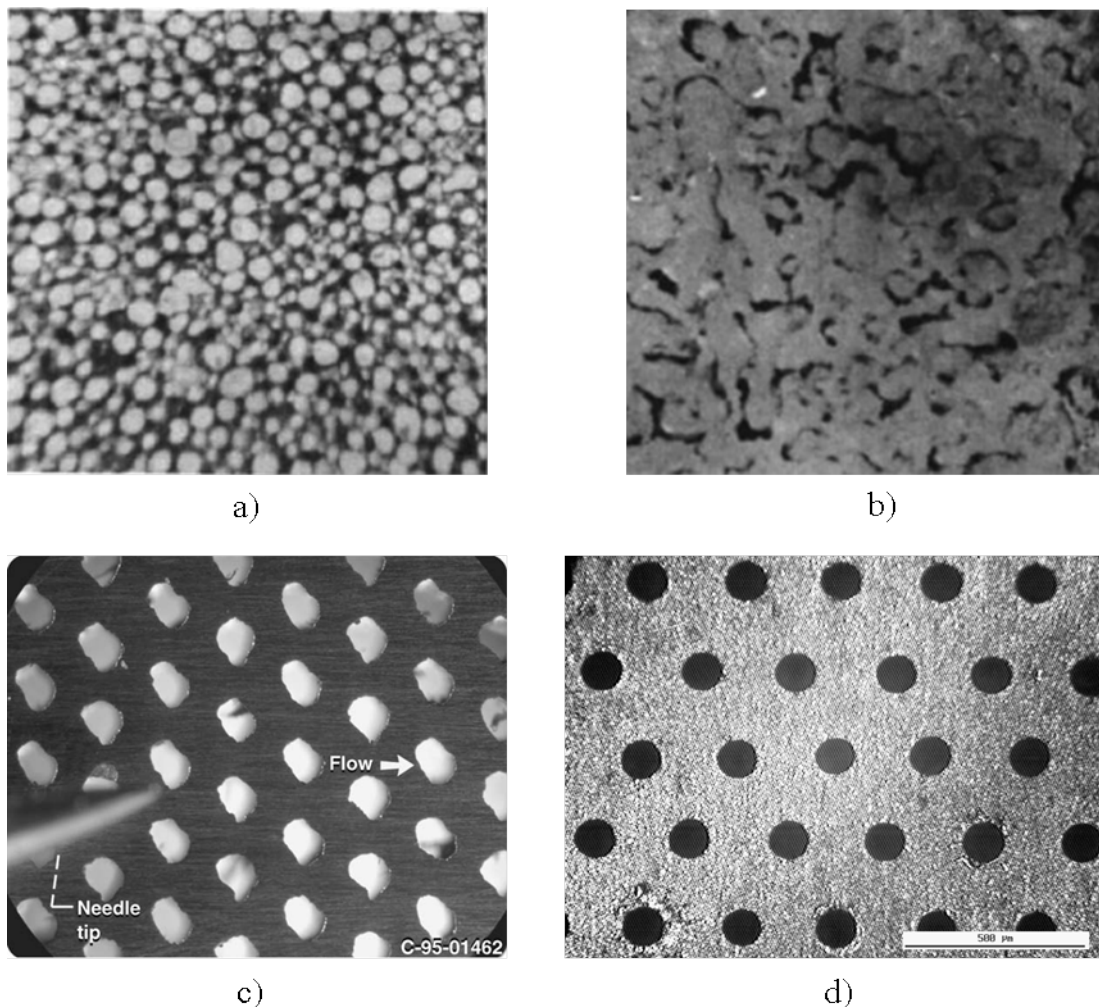


Abbildung 2.1: Beispiele für durchlässige Wände. a) “Porosint“, gesinterte Bronze und b) “Vyon“, gesintertes Polyethylen, (McQuaid 1967), c) Edelstahlplatte mit durch Laserstrahl gebohrten Löchern aus dem Hwang Experiment, NASA (Hwang 2004), d) Edelstahlplatte mit durch Elektronenstrahl gebohrten Öffnungen von 125 µm der Fa. pro-beam.

Die durchlässigen Wände mit einer perforierten Oberfläche sind von den oben genannten Nachteilen der rein porösen Materialien frei. Als eine Perforierung bezeichnet man eine Durchlochung der Platte oder anderer flacher Gegenstände. Eine *perforierte* Wand hat eine Oberfläche, die in der Regel mit gleichmäßig verteilten Löchern gleicher Größe versehen ist. Durch die uniform perforierte Wand ist es möglich, eine gerichtete gleichmäßig verteilte Strömung bzw. Ausblasen zu erzeugen. Die Bohrung vieler Feinlöcher in einer Platte (über 4000 Löcher pro cm^2) in relativ kurzer Zeit wurde nur mit der Entwicklung neuer Technologien zur Materialverarbeitung wie Laserstrahl- oder Elektronenstrahlbohren möglich. Die Parameter der durchlässigen Wand wie Anordnung, Zahl, Form und Größe der Öffnungen sowie die freie Oberfläche bzw. Durchlässigkeit spielen in der Strömungsmechanik eine sehr wichtige Rolle und beeinflussen sowohl die Eigenschaften der wandnahen Strömung als auch die Parameter der Wärmeübertragung.

In der Abbildung 2.1. sind einige Beispiele von mit verschiedenen Verfahren hergestellten durchlässigen Wänden dargestellt. In dieser Abbildung ist deutlich zu sehen, dass der Unterschied zwischen den Oberflächenstrukturen der gesinterten und der perforierten durchlässigen Wände sehr groß ist.

2.3 Grenzschichtabsaugen

Das Absaugen der Grenzschicht durch die kleinen Öffnungen in der umströmten Wand ist seit langem bekannt als ein wirkungsvolles Mittel zur Beeinflussung der Strömungseigenschaften. Durch das Absaugen wird die energieschwache Strömung aus der Grenzschicht entfernt und damit werden sowohl die Querströmungsinstabilitäten als auch die Tollmien-Schlichting-Instabilitäten wesentlich unterdrückt (Schlichting 2006). Durch die Stabilisierung der wandnahen Strömung lässt sich der frühzeitige laminar-turbulente Umschlag verzögern oder sogar voll verhindern (Bertolotti 2006). Dadurch wird die Strömung, deren Reibungsbeiwert kleiner als der Reibungsbeiwert der turbulenten Strömung ist, maximal lange laminar bleiben. Dies spricht dafür, dass das Absaugen im Fall der Beeinflussung einer instabilen laminaren Strömung besonders effektiv ist. Viele der durchgeführten Untersuchungen zur Grenzschichtbeeinflussung durch Absaugen der Grenzschichtströmung haben positive Effekte wie z.B. eine Reduzierung des Reibungswiderstands (Braslow 1999), (Schrauf 2000) oder Lärminderung (Wolf 2011), (Geyer 2011) bewiesen.

Trotz des günstigen Einflusses auf den laminar-turbulenten Umschlag und der positiven Wirkung auf die Verzögerung der Ablösung, stellt die Pflege der Tragfläche, die

viele sehr kleine Öffnungen enthält, ein großes Problem dar. Kleine Verunreinigungen wie Staub oder Insekten sowie Regen oder Vereisung senken den Wirkungsgrad des Absaugensverfahrens sehr stark. Die Pflege des aerodynamischen Systems mit Absaugebereichen wird hierdurch sehr aufwendig. Im Gegenteil zum Absaugen, ist das gleichmäßige Ausblasen in der Grenzschicht frei von dem letzten Nachteil. Durch das Ausblasen findet eine Selbstreinigung der Mikro-Öffnungen statt.

Der Einsatz des Mikro-Ausblasens zur Beeinflussung der Grenzschicht ist besonders effektiv bei turbulenten Strömungen.

Um entweder das gleichmäßige Absaugen oder das gleichmäßige Ausblasen an einer umströmten Wand zu realisieren, muss diese Wand für ein Fluid durchlässig sein.

2.4 Strömung über einer Wand mit Ausblasen durch große Öffnungen

Die schnelle Entwicklung der Düsenflugzeuge und der Raketen für die Raumfahrt hat ab dem Ende der 50-er Jahre des letzten Jahrhunderts einen Aufschwung für zahlreiche aerodynamische Untersuchungen zur Reduzierung des Reibungswiderstandes sowie zur Beeinflussung der Wärmeübertragung mit sich gebracht. Aus diesem Grund zielten die ersten experimentellen sowie numerischen Untersuchungen zur Beeinflussung der Strömungs- sowie Temperaturgrenzschichten durch gleichmäßiges Ausblasen zu dieser Zeit in erster Linie auf Anwendungen in Überschallströmungen. Die möglichen Randbedingungen und Variationsmöglichkeiten zur Modellierung der verschiedenen Strömungen bei diesen Untersuchungen sind in Tabelle 2.1 zu sehen.

Aus technischen Gründen war es bis in die 90-er Jahre des letzten Jahrhunderts sehr problematisch, eine perforierte Platte mit vielen kleinen Öffnungen zu fertigen. Demzufolge hatten die Wände, die zum „quasi“ gleichmäßigen Ausblasen angewandt wurden, einen Öffnungsdurchmesser der Größenordnung von ca. 1 mm oder größer. Trotz der Schwierigkeiten bei der Fertigung der Wände solcher Art ist das Thema der Strömung über Wänden mit Ausblasen oder Absaugen durch relativ große runde Öffnungen oder Spalten in Spannweitenrichtung viele Jahrzehnte lang von Interesse gewesen. In diesem Zusammenhang sind die Untersuchungen zur aktiven Strömungskontrolle, speziell zur Kontrolle der Strömungsablösung zu erwähnen. Ziel dieser Arbeiten war u.a., die abgelöste Strömung über der Hinterkantenklappe durch die gezielte Beeinflussung einschließlich periodischer Anregung bzw. durch Absaugen/Ausblasen so zu

beeinflussen, dass die Strömung wieder anlegt (Campbell 1976), (Tinapp 2001), (Guenther 2007), (Friederich 2008).

In den weiteren Unterkapiteln wird eine kurze Übersicht über einige wichtige numerische und experimentelle Untersuchungen zur gezielten Beeinflussung der Strömungsgrenzschicht über einer durchlässigen Wand dargestellt.

2.5 Numerische Untersuchungen zur Beeinflussung der Grenzschicht durch gleichmäßiges Absaugen/Ausblasen

Im Jahre 1965 haben Catherall u. a. aus dem Aerodynamics Department, Royal Aircraft Establishment, Farnborough, Hants (Catherall 1965) die analytische und dimensionslose Analyse der inkompressiblen Strömung mit vernachlässigbarem Druckgradient über einer durchlässigen ebenen Platte mit gleichmäßigem Ausblasen mit hoher Genauigkeit durchgeführt. Bei dieser Untersuchung wurde eine neue Vorgehensweise für eine Grenzschicht-Theorie eingesetzt. Dabei wurde die Strömungsgrenzschicht in drei Zonen unterteilt und zwar in eine Außenzone, in der die dimensionslose Geschwindigkeit u viel größer als die dimensionslose Entfernung vom Plattenanfang bis zum Ablösungspunkt x^* ist, eine zentrale Zone, in der $u \sim x^*$ ist, und eine innere Zone, in der $u \ll x^*$ ist. Aus den Lösungen für die zentrale und innere Zone folgt der Reibungswiderstand als

$$\tau_0 \approx \left(\frac{x^*}{\ln(1/x^*)} \right)^2, \text{ während } x^* \rightarrow 0. \quad (2.1)$$

Es wurde herausgefunden, dass das Ausblasen den Reibungswiderstand reduziert, bis die Strömung sich von der Platte ablöst. Die Forscher haben weiterhin festgestellt, dass die viskose Unterschicht durch die Trennung der Strömung von der Platte verschoben wurde und dass die Verschiebungsgröße von der Ausblasrate abhängig ist. Es wurde auch festgestellt, dass je größer die Ausblasmenge pro Zeiteinheit ist, desto schneller die Trennung der Strömung von der durchlässigen Oberfläche erfolgt.

Grin (Grin 1967) zeigte 1967 am Beispiel des Ausblasens aus einem engen Spalt, dass die Wirkung des Ausblasens auf die Schubspannung nur direkt hinter der Ausblasstelle effektiv ist. Mit der zunehmenden Entfernung von der Ausblasstelle fiel die Effektivität des Ausblasens bei der Reduzierung der Wandschubspannung exponential ab. Daraus folgt, dass der Einsatz des Ausblasens längs der Oberfläche stromab wiederholt

werden muss, um den Reibungswiderstand entlang der Oberfläche insgesamt zu vermindern. Da die Wirkung des Ausblasens auf die Strömung direkt in Wandnähe jedoch nicht über der ganzen Dicke der Grenzschicht lokalisiert wurde, wurde eine kleine Ausblasrate von 6 % der Strömung durch die Grenzschicht empfohlen, um den Energieverbrauch für das Ausblasen zu minimieren.

Da eine genaue Berechnung der Grenzschicht über einer Wand mit einigen Tausenden kleinen Öffnungen pro Quadratcentimeter, durch die ausgeblasen wird, einen riesigen Zeitaufwand erfordert, wird aus diesem Grund die Grenzschicht über der Wand entweder für den Fall eines gleichmäßigen Ausblasens oder für den Fall des Ausblasens nur durch einige einzelne Öffnungen berechnet.

Das Ausblasen von vier Reihen mit Mikro-Öffnungen in die Grenzschicht über der ebenen Platte in einer Unterschallströmung (Machzahl bis zu ca. 0.7) wurde 1998 von Lin u. a. (Lin 1998) durch numerische Simulation untersucht. Die Mikro-Öffnungen in den Reihen waren versetzt und hatten einen Durchmesser von $1/65.5$ der Grenzschichtdicke. Die durchgeführte Simulation nutzte die gemittelten konservativen Navier-Stokes Gleichungen sowie die Energie-Gleichung für kompressible Strömungen für eine niedrige Reynoldszahl und das $k-\omega$ /SST-Turbulenz-Modell. Die Gleichungen wurden durch den Einsatz der zellzentrierten Finite-Elemente-Methode (FEM) zweiter Ordnung des exakten Roe Fluss-Differenz-Splittings mit lokaler Zeitabstufung und gepatchten/überlappten strukturierten Gitter gelöst. Die Lösungen wurden für die 3D Strömung und die Wärmeübertragung über der Platte und in den Mikroöffnungen für drei Massenstromverhältnisse von 0, 0.0015, 0.015 und für adiabatische sowie isothermische Randbedingungen auf der Plattenoberfläche erhalten. Diese numerische Untersuchung war darauf fokussiert, wie das Mikro-Ausblasen die Wandreibung und die Wärmeübertragung an der umströmten Wandoberfläche beeinflusst.

Die meisten Untersuchungen zur Beeinflussung der Grenzschicht mittels gleichmäßigen Ausblasens wurden anfänglich vorwiegend für solche Fälle durchgeführt, bei denen die äußere Strömung und das Ausblasen mit dem gleichen Medium erfolgen. Im Fall, wenn das ausgeblasene Fluid sich von dem Medium der äußeren Strömung unterscheidet, können die Diffusionsphänomene einen wesentlichen Einfluss auf die Eigenschaften der Grenzschicht haben.

Wuest (Wuest 1962) publizierte 1962 die Ergebnisse seiner numerischen Untersuchung zu Zweistoffgrenzschichten. Zweistoffgrenzschichten können aber nicht nur beim Ausblasen eines anderen Gases, sondern beim Schmelzen und beim Verdampfen von festen Stoffen an der Wand oder durch die Dissoziation der Gasmoleküle bei hoher Temperatur, die durch die Reibung bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten ausge-

löst wird, entstehen. Zuerst hat Wuest seine Untersuchungen auf den Fall des Ausblasens eines Gases ohne Phasenumwandlung oder Dissoziation beschränkt. Durch diese Simulationen hat Wuest gezeigt, dass die Impulsgleichung im Fall der Zweistoffgrenzschichten wie bei Einstoffgrenzschichten unverändert angesetzt werden kann. Er hat auch gezeigt, dass zur Berücksichtigung des Wärmetransports durch die Diffusionsgeschwindigkeit sowie durch die thermische Diffusion die Energiegleichung noch um weitere Glieder erweitert werden muss. Dabei muss in den Randbedingungen berücksichtigt werden, dass der Konzentrationsgradient an der Wand mit der Ausblasgeschwindigkeit verknüpft ist.

Etwa 10 Jahre später hat Jaffe aus der Aerodynamics Research Group, Douglas Aircraft Company, Long Beach, California (Jaffe 1970) numerische Simulationen des Verhaltens der laminaren isothermischen Grenzschicht der Luftströmung mit Null-Druckgradient und mit Ausblasen verschiedener Gase in diese Grenzschicht durchgeführt. Bei diesen Simulationen wurden in die Grenzschicht Gase wie Luft, Helium und Kohlendioxyd gleichmäßig eingeblasen. Die Ergebnisse der Simulation haben gezeigt, dass die Massenübertragung und die großen Schwankungen der Fluidseigenschaften, die aus dem Konzentrationsgradienten im Gegensatz zum Temperaturgradient entstehen, auf die nicht homogene Grenzschicht eine beträchtliche Wirkung hat. Die Reduzierung des Reibungswiderstands wurde beim Ausblasen jedes dieser drei Gase in der abwärts gelegenen Richtung beobachtet. Die höchste Effektivität des Ausblasens bei der Widerstandsreduzierung wurde im Fall des Ausblasens von Helium erreicht. Diese wurde durch das leichtere Molekulargewicht von Helium im Vergleich zur Luft und zum Kohlendioxyd erklärt.

Laut der von Park und Choi (Park 1999) durchgeführten direkten numerischen Simulation des gleichmäßigen Ausblasens oder Absaugens an einem quer zur Strömung gerichteten Spalt auf die turbulente Grenzschicht werden der Reibungswiderstand und die wandnahe Turbulenz wesentlich verändert. Unter der Wirkung des Ausblasens nimmt die Schubspannung bzw. der Reibungswiderstand schnell ab und nach der Spalte erreichen sie ihre vorherige Größenordnung nur langsam wieder. Die Quer-Wirbel werden durch das Ausblasen von der Wand fortgeschoben und dadurch wird deren Wechselwirkung mit der Wand abgeschwächt. Dementsprechend werden die verschobenen Wirbel in der Richtung stromabwärts über der Spalte stärker und hinter der Spalte mehr geneigt und gestreckt. Die viskose Diffusion über der Spalte wird beim Ausblasen kleiner. Die Turbulenzintensitäten sowie der Reibungswiderstand nehmen stromabwärts hinter der Spalte wieder zu. Die Geschwindigkeitsschwankungen und Reynoldsschen Schubspannungen reagieren auf das Ausblasen schnell, erlangen aber

hinter dem Spalt im Gegensatz zu dem Fall des Ansaugens ihre Größenordnung langsam wieder. Hinter dem Bereich des Ausblasens oder des Ansaugens erlangt nur die Querstrom-Turbulenzkomponente ihre Intensität schnell wieder, während die Reynoldssche Schubspannung und die anderen Komponenten der Turbulenz erst in einiger Entfernung von diesem Bereich dieses Verhalten zeigen.

Die Ergebnisse der numerischen Simulation von Park und Choi dienen als Motivation für weitere Experimente mit regelmäßigem Ausblasen, um die Wechselwirkung zwischen den Strömungswirbeln und der Wand zu minimieren und den Reibungswiderstand zu reduzieren (Chung 2002), (Clark 2004), (Cuhadaroglu 2007), (Kornilov 2011).

2.6 Experimentelle Untersuchungen zur Beeinflussung der Grenzschicht durch gleichmäßiges Absaugen/Ausblasen

2.6.1 Experimente an Wänden aus gesinterten Materialien

Die erste Welle von experimentellen Untersuchungen zur Beeinflussung der Grenzschicht durch Transpiration an durchlässigen Wänden aus rein porösen Materialien wie z.B. "Porosint" (gesinterte Bronze) oder "Vyon" (gesintertes Polyethylen) ist in den 50-ern Jahren des letzten Jahrhunderts entstanden. Zu dieser Zeit gehören z.B. die durch die NACA geförderten Untersuchungen von Mickley (Mickley 1954), (Mickley 1957) vom Massachusetts Institute of Technology und von Brunk (Brunk 1957) vom Lewis Flight Propulsion Laboratory, Cleveland, Ohio.

Mickley hat die Wirkung des gleichmäßigen Luftausblasens auf die Grenzschicht über einer porösen ebenen Platte experimentell untersucht. Diese Experimente wurden unter den folgenden Bedingungen durchgeführt:

- freie Strömungsgeschwindigkeiten U von 5 bis 18 m/s
- Reynoldszahlbereich Re_x von 4×10^4 bis 3×10^6
- Ausblasrate $\frac{v_w}{U}$ von 0, 0.001 bis 0.010.

Dabei wurden die Geschwindigkeitsprofile und die Wandreibungen ermittelt. Die Reibungsbeiwerte wurden aus den experimentellen Werten mittels der Impuls-Gleichung von Karman berechnet:

$$\frac{d\delta_2}{dx} - \frac{v_w}{U} + \left(2 + \frac{\delta_1}{\delta_2}\right) \frac{\delta_2}{U} \frac{dU}{dx} = \frac{\tau_w}{\rho U^2} = \frac{c_f}{2}, \quad (2.2)$$

wobei δ_1 und δ_2 die Verdrängungs- und die Impulsverlustdicke bedeuten.

Im Fall des Ausblasens $\frac{v_w}{U} > 0$ haben die experimentellen Ergebnisse von Mickley eine Reduzierung des Reibungswiderstands um 15 bis zu 30 Prozent gezeigt.

Der Einfluss des Ausblasens durch eine poröse Wand aus gesinterter Bronze mit Luft als Kühlmittel wurde von Brunk (Brunk 1957) in einem Windkanal, durch den heiße Luft strömte, untersucht. Die Experimente wurden in einer turbulenten Strömung und entweder unter einer konstanten Ausblasrate oder unter einer konstanten Wandtemperatur durchgeführt. Die Machzahl betrug etwa 0.6 an dem Stromaufwärts-Rand der porösen Platte und nahm in der abwärts gelegenen Richtung zu. Die freie Strömung hatte die Temperatur von etwa 1177 °C, und die Temperatur der Kühlmittel lag entweder im Bereich von 101 bis 10 °C oder im Bereich von -407 bis -48 °C.

Da sich die Durchlässigkeit der Wand aus gesinterter Bronze bei diesen Experimenten sowohl mit der Zeit als auch mit der Position an der Wand änderte, war es schwierig, die gewünschten Parameter des Ausblasens stabil zu halten. Dennoch bestand eine bestimmte Korrelation zwischen der Temperatur der porösen Wand und der Ausblasrate. Mit zunehmender Ausblasrate bzw. mit der Erhöhung der Durchflussmenge des ausblasenden Kühlmittels nahm die Wandtemperatur ab. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Simulation der Transpiration in die turbulente Grenzschicht über der isothermischen Wand, hat nur die qualitative Übereinstimmung gezeigt. Das war zu erwarten, weil einige wichtige Annahmen der Simulation in der experimentellen Anordnung nicht völlig erfüllt werden konnten. Darüber hinaus konnten die damaligen Methoden der Untersuchung und die Messtechnik keine ausreichende Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Messergebnisse liefern, um die Entwicklung und das Verhalten der turbulenten Grenzschicht über der durchlässigen Wand sowohl ohne als auch mit Ausblasen in vollem Maße erklären zu können.

Zahlreiche Experimente zum Einfluss der Transpiration auf die Grenzschicht über der aus porösem Material gefertigten Wand wurden in den 60-er Jahren auch an der Universität Stanford mit Unterstützung der NASA sowie an der Universität Cambridge durchgeführt.

Die Wirkung des gleichmäßigen Ausblasens und Absaugens auf die turbulente Strömung mit einem Null-Druckgradient erforschten Simpson u.a. (Simpson 1969) von der Universität Stanford. Sie haben festgestellt, dass das gleichmäßige Ausblasen den Reibungswiderstand reduziert, während das Ansaugen ihn vergrößert. Auf Basis der Er-

gebnisse der zahlreichen Experimente wurde geschlussfolgert, dass die Öffnungsgröße und der Abstand zwischen den Öffnungen so klein wie möglich gemacht werden müssen, um zu garantieren, dass die Trägheitskräfte des eingeblasenen Fluids im Vergleich zu den viskosen Kräften in der Grenzschicht klein sind. Für die turbulente Strömung wurde festgestellt, dass der Reibungsbeiwert $\frac{c_f}{2}$ eine Funktion der lokalen Reynoldszahl mit der Impulsverlustdicke Re_θ und des Ausblasparameters B ist. Für eine konstante Re_θ wurde das Verhältnis $\frac{c_f}{c_{f0}}$ als eine empirische Funktion des Ausblasparameters B angegeben

$$\frac{c_f}{2} = 0.013 \left[\frac{\ln|1+B|}{B} \right]^{0.7} (Re_\theta)^{-\frac{1}{4}}. \quad (2.3)$$

Gleichzeitig mit den Experimenten von Simpson u.a. (Simpson 1969) zum Einfluss der Transpiration auf die Strömung über der ebenen Platte haben Julien u.a. (Julien 1969) weitere Experimente zu dieser Thematik durchgeführt. Die Forschung der Gruppe von Julien konzentrierte sich aber auf die turbulente Strömung mit Beschleunigung bzw. mit positivem Druckgradient ($dp/dx > 0$). Die durchlässige Wand wurde wieder aus gesinterter Bronze gefertigt und besaß eine Porosität von ca. 40%. Die Rauigkeit der Wandoberfläche erreichte bis zu 200 Mikro-Zoll (RMS). Diese Untersuchungen haben bestätigt, dass das Ausblasen den Reibungswiderstand vermindert, wohingegen das Ansaugen ihn vergrößert.

Ähnliche Ergebnisse bei der Untersuchung des Einflusses der Transpiration auf die turbulente Grenzschicht wurden auch an der Universität Stanford von Kays erhalten (Kays 1975).

Die kompressible turbulente Grenzschicht über der ebenen durchlässigen Platte mit Ausblasen von Luft wurde zuerst von Jeronim (Jeromin 1966) und einige Jahre später von Squire (Squire 1968) von der Universität Cambridge experimentell untersucht. Die Entwicklung der turbulenten Grenzschicht wurde bei Machzahlen 2.5 und 3.5 für den Fall ohne Ausblasen und für den Fall mit Ausblasen für drei verschiedene Ausblasraten ohne und mit Berücksichtigung von Wärmeübertragung ermittelt. Durch diese Experimente wurde gezeigt, dass der voll turbulente Teil der kompressiblen Grenzschicht im Bereich, in dem das „Gesetz der Wand“ gilt, durch das Ausblasen bis zum Wert der inkompressiblen Strömung reduziert werden kann. Das Ausblasen deformiert

die Grenzschicht ähnlich wie bei der Wirkung des negativen Druckgradienten auf die Grenzschicht ohne Transpiration. Mit zunehmendem Massenstrom des Ausblasens hat die durch das Ausblasen ausgelöste Deformation der Grenzschicht die Reduzierung des Reibungsbeiwerts und die Verlangsamung des Wachstums der Grenzschicht immer stärker zur Folge.

Etwa 10 Jahre später hat Thomas (Thomas 1974) die Experimente zum Ausblasen der Luft in die kompressible turbulente Grenzschicht fortgesetzt. Bei diesen Experimenten wurde die Strömung zwischen den Machzahlen 2 und 3 variiert und die Ausblasrate betrug zwischen 0.1% und 0.3 % der freien Strömung über der Platte. Im Fall des Ausblasens wurde eine erkennbare Reduzierung des Reibungswiderstands sowohl für die Strömung mit negativem als auch mit positivem Druckgradient registriert. Dabei wurde festgestellt, dass höhere Ausblasraten einen niedrigeren Reibungswiderstand über der ganzen Länge der Platte erzeugen. Bis zu 50 % der Verminderung des Reibungswiderstandes war möglich bei der höchsten Ausblasrate.

Eine weitere Reihe von Experimenten zum Einfluss des verteilten Ausblasens auf die turbulente Grenzschicht einer inkompressiblen Strömung über einer durchlässigen Wand wurde von J. McQuaid (McQuaid 1967) ebenfalls von der Universität Cambridge durchgeführt. Bei diesen Experimenten wurde das Verhalten der Grenzschicht entlang einer porösen ebenen Platte unter verschiedenen Bedingungen ermittelt. Die poröse Wand wurde aus „Vyon“ (gesintertes Polyäthylen) gefertigt. Die Experimente, die auf das Luft-in-Luft-Ausblasen ohne Wärmeübertragung eingeschränkt waren, haben sowohl die Strömungen mit Null- als auch mit Nichtnulldruckgradient umfasst. Die Entwicklung der Grenzschicht wurde für Ausblasraten $F \sim \frac{v_w}{U}$ zwischen 0 und 0.008

bei einer Geschwindigkeit der freien Strömung von 50 und 150 ft/sec ermittelt. Die aerodynamische Glätte der verwendeten porösen Wandoberfläche wurde in diesen Experimenten berücksichtigt.

Auch an der Universität Cambridge wurde die turbulente Grenzschicht einer Strömung mit einem vernachlässigbaren Druckgradient und mit homogenem Ausblasen von Kohlendioxyd durch die poröse Wand von Dunbar (Dunbar 1971) untersucht. Die Geschwindigkeits-, die Temperatur- und die Konzentrationsprofile wurden an verschiedenen Positionen entlang der durchlässigen Testoberfläche gemessen. Aus diesen Ergebnissen wurden der Reibungswiderstand und die Schubspannung in der Grenzschicht ermittelt.

Diese, als auch frühere und spätere Untersuchungen zum Einfluss des gleichmäßigen Ausblasens auf die turbulente Grenzschicht haben die Reduzierung des Reibungswi-

derstandes in verschiedenen Strömungen bestätigt, siehe (Black 1958), (Pappas 1965), (Marriot 1974).

2.6.2 Ausblasen durch eine gleichmäßig perforierte Wand

Mit der Entwicklung des Laserbohrens ist es in den 90-ern Jahren des letzten Jahrhunderts möglich geworden, Öffnungen sehr kleinen Durchmessers bis in den Mikrometerbereich in einer festen Wand wie z.B. eine Metallplatte zu bohren. Das war ein Grund, um neue Untersuchungen zur Beeinflussung der Strömung durch gleichmäßiges Ausblasen durchzuführen. Zu dieser Zeit wurden viele Experimente mit der nach der neuen Methode hergestellten durchlässigen Wand am NASA Forschungszentrum in Cleveland, Ohio gemacht. Bei diesen Experimenten wurde eine durch einen Laserstrahl gleichmäßig perforierte Metallplatte zum ersten Mal als durchlässige Wand verwendet. Mehrere auf diese Weise perforierte Edelstahlplatten mit verschiedenen Parametern wurden getestet. Bei einer Durchlässigkeit der perforierten Stahlplatten von bis zu 50 % betrug der minimale Durchmesser der Öffnungen ca. 60 μm . Aufgrund der kleinen Größe der Öffnungen und der kleinen Ausblasraten wurde dieses Verfahren zur Strömungsbeeinflussung mittels gleichmäßigen Ausblasens durch die uniform perforierte Wand als „Mikro-Ausblas-Technik“ (eng. Micro-Blowing Technique, MBT) (Hwang 1996) benannt und patentiert (Hwang 1998). In zahlreichen Experimenten hat Hwang nicht nur den Einfluss der Ausblasparameter, sondern auch den Einfluss der Plattenparameter wie z.B. Porosität, Durchmesser der Öffnungen oder Aspektverhältnis auf die Eigenschaften der Grenzschicht untersucht.

Durch seine Experimente hat Hwang (Hwang 1996) das Potential der MBT zur Reduzierung des Reibungswiderstandes in Unterschallströmungen demonstriert. Die ersten Experimente wurden mit fünf porösen Platten der Durchlässigkeit von 21 % bis 50 %, einem Durchmesser der Öffnungen zwischen 0.06 mm und 0.381 mm und einer Dicke zwischen 0.152 mm und 1.020 mm, durchgeführt. Jede Platte wurde im Windkanal bei Machzahlen zwischen 0.3 und 0.7 und bei Ausblasraten zwischen 0 und 0.205 $\text{kg/m}^2/\text{sec}$ getestet. Dabei wurde für jeden Test der Reibungswiderstand ermittelt und mit dem Reibungswiderstand der festen ebenen Platte verglichen. Bei diesen Experimenten wurde festgestellt, dass die MBT nur für ein Aspektverhältnis (Plattendicke/Öffnungsdurchmesser) größer als 4 effektiv ist. Bei den höchsten Ausblasraten wurde der Reibungswiderstand für einige getestete Platten um bis zu 35 Prozent reduziert.

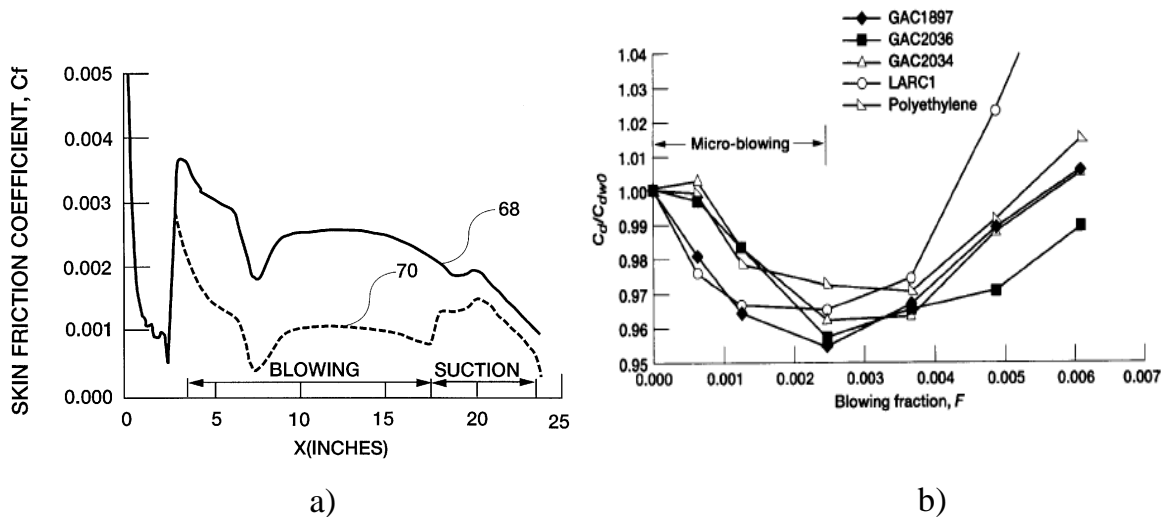


Abbildung 2.2: Ergebnisse der experimentellen Untersuchung von Hwang. a) Reibungswiderstand der Motorgondel mit Mikro-Ausblasen (70) und Absaugen (68), (Hwang 1998); b) Reduzierung des turbulenten Reibungswiderstands in der Überschallströmung in Abhängigkeit von der Ausblasrate für perforierte Platten verschiedener Parameter, (Hwang 2000).

Ein Jahr später haben Hwang und Biesiadny (Hwang 1997) die Verluste, die durch die Erhöhung des Druckwiderstandes während des Mikro-Ausblasens hervorgerufen werden, in der Unterschallströmung bewertet. Für diese Zwecke wurden die porösen Platten der Durchlässigkeit zwischen 4 % und 50 %, einem Durchmesser der Öffnungen zwischen 0.01mm und 0.10 mm und einer Dicke zwischen 0.5 mm und 3.43 mm getestet. Der Gesamt-, der Druck- sowie der Reibungswiderstand der Platten wurden in der Strömung für einen Machzahl-Bereich zwischen 0.35 und 0.7 und für Ausblasraten zwischen 0 und 0.205 kg/m²/sec ermittelt. Für die Machzahl 0.7 wurde ein größerer Druckwiderstand beobachtet, da das Mikro-Ausblasen blockiert wurde. Die Autoren haben auch festgestellt, dass eine Reduzierung des Gesamtwiderstandes nur bei bestimmten Bedingungen zu erhalten ist. Eine davon ist, dass die Reduzierung des Reibungswiderstandes größer als die Zunahme des durch das Mikro-Ausblasen verursachten Druckwiderstandes sein muss. Der Gesamtwiderstand nimmt aber ab, bis die Ausblasrate einen bestimmten Wert erreicht. Der Gesamtwiderstand nimmt nach diesem Wert wegen der Zunahme des Druckwiderstandes zu, siehe Abbildung 2.2b.

In seiner nächsten Untersuchung hat sich Hwang auf die Reduzierung des turbulenten Reibungswiderstands in der Überschallströmung konzentriert (Hwang 2000). Die sieben Platten mit einer Durchlässigkeit wie bei den ersten Experimenten zwischen 4 %

und 50 %, einem Loch-Durchmesser zwischen 0.06 mm und 0.1651 mm und einer Dicke zwischen 0.23 mm und 1.016 mm, wurden in einer Strömung mit Machzahl 1.9 und für Ausblasraten zwischen 0 % und 0.4 % im Windkanal getestet. Für jede dieser sieben Platten wurde der Reibungswiderstand ermittelt und mit jener der festen ebenen Platte verglichen. Bei den höchsten Ausblasraten wurde eine Reduzierung des Widerstands bis zu 90 Prozent erreicht, siehe Abbildung 2.2. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Reduzierung des Reibungswiderstands durch das gleichmäßige Mikro-Ausblasen im Fall der Überschallströmung viel größer als im Fall der Unterschallströmung ist. Durch die Experimente in der Unterschall- (Hwang 1996) sowie in der Überschallströmung (Hwang 2000) wurde bestätigt, dass das Verhältnis des Öffnungsdurchmessers zur Plattendicke und die Durchlässigkeit der Platte einen großen Einfluss auf die Effektivität der Reduzierung des Reibungswiderstands haben. Die Anordnung der Öffnungen in der durchlässigen Wand ist jedoch weniger wichtig.

In den weiteren Experimenten zur Strömungsbeeinflussung durch Mikro-Ausblasen haben Hwang und Welch (Welch 2001) die Auswirkung des gleichmäßigen kontinuierlichen Ausblasens auf den Reibungs- und Gesamtwiderstand eines umströmten Profils in der turbulenten Strömung mit streng negativen Druckgradienten $dP/dx < 0$ untersucht. Diese Experimentenreihe wurde wie die erste Experimentenreihe im Machzahl-Bereich $0.3 < Ma < 0.7$ und für eine Ausblasrate von $0 \leq 2F/c_{f0} \leq 1.75$ durchgeführt. Bei dieser Untersuchung wurde die Blasius Gleichung

$$f''' = -\frac{1}{2} f \cdot f'', \quad (2.4)$$

wobei f die dimensionslose Stromfunktion und f'' , f''' deren Ableitungen bedeuten, von den Autoren für den Fall der Transpiration modifiziert und mit Randbedingungen, die die axiale Nullgeschwindigkeit an der Oberfläche enthalten $f'(0) = 0$, gelöst. Die Transpiration (das Ausblasen oder das Ansaugen) ergibt an der Oberfläche $f(0) = -2F\sqrt{\text{Re}_x}$ und in der freien Strömung $f'(\infty) = 1$. Aus den gefundenen Lösungen für die axialen Geschwindigkeitsprofile ist offensichtlich, dass das Ausblasen die Grenzschichtdicke vergrößert, die Wandschubspannung vermindert, und die Strömung selbst destabilisiert. Die Lösung der Blasius-Gleichung für das Ansaugen zeigt ein gegensätzliches Verhalten.

Die letzten Experimente von Hwang u.a. sowie andere Experimente haben gezeigt, dass der Reibungswiderstand der durchlässigen Wandoberfläche in der turbulenten Strömung mit einem ausgeprägten negativen Druckgradienten durch das gleichmäßige Mikro-Ausblasen ebenfalls reduziert werden kann. Der Gesamtwiderstand eines umströmten Profils war im Fall des Ausblasens signifikant niedriger als im Fall ohne Ausblasen. Bei ausreichender Ausblasrate war dieser sogar niedriger als der Gesamtwiderstand des Profils mit der festen Wandoberfläche. Die experimentellen Ergebnisse dieser letzten Untersuchung haben die gefundenen numerischen Lösungen der Blasius-Gleichungen für Strömungen mit Transpiration für die Impulsverlustdicke und die Verdrängungsdicke bestätigt. Die beiden Dicken werden durch das Ausblasen vergrößert. Darüber hinaus haben die Autoren in dieser Arbeit auf einige Nachteile des Ausblasens zur Beeinflussung der Grenzschicht hingewiesen: Es erhöht sich der Druckwiderstand, falls die Ausblasrate einen bestimmten Grenzwert überreicht.

Einige Jahre nach der Forschung zur Beeinflussung der Grenzschicht durch gleichmäßiges Mikro-Ausblasen, durch die NASA wurde eine Reihe von Untersuchungen zu dieser Thematik auch von anderen Forschern vorgenommen und veröffentlicht.

Kudriavtsev hat im Jahre 2001 Ergebnisse einer numerischen Simulationen der Strömung über einer ebenen porösen Wand mit Ausblasen präsentiert (Kudriavtsev 2001). Diese Ergebnisse haben eine erhebliche Reduzierung des Widerstandes im Fall des Ausblasens im Vergleich zum Fall der festen Wand gezeigt. Mittels der numerischen Experimente wurde gezeigt, dass man durch die Parameter des Ausblasens und den Charakter der Wanddurchlässigkeit die Verminderung der Schubkraft bzw. des Reibungswiderstands der durchlässigen Wand kontrollieren kann. Die von Kudriavtsev präsentierten Ergebnisse haben auch gezeigt, dass die Gleichmäßigkeit des Ausblasens sehr kritisch für die Reduzierung des Widerstands ist. Die Ungleichmäßigkeit oder die Asymmetrie des Ausblasens kann eine unkontrollierbare Wechselwirkung zwischen der Quer- und der freien Strömung verursachen.

Eine dreidimensionale Simulation (large-eddy simulation, LES) sowohl von einzelner als auch von mehreren Strahlen einer Querströmung (jet-in-cross-flow, JICF) wurde von Menon und Feiz 2005 (Menon 2005) durchgeführt. Diese Simulation wurde mit dem Einsatz einer 19-Bit-Gitter Boltzmann Gleichung (Lattice Boltzmann Equation, LBE) in Verbindung mit der konventionellen Finiten-Elemente-Methode (FEM) realisiert.

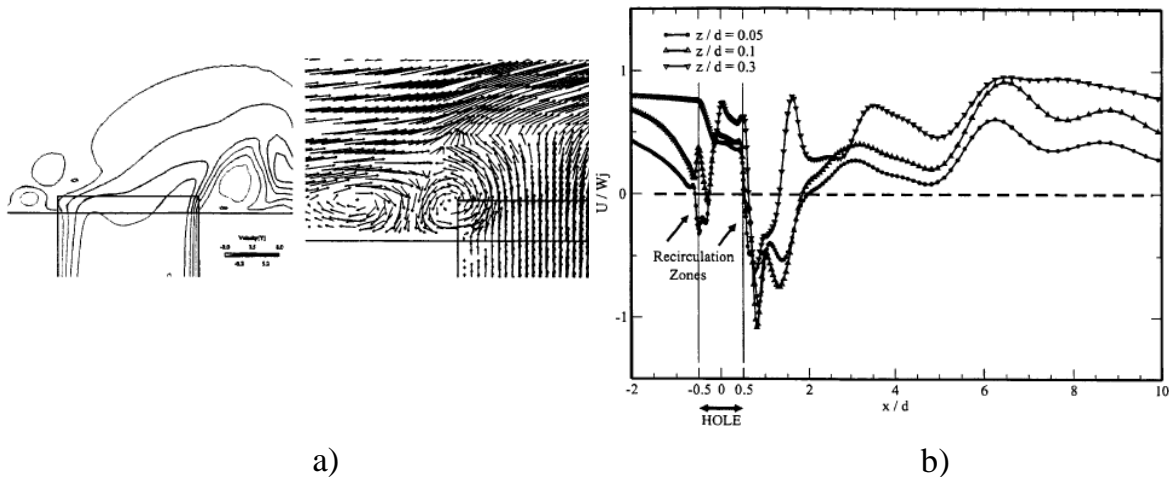


Abbildung 2.3: Ergebnisse der LES-Simulation eines einzelnen Strahls in der Querströmung von Menon (Menon 2005). a) Die Geschwindigkeitskonturen in der Wirbelzone und die weitere stromabwärts-Strömungsbewegung; b) Die in der Strömungsrichtung normalisierten Strömungsgeschwindigkeiten bei $z/d = 0.05, 0.1, 0.3$ für $R = 1$.

