




Georg Middelberg



**Konvektiver Wärmeübergang
bei instationären Prallstrahlen
mit systematisch veränderter Signalform**



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

**Konvektiver Wärmeübergang bei instationären Prallstrahlen
mit systematisch veränderter Signalform**

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von

Georg Middelberg

aus Schüttorf

2008

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2008

Zugl.: (TU) Hamburg-Harburg, Univ., Diss., 2008

978-3-86727-844-7

1. Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Heinz Herwig
2. Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. Rudolf Eggers
Prüfungsvorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Georg Fieg

Tag der mündlichen Prüfung: 20. November 2008

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2008
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2008

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-844-7

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermofluidodynamik der Technischen Universität Hamburg-Harburg. In dieser Zeit habe ich das Forschungsprojekt „Systematische Analyse des Einflusses von Strömungsinstationaritäten auf den konvektiven Wärmeübergang“ bearbeitet. Für die Förderung dieses Projekts möchte ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) danken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz Herwig, der diese Arbeit ermöglicht und mit beispielhaftem Interesse sowohl am Projektfortschritt als auch am Gelingen meiner Promotion begleitet hat. Herrn Prof. Dr.-Ing. Rudolf Eggers danke ich für die Anfertigung des Zweitgutachtens und Herrn Prof. Dr.-Ing. Georg Fieg für die Bereitschaft, den Prüfungsvorsitz zu führen.

Großen Dank schulde ich Stefan Göppert von der Technischen Universität Chemnitz, der im Rahmen des Vorgängerprojekts die experimentelle Ausstattung für die Wärmeübergangsmessungen entwickelt hatte. Weitere wichtige Vorarbeiten und wertvolle Anregungen während des Projekts verdanke ich Andreas Moschallski, der mir somit zu wissenschaftlichem und zusammen mit meinem langjährigen Bürokollegen Marc Hölling auch zu sportlichem Erfolg verholfen hat.

Daniel Gloss, mit dem ich ebenfalls das Büro und außerdem die Versuchshalle teilte, und den Kollegen Tammo Wenterodt, Petar Kiš, Horst Mocikat, Sid Becker, Jens Vassel, Henning Knigge, Katrin Pröbß, Karin Dietl, Andreas Joos, Imke Krüger, Wilson Casas und Stefan Wischhusen sowie Prof. G. Schmitz, Dorit Moldenhauer, Wolfgang Borelius, Wolfgang Michelsen und Jörg Scheel danke ich für die gute Zusammenarbeit und die tätige und moralische Unterstützung.

Zum Erfolg des Forschungsprojekts und der Promotion haben durch Mitarbeit und Anregungen außerdem Prof. J.W. Zhou und Dr. Y.G. Wang von der China Jiliang University in Hangzhou und Dr. M. Al-Shannag von der Al-Balqa Applied University in Amman, Jordanien, sowie mehrere Diplom- und Studienarbeiter beigetragen, denen ich hier ebenfalls danken möchte.

Ganz besonders danke ich meiner Frau Martina, ohne deren Motivation und Unterstützung ich nicht bis hier gekommen wäre.

Bremen, im Dezember 2008

Inhalt

Nomenklatur.....	iii
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung.....	3
3 Vorüberlegungen.....	9
3.1 Vorbemerkungen zu Signalen und Methoden.....	10
3.2 Grenzfallbetrachtung.....	16
4 Vorgehensweise	19
4.1 Versuchsaufbau	20
4.2 Ablauf und Auswertung einer Wärmeübertragungsmessung.....	33
5 Wärmeübertragungsmessungen	43
5.1 Auswirkung der Instationarität im Staufeld	44
5.2 Auswirkung der Instationarität bei harmonischem Signalverlauf.....	45
5.3 Auswirkung von Signalsprüngen	46
5.4 Auswirkung von plötzlichen Änderungen im Signalverlauf.....	55
5.5 Variation weiterer Parameter	56
5.6 Zusammenfassung der phänomenologischen Beobachtungen.....	68
6 Messungen im Strömungsfeld.....	71
6.1 Stationäres Strömungsfeld.....	73
6.2 Strömungsfeld bei harmonischer Oszillation	74
6.3 Strömungsfeld bei rechteckförmiger Oszillation	87
6.4 Bezug zu Signaleigenschaften.....	97
7 Übertragbarkeit auf andere Situationen.....	101
7.1 Unebene Wärmeübertragungsfläche	102
7.2 Abweichung der Strahltemperatur von der Umgebungstemperatur.....	112
8 Zusammenfassung und Ausblick	119
Literatur.....	123
Abbildungsverzeichnis	125

Nomenklatur

Dimensionslose Kennzahlen und Verhältnisse

c	Fehlerschranke
f_w	Fensterfaktor
F	allgemeiner parameterabhängiger Faktor
Ma	Mach-Zahl
Nu	Nußelt-Zahl
P	Wahrscheinlichkeit
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Sr	Strouhal-Zahl
S	entdimensioniertes allgemeines Signal
Tu	Turbulenzgrad
Λ	Instationaritätsfaktor
Φ	Phasenlage
ϕ	Phasenwinkel
ε	Emissionskoeffizient

lateinische Variablen

A	(m ²)	Fläche
a	(m/s)	Schallgeschwindigkeit
a_k	([s])	gerader Fourierkoeffizient des Signals $s(\tau)$
b_k	([s])	ungerader Fourierkoeffizient des Signals $s(\tau)$
D	(m)	Durchmesser
$E_{axP(c)}$	([x])	Vertrauensbereich der Messgröße x zur Fehlerschranke c
f	(Hz)	Frequenz
f_E	(Hz)	Eigenfrequenz
h	(m)	Ringhöhe
i	(-)	Laufindex
I	(A)	elektrische Stromstärke
k	(-)	Laufindex
l	(m)	Länge
$l_{\text{äq}}$	(m)	äquivalente Länge
l_{char}	(m)	charakteristische Länge
\dot{m}	(kg/s)	Massenstrom
n	(-)	Laufindex, Anzahl
P_{el}	(W)	elektrische Leistung
\dot{q}	(W/m ²)	Wärmestromdichte
R	(Ω)	elektrischer Widerstand
R_0	(Ω)	elektrischer Widerstand bei $t = 0$ °C (Grundwiderstand)
r	(m)	radialer Abstand vom Staupunkt bzw. der Strahlachse
r_A	(m)	Radius einer Kreisfläche

s	(unbestimmt)	1. allgemeines Signal 2. Eingangssignal des MFRCs
S	([x])	Standardabweichung der Messgröße x
t	(°C)	Temperatur
T	(K)	absolute Temperatur
u	(m/s)	Geschwindigkeit
U	(V)	elektrische Spannung
$U_{A, QS}$	(V)	Spannungsamplitude des quasistationären Eingangssignals
x	(unbestimmt)	allgemeine Messgröße
z	(m)	Abstand zur Wärmeübertragungsfläche

griechische Variablen

α	(1/°C)	elektrischer Widerstandsbeiwert
η	(Pa s)	dynamische Viskosität
λ	(J/kgK)	Wärmekapazität
ρ	(kg/m ³)	Dichte
τ	(s)	Zeit
τ_{int}	(s)	Integrationszeit
τ_p	(s)	Periodendauer
τ_s	(s)	Zeitpunkt des Mittelwertdurchgangs

griechische Konstante

$$\sigma \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \quad \text{Stefan-Boltzmann-Konstante}$$

Indizes

(soweit nicht oder in einer anderen Bedeutung bei den Variablen aufgeführt)

A	Anfang
E	Ende
F	Oberfläche
int	integral
konv	konvektiv
LS	Luftstrahl
LU	Umgebungsluft
i, k, n	Laufindex
max	Maximum
min	Minimum
QS	Quasistationär
R	Rechteck
S	1. Sinus 2. Strahlung
T	Dreieck
TF	Temperaturmessfeld
Umg	Umgebung
VW	Vorwiderstand

1 Einleitung

Die gezielte Anströmung mit einem Fluid ist eine weit verbreitete Methode zur Kühlung, aber auch zur Heizung oder Trocknung von Oberflächen. Dementsprechend ist die konvektive Wärme- und Stoffübertragung seit langem ein Thema intensiver Forschung, sowohl hinsichtlich des Verständnisses der zu Grunde liegenden Mechanismen als auch bezüglich des Versuchs, ihre Effizienz weiter zu steigern.

Ein Ansatz, der dazu vor allem in der anwendungsorientierten Forschung wiederholt verfolgt wurde, besteht darin, dem Fluidstrom eine Instationarität aufzuprägen, d.h. ihn periodisch zu unterbrechen oder an- und abschwellen zu lassen. Das ist wahrscheinlich zum Teil in solchen Erfahrung begründet wie z.B. der, dass ein Bauteil sehr viel eher durch eine schwelende oder wechselnde Belastung versagt als durch eine gleich große konstante Last.

Die verschiedenen bisherigen Studien zu dieser Frage führten zu widersprüchlichen Ergebnissen. Teilweise wurde eine Verbesserung des Wärmeübergangs infolge einer aufgeprägten Instationarität festgestellt, teilweise eine Verschlechterung, teilweise kein signifikanter Einfluss. Dabei wurde bei den meisten Studien die Frequenz der Instationarität in weiten Bereichen verändert, auch wesentliche Geometrieparameter wurden vielfach über eine Spanne von mindestens einer Größenordnung variiert.

Bei näherem Hinsehen zeigt sich aber, dass sich die Form der i.a. periodischen Instationarität, also der Verlauf der charakteristischen Strömungsgröße (Massenstrom, Geschwindigkeit o.ä.) innerhalb einer Phase, meistens aus der konstruktiven Ausführung der jeweiligen Versuchsapparatur ergibt. Dadurch findet sich oft der Fall, dass eine Studie auf eine bestimmte Instationaritätsform festgelegt ist, die jedoch nicht klar definiert ist. Die Vermutung liegt nahe, dass in diesem Sachverhalt eine Ursache dafür zu finden ist, dass die bisherigen Studien so verschiedene Resultate ergeben haben.

Deshalb soll hier in einer möglichst unspezifischen, aber prinzipiell typischen Konfiguration systematisch untersucht werden, wie sich die gezielte Variation der Instationaritätsform auf den konvektive Wärmeübergang auswirkt, es sollen die Formen identifiziert werden, bei denen sich ein besonderer Einfluss ergibt, und es soll geprüft werden, inwieweit die Ergebnisse ihre Gültigkeit behalten, wenn sich andere Strömungsparameter wie z.B. geometrische Aspekte ändern.

Dabei soll nicht nur phänomenologisch der Einfluss der Instationaritätsform quantifiziert werden, sondern es wird auch das Strömungsfeld daraufhin untersucht, worin die Gründe für einen besonderen Einfluss liegen können.

Die Untersuchungen konzentrieren sich auf den einphasigen radialsymmetrischen Prallstrahl, hier also auf einen Luftstrahl, der in einer Luftatmosphäre aus einem runden Rohr austritt und senkrecht auf eine eben Platte trifft.

Diese Studie knüpft an eine Studie an der Technischen Universität Chemnitz an, in dem untersucht wurde, wie der Wärmeübergang zwischen der ebenen Platte und dem Prallstrahl durch Instationaritäten beeinflusst wird, die sich infolge der Geometrie des Strahlaustritts spontan einstellen. Wesentliche Teile der hier verwendeten Versuchseinrichtungen wurden in dem Projekt entwickelt.

2 Stand der Forschung

Aufgrund der praktischen Bedeutung des Prallstrahls gibt es bereits eine große Anzahl von Studien, die sich mit dem Wärme- oder Stoffübergang oder mit dem Strömungsfeld des stationären Prallstrahls befassen. Eine sehr ausführliche Übersicht ist z.B. bei Göppert [1] zu finden, deshalb werden hier nur einige Arbeiten beispielhaft aufgeführt und die wesentlichen Punkte beschrieben, die für die weiteren Ausführungen von Belang sind.

Zum quantitativen Vergleich des Wärmeübergangs in verschiedenen Situationen wird üblicherweise die Nußelt-Zahl verwendet, die im Falle des radialen Prallstrahls mit dem Durchmesser d der Austrittsöffnung, der Wärmestromdichte in der Prallfläche bzw. deren konvektiv abgeführten Anteils \dot{q}_{konv} und der Temperaturdifferenz zwischen dem Fluid im Austrittsquerschnitt und der Prallfläche gebildet wird:

$$\text{Nu} = \frac{\dot{q}_{\text{konv}} \cdot D}{\lambda \cdot (t_{\text{F}} - t_{\text{LS}})} \quad (2.1)$$

Da in den meisten Fällen eine möglichst große Wärmestromdichte bei gegebener Temperaturdifferenz oder eine möglichst kleine Temperaturdifferenz zum Erreichen einer bestimmten Wärmestromdichte angestrebt wird, kann die Nußelt-Zahl als Maß für die Güte des Wärmeübergangs angesehen werden, und eine Verbesserung des Wärmeübergangs durch eine Maßnahme drückt sich in diesem Sinne durch eine Vergrößerung der Nußelt-Zahl aus.

Sie wird wesentlich durch die quantitativen Strömungsverhältnisse beeinflusst, die im stationären Fall unabhängig von den konkreten Abmessungen oder Geschwindigkeiten hauptsächlich durch die Reynolds-Zahl

$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot D \cdot u_{\text{LS}}}{\eta} \quad (2.2)$$

beschrieben werden.

Ein stationärer Luftstrahl, der durch eine Öffnung in die Umgebungsluft austritt, hat im Öffnungsquerschnitt ein Geschwindigkeits- und Turbulenzprofil, das wesentlich durch die Bedingungen strömungsaufwärts vorgegeben ist. Strömungsabwärts der Öffnung wird Luft aus der Umgebung mitgerissen, die sich vom Rand her in den Strahl einmischt. Dadurch wird er in der Mischungszone aufgeweitet und abgebremst. Die Querschnittsfläche der Kernzone, in der die Strömung die gleiche Geschwindigkeit oder allgemeiner die gleichen Eigenschaften hat wie im Öffnungsquerschnitt, wird mit zunehmender Lauflänge kleiner, bis sie nach einer Strecke von etwa 4-7 Öffnungsdurchmessern ganz verschwindet [2]. Diese Länge hängt u.a. von der Reynolds-Zahl und der Geschwindigkeitsverteilung im Austritt ab. Ab da verringert sich auch die Geschwindigkeit auf der Strahlachse, so dass sich jenseits einer Übergangszone zeitgemittelt ein Geschwindigkeitsprofil einstellt, das zwar immer flacher und breiter wird, sich aber von einer Stelle auf der Strahlachse zu einer anderen bei geeigneter Skalierung der

lokalen Geschwindigkeit und der radialen Koordinate ähnlich ist. In der Mischungszone bilden sich mehr oder weniger regelmäßige Ringwirbel, die bis zur Höhe der Übergangszone zu großen Turbulenzballen zerfallen, wie von Yule [3] und von Kataoka et al. [4] beschrieben wurde.

Wenn der Strahl senkrecht auf eine ebene Platte trifft, wird er in der so genannten Stauzone axial abgebremst und nach außen abgelenkt. Nach z.B. Kataoka [4] beträgt die Höhe der Stauzone, d.h. der Abstand von der Platte, innerhalb dessen ihre Rückwirkung auf den Strahl nicht vernachlässigt werden darf, etwa das 1,2-fache des Durchmessers der Öffnung, aus der er ausgetreten ist. Der Schnittpunkt der Strahlachse mit der Plattenoberfläche wird als Staupunkt bezeichnet und die Stromlinie, die entlang der Strahlachse verläuft und im Staupunkt endet, als Staustromlinie. Die Strömungsverhältnisse in der Stauzone sind zurzeit noch nicht vollständig geklärt. Nach dem Konzept der Staustromlinie verschwindet die Geschwindigkeit im Staupunkt, was bei einer beheizten Platte zu einem schlechteren Wärmeübergang führen würde als in den mit endlicher Geschwindigkeit überströmten Teilen der Plattenoberfläche. Entsprechende Beobachtungen haben z.B. Hofmann [5] und schon zuvor Schlünder und Gniewinski [6] gemacht, die bei abnehmendem Abstand zwischen der Platte und der Öffnung und bei zunehmender Reynolds-Zahl die Ausbildung eines Maximums der Nußelt-Zahl außerhalb des Staupunkts bei einem radialen Abstand von etwa 2 Öffnungsdurchmessern gemessen haben. Dies wird damit begründet, dass sich infolge der radialen Beschleunigung in der Stauzone eine laminare Grenzschicht ausbildet, die außerhalb der Stauzone, dort, wo der Luftstrahl vollständig als kontinuierlich verzögerter radialer Wandstrahl abströmt, in eine turbulente Grenzschicht umschlägt. Welche Rolle die Ringwirbel spielen, die sich in der Mischungszone bilden, ist zurzeit ungeklärt.