Die gekoppelte LBE-FV-Methode der LBE LES und die FV-LES Methode wurden verwendet, um die Strömung innerhalb des Düsenstrahls und der Querströmung zu simulieren. Das Ziel der durchgeführten Simulation war die Anwendung der Mikro-Ausblas-Technik für die Kontrolle des Widerstands. Diese numerische Untersuchung lehnte sich an die Parameter der experimentellen Untersuchung von Hwang an NASA/GRC (Hwang 2004). Die Strömung innerhalb der Mikro-Ausblas- und der Ansaugöffnungen wurde mit der hohen Auflösung ohne FE Zeitschrittverengung aufgelöst. Die Ergebnisse der Simulation für einen einzelnen Strahl im Fall der Querströmung (Abbildung 2.3) haben eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und der vollen LBE-LES Simulation aufgewiesen. Nachher wurde die MBT über der ebenen Platte mit einer Durchlässigkeit von 25 % und für 9 Strahlen der Querströmung in der kompressiblen freien Strömung bei einer Machzahl 0.4 simuliert. Dabei wurde gezeigt, dass die MBT die wandnahen Wirbel unterdrückt und den Reibungswiderstand in Abhängigkeit von der Ausblasrate um bis zu 50 Prozent reduziert.

2.7 Zielsetzung der Arbeit

Die gezielte Beeinflussung der turbulenten Grenzschicht mit Hilfe des gleichmäßigen kontinuierlichen Ausblasens ist eine effektive Methode zur Verminderung der Wand-

schubspannung bzw. zur Reduzierung des Reibungswiderstands der umströmten Wandoberfläche. Die im Literaturüberblick dargestellten Untersuchungen haben das sowohl durch numerische Simulationen als auch durch zahlreiche Experimente bestätigt. Obwohl diese Untersuchungen sehr viel zum Verständnis der über der durchlässigen Wand auftretenden Strömungsphänomene gebracht haben, bleiben trotzdem noch offene Fragen. Die Simulationen solcher Strömungen können dabei nur bedingt helfen, da die genutzten Strömungsmodelle einer Validierung bedürfen.

Sowohl bei den Untersuchungen zum Ausblasen durch die durchlässige Wand aus den rein porösen Materialien als auch bei den Untersuchungen zum Ausblasen durch die durchlässige Wand wie die perforierte Edelstahlplatte wurde das Ausblasen in beiden Fällen wie eine gleichmäßig verteilte Querströmung betrachtet. Abhängig davon, ob es durch die gesinterten Materialien oder durch die perforierte Platte ausgeblasen wird, wird das reale Ausblasen entweder chaotisch oder streng geordnet, der Ordnung der Öffnungen in der Wand entsprechend, verteilt.

Die Entwicklung neuer Untersuchungsmethoden sowie neue Vorgehensweisen des Einsatzes bekannter Methoden erlauben aus den experimentellen Daten neue Informationen zum Verständnis des Verhaltens der Grenzschicht über durchlässigen Wänden mit Ausblasen zu gewinnen.

Die dargestellte Arbeit wird die bislang noch nicht untersuchten Einflüsse des gleichmäßigen kontinuierlichen Ausblasens durch die durchlässige Wand mit Bienenwabensform-Verteilung der Mikro-Öffnungen auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht behandeln. Dabei wird auch die wechselseitige Beeinflussung von freier Strömung, Ausblasen und durchlässiger Platte untersucht. In erster Linie werden die experimentellen Untersuchungen zum Einfluss des kontinuierlichen Ausblasens auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht durchgeführt. Die Experimente werden an einer ebenen Platte, die einen durchlässigen Bereich enthält, im Göttinger Windkanal des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungslehre an der Brandenburgische Technische Universität Cottbus-Senftenberg gemacht. Die durch einen Elektronenstrahl gleichmäßig perforierte Edelstahlplatte wird als die durchlässige Wand bei allen Experimenten dieser Untersuchung eingesetzt.

Dabei soll vor allem das Verhalten der turbulenten Grenzschichtströmung im wandnahen Bereich über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen mit experimentellen Methoden detailliert untersucht werden.

Der Einfluss des gleichmäßigen Ausblasens sowie der Temperatur des ausblasenden Fluids auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht wird in dieser Arbeit hin-

sichtlich des oben dargestellten Literaturüberblicks in erster Linie zwecks der Validierung des Verfahrens zur Beeinflussung der Grenzschicht untersucht.

Das Temperaturfeld der Oberfläche der durchlässigen Wand mit Ausblasen in eine äußere Strömung wird durch eine Wechselwirkung von beiden genannten Strömungen gebildet. Aus diesem Grund ist diese Art der Visualisierung des Temperaturfelds eine indirekte Visualisierung, mit der die Wirkung der äußeren Strömung auf die umströmte Wand dargestellt werden kann. Mit Hilfe der thermografischen Untersuchungen konnten neue Kenntnisse über die Grenzschichtphänomene einer umströmten durchlässigen Wand mit Ausblasen unter verschiedenen Bedingungen gesammelt werden.

Zur Lösung der genannten Aufgaben sollen in dieser Arbeit neue Vorgehensweisen der Untersuchung zur Beeinflussung der Grenzschicht durch das gleichmäßige kontinuierliche Ausblasen eingesetzt werden. Diese umfassen die zwei wichtigen Methoden:

- Einsatz berührungsloser Messverfahren bzw. LDA einschließlich einer Strahlerweiterung für den Messkopf,
- Einsatz einer IR-Kamera zur Visualisierung des Einflusses des Ausblasens auf das Temperaturfeld der durchlässigen Wandoberfläche in der äußeren Strömung.

Der Grund dafür liegt darin, dass zum einen berührungslose Messverfahren die wandnahe Strömung, die gegenüber verschiedenen Störungen sehr empfindlich ist, durch eine Messsonde nicht gestört wird. Zum zweiten lässt sich durch den Einsatz einer Strahlerweiterung für den LDA-Messkopf das Messvolumen erheblich kleiner machen und damit die räumliche Auflösung des Messverfahrens so erhöhen, dass ein Bereich der durchlässigen Wandoberfläche bis zur Mikrometer-Größe untersucht werden kann. Zum dritten liefert die Visualisierung des Temperaturfelds der durchlässigen Wandoberfläche neue Kenntnisse für eine qualitative Analyse der Strömungsverhältnisse über dieser Wand.

3 Theoretischer Hintergrund

3.1 Turbulente Strömungen

Die meisten in der Technik auftretenden Strömungen sind turbulent. Es handelt sich sowohl um räumliche und zeitliche Instabilität als auch um Wirbelbewegungen verschiedener Skalen, die durch eine kontinuierliche Mischung einfacher Strömungen verursacht sind. Eine turbulente Strömung kann infolge der Wirkung der Reibungskraft an der Oberfläche einer umströmten stationären Wand oder infolge der Wechselwirkung zwischen Strömungen mit verschiedenen Geschwindigkeiten entstehen. Eine turbulente Strömung ist dadurch charakterisiert, dass ihre Geschwindigkeit und der Druck in einem räumlich fixierten Punkt mit der Zeit instabil sind. Diese Art von Instabilität bei ständigem Zustandswechsel führt dazu, dass eine turbulente Strömung sich nur durch eine Parameterreihe charakterisieren lässt. Zu diesen Parametern gehören:

1. Unregelmäßigkeit. Eine turbulente Strömung ist unregelmäßig, ungeordnet bzw. chaotisch und zufällig. Trotz chaotischen Verhaltens ist die Turbulenz deterministisch und lässt sich durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben. Viele probabilistische Turbulenzmodelle erlauben, die wichtigsten Parameter der turbulenten Strömung wie Geschwindigkeit, Temperatur und Druck zu ermitteln.
2. Diffusionsfähigkeit. Eine Diffusionserhöhung verursacht eine Steigerung der Wandschubspannung in der inneren Grenzschicht und hat eine Vergrößerung des Reibungswiderstandes zur Folge.
3. Dissipation bzw. Leistungsverlust. Die kinetische Energie der Strömung wird sehr schnell in innere Energie der kleinen Wirbel bzw. Turbulenzballen umgewandelt.
4. Dreidimensionalität. Die turbulente Strömung ist immer dreidimensional. Es bedeutet, dass man nur im Fall über der Zeit gemittelter Gleichungen die turbulente Strömung als teilweise zweidimensionale betrachten kann. In der Realität ist keine von den Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit jemals gleich Null.
5. Kontinuität. Eine Änderung der Turbulenzparameter findet ohne Unterbrechung statt. In der turbulenten Strömung verstärken sich einige Prozesse und andere Prozesse schwächen sich gleichzeitig ab.

6. Große Reynolds-Zahlen. Eine turbulente Strömung erscheint im hohen Reynolds-Zahl-Bereich.

3.1.1 Turbulenzentstehung. Turbulenzgrad. Spannungen der turbulenten Grenzschichtströmung

Wie gerade oben gesagt wurde, ist eine turbulente Strömung sehr kompliziert und ist von vielen Parametern und Randbedingungen abhängig. Das Thema der turbulenten Strömung ist seit Jahrhunderten aktuell, siehe z.B. das Bild von Leonardo da Vinci „Old man contemplating the flow of water around a stake“. Sehr viele Bücher sind voll oder teilweise dem Thema der turbulenten Strömung gewidmet. In einer Sonderreihe stehen hier die Werke von Schlichting (Schlichting 2006), Hinze (Hinze 1975), Rotta (Rotta 2010), Cebeci (Cebeci 2004) sowie White (White 1991).



Leonardo da Vinci „Old man contemplating the flow of water around a stake“.

In diesem Unterkapitel werden nur einige grundlegende Momente der Turbulenztheorie und zwar die turbulente Strömung eines homogenen Fluids mit $p = \text{const}$ und $T = \text{const}$ behandelt. Diese wird auf Basis des entsprechenden Kapitels des Werks von Truckenbrodt (Truckenbrodt 2008) gemacht.

Unter gegebenen Voraussetzungen wie z.B. große Re-Zahlen wird die Laminarströmung instabil und schlägt in die turbulente Strömungsform um. Zur Erklärung dieses Phänomens kann man theoretisch folgendermaßen vorgehen. Die kleinen

Störungen überlagern sich zu Beginn der laminaren Strömung. Nehmen diese Störungen mit der Zeit ab, ist die Laminarströmung stabil. Im Gegenfall - mit Zunahme der Störungen geht sie einen instabilen Zustand über und kann in die turbulente Form umschlagen.

In der weiteren Betrachtung des Stabilitätsproblems wird die ebene Strömung eines dichtebeständigen Fluids mit konstanter Viskosität angenommen.

Die stationäre laminare Grundströmung hat die Geschwindigkeitskomponenten $\bar{u}(x, y), \bar{v}(x, y)$ und den Druck \bar{p} . Im Fall einer turbulenten Strömung werden diese Komponenten sowie der Druck von den Störkomponenten $u'(t, x, y), v'(t, x, y), p'(t, x, y)$ überlagert. Die entsprechenden Werte der gestörten Strömung sind

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad p = \bar{p} + p'. \quad (3.1)$$

Dabei sollen u', v', p' sehr viel kleiner als u, v, p sein. Für die Vereinfachung der Betrachtung wird als Grundströmung die einfache Scherströmung $\bar{u} = \bar{u}(y), \bar{v} = 0$ angenommen.

Bei der ebenen Strömung folgt das vereinfachte System der Navier-Stokesschen Bewegungsgleichungen für die Strömung eines homogenen Fluids zur Berechnung von $v_x = u(t, x, y), v_y = v(t, x, y), p(t, x, y)$ mit $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ als kinematischer Viskosität:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3.4)$$

Während die Kontinuitätsgleichung (3.2) erfüllt ist, gilt mit $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0 = \frac{\partial \bar{v}}{\partial t}, u = 0$ für die Impulsgleichungen (3.3) und (3.4)

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}, \quad (3.5)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \quad (\text{Grundströmung}) \quad (3.6)$$

Für die Störbewegung folgt aus (3.2) – (3.4) nach Einsetzen von (3.1) und (3.5), (3.6) das Gleichungssystem für u' , v' und p'

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} \right), \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} \right) \quad (3.9)$$

Bei der Herleitung von (3.8) und (3.9) wurde entsprechend der getroffenen Annahme über die Größe der Störgeschwindigkeiten berücksichtigt, dass $u' \ll u$ ist. Weiterhin wird in (3.9) das quadratische Glied $v' \frac{\partial v'}{\partial y}$ als klein vernachlässigt. Zu den drei Gleichungen der Störbewegung für u' , v' , p' treten noch die kinematischen Randbedingungen, wonach u' und v' z. B. an der festen Berandung der Strömung (Rohr, Platte) verschwinden müssen.

Der Störungsgrad der Fluidsströmung kann quantitativ durch den zeitlichen Mittelwert der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten gemessen werden. Als Maß für die Störungen in einer Fluidsströmung führt man den Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{1}{U_\infty} \sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} \quad (3.10)$$

ein, wobei U_∞ die Geschwindigkeit der Grundströmung (z.B. Geschwindigkeit in der Messtrecke des Windkanals) und $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$ die zeitlichen Mittelwerte für die drei Komponenten der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit bedeuten. Für eine Windkanalströmung ist im Allgemeinen in einiger Entfernung hinter den Sieben sog. *isotrope Turbulenz* vorhanden, d.h. eine turbulente Strömung, für welche die mittlere Geschwindigkeitsschwankung in allen drei Koordinatenrichtungen gleich ist:

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (3.11)$$

In diesem Fall kann man die Schwankung in der stromab bzw. axialen Richtung u' allein als maßgeblich für den Turbulenzgrad betrachten

$$Tu = \frac{1}{U_\infty} \sqrt{\overline{u'^2}}. \quad (3.12)$$

Die durch die turbulente Schwankungsbewegung zusätzlich hervorgerufenen Spannungen kann man nach Truckenbrodt (Truckenbrodt 2008) als

$$\overline{\tau'_{ii}} = -\rho \overline{v_i'^2} \quad (i=1,2,3), \quad (3.13)$$

$$\overline{\tau'_{ij}} = -\rho \overline{v_i' v_j'} \quad (3.14)$$

angeben.

Wie aus den Gleichungen (3.13) und (3.14) zu sehen ist, spielen die gemittelten Produkte der Geschwindigkeitsschwankungen die bestimmende Rolle. Die durch Impulsaustausch infolge turbulenter Schwankungsbewegung zusätzlich auftretenden Spannungen stellen Trägheitsspannungen dar. Da sie zusätzlich zu den Spannungen einer mit der gemittelten Geschwindigkeit v_i ablaufenden laminaren Strömung eines viskosen Fluids auftreten und sich in ähnlicher Weise wie diese auf den Bewegungsablauf auswirken, nennt man sie formal die scheinbaren Zähigkeitsspannungen der turbulenten Strömung oder einfach auch die Reynolds-Spannungen. Die gesamten durch die Viskosität und die Turbulenz verursachten Reibungsspannungen setzen sich aus dem Zähigkeits- und dem turbulenzbedingten Anteil zusammen. Für den vorliegenden Fall der Strömung eines homogenen Fluids folgt mit $(\partial v_k / \partial x_k) = 0$ wegen $\rho = \text{const}$ sowie aus (3.13) und (3.14) der Spannungstensor $\overline{\sigma_{ij}^*}$ der gemittelten turbulenten Bewegung eines normalviskosen Fluids

$$\overline{\sigma_{ij}^*} = -\delta_{ij} \overline{p} + \overline{\tau_{ij}^*} \quad \text{mit} \quad \overline{\tau_{ij}^*} = \overline{\tau_{ij}} + \overline{\tau'_{ij}} = \mu \left(\frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{v_i' v_j'} \quad (3.15)$$

Dieser Tensor ist wie bei der laminaren Strömung des viskosen Fluids symmetrisch und besteht aus den druck- und reibungsbehafteten Spannungen. Unter Verwendung der Definition der Normal- und Tangentialspannungen gilt

$$\overline{\sigma_{ij}^*} = -\overline{p} + 2\mu \frac{\partial \overline{v}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho v_i' v_j'} \quad (i=1,2,3), \quad \overline{\tau_{ij}^*} = \overline{\tau_{ji}^*}, (i \neq j) \quad (3.16)$$

Bei ebener Strömung ($i, j = 1, 2$) ist

$$\overline{\sigma_{xx}^*} = -\overline{p} + 2\mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} - \overline{\rho u'^2}, \quad (3.17)$$

$$\overline{\sigma_{yy}^*} = -\overline{p} + 2\mu \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} - \overline{\rho v'^2} \quad (3.18)$$

$$\overline{\tau^*} = \overline{\tau} + \overline{\tau'} = \mu \left(\frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \right) - \overline{\rho u' v'} \quad (3.19)$$

In einer voll turbulenten Strömung überwiegen die Spannungen der turbulenten Schwankungsbewegung die durch die Viskosität hervorgerufenen Spannungen, so dass man letztere in vielen Fällen vernachlässigen kann. Im Fall der Umströmung einer festen Wand ist die Schwankungsgeschwindigkeit normal zur Wand in unmittelbarer Wandnahe sehr klein, so dass man hier die von der Turbulenz hervorgerufenen zusätzlichen Schubspannungen gegenüber den Zähigkeitsspannungen der Hauptströmung unberücksichtigt lassen kann. Es tritt bei jeder turbulenten Strömung in unmittelbarer Wandnahe eine sehr dünne viskose Unterschicht auf. An der Wand selbst verschwindet die turbulente Schwankungsbewegung wegen der Haftbedingung.

3.2 Grenzschicht

Eine Wechselwirkung zwischen der Strömung und den Wirbeln, die in Folge der vorhandenen Störungen entstehen, ist eine notwendige Bedingung für die Entstehung, Entwicklung und Existenz einer Turbulenz. Eine kleine Störung, die in einer sehr dünnen Schicht an der Oberfläche eines umströmten Körpers entsteht, kann sehr schnell verstärkt werden und in chaotische und zufällige Strömungsschwankungen übergehen.

Relativ entfernt von der umströmten Oberfläche wird aber die umgebende Strömung durch die an der Oberfläche entstehenden Störungen nicht beeinflusst. Die Viskosität des Strömungsmediums führt dazu, dass an der Körperoberfläche eine Reibungskraft entsteht. Als Folge verursacht die Wirkung der Reibungskraft eine Bildung der Reibungsschicht, in welcher der Geschwindigkeitsgradient normal zur Wand $\frac{\partial u}{\partial y}$ sehr groß ist. Die Strömungsgeschwindigkeit steigt in dieser Schicht von Null an der Wand bis zum Wert der freien Strömung. Für diese Schicht, die man als Grenzschicht bezeichnet, hat sogar eine sehr geringe dynamische Viskosität μ eine wesentliche Bedeutung. Laut dem Newtonschen Reibungsgesetz ist die Viskosität μ für die Reibungsschubspannung verantwortlich in folgendem Sinn

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w \quad (3.20)$$

wobei $\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)$ – der Geschwindigkeitsgradient ist.

Die dynamische Viskosität μ ist eine von Temperatur und Druck abhängige Funktion. Da im Normalfall die Temperatur-Abhängigkeit dominiert, wird die Druckabhängigkeit der Viskosität bei vielen Betrachtungen vernachlässigt. Für Gase sowie für Flüssigkeiten kann man die dynamische Viskosität μ durch die Sutherland-Formel darstellen (Schlichting 2006):

$$\mu = \mu_0 \frac{T_0 + S}{T + S} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2}, \quad (3.21)$$

wobei der Index „0“ einen Referenzzustand bedeutet. Die Konstante S ist von der Art des Gases abhängig, für Luft gilt $S = 110.4$ K. Wie aus (3.21) folgt, nimmt im Allgemeinen die Viskosität von Gasen mit wachsender Temperatur zu und von Flüssigkeiten ab.

Außerhalb der Grenzschicht kann man die Wirkung der Viskosität vernachlässigen und die Strömung als reibungslos betrachten. Zwischen den beiden Bereichen gibt es aber keine scharfe Grenze. Eine umfassende und ausführliche Betrachtung der Grenzschicht und deren Eigenschaften ist von mehreren Wissenschaftlern wie z.B. H.

Schlichting und K. Gersten (Schlichting 2006) oder T. Cebeci (Cebeci 2004) gegeben worden.

Da in der dargestellten Arbeit alle Untersuchungen mit einer turbulenten Grenzschicht und deren Beeinflussung bzw. mit einer Änderung deren Eigenschaften verbunden sind, werden nachfolgend einige für diese Arbeit wichtige Thesen der Grenzschicht-Theorie dargestellt.

3.2.1 Ähnlichkeitsgesetz. Reynoldszahl

Die Reynoldszahl Re spielt in den reibungsbehafteten Strömungen eine sehr wichtige Rolle. Diese dimensionslose Kennzahl ist ein Maß für das Verhältnis von Trägheitskraft zu Reibungskraft. Reynolds hat bewiesen (1883), dass für verschiedene strömende Medien bei verschiedenen Randbedingungen geometrisch ähnliche Strömungsbilder zustande kommen, wenn eine dynamische Ähnlichkeit existiert bzw. die Reynoldszahl Re gleich groß ist (Schlichting 2000)

$$Re = \frac{U_{\infty} l}{\nu} = \frac{\rho U_{\infty} l}{\mu} \quad (3.22)$$

Hierbei ist l eine charakteristische Länge des von einem Medium der Dichte ρ umströmten Körpers, U_{∞} eine charakteristische Strömungsgeschwindigkeit und $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ die kinematische Viskosität.

Der Einfluss der Reynoldszahl auf die Strömungsart an der Wand eines Körpers ist in vielen Fällen sehr groß. Die laminare Strömungsform ist ab einem kritischen Wert Re_{xkrit} instabil und mit steigender Reynoldszahl geht sie nach einem Übergangsbereich in die turbulente Form über. Beispielweise für eine glatte ebene Platte findet der Übergang von laminarer zu turbulenter Grenzschicht im Reynoldszahlbereich $5 \times 10^5 < Re_x < 6 \times 10^5$ statt.

3.2.2 Turbulente Grenzschicht an einer festen Wand

Eine Grenzschicht an einer längstangeströmten ebenen Platte besteht aus drei Bereichen, die der Platte entlang und in der Stromab-Richtung ohne deutliche Grenze, aber in einer bestimmten Ordnung liegen (Abbildung 3.1).

Die Grenzschichtbildung startet am Plattenanfang und die Strömung hat zuerst einen laminaren Charakter. Der Bereich der laminaren Grenzschichtströmung bzw. der laminaren Grenzschicht ist in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der freien Strömung relativ kurz. Hinter dem laminaren Bereich befindet sich der Übergangsbereich. Am Anfang dieses Bereichs ist die Strömung hauptsächlich laminar, aber nicht so stabil wie im laminaren Bereich. Selbst kleine Störungen rufen im Übergangsbereich der anliegenden Strömung die ersten Wirbel hervor. Am Ende dieses Bereichs bekommt die Grenzschicht einen turbulenten Charakter und geht in den dritten und zwar voll turbulenten Bereich über. Andererseits ist eine voll entwickelte turbulente Grenzschicht in drei Unterschichten normal zur umströmten Oberfläche unterteilt, siehe Abbildung 3.1.

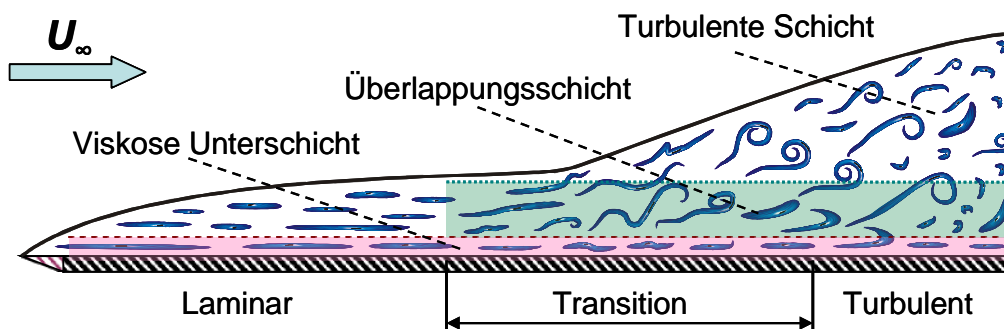


Abbildung 3.1: Eine schematische Strukturdarstellung einer turbulenten Grenzschicht an einer längsangeströmten ebenen Platte.

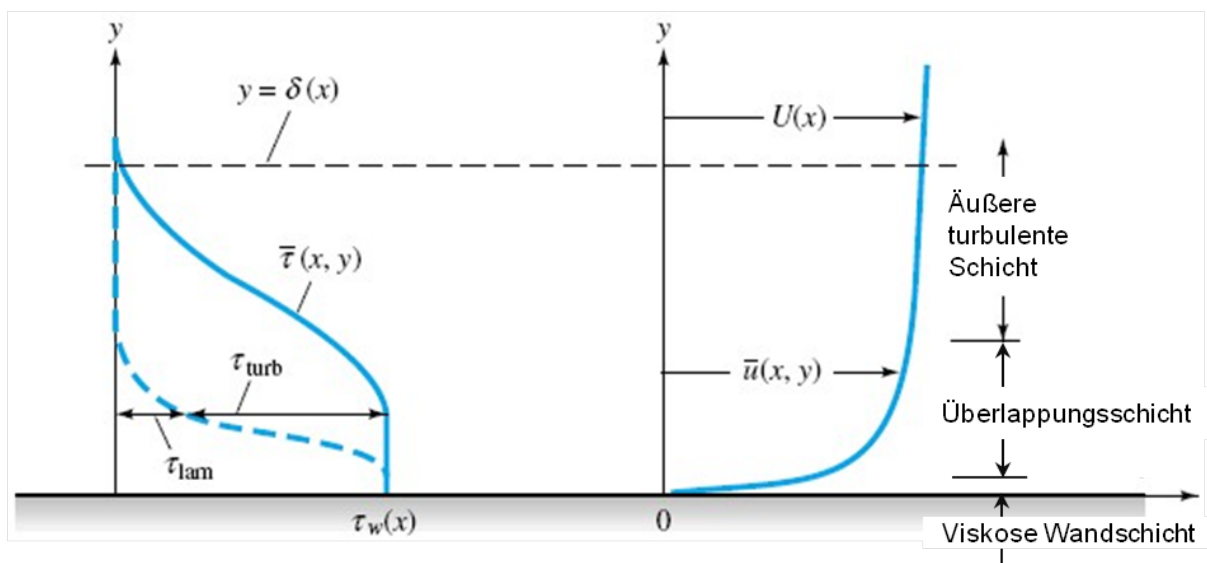


Abbildung 3.2: Typische Verteilung der Geschwindigkeit (rechts) und der Wand-

schubspannung (links) in einer turbulenten Strömung an einer festen Wand (White 1998).

Zum einen gibt es eine innere Schicht, bzw. eine viskose Unterschicht, die sich ganz nahe zur Wand befindet und einen starken Einfluss der Viskosität aufweist. Die innere Grenzschicht beträgt nur ca. 20% der gesamten Grenzschichtdicke δ . Zum zweiten gibt es eine Schicht, in der der laminare und turbulente Charakter der Strömung sichtbar ist und in der die Schubspannung $\tau = \tau_{lam} + \tau_{turb}$ aus einer laminaren und einer turbulenten Komponente besteht (Abbildung 3.1 und Abbildung 3.2). Diese Schicht nennt man die Überlappungsschicht. Zum dritten gibt es eine äußere Schicht, die kaum von der Haftung an der Oberfläche abhängig ist und die an den Bereich der freien Strömung angrenzt.

3.2.3 Logarithmisches Überlappungsgesetz

Wie in der Abbildung 3.1 und der Abbildung 3.2. zu sehen ist, hat eine voll entwickelte turbulente Strömung in der Nähe einer glatten Wand die drei Schichten:

1. Viskose Unterschicht: hier dominiert eine laminare Schubspannung.
2. Äußere turbulente Schicht: hier dominiert eine turbulente Schubspannung.
3. Überlappungsschicht: hier sind die beiden Schubspannungen wichtig.

Im Jahr 1930 hat Prandtl für eine Wandschicht hergeleitet, dass u von der Scherschichtdicke unabhängig sein muss

$$u = f(\mu, \tau_w, \rho, y) \quad (3.23)$$

Durch eine Entdimensionalisierung mittels u_τ bekommt man

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = F\left(\frac{yu_\tau}{\nu}\right), \quad u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho}\right)^{1/2}. \quad (3.24)$$

Die Gleichung (3.24) nennt man das *Wandgesetz*. Der Term u_τ wurde hier aufgrund seiner Dimension $[LT^{-1}]$ als eine Wandschubspannungsgeschwindigkeit definiert.

Ähnlich zum Wandgesetz, leitet Karman einige Jahre später ein Gesetz für den äußeren Bereich der Grenzschicht her. Die Strömungsgeschwindigkeit u in der äußeren Grenzschicht ist unabhängig von der molekularen Viskosität des strömenden Medi-

ums, obwohl ihre Abweichung von der freien Strömungsgeschwindigkeit sowie von der Grenzschichtdicke und von den anderen Parametern abhängt.

$$(U - u)_{outer} = g(\delta, \tau_w, \rho, y) \quad (3.25)$$

Nach einer Entdimensionalisierung, wie in (3.24), mittels u_τ erhält man

$$\frac{U - u}{u_\tau} = G\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (3.26)$$

Gleichung (3.26) nennt man *Defekt-Gesetz* oder *Geschwindigkeitsdefekt* und wegen dieser Formulierung nennt man den äußeren Teil der Grenzschicht *Defekt-Schicht*.

Das Wandgesetz sowie das Defekt-Gesetz beschreiben relativ korrekt mehrere turbulente Kanalströmungen sowie die Grenzschichtströmungen in einer inneren und in einer äußeren Schicht gleichzeitig. Da das Geschwindigkeitsprofil an einer Wand kontinuierlich ist, soll ein drittes Gesetz die beiden nach ihrer Form unterschiedlichen Teile des Geschwindigkeitsprofils in der Überlappungsschicht glatt verbinden. Diese Funktion erfüllt sehr optimal ein Gesetz, das im Jahre 1937 von Millikan (Millikan 1937) vorgestellt wurde und das eine Strömungsgeschwindigkeit u in der Überlappungsschicht und einen Abstand zur Wand y in einer logarithmischen Form kombiniert.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + C \quad (3.27)$$

Die Konstanten κ und C in Gl. (3.27) sind jeweils die *Karman-Konstante* und die Integrationskonstante. Für eine vollentwickelte turbulente Strömung an einer glatten festen Wand haben diese Konstanten die aus vielen Messungen gewonnenen Werte $\kappa = 0.41$ und $C \approx 5.0$. Die Gleichung (3.27) wird das *logarithmische Überlappungsgesetz* genannt.

Das in Abbildung 3.3 dargestellte Diagramm u als Funktion von $\ln y$ beschreibt im physikalischen Verständnis eine gebogene Kurve der inneren Schicht, eine gebogene Kurve der äußeren Schicht und eine in der logarithmischen Form dargestellte gerade Linie der Überlappung. Trotz der unterschiedlichen Magnituden, die durch Unterschiede in dem äußeren Druckgradient verursacht sind (Szablewski 1955), haben alle

vier Profile der Defekt-Schicht eine gute Übereinstimmung mit dem logarithmischen Überlappungsgesetz. Das Wandgesetz folgt dem linearen viskosen Verhältnis

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = \frac{yu_\tau}{\nu} = y^+ \quad (3.28)$$

von der Wand bis zu ungefähr $y^+ = 5$, danach passiert ein Übergang zur geraden Linie der logarithmischen Überlappung im Bereich bis zu ungefähr $y^+ = 30$.

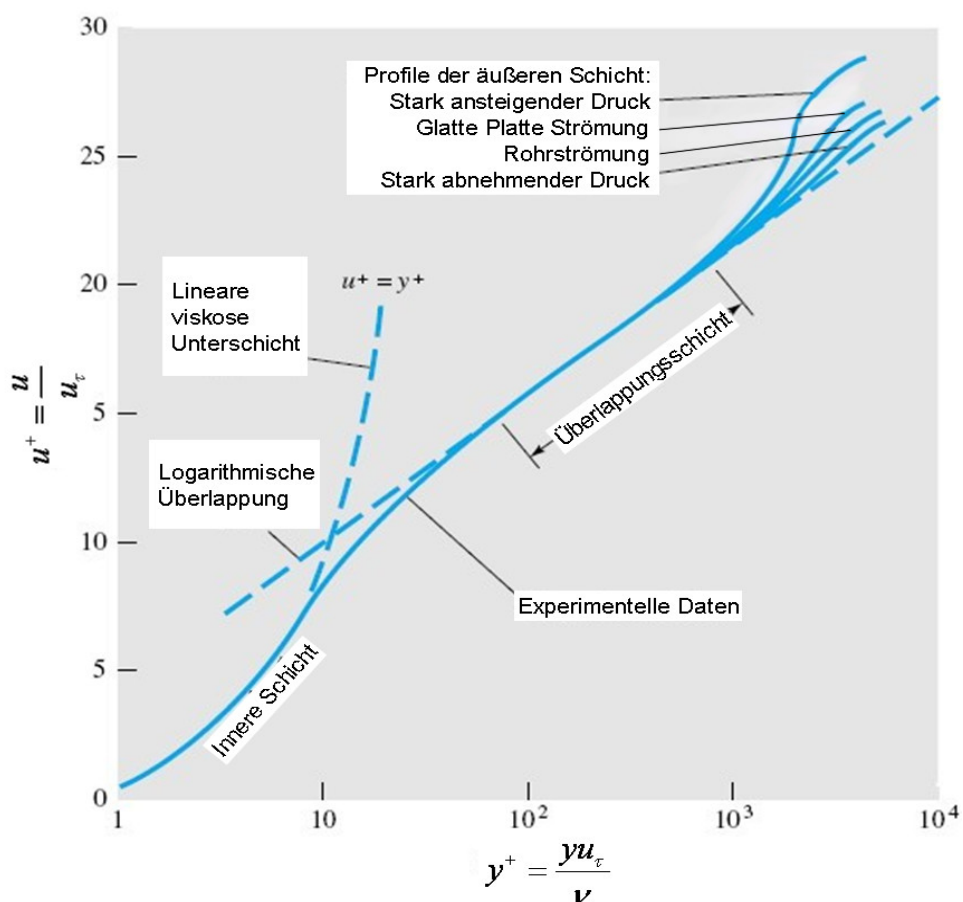


Abbildung 3.3: Experimentelle Validierung der Gesetze für innere, äußere und Überlappungsschicht mit einem normierten Geschwindigkeitsprofil in einer turbulenten Wandströmung (White 1998).

Das Geschwindigkeitsprofil aus Abbildung 3.3 dient als Basis für die meisten zurzeit vorhandene Theorien über die turbulenten Scherströmungen und wird in dieser Arbeit für die Analyse der experimentellen Ergebnisse verwendet.

3.2.4 Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Geschwindigkeitsverteilung in einer Grenzschichtströmung

Anfang der 30-er Jahre des letzten Jahrhunderts haben zuerst Nikuradse (Nikuradse 1933) durch zahlreiche Experimente in der Rohrströmung und später Clauser (Clauser 1954; Clauser 1956) durch Experimente zur Grenzschichtuntersuchung einen Einfluss der Wandrauigkeit auf die Geschwindigkeitsverteilung der turbulenten Strömung gezeigt. Vorausgesetzt, dass die Geschwindigkeitsverteilung für eine Strömung über einer glatten Wand wie in Gl. (3.27) darstellbar ist

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + C$$

ergibt sich für eine Strömung über einer rauhen Wand

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + C - \frac{\Delta U}{u_\tau} \quad (3.29)$$

wobei $\frac{\Delta U}{u_\tau} = f(k_s^+)$ eine Funktion der Rauigkeit ist. Die Integrationskonstante C aus der Gl. (3.27) bekommt eine Erweiterung und ist eine Funktion der Rauigkeitskennzahl k_s^+ . Die Kennzahl k_s bildet ein Maß für die Oberflächenrauigkeit der Wand. Die dimensionslose Kennzahl

$$k_s^+ = \frac{k_s u_\tau}{\nu}$$

bezeichnet als die Reynolds-Rauigkeitszahl. Bei einer Rauigkeitshöhe k_s wird das logarithmische Profil des Überlappungsgesetzes auf einen Wert, der äquivalent zu $\ln k_s^+$ ist, nach außen bzw. nach unten verschoben (Abbildung 3.4). Der Anstieg der Kurve des logarithmischen Gesetzes bleibt aber, wie im Fall der glatten Wand, erhalten und zwar bei dem Wert $\frac{1}{\kappa}$.

Mit Berücksichtigung einer Grenzschichtdicke nach Schlichting (Schlichting 2006)

von $\delta \approx \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}}$ und mit der Abschätzung in der Gl. (3.20) $\frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{U_\infty}{\delta}$, erhält man

$$\tau_w(x) \approx \sqrt{\frac{\mu U_\infty^3}{x}} \quad (3.30)$$

Der Proportionalitätsfaktor in Gl. (3.30) tritt als eine dimensionslose Wandschubspannung bzw. als *Reibungsbeiwert* auf

$$c_f(x) = \frac{\tau(x)}{\frac{\rho}{2} U^2} \quad (3.31)$$

Aus Gl. (3.31) ergibt sich

$$\frac{U}{u_\tau} = \left(\frac{2}{c_f} \right)^{1/2} \quad (3.32)$$

Mit Berücksichtigung von Gl. (3.32) kann man die Gl. (3.27) als ein Reibungsgesetz für die turbulente Strömung über einer ebenen Platte darstellen

$$\left(\frac{2}{c_f} \right)^{1/2} \approx \frac{1}{\kappa} \ln \left[\text{Re}_\delta \left(\frac{2}{c_f} \right)^{1/2} \right] + C. \quad (3.33)$$

Die Bedeutung der Verschiebung ΔU^+ im Diagramm in Abbildung 3.4. wird verständlicher, wenn man ihn in der Form, die von Hama (Hama 1954) gegeben ist, darstellt

$$\Delta U^+ = \left(\frac{2}{c_f} \right)_{\text{glatt}}^{1/2} - \left(\frac{2}{c_f} \right)_{\text{rauh}}^{1/2} \quad (3.34)$$

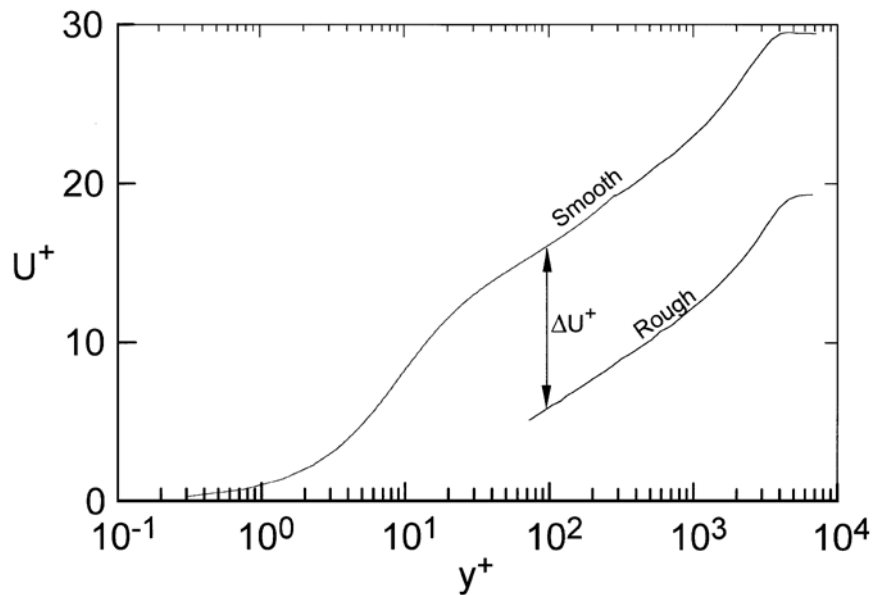


Abbildung 3.4: Typische Verteilung der normierten Strömungsgeschwindigkeit in Wandkoordinaten an einer glatten und einer rauhen Platte. Hier ist ΔU^+ die Clausen-Rauhigkeitsfunktion. (Clausen 1956).

Obwohl die meisten üblichen Oberflächen eine negative Verschiebung erzeugen, können einige Oberflächen, wie z.B. longitudinale Rillen, bei bestimmten Bedingungen eine positive Verschiebung bewirken. Je nachdem, ob die Verschiebung negativ oder positiv ist, kann man von einer Erhöhung oder Reduzierung der Reibung sprechen.

3.2.5 Reibungskraft

Eine resultierende Kraft, die durch die Wirkung der Reibungsschubspannung an der Wand τ_w verursacht ist, nennt man Reibungswiderstand. Den gesamten Reibungswiderstand kann man aus dem Verlauf der örtlichen Wandschubspannung $\tau_w(x)$ Gl. (3.31) durch Integration über der Körperoberfläche ermitteln. Für eine Seite einer ebenen Platte der Breite b und der Länge l lässt sich dieser leicht ermitteln.

$$W_R = b \int_0^l \tau_w(x) dx \quad (3.35)$$

3.2.6 Turbulente Grenzschicht an einer durchlässigen Wand mit gleichmäßigem Absaugen oder Ausblasen

Eine so starke Wirkung auf die Strömung, wie die Wirkung der Rauigkeit (Kapitel 3.2.4) ist, bekommt man auch, wenn die normale Strömungsgeschwindigkeit an der Wand nicht null ist: $v_w < 0$ (Absaugen) oder $v_w > 0$ (Ausblasen). Das fügt zur wandnahen Grenzschichtströmung eine starke konvektive Beschleunigung in Strömungsrichtung hinzu, (White 1991). Durch Absaugen kann das energieschwache Fluid, das als Störung auftritt und zur Strömungsablösung führt, aus der Grenzschicht entfernt werden und damit wird die Grenzschicht stabilisiert.

In weiteren theoretischen Betrachtungen und experimentellen Untersuchungen zur Grenzschichtbeeinflussung durch gleichmäßiges Ausblasen wird hier Folgendes angenommen: das Ausblasen erfolgt normal zur Hauptströmung und reicht nicht über die Grenzschichtdicke hinaus. Die umströmte durchlässige Wand stellt eine gleichmäßig perforierte Platte dar. Die Öffnungen in der Platte sind klein, gleichmäßig verteilt und deren Zahl ist groß, Abbildung 3.5.

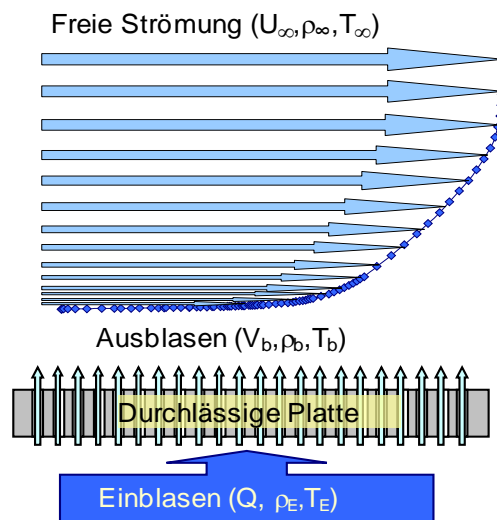


Abbildung 3.5: Beeinflussung der Grenzschichtströmung mittels Mikro-Ausblasen durch eine durchlässige Wand.

Im Vergleich zum Absaugen, besitzt das Ausblasen mehr Möglichkeiten zur Grenzschichtbeeinflussung. Neben der Reduzierung der Wandschubspannung, kann durch das gleichmäßige Ausblasen die umströmte Wand z.B. gekühlt oder erwärmt werden. Eine weitere Möglichkeit der Grenzschichtbeeinflussung durch das Ausblasen ist die Änderung der physikalischen Eigenschaften der inneren Schicht durch Ausblasen ei-

nes anderen Fluids. Das bedeutet, dass durch Ausblasen das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld sowie ein Konzentrationsfeld geändert werden kann (Schlichting 2006).

Für weitere Betrachtungen der Grenzschicht an einer durchlässigen Wand wird angenommen, dass die Geschwindigkeit v_w ungleich Null sein kann bzw. nicht mehr Null ist und einen Wert der Größenordnung $O(1/\sqrt{\text{Re}})$ besitzt. Die letzte Annahme hat zur Folge, dass die äußere Strömung von v_w unabhängig ist.

Tritt an der Wand eine Querströmung in Wandnormalen-Richtung auf, bekommen die kinematischen Randbedingungen an dieser Wand folgende Form:

$$\bar{y} = 0: u = 0, \bar{v} = \bar{v}_w(x), \quad (3.36)$$

wobei $\bar{v}_w = \frac{v_w(x)}{V} \sqrt{\text{Re}}$ die mittlere Geschwindigkeit an der Wand in y -Richtung ist.

Mit der Berücksichtigung der Gleichungen (3.36), (3.20) und der Grenzschichtgleichungen (Schlichting 2006) erhält die Wandbindung

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w = \frac{dp}{dx} \quad (3.37)$$

in diesem Fall eine Erweiterung

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_w = \frac{dp}{dx} + \frac{\tau_w}{\nu} v_w \quad (3.38)$$

Auch die Integralsätze erhalten Zusatzglieder. Ein besonderes Interesse liegt in dieser Arbeit auf dem Impulssatz für die ebene inkompressible Grenzschicht, weil dieser die Schubspannung τ_w an der Wand enthält:

$$\frac{d}{dx} (U^2 \delta_2) + \delta_1 U \frac{dU}{dx} = \frac{\tau_w}{\rho}. \quad (3.39)$$

Dabei sind δ_1 und δ_2 jeweils die Verdrängungsdicke und die Impulsverlustdicke, die bei der Betrachtung der Strömungsgrenzschichten eine wichtige Rolle spielen und in folgender Form definiert sind

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U_{\infty}}\right) dy \quad (\text{Verdrängungsdicke}), \quad (3.40)$$

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{u}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{u}{U_{\infty}}\right) dy \quad (\text{Impulsverlustdicke}). \quad (3.41)$$

Aus dem Verhältnis von Verdrängungs- und Verlustdicke wird der *Formparameter* gebildet

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}, \quad (3.42)$$

durch den sowohl ein Geschwindigkeitsprofil als auch andere Parameter einer Grenzschichtströmung charakterisiert werden können. Im Allgemeinen ist der Formparameter H_{12} nicht konstant und hängt, wie die beiden anderen Größen von dem Beiwert der Wandschubspannung bzw. von dem Beiwert des Wandreibungswiderstands c_f ab, siehe Truckenbrodt (Truckenbrodt 2008). Wie aus (3.30) und (3.31) folgt, wird $c_f(x)$ mit der Entwicklung der Grenzschicht kleiner und der Formparameter H_{12} nimmt mit wachsendem Abstand von dem Plattenanfang auch ab.

Der Impulssatz im Fall, wenn die Randbedingung an der Wand wie in Gl. (3.36) gilt, lautet

$$\frac{d}{dx} (U^2 \delta_2) + \delta_1 U \frac{dU}{dx} - \nu_w U = \frac{\tau_w}{\rho} \quad (3.43)$$

Durch den Einsatz von Integralsätzen für die ebene Grenzschicht kann man den Impulssatz und den Impulsmomentensatz für eine ebene Grenzschicht mit Ausblasen erhalten. Mit Berücksichtigung des Ausblasens bekommt die Wandschubspannung, wie im Anhang A gezeigt ist, folgende Form:

$$\tau_w = (\tau_w)_{glatt} - \rho_w \nu_w u_\infty \quad (3.44)$$

Aus der Gleichung (3.44) ist deutlich zu sehen, dass das Ausblasen in der Grenzschicht eine Minderung der Wandschubspannung und als Folge eine Reduzierung des Reibungswiderstandes bewirkt.

Beim Ausblasen eines anderen Gases als in der freien Strömung entsteht eine Zweistoffgrenzschicht. Im Sinne der Reduzierung des Reibungswiderstandes hat das Ausblasen eines leichteren Gases damit einen deutlichen Vorteil (Wuest 1962). Darüber hinaus haben leichte Gase wie Helium oder Wasserstoff einen besonders guten Kühleffekt.

Catherall (Catherall 1965) und Kassoy (Kassoy 1973) haben gezeigt, dass bei homogenem Ausblasen an der Platte nach der Lauflänge

$$X_A = 0,7456 u_\infty \frac{\nu}{\nu_w^2} \quad (3.45)$$

eine Ablösung der Grenzschicht erfolgt. Die Ablösung kommt umso eher, je stärker das Ausblasen ist.

Durch die Einführung des Ausblasparameters

$$B_m = \frac{\rho_w \nu_w}{\rho_\infty U_\infty (c_f / 2)} \quad (3.46)$$

kann man die Schubspannung in der turbulenten Grenzschichtströmung über einer durchlässigen Wand mit Ausblasen in folgender Form darstellen (Kays 1975):

$$\tau = \tau_w \left(1 + \frac{B_m u}{1 + 2\xi} \right) \quad (3.47)$$

Dabei ist $\xi = y/\delta$ der dimensionslose Abstand zur Wand. Die physikalische Bedeutung des Terms B_m ist besser zu verstehen, wenn man ihn in folgender Form darstellt:

$$B_m = \frac{(\rho_w v_w) \bar{U}_\infty}{\tau_w} \quad (3.48)$$

Diese Form zeigt, dass B_m ein Verhältnis zwischen dem Impulsverlust des Ausblasens und der Wandschubspannung ist.

Bei großer Reynolds Zahl $Re \rightarrow \infty$ spielt der wandnahe Bereich für τ eine sehr wichtige Rolle. Auf Grund einer großen Grenzschichtdicke δ gilt in diesem Bereich $\xi \ll 1$, und Gleichung (3.47) kann vereinfacht werden:

$$\tau = \tau_w (1 + B_m u). \quad (3.49)$$

Daraus folgt, dass Ausblasen oder Ansaugen durch die durchlässige Wand die Verteilung der Schubspannung bedeutsam ändert.

Durch das Zusammenbringen von Gl. (3.44) mit einem "Wirbel-Viskosität"-Modell der turbulenten Schubspannung, hat Stevenson (Stevenson 1963) die folgende Modifizierung des logarithmischen Wandgesetzes mit Ansaugen oder Ausblasen abgeleitet:

$$\frac{2}{u_w^+} \left[(1 + v_w^+ u^+)^{1/2} - 1 \right] \approx \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C \quad (3.50)$$

wobei $v_w^+ = v_w / u_\tau$ ($u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2}$ - Wandschubspannungsgeschwindigkeit, siehe

(3.24)). Wenn $v_w = 0$, vereinfacht sich dieser Ausdruck zum Wandgesetz für undurchlässige Wände (3.27).

Die nach Gl. (3.50) erhaltenen und in Abbildung 3.6 dargestellten Kurven (White 1991) zeigen das Profil des Wandgesetzes ohne viskose Unterschicht für einen typischen Bereich von $-0.06 < v_w^+ < +0.06$, (vgl. mit Abbildung 3.4). Mit $c_f = 2u_\tau^2 / U_\infty^2$ ist zu sehen, dass ein kleiner Betrag der Wandtranspiration eine große Änderung des Reibungsbeiwerts verursacht. Zum Beispiel, wenn $y^+ = 1000$ ist der Reibungsbeiwert der undurchlässigen Wand $c_{f0} \sim 0.0042$. Für mittelmäßiges Ausblasen ($v_w^+ = +0.02$) ist $c_f \sim 0.0034$, also um 19 Prozent kleiner; für das analoge Ansaugen ($v_w^+ = -0.02$) $c_f \sim 0.0053$, also um 26 Prozent höher.

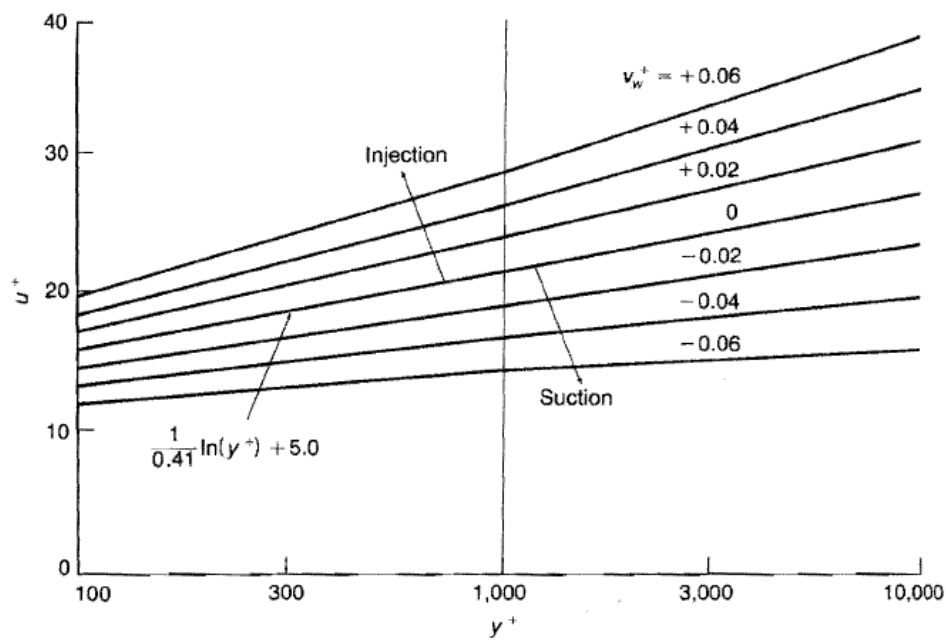


Abbildung 3.6: Erläuterung der Wirkung des Absaugens und des Ausblasens mittels des Wandgesetzes auf Basis der Korrelation von Stevenson (Stevenson 1963) für eine turbulente Strömung mit Transpiration.

Obwohl die Abbildung 3.6 physikalisch korrekt ist, gibt es keine genaue Korrelation zwischen der Transpiration und dem Wandgesetz. Schetz (Schetz 1984) kritisiert sowohl das Gesetz (3.50) von Stevenson als auch ein vergleichbares Gesetz, das von Simpson (Simpson 1969) vorgeschlagen wurde mit der Begründung, dass sie nicht alle verfügbaren Daten der porösen ebenen Platte erhalten. Ein Problem besteht darin, dass echt poröse Wände immer ein bisschen rau sind, deshalb kommen viele andere Effekte vor. Jedoch hat Schetz behauptet, dass sogar eine sehr glatte poröse Wand den Reibungsbeiwert im Vergleich zur undurchlässigen Wand vergrößern wird. Das heißt, will man den Reibungswiderstand (oder die Wärmeübertragung) einer durchlässigen Wand durch Ausblasen reduzieren, ist ein bestimmter Betrag des Ausblasens erforderlich, um den negativen Einfluss der vorhandenen Rauigkeit der Wand auszugleichen.

Im Gegensatz zur inneren Schicht (Wandgesetz) haben das Absaugen und das Ausblasen wenig Wirkung auf die äußere Schicht (Defekt-Gesetz).

4 Experimentelle Einrichtungen und Messverfahren

Die experimentellen Untersuchungen zur Beeinflussung einer turbulenten Grenzschicht durch ein gleichmäßiges kontinuierliches Ausblasen wurden auf Basis der vorhandenen Ausstattung des Windkanallabors des LAS BTU Cottbus und eines speziell dafür entwickelten und gebauten Versuchsobjektes durchgeführt. In diesem Kapitel werden wichtige Aspekte der eingesetzten experimentellen Ausstattung und der Messverfahren erläutert. Das in Abbildung 4.1 dargestellte Block-Diagramm gibt eine Vorstellung über den Verlauf des experimentellen Teils dieser Untersuchung im Ganzen.

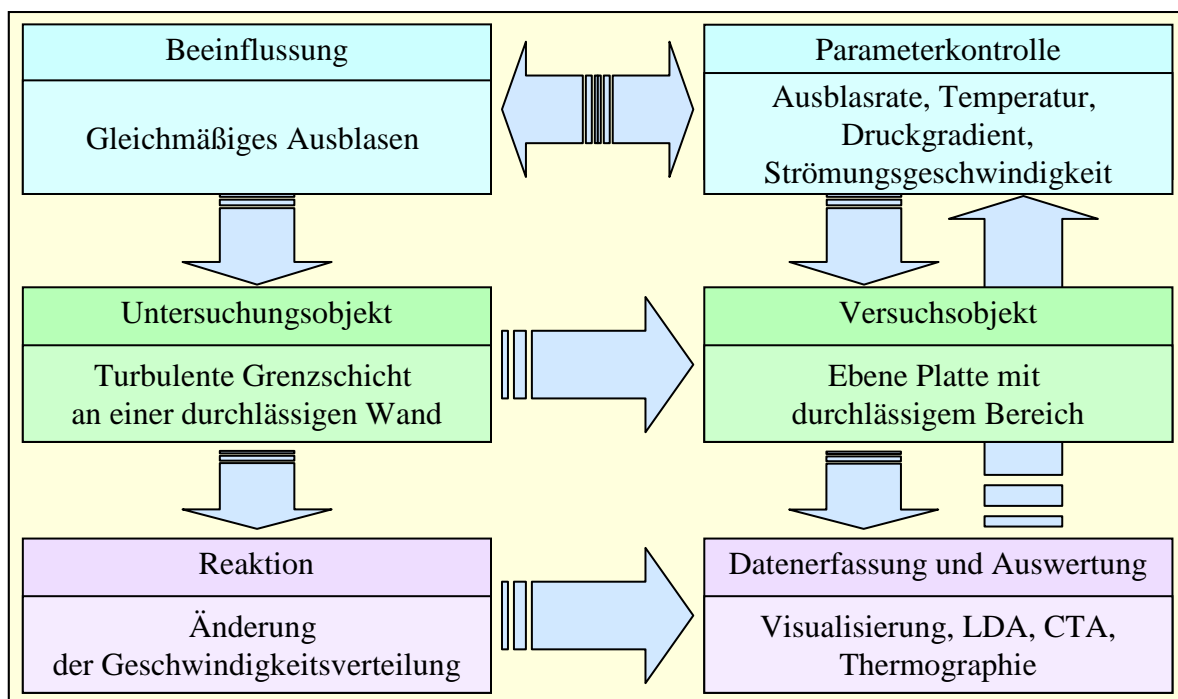


Abbildung 4.1: Block-Diagramm der experimentellen Untersuchung zur Grenzschichtbeeinflussung durch gleichmäßiges Ausblasen an einer durchlässigen Wand.

4.1 Windkanal des LAS der BTU

Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen zur Strömungsbeeinflussung mittels eines gleichmäßigen kontinuierlichen Einblasens in eine turbulente Grenzschicht wurden am Windkanal des Lehrstuhls für Aerodynamik und Strömungslehre (LAS) der

Brandenburgischen Technischen Universität (BTU) Cottbus-Senftenberg durchgeführt. Der LAS Windkanal ist ein Windkanal Göttinger Bauart mit eingebauter Kühlanlage (Abbildung 4.3) und hat folgende Parameter:

- Gebläseleistung 14 kW
- Düsenkontraktionsverhältnis =1:6,53
- Strömungsgeschwindigkeit bis zu $U_{\max}=50$ m/s
- Messstrecke: geschlossen/offen, (B×H×L) 600×500×1800 mm
- $Re_x < 7 \times 10^6$
- Turbulenz-Intensität < 0.5 %
- Stabilität der Strömungstemperatur $\pm 0,1$ K

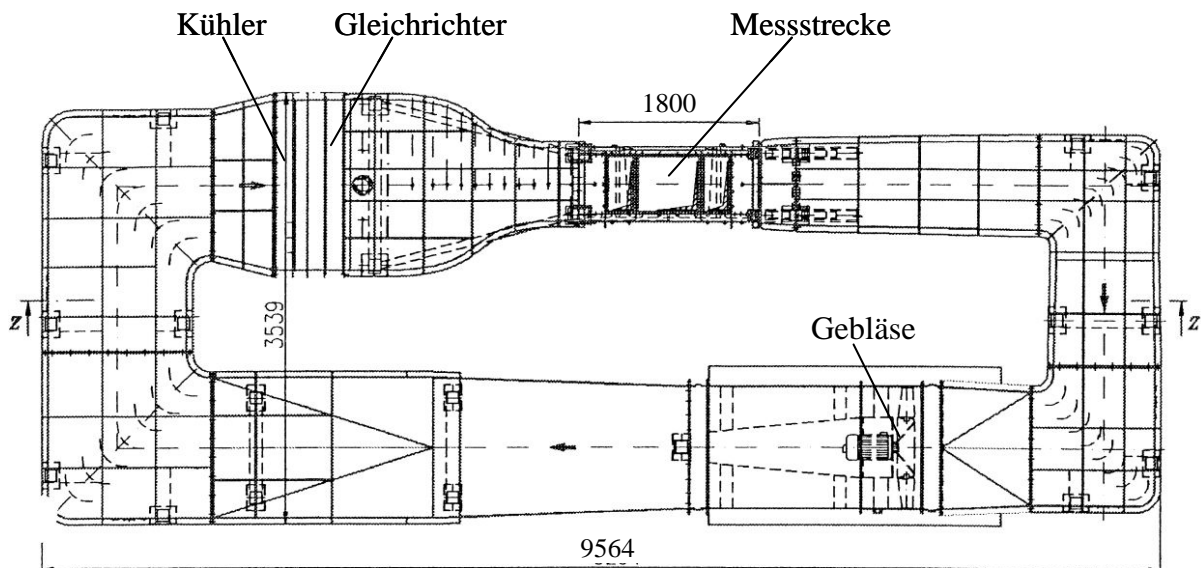


Abbildung 4.2: Skizze des Göttinger Windkanals des LAS.

Ein zusätzlicher Einbau der Kühlanlage am Windkanal ist dadurch bedingt, dass bei der hohen Drehzahl des Windkanalgebläses die Temperatur im Laufe der Versuchszeit sich um mehrere Grade erhöhen kann. Die durch das Gebläse erzeugte Wärme führt zur Erhöhung der Strömungstemperatur um bis zu 10 °C. Eine Änderung der Strömungstemperatur solchen Ausmaßes beeinflusst die Strömungsparameter bzw. Strömungseigenschaften und senkt damit die Zuverlässigkeit der Experimentergebnisse sehr.



Abbildung 4.3: LAS Windkanal mit experimenteller Anlage, 2D Laser-Doppler-Anemometer der Fa. Dantec Dynamics und Traversierungssystem der Fa. Isel.

Eine Unterbringung des Kühlers der Kühlanlage vor den strömungsausgleichenden Sieben des Gleichrichters (Abbildung 4.2) beeinflusst die Strömungshomogenität und den Turbulenzgrad der Strömung in der Messstrecke des Windkanals am wenigsten.

4.2 Testmodul mit durchlässiger oberer Wand

Das Versuchsobjekt der experimentellen Untersuchungen zur Beeinflussung der turbulenten Grenzschicht durch gleichmäßiges kontinuierliches Ausblasen stellt eine ebene Aluminiumplatte dar. Zum Einblasen der Luft oder eines anderen Gases in die durch die äußere Strömung gebildete Grenzschicht enthält diese Platte einen durchlässigen Bereich. Dieser Bereich wurde durch einen Einbau in die ebene Platte eines speziellen Testmoduls mit durchlässiger oberer Wand realisiert (Abbildung 4.4). Zur Erweiterung des Bereiches der Reynoldszahlen ist es vorgesehen, das Testmoduls an 4 verschiedenen Positionen entlang der Aluminiumplatte einzusetzen. Das Testmodul sowie die drei Ersatzmodule, die nach Abmaßen und Form mit dem Testmodul identisch und austauschbar sind und einfache Platten aus verschiedenen Materialien darstellen, haben die Abmaße $B \times L \times H = 125 \times 250 \times 14 \text{ mm}^3$. Zwei von den drei Ersatzmodulen sind

aus Aluminium und eines aus PVC hergestellt. Das Testmodul selbst stellt eine mehrteilige Konstruktion dar und hat von oben eine perforierte Platte als durchlässige Wand. Alle vier Module sind in die ebene Aluminiumplatte mit elliptischer Vorderkante längst hintereinander montiert.

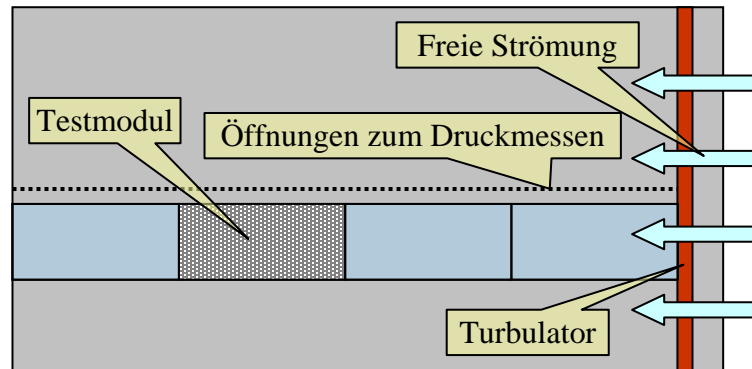


Abbildung 4.4: Anordnungsskizze des Testmoduls mit durchlässiger Wand in einer ebenen Platte mit elliptischer Vorderkante.

Das Testmodul mit durchlässiger oberer Wand besteht aus einem T-formigen Unterteil, an dem eine durchlässige Oberdecke - eine Edelstahlplatte mit zahlreichen kleinsten Öffnungen angeschraubt ist (Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6). Das Innere des Testmoduls enthält zwei Schichten aus verschiedenen Materialien (Abbildung 4.7), die eine funktionelle Bedeutung haben. Das Unterteil des Testmoduls dient zur Modulbefestigung in der ebenen Aluminiumplatte mit elliptischer Vorderkante und hat in der Mitte zwei symmetrisch platzierte Öffnungen für die Einführung der Luft oder eines anderen Gases. Zur Einstellung der Testmoduloberfläche in einer Ebene mit der Oberfläche der Aluminiumplatte sind am Unterteil des Moduls acht Einstellungsschrauben vorgesehen.

Die obere Decke des Testmoduls besteht aus einer uniform perforierten Edelstahlplatte (Abbildung 4.5). Die Wahl der Parameter der perforierten Platte für die Testmoduldecke beruht auf Ergebnissen einer experimentellen Untersuchung zur Charakterisierung der Mikro-Öffnungen einer durchlässigen Wand. Diese Untersuchung wurde im Rahmen einer Reihe von Experimenten zur Reduzierung des turbulenten Reibungswiderstandes durch ein gleichmäßiges kontinuierliches Ausblasen in den 1990-ern von D.

Hwang aus Glenn Research Center NASA, USA (Hwang 2002) durchgeführt, siehe Kapitel 2. Die Parameter der perforierten Platte, die in Experimenten von Hwang zur Reduzierung des turbulenten Reibungswiderstands durch gleichmäßiges Ausblasen die besten Ergebnisse gezeigt haben, wurden als Basisparameter für eine durchlässige Decke des Testmoduls ausgewählt und verwendet.

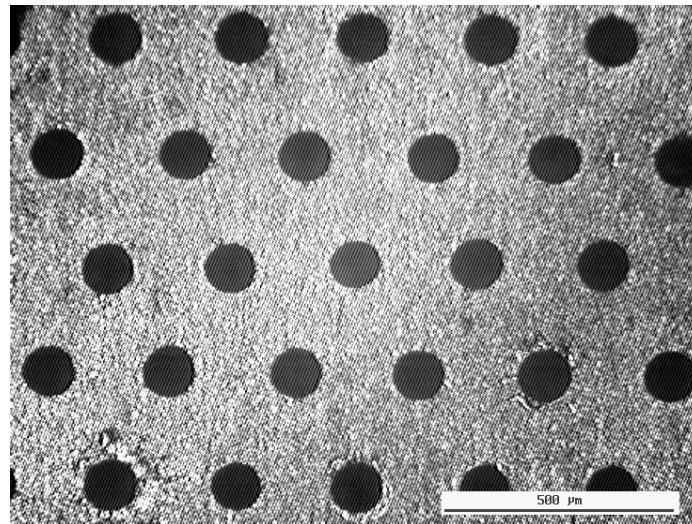


Abbildung 4.5: Obere Seite der uniform perforierten Edelstahlplatte. Die Platte wurde von der Fa. Pro-beam mittels Elektronenstrahl gebohrt.

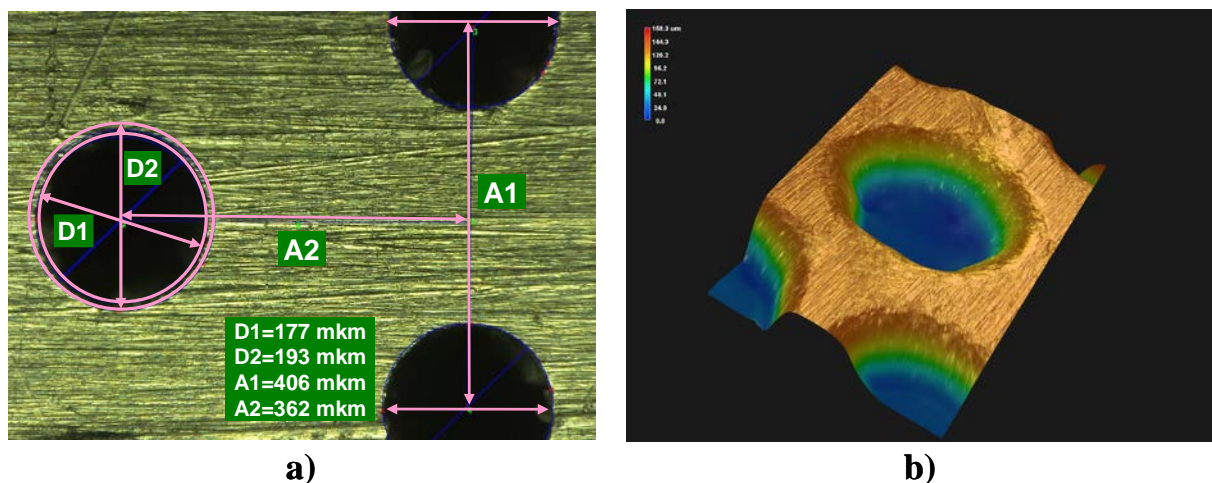


Abbildung 4.6: a) obere und b) untere Seite der durch Elektronenstrahl gebohrten Edelstahlplatte. Die Aufnahmen wurden mit Hilfe des 500-Fachen Mikroskops der Fa. Keyence gemacht.

Dafür wurde eine perforierte Edelstahlplatte mit einer Dicke von 1 mm, einem Durchmesser der Mikro-Öffnungen von 180 μm und einer Porosität (Verhältnis von Öffnungsfläche zu Gesamtfläche einer Platte) von 18 % zum Einsatz gebracht. Die Perforation der Edelstahlplatte wurde von der Fa. Pro-beam durch Elektronenstrahlverfahren ausgeführt. Eine Öffnungsordnung an dieser Platte hat eine hexagonale bzw. bienenwabenartige Form, bei der die Öffnungen einer Reihe im Vergleich zu den Öffnungen benachbarter Reihen um eine Periode verschoben sind (Abbildung 4.5). Der Abstand zwischen den Öffnungsmitten von zwei nebeneinander liegenden Öffnungsreihen beträgt 360 μm . Der Abstand zwischen den Mitten von den zwei nebeneinander liegenden Öffnungen in einer Reihe beträgt 400 μm . Während die Öffnungen der oberen Plattenseite eine symmetrische runde Form haben, sind diese Öffnungen an der Gegenseite der Platte kraterförmig (siehe Abbildung 4.6 b). Die Ungleichheit der Öffnungsform von den gegenüberliegenden Seiten einer Öffnung in der Platte ist durch die Besonderheit des Verfahrens zum Elektronenstrahlbohren bedingt.

Eine gleichmäßige Druckverteilung direkt unter der kompletten perforierten Platte, die als die durchlässige Wand des Testmoduls verwendet wird, ist eine Voraussetzung der gleichmäßigen Verteilung des Ausblasens über der umströmten Oberfläche des Testmoduls. Die Luft oder ein anderes Gas wird ins Innere des Testmoduls durch nur zwei Einführungen mit einem Durchmesser von ca. 8 mm an der unteren Seite des Testmoduls gepumpt. Infolgedessen bildet das einkommende Fluid an diesen Stellen eine Strömung in Form eines freien Strahls mit einer für diesen Fall typischen Geschwindigkeitsverteilung. Auf Grund dieser Verteilung und des kleinen Abstands zur perforierten Platte (von ca. 10 mm) ist das Ausblasen an diesen Stellen am stärksten, während am Rande des Testmoduls dieses vielfach schwächer wird. Zur Verhinderung der direkten Strömung von den Einführungsöffnungen zur perforierten Platte und für eine gleichmäßige Verteilung des Drucks über der ganzen durchlässigen oberen Wand des Testmoduls von innen wurde zwischen dem Unterteil und der oberen perforierten Platte des Testmoduls eine Platte aus einem 2 mm starken hochdichten durchlässigen Polyethylen und zwei Schichten eines Drahtgewebes mit einer Maschenweite von 0,7 mm angebracht (siehe Abbildung 4.7).

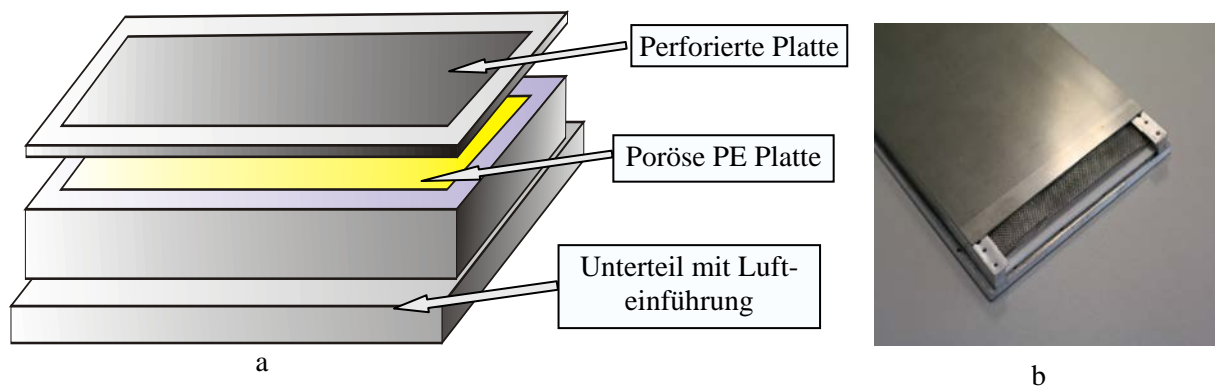


Abbildung 4.7: a) Skizze des Testmoduls; b) Photo der inneren Struktur des Testmoduls.

Die Effektivität dieser mehrschichtigen Konstruktion des Testmoduls bzw. die gleichmäßige Verteilung des Ausblasens aus dem Testmodul bestätigt das Diagramm in der Abbildung 4.8b. Die im Diagramm dargestellte Verteilung des Ausblasens über der Testmoduloberfläche wurde mittels Hitzdrahtanemometrie ermittelt. Eine Erhöhung der Werte des Ausblasens am Ende des Testmoduls ist durch eine kleine Erhöhung der Testmoduloberfläche und einige Einsatzbesonderheiten des Hitzdrahtanemometers in der Wandnähe zu erklären. Diese Besonderheiten sind im Unterkapitel 4.5 dargestellt.

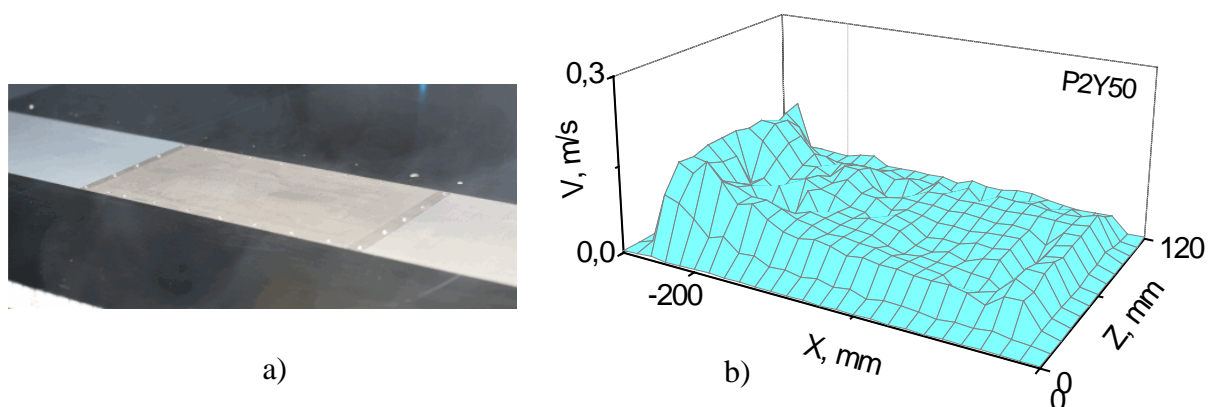


Abbildung 4.8: Das in der ebenen Platte eingebaute Testmodul mit perforierter Oberdecke a) und Ausblasverteilung über der Testmoduloberfläche b).

Wie oben schon erwähnt, wurden alle vier Module in eine ebene 19 mm dicke, 595 mm breite und 1050 mm lange Aluminiumplatte mit elliptischer Vorderkante eingebaut. Zum schnellen Einbau und zum Positionswechsel des Testmoduls wurde in der Aluminiumplatte entlang der langen Seite eine T-förmige Spann-Nutschiene gefräst. Diese Schiene liegt im Abstand von 150 mm zum langen Platterand. Das Testmodul sowie alle Ersatzmodule haben auch einen T-förmigen Querschnitt. Dadurch lässt sich die Position des Testmoduls an der Aluminiumplatte schnell und ohne Mühe ändern. Zum Fixieren des Moduls und zum Justieren seiner Höhe in der Aluminiumplatte enthalten alle Module und die Aluminiumplatte selbst je 4 Schraubenpaare. Danach wurde die Aluminiumplatte mit allen eingebauten Modulen (Abbildung 4.8a und Abbildung 4.9) in der Messstreckenmitte des Windkanals horizontal und parallel zur Strömung montiert (Abbildung 4.4). Die Luftzufuhr zum Testmodul ist mittels eines flexiblen PVC-Schlauches durch die Öffnungen im Windkanalboden realisiert.

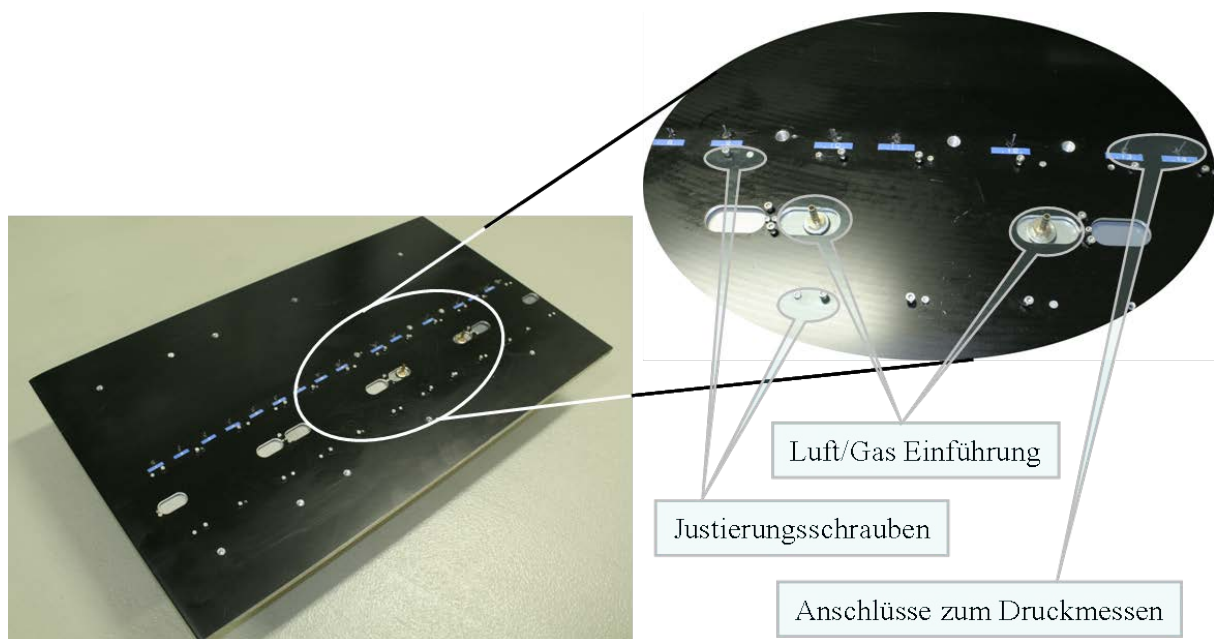


Abbildung 4.9: Untere Seite der ebenen Aluminiumplatte mit eingebauten Modulen.

4.3 Randbedingungen und Parameterkontrolle bei dem Experiment

Die Zuverlässigkeit der Messergebnisse eines Experiments hängt von mehreren Faktoren ab. Neben der Genauigkeit der Messgeräte und optimal oder maximal zum Experiment passenden Messverfahren hängt diese im Wesentlichen auch von den richtig vorgegebenen Randbedingungen und von der genauen Kontrolle der im Laufe des Experiments variierten Parameter bei der Beeinflussung des Versuchsobjektes ab. Aus diesem Grund wird in den nächsten zwei Unterkapiteln die Ermittlung und die Kontrolle einiger für diese Untersuchung wichtigen Parameter erläutert.

4.3.1 Ermittlung des Druckgradienten an der Platte mit eingebautem Testmodul in äußerer Strömung

Zum Druckvermessen in Stromab-Richtung enthält die Aluminiumplatte 16 Öffnungen (Abbildung 4.4 und Abbildung 4.9), die in der Plattenmitte und im Abstand von 50 mm voneinander liegen, jedoch ist die erste und die letzte Öffnung jeweils 100 mm vom Plattenanfang und vom Plattenende entfernt. Die Öffnungen haben an der oberen Seite der Platte ein Durchmesser von 0,5 mm. Von unten ist jede Öffnung mit einem ca. 20 mm langen Metallrohr mit einem Durchmesser 1,9 mm bestückt. Die Druckdifferenz zwischen den zwei verschiedenen Messpositionen an der Platte wurde mittels eines Druckmessgerätes GMH3155 der Fa. GREISINGER electronic GmbH gemessen. Das Gerät hat einen piezoresistiven Relativdruck-Sensor GMSD 25MR mit einer Auflösung von 0,01 mBar. Der Druckgradient ΔP wurde nach dem Schema, das von Klebanoff (Klebanoff 1954) beschrieben wurde, gemessen. Als ein Relevanzpunkt diente der Druck der letzten Öffnung P_0 .

$$\Delta P = \frac{P - P_0}{q_0} \quad (4.1)$$

Am Ende wurde der Druckgradient ΔP mittels eines dynamischen Drucks q_0 , der durch ein Staurohr über der letzten Öffnung in der freien Strömung ermittelt wurde, normiert.

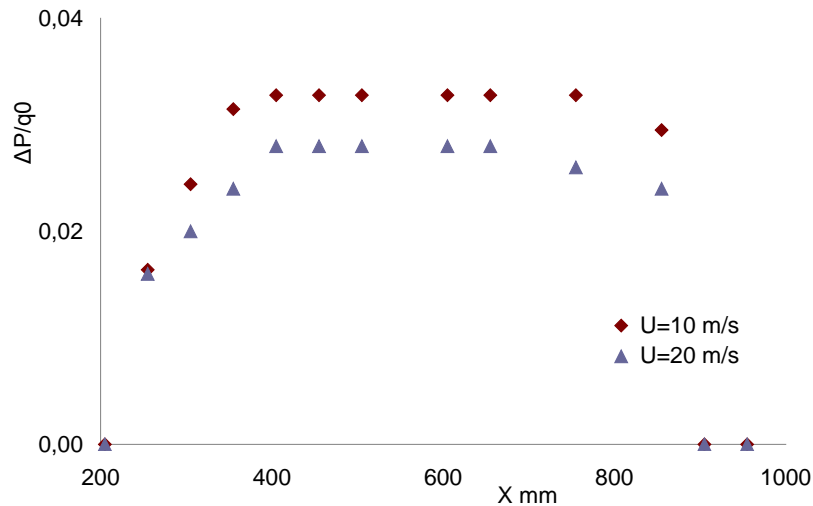


Abbildung 4.10: Druckverteilung entlang der ebenen Platte mit eingebautem Testmodul.

Wie in der Abbildung 4.10 zu sehen, wurden einige Experimente mit kleinem positiven Druckgradienten durchgeführt.

4.3.2 Kontrolle der Parameter des Ausblasens

Ein direktes und genaues Messen der Geschwindigkeit der Strömung, die aus einer durchlässigen Wand kommt, stellt technisch eine sehr komplizierte Aufgabe dar. Besonders schwierig ist das Messen direkt an der Wandoberfläche bzw. bei $y=0$. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des ausblasenden Gases \bar{v} bei $y=0$ kann man jedoch indirekt bestimmen. Es ist möglich, wenn die freie Oberfläche der durchlässigen Wand S_F und die Durchflussmenge des Gases Q bekannt sind

$$\bar{v} = \frac{Q}{S_F}. \quad (4.2)$$

Zum Messen und zur Parameterkontrolle der in die Grenzschicht eingeblasenen Luft- oder Gasmenge Q wurde im Experiment ein multifunktionales Durchflussmesser DFM 47 der Fa. Aalborg eingesetzt. Dieses hochpräzise Gerät lässt nicht nur die Durchflussmenge, sondern auch den Druck und die Temperatur des durchfließenden Gases gleichzeitig messen. Ein genaues Messen der Durchflussmenge des Gases Q hat eine besondere Bedeutung im Experiment, weil dadurch ein wichtiger Beeinflussungsparameter (Abbildung 4.1) wie die Ausblasrate

$$F = \frac{\rho_w \bar{v}_w}{\rho_\infty U_\infty} \quad (4.3)$$

bestimmt wird. Hier sind ρ_w und \bar{v}_w - Dichte und mittlere Geschwindigkeit des ausgeblasenen Gases direkt an der Wandoberfläche, und ρ_∞ , U_∞ - Dichte und mittlere Geschwindigkeit des frei strömenden Fluids entsprechend. Ein Beispiel zur Auswertung der Ausblasrate ist im Anhang B gegeben.

Bei der Charakterisierung wandnaher Querströmungen spielt die Temperatur des ausblasenden Gases neben seinen anderen Parametern auch eine wichtige Rolle und muss bei der Ermittlung der Grenzschichteigenschaften, wie z.B. die Wandschubspannung, unbedingt berücksichtigt sein. Zum Messen der Temperatur einer freien Strömung wurde im Windkanal hinter der Messstrecke ein stationäres Thermometer eingebaut. Zum Messen der Temperatur der durchlässigen oberen Wand des Testmoduls wurde bei einzelnen Experimenten ein Thermoelement direkt an der perforierten Platte und zwar am Ende des Testmoduls in Stromab-Richtung befestigt.

Die Position des Übergangs von laminarer zur turbulenten Grenzschicht an der umströmten Oberfläche einer glatten ebenen Platte hängt in erster Linie von der Geschwindigkeit der freien Strömung ab. Um diese Abhängigkeit zu minimalisieren oder sogar ganz zu vermeiden und über dem Ausblasbereich eine turbulente Grenzschicht sicher zu haben, wurde im Experiment eine laminare Grenzschicht bereits am Anfang der ebenen Platte künstlich mittels eines Turbulators in eine turbulente Grenzschicht umgewandelt. Zur Turbulenzerzeugung wurde in dem Fall ein 30 mm breiter Streifen

Sandpapier mit einer Körnung P60 eingesetzt, der 50 mm hinter der Vorderkante der ebenen Aluminiumplatte und über die ganze Plattenbreite aufgeklebt wurde (Abbildung 4.4).

4.4 Laser-Doppler-Anemometrie in wandnaher Region

Die meisten Vermessungen der Strömungsgeschwindigkeit in dieser Untersuchung wurden mit Hilfe des Laser-Doppler-Anemometrie-Verfahrens durchgeführt. Das Funktionsprinzip eines LDA und Varianten seiner technischen Realisierung sind von mehreren Autoren ausführlich beschrieben, siehe z.B. (Durst 1981), (Albrecht 2003), (DantecDynamics 2008) und brauchen hier keine detaillierte Erläuterung.

Zum besseren Verstehen einiger Ergebnisse der Untersuchung einer Grenzschichtströmung über einer durch Mikro-Öffnungen strukturierten und durchlässigen Wand mittels LDA ist es jedoch sinnvoll, einige wichtige Momente des Verfahrens im Ganzen und des konkreten eingesetzten LDA Messsystems zu erläutern.

4.4.1 Mess- und Detektionsvolumen einer LDA-Sonde

Die LDA-Messungen der Strömungsgeschwindigkeit der präsentierten Untersuchung wurden mittels eines LDA-Messsystems in Rückwärtsstreuanordnung der Fa. Dantec Dynamics realisiert, siehe Abbildung 4.12. Einige wichtige Parameter des im Experiment eingesetzten Messsystems sind in der Tabelle 4.1 dargestellt.