Bei kleineren Reynolds-Zahlen und bei größeren Plattenabständen, insbesondere dann, wenn der Abstand zwischen der Austrittsöffnung und der Platte größer ist als die Länge des Strahlkerns, nimmt die Nußelt-Zahl ihr Maximum im Staupunkt an. Nach Kataoka [4] liegt dies an den Turbulenzballen, die sich im Verlauf des Strahls aus den Ringwirbeln bilden und am Ende des Strahlkerns bis zur Strahlmitte reichen und sie sogar kreuzen. Erhärtet wird diese Erklärung durch die Beobachtung von Martin [2] und anderen, dass der Wärmeübergang im Staupunkt bei ansonsten unveränderten Parametern dann am besten ist, wenn der Abstand zwischen der Öffnung und der Platte um etwa einen Rohrdurchmesser größer ist als die Länge der Kernzone, so dass die gerade aus dem Wirbelzerfall hervorgegangenen, noch großen Turbulenzballen auf den Staupunkt treffen.

Aber auch dann, wenn das Maximum des Wärmeübergangs außerhalb des Staupunkts befindet, liegt der Wert im Staupunkt in der Größenordnung des Maximums. Denkbare Erklärungsansätze sind Singularitäten der axialen und radialen Beschleunigung im Staupunkt, die Turbulenz im auftreffenden Luftstrahl oder ein ständiges Wandern des tatsächlichen Staupunkts infolge der instabilen Lage der Staustromlinie; letzteres beides hätte einen ähnlichen Effekt, nämlich eine hoch instationäre Überströmung des Staupunkts mit verschwindender mittlerer Geschwindigkeit.

Aus den verschiedenen Studien sind verschiedene Korrelationen zum Wärmeübergang hervorgegangen, die i.a. die lokale oder integrale Nußelt-Zahl als Potenzprodukt der Reynolds-Zahl, der mit dem Öffnungsdurchmesser entdimensionierten radialen Ausdehnung r_A/d der Wärmeübertragungsfläche bzw. des entdimensionierten Abstands r/d vom Staupunkt und an-

derer dimensionsloser Parameter darstellen. Beispielhaft sei hier die Korrelation nach [2] bzw. [6] genannt, die auch in die Referenzliteratur zur Wärme- und Stoffübertragung Einzug [7] gefunden hat:

$$\frac{\text{Nu}}{\text{Pr}^{0,42}} = \frac{D}{r_A} \cdot \frac{1 - 1,1/(r_A/D)}{1 + 0,1 \cdot (h/D - 6)/(r_A/D)} \cdot F(\text{Re}) \quad (2.3)$$

mit

$$\begin{aligned} F(\text{Re}) &= 1,36 \cdot \text{Re}^{0,576} && \text{für } \text{Re} = (2000..30000) \\ F(\text{Re}) &= 0,54 \cdot \text{Re}^{0,667} && \text{für } \text{Re} = (30000..120000) \\ F(\text{Re}) &= 0,151 \cdot \text{Re}^{0,775} && \text{für } \text{Re} = (120000..400000) \end{aligned}$$

Bemerkenswert ist, dass in diese wie in den meisten anderen Korrelationen die Reynolds-Zahl und die geometrischen Verhältnisse unabhängig voneinander eingehen, und dass die Reynolds-Zahl mit einem Exponenten potenziert wird, der kleiner als 1 ist. Das bedeutet, dass eine Steigerung des Luftmassenstroms bei unveränderter Geometrie mit einer kleineren als einer proportionalen Verbesserung des Wärmeübergangs einhergeht.

Zum Einfluss von periodischen Instationaritäten auf den Wärmeübergang zwischen einem solchen Strahl und einer Prallplatte sind erheblich weniger Studien durchgeführt, und es ergibt sich ein nicht so klares Bild wie beim stationären Prallstrahl, wie die nachfolgend aufgeführte Auswahl von Studien zeigen. Hierbei ist die Strouhal-Zahl als entdimensionierte Frequenz f eine weitere wichtige Kennzahl:

$$\text{Sr} = \frac{f \cdot D}{u_{LS}} \quad (2.4)$$

Die erste bekannte Studie wurde 1961 von Nevins und Ball [8] durchgeführt. Dabei wurde schon gezielt die Instationaritätsform gesteuert und die Auswirkung von sinus-, dreieck- und rechteckförmigen Instationaritäten untersucht. Die Reynolds-Zahlen lagen bei dieser Studie zwischen 1200 und etwa 12000. Die Strouhal-Zahlen waren mit 10^{-4} - 10^{-2} im Vergleich zu späteren Studien relativ klein und die Abstände zwischen der Platte und der Öffnung mit 8-32 Öffnungsdurchmessern groß. Die Korrelationen, die aus den Messergebnissen ermittelt wurden, lassen keinen besonderen Einfluss der Instationarität auf den Wärmeübergang erkennen, jedoch zeigen einzelne der veröffentlichten Messdaten deutliche Verschlechterungen des Wärmeübergangs.

Bei einem großen Teil der späteren Studien ergab sich die Form der Instationarität aus der konstruktiven Ausführung der Vorrichtung zur Unterbrechung des Luftstroms. Häufig handelte es sich um radial durchbohrte Kugeln oder Zylinder, die in einem passenden Gehäuse mit gegenüberliegenden Ein- und Austrittsbohrungen rotierten. So wurde der Luftweg zwei Mal pro Umdrehung freigegeben. Abhängig vom Verhältnis der Bohrungsdurchmesser im Rotationskörper zu dem im Gehäuse ergab sich ein Instationaritätsverlauf mit sinus- bis trapezförmigen Erhebungen, deren Phasenanteil vom Verhältnis des Durchmessers des Rotationskörpers zu dem der Bohrung darin bestimmt wurde. Mit derartigen Vorrichtungen wurden widersprüchliche Ergebnisse erzielt. Azevedo et al. [9] haben bei Reynolds-Zahlen zwischen 5200 und 24300 die Strouhal-Zahl von etwa 0,005-0,1 und den Abstand zwischen der Düse und der Platte von einem halben bis zu 14 Düsendurchmessern variiert. Damit haben sie im Staupunkt durchgängig eine Verschlechterung des Wärmeübergangs infolge der Instationarität um bis zu

25 % gegenüber dem stationären Referenzfall festgestellt. Die Minima und Maxima des Wärmeübergangs lagen für unterschiedliche Reynolds-Zahlen bei den gleichen Frequenzen, so dass die beobachtete Frequenzabhängigkeit nicht zu einer Strouhal-Zahl-Abhängigkeit verallgemeinert werden kann.

Zulkifli et al. [10] haben mit solch einer Vorrichtung bei einem festen Abstand von 4 Öffnungsdurchmessern, Reynolds-Zahlen von 16000-32000 und Strouhal-Zahlen zwischen 0,008 und 0,123 im Staupunkt ebenfalls eine Verschlechterung des Wärmeübergangs durch die Instationarität festgestellt, die bei einer bestimmten Frequenz bis zu 40 % betrug. Das Minimum der Staupunkt-Nußelt-Zahl wurde für alle verwendeten Reynolds-Zahlen bei dieser Frequenz gefunden. Deshalb kann hier ebenfalls keine Strouhal-Zahl angegeben werden. Diese Studie enthält auch Angaben zum Verhalten außerhalb des Staupunkts. Gemittelt über ein Quadrat mit einer Kantenlänge von 15 Rohrdurchmessern wurde tendenziell eine Verbesserung des Wärmeübergangs festgestellt, im Einzelfall um bis zu 40 %. Auch für die gesamte Messfläche stellte sich die geringste Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Frequenz ein, bei der im Staupunkt die stärkste Verschlechterung gemessen wurde. Sowohl Zulkifli als auch Azevedo haben einen ausgeprägt nichtmonotonen Zusammenhang zwischen der Frequenz der Instationarität und ihrem Einfluss auf den Wärmeübergang festgestellt.

Sailor et al. [11] haben durch den Einsatz von Rotationskörpern mit verschiedenen großen Radialbohrungen den Zeitanteil, während dessen bei jeder Umdrehung ein Luftstrom möglich ist, im Englischen als Duty Cycle bezeichnet, gezielt zwischen 25 % und 50 % variiert. Die Reynolds-Zahlen lagen bei diesen Experimenten bei 21000-31000, die Plattenabstände bei 4-8 Rohrdurchmessern und die Strouhal-Zahlen zwischen 0,009 und 0,042. Bei niedrigen Abständen wurde auch im Staupunkt eine Verbesserung des Wärmeübergangs bis fast zu einer Verdoppelung der Nußelt-Zahl durch die Instationarität ermittelt, wobei teilweise ein nichtmonotoner Zusammenhang mit dem Duty Cycle auftrat, während beim größten untersuchten Abstand kein signifikanter Einfluss der Instationarität auszumachen war.

Es sollen hier noch die Arbeit von Mladin und Zumbrunnen [12] und die von Hofmann [5] genannt werden, bei denen der Luftstrom nicht vollständig unterbrochen, sondern als zusätzlicher Parameter die Amplitude der Instationarität von 5 %-50 % variiert wurde. Auch bei diesen Studien ergab sich ein uneinheitliches Bild mit teilweise sehr geringem Einfluss und teilweise sehr deutlichen Verbesserungen oder Verschlechterungen des Wärmeübergangs bei verschiedenen Parameterkombinationen, ohne dass sich eine klare Tendenz nennen lässt.

Bei den genannten Studien ist auch das Strömungsfeld im Hinblick auf die zeitlich veränderlichen Geschwindigkeiten untersucht worden; teilweise wurde über die Geschwindigkeitsmessung auch die mittlere Reynolds-Zahl des instationären Luftstroms bestimmt, um zu erreichen, dass sie mit der des stationären Referenzstroms übereinstimmt. Ausführlichere Untersuchungen des Strömungsfelds instationärer einphasiger Fluidstrahlen sind größtenteils unabhängig von Wärmeübergangsmessungen oder in anderen Zusammenhängen durchgeführt worden. Bremhorst und Hollis [13] haben u.a. die Bildung von reproduzierbaren torusförmigen Wirbeln an der Spitze des einsetzenden Luftstrahls beobachtet, die noch in einer Entfernung von mehreren Längen der Kernzone ihre grundsätzliche Gestalt besitzen und mit einer verstärkten Einmischung von Umgebungsluft einhergehen. Auch Farrington und Claunch [14] haben festgestellt, dass die Wirbelbildung in der Scherschicht zwischen einem einphasigen Strahl durch periodische Fluktuation seiner Geschwindigkeit verstärkt und vergleichmäßig

wird, allerdings wurde hier wie bei Mladin und Zumbrunnen ein ebener statt eines radial-symmetrischen Strahls untersucht. Diese Beobachtungen weisen darauf hin, dass sich die Ergebnisse von Studien, die sich mit einem Flüssigkeitsstrahl in einer Gasatmosphäre und dem Wärmeübergang zwischen ihm und einer Prallplatte befassen, nur sehr bedingt auf die hier untersuchte Situation übertragen lassen. Dazu gehören zum Beispiel sehr tiefgehende theoretische Analysen von Mladin und Zumbrunnen [15] sowie Mladin und Padet [16] oder detaillierte Untersuchungen von Sheriff und Zumbrunnen [17]. Aber auch die Anwendung von Ergebnissen zu instationären einphasigen Flüssigkeitstrahlen wie die von Lai, Naughton und Lindberg [18] oder Johari et al. [19] auf die hier untersuchte Situation kann problematisch sein, da wie z.B. Eibeck, Keller u.a. [20] gezeigt haben, dass bei instationären einphasigen Gasströmungen Kompressibilitätseffekte bis hin zur Richtungsumkehr des Strahl eine wichtige Rolle spielen können.

3 Vorüberlegungen

Wie im letzten Kapitel gezeigt wurde, ist für stationäre Strömungen die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von vielen denkbaren Parametern bereits intensiv untersucht worden, und in den Standardwerken zur Wärmeübertragung sind etablierte Beziehungen für lokale und integrale Nußelt-Zahlen als Funktionen von verschiedenen Größen aufgeführt, siehe z.B. [7]. Diese allgemein anerkannten Resultate sollen hier nicht dadurch in Frage gestellt werden, dass weitere Ergebnisse zur Quantifizierung des Wärmeübergangs in bestimmten Situationen präsentiert werden. Es sei nur darauf verwiesen, dass sich die in diesem Projekt gemessenen Nußelt-Zahlen bei stationärer Anströmung in dem Rahmen befinden, der durch die Ergebnisse der früheren Studien dazu abgesteckt wurde. Es ist hier auch nicht nach der Dynamik der Wärmeübertragung in transienten Strömungssituationen gefragt. Stattdessen soll herausgefunden werden, wie sich der zeitlich gemittelte Wärmeübergang durch eine periodische Instationarität in der Anströmung gegenüber einem stationären Referenzfall ändert und welchen Einfluss die Form der Instationarität dabei hat.

Da zur quantitativen Bewertung des Wärmeübergangs die Nußelt-Zahl dient, lässt sich der Einfluss der Instationarität bzw. ihrer verschiedenen Parameter dadurch beziffert, dass die zeitlich gemittelte Nußelt-Zahl, die sich bei einem bestimmten Instationaritätsszenario einstellt, auf die Nußelt-Zahl bezogen wird, die sich bei stationärer Anströmung und ansonsten gleichen Parameterwerten einstellt. Dieser Quotient wird hier als Instationaritätsfaktor Λ bezeichnet:

$$\Lambda = \frac{\overline{\text{Nu}}_{\text{instationär}}}{\text{Nu}_{\text{stationär}}} \quad (3.1)$$

Wenn man ihn aus den Ergebnissen früherer Studien bildet, dann zeigt sich schon, dass er sowohl von den verschiedenen Parametern abhängt, die eine Instationarität beschreiben, als auch von solchen, die den Wärmeübergang bei stationärer Anströmung beeinflussen.

Ähnlich wie die Nußelt-Zahl selbst kann in der hier betrachteten Strömungs-/Wärmeübertragungskonfiguration auch der Instationaritätsfaktor als integraler¹ Wert für eine bestimmte Umgebung des Staupunkts in der angeströmten Fläche oder als lokaler Wert für einen bestimmten Punkt auf der Fläche angegeben werden. Der integrale Instationaritätsfaktor lässt sich dann u.a. in Abhängigkeit von der charakteristischen Länge des Flächenausschnitts im Verhältnis zur charakteristischen Länge des Strömungsfelds als $\Lambda_{\text{int}} = \Lambda(r_A/d)$ darstellen, während der lokale Instationaritätsfaktor unter der Voraussetzung eines radialsymmetrischen Strömungs- und Temperaturfelds eine Funktion des Abstands des betrachteten Punkts zum

¹ Mit dem integralen Wert einer – i.a. räumlich – verteilten Größe, die aus mehreren verteilten Ausgangsgrößen errechnet wird, ist hier der Wert gemeint, der aus den über das Verteilungsgebiet gemittelten Ausgangsgrößen gewonnen wird. Er kann sich vom Mittelwert der verteilten Werte dieser Größe unterscheiden, die an jeder Stelle aus den lokalen Ausgangsgrößen errechnet worden sind.

Staupunkt im Verhältnis zur charakteristischen Länge des Strömungsfelds, also $\Lambda_{\text{lokal}} = \Lambda(r/d)$ ist.

3.1 Vorbemerkungen zu Signalen und Methoden

Periodische Instationaritäten, so wie sie in diesem Projekt dem Fluidstrom an einer bestimmten Stelle vorgegeben werden, ihre räumliche und zeitliche Ausbreitung sowie ihre Auswirkungen sind das Kernthema der Nachrichtentechnik oder allgemeiner der Theorie dynamischer Systeme und ein wichtiger Aspekt der Regelungstechnik. Deshalb wird in Anlehnung an diese Disziplinen im Folgenden die Instationaritätsform auch als Signalform oder kurz als Signal bezeichnet, und es werden ihnen verschiedene Begriffe und Methoden entlehnt, mit denen sich Signale und Signalübertragungen beschreiben und analysieren lassen, wobei teilweise von der dort üblichen Nomenklatur abgewichen wird. Darüber hinaus werden einige Aspekte benannt und Begriffe definiert, die hier von besonderer Bedeutung sind.

Typische Standardsignale, die auch in diesem Projekt verwendet werden, sind das Sinus-, das Dreieck- und das Rechtecksignal. Hinsichtlich verschiedener Eigenschaften von Signalen, auf die weiter unten eingegangen wird, stellen sie jeweils Grenzfälle dar.