Wie aus der Tabelle 4.1 ersichtlich wird, hat bei einer Brennweite der Sendelinse f von 310 mm, einer Wellenlänge λ von 488 nm, einem Laserstrahldiameter $2r_0$ von 1.35 mm und einem Schnittwinkel θ von 7.14 Grad das Messvolumen (Abbildung 4.11) nach (4.4) folgende Abmessungen: $dx = 0.143$ mm, $dy = 0.143$ mm und $dz = 2.332$ mm

$$dx = 2a_0 = \frac{2r_1}{\cos \theta / 2}; \quad dy = 2b_0 = \frac{4f\lambda}{\pi r_0}; \quad dz = 2c_0 = \frac{2r_1}{\sin \theta / 2};$$

$$V_0 = \frac{8\pi r_1^3}{3 \sin \theta}, \quad (4.4)$$

wobei $2r_0$ und $2r_1 = \frac{2\lambda f}{\pi r_0}$ - der Durchmesser der Taille des Laserstrahls respektive vor und nach der Fokussierung durch die Sendelinse ist.

Parameter	U-Komponente	V-Komponente
Wellenlänge, nm	488.0	514.5
Brennweite, mm	310.0	310.0
Strahldurchmesser, mm	1.35	1.35
Erweiterungsverhältnis des Strahls	1	1
Abstand zwischen den Strahlen, mm	38.0	38.0
Streifenanzahl	35	35
Streifenbreite (μm)	3.989	4.205
Strahl-Halbwinkel (Grad)	3.507	3.507
Messvolumen - dx (mm)	0.143	0.151
Messvolumen - dy (mm)	0.143	0.150
Messvolumen - dz (mm)	2.332	2.459
Minimale Schrittweite des Traversierungssystems, μm	6.35	

Tabelle 4.1: Einige Parameter des im Experiment eingesetzten LDA-Messsystems der Fa. Dantec Dynamics

Aufgrund des Gaußschen Intensitätsprofils der sich kreuzenden Laserstrahlen und der infolgedessen gebildeten Streifen des Interferenzmusters besteht die Amplitude des gesamten Signals aus Gleich- und Wechselanteilen während der Partikelbewegung durch den Schnittbereich. Aus diesem Grund entsteht ein Burst-artiges Signal bei einer Teilchendurchquerung des Messvolumens, das sich mit Hilfe eines Filters in einen Gleichanteil (Piedestal) und einen Wechselanteil (Modulationsanteil) aufteilen lässt. Die Messvolumengröße ist der Bereich, in dem die Wechselleistungsamplitude I_{AC} im Verhältnis zur maximalen Wechselleistungsamplitude an der Position (0;0;0) $I_{AC,max}$ größer als e^{-2} ist. Sie ist ferner unabhängig von den streuenden Partikeln. Im Allgemeinen wird nur das Wechselleistungssignal als Laser-Doppler-Signal bezeichnet.

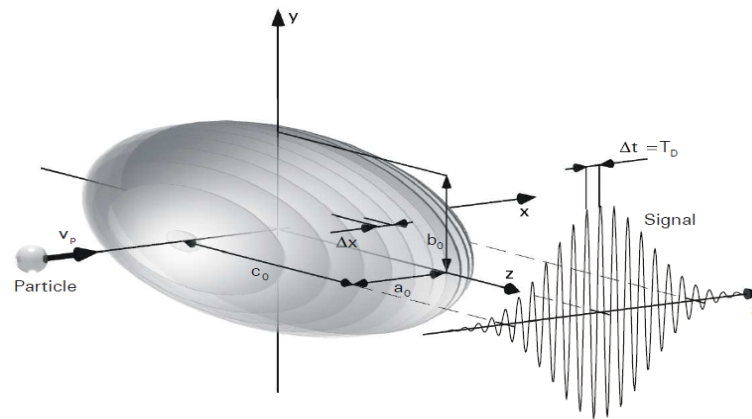


Abbildung 4.11: Messvolumen eines Laser-Doppler-Anemometers und hochpassgefilterter Wechselanteil eines typischen Signals, das man bei einem Partikeldurchlauf durch dieses Messvolumen erhalten kann. (Quelle: Albrecht et al. 2003).

Das Messvolumen hängt ausschließlich von der Sendeoptik und der daraus resultierenden Strahlgeometrie ab:

- Laserstrahldurchmesser, $2r_0$
- Schnittwinkel, θ
- Position der Taillen, f .

Als Detektionsvolumen wird der Raumbereich bezeichnet, in dem das Signal eines Partikels die Detektionsschwelle überschreitet. Tatsächlich wird das Detektionsvolumen eines Laser-Doppler-Systems über die Amplitude des Wechselanteils des gesamten Signals definiert, da nur dieser für die Geschwindigkeitsbestimmung des Partikels genutzt wird. Das bedeutet, dass während einer LDA Messung nur Signale, die eine Intensitätsschwelle I_d überschreiten, detektiert werden. Da die Intensität des von einem Partikel gestreuten Lichtes von dessen Größe abhängig ist, ist das Detektionsvolumen partikelgrößenabhängig. Das Detektionsvolumen V_d wird wie folgt errechnet:

$$V_d = V_0 \left(\sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{I_{AC,max}}{I_d}} \right)^3, \quad (4.5)$$

und ist wesentlich kleiner als das Messvolumen V_0 . Laut Albrecht (Albrecht 2003) hängen die Detektionsschwelle und damit auch die Detektionsvolumengröße ab von:

- Sendeoptik (Laserleistung, Verluste durch Linsen etc.)
- Messvolumengeometrie (optische Konfiguration)
- Lichtdurchlässigkeit des Mediums

- Streueigenschaften (Partikeleigenschaften, Beobachtungsrichtung)
- Empfangsoptik (Aperturgröße, Verluste durch Linsen etc.)
- Detektorempfindlichkeit
- Signal-Rausch-Verhältnis (SNR)
- Signaldetektion und Signalverarbeitung

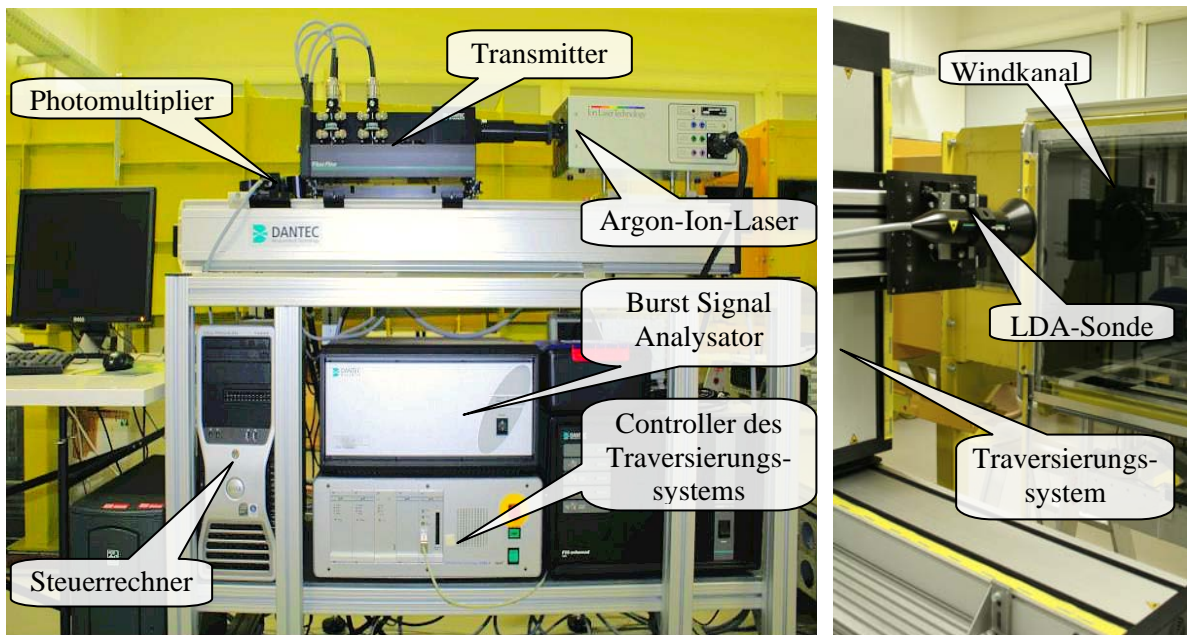


Abbildung 4.12: Das zur Untersuchung eingesetzte LDA-Messsystem der Fa. Dantec Dynamics.

Das für die Positionierung der LDA-Messsonde eingesetzte 3D-Traversierungssystem der Fa. Isel hat eine minimale Schrittweite von $6.35 \mu\text{m}$. Ein relativ kleines Messvolumen zusammen mit einem präzisen Traversierungssystem bieten bei der Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit eine sehr gute räumliche Auflösung und erlauben die Untersuchung von Strömungen in einem sehr kleinen Bereich an der Oberfläche eines umströmten Körpers, was im Fall von Grenzschichtuntersuchungen besonders wichtig ist.

Aus den oben dargelegten Überlegungen lassen sich einige Zusammenhänge bezüglich der örtlichen Auflösung eines LDA-Messsystems ableiten.

Die örtliche Auflösung wird im Wesentlichen durch die Detektionsvolumengröße V_d bestimmt, die dabei von folgenden Größen abhängig ist:

- Durchmesser der Sendestrahlen ($d_0 = 2r_0$) und deren Schnittwinkel (θ)

- gestreute Intensität (größere Partikel, höhere Intensität des einfallenden Lichtes und Streuwinkel mit höherer Streulichtintensität bedingen ein größeres Detektionsvolumen bei konstanter Detektionsschwelle)
- räumliche Filter (z. B. Pinholes oder Slits in der Empfangsoptik)
- Sensitivität des Detektors.

4.4.2 Besonderheiten des LDA-Einsatzes zur Untersuchung der Grenzschichtströmung an einer gleichmäßig perforierten Wand ohne und mit Ausblasen

Das Oberflächenprofil einer gleichmäßig perforierten Platte kann man näherungsweise mit einer D-Rauhigkeit vergleichen. Die Anordnung der Öffnungen an der Platte ist so, dass die Plattenoberfläche eine periodische Struktur mit einem flachen Teil an der Stelle der festen Wand und mit einer starken Vertiefung im Öffnungsbereich besitzt. Die beiden Teile haben die gleiche Länge, die in unserem Fall ca. $180\ \mu\text{m}$ beträgt, und ungefähr doppelt so groß ist, wie der Durchmesser des Detektionsvolumens der eingesetzten LDA-Sonde. Dies bedeutet, dass man die Strömung direkt über der perforierten Platte mittels des vorhandenen LDA-Messsystems mit hoher räumlicher Auflösung untersuchen kann (siehe Abbildung 4.13 rechts).

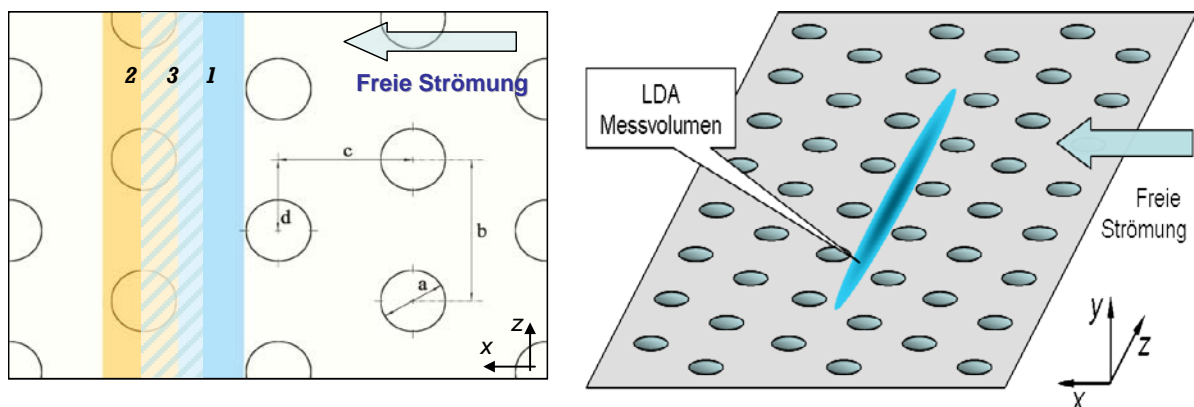


Abbildung 4.13: Eine schematische Darstellung der gleichmäßig perforierten Wand des Testmoduls und eine der möglichen Positionen des LDA-Messvolumens über dieser Wand (rechts). $a=180\ \mu\text{m}$, $b=400\ \mu\text{m}$, $c=360\ \mu\text{m}$, $d=200\ \mu\text{m}$.

Infolge dessen, dass die Wandoberfläche durch die vorhandenen Öffnungen gleichmäßig strukturiert ist, hängt das ermittelte Profil der Strömungsgeschwindigkeit stark von

der Messposition an der Oberfläche ab, besonders im Bereich, der unmittelbar in Wandnähe ist. An der Stelle, die einer festen Wand entspricht (siehe Streifen 1 in Abbildung 4.13), hat das Geschwindigkeitsprofil eine klassische Blasius-Form. Bei einer Positionierung der Messsonde an einer durch die Öffnungsreihe in der Platte gebildeten (quasi) Vertiefung (siehe Streifen 2 in Abbildung 4.13), wird die Strömung durch die Änderung der Oberflächengeometrie sowie der Wandeigenschaften wesentlich geändert. Das Messen der Strömungsgeschwindigkeit an der Position, die der Übergangzone zwischen dem flachen Teil und der Vertiefung entspricht (siehe Streifen 3 in Abbildung 4.13), führt zu großen Messfehlern.

In einer Grenzschichtströmung, zu der eine wandnahe Strömung gehört, und besonders in ihrer viskosen Unterschicht existiert ein Gradient der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Da das Detektionsvolumen eines LDA nicht eine unendlich kleine, sondern eine bestimmte Größe hat und sein Querschnitt die Schichten mit verschiedenen Geschwindigkeiten umfasst, ist das Laser-Doppler-Messvolumen bei der Messung der Strömungsgeschwindigkeit in dem wandnahen Bereich von dem genannten Gradient auch betroffen (siehe Abbildung 4.14). Aus diesem Grund werden die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und die höheren Momente durch die räumliche Integration über den Messvolumenquerschnitt falsch ermittelt. Um das zu beheben, wurde aus der Kenntnis des Gradienten und der Größe des Messvolumens ein Korrekturverfahren für die Momente abgeleitet (Durst 1995), (Albrecht 2003).

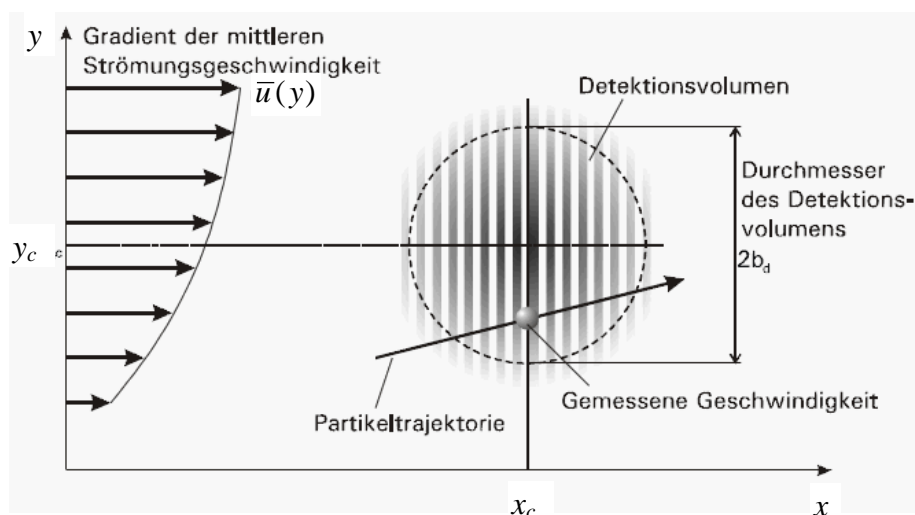


Abbildung 4.14: Gradient der mittleren Strömungsgeschwindigkeit über einem Laser-Doppler-Messvolumen (Quelle: Albrecht et al. 2003).

An einer Position y_c (Abbildung 4.15) kann die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mittels einer Taylor-Reihe entwickelt werden

$$\bar{u}(y) = \bar{u}(y_c) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n \bar{u}(y)}{dy^n} \right|_{y=y_c} \times (y - y_c)^n . \quad (4.6)$$

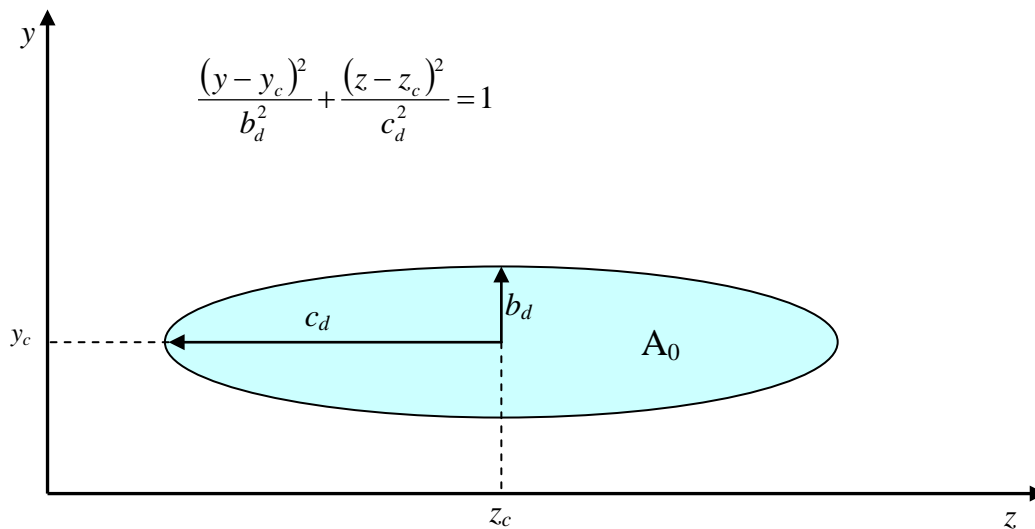


Abbildung 4.15: Detektionsbereich an einer x_c -Position für einen elliptischen Messvolumenquerschnitt. (Quelle: Albrecht et al. 2003).

Im Fall einer elliptischen Form der Detektionsfläche, die ein Querschnitt des LDA-Messvolumens hat, liefert die Integration über dem Querschnitt des Detektionsvolumens A_0 (Abbildung 4.15) bei Berücksichtigung der ersten 2 Glieder der Taylor-Reihenentwicklung (bis $n = 2$) für die gemessene Geschwindigkeit die folgende Gleichung:

$$\bar{u}_{DV} = \bar{u}(y_c) + \frac{b_d^2}{8} \left. \frac{d^2 \bar{u}(y)}{dy^2} \right|_{y=y_c} \quad (4.7)$$

Dabei wird der Term 1. Ordnung ($n=1$) aufgrund einer symmetrischen Position y_c bezüglich der Integrationsgrenzen zu Null.

Zu einer Abweichung von der mittleren Geschwindigkeit führt auch der Fall, wenn die Strömung streng parallel zur x - z -Ebene, aber die Ausrichtung der Streifen des Messvolumens bzw. der Achse b der Ellipsoide nicht parallel, sondern schräg zur y - z -Ebene ist. Eine ähnliche Situation entsteht, wenn die Messsonde unter einem Winkel α zur

Wandoberfläche, bzw. x - z -Ebene ausgerichtet ist, siehe Abbildung 4.16. Wie folgt aus der Abbildung 4.16, werden während einer Messung in Höhe y_c die Strömungsgeschwindigkeiten des Bereichs Δy zur Bildung des Mittelwerts genommen.

Bei Untersuchungen der wandnahen Strömung hängt die Genauigkeit der Messung neben anderen Faktoren auch von der Anordnung des Streifen-Musters des Messvolumens im Bezug auf die Achse des Kanals ab. Beim Einsatz eines LDA-Verfahrens zur Untersuchung der Grenzschichtströmung sind die Messdaten nur bis zur minimalen Entfernung von der Wand, die ungefähr der Hälfte des Diameters des LDA-Messvolumens entspricht, zuverlässig.

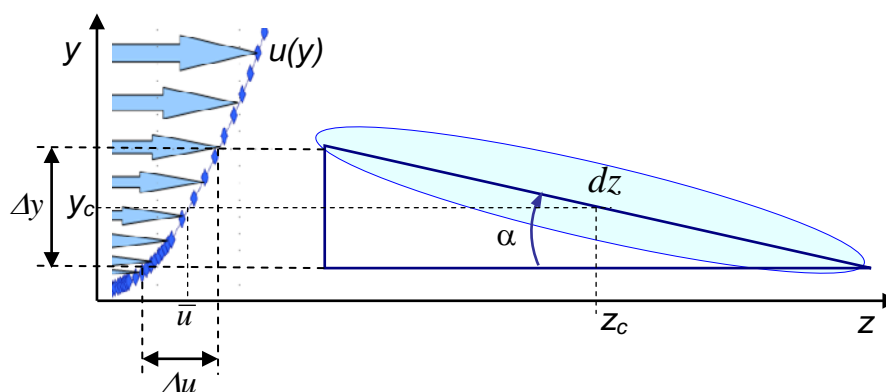


Abbildung 4.16: Gradient der mittleren Strömungsgeschwindigkeit über ein Laser-Doppler-Messvolumen im Fall der Ausrichtung der LDA-Sonde unter dem Winkel α zur xz -Ebene in der tangentialen Richtung.

Die örtliche und zeitliche Auflösung eines Laser-Doppler-Systems sind miteinander gekoppelt. Ein kleines Detektionsvolumen erhöht die örtliche Auflösung, verringert jedoch die zeitliche Auflösung, wenn die gleiche Partikelkonzentration in der Strömung verwendet wird. Bei einem Einsatz des LDA zum Messen der Strömungsgeschwindigkeit in einem wandnahen Bereich ist es sehr wichtig die richtigen Messbedingungen und die Einstellungen des Messsystems zu definieren, weil sie die Messergebnisse sehr stark beeinflussen können. Hier sind nur einige davon genannt.

- Einstellwinkel des Laserstrahlkopfes
- Messzeit
- Hochspannung des Photomultipliers
- Partikelmenge

- Schrittauswahl des Positionierungssystems (besonders in der Höhe unter 200 μm , um den Geschwindigkeitsgradient mit minimalem Fehler zu bestimmen)

4.5 Konstant-Temperatur-Anemometrie in wandnaher Region

Neben den optischen und Druckmessverfahren gehört die Hitzdrahtanemometrie zu den klassischen Geschwindigkeitsmessverfahren in der experimentellen Strömungsmechanik. Besonders gut hat sich dieses Verfahren beim Messen von Schwankungsgeschwindigkeiten erwiesen, da damit die Turbulenz eines Strömungsvorganges quantitativ erfassen werden kann.

Das Funktionsprinzip der Hitzdrahtanemometrie (HDA) sowie theoretische Grundlagen des Konstant-Temperatur-Anemometrie-Verfahrens (CTA) selbst sind ausreichend in (Brunn 1995) oder (Nitsche 2005) dargestellt. Hier, ähnlich zum Fall des LDA-Verfahrens im Unterkapitel 4.4., werden nur einige messmethodische Fragen, die im Überblick z. B. in (Comte-Bellot 1976) umrissen sind, geschildert.

Aufgrund ihres Messprinzips sind die Hitzdrähte stark abhängig von allen Strömungsparametern, die ihren Wärmehaushalt beeinflussen. In erster Linie hat die Temperatur des Strömungsmediums als Bestandteil der treibenden Temperaturdifferenz einen sehr ausgeprägten Einfluss auf die Kalibrierung eines Hitzdrahtes. Je höher die Strömungstemperatur desto niedriger liegt die Kalibrierungskurve, siehe z.B. (Nitsche 2005).

Beim Einsatz von Hitzdrahtsonden zur Untersuchung turbulenter wandnaher Strömungen treten noch zwei Effekte auf, die unter Umständen erhebliche Fehler des Messwerts auslösen können. Zum einen ist es ein Wärmeleitungseffekt, bei dem die Wärme von einem heißen Hitzdraht der Messsonde, der eine höhere Temperatur als die Wand hat, zur kalten Wand übergeht. Dieser Effekt ist auf das unterschiedliche Wärmeleitvermögen vom Fluid und vom Wandmaterial zurückzuführen und beeinflusst die Messwerte in Abhängigkeit von der Wärmekapazität der Wand und von den Parameter der HD-Sonde, siehe Abbildung 4.17. Seit mehr als 50 Jahren Einsatz des HDA-Verfahrens sind zahlreiche Untersuchungen zur Problematik des Wandeinflusses auf HDA-Messungen in einem wandnahen Bereich entstanden und wurden mehrere Vorgehensweise zur Problemlösung vorgeschlagen, siehe (Graichen 1982), (Chew 1997), (Lange 1999), (Durst 2001; Durst 2002) u.a. Ein universelles Verfahren zur Lösung dieses Problems fehlt aber bis heute. Zum Zweiten verursacht die HD-Sonde einen Verdrängungseffekt auf das Geschwindigkeitsfeld. Die Verdrängungswirkung sowie

die Störungsgröße hängen in erster Linie von der Sondenkonstruktion ab (Graichen 1982).

Außerdem, wie (Salari 2011) zeigt, bleibt das Problem der Bestimmung des genauen Abstands von dem Messpunkt bzw. von den HD-Sondespitze zur Wand aktuell. Sowohl optische als auch kapazitive oder sogar mechanische Verfahren zum Abstandsmessen können bis zu 20 μm Abstandsdifferenz zulassen, was im Fall einer viskosen Unterschicht ca. 20% beträgt. Darüber hinaus ändert sich der Abstand zwischen der Sonde und der Wand unter der Strömungswirkung auf einen Sondenhalter. Obwohl diese Abstandsänderung sehr klein sein kann, ist diese schwer kontrollierbar und trägt wesentlich zum gesamten Messfehler bei.

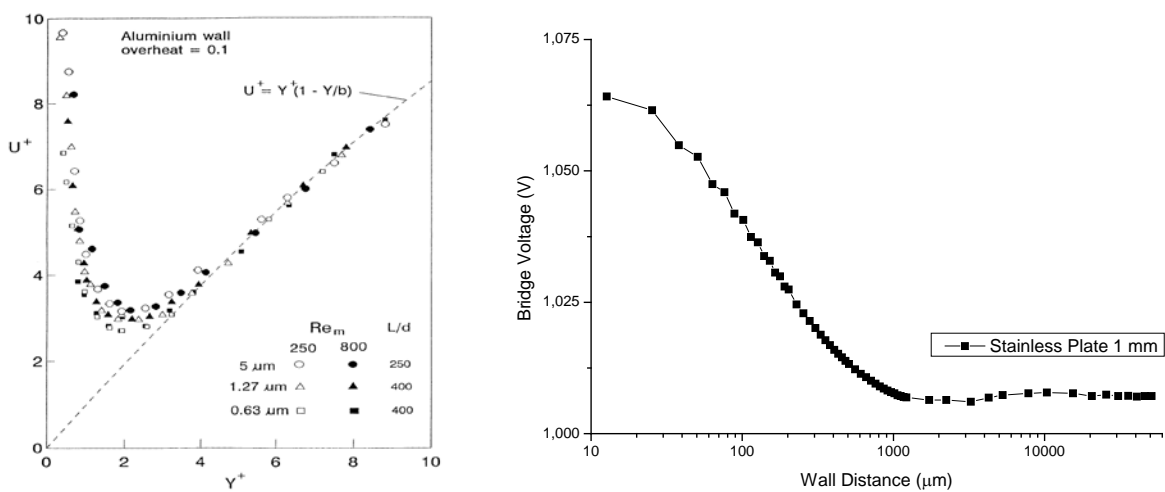


Abbildung 4.17: a) Abhängigkeit U^+ von y^+ für drei Sonden mit verschiedenen Drahtdiametern 5 μm , 1.27 μm , und 0.63 μm und für zwei $Re_m = 250$ und $Re_m = 800$ in der Nähe einer Aluminium-Wand (Chew 1997); b) Abhängigkeit der Messbrückenspannung vom Wandabstand für eine 5 μm HDA-Sonde in der Nähe der Edelstahlplatte (Eigene Messergebnisse).

Die oben genannten Faktoren begrenzen die Genauigkeit der HD-Messungen in einem großen Bereich der Grenzschicht sowohl für die Ermittlung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit als auch des Turbulenzgrades.

4.6 Einige Aspekte des Einsatzes der CTA- und LDA-Messverfahren zur Untersuchung einer Grenzschicht über der durchlässigen Wand

In den Unterkapiteln 4.4 und 4.5 ist dargelegt, dass die beiden Messverfahren ein gutes Instrumentarium zur Untersuchung einer Grenzschichtströmung sind. Jede Methode hat ihre Vor- und Nachteile beim Einsatz zur Ermittlung der Strömungsparameter in einer Grenzschicht und besonders in ihrer viskosen Unterschicht. Um die Charakterisierung beider Methoden übersichtlicher zu gestalten, sind die charakteristischen Aspekte von beiden Verfahren in der Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Bei der Untersuchung einer wandnahen Strömung ist die Bestimmung des Abstands zur Wand sehr wichtig, weil das Wissen der genauen Messposition einen wichtigen Strömungsparameter wie den Geschwindigkeitsgradient in der viskosen Unterschicht und als Folge die Wandschubspannung mit einer hohen Genauigkeit bestimmbar macht. Die Messung des Abstands vom Messpunkt zur Wand stellt eine komplizierte Aufgabe dar, die bei den vielen Experimenten schwer zu lösen ist. Beim Einsatz eines HDA kommt neben dem Verdrängungseffekt noch eine durch den Strömungsdruck ausgelöste unkontrollierbare Änderung des Abstands vom Messpunkt zur Wand in Betracht. Trotz mehrerer entwickelter Verfahren zur Lösung des Problems der genauen Bestimmung des Wandabstandes zum Messpunkt wie beim LDA-Einsatz (Durst 1988), als auch beim HDA-Einsatz (Papadopoulos 1993), (Brunn 1995), (Örlü 2010), bleibt das bis heute aktuell und hat keine universelle Lösung gefunden.

Ein Vergleich der beiden Messmethoden lässt hinsichtlich der realen Experimentbedingungen, bei denen ein Zutritt zum Messpunkt begrenzt ist und schon eine kleine Strömungsstörung unerwünscht ist, schließen, dass das LDA-Messverfahren beim Einsatz zur Untersuchung einer Grenzschichtströmung über einer gleichmäßig perforierten Wand mit Ausblasen vorteilhafter ist. Aus diesem Grund wurden die meisten Messungen in dieser Arbeit mittels eines Laser-Doppler-Anemometers in 1D- oder 2D-Konfiguration durchgeführt.

	CTA	LDA
Vorteile	<ul style="list-style-type: none"> • Hohe Empfindlichkeit beim Messen der Schwankungsgeschwindigkeit • Hohe zeitliche Auflösung (5-10 kHz) 	<ul style="list-style-type: none"> • Berührungslos • Keine Kalibrierung nötig • Messen bei hoher thermischen/mechanischen Belastung
Nachteile	<ul style="list-style-type: none"> • Kalibrierungsnotwendigkeit • Empfindlich gegen Verschmutzung • Abhängigkeit von der Strömungstemperatur • Strömungsstörung 	<ul style="list-style-type: none"> • Begrenzter Zutritt zum Messbereich • Notwendigkeit von Streupartikeln • Hohe Kosten der Messanlage • Laserstrahlschutzmassnahmen
Negative Aspekte beim Einsatz zur Grenzschichtuntersuchung	<ul style="list-style-type: none"> • Wärmeübertragung in der Wand • Schwierigkeiten genauer Positionierung der Sonde bezüglich der Wand 	<ul style="list-style-type: none"> • Relativ großes Messvolumen • Schwierigkeiten genauer Positionierung des Messvolumens bezüglich der Wand • Wandabstand hängt von der Messvolumengröße ab
Folge negativer Aspekte	<ul style="list-style-type: none"> • Notwendigkeit von Korrekturfaktoren für das Geschwindigkeitsprofil in Höhe unter ca. 1000μ in Abhängigkeit vom Wandmaterial • Gefahr der Zerstörung des Sensors 	<ul style="list-style-type: none"> • Notwendigkeit der Korrekturkonstante für Bestimmung genauer y-Position bei der Ermittlung des Geschwindigkeitsprofils • Minimaler Wandabstand beträgt ca. die Hälfte vom Messvolumendurchmesser

Tabelle 4.2: Einsatzaspekte von den CTA- und LDA-Messverfahren beim Einsatz zur Untersuchung einer wandnahen Strömung.

4.7 Zur Auswahl des Messortes an der Oberfläche des Testmoduls

Bei einer Untersuchung zur gezielten Beeinflussung einer Grenzschichtströmung ist es wichtig, möglichst viele Faktoren, die eine unkontrollierbare Grenzschichtbeeinflussung verursachen können, auszuschließen bzw. zu berücksichtigen. Einige, sogar kleine Unebenheiten an der umströmten Oberfläche des im Experiment eingesetzten Testmoduls können beim Erreichen einer kritischen Strömungsgeschwindigkeit zu starker Strömungsbeeinflussung, bzw. zur Strömungsinstabilität führen. Um zu prüfen, ob die perforierte Platte des Testmoduls und ihre Oberfläche keine große Abweichung von der Ebenheit hat, wurde eine Vermessung des Profils der Testmoduloberfläche vorgenommen.

Das Profil der Testmoduloberfläche wurde entlang der gesamten Länge des Testmoduls $L=250$ mm mit Hilfe eines hochpräzisen Laser-Abstandmeters LK-GD500 der Fa. KEYENCE vermessen. Die Messsonde LK-G32 des Abstandmeters, die eine Messgenauigkeit von $5\mu\text{m}$ hat, wurde auf einem 1D-Traversierungssystem der Fa. Isel montiert. Es wurde drei Messungen an drei verschiedenen Positionen in z -Richtung und zwar im Abstand von 20 mm, 28 mm und 50 mm vom Rand des Testmoduls durchgeführt, siehe Abbildung 4.18.

Die Ergebnisse der Profilvermessungen sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Eine scharfe Kurvensenkung bei $x=555$ mm entspricht dem Übergang von dem Aluminium-Ersatzmodul mit einer glatten undurchlässigen oberen Wand zum Testmodul mit durchlässiger oberer Wand. Ein Kurvenabbruch bei $x=805$ mm entspricht dem Übergang von dem Testmodul zum PVC-Ersatzmodul mit einer glatten undurchlässigen oberen Wand. Wie in der Abbildung 4.19 zu sehen, ist ein Anfang und ein Ende sowie eine kleine Durchbiegung der perforierten Platte des Testmoduls deutlich erkennbar. An einigen Stellen hat die perforierte Platte in Ergänzung zur Durchbiegung auch einzelne lokale Unebenheiten (z.B. Fall Z170). Die maximale Abweichung des Oberflächenprofils von einer geraden Linie beträgt jedoch nur 0,12 % von der gesamten Länge des Testmoduls. Diese tritt auf in der Position, die ungefähr der Mitte des Testmoduls entspricht. Im Fall einer turbulenten Strömung und einer lokalen Vermessung des

Profils der Strömungsgeschwindigkeit an der Testmoduloberfläche mit Korrektur y_0 -Position für jede der Messungen kann man diese Abweichung vernachlässigen.

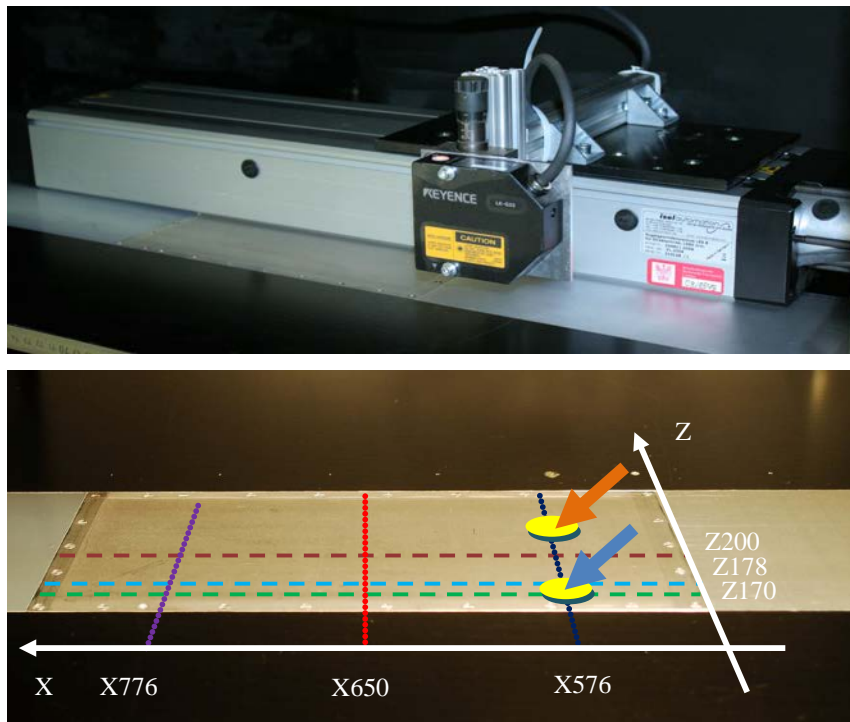


Abbildung 4.18: Vermessen der Ebenheit der Oberfläche des Testmoduls. Oben: Messsonde LK-G32; Unten: Messpositionen an der Oberfläche. Die blau markierte Messposition stellt dabei die günstigere Variante dar.

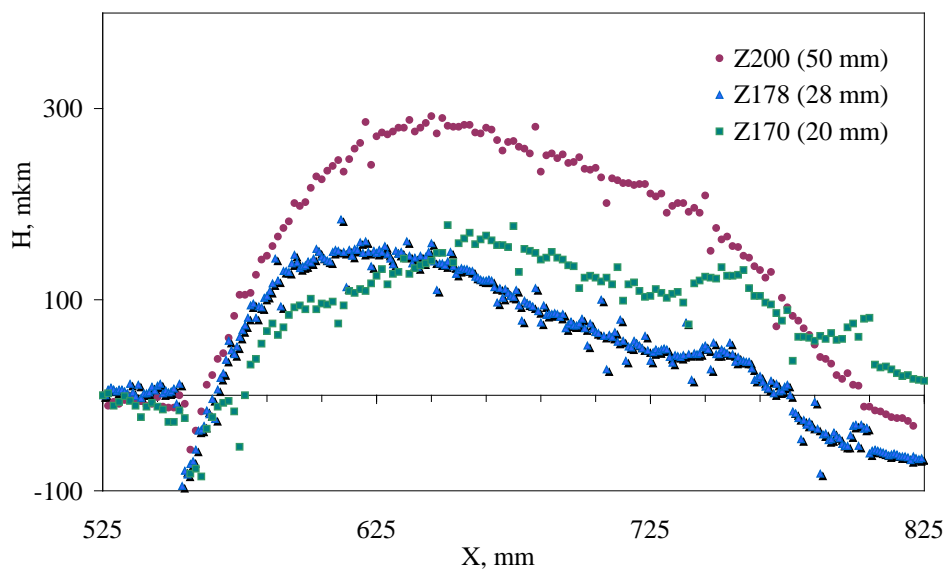


Abbildung 4.19: Profil der Testmoduloberfläche an drei verschiedenen z -Positionen.

Trotz einer korrekten Befestigung der perforierten Platte am Unterteil des Testmoduls wurde beobachtet, dass während der Durchführung der Experimente mit Ausblasen eine kleine Durchbiegung der Oberfläche des Testmoduls unter der Druckwirkung des Ausblasens entsteht. Aus diesem Grund wurde eine Voruntersuchung zur Durchbiegung der perforierten Platte des Testmoduls in Abhängigkeit von der Ausblasmenge durchgeführt. Diese Untersuchung hat gezeigt (Abbildung 4.20), dass die Größe der Durchbiegung nicht nur von der Ausblasmenge, sondern auch von einer Position an der Oberfläche des Testmoduls abhängt. Wie erwartet, verbiegt sich die perforierte Platte am wenigsten nahe dem Plattenrand (Kurve $X=576$ mm), wo sie mit Schrauben befestigt ist. Am größten ist die Durchbiegung der Platte unter der Wirkung des Ausblasens im mittleren Bereich. In diesem Bereich ist die Durchbiegungsgröße ab der Ausblasmenge von 55 l/s/m^2 besonders deutlich. Mit Bezug auf diese Ergebnisse der Voruntersuchung wurden weitere Vermessungen des Profils der Strömungsgeschwindigkeit in der Position, die relativ nah zum Rand des Testmoduls liegt, durchgeführt.

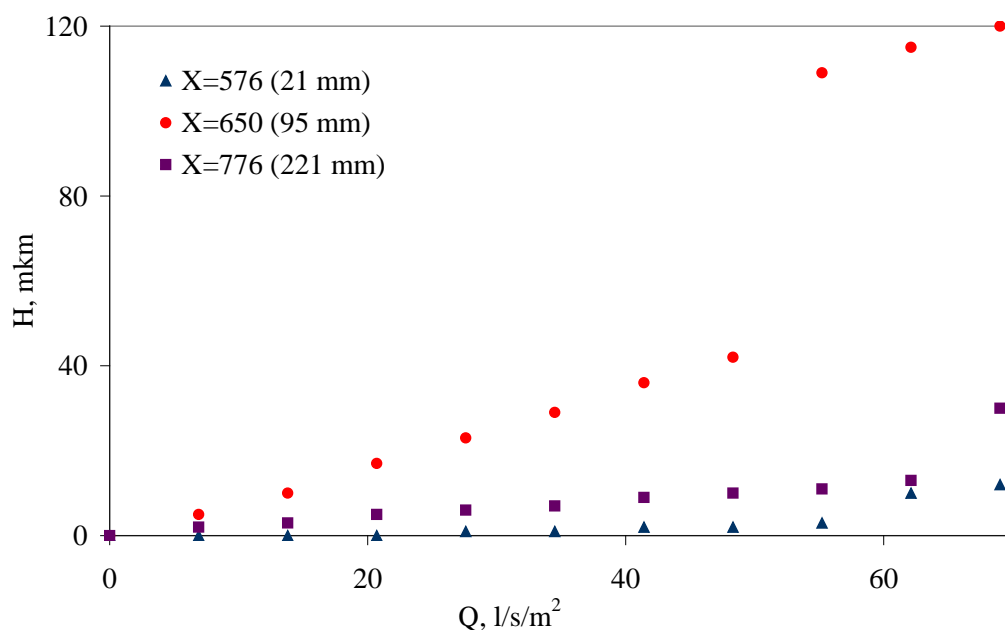


Abbildung 4.20: Durchbiegung der Testmoduloberfläche unter Wirkung der in das Testmodulinnere eingeblasenen Luft.

4.8 Aufbau des Experiments zur Beeinflussung turbulenter Grenzschichtströmung durch Mikro-Ausblasen von Luft verschiedener Temperatur

Alle Experimente dieses Teils der Untersuchung zur Grenzschichtbeeinflussung durch das Mikro-Ausblasen und zwar der Luft verschiedener Temperatur, wurden bei einer konstanten Geschwindigkeit der freien Strömung $U_\infty = 20$ m/s und einer konstanten Durchflussmenge der ausblasenden Luft $Q_{ausbl.} = 28$ L/m²/s durchgeführt. Die genaue Temperatur und Menge der ausgeblasenen Luft wurden, wie in anderen Experimenten mittels eines multifunktionalen Durchflussmessers DMF 47S der Fa. Aalborg gemessen. Die Temperatur der freien Strömung im Windkanal wurde durch eine vor den Strömungsausgleichgittern eingebaute Kühlanlage auf einem konstanten Wert gehalten.

4.8.1 Anlage zur Erhitzung/Abkühlung der in die Grenzschicht ausblasenden Luft

Die zwei weiteren Experimente und zwar zum Einfluss der Temperatur der ausblasenden Luft auf die Wandschubspannung in der Grenzschichtströmung über dem Ausblasbereich und zur Ermittlung der Änderung des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls ohne und mit Ausblasen unter Wirkung äußerer Strömung, wurden mit Hilfe einer einfachen Anlage zur Erhitzung/Erkühlung der ausblasenden Luft realisiert. Diese Anlage funktioniert nach dem Prinzip des Wärmetauschers und ist in der Abbildung 4.21 dargestellt. Je nach dem, welche Temperatur die Flüssigkeit im Behälter hat, wird die ausblasende Luft erhitzt oder gekühlt. Zur Minimierung des Wärmeumtausches der ausgeblasenen Luft mit der Umgebung, wurden die Luftleitungen durch einen thermoisolierenden Schlauch abgeschirmt.

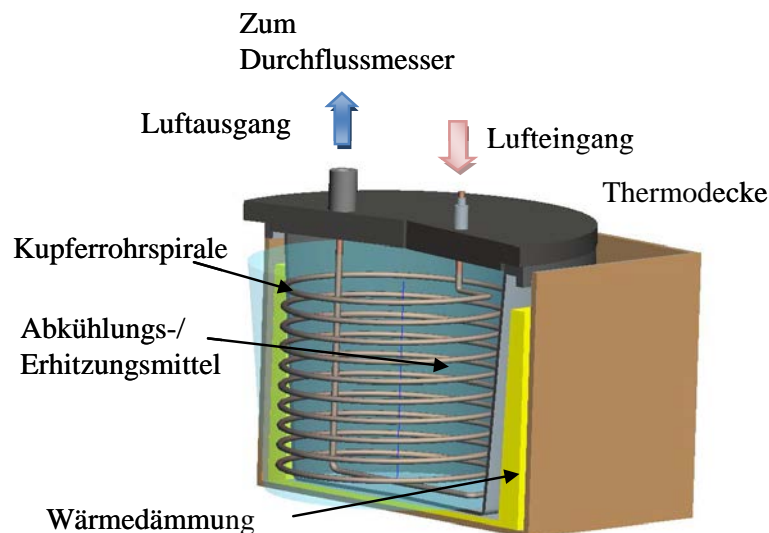


Abbildung 4.21: Skizze der Anlage zum Abkühlen/Erhitzen der in die Grenzschicht ausblasenden Luft.

4.8.2 Thermografiesystem

Die Änderung des Temperaturfeldes auf der Testmoduloberfläche unter der Wirkung des Ausblasens oder der äußeren Strömung sowie der beiden zusammen wurde in diesem Experiment mit Hilfe eines Thermografiesystems VarioCAM[®] hr head der Fa. InfraTec GmbH ermittelt. Die Kamera des Systems ist eine leistungsfähige Infrarotkamera für präzise Echtzeit-Thermografie-Messungen und basiert auf einem ungekühlten Mikro-Bolometer-Array. Die Kamera ist im Spektralbereich von 7,5 bis 14 μm empfindlich und hat eine Auflösung im Raumtemperaturbereich von ca. 0,08 K. Die Messgenauigkeit des Systems beträgt $\pm 1,5$ K. Die zum System gehörige Software IR-BIS[®] 3.0 erlaubt sowohl die Steuerung der Kamera als auch die Auswertung der mittels der Kamera aufgenommenen Bilder bzw. Messdateien.

Das empfindliche Mikrobolometer-Array der Infrarotkamera kann sowohl die eigene infrarote Strahlung einer untersuchten Körperoberfläche als auch die von dieser Oberfläche reflektierte Strahlung von den anderen Wärmequellen registrieren. Um diese Reflexionen zu verringern und das Emissionsvermögen zu erhöhen wurde die ganze Oberfläche des Testmoduls mit schwarzer Farbe bestrichen. Zusätzlich wurde die Kamera nicht direkt über dem Testmodul sondern ca. 150 mm seitlich und nicht streng senkrecht sondern um ca. 10 Grad geneigt zur Testmoduloberfläche installiert (siehe Abbildung 4.22). Diese Kameramontage verhindert die Aufnahme der infraroten Strahlung, die die Kamera selbst produziert und die von der Testmoduloberfläche re-

flektiert wurde. Der Abstand zwischen dem Kameraobjektiv und der Oberfläche des Testmoduls betrug 620 mm.

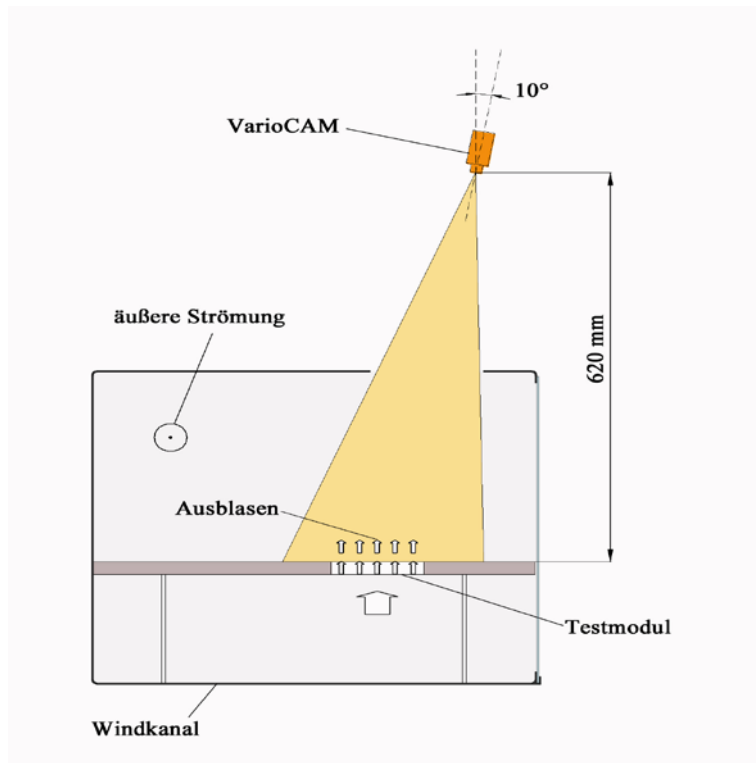


Abbildung 4.22: Schema des Experiments zur Visualisierung der Änderung des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls unter Wirkung der äußeren Strömung oder des Ausblasens.

Bei jedem Versuch dieser Experimentreihe wurden folgende Parameter des Ausblasens und der äußeren Strömung kontrolliert:

- Menge der ausgeblasenen Luft Q , L/min
- Temperatur der ausgeblasenen Luft T_{DFM} , °C
- Temperatur der Kühlflüssigkeit in der Anlage zum Abkühlen der ins Testmodul einblasenden Luft T_{KA} , °C
- Geschwindigkeit der äußeren Strömung U , ms^{-1}
- Temperatur der freien Strömung im Windkanal T_{WK} , °C.

Bei allen Experimenten wurde die Änderung der Temperatur der Testmoduloberfläche innerhalb von 10 Minuten mit einem Tempo von 12 Aufnahmen pro Minute registriert. Erfahrungsgemäß war diese Zeit ausreichend, damit das Temperaturfeld an der Testmoduloberfläche in einen stabilen Zustand übergehen kann und sich nicht mehr ändert.

5 Experimentelle Ergebnisse

5.1 Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit in der viskosen Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit gleichmäßigem Mikro-Ausblasen

Die Zuverlässigkeit und Reproduzierbarkeit der Daten experimenteller Untersuchungen ist eine wichtige Voraussetzung für eine sichere Bestimmung der Parameter des Untersuchungsobjektes an jeder interessierenden Stelle sowohl für eine weitere umfassende Analyse der Prozesse als auch für eine adäquate Erklärung der untersuchten Phänomene, siehe Abbildung 4.1. Bei der Ermittlung des Geschwindigkeitsprofils der turbulenten Grenzschichtströmung über einer durchlässigen Wand ohne und mit gleichmäßigem Mikro-Ausblasen $U(y)$ wurde festgestellt, dass das ermittelte Profil im wandnahen Bereich bzw. in der viskosen Unterschicht stark von der genauen Position zur Oberfläche abhängt. Der Grund dafür liegt zum Ersten darin, dass diese Oberfläche durch die vorhandenen Mikro-Öffnungen verformt bzw. strukturiert ist, siehe Kapitel 4.2. Zum Zweiten, die hohe räumliche Auflösung des eingesetzten Messverfahrens, das heißt des Laser Doppler Anemometers der Fa. Dantec Dynamics, das im Kapitel 4.4 dieser Arbeit ausführlich geschildert ist, macht es möglich, die Strömungsstruktur über der umströmten Wand mit den Mikro-Öffnungen detailliert zu untersuchen. In erster Linie aufgrund der Strukturierung der Wandoberfläche unterscheidet sich das Profil der Strömungsgeschwindigkeit, das über dem festen Teil der Testmoduloberfläche vermessen wird, von jenem, das über dem Lochbereich, siehe Abbildung 4.13, gemessen wurde, obwohl die beiden Messpositionen weniger als 200 μm in stromab Richtung voneinander getrennt liegen.

Das Problem der Auswahl der richtigen Messposition bei der Vermessung des Profils der Strömungsgeschwindigkeit $U(y)$ über der umströmten perforierten Oberfläche des Testmoduls und in erster Linie deren u -Komponente wurde durch das Vermessen der Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der viskosen Unterschicht entlang der durchlässigen Wand des Testmoduls in der stromab Richtung $u(x)$ gelöst.

Das Verhalten des ermittelten Profils der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ entlang der perforierten Wandoberfläche weist eine sehr deutliche Periodizität auf, siehe Abbildung 5.1. Diese Periodizität korreliert sehr gut mit der periodischen Struktur der Wandoberfläche, die durch die Öffnungen in der Wand gebildet ist. Das Photo einer im Experiment getesteten perforierten Platte mit 250-facher Vergrößerung im Hinter-

grund des Diagramms in der Abbildung 5.1 macht den Zusammenhang zwischen der Oberflächenstruktur und dem Profil der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ noch anschaulicher.

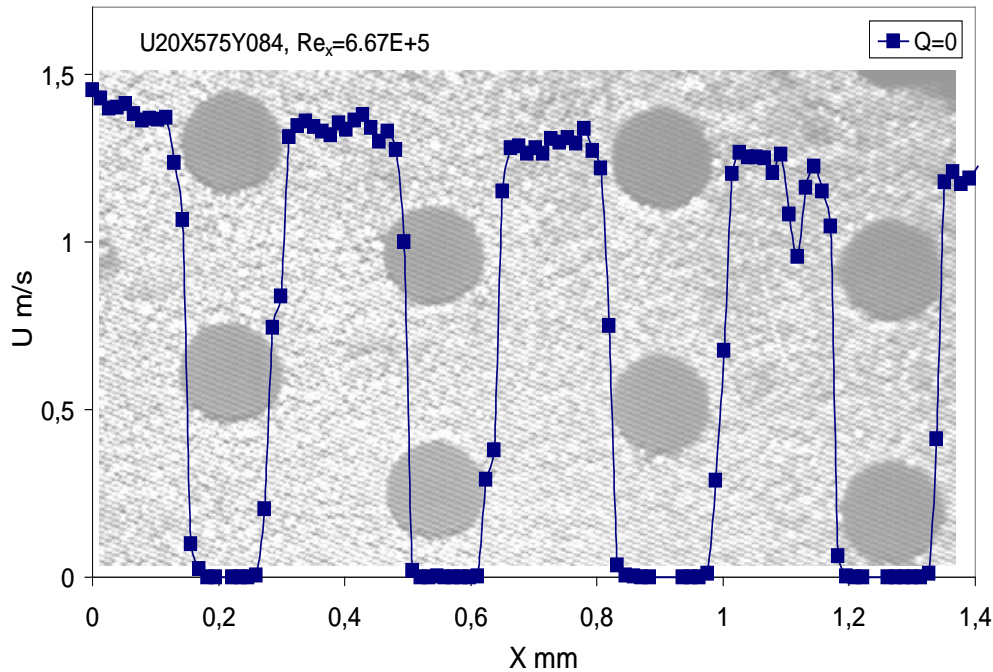


Abbildung 5.1: Profil der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ in Höhe von ca. $80 \mu\text{m}$ über der gleichmäßig perforierten Wand in der Stromab-Richtung. Im Hintergrund ist ein Photo der getesteten perforierten Platte mit 250-facher Vergrößerung dargestellt. $U_\infty=20 \text{ m/s}$, $\text{Re}_x=6.67\text{E}+5$.

In einer viskosen Unterschicht über der umströmten Wand besitzt die Grenzschichtströmung eine sehr kleine kinetische Energie. Aus diesem Grund ruft jede sogar minimale Störung im diesen Bereich eine Änderung der Strömungsstruktur hervor. Die Öffnungen in der umströmten Wand des Testmoduls treten eindeutig als Störungsfaktor der wandnahen Strömung auf. Die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit $u(y,x)$ in der xy -Ebene, siehe das dreidimensionale Diagramm in der Abbildung 5.2a, zeigt, dass die Periodizität des Profils $u(y,x)$ erst mit Anfang des Öffnungsbereiches beginnt und dass im Bereich unter ca. $100 \mu\text{m}$ über der umströmten Oberfläche das Profil der Strömungsgeschwindigkeit $U(y)$ von der Messposition an dieser strukturierten Oberfläche abhängig ist. Aus diesem Diagramm ist auch zu sehen, dass der Öffnungsbereich erst im Abstand von $0,5 \text{ mm}$ von der Startposition der Messung anfängt. Die periodische Absenkung des Profils der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ an Stellen, die den Öffnungsreihen in der Platte entsprechen, ist durch die periodische Änderung

des Profils der Wandoberfläche bzw. durch deren periodischer Struktur sowie durch einen niedrigeren Druck in den Öffnungen der umströmten durchlässigen Wand zu erklären. In Folge dessen passiert an den Stellen, die über den Öffnungsreihen liegen, eine Änderung der Strömungsrichtung mit gleichzeitiger lokaler Verlangsamung der wandnahen Strömung.

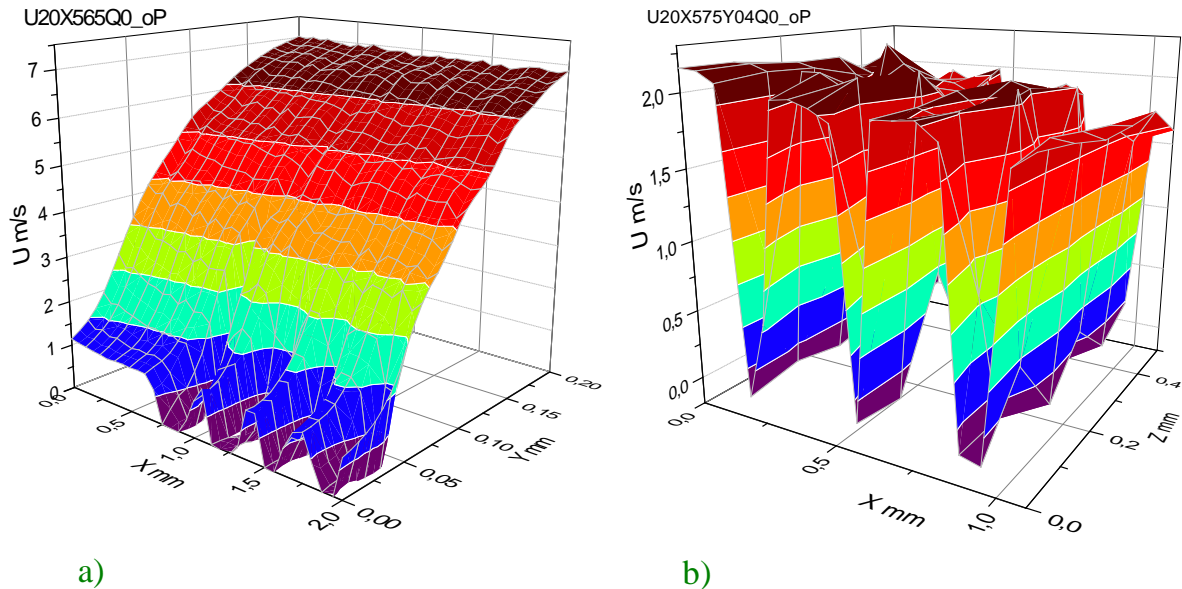


Abbildung 5.2: u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in der viskosen Unterschicht über der gleichmäßig perforierten Wand ohne Ausblasen bei $U_\infty=20$ m/s. a) $u(x,y)$ an der Grenze zwischen fester Wand und dem Öffnungsreihenbereich; b) $u(x,z)$ in der Höhe von ca. $40 \mu\text{m}$ über der durchlässigen Wandoberfläche.

Um sicher zu sein, dass die periodische Form des Profils $u(x)$ im Bereich der viskosen Unterschicht sich auf die ganze Oberfläche der perforierten Wand bezieht, wurde das Geschwindigkeitsprofil über einem Bereich der strukturierten Oberfläche, der ca. 3 Öffnungsreihen in x -Richtung und ca. 2,5 Öffnungen in z -Richtung umfasst, ermittelt. Die Ergebnisse dieser Ermittlung zeigen eindeutig, dass im Bereich der viskosen Unterschicht das Geschwindigkeitsprofil $u(x,z)$ der Strömung über einer gleichmäßig perforierten Wand eine periodische Form hat, die das Profil der mikro-strukturierten Wandoberfläche wiederholt, siehe Abbildung 5.2b. Die Positionen der kleinen „Zacken“ im unteren Teil des 3D-Profiles der Strömungsgeschwindigkeit in der z -Richtung entsprechen den Öffnungspositionen in den Öffnungsreihen der perforierten Platte des Testmoduls. Die Verschiebung der „Zacken“ in der mittleren Vertiefung des Profils im Vergleich zur Position der „Zacken“ in den äußeren Profilvertiefungen

um ca. 200 μm wird durch die Anordnung der Öffnungen in zwei nebeneinander liegenden Reihen hervorgerufen. Das Profil der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,z)$ folgt dem Profil der Wandoberfläche.

Die gleichen Vermessungen der Profile der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,z)$ und $u(x)$ über der gleichmäßig perforierten Wand des Testmoduls wurden auch für den Fall mit Ausblasen durchgeführt. Die in der Abbildung 5.3b und in der Abbildung 5.4a dargestellte Diagrammen zeigen die erwartete Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit über der durchlässigen Wand im Fall mit Ausblasen. Die periodische Form der beiden Profile der Strömungsgeschwindigkeit bleibt aber in der viskosen Unterschicht, wie im Fall ohne Ausblasen erhalten.

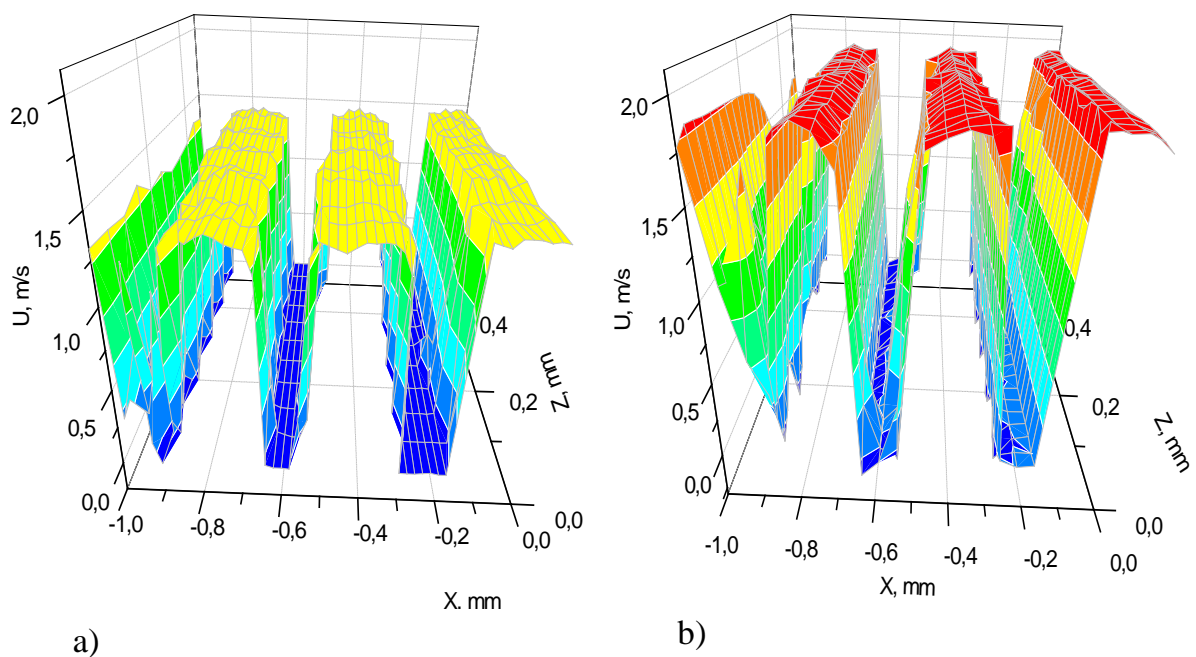


Abbildung 5.3: u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in der viskosen Unterschicht über der gleichmäßig perforierten Wand, $u(x,z)$, bei $U_\infty=20$ m/s, a) ohne Ausblasen; b) mit Ausblasen, $Q=0,014$ (m^3/s)/ m^2 .

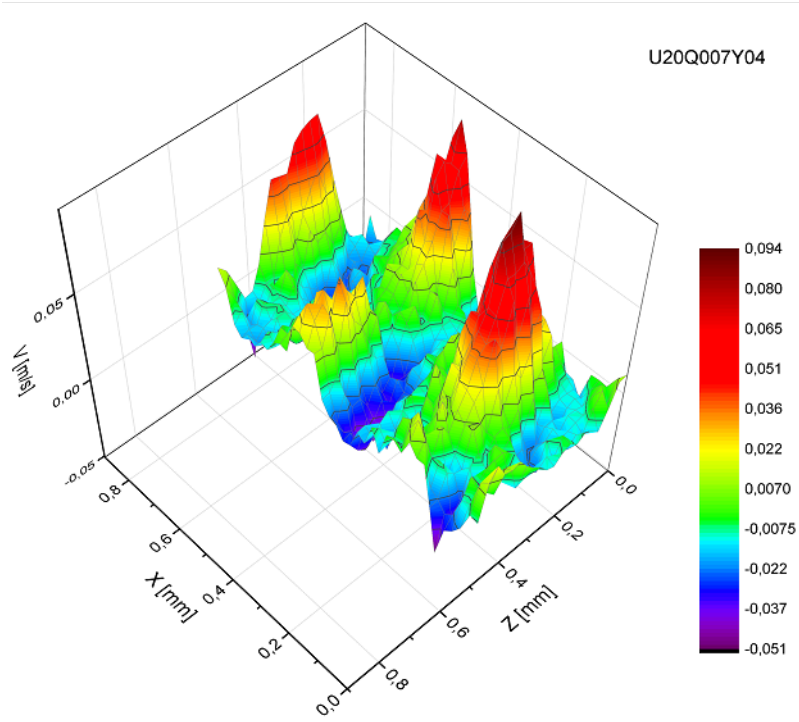
Der Einsatz einer Strahlerweiterung mit einem Erweiterungsverhältnis von 1.98 zusammen mit der verwendeten LDA-Sonde der Fa. Dantec Dynamics minimiert das Messvolumen um den Faktor 4 und erhöht die Strahl-Intensität erheblich. Bei einem Durchmesser des Laserstrahls von 1.35 mm und einem Strahlabstand von 38 mm bekommt das Messvolumen bei einem gleichzeitigen Einsatz der Strahlerweiterung und einer Linse mit einer Brennweite von 310 mm die folgenden Maße:

$dx \approx dy \approx 0.072 \text{ mm}$, $dz \approx 0.6 \text{ mm}$, siehe die Parameter des Messvolumens in der Tabelle 4.1. Durch eine vierfache Verkleinerung des Messvolumens erhöht sich die Auflösung des LDA auch vierfach. Beim Vergleich der Maße des Messvolumens und des Durchmessers der Öffnung in der durchlässigen Wand des Testmoduls ist klar geworden, dass mit einem so kleinen Messvolumen eine Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit sogar über einer einzelnen Öffnung in der umströmten Wand ermittelt werden kann. Darüber hinaus lässt sich durch die Einstellung des Winkels des LDA-Sensors auf einen Wert von ca. 8 Grad nicht nur die u - sondern auch die v -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit vermessen.

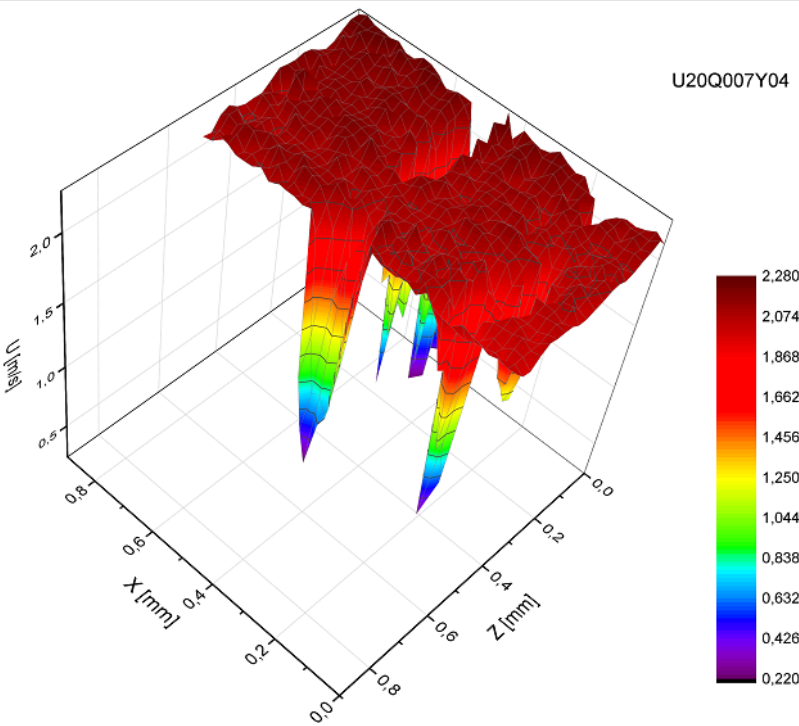
Die Geschwindigkeitsverteilung der Strömung über der durchlässigen Wand des Testmoduls mit Ausblasen, die mit dem Einsatz der Strahlerweiterung ermittelt wurde, ist in der Abbildung 5.4 präsentiert. Bei dieser Messung wurden die beiden Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,z)$ und $v(x,z)$ an 1400 Punkten in einer Höhe von ca. $40 \mu\text{m}$ über der durchlässigen Wandoberfläche von $1 \times 0.5 \text{ mm}^2$ ermittelt. Besonders interessant ist das Diagramm in Abbildung 5.4a. Dieses Diagramm illustriert sehr gut die periodische Struktur der Strömung über der durchlässigen Wand mit Ausblasen, die viele gleichmäßig verteilte Öffnungen hat. In dem Diagramm ist gut zu sehen, dass das Ausblasen durch die Mikro-Öffnungen in der Wand einzelne Strahlen mit eigener Geschwindigkeitsverteilung erzeugt. Die undeutliche Struktur des Geschwindigkeitsprofils $u(x,z)$ im Diagramm 5.4b kann auf einen ungünstigen Einstellungswinkel des LDA-Messkopfes zum Messen der u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit zurückgeführt werden.

Die bei dieser Untersuchung eingesetzte LDA-Messanlage liefert neben den Werten der Strömungsgeschwindigkeit noch andere Daten, die zur Analyse der Strömungsphänomene genutzt werden können. Unter anderen gehören zu diesen Daten die Anzahl der registrierten Bursts pro Messzeit bzw. die Datenrate und das Verhältnis U_{rms}/U_{mean} , nämlich deren Absolutwert. Letzteres stellt im Prinzip die 1D-Turbulenz dar und enthält wichtige Informationen über das Strömungsverhalten im betrachteten Bereich.

Die Zahl der registrierten Bursts, „Count“ bei Dantec, die mit Hilfe des LDA bei jedem Messen der Strömungsgeschwindigkeit registriert wird, charakterisiert die Zahl der Partikel, die innerhalb einer einzelnen Messung das LDA-Messvolumen durchqueren. Da die für die LDA-Messungen verwendeten Partikel ein Bestandteil der untersuchten Grenzschichtströmung sind, kann das Diagramm, das den Zusammenhang zwischen der Anzahl der registrierten Bursts und der Position an der Wandoberfläche darstellt, eine wichtige Information zum Verständnis des Strömungsverhaltens in der



a)



b)

Abbildung 5.4: a) v - und b) u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in Höhe von ca. $40 \mu\text{m}$ über der durchlässigen Wand mit Ausblasen $Q=0,007 \text{ (m}^3\text{/s)/m}^2$, bei $U_\infty=20 \text{ m/s}$, Ausblasrate $F=0.0019$.

viskose Unterschicht über der durch die Mikro-Öffnungen strukturierten Wandoberfläche liefern. Die maximale Zahl der registrierten Bursts pro Messung, die das Messsystem zum weiteren Auswerten sammeln kann, ist durch die Einstellungen des Messprogramms definiert. Diese Einstellungen legen eine Messdauer und eine maximale Burstzahl pro Messung sowie mehrere andere Parameter des Messsystems fest.

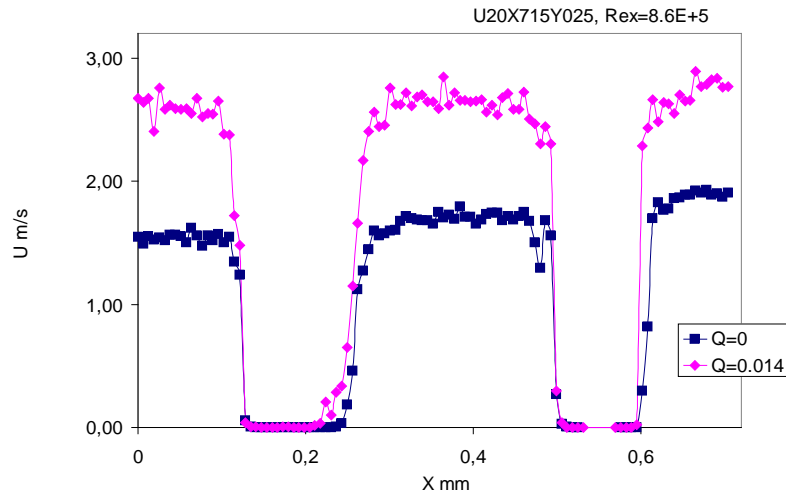
Die Datenrate bezieht sich auf eine Messzeiteinheit und ist in diesem Zusammenhang in wesentlichem Maße objektiver als die Anzahl der registrierten Bursts. Die Datenrate ist berechnet als

$$\text{Datenrate} = \frac{\text{Anzahl registrierter Bursts}}{\text{Messzeit}}. \quad (5.1)$$

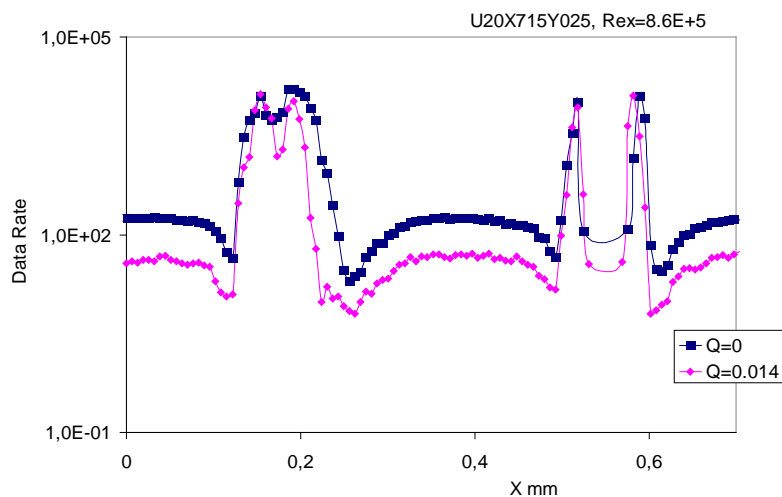
Aus dem Kurvenverlauf der Datenrate, sowie aus den anderen Strömungsparametern kann man wichtige Informationen zur Charakterisierung der Strömung an einem interessierenden Punkt oder in einem bestimmten Bereich über der umströmten Wandoberfläche erhalten. Wie aus dem Diagramm in der Abbildung 5.5a hervorgeht, wird die äußere Strömung in der viskosen Unterschicht direkt über den Reihen der Öffnungen in der umströmten durchlässigen Wand stark verlangsamt. Der steile Abfall des Profils der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ in der Abbildung 5.5a, sowie ein schneller Anstieg der Datenrate in der Abbildung 5.5b an den Grenzen zwischen der festen Oberfläche und der Öffnungsreihe sind durch Folgendes bedingt: Eine Änderung der Oberflächengeometrie sowie die Änderung des Drucks an den Stellen der Öffnungen lösen mehrere Mikro-Wirbel aus. Dies hat zur Folge, dass die Richtung der äußeren Strömung an diesen Stellen sich ändert und der Turbulenzgrad der Strömung massiv zunimmt. Im Abstand von ca. 180 μm in der Strömungsrichtung von der genannten Grenze bzw. am Übergang zwischen der Öffnungsreihe und der festen Oberfläche ändern sich die Parameter der Strömung in der viskosen Unterschicht sowie der Verlauf der Kurven des Geschwindigkeitsprofils $u(x)$ und der Datenrate jeweils in der umgekehrten Richtung.

Die hohe Datenrate über der Öffnungsreihe im Bereich ab ca. 0.11 mm bis zu ca. 0.22 mm und weiter ab ca. 0.5 mm bis zu ca. 0.61 mm in der Abbildung 5.5b ist eine Folge der durch mehrere kleine Wirbel verursachten hohen Turbulenz der Strömung an diesen Stellen. Aufgrund der hohen Strömungsturbulenz im Bereich über den Öffnungsreihen halten sich die Streu-Partikel, die in die Strömung eingeführt wurden, um den Einsatz des LDA zu ermöglichen, an diesen Stellen eine längere Zeit auf. Diese Partikel queren das LDA-Messvolumen viel öfter als im Bereich mit einer niedrigen Tur-

bulenz über dem festen Teil der durchlässigen Wand. Das durch diese Partikel gestreute Licht wird vom Photomultiplier des LDA in der Form eines Burstsignals, siehe Abbildung 4.11, registriert.

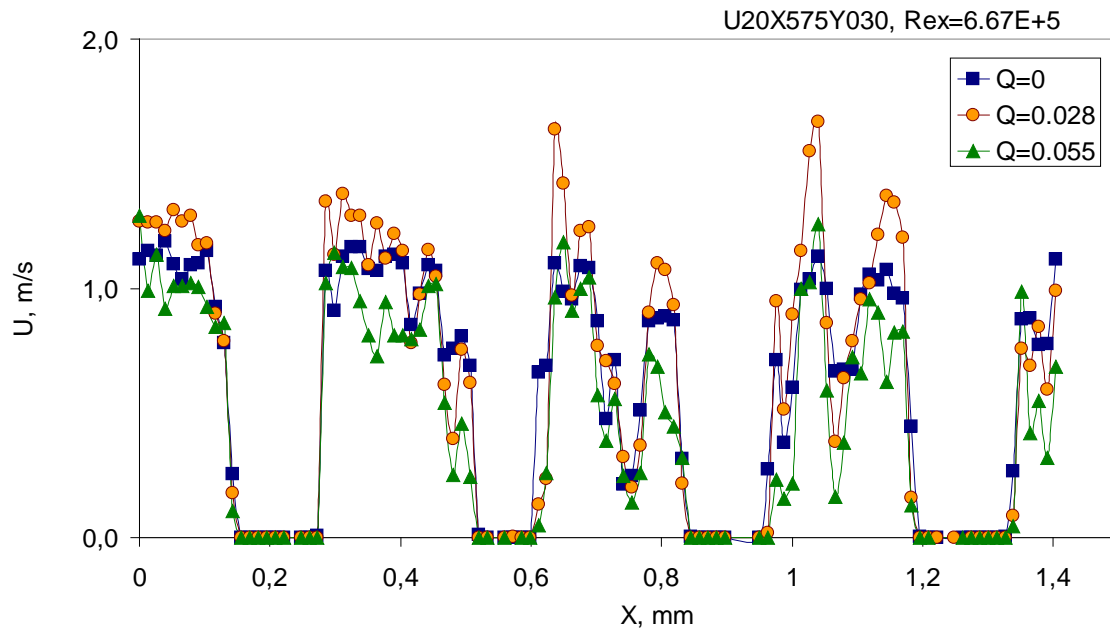


a)

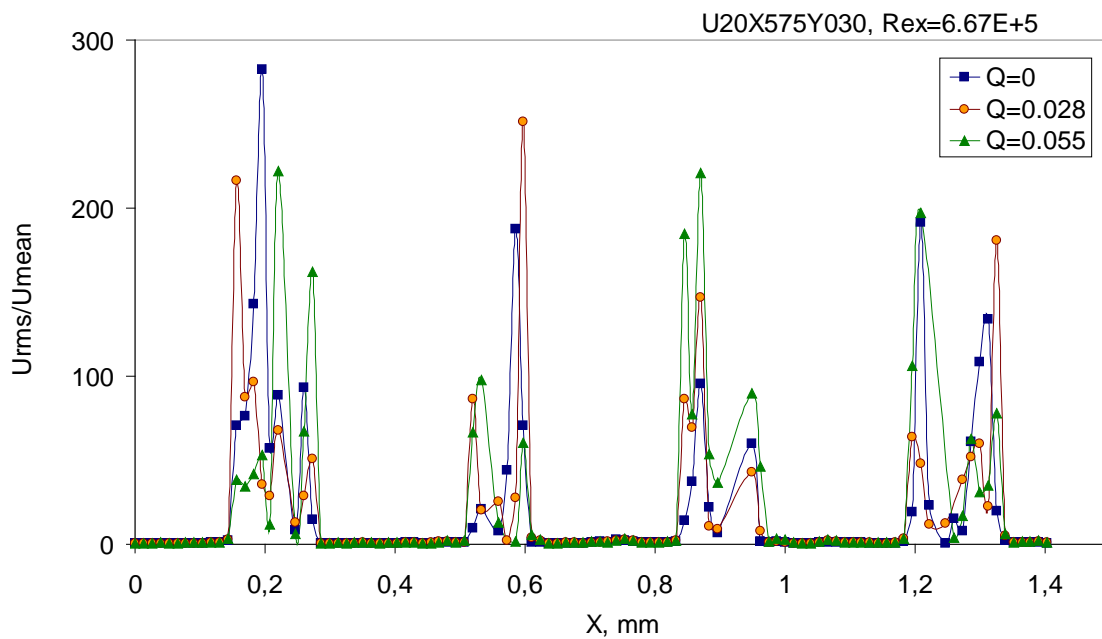


b)

Abbildung 5.5: a) u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ und b) Zahl der registrierten Bursts pro Messzeiteinheit in Abhängigkeit der Position an der durchlässigen Wand ohne ($Q=0$) und mit Ausblasen ($Q=0.014 \text{ (m}^3/\text{s)/m}^2$). $U_\infty=20 \text{ m/s}$, $Re_x=8.6E+5$, die Höhe über der Wand ist ca. $30 \mu\text{m}$.



a)



b)

Abbildung 5.6: a) u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit und b) Absolutwert des Verhältnisses U_{rms}/U_{mean} in einer Höhe von ca. $30\ \mu\text{m}$ über der gleichmäßig perforierten Wand ohne und mit Ausblasen. $U_\infty=20\ \text{m/s}$, $\text{Re}_x=6.67\text{E}+5$, $Q_1=0,028\ (\text{m}^3/\text{s})/\text{m}^2$, $Q_2=0,055\ (\text{m}^3/\text{s})/\text{m}^2$.

Im Vergleich zum Fall ohne Ausblasen ist eine niedrigere Lage der Kurve der Datenrate in den Bereichen über der festen Oberfläche im Fall mit Ausblasen in der Abbildung 5.5b durch eine Verdünnung der Grenzschicht zu erklären. Dieses hat eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit über dem festen Teil der durchlässigen Wandoberfläche zur Folge, siehe Abbildung 5.5a.

Eine Erhöhung der Ausblasrate auf einen mittleren Wert, z.B. ab 0.0038 bis zu 0.0077, ändert das Profil der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ sowie das Profil des Absolutwertes des Verhältnisses U_{rms}/U_{mean} in der viskosen Unterschicht über der umströmten durchlässigen Wand mit Ausblasen nur in geringem Maße, siehe Abbildung 5.6a und Abbildung 5.6b.

Die experimentellen Ergebnisse zur Struktur der Strömung über einer durchlässigen Wand mit Ausblasen korrespondieren gut mit den Ergebnissen einer numerischen Untersuchung von Menon (Menon 2005) zum Ausblasen in eine Grenzschicht durch einzelne sowie mehrere Mikro-Öffnungen, siehe Abbildung 2.3 aus Kapitel 2. An der Stelle zwischen der festen Wand und der Öffnung sowie an der anderen Seite der Öffnung entstehen mehrere Wirbel, die eine erhebliche Erhöhung der Turbulenz hervorrufen.

Schlussfolgerungen

Die experimentellen Ergebnisse der durchgeführten Untersuchung zur Struktur der Strömung in der viskosen Unterschicht über einer durchlässigen Wand, die aus einer gleichmäßig perforierten Edelstahlplatte besteht, ohne und mit Mikro-Ausblasen lassen folgende Schlussfolgerungen zu.

Trotz der kleinen Größe der Öffnungen in der umströmten Wand rufen diese eine Änderung der Oberflächenform hervor. Bei der Umströmung der Wand treten dadurch Strömungsstörungen auf, gegenüber denen die wandnahe Strömung besonders empfindlich ist. Infolgedessen nimmt die Turbulenz in den Bereichen der Öffnungen in der umströmten Wand stark zu. Darüber hinaus wirken die Strömungsbereiche mit hoher Turbulenz als ein Absorber der kinetischen Energie der äußeren Strömung. Infolge des Verlustes der kinetischen Energie wird die Strömungsgeschwindigkeit an diesen Stellen gesenkt. Dies ist ein wichtiger Grund zur Verlangsamung und Änderung der Strömungsrichtung in der viskosen Unterschicht über den Bereichen der Öffnungsreihen in der durchlässigen Wand des Testmoduls.

Die Verläufe der Geschwindigkeitsprofile der Strömung über der durchlässigen Wand des Testmoduls $u(x)$, $u(x,y)$ und $u(x,z)$, die im wandnahen Bereich mit einer hohen

räumlichen Auflösung ermittelt wurden, beweisen, dass diese Profile wegen der Oberflächenstruktur der Wand, d.h. mit den Mikro-Öffnungen, sowie durch den Einsatz des Ausblasens durch diese Öffnungen stark beeinflusst werden. Alle Profile der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ in einer Höhe unter ca. $100\ \mu\text{m}$ über der Wandoberfläche bzw. in der viskosen Unterschicht folgen der Anordnung der Öffnungen in der umströmten Wand. Das Profil der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,y)$ in der Abbildung 5.2a zeigt, dass die Mikrostrukturen an der umströmten Oberfläche des Testmoduls das Profil der Strömungsgeschwindigkeit $u(y)$ nur in der viskosen Unterschicht beeinflussen. Über dieser Schicht nimmt die Geschwindigkeit ein mehr oder weniger Blasius-ähnliches Profil für die Grenzschicht über einer ebenen Platte an (Schlichting 2006).

Aus den Verläufen des Profils der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,z)$ in den Abbildungen 5.2 b und 5.3 und des Profils der Strömungsgeschwindigkeit $v(x,z)$ in der Abbildung 5.4a folgt, dass das Ausblasen durch eine durchlässige Wand, die mehrere gleichmäßig verteilte kleine Öffnungen enthält, als ein „Ensemble“ von einzelnen Freistrahlen zu betrachten ist. Im Fall einer Unterschallströmung darf diese Art des Ausblasens nur grob als ein gleichmäßiges Ausblasen angenommen werden.

Die Profile der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,z)$ sowie der Absolutwert des Verhältnisses $U_{\text{rms}}/U_{\text{mean}}$ bzw. der 1D-Turbulenz in der Höhe von ca. $30\ \mu\text{m}$ über der gleichmäßig perforierten Wand des Testmoduls ohne und mit Ausblasen demonstrieren, dass in der viskosen Unterschicht über einer durchlässigen Wand an der Grenze zwischen fester Wand und den Bereichen der Öffnungen in dieser Wand eine starke Änderung der Strömungsstruktur erfolgt.

Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchung zur Struktur der Strömung in der viskosen Unterschicht über einer durchlässigen Wand ohne und mit Mikro-Ausblasen stimmen sehr gut mit den Ergebnissen der numerischen Untersuchung von Menon (Menon 2005) überein.