3.1.1 Allgemeine Eigenschaften von Signalen

Hier werden vorwiegend Signale verwendet, die periodisch und symmetrisch sind. Mit der Periodizität ist entsprechend der allgemeinen Definition gemeint, dass sich das Signal in eine Abfolge gleich langer Phasen unterteilen lässt, deren Verlauf untereinander identisch ist. Die Dauer einer Phase ist die Periode oder Periodenlänge τ_p , der Kehrwert davon, also die Anzahl Phasen pro Zeiteinheit ist die Frequenz f . Für ein beliebiges periodisches Signal $s(\tau)$ gilt also

$$s(\tau) = s(\tau + n\tau_p), \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (3.2)$$

Der Beginn einer neuen und somit das Ende der vorherigen Phase kann willkürlich gesetzt werden. Häufig wird der Zeitpunkt gewählt, zu dem der momentane Signalwert den Mittelwert an der steigenden Flanke überschreitet. Andere gängige Wahlen sind der Zeitpunkt, bei dem der Maximalwert angenommen wird, oder der Zeitpunkt des Minimalwerts oder der

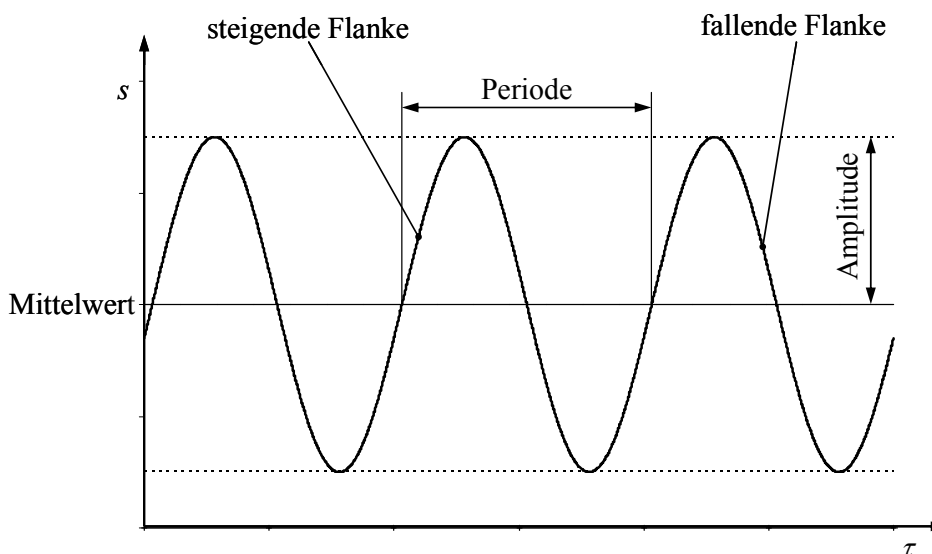


Bild 3.1: Begriffsdefinition anhand des Sinussignals

Zeitpunkt in der Mitte zwischen dem Schnittpunkt der fallenden und dem der steigenden Flanke mit dem Mittelwert. Der auf die Periodenlänge bezogene Abstand des betrachteten Zeitpunkts vom Phasenbeginn wird als Phasenlage Φ bzw. mit dem Faktor 2π multipliziert als Phasenwinkel ϕ bezeichnet. Die Geschwindigkeit, mit der sich der Phasenwinkel ändert, ist somit das 2π -fache der Frequenz f und wird Kreisfrequenz ω genannt.

Als symmetrisch wird ein Signal hier betrachtet, wenn es in einer Phase mindestens einen Zeitpunkt τ_s gibt, an dem das Signal einen Schnittpunkt mit dem Mittelwert hat, zu dem der Verlauf des Signal punktsymmetrisch ist, d.h. wenn

$$\begin{aligned} s(\tau_s + \Delta\tau) - \bar{s} &= -(s(\tau_s - \Delta\tau) - \bar{s}) \\ &= \bar{s} - s(\tau_s - \Delta\tau) \end{aligned} \quad (3.3)$$

gilt, oder wenn sich ein zum Mittelwert achsensymmetrisches Bild daraus ergibt, dass der Signalverlauf um eine halbe Phase verschoben noch einmal aufgetragen wird. In dem Fall erfüllt der Signalverlauf die Bedingung

$$\begin{aligned} s(\tau) - \bar{s} &= -(s(\tau + \frac{1}{2}\tau_p) - \bar{s}) \\ &= \bar{s} - s(\tau + \frac{1}{2}\tau_p). \end{aligned} \quad (3.4)$$

In beiden Fällen sind die Phasenanteile oberhalb und unterhalb des Mittelwerts gleich lang, und der maximale Ausschlag des Signals ist in beiden Richtungen gleich groß. Er wird dann als Amplitude s_0 bezeichnet. Der Symmetrie wurde bei vielen der bisherigen Studien zum Einfluss der Instationarität auf den konvektiven Wärmeübergang keine Beachtung geschenkt, da die Bedeutung der Signalform insgesamt nicht berücksichtigt wurde; bei Sailor, Rohli und Fu [11] wurde sie bewusst vermieden.

Bei der Nachrichtenübertragung oszilliert i.a. ein skalares Signal um eine Ruhe- oder Nulllage, deren Wert keine besondere Bedeutung hat und deshalb oft willkürlich zu Null gesetzt wird. Das Signal hat dann gleich große positive und negative Anteile. Solch eine Betrachtung ist meistens dadurch gerechtfertigt, dass im Wesentlichen nur die Oszillation übertragen wird, während sich das Übertragungsmedium prinzipiell in Ruhe befindet oder sich im Vergleich zur Signalausbreitung nur langsam bewegt. Dagegen wird in den Untersuchungen in diesem Projekt eine vorhandene Strömung mit einem Instationaritätssignal überlagert, so dass die Geschwindigkeit oder der Massenstrom um einen positiven Mittelwert oszilliert und zumindest am Ausgangspunkt des Signals niemals negativ wird. Das Signal selbst hat somit, ggf. gekürzt um die skalaren Größen Dichte und Fläche, die gleiche Dimension wie die Ausbreitungsgeschwindigkeit. In dieser Situation kann die Amplitude mit dem Mittelwert zur relativen Amplitude entdimensioniert werden:

$$S_0 = \frac{s_0}{\bar{s}} \quad (3.5)$$

Mit dieser Entdimensionierung der Signalthöhe und der Entdimensionierung der Zeitabhängigkeit durch die Auftragung über dem Phasenwinkel wird der Signalverlauf zur Signalfunktion:

$$S(\phi) = \frac{s(\phi)}{\bar{s}} \quad (3.6)$$

3.1.2 Frequenzspektrum

Jedes periodische Signal $s(\tau)$ lässt sich als Überlagerung von Sinus- und Kosinussignalen mit der Grundfrequenz des Signals und ganzzahligen Vielfachen davon in Form der so genannten Fourier-Reihe darstellen:

$$s(\tau) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos(k\omega\tau) + b_k \sin(k\omega\tau)) \quad (3.7)$$

Die Werte a_k und b_k , $k > 0$ können als Amplituden der beteiligten Sinus- und Kosinussignale und a_0 als Mittelwert des Gesamtsignals interpretiert werden. Sie werden als Fourier-Koeffizienten bezeichnet.

Wenn der Verlauf des Signals durch eine Funktion oder eine Vorschrift gegeben ist, dann lassen sich die Fourier-Koeffizienten i.a. exakt berechnen und es gilt die Gleichheit nach (3.7). Da die Koeffizienten die geraden (Kosinus-) und ungeraden (Sinus-) Anteile des Spektrums der gleichmäßig diskret verteilten Frequenzen $k\omega$ am Gesamtsignal darstellen, können sie als Funktion der Frequenz aufgefasst werden, in die sich der Signalverlauf als Funktion von τ überführen lässt. Dementsprechend wird ihre Berechnung als Fourier-Transformation und im Hinblick auf die Anwendung als Spektralanalyse bezeichnet. Sie ist eindeutig und umkehrbar. Bei einem reinen Sinussignal ist $a_k = 0$ für alle k , $b_1 = 1$ und $b_k = 0$ für alle $k > 1$. Für ein Rechtecksignal, das in der ersten Phasenhälfte den Wert 1 und in der zweiten Phasenhälfte den Wert 0 hat, ist $a_0 = 1$, $a_k = 0$ für alle $k > 1$, $b_k = 0$ für alle geraden k und $b_k = 2/k\pi$ für alle ungeraden k . Für die Herleitung dieses Sachverhalts und die Verfahren zur Berechnung der Koeffizienten sei auf die Standard- oder Studienwerke der Mathematik verwiesen, z.B. [21].

Üblicherweise wird das Ergebnis einer Spektralanalyse, das Frequenzspektrum des Signals, in doppelt-logarithmischer Auftragung dargestellt. Durch die logarithmische Skalierung der Frequenzachse wird den i.a. dominanten niedrigen Frequenzen auf der Abszisse genug Platz gegeben, dass sie getrennt voneinander als deutliche Spitzen zu erkennen sind, und es wird dem Umstand Rechnung getragen, dass sich frequenzabhängige Effekte häufig erst dann deutlich zeigen, wenn sie über einer Skala aufgetragen werden, die sich über Größenordnungen erstreckt.

Dadurch und durch die logarithmische Skalierung der Ordinate bleibt gleichzeitig die Entwicklung der hochfrequenten Anteile sichtbar, die normalerweise um Größenordnungen kleiner als die niederfrequenten Anteile sind, untereinander aber deutliche Unterschiede aufweisen können. Die überhöhte und verdichtete Darstellung der hochfrequenten Anteile kann allerdings dazu führen, dass ihre Bedeutung bei der Interpretation des Frequenzspektrums überbewertet wird.

Für den Fall, dass der Signalverlauf nur in Form diskreter Werte gegeben ist, wie man sie aus Messungen gewinnt, sind Verfahren entwickelt worden, um die Fourier-Koeffizienten zu approximieren. Man spricht dann von der diskreten Fourier-Transformation (DFT). Sie ist sehr hilfreich, wenn die dominanten Frequenzen aus Messwerten zu einem Signal gefunden werden sollen, das stark verrauscht ist oder bei dem sich verschiedene periodische Grundsignale so überlagern, dass diese aus dem Zeitverlauf des Gesamtsignals nicht erkennbar sind. Wenn die Messwerte in gleichmäßigen Abständen aufgenommen worden sind und eine hinreichend große Anzahl vorliegt, dass mit 2^n aufeinander folgenden Messwerten ein repräsen-

tativer Ausschnitt gegeben ist, dann lässt sich die DFT besonders effizient als schnelle Fourier-Transformation durchführen.

Wenn möglich sollte die Auswahl der Messwerte ein ganzzahliges Vielfaches der Periodenlänge des Grundsignals abdecken. Andernfalls wird der Einfluss der zusätzlichen Periodenfragmente als Rauschen, als hochfrequente Oberschwingungen des Signals oder als Unsauberkeit der Grundfrequenz und ihrer Vielfachen interpretiert. Dieser Effekt wird als „Lecken“, englisch „leakage“ bezeichnet.

Abhilfe kann durch eine so genannte Fensterfunktion f_W geschaffen werden, mit der die Messwerte multipliziert werden. Im einfachsten Fall des Rechteckfensters hat sie für die gewünschte Anzahl von Perioden den Wert $f_W = 1$ und ansonsten den Wert $f_W = 0$. Das entspricht einer gezielten Wahl des Auswertungsbereichs unter der Voraussetzung einer genau eingehaltenen Periodenlänge. Um diese Unsicherheit zu verringern, ist eine Reihe von Fensterfunktionen mit einem stetigen Verlauf vom Nullwert oder einem kleinen positiven Wert an den Rändern zum Wert $f_W = 1$ in der Mitte entwickelt worden. Je nachdem, wie groß die Unsicherheit über den Anteil der überzähligen Periodenfragmente am gesamten Auswertungszeitraum ist, sollte die Fensterfunktion an den Rändern einen flacheren oder steileren Verlauf haben. Ist er dort zu steil, dann werden die verfälschenden Anteile nicht genügend stark herausgefiltert, ist er dort zu flach, dann geht erstens ein zu großer Anteil des Auswertungsbereichs nur schwach in die Frequenzanalyse ein, und zweitens sind die Flanken der Fensterfunktion näher an der Mitte dann relativ steil, was in der Analyse möglicherweise zur Feststellung weiterer hochfrequenter Anteile führt. Insgesamt ist bei der Verwendung einer Fensterfunktion zu bedenken, dass damit dem zu interpretierenden Signal ein weiteres Signal überlagert wird, das sich im Frequenzspektrum wiederfindet.

Einen guten Kompromiss hinsichtlich dieser verschiedenen Aspekte bietet das von-Hann-Fenster², das für eine Messung zwischen den Zeiten τ_A und τ_E durch die Funktion

$$f_W\left(\frac{\tau - \tau_A}{\tau_E - \tau_A}\right) = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi(\tau - \tau_A)}{\tau_E - \tau_A} \right) \quad (3.8)$$

beschrieben wird. An den Rändern hat sie den Wert 0, und ihre erste Ableitung verschwindet dort ebenfalls, um zur Mitte hin harmonisch zuzunehmen. Das Integral dieser Funktion über den Messzeitraum hat gerade den Wert $\frac{1}{2}$. Dadurch, dass der Messreihe außer einem festen Faktor und einer additiven Konstante nur eine Kosinus-Funktion überlagert wird, deren Periode gerade dem Messzeitraum entspricht, lassen sich die Verfälschungen des Frequenzspektrums durch die Fensterfunktion schon vorab benennen und daher einfach korrigieren: Der Mittelwert wird halbiert, und es erscheint eine Spitze mit der gleichen Höhe wie der Mittelwert bei der Frequenz $f_{\text{Hann}} = 1/(\tau_E - \tau_A)$. Wenn das Frequenzspektrum durch eine FFT gewonnen wird, ist das die niedrigste angezeigte Frequenz. Da es normalerweise aus mehr als einer ganzen Periode der Messreihe gewonnen wird, ihre Grundfrequenz also schon ein Vielfaches der Frequenz f_{Hann} ist, muss das tatsächliche Spektrum hier einen verschwindenden Wert haben, so dass diese zusätzliche Spitze einfach ignoriert werden kann.

Wenn die Auswahl der Messwerte nur wenige Perioden des Grundsignals abdeckt, kann die Verwendung des von-Hann-Fensters dazu führen, dass die Spitzen, die zu den dominanten

² Julius Ferdinand von Hann, 1839 - 1921, österreichischer Meteorologe

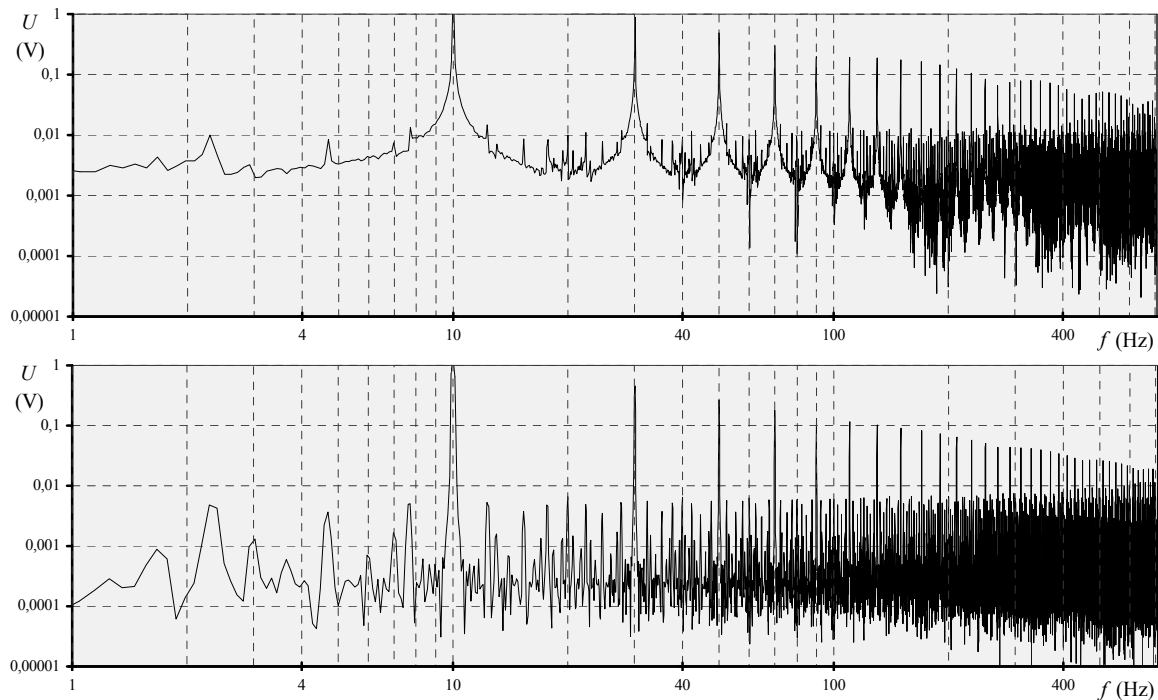


Bild 3.2: Frequenzspektrum aus der Messung eines leicht verrauschten rechteckförmigen Spannungssignals mit einer Frequenz $f = 10$ Hz, oben ungefenstert, unten mit Verwendung der von-Hann-Funktion. Typisch für das ungefensterte Spektrum sind das hohe Rauschen und der Anstieg zu den Hauptspitzen, in dem die Nebenspitzen verschwimmen.