5.2 Einfluss des Mikro-Ausblasens auf die Eigenschaften einer turbulenten Grenzschicht

In den letzten ca. 60 Jahren wurde die Auswirkung des Ausblasens auf die Eigenschaften der Grenzschichtströmung von vielen Forschern umfangreich untersucht. Einige wichtige Ergebnisse dieser Untersuchungen sind im Kapitel 2 resümiert. In diesem Unterkapitel werden die Ergebnisse des Experiments zur Reduzierung des

Reibungswiderstandes durch das Mikro-Ausblasen dargestellt. Dieses Experiment wiederholt in einigem Maße einen von D. Hwangs Experimenten vom NASA Glenn Research Center, Cleveland, USA (Hwang 2002).

Die Parameter der Metallplatte, die als durchlässige Wand des Testmoduls eingesetzt wurde, sind sehr ähnlich zu den Parametern der Platte, die in Hwangs Experimenten die besten Ergebnisse gezeigt hat, siehe Kapitel 4.2. Aus den genannten Gründen ist von den Experimenten zur Auswirkung des gleichmäßigen Ausblasens auf eine turbulente Grenzschichtströmung nicht zu viel Neues zu erwarten. Neben den experimentellen Ergebnissen werden in diesem Kapitel Erläuterungen des Verhaltens der turbulenten Grenzschichtströmung über der durchlässigen Wand unter der Wirkung des Ausblasens gegeben.

Um den Einfluss eines gleichmäßigen Ausblasens auf den Reibungswiderstand einer durchlässigen Wand einzuschätzen, wurde die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit über dieser Wand für verschiedene Ausblasraten sowie für verschiedene Reynoldszahlen ermittelt. Die durch den LDA-Einsatz gewonnenen Messdaten der Strömungsgeschwindigkeit erlauben die Bestimmung weiterer Strömungsparameter wie Wandschubspannung τ_w , Reibungsbeiwert c_f oder Grenzschichtdicke δ_{99} usw. Beispielweise ist die Wandschubspannung τ_w nach Gleichung (3.20) durch das Geschwindigkeitsprofil bzw. den Geschwindigkeitsgradienten in der viskosen Unterschicht

$$\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w = \tau_w,$$

oder in dimensionsloser Form als Reibungsbeiwert c_f nach Gleichung (3.31)

$$c_f(x) = \frac{\tau(x)}{\frac{\rho}{2} U^2}$$

definiert.

Zur weiteren Analyse der ermittelten Geschwindigkeitsverteilung wurde auch das universelle Wandgesetz herangezogen. Besonderes Interesse stellt der logarithmische Teil dieses Gesetzes dar, da dessen Lage eine wichtige Information über die aerodynamischen Eigenschaften der umströmten Wandoberfläche liefern kann.

Die ersten Experimente zur Beeinflussung der turbulenten Grenzschichtströmung über einer durchlässigen Wand anhand des gleichmäßigen Ausblasens wurden wegen der Abwesenheit eines geeigneten Durchflussmessgerätes ohne genaue Kontrolle der Menge der ausgeblasenen Luft bzw. ohne Kontrolle der Ausblasrate durchgeführt. Es wurde nur der Druck der Luft, die zum Testmodul zugeführt wurde, kontrolliert. Laut später erfolgter Abschätzung, die mit Hilfe des Durchflussmessers DFM 47 von der Fa. Aalborg gemacht wurde, lag die Ausblasrate F bei diesen ersten Versuchen im Bereich bis zu 0.02. Die Verteilung der äußeren Strömung wurde jedoch mit einer hohen Genauigkeit und Auflösung mittels LDA der Fa. Dantec Dynamics, siehe Kapitel 4.4, ermittelt.

Die Vermessung der Geschwindigkeitsverteilung der Strömung über der durchlässigen Wand des Testmoduls wurde für eine freie Strömung U_∞ von 10 m/s bis zu 30 m/s im Bereich der x -Positionen von 0.33 m bis zu 0.7 m und in der Höhe y bis zu 25 mm über der Wandoberfläche durchgeführt. Eine Kombination der Experimentbedingungen aus der Anströmgeschwindigkeit U_∞ und der Messposition an der Oberfläche der Aluminiumplatte mit eingebautem Testmodul x ergibt einen Bereich der Reynoldszahlen $2.2 \times 10^5 < Re_x < 1.4 \times 10^6$ bzw. $245 < Re_\theta < 10^3$, wobei θ die Impulsverlustdicke ist. Die Geschwindigkeitsverteilung der Strömung wurde je x -Position in der Stromabrichtung über der durchlässigen Wand des Testmoduls ohne und mit Mikro-Ausblasen sowie über der festen Wand der Aluminiumplatte gemessen.

Die ermittelten Profile der Strömungsgeschwindigkeit wurden mit Hilfe der Wand-schubspannungsgeschwindigkeit u_τ normiert und mit einem Profil der Strömungsgeschwindigkeit nach dem universellen Wandgesetz verglichen. In Abbildung 5.7 sind einige von den ermittelten und normierten Profilen der Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. Eine qualitative Analyse der Diagramme in dieser Abbildung ergibt auf Basis der theoretischen Überlegungen aus den Kapiteln 3.2.3 – 3.2.6 die folgenden Resultate:

Die erhaltenen dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile für den Fall ohne Ausblasen, siehe die Abbildungen 5.7a und 5.7b, zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem universellen Wandgesetz mit $k = 0.41$ und $C = 5.5$ aus früheren experimentellen Untersuchungen der Grenzschichtströmung, siehe z.B. Bradshaw (Bradshaw 1995).

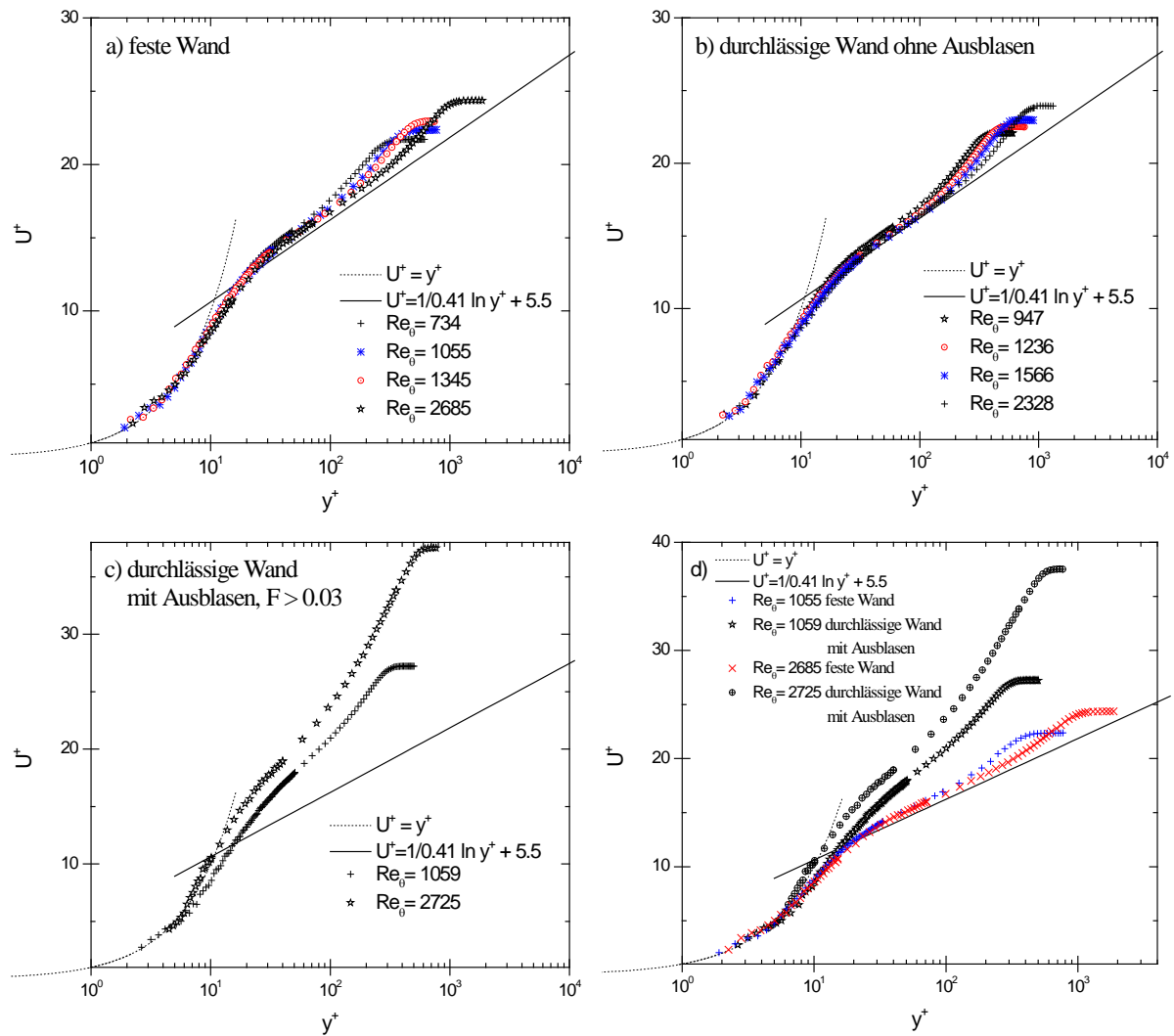


Abbildung 5.7: Normierte Profile einer vermessenen Geschwindigkeitsverteilung der Strömung über der festen und über der durchlässigen Wand im Vergleich zum normierten Profil der Strömungsgeschwindigkeit nach dem logarithmischen Wandgesetz. a) über der festen Wand; b) über der durchlässigen Wand ohne Mikro-Ausblasen und c) mit Mikro-Ausblasen; d) über der festen Wand und über der durchlässigen Wand mit Mikro-Ausblasen.

Eine tiefere Lage des logarithmischen Teils des normierten Profils der Strömungsgeschwindigkeit im Diagramm in der Abbildung 5.7b ist durch eine größere Rauigkeitshöhe der durchlässigen Wandoberfläche im Vergleich zur festen Wandoberfläche zu erklären, da laut Gleichung (3.33) mit höherer Rauigkeit der Oberfläche der logarithmische Teil des normierten Profils der Strömungsgeschwindigkeit nach unten verschoben wird.

Die Diagramme in den Abbildungen 5.7c und 5.7d zeigen die Auswirkung des gleichmäßigen Ausblasens auf die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit über einer

durchlässigen Wand mit Ausblasen. Unter der Wirkung des Ausblasens wird nicht nur der logarithmische Teil des normierten Profils der Strömungsgeschwindigkeit nach oben verschoben, sondern auch die Neigung der Kurve ändert sich (Motuz 2009). Die relativ große Ausblasrate, die bei ersten Experimenten appliziert wurde, verursacht einen starken Anstieg des Druckes an der umströmten Wandoberfläche. Infolgedessen erfolgt eine Neigungsänderung der Kurve des normierten Geschwindigkeitsprofils, siehe Abbildung 3.3 (White 1998). Eine ähnliche Neigungsänderung der Kurve des normierten Geschwindigkeitsprofils unter der Wirkung des Ausblasens wurde schon in den 70-er Jahren von Kays (Kays 1975) registriert.

Die weiteren Experimente zum Einfluss des gleichmäßigen Ausblasens auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschichtströmung wurden unter der genauen Kontrolle der Ausblasensparameter bzw. unter der Kontrolle der Menge und der Temperatur des ausblasenden Mediums durchgeführt. Die Strömungsgeschwindigkeit des Ausblasens \bar{v} wurde aus dem Wert der Durchflussmenge Q und aus dem Wert der freien Oberfläche der durchlässigen Wand S_F nach Gleichung (4.2) berechnet. Ein charakteristisches Beispiel des Einflusses des Ausblasens bzw. der Ausblasrate F auf die Geschwindigkeitsverteilung einer turbulenten Strömung über einer durchlässigen Wandoberfläche mit Ausblasen ist in der Abbildung 5.8 dargestellt. Die normierten Geschwindigkeitsprofile der Strömung über der festen Wand sowie über der durchlässigen Wand ohne Ausblasen sind im diesen Diagramm ebenfalls eingetragen. Die freie Strömungsgeschwindigkeit U_∞ für den beschriebenen Fall betrug 20 m/s und die Reynoldszahl Re_x lag im Bereich von ca. 8×10^5 . Die Ausblasrate F wurde im Bereich von 0 bis zu 0.018 variiert. Die Dynamik der Änderung der Lage des logarithmischen Teils und der Neigung des normierten Profils der Strömungsgeschwindigkeit in der Abbildung 5.8 stimmt sehr gut mit den theoretischen Überlegungen des Kapitels 3.2.3, siehe Abbildung 3.3, und mit den Ergebnissen der experimentellen und numerischen Untersuchungen, die im Kapitel 2 beschrieben werden, überein. Im Vergleich zur glatten festen Wand liegt das normierte Profil der Strömungsgeschwindigkeit im Fall der durchlässigen Wand ohne Ausblasen etwas tiefer und hat einen höheren Reibungsbeiwert c_f , was durch eine größere Rauigkeitshöhe der durchlässigen Wandoberfläche zu klären ist, Vergleich mit Clauser (Clauser 1956).

Im Fall des Ausblasens verschiebt sich der logarithmische Teil des normierten Profils der Strömungsgeschwindigkeit mit der Erhöhung der Ausblasrate nach oben. Dies bedeutet, dass der Reibungsbeiwert c_f bei höheren Ausblasraten kleiner wird, Siehe auch Stevenson (Stevenson 1963). Die Reduzierung des Reibungsbeiwerts c_f findet

aber nur bis zu einem bestimmten Wert der Ausblasrate statt, siehe Abbildung 5.9. Nach dem Erreichen einer kritischen Ausblasrate fängt der Reibungsbeiwert c_f an relativ schnell zuzunehmen. Infolgedessen geht der logarithmische Teil des normierten Profils der Strömungsgeschwindigkeit ab diesem kritischen Wert der Ausblasrate nach unten, siehe Abbildung 5.8. Beispielweise für die Reynolds-Zahl von $Re_x = 8 \times 10^5$ beginnt der Reibungsbeiwert ab der Ausblasrate 0.0153 zu steigen. Die Reduzierung des turbulenten Reibungswiderstandes der umströmten durchlässigen Wand mit Ausblasen in Abhängigkeit von der Ausblasrate im Vergleich zur festen Wand der ebenen Platte ist in Abbildung 5.9 zu sehen.

Die gute aerodynamische Qualität der Oberfläche der durchlässigen Wand des Testmoduls ist durch deren Reibungsbeiwert $c_f = 0.0043$, der mit dem Reibungsbeiwert der undurchlässigen Wand der Aluminiumplatte $c_f = 0.0040$ vergleichbar ist, bestätigt, siehe Abbildung 5.8.

Eine weitere Analyse der Diagramme in der Abbildungen 5.8 und 5.9 lässt die folgenden Schlussfolgerungen zu:

Mit der Erhöhung der Ausblasrate bis zu einem bestimmten Wert reduziert sich der Reibungsbeiwert bzw. die Wandschubspannung relativ stark. Danach gibt es einen Bereich der Ausblasrate ab ca. 0.005 bis ca. 0.013, in dem die Erhöhung der Ausblasrate nur einen geringen Einfluss auf den Reibungsbeiwert hat. Eine weitere Erhöhung der Ausblasrate über den Wert von 0.013 führt zu einer Erhöhung des Reibungsbeiwertes. Dieses Phänomen kann man durch folgende Effekte erklären. Ab einem bestimmten Wert der Ausblasrate ist die Wirkung des Ausblasens auf die äußere Strömung so stark, dass diese Einwirkung einer Oberflächenrauigkeit ähnelt, siehe Kapitel 3.2.4. Also, infolge des starken Ausblasens durch die einzelnen Öffnungen in der durchlässigen Wand entsteht an der Oberfläche dieser Wand eine Pseudo-Rauhigkeit, die mit der Erhöhung der Ausblasrate weiter zunimmt.

Eine ähnliche Abhängigkeit des Widerstandes von der Ausblasrate wurde im Jahre 1997 von Hwang und Biesiadny (Hwang 1997) festgestellt, jedoch für eine höhere freie Strömungsgeschwindigkeit und eine kleinere Ausblasrate, siehe Kapitel 2.6.2, Abbildung 2.2b. Die Erhöhung des Gesamtwiderstandes ab einer bestimmten Ausblasrate haben die Autoren mit einer Zunahme des Druckwiderstandes erklärt. Man muss aber bemerken, dass bei den erwähnten Experimenten als Messverfahren eine Windkanalwaage verwendet wurde. Aus diesem Grund wurde eine Erhöhung der Wandschubspannung, die durch ein Wachstum des Reibungsbeiwertes verursacht wurde, von

den Autoren zusammen mit der Zunahme des Druckwiderstandes in den Gesamtwiderstand integriert und nicht als eigenes Bestandteil einberechnet.

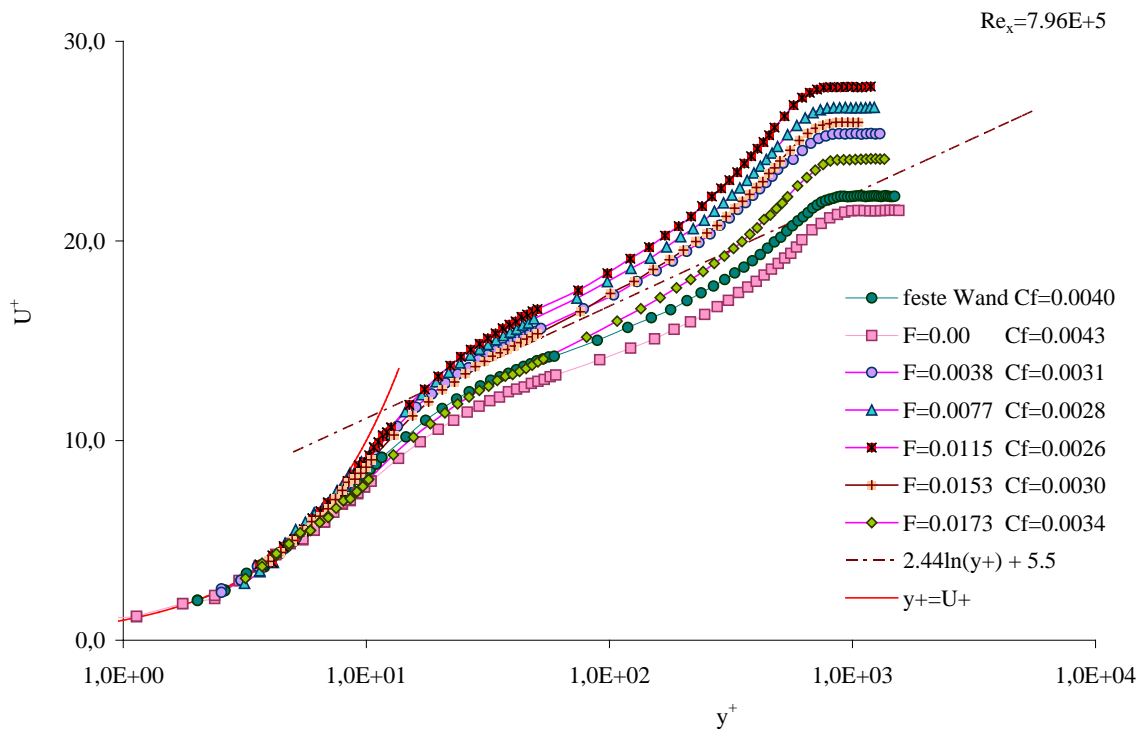


Abbildung 5.8: Normierte Profile der Strömungsgeschwindigkeit über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen der Luft für verschiedene Ausblasraten F . $U_\infty=20$ m/s.

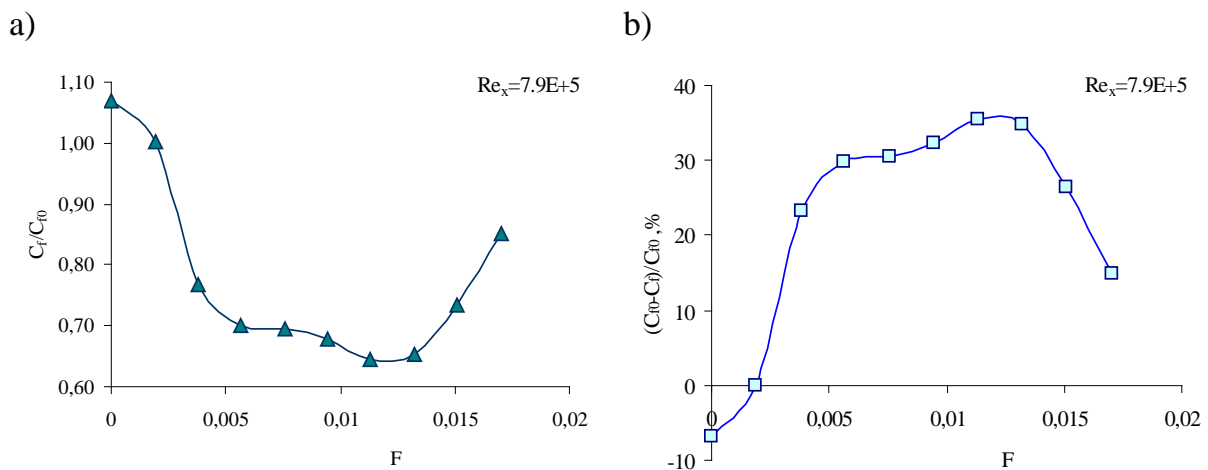


Abbildung 5.9: Reduzierung des Reibungsbeiwertes der durchlässigen Wand mit Ausblasen c_f im Vergleich zum Reibungsbeiwert der festen Wand c_{f0} in Abhängigkeit von der Ausblasrate F . $U_\infty=20$ m/s.

Schlussfolgerungen

Das Ausblasen durch die gleichmäßig verteilten Mikro-Öffnungen in der umströmten Wand in die Grenzschicht über dieser Wand reduziert den Reibungsbeiwert c_f im Bereich von relativ niedrigen Reynoldszahlen $Re_x < 1.0 \times 10^6$ mehr als um die Hälfte. Das Maß der Reduktion hängt von der Ausblasrate ab. Die erhaltenen Ergebnisse der Untersuchung zum Einfluss des gleichmäßigen Mikro-Ausblasens auf die Eigenschaften einer turbulenten Grenzschichtströmung bestätigen, dass eine Anwendung des gleichmäßigen Ausblasens zur Beeinflussung der turbulenten Grenzschichtströmung sehr effektiv ist und korrespondieren gut mit den Ergebnissen der gleichartigen Untersuchung von Hwang, siehe Kapitel 2.

Es wurde gezeigt, dass der Reibungsbeiwert c_f einer durchlässigen Wand mit Ausblasen von der Ausblasrate abhängt. Die Reduzierung der Wandschubspannung τ_w findet aber nur bis zu einem bestimmten Wert der Ausblasrate F statt. Nach dem Erreichen einer kritischen Ausblasrate erzeugt das Ausblasen an der umströmten Oberfläche der durchlässigen Wand eine Art der Quasi-Rauhigkeit und der Reibungsbeiwert c_f nimmt infolgedessen zu.

Die Ergebnisse der dargestellten Untersuchung und der Untersuchung von Hwang zum Einfluss der Ausblasrate auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht erlauben die Schlussfolgerung, dass eine Zunahme des Gesamtwiderstandes einer umströmten Wand mit Ausblasen ab einem kritischen Wert der Ausblasrate durch mindestens zwei Faktoren hervorgerufen wird. Zum Ersten entsteht eine Quasi-Rauhigkeit an der umströmten Wandoberfläche und diese vergrößert sich mit der Steigerung der Ausblasrate. Die entstandene Quasi-Rauhigkeit führt zum Wachstum der Wandschubspannung τ_w bzw. des Reibungsbeiwertes c_f . Zum Zweiten nimmt der Druckwiderstand zu, weil der Ausblasbereich ab einem kritischen Wert der Ausblasrate aus der viskosen Unterschicht herausreicht und einen zusätzlichen Widerstand für die äußere Strömung schafft.

5.3 Einfluss der Temperatur der ausblasenden Luft auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht

Die dynamische Viskosität eines strömenden Mediums μ hängt von dessen Temperatur und vom Druck ab. Dies bedeutet, dass es durch eine Änderung der genannten Para-

metern möglich ist, die Eigenschaften einer Grenzschicht, die sich bei der Umströmung einer Wand bildet, zu kontrollieren.

Wie aus Gleichung (3.21) bzw. aus der Sutherland-Formel (White 1998) folgt

$$\mu = \mu_0 \frac{T_0 + S}{T + S} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2},$$

führt eine Senkung der Temperatur des strömenden Mediums zu einer Verkleinerung ihrer dynamischen Viskosität μ und als Folge zur Reduzierung der Wandschubspannung τ_w , die für den Reibungsbeiwert c_f verantwortlich ist, siehe die Gleichung (3.31),

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w.$$

Dabei ist μ_0 der Viskositätswert bei der Referenztemperatur T_0 . Die Konstante S ist von der Art des Gases abhängig, für Luft gilt $S = 110.4$ K. Bei $T_0 = 273$ K ist $\mu_0 = 1.71 \times 10^{-5}$ kg/(m·s).

Die Abhängigkeit der dynamischen Viskosität von der Temperatur beschreibt auch das Potenzgesetz (White 1998)

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^\omega, \quad \frac{1}{2} \leq \omega \leq 1 \quad (5.2)$$

Im Allgemeinen nimmt die Viskosität von Gasen mit wachsender Temperatur zu und von Flüssigkeiten ab, siehe Gleichung (3.21).

Dieser Zusammenhang ist die Motivation für die experimentelle Untersuchung zum Einfluss der Temperatur des ausblasenden Mediums auf die Eigenschaften der Grenzschicht über einer durchlässigen Wand.

5.3.1 Ausblasen von Luft der gleichen Temperatur

Der Einfluss des gleichmäßigen kontinuierlichen Ausblasens von Luft der Temperatur, die der Temperatur der äußeren Luftströmung entspricht, auf die Grenzschichteigenschaften und insbesondere auf den Reibungsbeiwert c_f ist im Kapitel 5.2 beschrieben. Bei der Auswertung von den Ergebnissen der zwei nächsten Experimente werden die

Ergebnisse der Versuche mit Ausblasen von Luft der Raumtemperatur nur als ein Referenzpunkt genutzt.

Zur besseren Vergleichbarkeit der Messergebnisse der verschiedenen Experimente dieser Reihe wurden alle Versuche bei der gleichen Geschwindigkeit der freien Strömung von $U_\infty = 20$ m/s und der gleichen mittleren Geschwindigkeit der ausblasenden Luft von $v_0 = 0.153$ m/s durchgeführt. Bei der gegebenen Geschwindigkeit der freien Strömung betrug die Ausblasrate $F = 0.008$ und in allen Diagrammen dieses Unterkapitels entspricht sie den Kurven, die mit Q40 bezeichnet sind ($Q = 40$ L/min).

Die Durchflussmenge Q und die Temperatur der ausgeblasenen Luft T_{bl} wurden in diesem Experiment mit Hilfe eines multifunktionalen Durchflussmessers DMF 47S der Fa. Aalborg gemessen, siehe Kapitel 4. Die Temperatur der freien Luftströmung wurde bei allen Experimenten mittels einer im Windkanal eingebauten Kühlanlage auf einem konstanten Wert gehalten.

Die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit über der durchlässigen Wand des Testmoduls mit Ausblasen bzw. über dem Ausblasbereich wurde mit einem 2D LDA-Messsystem der Fa. Dantec Dynamics ermittelt, siehe Kapitel 4.4.

Im Kapitel 5.2 wurde schon gezeigt, dass das gleichmäßige kontinuierliche Ausblasen in die Grenzschicht die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit über der durchlässigen Wand, aus der ausgeblasen wird, ändert. Die Ergebnisse des Experiments zum Einfluss des gleichmäßigen kontinuierlichen Ausblasens von Luft der Raumtemperatur auf die Grenzschichteigenschaften für die oben angegebenen Parameter des Ausblasens und der freien Strömung sind in den Abbildungen 5.10 und 5.11 dargestellt. Die Abbildung 5.10 zeigt sowohl die Profile der Strömungsgeschwindigkeit in wandnahem Bereich als auch die lineare Extrapolation der Kurven der Strömungsgeschwindigkeit in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen.

In Abbildung 5.10 ist zu sehen, dass das Profil der Strömungsgeschwindigkeit (rote Kurve) im Fall des Ausblasens niedriger als im Fall ohne Ausblasen (blaue Kurve) liegt.

Bei einer linearen Extrapolation der Kurve in die viskose Unterschicht in der Form

$$U(y) = \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w y + y_0 \quad (5.3)$$

tritt der Geschwindigkeitsgradient $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)$ als der Anstiegswinkel auf. Daraus folgt, dass je kleiner der Geschwindigkeitsgradient ist, desto niedriger liegt die Kurve der linearen Extrapolation der Strömungsgeschwindigkeit in der viskosen Schicht.

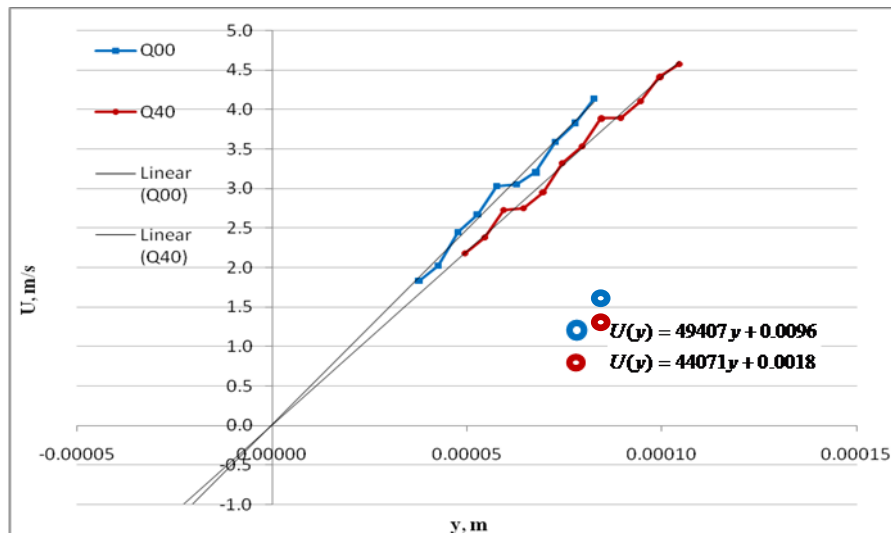


Abbildung 5.10: Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen. $U_\infty=20$ m/s, $Re_x=8 \times 10^5$, $F=0.008$.

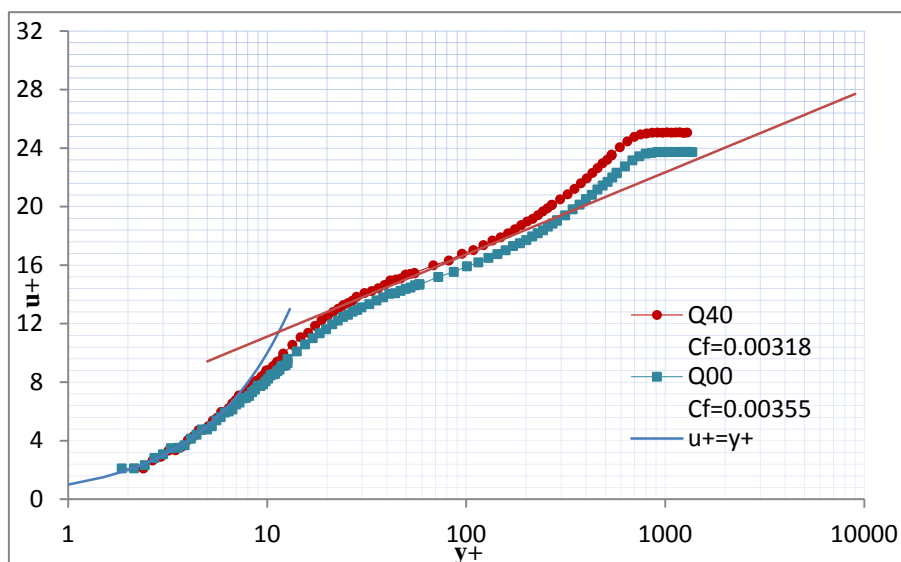


Abbildung 5.11: Normierte Profile der turbulenten Strömungsgeschwindigkeit über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen. $U_\infty=20$ m/s, $Re_x=8 \times 10^5$, $F=0.008$.

Da laut Gleichung (3.20) die Wandschubspannung proportional dem Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit in der viskosen Unterschicht ist, bedeutet eine niedrigere Lage der Kurve der Strömungsgeschwindigkeit für den Fall des Ausblasens, dass das gleichmäßige kontinuierliche Ausblasen die Wandschubspannung τ_w bzw. den Reibungsbeiwert c_f reduziert. Ein kleinerer Wert des Reibungsbeiwerts c_f im Fall des Ausblasens ist auch in der Abbildung 5.11, siehe die rote Kurve, durch eine höhere Lage des logarithmischen Teils des normierten Profils der Strömungsgeschwindigkeit nachgewiesen, siehe Kapitel 5.2.

5.3.2 Ausblasen von Luft niedrigerer Temperatur

Das nächste Experiment zur Beeinflussung einer turbulenten Grenzschicht über einer durchlässigen Wand wurde mit Ausblasen von Luft niedrigerer Temperatur durchgeführt. Dafür wurde die Anlage, die im Kapitel 4.8.1, siehe Abbildung 4.21, beschrieben ist, im Kühlmodus eingesetzt. Das kalte Wasser, das in diesem Fall eine Temperatur von ungefähr 4 °C hatte und als Kühlmittel verwendet wurde, hat die Temperatur der durch den Kühler durchströmten Luft der vorausbestimmten Durchflussmenge von $Q = 40$ l/min bei einigen Versuchen von $T = 22$ °C am Eingang der Kühlanlage bis zu $T_{bl} = 11.1$ °C an der Stelle des Durchflussmessgerätes DFM 47 herabgesetzt. In diesem Unterkapitel werden beispielhaft die Ergebnisse des Versuchs dargestellt, in dem die Temperatur der ausblasenden Luft $T_{bl} = 14.1$ °C betrug. In der Zeit von ca. 10 Minuten wurde nach dem Start des Ausblasens die Temperatur der umströmten Wandoberfläche des Testmoduls bis auf ca. $T_w = 17$ °C gesenkt. Bei weiterem Ausblasen blieb die Temperatur der durchlässigen Wand des Testmoduls unverändert.

In diesem sowie im nächsten Experiment wurde die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit über der umströmten durchlässigen Wand für drei verschiedene Fälle ermittelt und zwar für die Umströmung der durchlässigen Wand des Testmoduls ohne Ausblasen und für zwei Fälle mit Ausblasen, einschließlich des Falls des Ausblasens kälterer oder heißerer Luft. Die Ergebnisse mit Ausblasen kälterer Luft sind in den Abbildungen 5.12 - 5.14 dargestellt. Im Fall ohne Ausblasen (blaue Kurve) sowie in den Fällen mit Ausblasen (rote und grüne Kurve) zeigen die Verläufe der dimensionslosen Profile der Strömungsgeschwindigkeit eine gute Übereinstimmung mit dem logarithmischen Wandgesetz, siehe Abbildung 5.13.

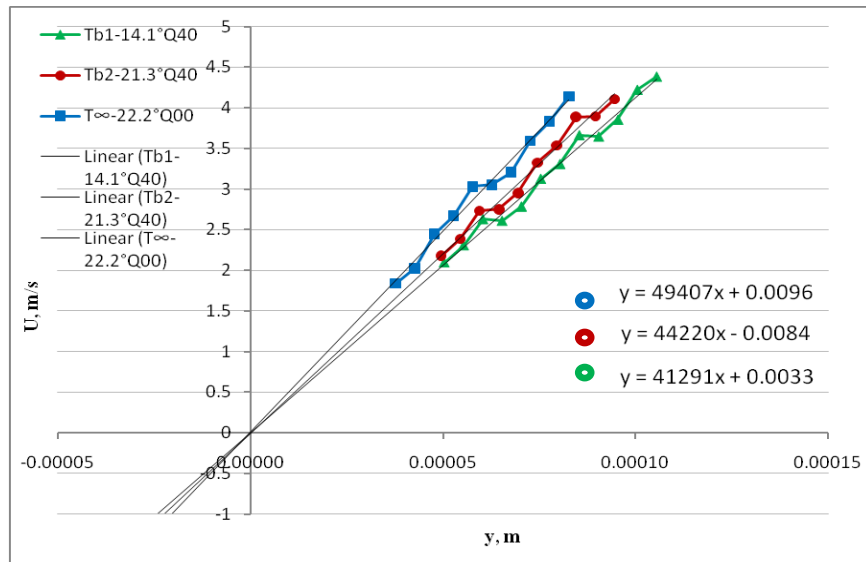


Abbildung 5.12: Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und niedrigeren Temperatur. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$.

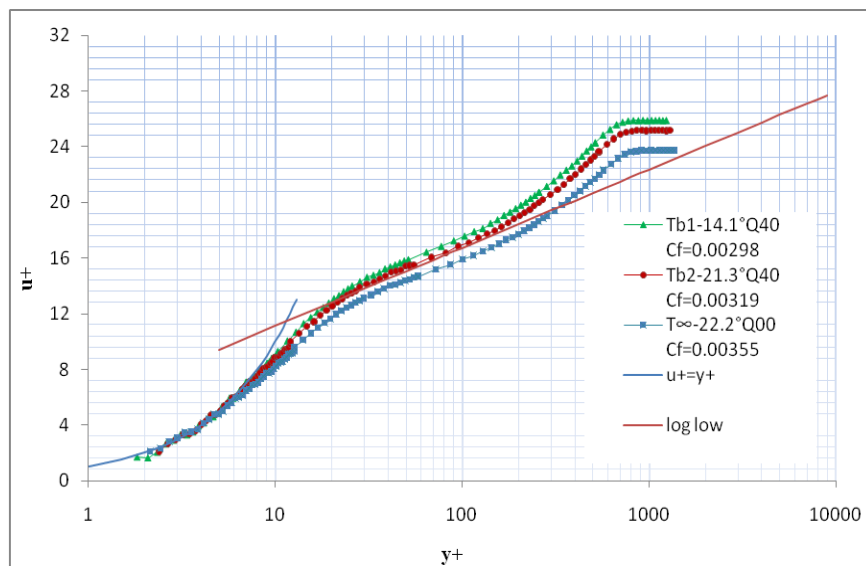


Abbildung 5.13: Normierte Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Strömung über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und niedrigeren Temperatur bezüglich der Temperatur der äußeren Luftströmung. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$.

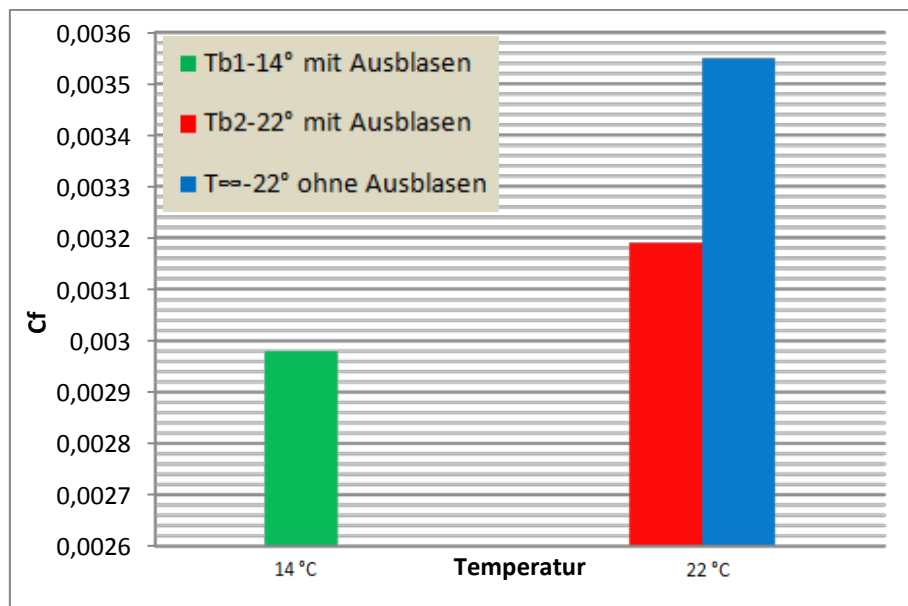


Abbildung 5.14: Reibungsbeiwert c_f der umströmten durchlässigen Wand in Abhängigkeit von der Temperatur der ausgeblasenen Luft. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$.

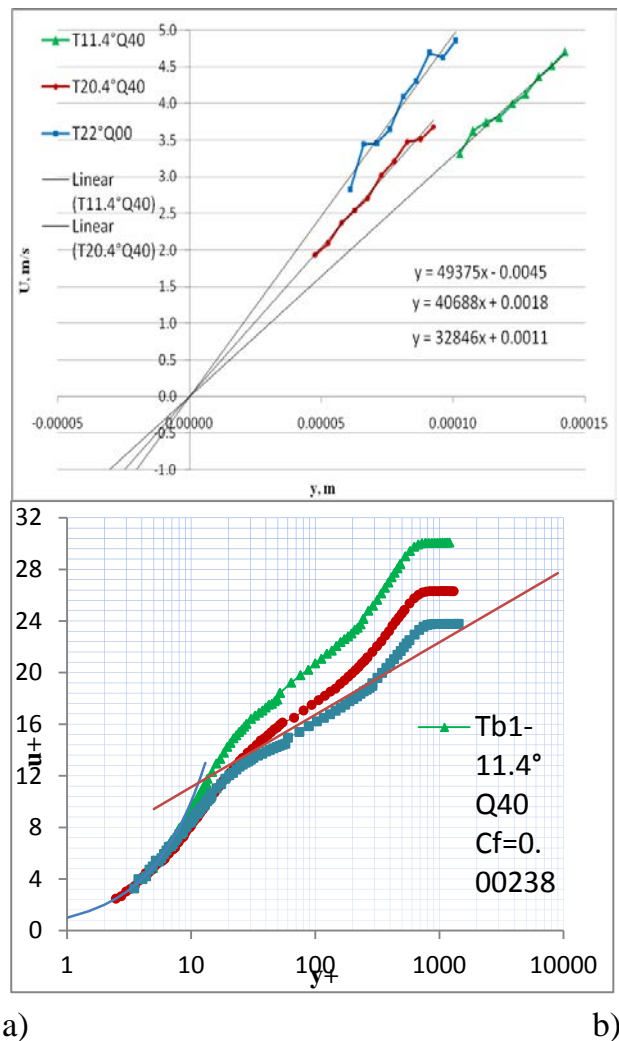


Abbildung 5.15: a) Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und der niedrigeren Temperatur b) Normierte Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Strömung für denselben Fall. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$.

Mit Absenkung der Temperatur der ausblasenden Luft nimmt der Gradient der Strömungsgeschwindigkeit du/dy in der viskosen Unterschicht ab, siehe Diagramm in der Abbildung 5.12. Dementsprechend wird die Wandschubspannung beim Ausblasen kälterer Luft in die Grenzschicht kleiner als im Fall des Ausblasens der Luft gleicher Temperatur. Die Werte des Reibungsbeiwerts c_f für die drei oben beschriebenen Fälle sind in Balkenform in Abbildung 5.14 dargestellt. Den kleinsten Wert c_f hat in diesem Diagramm der Fall des Ausblasens kälterer Luft. Die anderen Versuche mit Ausblasen kälterer Luft in die turbulente Grenzschicht haben ähnliche Ergebnisse gezeigt, siehe Abbildung 5.15.

5.3.3 Ausblasen von Luft höherer Temperatur

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse des Experiments zur Auswirkung des Ausblasens von Luft höherer Temperatur auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht präsentiert.

Eine Erhöhung der Temperatur des Mediums führt zu einer Erhöhung der Enthalpie bzw. der inneren Energie des Mediums. Infolgedessen wird die dynamische Viskosität des Mediums μ auch erhöht (siehe z.B. (Baehr 2006)).

Zur Erhöhung der Temperatur der ausblasenden Luft wurde die im Kapitel 4.8.1 beschriebene Anlage in diesem Versuch im Erwärmungsmodus eingesetzt. Die Wärme des heißen Wassers im Behälter der Anlage wurde mittels des Wärmetauschers an die durchströmte Luft übertragen. Dadurch wurde die Temperatur der durchströmten Luft der Durchflussmenge von ca. $Q = 40$ l/min in dem hier dargestellten Versuch von $T = 22$ °C am Eingang des Wärmetauschers bis auf $T_{bl} = 41.7$ °C an der Stelle des Durchflussmessgerätes DFM 47 erhöht.