Einzelfrequenzen gehören, etwas verbreitert werden. In dem Fall kann es sich anbieten, auf die Fensterfunktion zu verzichten oder das Rechteckfenster zu verwenden, insbesondere wenn die Messfrequenz im Vergleich zu der des Grundsignals sehr hoch ist und das Grundsignal mit aufgenommen wird. Dann lässt sich das Lecken durch die Synchronisation des Rechteckfensters mit den Phasen des Grundsignals vermeiden.

3.1.3 Charakterisierungsmöglichkeiten von Signalformen

Im Folgenden werden verschiedene Unterscheidungsmerkmale und Charakterisierungsmöglichkeiten von Signalformen bestimmt, die möglicherweise einen Einfluss auf die Wärmeübertragungseigenschaften haben. Als Standardfall einer periodischen Instationarität kann aus einer Reihe von Gründen das Sinussignal angesehen werden, etwa weil es näherungsweise den Verlauf freier Schwingungen beschreibt oder weil es sich einfach aus einer gleichförmigen Bewegung erzeugen lässt, indem der Zeitverlauf einer kartesischen Koordinate bei einer Rotation erfasst wird. Besondere Eigenschaften von Signalformen sind demnach die Eigenschaften, die sie vom Sinussignal auch bei gleicher Frequenz, Amplitude und Phasenlage bzw. unabhängig von diesen Größen unterscheiden.

3.1.3.1 integrale Abweichung

Die integrale Abweichung Δs_f oder der mittlere Abweichungsbetrag $|\overline{\Delta s}|$ beschreibt die „Fülligkeit“ eines Signals und ist ein ungewichtetes Maß für die Abweichung des Signalwerts vom Mittelwert im Verlauf einer Periode.

Sie ist hier folgendermaßen definiert:

$$\Delta s_f = \int_{\tau}^{\tau+\tau_p} |s(\tau) - \bar{s}| d\tau \quad \text{bzw.} \quad |\overline{\Delta s}| = \frac{1}{\tau_p} \int_{\tau}^{\tau+\tau_p} |s(\tau) - \bar{s}| d\tau$$

Zur Entdimensionierung eignet sich die Amplitude, weil hier nur die Form und nicht das Signal als ganzes beschrieben werden soll:

$$|\overline{\Delta S}| = \frac{1}{s_0 \tau_p} \int_{\tau}^{\tau+\tau_p} |s(\tau) - \bar{s}| d\tau \quad (3.9)$$

Im Gegensatz zu gewichteten Maßen wie der Standardabweichung quantifiziert diese Größe die Abweichung vom Mittelwert selbst und nicht ihre Bedeutung unter einem bestimmten Aspekt. Eine Wichtung wäre an dieser Stelle fragwürdig, weil hier einerseits vorab nicht bekannt ist, wie sich eine Abweichung vom mittleren Luftmassenstrom auf den Wärmeübergang auswirkt und andererseits das Signal um einen positiven Mittelwert oszilliert, so dass bei einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Signalhöhe und der Auswirkung durch die Addition des Mittelwerts eine Verzerrung der Wichtung zu erwarten ist.

Der mittlere Abweichungsbetrag entspricht dem Gleichrichtwert in der Elektrotechnik und nicht dem dort definierten Effektivwert.

Bezogen auf den Mittelwert kann er in Ergänzung zur Amplitude dazu verwendet werden, die Bedeutung der Instationarität im Signalverlauf zu bewerten.

Bei gegebener Amplitude ist das Rechtecksignal das Signal mit der größten integralen bzw. mittleren betragsmäßigen Abweichung. Sie beträgt in der eben genannten Entdimensionierung gerade $|\overline{\Delta S}|_R = 1$, für das Sinussignal $|\overline{\Delta S}|_S = 2/\pi$ und für das Dreieckssignal $|\overline{\Delta S}|_T = 1/2$.

3.1.3.2 Signalsprünge und Flankensteigung

Ein wesentlicher qualitativer Unterschied des Rechtecksignals zum Sinussignal besteht darin, dass es Sprünge zwischen dem Minimal- und dem Maximalwert aufweist und keine schrägen Flanken hat. Damit stellt es sowohl für die steigende als auch für die fallende Flanke einen Grenzfall hinsichtlich der ersten Ableitung des Signals dar, deren Bedeutung im Kontext dieser Studie nicht vorab bestimmt werden kann. Ihr Betrag kann als Steilheit einer Flanke bezeichnet werden. Um sie in verschiedenen Situationen vergleichen zu können, bietet es sich an, sie mit der Amplitude und der Periodenlänge zu entdimensionieren:

$$|\dot{s}| = \left| \frac{ds}{d\tau} \right| \quad \text{bzw.} \quad |\dot{S}| = \frac{1}{s_0} \left| \frac{ds}{d\tau} \right| \tau_p. \quad (3.10)$$

Zur quantitativen Beschreibung von Signalen ist besonders der Maximalwert der Flankensteilheit von Interesse sowie die Frage, ob er auf der steigenden oder auf der fallenden Flanke oder auf beiden Flanken erreicht wird. Wenn das Signal springt, ist seine Flanke an der Sprungstelle unendlich steil, und die Steilheit ist dort streng genommen nicht definiert. In dem Fall ist die Sprunghöhe ein weiteres Quantifizierungsmerkmal.

Ein anderer Grenzfall ist hier das Dreieckssignal, das bezüglich der Lage des Maximums symmetrisch ist, d.h. dessen Maxima zu beiden jeweils benachbarten Minima den gleichen Abstand haben. Seine Flankensteilheit hat in der gesamten Phase außer den Knickstellen den gleichen Betrag und dadurch den kleinsten möglichen Maximalbetrag, denn bei gegebener

Amplitude und Frequenz hat jedes andere Signal mindestens eine Stelle, an der die Flankensteilheit diesen Betrag überschreitet. Ein Unterschreiten dieser Flankensteilheit an einer Stelle muss bei gleichem Phasenanteil von steigender und fallender Flanke durch ein Überschreiten an einer anderen Stelle in derselben Flanke ausgeglichen werden. Bei unterschiedlichen Phasenanteilen von steigender und fallender Flanke ist in der Flanke mit dem geringeren Phasenanteil schon die mittlere Steigung betragsmäßig größer als die des symmetrischen Dreieckssignals.

Es sei darauf hingewiesen, dass die oben genannte Entdimensionierung bei endlichen Werten der Flankensteilheit ein geeignetes Mittel zur quantitativen Beschreibung der Signalform selbst ist. Hinsichtlich der Auswirkungen ist es möglicherweise sinnvoller, die Flankensteilheit auf andere Größen wie z.B. die Eigenfrequenz des übertragenden Systems und eine charakteristische Geschwindigkeit zu beziehen.

3.1.3.3 *Knicke im Signalverlauf*

Neben der Bedeutung von schnellen oder sprunghaften Änderungen des Signalwerts ist auch ein Einfluss von plötzlichen Änderungen des Signalverlaufs denkbar. Ein Knick im Signalverlauf bedeutet einen Sprung in der ersten Ableitung und eine Definitionslücke in allen weiteren Ableitungen, ein plötzlicher Wechsel des Krümmungsverhaltens bewirkt einen Sprung in der zweiten Ableitung. Die Ordnung, bis zu der die Ableitung des Signalverlaufs lückenlos definiert ist, kann also als Maß für dafür genutzt werden, wie sehr das Signal zu Änderungen im Verlauf neigt. Die Glattheit des Signals äußert sich in einer hohen Ordnung. Prototypisch für einen glatten Verlauf ist das Sinussignal, dessen Ableitungen bis zu einer beliebigen Stufe frei von Sprüngen, auf der jeweils folgenden Stufe also lückenlos definiert sind und das deshalb auch als harmonisches Signal bezeichnet wird.

Das Dreieckssignal wiederum ist mit dem Knick im Maximum und im Minimum ein Beispiel dafür, dass der Verlauf unharmonisch sein kann, auch wenn die Änderung des Signalwerts selbst sanft ist.

3.2 Grenzfallbetrachtung

In der Praxis können keine Signale mit beliebig niedrigen oder hohen Frequenzen erzeugt und in ihrer Auswirkung auf den konvektiven Wärmeübergang untersucht werden. Jedoch lassen sich vorab Überlegungen darüber anstellen, in welche Richtung er sich bei der Annäherung an den einen oder den anderen Grenzfall entwickeln müsste.

3.2.1 Quasistatische Betrachtung

Bei extrem niedrigen Frequenzen kann davon ausgegangen werden, dass die Änderungsrate bzw. -geschwindigkeit schräger Flanken und die Häufigkeit steiler Flanken vernachlässigt werden kann. Das impliziert eine quasistatische Betrachtung, bei der zur Bestimmung des zu erwartenden Wärmeübergangs im Wesentlichen die Gesetzmäßigkeiten auf das veränderliche Strömungsfeld angewandt werden können, die für den Wärmeübergang bei stationären Strömungsfeldern ermittelt worden sind. Es wird also ein bekannter Zusammenhang zwischen der Nußelt-Zahl an einer bestimmten Stelle oder in einem bestimmten Bereich der Wärmeübertragungsfläche und der Reynolds-Zahl einer stationären Strömung

$$\text{Nu}_{\text{stat}} = \text{Nu}_{\text{stat}}(\text{Re}, \dots) \quad (3.11)$$

auf das Zeitverhalten der Nußelt-Zahl bei einer zeitlich veränderlichen Reynolds-Zahl übertragen:

$$\text{Nu}(\tau) = \text{Nu}_{\text{stat}}(\text{Re}(\tau), \dots) \quad (3.12)$$

Bei periodischen Vorgängen lässt sich die Reynolds-Zahl auch als Funktion des Phasenwinkels darstellen, der die Nußelt-Zahl unter den hier gemachten Voraussetzungen ebenfalls folgt:

$$\text{Nu}(\phi) = \text{Nu}_{\text{stat}}(\text{Re}(\phi), \dots) \quad (3.13)$$

Die hier gesuchte zeitlich gemittelte Nußelt-Zahl lässt sich dann einfach durch Integration dieses Zusammenhangs über eine Signalperiode oder ein ganzzahliges Vielfaches davon berechnen:

$$\overline{\text{Nu}} = \frac{1}{2n\pi} \int_{2n\pi} \text{Nu}_{\text{stat}}(\text{Re}(\phi), \dots) d\phi \quad (3.14)$$

Für die Beziehung zwischen der Nußelt-Zahl und der Reynolds-Zahl ist in allen einschlägigen Studien einer Proportionalität entsprechend

$$\text{Nu} \sim \text{Re}^x \quad (3.15)$$

festgestellt worden. Durch diese einfache Beziehung lässt sich die Rechnung für den Instationaritätsfaktor als Verhältnis zwischen der mittleren Nußelt-Zahl im instationären und der im stationären Fall vereinfachen, wenn die Reynolds-Zahl der stationären gleich der mittleren Reynolds-Zahl der instationären Strömung ist. Dann ist nämlich

$$\frac{\text{Nu}(\phi)}{\text{Nu}_{\text{stat}}} = \left(\frac{\text{Re}(\phi)}{\text{Re}} \right)^x. \quad (3.16)$$

Unter der Annahme, dass die Reynolds-Zahl zu jedem Zeitpunkt proportional zum vorgegebenen Signal ist, entspricht der Inhalt der großen Klammer auf der rechten Seite von (3.16) gerade dem qualitativen Signalverlauf, d.h. es ist

$$\left(\frac{\text{Re}(\phi)}{\text{Re}} \right)^x = S(\phi)^x. \quad (3.17)$$

Wenn der Signalverlauf gegeben ist, lässt sich der Instationaritätsfaktor als zeitlicher Mittelwert dieser Gleichung also unabhängig vom Mittelwert und von der Frequenz durch die Integration der Signalfunktion nach (3.6) über eine Periode berechnen:

$$\Lambda = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S(\phi)^x d\phi \quad (3.18)$$

Hier spiegelt sich wider, dass die Frequenz unter den Voraussetzungen der quasistatischen Betrachtung keine Bedeutung hat, ebenso wie die Formcharakteristika, die Änderungen des Signalwerts beschreiben. Als einzige der oben genannten Charakterisierungsmöglichkeiten spielt hier die integrale Abweichung eine Rolle.

Praktisch alle Studien zum Wärmeübergang beim stationären radialsymmetrischen einphasigen Prallstrahl haben ergeben, dass der Exponent in (3.15) einen Wert zwischen $\frac{1}{2}$ und 1 hat. Nach Martin [2] beträgt er in dem Reynolds-Zahlen-Bereich, der hier untersucht wird, für integrale Nußelt-Zahlen auf Flächen mit einem Radius bis zum 7,5-fachen des Rohrdurch-

messers um den Staupunkt $x = 0,574$. Damit ergibt sich bei einer relativen Amplitude $S_0 = 1$ für das Sinussignal ein Wert $\Lambda_S = 0,907$, für das Rechtecksignal $\Lambda_R = 0,744$ und für das Dreiecksignal $\Lambda_T = 0,946$.

Bei extrem niedrigen Frequenzen ist für die Standardsignale unter den genannten Voraussetzungen eine Verschlechterung des Wärmeübergangs zu erwarten. In der Realität würde sie jedoch zumindest etwas abgemildert werden, weil in längeren Phasen mit schwachem oder abgeschaltetem Luftstrom freie Konvektion eine Rolle spielen kann.

3.2.2 Stationärer Fall als Grenzfall unendlich hoher Frequenz

Für die Betrachtung extrem hoher Frequenzen soll die Strecke zwischen der Stelle, an welcher der Strömung die Instationarität aufgeprägt wird, und einer beliebigen anderen Stelle im Strömungsfeld in erster, grober Näherung als ein System betrachtet werden, das in der Systemtheorie als lineares zeitinvariantes Übertragungsglied bezeichnet wird. Wenn dem Eingang eines solchen Systems eine harmonische Oszillation, also ein Sinus- oder Kosinussignal aufgegeben wird, dann antwortet es am Ausgang mit einer ebenfalls harmonischen Oszillation derselben Frequenz. Inwieweit die Amplitude und die Phasenlage der Oszillation bei der Übertragung verändert werden, hängt von den Eigenschaften des Systems und von der Frequenz selbst ab. Üblicherweise wird die Amplitude bei niedrigen Frequenzen proportional, bei höheren hingegen zunehmend abgeschwächt am Ausgang wiedergegeben. Ein System kann selbst schwingungsfähig sein, d.h. plötzliche Zustandsänderungen am Eingang bewirken Oszillationen am Ausgang mit bestimmten Frequenzen, den so genannten Eigenfrequenzen. Wenn eine Oszillation am Eingang eine Frequenz nahe einer Eigenfrequenz hat, dann wird sie abhängig von den Dämpfungseigenschaften des Systems u.U. verstärkt übertragen. Dieses Verhalten zeigt sich in doppelt-logarithmischer Auftragung des Verhältnisses von Aus- zu Eingangsamplitude über der Frequenz oft in einem markanten Verlauf, der sich in Richtung niedriger Frequenzen an eine horizontale und in Richtung hoher Frequenzen eine fallende Gerade anschmiegt und ggf. in der Umgebung ihres Schnittpunkts eine Überhöhung aufweist. Detailliert werden diese Sachverhalte aus verschiedenen Blickwinkeln z.B. in [22], [23] und [24] beschrieben. Entscheidend ist an dieser Stelle, dass Systeme, die in hinreichender Näherung als linear betrachtet werden können, hochfrequente Instationaritäten nur abgeschwächt und im Grenzfall einer unendlich hohen Frequenz gar nicht übertragen, so dass am Systemausgang nur der Mittelwert der oszillierenden Größe feststellbar ist. Somit ist dort ein stationärer Wert solch einer Größe zugleich der Grenzfall einer Oszillation um diesen Wert mit einer unendlich hohen Frequenz.³ Für den hier gesuchten Instationaritätsfaktor bedeutet das, dass er sich bei sehr großen Frequenzen für alle Signalformen dem Wert $\Lambda = 1$ annähern muss.

³ Der stationäre Fall ist also gerade nicht der Grenzfall einer unendlich niedrigen Frequenz, sondern das ist die unendlich lange Dauer einer Phase. Dann ist zwar momentan keine Änderung der Signalthöhe bemerkbar, weil sie unendlich langsam vonstatten geht, bzw. die Wahrscheinlichkeit, zu irgendeinem Zeitpunkt einen Wechsel der Signalthöhe zu erleben, ist unendlich gering, aber der momentane Wert kann nicht als Mittelwert angenommen werden, solange die Phasenlage nicht entsprechend definiert ist. Damit würde aber aus einer Betrachtung des Langzeitverhaltens eines eingeschwungenen Systems eine Momentaufnahme einer transienten Situation werden.

4 Vorgehensweise

Nach den Überlegungen im vorherigen Kapitel ist es sinnvoll, die Auswirkung der verschiedenen Instationaritätsformen bei exponentiell steigenden Frequenzen zu untersuchen, um frequenzabhängige Entwicklungen feststellen zu können. Dabei ist ein Kompromiss nötig zwischen einem möglichst großen Frequenzbereich, einer feinen Frequenzauflösung und der technischen und organisatorischen Durchführbarkeit.

Neben den rein signalbezogenen Aspekten ist zu untersuchen, ob weitere Aspekte, die erwiesenermaßen für den konvektiven Wärmeübergang von Bedeutung sind, auch die Auswirkungen eines bestimmten Instationaritätsszenarios beeinflussen. Das sind hier der Abstand zwischen dem Luftaustritt und der Wärmeübertragungsfläche und die Länge des Weges zwischen dem Ventil und dem Austritt, jeweils bezogen auf den Durchmesser des Austritts, als wesentliche Geometrieparameter sowie die Reynolds-Zahl des Luftmassenstroms als einstellbarer Prozessparameter.

Ebenso wichtig wie die Frage, was bei einem Wechsel von einem Szenario zum nächsten verändert werden soll, ist die Festlegung, welche Parameter innerhalb einer Versuchsreihe gleich bleiben müssen.

Selbstverständlich darf zwischen den zu vergleichenden Fällen an den geometrischen Parametern des Versuchsaufbaus nichts geändert werden, sofern nicht gerade die Bedeutung dieser Parameter untersucht werden soll. Diese Anforderung wird normalerweise ohne weiteres Zutun erfüllt, Aufwand wird erst durch Geometrieänderungen erzeugt.

Als gleich bleibende Prozessgröße wurde hier prinzipiell die mittlere Reynolds-Zahl gewählt, streng genommen jedoch der mittlere Massenstrom konstant gehalten, was bei moderaten Drücken und unveränderter Geometrie unter der Annahme einer konstanten Temperatur praktisch gleichbedeutend ist. Wenn man davon ausgeht, dass die mittlere dynamische Viskosität im relevanten Temperaturbereich sehr viel größer ist als temperaturabhängige Änderungen ihres Werts, bleiben Schwankungen der Reynolds-Zahl auch bei begrenzten Temperaturänderungen sehr klein, solange der Massenstrom und die Geometrie festgelegt sind, weil das Produkt aus der Dichte und der Geschwindigkeit dann konstant ist.

Wie Verfälschungen durch tages- und jahreszeitlich bedingte Temperaturschwankungen weitestgehend vermieden wurden, wird weiter unten erläutert. Dadurch lässt sich zwar keine im Jahresverlauf konstante Reynolds-Zahl erreichen – bei Strömungsszenarien, zu denen sowohl im Sommer als auch im Winter Messungen gemacht wurden, beträgt die Streuung der Reynolds-Zahl bis zu 1 % des Mittelwerts –, aber es wird gewährleistet, dass bei der Bildung der einzelnen Instationaritätsfaktoren Nußelt-Zahlen verglichen werden, die jeweils für annähernd gleiche Reynolds-Zahlen ermittelt worden sind. Im Vorgriff auf die Ergebnisse sei hier schon erwähnt, dass nach den Studien zum Wärmeübergang unter stationären Prallstrahlen schon eine Änderung der Reynolds-Zahl um wenige Prozent die gleichen Auswirkungen auf die Nußelt-Zahl hat wie der Wechsel von einer stationären Strömung zu bestimmten Instationaritätsszenarien. Möglicherweise hat dieser sensible Aspekt dazu beigetragen, dass die ver-

schiedenen früheren Studien zum Wärmeübergang unter instationären Prallstrahlen zu so unterschiedlichen Ergebnissen geführt haben, denn in einigen anderen Studien wurde als Referenzgröße für den Luftstrom die mittlere Geschwindigkeit (Hofmann [5]) oder der mittlere Volumenstrom (Zulkifli et al. [10]) am Austritt ins Freie gewählt, teilweise wurden recht große Schwankungen zugelassen (Azevedo et al. [9]).

Weiterhin muss dafür Sorge getragen werden, dass der Zustand des Luftstroms der gleiche ist wie der der Umgebungsluft, um zu vermeiden, dass durch mitgerissene Umgebungsluft Verfälschungen auftreten. Dabei ist nicht nur die Wahl der gemessenen Größen selbst wichtig, sondern auch die ihrer Messstellen. Hier wurde darauf geachtet, dass der Zustand der Luft am Austritt ins Freie gleich dem der Umgebungsluft ist; gemäß der gängigen Praxis wurde davon ausgegangen, dass der Druck am Austritt gleich dem Umgebungsdruck ist, dessen Schwankungen i.a. vernachlässigt werden. Als zweite Größe wurde durch eine unten näher beschriebene Regelung die Temperatur am Austritt, die auch als Bezugstemperatur für die Bestimmung der Nußelt-Zahl dient, an die der Umgebungsluft angeglichen. Diese Wahl entspricht bewusst dem Vorgehen in den meisten anderen Studien zum einphasigen konvektiven Wärmeübergang, ist aber auch aufgrund technischer Gegebenheiten des Versuchsaufbaus erforderlich. Eine denkbare Alternative ist die Temperatur der ruhenden Luft stromaufwärts der Vorrichtung zur Erzeugung der Instationarität wie z.B. bei Göppert [1], da sie der adiabaten Wandtemperatur im Staupunkt als einzigem ausgezeichneten Punkt auf der Wärmeübertragungsfläche entspricht. Diese Wahl wäre auch für die technische Anwendung der Ergebnisse von Interesse, da sie bei reibungsoptimierter Erzeugung der Instationarität das optimale Szenario für die Nutzung eines Luftstroms mit einem gegebenen Zustand aufzeigen würde. Hierbei wäre allerdings die Bedingung des gleichen thermodynamischen Zustands verletzt, da die Luft im Staupunkt einen höheren Druck hat als in der Umgebung.

Unter diesen Voraussetzungen sollten zunächst die Instationaritätsformen und Formcharakteristika identifiziert werden, die in einer festgelegten Standardsituation besondere Auswirkungen auf den Wärmeübergang haben. Für diese Formen sollten dann weitere Parameter variiert und Strömungsfelduntersuchungen durchgeführt werden, um Hinweise auf die Ursachen der besonderen Auswirkungen zu erhalten. Bei den Strömungsfeldmessungen kamen die etablierten Verfahren der Hitzdrahtanemometrie und der Particle Image Velocimetry (PIV) zum Einsatz, auf die im Zusammenhang mit den Messergebnissen in Kapitel 1 genauer eingegangen wird. Für die Experimente zum Wärmeübergang wurde ein Versuchsstand genutzt, der im Rahmen des Vorgängerprojekts entwickelt worden war, und der mit einem erst seit Kurzem verfügbaren Massenstromsteuergerät kombiniert wurde, das hier einen seiner ersten Einsätze außerhalb seiner Entwicklungsumgebung fand.

Mit dem Versuchsaufbau soll kein einzelner konkreter Anwendungsfall, sondern eine unspezifische Konfiguration dargestellt werden, mit deren Hilfe sich möglichst allgemeingültige Erkenntnisse gewinnen lassen.

4.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsstand besteht funktional gesehen aus zwei Hauptbestandteilen, erstens aus der Anlage zur Erzeugung des ggf. instationären Luftstrahls, die hier als Luftstrecke bezeichnet wird, und zweitens aus der Platte zur Erzeugung und Messung des Wärmestroms und der Oberflächentemperaturen, im Folgenden je nach Schwerpunkt der Funktion kurz Heiz-, Mess-

oder Wärmeübertragungsplatte genannt. Die Luft für die Experimente wird dem Druckluftnetz der TUHH entnommen und durch die Luftstrecke bis zum Austrittsrohr geführt, wo sie als senkrechter Strahl auf die Platte trifft und darüber frei in die Umgebung abströmt. Die Länge des Rohres ist so gewählt, dass der Luftstrahl am Austritt ein weitestgehend radial-symmetrisches Profil hat, die Instationarität aber möglichst wenig gedämpft oder anderweitig beeinflusst wird. Dabei wurde nicht versucht, eine hinreichende Länge für die Ausbildung einer bestimmten Strömungsform zu erreichen, weil durch die Instationarität ohnehin keine zeitliche Ausbildung zu erwarten ist.

Mechanisch sind die Komponenten durch den Einbau in einem Rahmen verbunden, messtechnisch durch den Anschluss an eine Messdatenerfassungs- und Versuchsteuerungsanlage.

4.1.1 Luftstrecke

Wie oben beschrieben, werden an den Luftstrahl drei besondere Anforderungen gestellt. Erstens muss der Luftmassenstrom möglichst genau das gewünschte Instationaritätssignal abbilden. Zweitens muss der mittlere Luftmassenstrom beim stationären und den verschiedenen instationären Strömungsszenarien gleich sein. Drittens wird verlangt, dass die Temperatur des austretenden Luftstrahls genau regeln lässt, in der Regel auf die Temperatur der umgebenden Luft. Um die Anforderungen an den Luftstrahl zu erfüllen, besteht die Luftstrecke aus verschiedenen funktionalen Komponenten, die im Folgenden beschrieben werden.

4.1.1.1 Erzeugung der Instationarität des Luftstrahls

Bei der Erzeugung der einzelnen Instationaritätsformen im Luftstrahl ist es von großer Bedeutung, verschiedene Formen sauber erzeugen zu können, wobei ein Wechsel von einer Form zur anderen ohne großen Aufwand möglich sein sollte und man möglichst nicht auf einen begrenzten Satz von Standardformen beschränkt sein möchte.

Deswegen ist die zentrale Komponente der Luftversorgung das Luftmassenstromsteuergerät (Mass Flow Rate Control System, MFRCS), das am Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Erlangen-Nürnberg entwickelt worden ist. Es ermöglicht eine genaue und hochfrequente Steuerung des Luftmassenstroms zwischen einer Hochdruck- und einer Niederdruckseite.

Es beruht auf einem deutlich anderen Funktionsprinzip als die meisten Durchflusssteuer- oder Regelsysteme. Üblicherweise wird die Änderung eines Luftmassenstroms oder eines Luftvolumenstroms durch eine Drossel mit variablem Querschnitt im Verlauf der Luftleitung bewirkt. Die Zustellung der Drossel wird als Änderung des Widerstandsbeiwerts gedeutet. Bei gegebener Druckdifferenz zwischen dem Beginn der Luftleitung und dem Austritt ins Freie ist der Luftmassen- oder -volumenstrom umso größer, je geringer der Druckverlust durch Dissipation in der Drossel ist. Je nach dem Verhältnis zwischen dem Durchmesser der Luftleitung und dem maximalen oder typischen Drosseldurchmesser liegt der Druckverlust in der Größenordnung dessen in der restlichen Luftleitung, oder er konzentriert sich im Wesentlichen auf die Drossel. Im ersten Fall ist der Zusammenhang zwischen dem Luftmassen- oder -volumenstrom und der Drosselstellung auch unter Annahme einer inkompressiblen Strömung stark nichtlinear und zusätzlich von den Druck- und Strömungsverhältnissen in der restlichen Leitung abhängig; im zweiten Fall können nur relativ niedrige Strömungsgeschwindigkeiten in der restlichen Rohrleitung erreicht werden. Im Vergleich zur Geschwindigkeit in der Dros-

sel kann in diesem Fall das Fluid in der Leitung näherungsweise als ruhend und deshalb die Einstellung der Drossel auch als Variation der Größe einer Öffnung in einem Behälter betrachtet werden.

Die Steuerung eines Luftmassen- oder -volumenstroms in einer Rohrleitung mittels einer einstellbaren Drossel setzt also die genaue Kenntnis der genannten Größen und Abhängigkeiten voraus, sofern man nicht auf sehr niedrige Strömungsgeschwindigkeiten festgelegt sein will. Deshalb wird statt einer Steuerung üblicherweise eine Regelung eingesetzt. Dazu ist es aber nötig, den tatsächlichen momentanen Fluidstrom zu messen. Es liegt einerseits an der Trägheit der gängigen Messverfahren und andererseits an der Kompressibilität der Luft, dass bei den hier verwendeten Luftmassen- bzw. -volumenströmen die Zeitkonstante einer Regelung mindestens im Sekundenbereich liegt.

Diese Schwierigkeiten umgeht das MFRCS, indem es nicht die Dissipationsrate in einer näherungsweise inkompressiblen Strömung variiert, sondern die Tatsache ausnutzt, dass die Stromdichte einer kompressiblen Strömung durch eine Verbindung zwischen einem Hochdruckreservoir und einer Niederdruckseite durch die Gegebenheiten auf der Hochdruckseite begrenzt ist, wenn ein stoffabhängiges sogenanntes kritisches Druckverhältnis zwischen der engsten Stelle der Verbindung und dem Reservoir besteht, das nicht unterschritten werden kann. Das kritische Druckverhältnis zwischen der engsten Stelle der Verbindung und dem Reservoir ist auf jeden Fall dann gegeben, wenn das Druckverhältnis zwischen der Niederdruckseite und der Hochdruckseite unterhalb des kritischen Druckverhältnisses liegt.

Das kritische Druckverhältnis ist vom beteiligten Gas und von der Dissipation auf dem Weg zur engsten Stelle in einer solchen Weise abhängig, dass sich der Einfluss von beidem rechnerisch im Polytropenexponenten der Zustandsänderung zwischen dem Reservoir und der engsten Stelle zusammenfassen lässt. Wenn eine Wärmeabfuhr auf dem Weg vom Reservoir zur engsten Stelle ausgeschlossen werden kann (was wahrscheinlich ist, da sich das Gas im adiabaten Fall auf dem Weg zur engsten Stelle abkühlt und dementsprechend bei wärmeleitenden Wänden daher mit einer Wärmezufuhr aus der Umgebung zu rechnen ist, sofern deren Temperatur nicht deutlich unter der Ruhetemperatur des Gases liegt), dann ist dieser Polytropenexponent aufgrund der unvermeidlichen Dissipation auf jeden Fall kleiner als der Isentropenexponent des strömenden Fluids, und das kritische Druckverhältnis kann nach unten durch dasjenige abgeschätzt werden, das sich für eine isentrope Strömung errechnen lässt. Solange also sicher gestellt ist, dass dieses „ideale“ kritische Druckverhältnis zwischen der Niederdruckseite und der Hochdruckseite unterschritten wird, kann man davon ausgehen, dass die Gegebenheiten stromabwärts der engsten Stelle keinen Einfluss auf die Stromdichte haben. Dann reicht es also, den Zustand des Fluids im Reservoir und das Strömungsverhalten stromaufwärts von der engsten Stelle zu kennen, um die Stromdichte bestimmen zu können.

Unter diesen Bedingungen ist neben der Querschnittsfläche der engsten Stelle der einzige weitere Parameter, der den Massenstrom wesentlich beeinflusst, der Druck auf der Hochdruckseite. Insbesondere haben dann weder der Druck noch eventuelle Druckverluste in der Leitung hinter der engsten Stelle Einfluss auf den Massenstrom. Das ermöglicht eine Steuerung des Massenstroms durch eine kontinuierliche Druckmessung an einer einzigen Stelle und die Steuerung einer geometrischen Größe, hier einer Ventilstellung, auch bei deutlich von Null verschiedenen Mach-Zahlen in der Abströmstrecke, nachdem der tatsächliche Zusam-

menhang zwischen dem Luftmassenstrom, dem Druck auf der Hochdruckseite und der Ventilstellung durch Messungen ermittelt worden ist.

Die Ventilstellung wird in der praktischen Ausführung des MFRCS dadurch realisiert, dass eine Kunststoffkugel aus einem ringförmigen Sitz durch einen Stößel in die Hochdruckseite hineingeschoben wird, wenn das Ventil geöffnet werden soll, während sie sonst wegen der Druckdifferenz zwischen den beiden Seiten des Ventils in den Sitz gedrückt wird. Damit ist die Größe der engsten Stelle eine nichtlineare Funktion der Auslenkung der Kugel. Der Stößel wird durch einen elektrischen Linearaktuator bewegt, die von einem externen Steuergerät gespeist wird. Die Einheit aus Kugel, Sitz, Kugelkäfig, Stößel und Aktuator wird von einem namhaften Hersteller für medizintechnische Produkte geliefert, der sie für den Einsatz in Beatmungsgeräten entwickelt hat. Diese Einheit wird durch einen Leitungsblock ergänzt, der den Anschluss für die Zuluft, den Stutzen für das Abströmrohr und eine Aufnahme für einen Drucksensor auf der Hochdruckseite enthält. Der Drucksensor ist ebenfalls mit dem Steuergerät verbunden. Abhängig von dessen Signal stellt das Steuergerät die Eingangsspannung für den Linearaktuator und darüber seine Auslenkung ein. Diese Auslenkung wird nach Herstellerangaben tatsächlich geregelt, d.h. sie wird gemessen und im Falle einer Abweichung durch eine Änderung der Spannung korrigiert, damit sich die Kugelausrückung einstellt, die gemäß dem errechneten und durch Eichung ermittelten Zusammenhang für den gewünschten Luftmassenstrom erforderlich ist. Dieser Regel- bzw. Steuermechanismus ist so schnell, dass periodische Signale mit einer Frequenz bis zu 125 Hz erzeugt werden können. Allerdings wurden bei den Wärmeübergangsexperimenten normalerweise nur Frequenzen bis zu 40 Hz verwendet, weil sich bei Probemessungen bei höheren Frequenzen schlecht reproduzierbare Verzerrungen des Rechtecksignals gezeigt haben.