Ähnlich zum Experiment mit Ausblasen kälterer Luft wurde die Geschwindigkeitsverteilung der Strömung über der durchlässigen Wand des Testmoduls im Experiment mit Ausblasen heißerer Luft auch für drei verschiedene Fälle ermittelt. Die Ergebnisse des Experiments sind in den Abbildungen 5.16 und 5.17 dargestellt. Im Gegensatz zum Ausblasen von kälterer Luft nimmt der Gradient der Strömungsgeschwindigkeit du/dy in der viskosen Unterschicht über der durchlässigen Wand des Testmoduls mit der Erhöhung der Temperatur der ausgeblasenen Luft zu, siehe Diagramm in Abbildung 5.16.

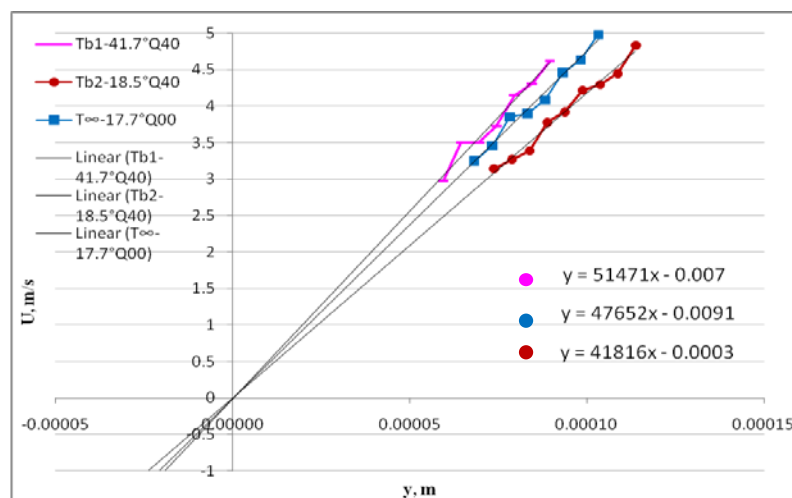


Abbildung 5.16: Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und

deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und höheren Temperatur. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$.

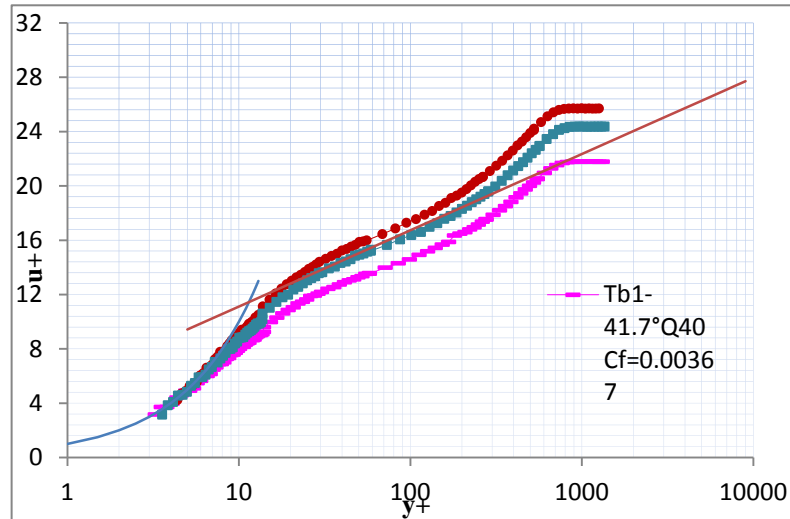


Abbildung 5.17: Normierte Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Strömung über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und höheren Temperatur bezüglich der Temperatur der äußeren Luftströmung. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$.

Das Ausblasen von Luft höherer Temperatur bewirkt eine Temperaturerhöhung des Testmoduls bzw. der durchlässigen Wand, siehe Kapitel 5.4. Darüber hinaus wird die Grenzschicht über der durchlässigen Wand des Testmoduls von der Wirkung der höheren Temperatur der ausblasenden Luft ebenfalls beeinflusst. Zusätzlich zur Änderung der kinetischen Energie der Grenzschichtströmung erfolgt in diesem Fall aufgrund einer intensiven Zusammenwirkung der beiden sich querenden Strömungen eine Änderung der inneren Energie der Unterschicht, die am stärksten durch die Wirkung des Ausblasens beeinflusst ist. Da das im Experiment verwendete Ausblasen nur in die viskose Unterschicht erfolgt, siehe Kapitel 5.1, wird im Fall des Ausblasens der Luft, deren Temperatur sich von der Temperatur der äußeren Strömung unterscheidet, am stärksten diese Unterschicht unter den drei Schichten der gesamten Grenzschicht durch die Temperatur des ausblasenden Mediums beeinflusst.

Das Verhalten der normierten Geschwindigkeitsprofile und besonders deren logarithmischer Teile in der Abbildung 5.17 zeigt, dass im Fall mit Ausblasen von Luft höherer Temperatur $T_{b1} = 41.7^\circ\text{C}$ die entsprechende Kurve unter den Kurven für den Fall ohne Ausblasen und für den Fall mit Ausblasen von Luft mit Raumtemperatur

$T_R=17.7^\circ\text{C}$ liegt. Die Werte der Wandschubspannung τ_w und des Reibungsbeiwertes c_f sind im Fall des Ausblasens von Luft höherer Temperatur größer als im Fall des Ausblasens von Luft mit Raumtemperatur und ohne Ausblasen.

Schlussfolgerungen

Im Vergleich zum Ausblasen von Luft, die der Temperatur der äußeren Strömung entspricht, tritt die unterschiedliche Temperatur des ausblasenden Mediums als ein zusätzlicher Parameter der Beeinflussung der Grenzschichtströmung auf. Dies wird in erster Linie durch die Abhängigkeit der dynamischen Viskosität des strömenden Mediums μ von deren Temperatur bedingt. Darüber hinaus ändert ein kontinuierliches Ausblasen des Mediums, dessen Temperatur sich von der Temperatur der umströmenden Wand unterscheidet, die Wandtemperatur. Bei der Betrachtung einer wandnahen Strömung spielt diese Temperatur eine wichtige Rolle.

Die experimentelle Untersuchung zum Einfluss der Temperatur des ausblasenden Mediums auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht über einer durchlässigen Wand mit Ausblasen hat bewiesen, dass die Temperatur des ausblasenden Mediums einen deutlichen Einfluss auf die Grenzschichtströmung hat. Je nach dem, welche Temperatur das ausblasende Fluid besitzt, wird die Wandschubspannung reduziert oder erhöht.

Beim kontinuierlichen Ausblasen von kalter Luft in die Grenzschicht wird die Wandschubspannung bzw. der Reibungsbeiwert im Vergleich zum Fall des Ausblasens von Luft, deren Temperatur der Temperatur der äußeren Strömung entspricht, reduziert. Im Gegensatz dazu erhöht das Ausblasen heißer Luft die Wandschubspannung bzw. den Reibungsbeiwert.

Das gleichmäßige kontinuierliche Ausblasen von Luft mit einer niedrigeren Temperatur als die Temperatur der äußeren Strömung in die turbulente Grenzschicht ist beim Einsatz zur Strömungsbeeinflussung noch effektiver als das Ausblasen von Luft der gleichen Temperatur.

Die Ergebnisse der Untersuchung zum gleichmäßigen Ausblasen von Luft niedrigerer Temperatur in die turbulente Grenzschicht bieten eine gute Perspektive dieses Verfahrens für Anwendungen in der Aerodynamik und für eine Reduzierung des Reibungsbeiwerts.

5.4 Temperaturfeld an der Oberfläche der umströmten durchlässigen Wand mit gleichmäßigem Ausblasen von Luft verschiedener Temperatur

Bei der Durchführung der im Kapitel 5.3 beschriebenen Experimente zum Einfluss der Temperatur der ausblasenden Luft auf die Eigenschaften einer turbulenten Grenzschicht wäre es sinnvoll, neben einer Ermittlung der Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit an einer einzelnen gewählten Position über der Oberfläche der durchlässigen Wand (siehe Kapitel 4.7), das Temperaturfeld über dem kompletten Ausblasbereich in seiner dynamischen Entwicklung zu ermitteln. Die Information über die zeitliche und räumliche Änderung des Temperaturfelds über dem Bereich, wo sich zwei querende Strömungen mit unterschiedlichen Temperaturen treffen, ist wichtig für das Verständnis von Grenzschichtphänomenen über einer durchlässigen Wand mit Ausblasen. Durch den Einsatz einer Infrarot-Kamera (IR-Kamera) zur Visualisierung des Temperaturfeldes wurden neue Daten für die qualitative Analyse des Verhaltens der turbulenten Grenzschicht an der durchlässigen Wand ohne und mit gleichmäßigem kontinuierlichem Ausblasen erhalten.

5.4.1 Vorgeheizte Oberfläche des Testmoduls ohne Ausblasen in der äußeren Strömung

Vor der Ermittlung der Wirkung der äußeren Strömung auf das Temperaturfeld der durchlässigen Wandoberfläche mit Ausblasen von Luft einer anderen Temperatur als die Temperatur der äußeren Strömung wurde die Dynamik des Temperaturfelds für den Fall ohne Ausblasen ermittelt.

Dafür wurde die durchlässige Wand durch das Durchblasen der heißen Luft um einige Grad erwärmt. Diese Erwärmung war nötig, um einen Unterschied zwischen der Oberflächentemperatur der Aluminiumplatte und der Oberflächentemperatur der durchlässigen Wand zu erzeugen. Die Aluminiumplatte besaß die gleiche Temperatur wie die Außenströmung. Die Dynamik des Temperaturfelds der Wandoberfläche während deren Erwärmung sowie deren Abkühlung mittels warmer oder kalter Luft ist jeweils in den Abbildungen 5.18 und 5.19 gezeigt. Ein genauer Temperaturwert spielt in dem Fall keine Rolle, da für eine qualitative Analyse des Verhaltens des Temperaturfelds an der Oberfläche einer durchlässigen Wand in einer äußeren Strömung nur deren zeitliche und räumliche Änderung von Interesse ist.

Die Ermittlung der Dynamik des Temperaturfelds an der Oberfläche der durchlässigen Wand wurde in diesem sowie in den anderen Experimenten mittels des Thermografie-Verfahrens realisiert. Das Verfahren und die experimentelle Anlage sind im Kapitel 4.8 beschrieben.

Bei allen Experimenten zur Ermittlung der Dynamik des Temperaturfelds der durchlässigen Wandoberfläche unter den verschiedenen Bedingungen wurde diese Oberfläche innerhalb von 10 Minuten mit einer Frequenz von 12 Aufnahmen pro Minute mittels der IR-Kamera registriert. Während dieser Zeit kam das Temperaturfeld der durchlässigen Wandoberfläche zu einem stabilen Zustand bzw. hat sich nicht mehr geändert. Die Geschwindigkeit der freien Strömung war gleich für alle Experimente der gesamten thermografischen Untersuchung und betrug $U_\infty = 20$ m/s.

Die Dynamik des Temperaturfeldes der bis zu ca. 24 °C vorgeheizten Wandoberfläche in der äußeren Strömung mit einer niedrigeren Temperatur (ca. 18 °C) ist in der Abbildung 5.20 präsentiert.

5.4.2 Ausblasen der heißen und der kalten Luft

Die Experimente zur Visualisierung des Temperaturfeldes der Oberfläche der durchlässigen Wand mit Ausblasen von warmer oder kalter Luft in die turbulente Grenzschicht über dieser Wand wurden auf die gleiche Weise wie das Experiment ohne Ausblasen durchgeführt. Der einzige Unterschied liegt darin, dass das Ausblasen von warmer oder kalter Luft während der Registrierungszeit fortgesetzt wird. Die Ergebnisse zu diesen zwei Experimenten sind in den Abbildungen 5.21 – 5.23 dargestellt.

5.4.3 Ergebnisse und Diskussion

Da es in diesem Kapitel ausschließlich um eine qualitative Analyse der Dynamik des Temperaturfelds der durchlässigen Wandoberfläche mit Ausblasen von warmer oder kalter Luft in die turbulente Grenzschicht geht, werden die Ergebnisse von allen Experimenten zur Visualisierung des Temperaturfeldes zusammen analysiert.

Die durchgeführte thermografische Untersuchung zur Visualisierung der zeitlichen und räumlichen Änderung des Temperaturfeldes der durchlässigen Wandoberfläche ohne sowie mit Ausblasen von Luft verschiedener Temperatur für den Fall ohne und in der äußeren Strömung hat die vielen auftretenden Phänomene der Grenzschichtströmung über der Wand übersichtlicher gemacht.

Am Anfang der Analyse ist zu bemerken, dass die Bereiche der Testmoduloberfläche, die direkt oberhalb der Anschlüsse für die Luftzufuhr liegen, im Vergleich zum Rand oder zur Mitte des Testmoduls jeweils kälter oder wärmer sind, je nach dem welche Temperatur die ausblasende Luft besitzt. Dies ist durch die konstruktiven Besonderheiten des Testmoduls bedingt. Beispielsweise haben die genannten Bereiche im Fall des Ausblasens von warmer Luft eine höhere Temperatur als die Mitte oder die Ränder des Testmoduls, siehe die Abbildung 5.18.

Die Dynamik des Temperaturfelds der vorher erhitzten Wandoberfläche ohne Ausblasen in der äußeren Strömung ist in den Diagrammen *a) – f)* der Abbildung 5.20 gezeigt. Die Temperatur der äußeren Strömung war niedriger als die Temperatur der von ihr umströmten durchlässigen Wand des Testmoduls. Wie aus diesen Diagrammen ersichtlich ist, ändert sich das Temperaturfeld der Wandoberfläche unter Wirkung der äußeren Strömung im Laufe der Zeit gleichmäßig in der Richtung der äußeren Strömung. Dies bedeutet, dass die Temperatur der von der äußeren Strömung umströmten Testmoduloberfläche sich in der Stromab- bzw. x -Richtung mit einer konstanten Ge-

schwindigkeit $\left. \frac{dT}{dt} \right|_x = const$ während der ganzen Abkühlungszeit ändert. Der Tempera-

turgradient entlang des Testmoduls bleibt während dieser Zeit auch konstant und positiv $\frac{dT}{dx} > 0$. Infolgedessen wird die Temperatur der gesamten Testmoduloberfläche in

einem relativ kurzen zeitlichen Intervall von $t \approx 600$ s ausgeglichen, siehe Abbildung 5.20*f*. Der Unterschied zwischen der Temperatur der Testmoduloberfläche und der Oberflächentemperatur der Aluminiumplatte, in die das Testmodul eingebaut ist, wird unter der Wirkung der äußeren Strömung in diesem zeitlichen Intervall vollständig abgebaut.

Die gleichmäßige Abkühlung der durchlässigen Wand ohne Ausblasen in der äußeren Strömung bedeutet, dass die umströmte Wandoberfläche im Laufe der Zeit an jeder Stelle vom Testmodulanfang bis zu seinem Ende von dieser Strömung in gleichem Maße beeinflusst wird. Durch den Wärmeaustausch bzw. Energieaustausch zwischen der durchlässigen Wand und der äußeren Strömung wird die höhere thermische Energie der durchlässigen Wand an die äußere Strömung, die eine niedrigere Temperatur besitzt, übertragen und die Wandtemperatur wird bis zur Temperatur des Mediums der äußeren Strömung abgesenkt.

Auch im Fall der vorher abgekühlten Wand ohne Ausblasen ändert sich deren Temperatur unter der Wirkung der äußeren Strömung auf die gleiche Weise, wie in dem vorigen Fall und zwar gleichmäßig mit der äußeren Strömung und entlang des Testmoduls.

Der Unterschied liegt nur darin, dass die höhere thermische Energie des Mediums der äußeren Strömung an die umströmte Wand, die eine niedrigere Temperatur besitzt, übertragen wird.

Im Fall des Ausblasens von Luft einer von der äußeren Strömung verschiedenen Temperatur sieht die zeitliche und räumliche Änderung des Temperaturfeldes der Wandoberfläche in der äußeren Strömung anders als im Fall ohne Ausblasen aus.

Je nach dem welche Temperatur die ausblasende Luft besitzt, wird die durchlässige Wand ständig erwärmt oder abgekühlt und deren Temperatur wird im Vergleich zur Temperatur der Aluminiumplatte jeweils höher oder niedriger.

Die umströmte durchlässige Wand im Fall des Ausblasens wird durch die äußere Strömung auf eine andere Weise, als im Fall ohne Ausblasen beeinflusst. Die Wirkung der äußeren Strömung auf die durchlässige Wand mit gleichmäßigem Ausblasen sowie auf das Ausblasen selbst wird am Anfang des Ausblasbereichs durch dieses Ausblasen so stark beeinflusst, dass die Struktur der wandnahen Strömung in einigem Abstand vom Zusammentreffen der querenden Strömungen in wesentlichem Maße durch die Wechselwirkung zwischen der äußeren Strömung und dem Ausblasen am Anfang des Ausblasbereiches vorbestimmt wird. Das ist in den Abbildungen 5.21 – 5.23 illustriert.

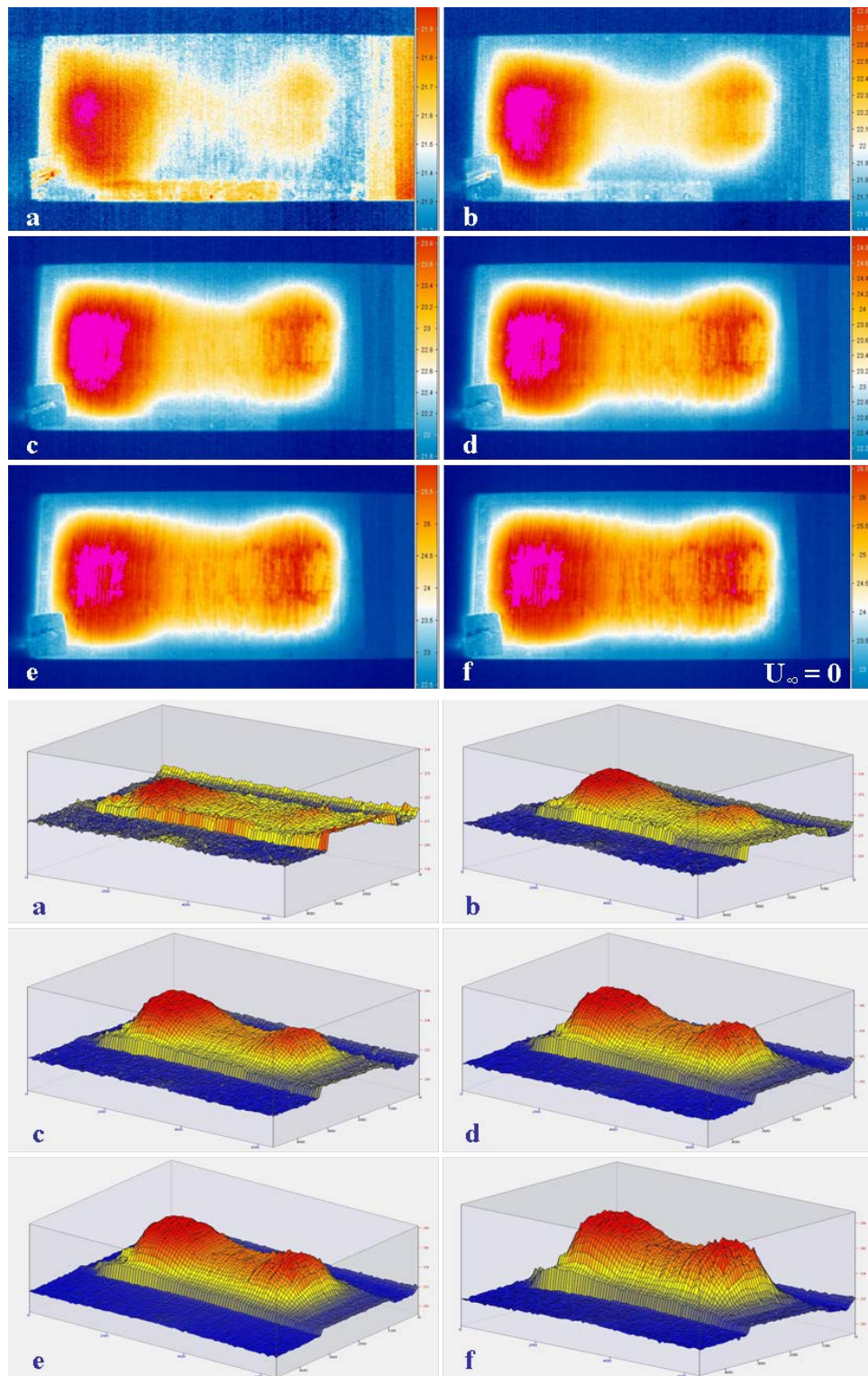


Abbildung 5.18: Dynamik des Temperaturfeldes von Testmoduloberfläche während einer Erwärmung durch Ausblasen von warmer Luft. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche und Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 0$ m/s, $T_\infty = 17$ °C, $Q = 55$ l/s/m², $T_{DFM} = 42$ °C. Zeit nach dem Start des Ausblasens: a) 60 s, b) 145 s, c) 255 s, d) 380 s, e) 490 s, f) 595 s.

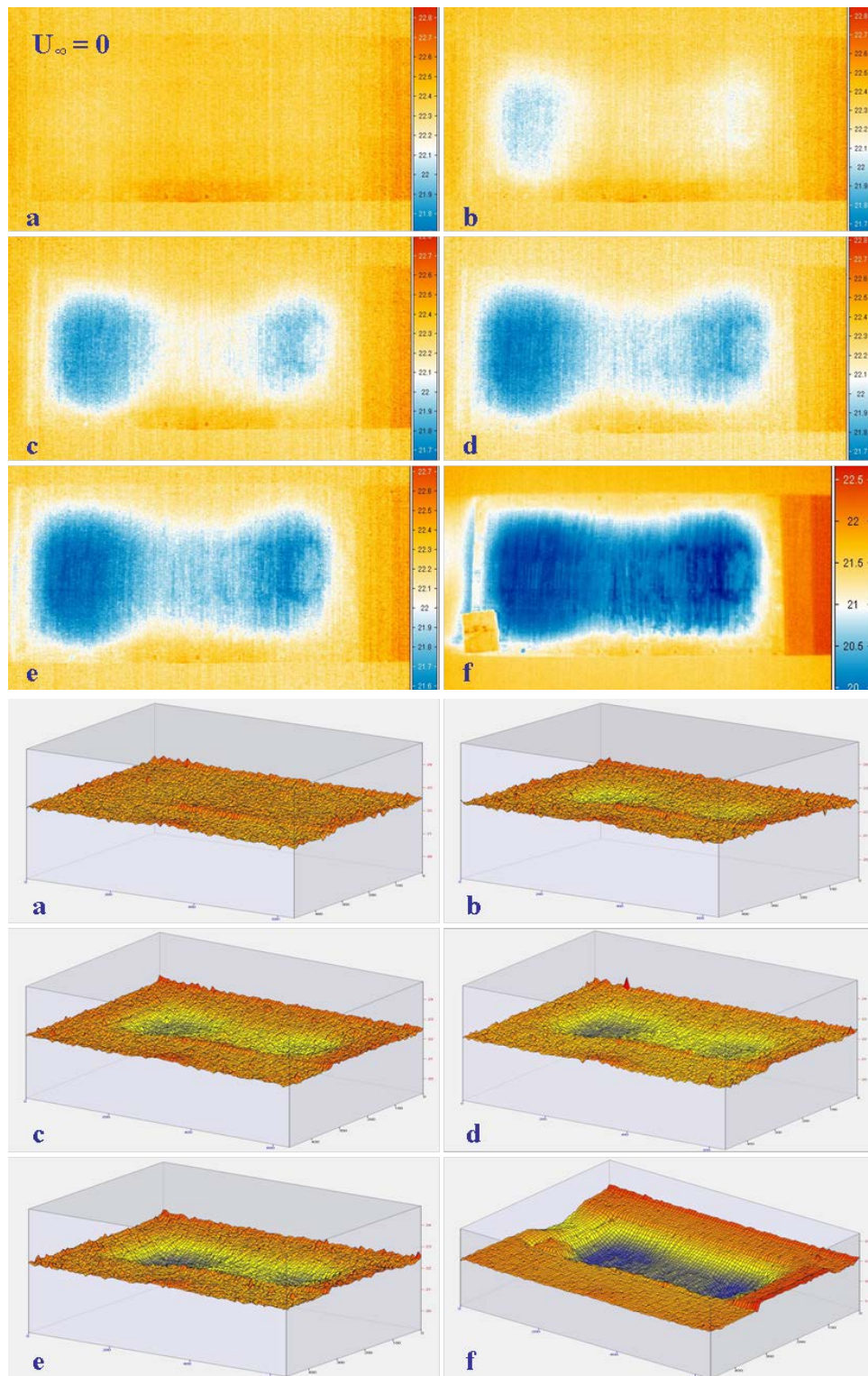


Abbildung 5.19: Dynamik des Temperaturfeldes von Testmoduloberfläche während einer Abkühlung durch Ausblasen von kalter Luft. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche und Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 0$ m/s, $T_\infty = 22,3$ °C, $Q = 55$ l/s/m², $T_{DFM} = 8$ °C. Zeit nach dem Start des Ausblasens: a) 0 s, b) 65 s, c) 145 s, d) 240 s, e) 390 s, f) 595 s.

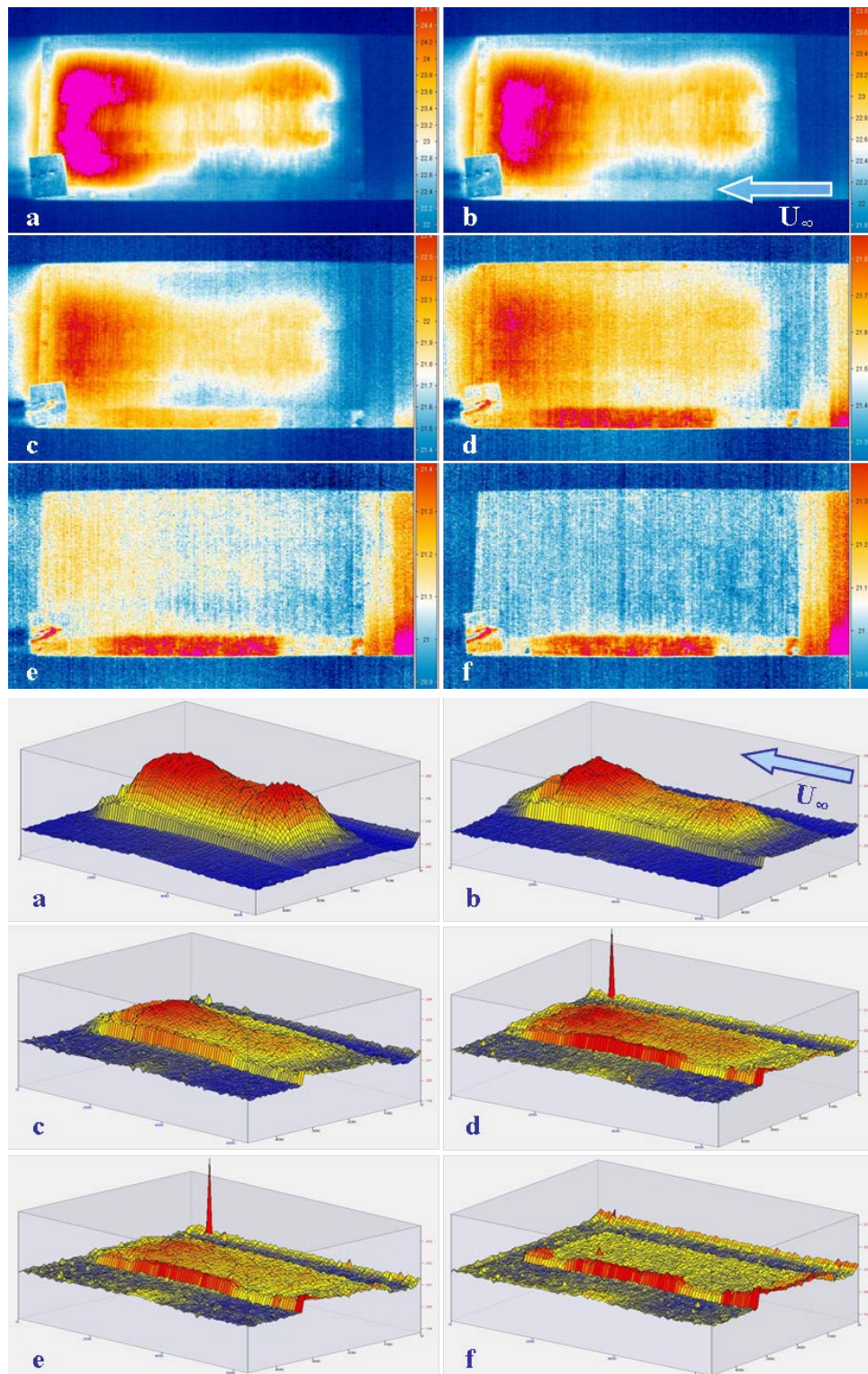


Abbildung 5.20: Dynamik des Temperaturfeldes der vorher erhitzten Testmoduloberfläche während der Abkühlung durch die äußere Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche und Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20 \text{ m/s}$, $T_\infty = 18 \text{ °C}$, $Q = 0 \text{ l/s/m}^2$. Zeit nach dem Abschalten des Ausblasens: a) 0 s, b) 65 s, c) 155 s, d) 240 s, e) 390 s, f) 595 s.

In Abbildung 5.21 ist der zeitliche Verlauf des Temperaturfeldes der umströmten Wandoberfläche mit Ausblasen der kalten Luft unter der Wirkung der äußeren Strömung gezeigt. Wie in dieser Abbildung zu sehen ist, kommt das Temperaturfeld der Wandoberfläche bei den angegebenen Parametern der querenden Strömungen in wenigen Minuten nach dem Start der Umströmung zu einem relativ stabilen Zustand und die weitere Umströmung bringt tatsächlich keine Änderung in der Verteilung der Temperatur der umströmten Wandoberfläche, siehe Diagrammen *d*), *e*), *f*) in der Abbildung 5.21.

Eine weitere Analyse der Dynamik des Temperaturfeldes der durchlässigen Wandoberfläche unter der Wirkung der äußeren Strömung für die Fälle des Ausblasens in die turbulente Grenzschicht über dieser Wand auf der Basis der Abbildungen 5.21 – 5.23 zeigt, dass das gleichmäßige kontinuierliche Ausblasen die äußere Strömung und zwar die von dieser Strömung gebildete Grenzschicht sehr stark beeinflusst.

Im Vergleich zum Fall ohne Ausblasen (Abbildungen 5.18 – 5.20) wird die umströmte durchlässige Wand im Fall des Ausblasens in einigem Abstand vom Anfang des Ausblasbereichs von der äußeren Strömung kaum beeinflusst. Dies kann man dadurch erklären, dass in einigem Abstand von der Stelle, wo die äußere Strömung das Ausblasgebiet trifft, die turbulente Grenzschicht durch das Ausblasen von der Wandoberfläche weg geschoben wird. Infolge der Wechselwirkung zwischen der äußeren Strömung und dem Ausblasen bildet sich über dem Ausblasbereich eine Zwischenschicht bzw. eine Dämpfungsschicht, die den Energieaustausch zwischen der äußeren Strömung und der durchlässigen Wandoberfläche mit Ausblasen behindert. Diese Zwischenschicht bildet sich aber nicht sofort am Anfang des Ausblasbereichs, sondern über eine Strecke, deren Länge von der Ausblasrate F abhängt.

Die äußere Strömung trifft am Anfang des Ausblasbereichs auf die Querströmung des Ausblasens und wird durch diese stark beeinflusst. In diesem Fall wird aber nicht nur die äußere Strömung durch das Ausblasen beeinflusst, sondern auch das Ausblasen in gleichem Maße von der äußeren Strömung. Die beiden Strömungen vermischen sich bzw. durchdringen ineinander und zwischen den beiden Strömungen findet ein Energieaustausch statt. Trotz der Gegenwirkung des Ausblasens reicht die kinetische Energie der äußeren Strömung aus um am Anfang des Ausblasbereichs die Oberfläche der durchlässigen Wand zu erreichen und sich mit deren innerer Energie auszutauschen. Mit anderen Worten die Energie wird der Wand zugeführt oder von der Wand weggenommen.

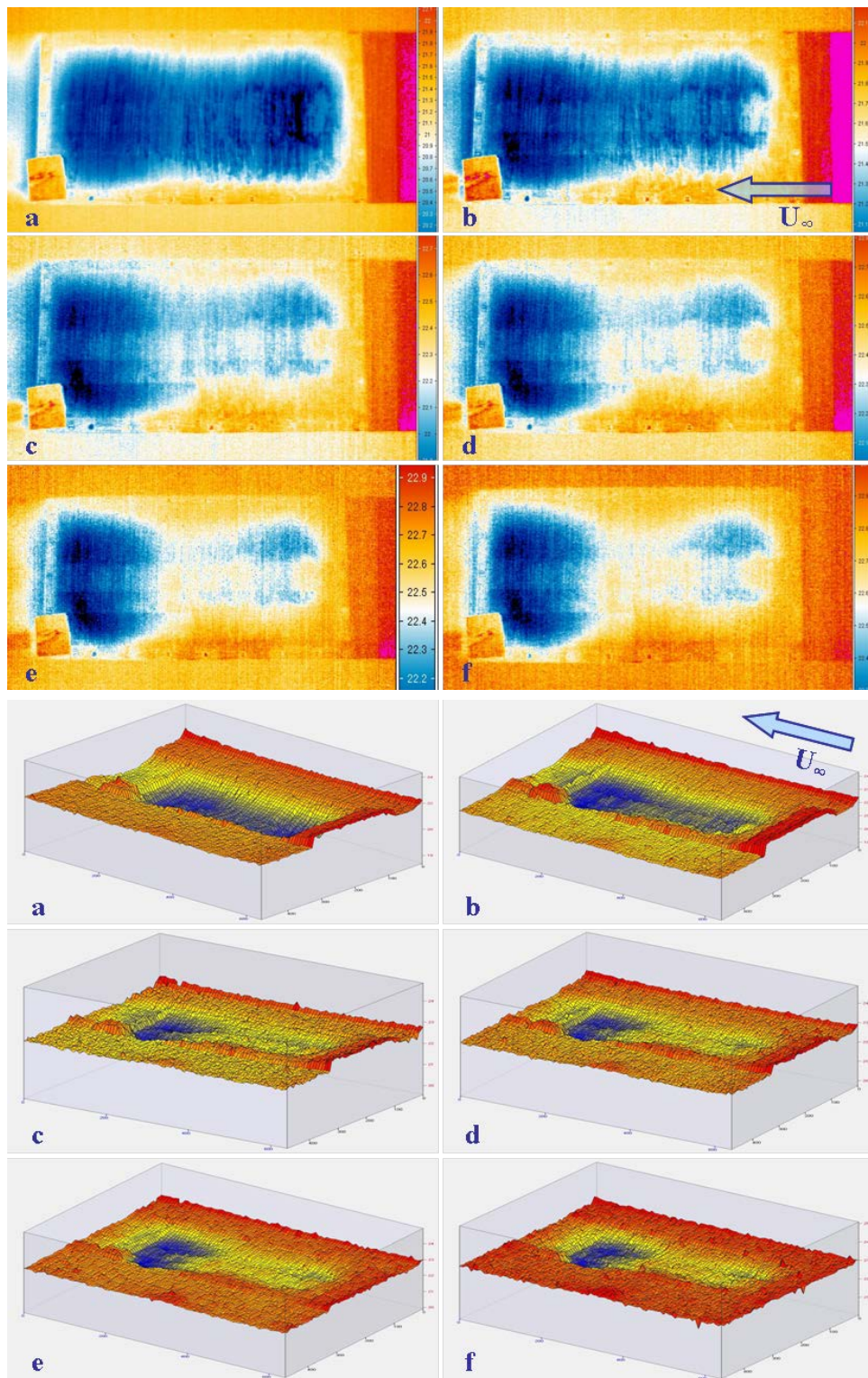


Abbildung 5.21: Dynamik des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls mit Ausblasen kalter Luft unter der Wirkung der äußeren Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche mit Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20 \text{ m/s}$, $T_\infty = 20.7 \text{ °C}$, $Q = 28 \text{ l/s/m}^2$, $T_{DFM} = 9 \text{ °C}$. Zeit nach dem Start der Umströmung: a) 10 s, b) 60 s, c) 235 s, d) 600 s.

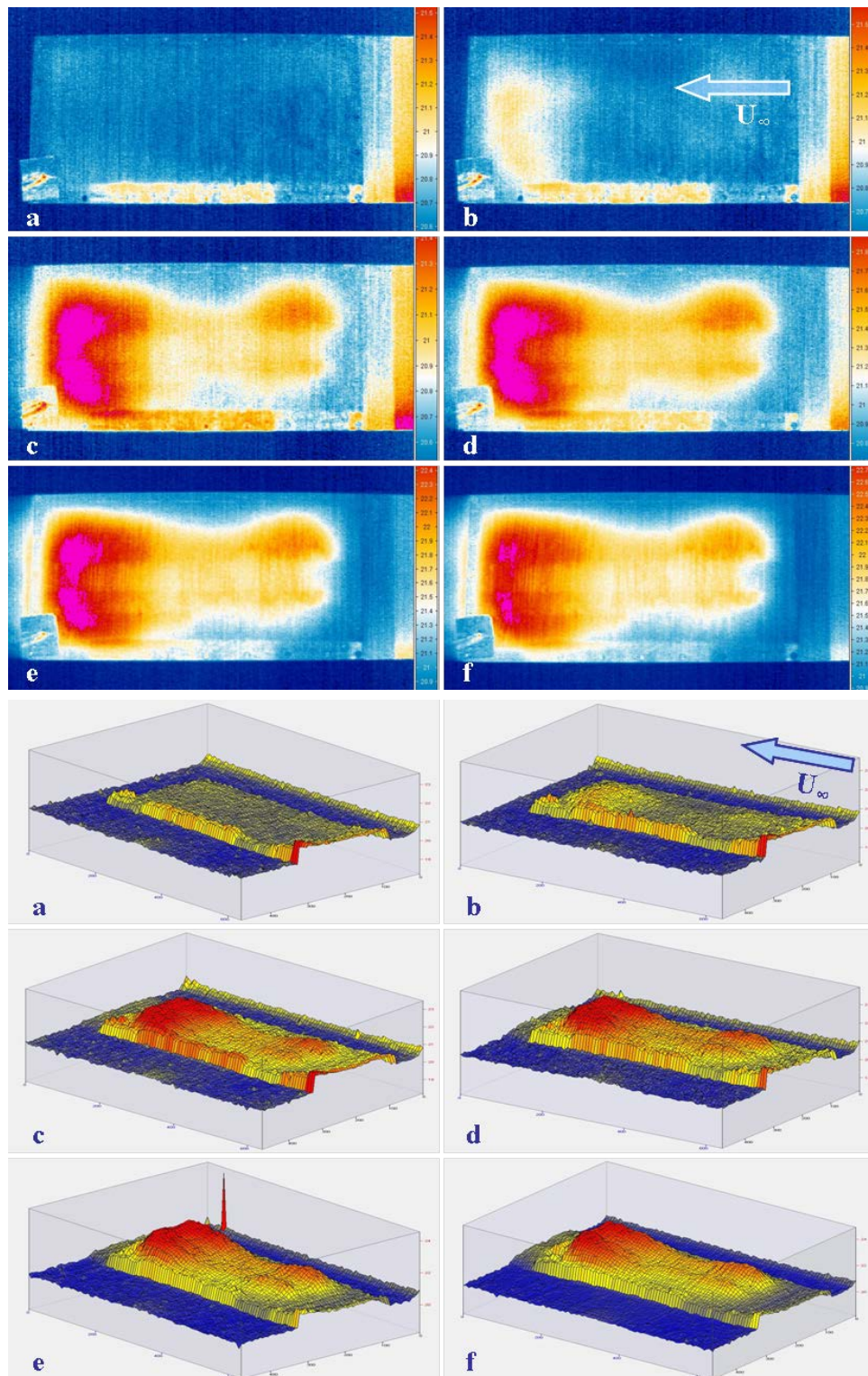


Abbildung 5.22: Dynamik des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls mit Ausblasen warmer Luft unter der Wirkung der äußeren Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche mit Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20 \text{ m/s}$, $T_\infty = 17 \text{ °C}$, $Q = 28 \text{ l/s/m}^2$, $T_{DFM} = 36.8 \text{ °C}$. Zeit nach dem Start des Ausblasens: a) 0 s, b) 60 s, c) 170 s, d) 285 s, e) 530 s, f) 600 s.

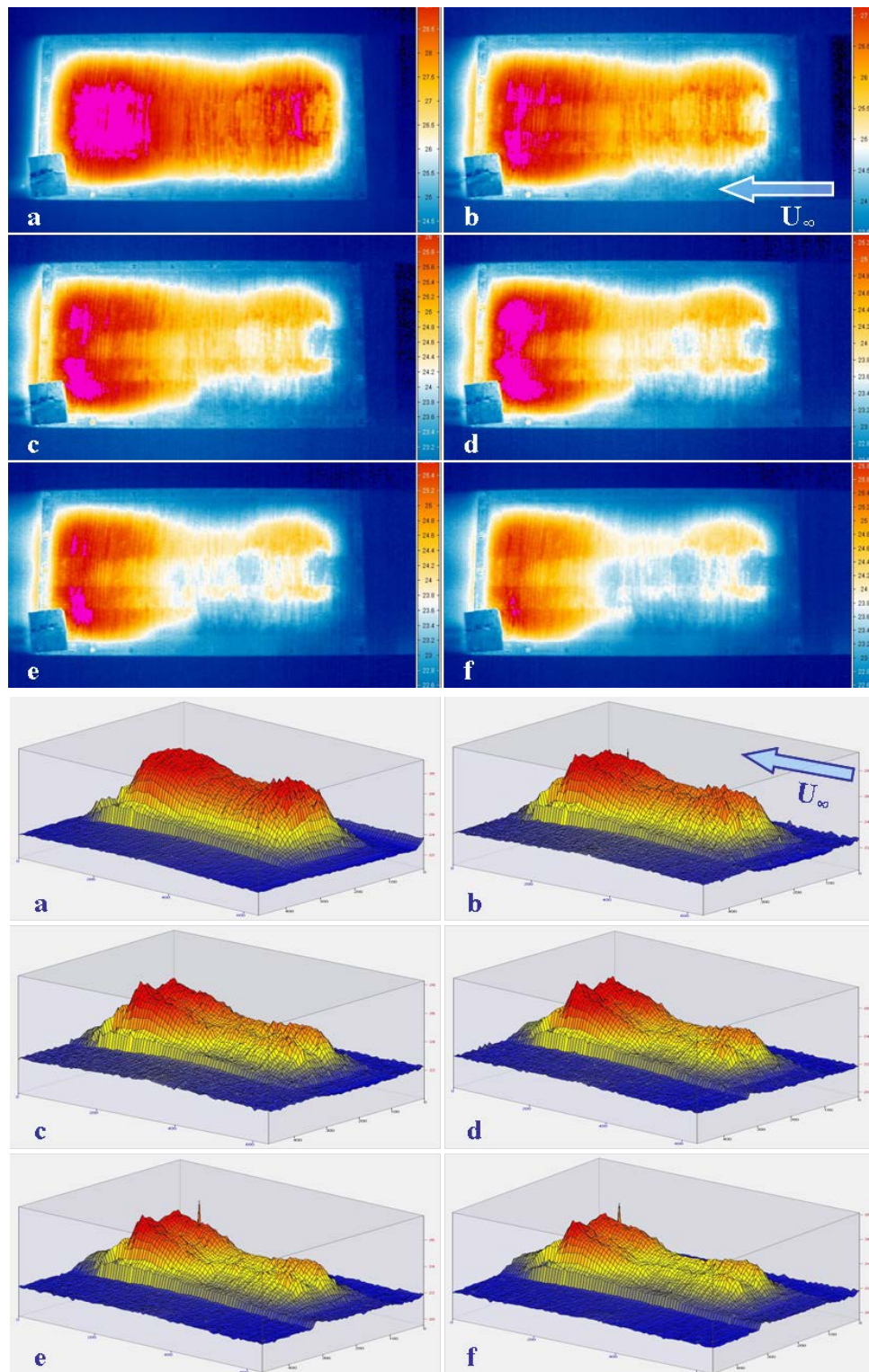


Abbildung 5.23: Dynamik des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls mit Ausblasen warmer Luft unter der Wirkung der äußeren Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche mit Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20 \text{ m/s}$, $T_\infty = 17 \text{ °C}$, $Q = 55 \text{ l/s/m}^2$, $T_{DFM} = 42 \text{ °C}$. Zeit nach dem Start der Umströmung: a) 0 s, b) 40 s, c) 105 s, d) 295 s, e) 420 s, f) 535 s.