Bei der Entwicklung des MFRCS wurde davon ausgegangen, dass es unter Bedingungen eingesetzt wird, die den Labor-Normbedingungen sehr nahe kommen und vor allem nicht nennenswert schwanken. Da nur geringe Temperaturschwankungen erwartet wurden und ihr Einfluss auf den Luftmassenstrom nur proportional zu ihrer Wurzel ist, während der Druck der Zuluft in einer Spanne von 3 bis 6 bar liegen kann und linear in die Berechnung des Luftmassenstroms eingeht, wurde auf eine Messung der Zulufttemperatur und auf eine entsprechende Korrektur der Ventilstellung verzichtet. Der Prototyp des MFRCS wurde beim Lieferanten des eigentlichen Ventilblocks mit Hilfe eines Durchflussmesssystems über den gesamten Luftmassenstrombereich kalibriert. Das im Projekt verwendete Exemplar war am Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Erlangen-Nürnberg im unteren Drittel dieses Bereichs kalibriert worden, indem mit einer Hitzdrahtsonde die Geschwindigkeit in der Mitte des Austritts eines 10 m langen Rohres mit einem Durchmesser von 15 mm gemessen wurde, das an das MFRCS angeschlossen war. Da die Reynolds-Zahl unterhalb des kritischen Werts für Rohrströmungen lag, wurde von einer laminaren Strömung ausgegangen, als mittlere Geschwindigkeit im Rohr die Hälfte der in der Mitte gemessenen Geschwindigkeit angenommen und von dieser Geschwindigkeit auf den Volumen- und Massenstrom geschlossen.

Der Luftmassenstrom lässt sich manuell durch ein Potentiometer oder von außen gesteuert durch einen analogen oder einen digitalen Eingang einstellen und kann bis zu 179,83 l_n/min (Normliter pro Minute) betragen. Mit einem Normliter ist in der Dokumentation des MFRCS die Luftmasse gemeint, die unter Labor-Normbedingungen, also bei einer Temperatur von 25°C und einem Druck von 1013 mbar ein Volumen von einem Liter hat. Somit beträgt der

maximale Luftmassenstrom in etwa 3,5 g/s. Der eingestellte Luftmassenstrom kann von einer Anzeige an der Vorderseite der Steuereinheit des MFRCS abgelesen werden. Die Luft tritt durch einen Stutzen mit einem Durchmesser von 15 mm aus. Üblicherweise wird dieser Durchmesser auch für daran angeschlossene Rohre gewählt. Dadurch ergibt sich bei Verwendung von Luft unter den oben genannten Labor-Normbedingungen eine maximale Reynoldszahl $Re_{\max} \approx 16000$. Die Einstellung erfolgt im Bereich von 0 – 70,07 l_n/min in Stufen von 0,49 l_n/min und darüber in doppelt so großen Stufen. Da der analoge Eingang eine Spannung von 0 – 10 V zulässt, korrespondiert jeder Spannungsbereich mit einer Breite von 0,02725 V bzw. 0,05450 V einer Stellstufe des MFRCS.

Details zur Entwicklung und zu ersten Anwendungen des MFRCS sind z.B. bei Durst et al. [27] zu finden.

Bei den Experimenten in diesem Projekt wurde im Wesentlichen der analoge Eingang genutzt, dessen Eingangsspannung näherungsweise linear in den Luftmassenstrom umgesetzt wird. Der Eingang wird von einem Agilent-33220A-Signalgenerator angesteuert, der neben den Standardsignalen Sinus, Dreieck und Rechteck die Möglichkeit bietet, innerhalb seiner Auflösung beliebige Signalformen zu definieren und zu erzeugen. Deshalb wird er auch als Arbiträrsignalgenerator bezeichnet. Zwei weitere in diesem Projekt wichtige Eigenschaften sind die Möglichkeit, bei Mittelwerten im Voltbereich Amplituden im Millivoltbereich zu erzeugen, sowie die GPIB-Schnittstelle, über die er sich durch die hier verwendete Messdatenerfassungs- und Versuchssteuerungssoftware ansprechen lässt.

4.1.1.2 Regelung des mittleren Luftmassenstroms

Zur Messung und als Teil der Regelung des mittleren Luftmassenstroms ist stromaufwärts des MFRCS in der Luftversorgungsstrecke ein Massendurchflussmessgerät der Firma Bronkhorst eingebaut. Es misst den Luftmassenstrom, indem es ihn durch eine Vielzahl sehr enger paralleler Kanäle führt und in einem der Kanäle seine Eintrittstemperatur misst, im weiteren Verlauf eine definierte Heizleistung zuführt und dann seine Austrittstemperatur misst. Der Quotient aus der Heizleistung einerseits und der spezifischen Wärmekapazität der Luft und der Temperaturdifferenz zwischen den beiden Messstellen andererseits ist dann gleich dem Luftmassenstrom durch einen einzelnen Kanal, der mit der Anzahl der Kanäle multipliziert werden muss, um den gesamten Luftmassenstrom zu erhalten. Dieses Messverfahren ist relativ träge, laut Herstellerangaben liegt seine Zeitkonstante im Sekundenbereich. Das Gerät ist also nur für die Messung quasistationärer Massenströme geeignet. Deshalb befindet sich zwischen dem MFRCS und dem Massendurchflussmessgerät ein Drucktank mit einem Volumen von 25 l. Er dient als Puffer oder Tiefpassfilter, um die Pulsationen herauszufiltern, die das MFRCS dem Luftstrom nicht nur leitungsabwärts, sondern auch leitungsaufwärts aufprägt.

Stationäre Vergleichsmessungen zwischen dem Eingangssignal des MFRCS bei verschiedenen Spannungen und dem daraus resultierenden Ausgangssignal des Massendurchflussmessgeräts haben gezeigt, dass zumindest zwischen diesen beiden Größen ein nicht ganz linearer Zusammenhang besteht. Weil das Massendurchflussmessgerät werkseitig individuell für den gesamten Messbereich kalibriert worden war und es mit der spezifischen Wärmekapazität eine Stoffgröße verwendet, die im hier relevanten Temperatur- und Druckbereich nur wenig schwankt, wird die Ursache für diese Abweichung vom Idealverhalten im Wesentlichen im MFRCS vermutet, d.h. es wird angenommen, dass der Luftmassenstrom durch das Ventil des

MFRCS nicht exakt proportional zur Eingangsspannung ist. Davon ausgehend ist zu erwarten, dass der mittlere Luftmassenstrom nicht gleich bleibt, wenn bei verschiedenen Instationäritätsformen die mittlere Eingangsspannung des MFRCS unverändert bleibt und lediglich die Amplitude variiert wird. Deshalb wird das Massendurchflussmessgerät in Verbindung mit der Messapparatur verwendet, um laufend den Mittelwert und die Amplitude des Eingangssignals entsprechend dem vorgegebenen und dem momentan gemessenen Luftmassenstrom zu korrigieren, d.h. den mittleren Luftmassenstrom über das Eingangssignal des MFRCS zu regeln.

Für dieses Verfahren spricht neben der gegenüber dem MFRCS größeren Produktreife des Massendurchflussmessgeräts, dass es in Verbindung mit dem Puffer nur den mittleren Massenstrom misst, der bei den verschiedenen Strömungsszenarien gleich sein sollte, so dass ein eventueller Messfehler bei allen Szenarien gleich eingeht und sich beim Vergleich der Szenarien herauskürzt.

Ein konstanter Luftmassenstrom lässt sich am MFRCS nur in der oben beschriebenen Stufe von $0,98 \text{ l}_n/\text{min}$ bzw. $0,49 \text{ l}_n/\text{min}$ bei einer Umgebungstemperatur $t_{\text{Umg}} = 25^\circ\text{C}$ einstellen. Infolge der Temperaturabhängigkeit des Zusammenhangs zwischen dem eingestellten und dem tatsächlichen Luftmassenstrom ist nicht gewährleistet, dass eine bestimmte Stellstufe des MFRCS zu jeder Zeit dem gleichen Luftmassenstrom entspricht. Deshalb wird am analogen Eingang des MFRCS zur Erzeugung eines stationären Luftstroms anstelle einer konstanten Spannung ein Dreieckssignal mit einer Frequenz $f_{\text{QS}} = 100 \text{ Hz}$ und einer Amplitude $U_{\text{A,QS}} = 0,027 \text{ V}$ bzw. $U_{\text{A,QS}} = 0,0135 \text{ V}$, je nach dem Betrag des mittleren Luftmassenstroms, angelegt. Wenn der gewünschte Luftmassenstrom gerade demjenigen entspricht, der durch eine Stellstufe des MFRCS realisiert wird, dann liegt der Mittelwert der Eingangsspannung genau in der Mitte des Spannungsbandes, das zu dieser Stellstufe gehört, und das Dreiecks-

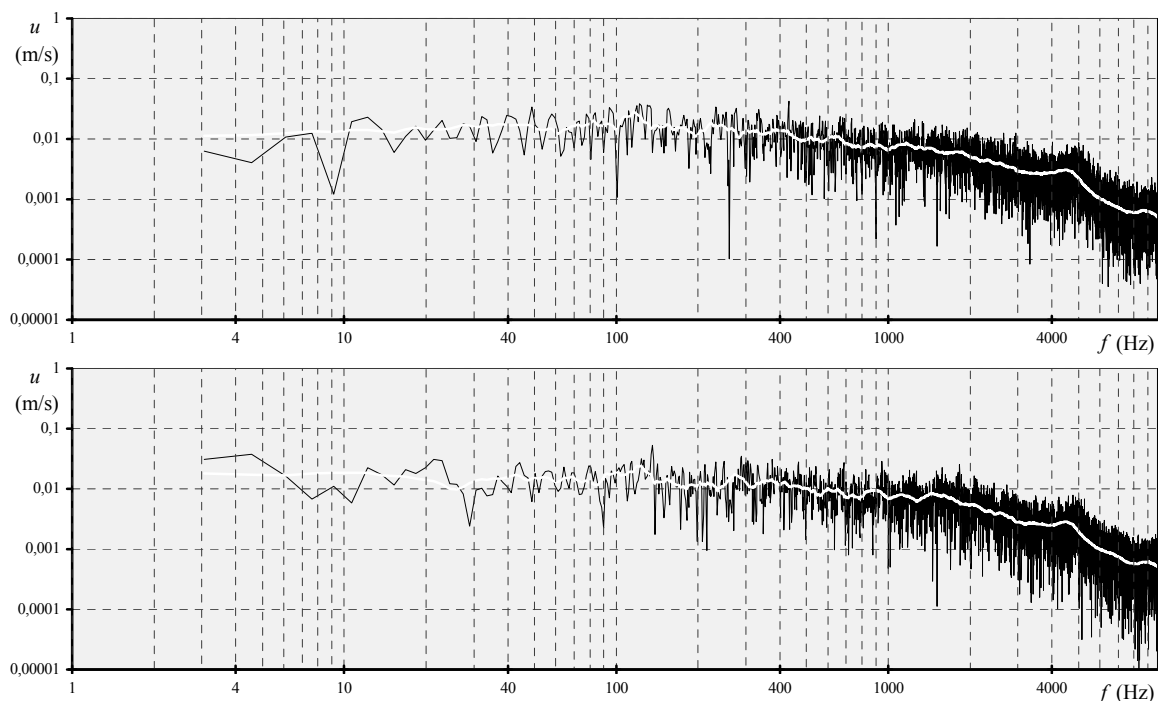


Bild 4.1: Geschwindigkeitsspektrum (schwarz) mit gleitendem Mittelwert (weiß) am Rohraustritt oben bei stationärer und unten bei quasistationärer Spannung am Eingang des MFRCS aus Hitzdrahtmessungen. Abtastrate 100 kHz, Aufnahmedauer 1 s

signal verlässt dieses Band nicht, da seine Amplitude kleiner ist als die halbe Breite des Spannungsbands. Wenn jedoch der von der Stellstufe repräsentierte Luftmassenstrom vom gewünschten abweicht, dann wird die mittlere Spannung des Dreieckssignals so weit abgesenkt oder angehoben, dass die unteren oder die oberen Spitzen des Dreieckssignals in das Spannungsband der benachbarten Stellstufe hineinragen. Somit wird für einen bestimmten Anteil jeder Phase von der bisherigen auf die benachbarte Stellstufe umgeschaltet und der mittlere Luftmassenstrom entsprechend verkleinert oder vergrößert. Der Phasenanteil ist proportional zur Tiefe, bis zu der die Spitzen über die Bandgrenze ragen. Dieses Signal bzw. diese Strömungsform mit einer hohen Frequenz und der kleinstmöglichen Amplitude wird im Folgenden in Abweichung von der eigentlichen Bedeutung als quasistationär bezeichnet. Die damit verbundene minimale Instationarität bei der prinzipiell stationären Anströmung muss in Kauf genommen werden, um die Vergleichbarkeit der verschiedenen Strömungsszenarien hinsichtlich des Massenstroms zu erhalten. Allerdings ist sie am Rohraustritt praktisch nicht mehr feststellbar. Das Geschwindigkeitsspektrum, das am Rohraustritt bei diesem Signal gemessen wird, ist in Bild 4.1 im Vergleich zu dem dargestellt, das sich bei konstanter Spannung am Eingang des MFRCS einstellt. Zwischen den Spektren sind weder bei 100 Hz noch bei Vielfachen davon Unterschiede zu erkennen, die auf die Frequenz des quasistationären Signals zurückzuführen sind.

Auf die gleiche Weise wie beim stationären Signal wirkt sich die Stufung des einstellbaren Luftmassenstroms bei Verwendung des Rechtecksignals aus, bei dem das Eingangssignal periodisch zwischen zwei Pegeln hin und her springt. Da in diesem Projekt in den meisten Fällen symmetrische Signale mit maximaler Amplitude eingesetzt werden, fällt die Spannung des Eingangssignals in jeder Phase einmal auf 0 V, so dass das Ventil beim Rechtecksignal abwechselnd geschlossen und so weit geöffnet wird, dass dann der Luftmassenstrom gleich dem doppelten mittleren Luftmassenstrom ist. Somit ist dessen Einstellbarkeit durch die Stufung des maximalen Luftmassenstroms begrenzt. Zur Abhilfe wird auch hier ggf. ein Wechsel zwischen zwei benachbarten Stellstufen erzeugt. Da hier schon eine endliche Frequenz vorliegt, geschieht dieser Wechsel nur einmal in jeder Phase. Er wird dadurch hervorgerufen, dass kein reines Rechtecksignal mit einer konstanten Spannung in jeder Halbphase verwendet wird, sondern ein Signal, bei dem die Spannung in der Öffnungshalbphase linear um bis zu 0,054 V absinkt. Je nach der Lage der maximalen Spannung im Spannungsband der damit erreichten Stellstufe wird durch diese Absenkung die Grenze zur nächst niedrigeren Stellstufe früher oder später oder auch gar nicht überschritten. Der Maximalwert der Spannung sowie der Betrag, um den sie im Laufe der Öffnungshalbphase absinkt, sind proportional zum Mittelwert der Eingangsspannung. Dieser wird laufend entsprechend dem Verhältnis zwischen dem vorgegebenen und dem gemessenen mittleren Luftmassenstrom korrigiert.

Die wesentlichen Aspekte der Dynamik des Rechtecksignals, nämlich der plötzliche Anstieg und der plötzliche Abfall, bleiben auf diese Weise erhalten, ohne die Vergleichbarkeit von Szenarien hinsichtlich des mittleren Luftmassenstroms einzuschränken. Im Luftmassenstrom wird das Rechtecksignal auf diese Weise sogar etwas sauberer abgebildet als bei Vorgabe eines reinen Rechtecksignals, bei dem im Frequenzspektrum des austretenden Luftstrahls verstärktes Rauschen und zusätzliche Nebenspitzen zu den Vielfachen der Grundfrequenz auftreten (Bild kommt noch). Dies wird darauf zurückgeführt, dass das MFRCS nach dem plötzlichen Öffnen des Ventils eine endliche Zeit braucht, um den Druckabfall an der

Stelle des Drucksensors zu kompensieren und dadurch bei vorgegebenem Rechtecksignal selbst für einen leichten Anstieg des Luftmassenstroms in der Öffnungshalbphase sorgt.

Bei Signalen mit schrägen Flanken wie dem Sinus- oder dem Dreieckssignal stellt sich das Problem der Stufung des mittleren Luftmassenstroms nicht, weil ohnehin nacheinander verschiedene Stufen durchlaufen werden, deren zeitlicher Anteil durch die momentane Steigung bestimmt wird. Der Verlauf der Steigung innerhalb einer Phase und die höchste erreichte Stellstufe ergeben sich aus dem Mittelwert des Eingangssignals, der wie zuvor beschrieben laufend korrigiert wird.