Mit wachsendem Abstand vom Anfang des Ausblasbereichs führt die Gegenwirkung des Ausblasens dazu, dass in einem bestimmten Abstand vom Treffpunkt der querenden Strömungen aufgrund der Wirkung der gebildeten Dämpfungsschicht die durchlässige Wand des Testmoduls für die äußere Strömung kaum erreichbar wird.

Beispielhaft je nach dem welche Temperatur die ausblasende Luft besitzt, bleibt ein Teil der durchlässigen Wand am Ende des Ausblasbereichs während der Umströmung entweder warmer oder kalter, siehe die Diagramme *e) – f)* in den Abbildungen 5.21 – 5.23. Die Länge dieses von der äußeren Strömung nicht gestörten bzw. kaum beeinflussten Teils der durchlässigen Wand mit Ausblasen hängt von der Ausblasrate F ab.

Die Visualisierung des Temperaturfeldes der durchlässigen Wandoberfläche mit Ausblasen in die turbulente Grenzschicht hat die Ergebnisse der von Park und Choi (Park 1999) durchgeführten direkten numerischen Simulation zur Wirkung des gleichmäßigen Ausblasens oder Absaugens an einer Spalte in Spanweitenrichtung auf die turbulente Grenzschicht bestätigt und hat gezeigt, dass die äußere Strömung durch das gleichmäßige Ausblasen von der umströmten Wand weggeschoben wird. Dadurch wird die Wechselwirkung zwischen der Außenströmung und der durchlässigen Wand abgeschwächt, bzw. die viskose Diffusion über dem Ausblasbereich verkleinert.

6 Zusammenfassung

Das gleichmäßige Ausblasen ist eine effektive Methode zur Beeinflussung einer turbulenten Grenzschicht, nämlich zur Verminderung der Wandschubspannung bzw. zur Reduzierung des Reibungswiderstands einer umströmten Wandoberfläche. In der vorliegenden Arbeit wurden turbulente Grenzschichten hinsichtlich ihrer Beeinflussbarkeit mittels gleichmäßigem kontinuierlichen Mikro-Ausblasen an einer ebenen Platte ohne Druckgradient untersucht. Die durchgeführte Untersuchung umfasst vier Abschnitte. Zuerst wurde das Strömungsverhalten in einer viskosen Unterschicht über einer durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen untersucht. Anschließend wurde der Einfluss der Ausblasrate und der Temperatur der ausgeblasenen Luft auf die Grenzschichtparameter ermittelt. Zum Schluss wurde das Temperaturfeld der Oberfläche der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen unter verschiedenen Bedingungen visualisiert und qualitativ analysiert.

Die vorgestellte Untersuchung wurde an einer ebenen Platte in einem geschlossenen Unterschall Windkanal beim Null-Druckgradient und in einer Strömung für einen Reynoldszahlen-Bereich von $1 \times 10^3 < Re_x < 1 \times 10^6$ und für eine Ausblasrate von $0 < F < 0.0173$ realisiert. Die Ermittlung der Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich sowie des Einflusses der Ausblasrate und der Temperatur der ausblasenden Luft auf die Parameter der Grenzschicht wurde mit Hilfe des noninvasiven LDA- und bei einzelnen Experimenten mit Hilfe des hochauflösenden CTA-Verfahrens durchgeführt. Zur Untersuchung des Temperaturfeldes sowie dessen Dynamik wurde ein Thermografiesystem auf Basis einer IR-Kamera eingesetzt.

Durch umfangreiche Untersuchungen wurden sowohl einige frühere Erkenntnisse zur Strömung über durchlässigen Wänden mit Ausblasen bestätigt als auch neue Kenntnisse über die Strömungsphänomene während der Beeinflussung der turbulenten Grenzschicht mittels kontinuierlichem Ausblasen durch gleichmäßig verteilte Mikro-Öffnungen in umströmten Wand gewonnen. Die Ergebnisse der Untersuchung erlauben es, nachfolgende Schlussfolgerungen zu ziehen.

Trotz der kleinen Größe der Öffnungen in der umströmten Wand, ändern diese deren Oberflächeform und beeinflussen die wandnahe Strömung. Die Reihen der Öffnungen in der Wand bilden eine Art von D-Rauhigkeit. Infolgedessen erhöht sich die Turbulenz wandnahen Strömung und besonders stark nimmt sie in den Bereichen der Öffnungsreihen zu.

Der Verlauf der Strömungsgeschwindigkeitsprofile $u(x)$ in der viskosen Unterschicht über den Öffnungsreihen der durchlässigen Wand geht mit lokalen Geschwindigkeitsabfällen einher. Dies lässt vermuten, dass die Bereiche mit höherer Turbulenz (über den Öffnungsreihen) als Absorber für kinetische Energie der Außenströmung wirken. Infolge des Verlustes kinetischer Energie wird die Geschwindigkeit der Strömung an diesen Stellen gesenkt.

Die Geschwindigkeitsprofile der Strömung über der durchlässigen Wand $u(x)$, $u(x,y)$ und $u(x,z)$, die im wandnahen Bereich mit einer hohen räumlichen Auflösung ermittelt wurden, beweisen, dass die wandnahe Strömung durch die Mikro-Öffnungen in der Wand sowie durch das Ausblasen durch diese Öffnungen beeinflusst werden können.

Die Profile der Strömungsgeschwindigkeit $u(x,z)$ und besonders $v(x,z)$ zeigen, dass das Ausblasen durch eine durchlässige Wand, die gleichmäßig verteilte Mikro-Öffnungen enthält, als ein „Ensemble“ einzelner Freistrahlen zu betrachten ist. Im Fall einer Unterschallströmung darf diese Art des Ausblasens nur grob als ein gleichmäßiges Ausblasen angenommen werden.

Bis zu einer Höhe, die bei den angegebenen Experimentbedingungen der Dicke der viskosen Unterschicht entspricht und ca. 100 μm über der umströmten Wandoberfläche beträgt, spiegeln die ermittelten Profile der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ die Anordnung der Öffnungen bzw. deren Reihen in der durchlässigen Wand wieder.

Die durchgeführte Untersuchung zum Einfluss der Ausblasrate auf die Parameter der Grenzschicht über der durchlässigen Wand hat gezeigt, dass der Einsatz des gleichmäßigen Ausblasens zur Beeinflussung turbulenter Grenzschichtströmungen sehr effektiv ist. Durch das gleichmäßige Ausblasen wurde der Reibungsbeiwert im Bereich Reynoldszahlen $Re_x < 1 \times 10^6$ im Vergleich zur festen Wand um bis zu 59 % reduziert. Dabei wurde festgestellt, dass der Reibungsbeiwert c_f bzw. die Wandschubspannung τ_w einer durchlässigen Wand mit Ausblasen von der Ausblasrate abhängt und deren Reduzierung nur bis zu einem bestimmten Wert der Ausblasrate F stattfindet.

Im Bezug auf das Verhalten des Reibungsbeiwertes in Abhängigkeit von der Ausblasrate ist zu vermuten, dass eine Zunahme des Gesamtwiderstandes der umströmten Wand mit Ausblasen ab einem kritischen Wert der Ausblasrate durch mindestens zwei Faktoren beeinflusst wird. Zum Ersten ist es die durch das Ausblasen erzeugte Quasi-Rauhigkeit der umströmten Wandoberfläche, die mit der Steigerung der Ausblasrate zunimmt und zum Wachstum der Wandschubspannung τ_w bzw. des Widerstandsbei-

wertes c_f führt. Zum Zweiten ist es die Zunahme des Druckwiderstandes, weil das Ausblasen ab einem kritischen Wert der Ausblasrate die viskose Unterschicht überschreitet und einen zusätzlichen Widerstand der äußeren Strömung erzeugt.

Die experimentelle Untersuchung zum Einfluss der Temperatur der ausblasenden Luft auf die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht über einer durchlässigen Wand hat gezeigt, dass neben dem Ausblasen selbst, die Temperatur des ausblasenden Mediums auch eine wichtige Rolle spielt. Je nach dem, welche Temperatur das ausblasende Fluid besitzt, wird der Reibungsbeiwert reduziert oder erhöht.

Beim gleichmäßigen kontinuierlichen Ausblasen von kalter Luft in die Grenzschicht wird die Wandschubspannung bzw. der Reibungsbeiwert im Vergleich zum Ausblasen von Luft, deren Temperatur der Temperatur der äußeren Strömung entspricht, reduziert. Im Gegensatz dazu erhöht das Ausblasen heißer Luft die Wandschubspannung bzw. den Reibungsbeiwert.

Das Temperaturfeld der Oberfläche der durchlässigen Wand mit Ausblasen in eine äußere Strömung wird durch eine Wechselwirkung von Ausblasen und äußerer Strömung gebildet. Deren Visualisierung ist eine indirekte Visualisierung der Wirkung der äußeren Strömung auf die umströmte Wand. Andererseits, da sich eine äußere Strömung in Wandnähe eine Grenzschicht bildet, kann diese Visualisierung als eine Visualisierung der Wirkung des Ausblasens auf die Grenzschicht betrachtet werden.

Der Vergleich des Temperaturfelds der Oberfläche der durchlässigen Wand ohne Ausblasen in einer äußeren Strömung mit derjenigen mit Ausblasen hat gezeigt, dass die Wirkung der äußeren Strömung auf die umströmte Wand durch das Ausblasen nicht direkt am Anfang des Ausblasbereichs, sondern in einem Abstand davon voll verhindert wird. Infolge Wechselwirkung zwischen äußerer Strömung und dem Ausblasen, bildet sich über dem Ausblasbereich eine Zwischenschicht bzw. eine Dämpferschicht, die einen Energieaustausch zwischen der äußeren Strömung und der Oberfläche durchlässiger Wand blockiert. Diese Zwischenschicht bildet sich nicht sofort am Anfang des Ausblasbereichs, sondern über einer Strecke, deren Länge von der Ausblasrate abhängt.

Literaturverzeichnis

- Albrecht, H.-E., Damaschke, N., Borys, M., Tropea, C. (2003). *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*, Springer: 738.
- Baehr, H. D., Stephan, K. (2006). *Heat and Mass Transfer*. Berlin, Springer.
- Bertolotti, F. P. (2006). Perforated Skin Structure for Laminar-Flow Systems. United States Patent. USA, Airbus Deutschland GmbH, Hamburg (DE). US 7,152,829 B2: 24.
- Black, T. J., Sarnecki, A. J. (1958). The Turbulent Boundary Layer with Suction or Injection. R. & M. No. 3387: 73.
- Bradshaw, P., Huang, G. (1995). "The law of the wall in turbulent flow." *Proc. R. Soc. London A*. 451: 165-188.
- Braslow, A. L. (1999). "A History of Suction-Type Laminar-Flow Control with Emphasis on Flight Research." *Monographs in Aerospace History* 13: 84.
- Brunk, W. E. (1957). Experimental Investigation of Transpiration Cooling for a Turbulent Boundary Layer in Subsonic Flow Using Air as a Coolant. TN 4091, Lewis Flight Propulsion Laboratory, Cleveland, Ohio. TN 4091: 36.
- Brunn, H. H. (1995). *Hot-Wire Anemometry: principles and signal analysis*, Oxford University Press.
- Campbell, J. F. (1976). "Augmentation of Vortex Lift by Spanwise Blowing." *AIAA Journal of Aircraft*(9).
- Catherall, D., Stewartson, K., and Williams, P.G. (1965). "Viscous Flow Past a Flat Plate With Uniform Injection." *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 284(1398): 370-396.
- Catherall, D., Stewartson, K., Williams, P.G. (1965). "Viscous flow past a flat plate with uniform injection." *Proc. Roy. Soc. London A* 284: 370-396.
- Cebeci, T. (2004). *Analysis of Turbulent Flows*, Elsevier.
- Chew, Y. T., Khoo, B. C., Li, G. L. (1997). "An investigation of wall effects on hot-wire measurements using a bent sublayer probe." *Meas. Sci. Technol.* Vol. 9: Pages: 67-85.
- Chung, Y. M., Sung, H.J., Krogstad, P.-A (2002). "Modulation of Near-Wall Turbulence Structure with Wall Blowing and Suction." *AIAA JOURNAL* 40(8): 1529-1535.
- Clark, C. H. G. a. L. R. (2004). *Effect of Blowing on Boundary Layer of Scarf Inlet*, NASA Langley Research Center Hampton, VA 23681-2199.

- Clauser, F. H. (1954). "Turbulent Boundary layers in Adverse Pressure Gradients." *Jornal of the Aeronautical Sciences* 21(2): 91-108.
- Clauser, F. H. (1956). "Turbulent boundary layer." *Adv. Appl. Mech.* 4: 1-51.
- Comte-Bellot, G. (1976). "Hot-Wire Anemometry." *Fluid Mech.* 8: 209-231.
- Cuhadaroglu, B., Akansu, Y.E., Turhal, A.O. (2007). "An experimental study on the effects of uniform injection through one perforated surface of a square cylinder on some aerodynamic parameters." *Experimental Thermal and Fluid Science* 31: 909-915.
- DantecDynamics (2008). LDA Introduction to principles and applications.
- Dunbar, D. I. A., Squire, L. C. (1971). *Experiments in Turbulent Boundary Layers with Foreign Gas Injection*. R. & M. No. 3696: 77.
- Durst, F., Jovanovic, J., Sender, J (1995). "LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow." *J. Fluid Mech.* 295: 305-335.
- Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J. (1981). *Principles and Practices of Laser-Doppler Anemometry*, Academic Press Inc.
- Durst, F., Mueller, R., Jovanovic, J. (1988). "Determination of the measuring position in laser-Doppler anemometry." *Experiments in Fluids* 6: 105-110
- Durst, F., Zanon, E.-S. (2002). "Experimental investigation of near-wall effects on hot-wire measurements." *Experiments in Fluids* 33: 210-218.
- Durst, F., Zanon, E.-S., Pashtrapanska, M. (2001). "In situ calibration of hot wires close to highly heat-conducting walls.pdf." *Experiments in Fluids* 31: 103-110.
- Friederich, T. A., Klocker, M. (2008). *Localized Blowing and Suction for Direct Control of the Crossflow Secondary Instability*. 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit. Seattle, Washington.
- Gad-el-Hak, M., Pollard, A., and Bonnet, J. P. (1998). *Flow Control: Fundamentals and Practices*. Berlin, Springer-Verlag.
- Geyer, T. F. (2011). *Trailing Edge Noise Generation of Porous Airfoils*. Faculty 3 of Mechanical, Electrical and Industrial Engineering. Cottbus, Brandenburg university of Technology Cottbus. PhD: 174.
- Graichen, K. (1982). "Einige Erfahrungen beim Einsatz von Hitzdrahtsonden nahe einer festen Wand." *Technische Mechanik* Vol. 4, Heft 2: Pages: 18-26.
- Grin, V. T. (1967). "Experimental Study of Boundary-Layer Control by Blowing on a Flat Plate at $M=2.5$." *Mekhanika Zhidkosti i Gaza* Vol. 2, No. 6: Pages: 115-117.

- Guenther, B., Thiele, F., Petz, R., Nitsche, W., Sahner, J., Weinkauff, T., and Hege, H.-C. (2007). Control of Separation on the Flap of a Three-Element High-Lift Configuration. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: 15.
- Hama, F. R. (1954). "Boundary layer characteristics for smooth and rough surfaces." *Trans. Soc. Nav. Arch. Marine Engrs.* 62: 333-358.
- Hinze, J. O. (1975). *Turbulence, An introduction to its mechanism and theory*, New York: McGraw-Hill
- Hwang, D. (2004). "Review of research into the concept of the microblowing technique for turbulent skin friction reduction." *Progress in Aerospace Sciences* 40: 559–575.
- Hwang, D. P. (1996). A Proof of Concept Experiment for Reducing Skin Friction by Using a Micro-Blowing Technique. Cleveland, Ohio, Lewis Research Center. TM 107315: 1-13.
- Hwang, D. P. (1998). Skin Friction Reduction by Micro-Blowing Technique. United States Patent. USA, USA, NASA: 16.
- Hwang, D. P. (1998). Skin Friction Reduction by Microblowing Technique. U. S. Patent. USA, NASA. 5803410: 16.
- Hwang, D. P. (2000). An Experimental Study of Turbulent Skin Friction Reduction in Supersonic Flow Using a Microblowing Technique. 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, January 10–13, 2000.
- Hwang, D. P. (2002). Experimental Study of Characteristics of Micro-Hole Porous Skins for Turbulent Skin Friction Reduction. ICAS 2002 Congress: 2101.2101-2101.2107.
- Hwang, D. P., Biesiadny, T. J. (1997). Experimental Evaluation of the Penalty Associated with Micro-Blowing for Reducing Skin Friction, National Aeronautics and Space Administration, Lewis Research Center. TM 113174: 12.
- Jaffe, N. A. (1970). "The Laminar Boundary Layer with Uniform Injection of a Foreign Gas." *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 317: 393-405.
- Jeromin, L. O. F. (1966). An Experimental Investigation of the Compressible Turbulent Boundary Layer with Air Injection. R&M 3526: 64.
- Julien, H. I., Kays, W. M., Moffat, R. J. (1969). The Turbulent Boundary Layer on a Porous Plate: Experimental Study of the Effects of a Favorable Pressure Gradient, Thennosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California. HMT-4: 194.

- Kassoy, D. R. (1973). "The singularity at boundary layer separation due to mass injection." *SIAM J. Appl. Math.* 25: 105-123.
- Kays, W. M., Moffat, R.J. (1975). *The Behavior of Transpired Turbulent Boundary Layers*, Stanford University, NASA.
- Klebanoff, P. S. (1954). *Characteristics of Turbulence in a Boundary Layer with Zero Pressure Gradient*, NACA.
- Kornilov, V. I., Boiko, A.V. (2011). *Turbulent Flow Control by Microblowing Through Microhole Perforated Wall*. 10th International Symposium on Experimental Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Brussels, Belgium.
- Kudriavtsev, V., Braun, M. J., Hendricks, R. C. (2001). *Virtual Experiments on Drag Reduction*. 48th Annual Conference of Canadian Aeronautics and Space Institute (CASI), 8th Aerodynamics Section Symposium, Toronto, Canada.
- Lange, C. F., Durst, F., Breuer, M. (1999). "Correction of hot-wire measurements in the near-wall region." *Experiments in Fluids* 26: 475-477.
- Lin, Y. L., Chyu, M. K., Shih, T. I. P., Willis, B. P., Hwang, D. P. ((1998). *Skin-friction reduction through micro blowing*. 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit
- Marriot, P. G. (1974). *Compressible Turbulent Boundary Layers with Discontinuous Air Transpiration: An Experimental and Theoretical Investigation*.
- McQuaid, J. (1967). *Experiments on Incompressible Turbulent Boundary Layers with Distributed Injection*. *R&M* 3549: 57.
- Menon, S., Feiz, H. (2005). *Micro Blowing Simulations Using a Coupled Finite-Volume Lattice- Boltzmann LES Approach*, Georgia Institute of Technology. CCL Report 2005-009: 62.
- Mickley, H. S., Davis, R.S. (1957). *Momentum Transfer for Flow over a Flat Plate with Blowing*, Massachusetts Institute of Technology. TN 4017: 65.
- Mickley, H. S., Ross, R. C., Squyers, A. L., Stewart, W. E. (1954). *Heat, Mass, and Momentum Transfer for Flow over a Flat Plate with Blowing or Suction*. NACA TN 3208.
- Millikan, C. B. (1937). *A Critical Discussion of Turbulent Flows in Channels and Circular Tubes*. 5th Inter. Congr. Appl. Mech.
- Motuz, V., Zanon, E.-S., Jehring, L., Egbers, Ch. (2009). *Mikro-Ausblasung zur Widerstandsreduzierung und zur Relaminarisierung von turbulenten Grenzschichten Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, Erlangen.
- Nikuradse, J. (1933). *Strömungsgesetze in Rauhen Röhren*. VDI Forschungsh. 361.

- Nitsche, W., Brunn, A. (2005). Strömungsmesstechnik, Springer.
- Örlü, R., Fransson, J.H.M., Alfredsson, P.H. (2010). "On near wall measurements of wall bounded flows - The necessity of an accurate determination of the wall position." *Progress in Aerospace Sciences* 46: 353-387.
- Papadopoulos, G., Ötügen, M. V. (1993). "A simple automated hot-wire positioning technique for near-wall measurements." *Experiments in Fluids* 15: 459-461.
- Pappas, C. C., Okuno, A. F. (1965). The Relation between Skin Friction and Heat Transfer for the Compressible Turbulent Boundary Layer with Gas Injection. Washington, NASA. NASA TN D-2857: 31.
- Park, J., Choi, H. (1999). "Effects of uniform blowing or suction from a spanwise slot on a turbulent boundary layer flow." *Physics of Fluids* 11(10): 3095-3105.
- Rotta, J. C. (2010). *Turbulente Strömungen. Eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung*, Universitätsverlag Göttingen
- Salari, M., Tabar, M. (2011). "Accurate wall positioning of the hot-wire sensor using a high aspect-ratio rectangular nozzle." *Flow Measurement and Instrumentation* 22: 138-143.
- Schetz, J. A. (1984). *Foundations of boundary layer theory for momentum, heat, and mass transfer*, Englewood Cliffs, N.J. ; Prentice-Hall: 309.
- Schlichting, H., Gersten, K. (2006). *Grenzschicht-Theorie*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Schlichting, H., Truckenbrodt, E. (2000). *Aerodynamik Des Flugzeuges: Erster Band: Grundlagen Aus Der Strömungsmechanik. Aerodynamik Des Tragflügels*, Springer.
- Schrauf, G. (2000). Evaluation of the A320 Hybrid Laminar Fin Experiment European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering, ECCOMAS 2000,.
- Simpson, R. L., Moffat, R. J., Kays, W. M. (1969). "The turbulent boundary layer on a porous plate: Experimental skin friction with variable injection and suction." *International Journal of Heat and Mass Transfer* 12(7): 771-789.
- Squire, L. C. (1968). *Further Experimental Investigations of Compressible Turbulent Boundary Layers with Air Injection*. Cambridge, Cambridge University Engineering Department. R.M.3627: 37.
- Stevenson, T. N. (1963). A law of the wall for turbulent boundary layers with suction and injection *Aero. Rep.* 166.

- Szablewski, W. (1955). "Wandnahe Geschwindigkeitsverteilung turbulenter Grenzschiebt-strömungen mit Druckanstieg." Ingenieur-Archiv XXIII. Band: Pages: 295-306.
- Thomas, G. D. (1974). Compressible Turbulent Boundary Layers with Combined Air Injection and Pressure Gradient, Cambridge University, Engineering Department: 76.
- Tinapp, F. (2001). Aktive Kontrolle der Strömungsablösung an einer Hochauftriebs-Konfiguration. Fakultät V, Verkehrs und Maschinensysteme. Berlin, TU Berlin. Dokt.-Ing.: 115.
- Truckenbrodt, E. (2008). Fluidmechanik, Band 1. Berlin Heidelberg, Springer.
- Truckenbrodt, E. (2008). Fluidmechanik, Band 2. Berlin Heidelberg, Springer.
- Welch, G. E., Larosiliere, L. M., Hwang, D. P., Wood, J.R. (2001). Effectiveness of Micro-Blowing Technique in Adverse Pressure Gradients. 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada.
- White, F. M. (1991). Viscous fluid flow, McGraw-Hill, Inc.
- White, F. M. (1998). Fluid Mechanics, McGraw-Hill.
- Wolf, A., Lutz, Th., Krämer, E. (2011). Hinterkantenlärmsreduktion durch aktive Strömungsbeeinflussung. 15. STAB-Workshop. Göttingen: 72-73.
- Wuest, W. (1962). "Laminare Grenzschichten bei Ausblasen eines anderen Mediums (Zweistoffgrenzschichten)." Archive of Applied Mechanics Vol. 31, Number 2: Pages: 125 - 143.

Abbildungsverzeichnis

- Abbildung 2.1:** Beispiele für durchlässige Wände. a) “Porosint“, gesinterte Bronze und b) “Vyon“, gesinterte Polyethylen, (McQuaid 1967), c) Edelstahlplatte mit durch Laserstrahl gebohrten Löchern aus dem Hwang Experiment, NASA (Hwang 2004), d) Edelstahlplatte mit durch Elektronenstrahl gebohrten Öffnungen von 125 μm der Fa. pro-beam..... 11
- Abbildung 2.2:** Ergebnisse der experimentellen Untersuchung von Hwang. a) Reibungswiderstand der Motorgondel mit Mikro-Ausblasen (70) und Absaugen (68), (Hwang 1998); b) Reduzierung des turbulenten Reibungswiderstands in der Überschallströmung in Abhängigkeit von der Ausblasrate für perforierte Platten verschiedener Parameter, (Hwang 2000). 22
- Abbildung 2.3:** Ergebnisse der LES-Simulation eines einzelnen Strahls in der Querströmung von Menon (Menon 2005). a) Die Geschwindigkeitskonturen in der Wirbelzone und die weitere stromabwärts-Strömungsbewegung; b) Die in der Strömungsrichtung normalisierten Strömungsgeschwindigkeiten bei $z/d = 0.05, 0.1, 0.3$ für $R = 1$ 25
- Abbildung 3.1:** Eine schematische Strukturdarstellung einer turbulenten Grenzschicht an einer längsangeströmten ebenen Platte. 36
- Abbildung 3.2:** Typische Verteilung der Geschwindigkeit (rechts) und der Wandschubspannung (links) in einer turbulenten Strömung an einer festen Wand (White 1998). 36
- Abbildung 3.3:** Experimentelle Validierung der Gesetze für innere, äußere und Überlappungsschicht mit einem normierten Geschwindigkeitsprofil in einer turbulenten Wandströmung (White 1998). 39
- Abbildung 3.4:** Typische Verteilung der normierten Strömungsgeschwindigkeit in Wandkoordinaten an einer glatten und einer rauen Platte. Hier ist ΔU^+ die Clauser Rauigkeitsfunktion. (Clauser 1956). 42
- Abbildung 3.5:** Beeinflussung der Grenzschichtströmung mittels Mikro-

Ausblasen durch eine durchlässige Wand.....	43
Abbildung 3.6: Erläuterung der Wirkung des Absaugens und des Ausblasens mittels des Wandgesetzes auf Basis der Korrelation von Stevenson (Stevenson 1963) für eine turbulente Strömung mit Transpiration.	48
Abbildung 4.1: Block-Diagramm der experimentellen Untersuchung zur Grenzschichtbeeinflussung durch gleichmäßiges Ausblasen an einer durchlässigen Wand.	49
Abbildung 4.2: Skizze des Göttinger Windkanals des LAS.....	50
Abbildung 4.3: LAS Windkanal mit experimenteller Anlage, 2D Laser-Doppler-Anemometer der Fa. Dantec Dynamics und Traversierungssystem der Fa. Isel.....	51
Abbildung 4.4: Anordnungsskizze des Testmoduls mit durchlässiger Wand in einer ebenen Platte mit elliptischer Vorderkante.	52
Abbildung 4.5: Obere Seite der uniform perforierten Edelstahlplatte. Die Platte wurde von der Fa. Pro-beam mittels Elektronenstrahl gebohrt.	53
Abbildung 4.6: a) obere und b) untere Seite der durch Elektronenstrahl gebohrten Edelstahlplatte. Die Aufnahmen wurden mit Hilfe des 500-Fachen Mikroskops der Fa. Keyence gemacht.	53
Abbildung 4.7: a) Skizze des Testmoduls; b) Photo der inneren Struktur des Testmoduls.	55
Abbildung 4.8: Das in der ebenen Platte eingebaute Testmodul mit perforierter Oberdecke a) und Ausblasverteilung über der Testmoduloberfläche b).....	55
Abbildung 4.9: Untere Seite der ebenen Aluminiumplatte mit eingebauten Modulen.....	56
Abbildung 4.10: Druckverteilung entlang der ebenen Platte mit eingebautem Testmodul.....	58
Abbildung 4.11: Messvolumen eines Laser-Doppler-Anemometers und hochpass-gefilterter Wechselanteil eines typischen Signals, das man bei einem Partikeldurchlauf durch dieses Messvolumen erhalten kann. (Quelle: Albrecht et al. 2003).	62
Abbildung 4.12: Das zur Untersuchung eingesetzte LDA-Messsystem der Fa.	

Dantec Dynamics.....	63
Abbildung 4.13: Eine schematische Darstellung der gleichmäßig perforierten Wand des Testmoduls und eine der möglichen Positionen des LDA-Messvolumens über dieser Wand (rechts). $a=180\ \mu\text{m}$, $b=400\ \mu\text{m}$, $c=360\ \mu\text{m}$, $d=200\ \mu\text{m}$	64
Abbildung 4.14: Gradient der mittleren Strömungsgeschwindigkeit über einem Laser-Doppler-Messvolumen (Quelle: Albrecht et al. 2003).	65
Abbildung 4.15: Detektionsbereich an einer x_c -Position für einen elliptischen Messvolumenquerschnitt. (Quelle: Albrecht et al. 2003).	66
Abbildung 4.16: Gradient der mittleren Strömungsgeschwindigkeit über einen Laser-Doppler-Messvolumen im Fall der Ausrichtung der LDA-Sonde unter dem Winkel α zur xz -Ebene in der tangentialen Richtung.	67
Abbildung 4.17: a) Abhängigkeit U^+ von y^+ für drei Sonden mit verschiedenen Drahtdiametern $5\ \mu\text{m}$, $1.27\ \mu\text{m}$, und $0.63\ \mu\text{m}$ und für zwei $Re_m = 250$ und $Re_m = 800$ in der Nähe einer Aluminium-Wand (Chew 1997); b) Abhängigkeit der Messbrückenspannung vom Wandabstand für eine $5\ \mu\text{m}$ HDA-Sonde in der Nähe der Edelstahlplatte (Eigene Messergebnisse).....	69
Abbildung 4.18: Vermessen der Ebenheit der Oberfläche des Testmoduls. Oben: Messsonde LK-G32; Unten: Messpositionen an der Oberfläche. Die blau markierte Messposition stellt dabei die günstigere Variante dar.	73
Abbildung 4.19: Profil der Testmoduloberfläche an drei verschiedenen z -Positionen.....	73
Abbildung 4.20: Durchbiegung der Testmoduloberfläche unter Wirkung der in das Testmodulinnere eingeblasenen Luft.....	74
Abbildung 4.21: Skizze der Anlage zum Abkühlen/Erhitzen der in die Grenzschicht ausblasenden Luft.	76
Abbildung 4.22: Schema des Experiments zur Visualisierung der Änderung des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls unter Wirkung der äußeren Strömung oder des Ausblasens.	77
Abbildung 5.1: Profil der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ in Höhe von ca. $80\ \mu\text{m}$ über der gleichmäßig perforierten Wand in der Stromab-Richtung. Im	

- Hintergrund ist ein Photo der getesteten perforierten Platte mit 250-facher Vergrößerung dargestellt. $U_\infty=20$ m/s, $Re_x=6.67E+5$ 79
- Abbildung 5.3:** u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in der viskosen Unterschicht über der gleichmäßig perforierten Wand, $u(x,z)$, bei $U_\infty=20$ m/s, a) ohne Ausblasen; b) mit Ausblasen, $Q=0,014$ (m³/s)/m². 81
- Abbildung 5.4:** a) v - und b) u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in Höhe von ca. 40 μ m über der durchlässigen Wand mit Ausblasen $Q=0,007$ (m³/s)/m², bei $U_\infty=20$ m/s, Ausblasrate $F=0.0019$ 83
- Abbildung 5.5:** a) u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit $u(x)$ und b) Zahl der registrierten Bursts pro Messzeiteinheit in Abhängigkeit der Position an der durchlässigen Wand ohne ($Q=0$) und mit Ausblasen ($Q=0.014$ (m³/s)/m²). $U_\infty=20$ m/s, $Re_x=8.6E+5$, die Höhe über der Wand ist ca. 30 μ m. 85
- Abbildung 5.6:** a) u -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit und b) Absolutwert des Verhältnisses U_{rms}/U_{mean} in einer Höhe von ca. 30 μ m über der gleichmäßig perforierten Wand ohne und mit Ausblasen. $U_\infty=20$ m/s, $Re_x=6.67E+5$, $Q_1=0,028$ (m³/s)/m², $Q_2=0,055$ (m³/s)/m². 86
- Abbildung 5.7:** Normierte Profile einer vermessenen Geschwindigkeitsverteilung der Strömung über der festen und über der durchlässigen Wand im Vergleich zum normierten Profil der Strömungsgeschwindigkeit nach dem logarithmischen Wandgesetz. a) über der festen Wand; b) über der durchlässigen Wand ohne Mikro-Ausblasen und c) mit Mikro-Ausblasen; d) über der festen Wand und über der durchlässigen Wand mit Mikro-Ausblasen. 91
- Abbildung 5.9:** Reduzierung des Reibungsbeiwertes der durchlässigen Wand mit Ausblasen c_f im Vergleich zum Reibungsbeiwert der festen Wand c_{f0} in Abhängigkeit von der Ausblasrate F . $U_\infty=20$ m/s. 94
- Abbildung 5.10:** Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen. $U_\infty=20$ m/s, $Re_x=8\times 10^5$, $F=0.008$ 98

- Abbildung 5.11:** Normierte Profile der turbulenten Strömungsgeschwindigkeit über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen. $U_\infty=20$ m/s, $Re_x=8\times 10^5$, $F=0.008$ 98
- Abbildung 5.12:** Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und niedrigeren Temperatur. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$ 100
- Abbildung 5.13:** Normierte Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Strömung über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und niedrigeren Temperatur bezüglich der Temperatur der äußeren Luftströmung. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$ 100
- Abbildung 5.14:** Reibungsbeiwert c_f der umströmten durchlässigen Wand in Abhängigkeit von der Temperatur der ausgeblasenen Luft. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$ 101
- Abbildung 5.15:** a) Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und der niedrigeren Temperatur
b) Normierte Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Strömung für denselben Fall. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$ 102
- Abbildung 5.16:** Profile der Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich und deren lineare Extrapolation in die viskose Unterschicht über der durchlässigen Wand ohne und mit Ausblasen von Luft der gleichen und höheren Temperatur. $U_\infty = 20$ m/s, $Re_x = 7.06E+5$, $F=0.008$ 103
- Abbildung 5.19:** Dynamik des Temperaturfeldes von Testmoduloberfläche während einer Abkühlung durch Ausblasen von kalter Luft. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche und Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 0$ m/s, $T_\infty = 22,3$ °C, $Q = 55$ l/s/m², $T_{DFM} = 8$ °C. Zeit nach dem Start des Ausblasens: a) 0 s, b) 65 s, c) 145 s, d) 240 s, e) 390 s, f) 595 s.111
- Abbildung 5.20:** Dynamik des Temperaturfeldes der vorher erhitzten

- Testmoduloberfläche während der Abkühlung durch die äußere Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche und Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20$ m/s, $T_\infty = 18$ °C, $Q = 0$ l/s/m². Zeit nach dem Abschalten des Ausblasens: a) 0 s, b) 65 s, c) 155 s, d) 240 s, e) 390 s, f) 595 s. 112
- Abbildung 5.21:** Dynamik des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls mit Ausblasen kalter Luft unter der Wirkung der äußeren Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche mit Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20$ m/s, $T_\infty = 20.7$ °C, $Q = 28$ l/s/m², $T_{DFM} = 9$ °C. Zeit nach dem Start der Umströmung: a) 10 s, b) 60 s, c) 235 s, d) 600 s. 114
- Abbildung 5.22:** Dynamik des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls mit Ausblasen warmer Luft unter der Wirkung der äußeren Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche mit Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20$ m/s, $T_\infty = 17$ °C, $Q = 28$ l/s/m², $T_{DFM} = 36.8$ °C. Zeit nach dem Start des Ausblasens: a) 0 s, b) 60 s, c) 170 s, d) 285 s, e) 530 s, f) 600 s. 115
- Abbildung 5.23:** Dynamik des Temperaturfeldes an der Oberfläche des Testmoduls mit Ausblasen warmer Luft unter der Wirkung der äußeren Strömung. Oben – IR-Aufnahme der Testmoduloberfläche mit Temperaturskala, unten – 3D-Darstellung der selben Aufnahmen. $U_\infty = 20$ m/s, $T_\infty = 17$ °C, $Q = 55$ l/s/m², $T_{DFM} = 42$ °C. Zeit nach dem Start der Umströmung: a) 0 s, b) 40 s, c) 105 s, d) 295 s, e) 420 s, f) 535 s. 116

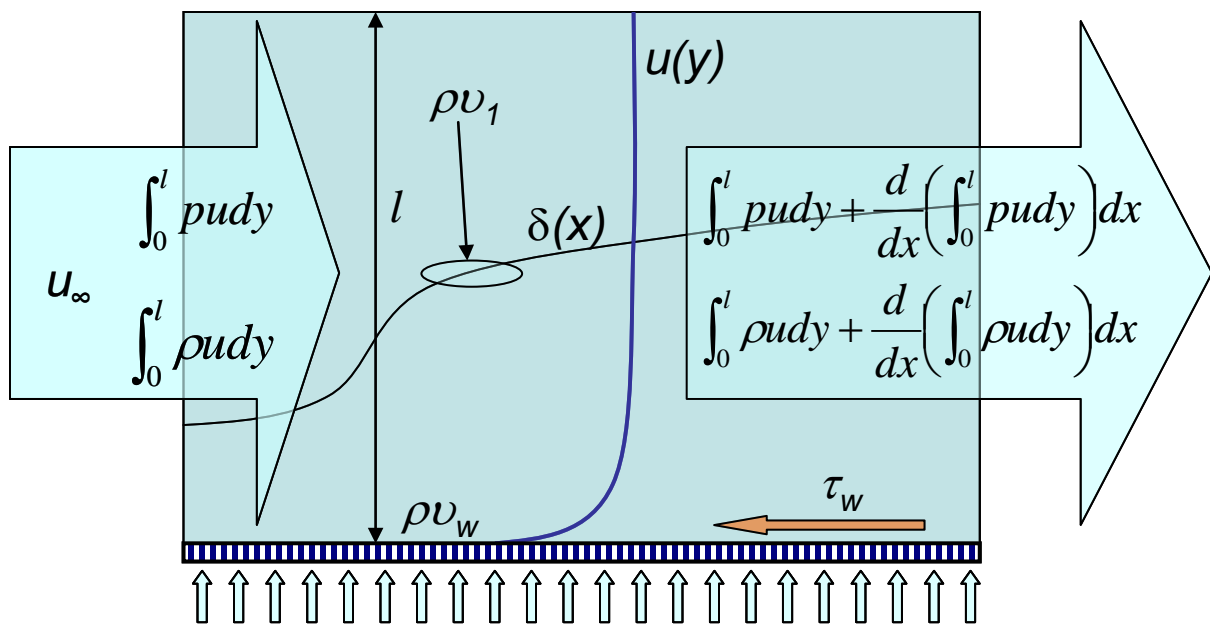
Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: Klassifizierung der wandgebundenen Strömungen nach verschiedenen Randbedingungen im Bezug auf eine durchlässige Wand.....	9
Tabelle 4.1: Einige Parameter des im Experiment eingesetzten LDA-Messsystems der Fa. Dantec Dynamics.....	61
Tabelle 4.2: Einsatzaspekte von den CTA- und LDA-Messverfahren beim Einsatz zur Untersuchung einer wandnahen Strömung.....	71

Anhang

Anhang A

Integralsätze der Grenzschicht an einer durchlässigen Wand mit gleichmäßigem kontinuierlichem Ausblasen und Wandschubspannung



Kontinuität:

$$\int_0^l \rho u dy + \rho v_1 + \rho v_w = \int_0^l \rho u dy + \frac{d}{dx} \left(\int_0^l \rho u dy \right) dx \quad (\text{A.1})$$

$$\rho v_1 = \frac{d}{dx} \left(\int_0^l \rho u dy \right) dx - \rho v_w \quad (\text{A.2})$$

Da die Betrachtung bezieht sich an eine verschwindend kleine Änderung des Abstandes „ x “ ($\Delta x \rightarrow 0$), werden die Geschwindigkeiten v_w und v_1 als konstant betrachtet.

Multiplizieren mit u_∞ :

$$\rho v_1 u_\infty = u_\infty \frac{d}{dx} \left(\int_0^l \rho u dy \right) dx - \rho v_w u_\infty \quad (\text{A.3})$$

Impuls:

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u^2 dy - \rho v_1 u_\infty = -\tau_w - l \frac{dp}{dx} \quad (\text{A.4})$$

Ersetzen A.3 in A.4:

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u^2 dy - u_\infty \frac{d}{dx} \int_0^l \rho u dy + \rho v_w u_\infty = -\tau_w - l \frac{dp}{dx} \quad (\text{A.5})$$

Für eine glatte Platte ist u_∞ konstant. Dies bedeutet, dass $\frac{du_\infty}{dx} = 0$. Ergänzen wir A.5

durch den Term $\frac{du_\infty}{dx} \int_0^l \rho u dy$.

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u^2 dy - \frac{d}{dx} \int_0^l \rho u u_\infty dy + \frac{du_\infty}{dx} \int_0^l \rho u dy + \rho v_w u_\infty = -\tau_w - l \frac{dp}{dx} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u(u - u_\infty) dy + \frac{du_\infty}{dx} \int_0^l \rho u dy + \rho v_w u_\infty = -\tau_w - l \frac{dp}{dx} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u(u - u_\infty) dy + \rho \frac{du_\infty}{dx} \int_0^l (u - u_\infty) dy + \rho v_w u_\infty = -\tau_w \quad (\text{A.8})$$

Da u_∞ für eine glatte Platte konstant ist, eliminieren wir den Term $\rho \frac{du_\infty}{dx} \int_0^l (u - u_\infty) dy$:

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u(u - u_\infty) dy + \rho v_w u_\infty = -\tau_w \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u(u_\infty - u) dy - \rho v_w u_\infty = \tau_w \quad (\text{A.10})$$

Dennoch:

$$\frac{d}{dx} \int_0^l \rho u (u_\infty - u) dy = (\tau_w)_{gl} \quad (\text{A.11})$$

Dann:

$$\tau_w = (\tau_w)_{gl} - \rho_w \nu_w u_\infty \quad (\text{A.12})$$

Anhang B

Auswertung einer Ausblasrate durch Ausblasmenge

Ausblasbereich			Freie Oberfläche	
L	B	S _{TM}	a	S _{frei}
m	m	m ²	%	m ²
0,23	0,105	0,02415	0,18	0,00435

Geschwindigkeit der Strömung aus einer durchlässigen Wand nach (4.1):

$$\bar{v} = \frac{Q}{S_F}$$

Ausblasrate nach (4.2):

$$F = \frac{\rho_w \bar{v}_w}{\rho_\infty U_\infty}$$

Wobei sind ρ_w und \bar{v}_w - Dichte und mittlere Geschwindigkeit ausgeblasenes Gases direkt an der Wandoberfläche und ρ_∞ , U_∞ - Dichte und mittlere Geschwindigkeit des frei strömenden Fluids entsprechend.

Ausblasmenge, Q					U _{ausbl}	Ausblasrate	
Absolut			Pro Einheit			bei U _∞ =20 m/s	
l/min	l/s	m ³ /s	m ³ /s/m ²	l/s/m ²	m/s	F	F, %
0	0	0	0	0	0	0	0
10	0,167	0,0002	0,007	6,901	0,038	0,0019	0,19
20	0,333	0,0003	0,014	13,803	0,077	0,0038	0,38
30	0,500	0,0005	0,021	20,704	0,115	0,0058	0,58
40	0,667	0,0007	0,028	27,605	0,153	0,0077	0,77
50	0,833	0,0008	0,035	34,507	0,192	0,0096	0,96
60	1,000	0,0010	0,041	41,408	0,230	0,0115	1,15
70	1,167	0,0012	0,048	48,309	0,268	0,0134	1,34
80	1,333	0,0013	0,055	55,210	0,307	0,0153	1,53
90	1,500	0,0015	0,062	62,112	0,345	0,0173	1,73
100	1,667	0,0017	0,069	69,013	0,383	0,0192	1,92