4.1.1.3 *Temperaturregelung*

Aufgrund der speziellen Funktionsweise des MFRCS und des Zustands der Zuluft aus dem Druckluftnetz der TUHH konnte für dieses Projekt nicht einfach die Anlage zur Regelung der Lufttemperatur verwendet werden, die sich im Vorgängerprojekt bewährt hatte, um die eingangs genannten Anforderungen an die Temperatur des austretenden Luftstrahls zu erfüllen. Dort hatte die Luft aus dem Leitungsnetz eine Temperatur, die deutlich unter der Umgebungstemperatur lag. Sie wurde vor dem Eintritt in den Streckenabschnitt zur Erzeugung der Instationarität mittels einer elektrischen Heizung erwärmt, deren Leistung durch einen Industrierregler gesteuert wurde. Diese oder eine ähnliche Vorgehensweise wird in den meisten Studien gewählt, bei denen einem Luftstrahl eine bestimmte Temperatur aufgeprägt werden muss.

Hier erreicht die Druckluft das MFRCS mit einer Temperatur, die je nach Tageszeit um maximal 1 K nach oben oder unten von der Umgebungstemperatur abweicht. Wegen der hohen Geschwindigkeit, welche die Luft an der engsten Stelle des Ventils erreicht, kühlt sie sich sehr stark ab. Im isentropen Idealfall, in dem die Geschwindigkeit an der engsten Stelle gerade gleich der Schallgeschwindigkeit im dort vorliegenden Zustand entspricht, würde sie sich auf $5/6$ der Ruhetemperatur abkühlen, aber auch in realen Strömungen ist die Abkühlung erfahrungsgemäß nicht vernachlässigbar. Deshalb wird ihr an der engsten Stelle und in deren Nähe Energie in Form von Wärme zugeführt, so dass ihre Ruhetemperatur nach dem Passieren des Ventils oberhalb der Umgebungstemperatur liegt. Da bei den gegebenen Prozess- und Geometrieparametern die Mach-Zahl im Abströmrohr und am Austritt ins Freie höchstens $Ma_{\max} \approx 0,06$ beträgt, erreicht die Luft dort nahezu ihre Ruhetemperatur. Die Wärmezufuhr im Bereich der engsten Stelle wird durch zwei konstruktive Merkmale des MFRCS begünstigt. Zum einen besteht der Leitungsblock, in dem sich das Ventil befindet, aus Aluminium, das unter den technisch relevanten Werkstoffen die zweitgrößte Wärmeleitfähigkeit besitzt, und zum anderen ist er direkt an das Gehäuse des elektrischen Linearaktuators angeflanscht, durch dessen Spule im Betrieb ständig Strom fließt. Die darin dissipierte Leistung wird nur teilweise durch Strahlung, Leitung und natürliche Konvektion an die Umgebung abgegeben, zu einem wesentlichen Teil wird sie in den Leitungsblock übertragen.

Unter diesen Bedingungen hätte eine Temperaturregelung über die Beeinflussung der Zulufttemperatur zum einen neben der Zuluftheizung auch eine Vorkühlung und zum anderen für die Kühlung und wahrscheinlich auch für die Heizung relativ hohe Leistungen erfordert. Um die Wärmeübertragung in den Luftstrom im Leitungsblock des MFRCS auszugleichen, hätte die Zuluft auf eine Temperatur deutlich unterhalb der Umgebungstemperatur gesenkt werden müssen. Da eine derart leistungsstarke Kühlung erfahrungsgemäß ein eher träges Regelverhalten hat, wäre zur Temperaturregelung eine elektrische Heizung zum Einsatz ge-

kommen. Die hätte wahrscheinlich auch sehr leistungsstark ausgelegt werden müssen, weil das MFRCS eine konstante Temperatur des Luftstroms zwar erhöht, Schwankungen der Zu-
lufttemperatur jedoch abschwächt. Die konstruktive Ausführung würde dadurch erschwert,
dass die Luft vor dem Eintritt in das MHRCS einen hinreichend hohen Druck haben muss,
damit auch bei der maximalen Strömungsgeschwindigkeit in der Leitung nach dem Passieren
aller Anschlüsse, Filter und engen Leitungsabschnitte noch mindestens das kritische Druck-
verhältnis zwischen der Hochdruckseite und der Niederdruckseite des Ventils vorliegt.

Eine Vorrichtung zur Zu- und Abfuhr von Energie in Form von Wärme im Abströmrohr
stromabwärts des Ventils kommt nicht in Frage, weil durch die erforderlichen Einbauten die
Instationarität gedämpft und verfälscht werden würde, die der Strömung im Ventil aufgeprägt
wird.

Deshalb setzt die Temperaturregelung direkt am MFRCS an. Am Leitungsblock sind zwei
Peltier-Elemente angebracht, an denen – über den auch im Vorgängerprojekt verwendeten
Regler gesteuert – abwechselnd eine elektrische Spannung anliegt. Das eine Peltier-Element
berührt mit seiner Kühlseite den Leitungsblock und mit der Heizseite einen Aluminiumkühl-
körper, um eine möglichst große Fläche zum Wärmeaustausch mit der Umgebungsluft zur
Verfügung zu haben. Das andere Peltier-Element ist mit seiner Heizseite am Leitungsblock
und mit seiner Kühlseite am Wärmeaustauschkörper angebracht. Der Wärmeaustausch mit der
Umgebungsluft wird durch einen Lüfter unterstützt. In dieser Konfiguration wird mit weni-
gen, jeweils ausdrücklich benannten Ausnahmen eine mittlere Abweichung der Temperatur
des Luftstrahls von der der Umgebungsluft von weniger als $0,05\text{ °C}$ mit einer Streuung der
Einzelmessung unter $0,2\text{ °C}$ eingehalten. Ohne den Lüfter war das nicht zu erreichen. Mit ihm
sind sogar gewisse Reserven vorhanden; in einem Probelauf wurde festgestellt, dass sich da-
mit der Luftstrahl auf eine Temperatur von etwa 2 °C unterhalb der Umgebungstemperatur
absenken lässt.

Auch ohne die Energiezufuhr im MFRCS bedingt auch die Instationarität selbst eine Ände-
rung der mittleren Lufttemperatur am Rohraustritt, einerseits durch den quadratischen Zu-
sammenhang zwischen der kinetischen Energie und der Geschwindigkeit, wodurch ein größe-
rer Anteil der inneren Energie der Luft aus dem Reservoir in kinetische Energie umgewandelt
wird als bei einer gleichmäßigen Strömungsgeschwindigkeit, andererseits durch asymmetri-
sche transiente Vorgänge nach dem Auftreten von plötzlichen Änderungen des Luftmassen-
stroms, auf die bei der Betrachtung des Strömungsfelds näher eingegangen wird. Beides wür-
de ohne eine Regelung zu einer Absenkung der Temperatur am Austritt führen, was durch
eine erhöhte Energiezufuhr bzw. durch eine abgeschwächte Kühlung gegenüber dem stationä-
ren Fall ausgeglichen wird.

4.1.2 Wärmeübertragungsplatte

Die Platte zur Erzeugung und Messung des Wärmestroms und der Oberflächentempere-
ren wurde im Zuge des Vorgängerprojekts an der Professur Technische Thermodynamik der
Technischen Universität Chemnitz entwickelt. Sie kombiniert die Funktionen der Elektrohei-
zung und des Widerstandsthermometers. Dadurch hat sie den besonderen Vorteil, dass die
Größen, die zur Bewertung der lokalen momentanen Güte des Wärmeübergangs dienen, näm-
lich die Temperatur und die Heizleistung, aus denselben Messgrößen errechnet werden.

Ihr wesentlicher Bestandteil ist eine dünne Kupferschicht auf einem Kunststoffsubstrat, aus der ein dünnes Linienmuster derart herausgeätzt ist, dass die verbleibende Kupferfläche einen schmalen durchgehenden Leiterzug bildet. Durch dessen besondere Anordnung lässt sich die insgesamt quadratische Fläche der Heizplatte in 64 quadratische Messfelder unterteilen, die mäanderförmig vom Leiterzug durchzogen und alle zusammen von ihm umrahmt sind, siehe Bild 4.2.

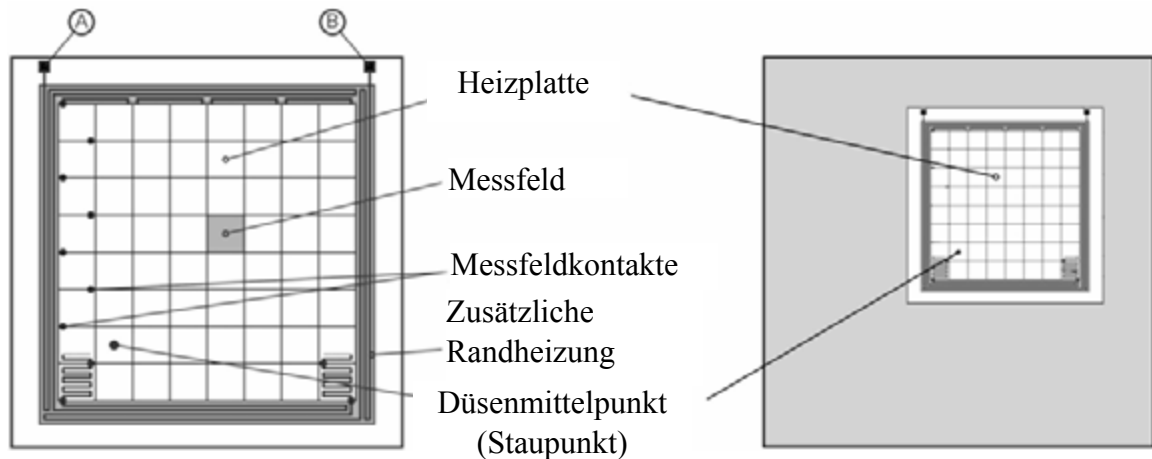


Bild 4.2: Layout der Wärmeübertragungsplatte, Platzierung in der Prallplatte

Am Eintritt und am Austritt jedes Messfelds ist ein Kabel durch das Substrat geführt und mit dem Leiterzug verlötet. Das Kabel führt zu den Messdatenerfassungsgeräten, auf die weiter unten eingegangen wird. An den Enden des Leiterzugs sind die Kabel für die Stromversorgung der Heizplatte angelötet. Insgesamt ist die Heizplatte mit einem Vergleichswiderstand, der einen praktisch temperaturunabhängigen Widerstandswert hat, und einer einstellbaren Konstantstromquelle in Reihe geschaltet. Bei eingeschalteter Stromquelle wird durch Messen der Spannung zwischen den Anschlüssen des Widerstands die Stärke des Stroms festgestellt, der die Heizplatte durchfließt. Wie weiter unten ausführlicher beschrieben wird, lassen sich damit durch Messen der Spannung zwischen Ein- und Ausgang für jedes Messfeld die elektrische Heizleistung und der Widerstand bestimmen, aus dem die aktuelle Temperatur errechnet werden kann. Der Zusammenhang zwischen dem Widerstand und der Temperatur der einzelnen Felder wird linear approximiert. Der Achsenabschnitt und die Steigung dafür sind nach dem Bau der Platte durch Kalibrierung in einem Klimaschrank festgestellt worden.

Die Heizplatte ist in eine waagerechte quadratische Prallplatte integriert, so dass die Heizseite nach oben zeigt und die Gesamtfläche der Anordnung deutlich größer ist als die der Heizplatte. Diese befindet sich nicht mittig darin, sondern so, dass ein Feld den Mittelpunkt der Gesamtfläche bildet, das jeweils eine Feldbreite von zwei Rändern der Heizplatte entfernt ist. Dementsprechend weit von der Mitte entfernt sind die äußersten Felder, so dass Wärmeübergangsmessungen über eine radiale Spanne von mehr als der halben Diagonalen der Heizplatte möglich sind, siehe Bild 4.2. Das zentrale Feld, in dessen Mitte sich der Staupunkt der Anordnung befindet, wird im Folgenden auch als Staufeld bezeichnet. Nach unten ist die Heizplatte durch eine Isolierschicht von der Umgebung getrennt, um den Wärmeübergang dorthin zu minimieren.

Im Laufe der Messungen hat sich gezeigt, dass die Wärmeleitung durch die Isolations-schicht unter der Heizplatte in den mittleren Feldern in guter Näherung als eindimensionale Leitung betrachtet und rechnerisch bestimmt werden kann. Jedoch stellt sich in den Randfeldern zwei- bzw. an den Ecken dreidimensionale Wärmeleitung ein, die – bezogen auf die Heizfläche – zu einer höheren Wärmestromdichte in die Isolierschicht hinein führt als bei eindimensionaler Wärmeleitung senkrecht zur Plattenoberfläche. Dementsprechend geringer ist der konvektiv abgeführte Anteil der elektrisch zugeführten Leistung und infolge dessen auch die Temperaturänderung, die durch eine Änderung der Anströmbedingungen eintritt, als in den Feldern, die gleich weit vom Staupunkt, aber weiter vom Rand der Platte entfernt liegen. Diese Mischform verschiedener Wärmeleitungsgeometrien lässt sich nicht mehr analytisch erfassen. Das ist jedoch die Voraussetzung dafür, dass die lokale Nußelt-Zahl korrekt aus der elektrisch zugeführten Leistung berechnet wird. Wenn sie unter der Annahme eindimensionaler Wärmeleitung senkrecht zur Plattenoberfläche bestimmt wird, was für die inneren Felder näherungsweise zutrifft, dann wird sie am Rand überschätzt, weil der Leitungsanteil, der bei der Berechnung von der zugeführten Leistung abgezogen werden muss, unterschätzt wird. Insbesondere wird seine Änderung und damit auch die entgegengesetzte Änderung des konvektiv abgeführten Anteils unterschätzt, wenn die Temperatur des Randfeldes – bei gleich bleibender Heizleistung – infolge eines Wechsels der Anströmbedingungen steigt oder fällt. Dadurch wird schließlich die Änderung der Nußelt-Zahl unterschätzt. Aus diesem Grund werden die 28 Randfelder bei den Messungen nicht berücksichtigt.

Die Platte ist mit einer mattschwarzen Lackschicht überzogen, wodurch sie thermische und optische Strahlung weitestgehend absorbiert und nur einen sehr geringen Teil reflektiert. Laut ihrer detaillierten Beschreibung in [1] hat ihre Oberfläche einen Emissionskoeffizienten $\varepsilon = 0,98$. Damit sollte die Analyse der Oberflächentemperaturen in höherer Auflösung als der der Messfelder durch den Einsatz einer Infrarotkamera erleichtert werden. Diese Eigenschaft hat sich aber auch als sehr hilfreich bei der Schaffung einer definierten Strahlungssituation erwiesen.

4.1.3 Anbauten

Durch den hohen Emissionskoeffizienten reagiert die Platte sehr sensibel auf thermische und optische Strahlung, was bei der Bewertung des konvektiven Wärmeübergangs berücksichtigt werden muss. Ein gängiges Verfahren besteht darin, die Temperatur der Umgebungsluft zu messen, die oft in guter Näherung der Temperatur der umgebenden Wände und Gegenstände entspricht, und damit die Strahlungsbilanz der Wärmeübertragungsfläche aufzustellen. Dieses Vorgehen hätte hier zu Verfälschungen geführt, weil sich der Versuchsstand in einem sehr großen Raum befindet, in dem nicht von einer näherungsweise einheitlichen Temperatur ausgegangen werden darf, und weil er mit der Beleuchtung und dem zeitweise direkten oder einfach reflektierten Sonnenlicht Strahlungsquellen ausgesetzt ist, deren Einfluss sich nicht in einer temperaturbezogenen Strahlungsbilanz wiederfindet. Zur Abhilfe wurde der Versuchsstand um eine Verschattung erweitert, die zur Platte einen Abstand von 25 Rohrdurchmessern hat. Sie besteht aus hellem Isolierschaum, so dass thermische Gegebenheiten, insbesondere die Strahlungsquellen auf der plattenabgewandten Seite möglichst wenig Einfluss auf die Temperatur der plattenzugewandten Seite haben. Diese Seite ist wie die Platte selbst mattschwarz gestrichen, so dass hier ebenfalls von einem Emissionskoeffizienten sehr

nahe bei 1 ausgegangen werden kann. Die Erstreckung der Verschattung ist so gewählt, dass keine Stelle im ausgewerteten Bereich der Messplatte in einem Winkel von mehr als 30° von der Umgebung außerhalb der Verschattung angestrahlt wird. Dadurch wird erreicht, dass die Einstrahlzahl der Platte bezüglich der unverschatteten Umgebung an keiner Stelle größer als 15% ist, und es wird vermieden, dass die Messplatte direkt von der Hallenbeleuchtung oder durch einfache Reflexion von der Sonne angestrahlt wird.

Unter der Annahme, dass die Temperatur an der Unterseite der Verschattung weitgehend homogen ist und sich wenig von der desjenigen Teils der Umgebung unterscheidet, der die Platte direkt anstrahlt, ist für eine Schätzung der von der Platte aufgenommenen Strahlungsleistung nur die Messung der Temperatur an einer Stelle an der Unterseite der Verschattung nötig.

Allerdings bedeutet der Anbau dieser Abdeckung einen Kompromiss hinsichtlich der Forderung, mit dem Versuchsstand eine möglichst unspezifische Konfiguration darzustellen, weil die eingehauste Wärmequelle eher einem konkreten Anwendungsfall ähnelt, bei dem der Abstand zwischen der Platte und der Abdeckung als weiterer Parameter aufgefasst werden kann. Bei sehr geringen Abständen darf sein Einfluss mit Sicherheit nicht vernachlässigt werden. Eine Überprüfung, ob er bei den hier gewählten Abmessungen schon eine Rolle spielt, hätte erfordert, dass jeglicher Strahlungseinfluss ausgeschlossen wird, was bislang nicht erfüllt werden konnte. Mit diesen Abmessungen wurde versucht, den Einfluss möglichst gering zu halten und gleichzeitig die Unsicherheit bezüglich der Strahlung auf ein annehmbares Maß zu reduzieren.

4.1.4 Mess- und Versuchssteuerungstechnik

Während der Experimente wurden alle gemessenen Größen von zwei Agilent-34970A-Messdatenerfassungssystemen aufgenommen und an einen PC weitergeleitet, in dem sie gespeichert und zum Teil zur Regelung des Luftmassenstroms verwendet wurden. Aus der Sicht

Tabelle 4-1: Während der Experimente aufgenommene Größen

Größe	Einheit	Sensor
Luftmassenstrom \dot{m}	kg/s bzw. l _n /min	Bronkhorst-Durchflussmessgerät zwischen dem TUHH-Druckluftanschluss und dem Puffer
Umgebungslufttemperatur t_{LU}	°C	0,5-mm-Mantelthermoelement nahe am Luftaustritt
Luftstrahltemperatur t_{LS}	°C	0,5-mm-Mantelthermoelement im Luftaustritt
Strahlungstemperatur t_S	°C	0,5-mm-Mantelthermoelement an der Unterseite der Verschattung
Temperatur der Plattenunterseite t_{unten}	°C	Folienwiderstandsthermometer an der Unterseite der Isolationsschicht
Elektrische Spannung im Vorwiderstand U_{VW}	V	Anschlüsse des Vorwiderstands
Elektrische Spannungen in den Messfeldern U_{TFi}	V	Ein- und Ausgänge der Messfelder

der Messdatenerfassungssysteme liefern alle Sensoren elektrische Spannungen. Bei einigen Sensoren lassen sich die gesuchten Größen aber so einfach daraus ableiten, dass die Umrechnung im Messdatenerfassungssystem erfolgen kann. Eine Übersicht über die gemessenen Größen und die zugehörigen Sensoren gibt Tabelle 4-1.

Die Thermoelemente sind nicht direkt an das Messdatenerfassungssystem angeschlossen, sondern an einen Thermoelementverstärker, der mit einer eigenen Vergleichsmessstelle ausgestattet ist. Er integriert die geringen Spannungen, die ein Thermoelement aufgrund einer Temperaturdifferenz zwischen seiner Spitze und seiner Anschlussstelle liefert, über einen Zeitraum von etwa einer Sekunde und wandelt den gleitenden Mittelwert in eine Spannung zwischen 0 V und 10 V um, die proportional zur Temperatur auf einer Skala von 0 °C bis 50 °C ist. Diese Werte wurden bei der Rücksprache mit dem Hersteller gewählt, weil die Ausgänge für die Luftstrahl- und die Umgebungslufttemperatur gleichzeitig an das Messdatenerfassungssystem und an den Ist- und den Sollwertanschluss des Reglers angeschlossen sind, der die Peltier-Elemente am MFRCS schaltet. Dadurch werden nicht nur allgemein die Schwierigkeiten umgangen, die aus der Messung einer Größe mit mehreren Sensoren entstehen, sondern es wird auch eine Zwei-Punkt-Kalibrierung des Reglers ermöglicht. Bei der Wahl einer Spannung als Eingangssignal erfordert der Regler die einmalige Eingabe der Temperaturen, die den Grenzen des Eingangsspannungsbereichs entsprechen, während er beim direkten Anschluss eines Temperatursensors nur eine Offset-Kalibrierung des Istwerts erlaubt, d.h. eine Anpassung des Achsenabschnitts der Funktion zur Umrechnung der Eingangsspannung in die Temperatur. Die zugehörige Steigung ist fest implementiert, und es hatte sich unter anderem gezeigt, dass sie nicht mit der Steigung übereinstimmt, die bei der Temperaturkalibrierung der Platte ermittelt worden war. Der Unterschied ist so groß, dass schon das tageszeitliche Driften der Umgebungstemperaturen zu Abweichungen in der gemessenen Temperatur führt, die nicht mehr hingenommen werden können.

Die Aufnahme, das Auslesen und die Speicherung werden durch ein Messdatenerfassungsprogramm gesteuert, das aus dem Vorgängerprojekt übernommen worden war. Im Laufe dieses Projekts wurde es an die veränderten Anforderungen angepasst. Insbesondere wurde es so erweitert, dass es durch Ansteuerung des Funktionsgenerators automatisch eine vorgegebene Abfolge von Strömungsszenarien erzeugt und dabei unter Zuhilfenahme der Ausgabe des Durchflussmessgeräts den mittleren Luftmassenstrom so regelt, dass er in allen Szenarien gleich ist.

Durch diesen Programmablauf ist es möglich, ohne die ständige Anwesenheit oder ein Eingreifen durch Versuchspersonal verschiedene Messreihen hintereinander durchzuführen. Von vollständig unbeaufsichtigten Versuchen, etwa nachts oder an Wochenenden, wurde aber aus Sicherheitsgründen abgesehen, weil von elektrisch beheizten Geräten immer eine gewisse Brandgefahr ausgeht. Diese Bedenken werden einerseits dadurch verschärft, dass es sich bei der Heizplatte um ein Einzelstück handelt, das sich kaum ersetzen lässt und u.a. deshalb keine Prüfung der tatsächlichen Gefährlichkeit zulässt, und andererseits dadurch, dass das MFRCS aus bisher ungeklärten Gründen den Luftmassenstrom gelegentlich komplett abschaltet, wodurch die Kühlung der Heizplatte aussetzt und dann doch ein Bedienereingriff erforderlich wird.

4.2 Ablauf und Auswertung einer Wärmeübertragungsmessung

Aus dem Versuchsaufbau und seiner Umgebung ergeben sich bestimmte Möglichkeiten und Anforderungen hinsichtlich des Ablaufs der Versuchsdurchführung und -auswertung.

4.2.1 Ablauf

Nach dem Einschalten der Anlage und der Einstellung von Heizstrom und mittlerem Luftmassenstrom wird die Platte etwa 1,5-2 Stunden lang stationär angeströmt, ohne dass gemessen werden muss. Diese Zeit benötigen das Massenstromsteuergerät, der Temperaturregler und die Messdatenerfassungsgerät, um eine stationäre Betriebstemperatur zu erreichen. Außerdem nähert sich währenddessen die Temperatur in der Isolationsschicht unter der Heizplatte einem stationären Zustand an. Das Messdatenerfassungsprogramm kann in dieser Phase laufen, um einerseits den Luftmassenstrom genau einzuregulieren und die Abweichung zu vermeiden, die eine Steuerung über das Potentiometer am MFRCs mit sich bringt, und um andererseits die Annäherung an einen stationären Zustand kontrollieren zu können. Die bis dahin aufgenommenen Messwerte werden in der Auswertung nicht berücksichtigt.

Ab dann werden Messungen zum Wärmeübergang abwechselnd bei verschiedenen Instationaritätsszenarien, d.h. Kombinationen aus Form und Frequenzen der Instationarität, und bei der stationären Referenzströmung durchgeführt. Außer dem Wechsel zwischen stationärer und instationärer Anströmung und den Instationaritätsszenarien bleiben alle Parameter gleich, insbesondere der Heizstrom und der mittlere Luftmassenstrom.

Zu jedem Instationaritätsszenario wird eine Messreihe aus 40 Einzelmessungen durchgeführt. Mit einer Einzelmessung ist hier die einmalige Abfrage aller aktiven Sensoren im Versuchstand gemeint. Diese Messreihen sind jeweils durch Messreihen bei der stationären Referenzströmung voneinander getrennt, um einerseits sicher zu stellen, dass die Änderung des Wärmeübergangs durch einen Wechsel von einer stationären zu einer instationären Strömung festgestellt wird und nicht die Änderung infolge eines Wechsels zwischen verschiedenen Instationaritätsszenarien (In der Vergangenheit haben sich diesbezüglich tatsächlich Unterschiede gezeigt.), und um andererseits Verfälschungen durch driftende Umgebungsbedingungen zu vermeiden. Aus Gründen, die im Einzelnen bisher noch nicht geklärt werden konnten, ändert sich durch langsame Änderungen der Umgebungsbedingungen im Laufe eines Messtages die Nußelt-Zahl bei stationärer Anströmung ebenfalls langsam. Daher darf die Nußelt-Zahl, die in einer Messreihe zu einem bestimmten Instationaritätsszenario ermittelt wird, nur auf stationäre Referenz-Nußelt-Zahlen bezogen werden, die sich in zeitlich unmittelbar benachbarten Messreihen ergeben haben, damit Fälle verglichen werden, die bis auf die Strömungssituation möglichst unverändert sind. Um den Wert anzunähern, den die Nußelt-Zahl bei stationärer Anströmung wahrscheinlich in der Zeit hätte, in der die jeweilige Messung bei instationärer Anströmung durchgeführt wird, und um die Wirkung von Ausreißern abzumildern, werden zur Berechnung der stationären Referenz-Nußelt-Zahl zu einem Instationaritätsszenario die Einzelmessungen der vorhergehenden und der nachfolgenden stationären Messreihen verwendet und auch vor der ersten und nach der letzten Messreihe bei instationärer Strömung eine Messreihe bei stationärer Strömung durchgeführt. Da somit erheblich mehr Einzelmessungen bei stationärer Strömung als bei jedem einzelnen Instationaritätsszenario vorliegen, bestehen die zugehörigen Messreihen nur aus 30 Einzelmessungen. Die ersten zehn Einzelmessungen jeder Messreihe werden als transiente Phase verworfen, weil sich in dieser

Zeit der Volumenstrom einregelt und in den einzelnen Feldern der Temperaturbereich erreicht wird, in dem die Temperaturen im weiteren Verlauf der Messreihe schwanken.

Die genannten Zahlen sind ein Kompromiss hinsichtlich der Zuverlässigkeit auf der einen Seite und der Anzahl der an einem Tag vermessenen Szenarien auf der anderen Seite. Jede Einzelmessung dauert normalerweise eine Minute. Damit dauert die Vermessung eines Szenarios inklusive der stationären Referenzmessung 70 Minuten. Zusammen mit der Warmlaufzeit der Anlage sind so an einem Messtag 6 Messungen möglich. Weiterhin wird jeder Messtag mindestens 2 Mal wiederholt, da sich gezeigt hat, dass sich die Messergebnisse für gleiche Szenarien an verschiedenen Tagen derart unterscheiden können, dass sich die Ergebnisse bestimmter einzelner Messtage als Ausreißer identifizieren lassen.

Die Dauer der Einzelmessung in der Größenordnung von einer Minute rührt daher, dass die beiden verwendeten Agilent-Messdatenerfassungssysteme die Messdaten nicht parallel, sondern nacheinander aufnehmen und von einem Messkanal zum nächsten schalten. Da alle ausgewerteten Messfelder an das eine Gerät angeschlossen sind und alle anderen Sensoren an das andere, ist es möglich, zeitgleich die Spannung in einem Feld und im Vorwiderstand zu messen. Dadurch wird der Einfluss möglicher niederfrequenter Schwankungen in der Stromstärke eliminiert, der auftreten könnte, wenn die Spannung im Vorwiderstand nur einmal pro Messung aufgenommen und dieser Wert zur Widerstands- und Leistungsberechnung für alle Felder verwendet werden würde. Die Messgeräte integrieren die Messwerte über eine einstellbare Zeit, um den Einfluss von Störungen durch elektromagnetische Wechselfelder und durch Spannungsschwankungen in der Stromversorgung zu minimieren. Probemessungen mit einem schwachen Heizstrom, bei denen für einzelne Felder verschiedene Integrationszeiten eingestellt waren und durch eine Abdeckung der Platte mit einer 30 mm starken Isolierschaumschicht dafür gesorgt worden war, dass sich Änderungen der Umgebungsbedingungen nur

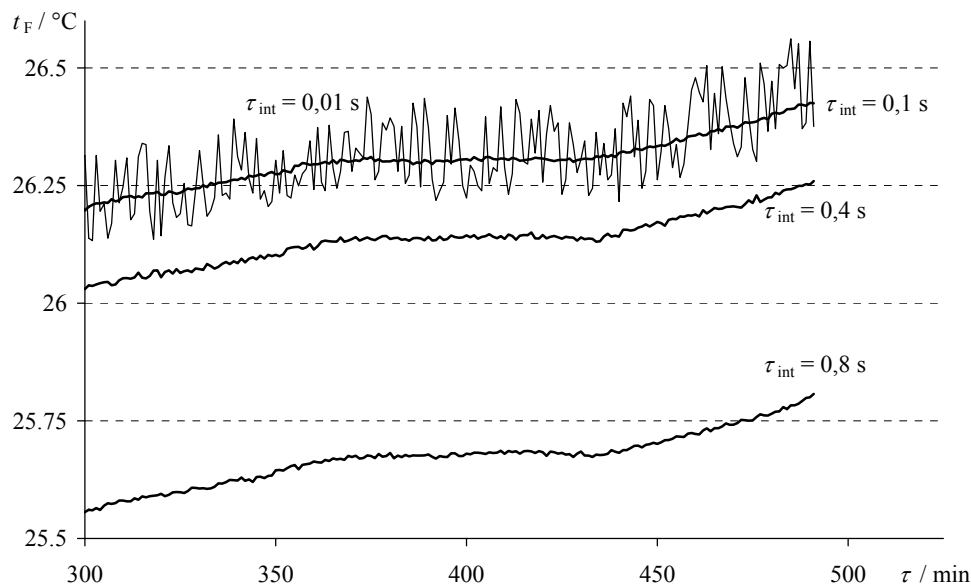


Bild 4.3: Verläufe der aus gemessenen Spannungen und Stromstärken berechneten Temperaturen bei verschiedenen Integrationszeiten für einzelne Felder bei bedeckter Platte und einem Heizstrom von 1 A. Die nahezu konstanten Abstände zwischen den Kurven sind auf die ungleichmäßige Dicke der Kupferbeschichtung der Platte zurückzuführen.

langsam auf die Temperatur der Felder auswirken konnten, haben ergeben, dass eine Integrationszeit von $\tau_{\text{int}} = 0,1$ s ausreicht, um die zufälligen Schwankungen der errechneten Temperaturen auf die Größenordnung von $0,01$ °C zu begrenzen, und dass längere Integrationszeiten in dieser Hinsicht keine Verbesserung bewirken, während bei einer Integrationszeit von $\tau_{\text{int}} = 0,01$ s kurzfristige Schwankungen der errechneten Temperatur um bis zu $0,2$ °C zu erkennen sind, siehe Bild 4.3.

Hier wird die einstellbare Integrationszeit jedoch außerdem dazu genutzt, um eine Verfälschung zu vermeiden, die bei instationärer Anströmung dadurch entstehen könnte, dass die Feldtemperatur der Änderung des Luftmassenstroms folgt und gerade zu einem Zeitpunkt gemessen wird, an dem sie stark vom Mittelwert abweicht. Weil dieser Effekt am ehesten in Staupunktnähe zu erwarten ist, beträgt die Integrationszeit bei den Spannungsmessungen für das Staufeld und die direkt angrenzenden Felder sowie für die Soll- und Ist-Temperatur der Luft $0,8$ Sekunden. Das entspricht genau einer Periode der Instationarität bei der niedrigsten verwendeten Frequenz. Für alle anderen Felder beträgt sie nur $0,4$ Sekunden, um die Dauer einer Einzelmessung auf eine Minute zu begrenzen.

Die Kombination aus relativ langer Integrationszeit und hoher Messfrequenz ist u.a. deshalb möglich, weil während einer Einzelmessung die Spannungen in den Randfeldern der Heizplatte wegen starker Randeffekte nicht abgefragt werden. Sie werden also nur für 36 und nicht für alle 64 Felder der Platte gemessen.

4.2.2 Auswertung

Das Messdatenerfassungsprogramm, das auf dem PC am Versuchsstand läuft und minutenweise die Messdaten des Versuchs aufnimmt, berechnet noch nicht die Nußelt-Zahlen oder die Instationaritätsfaktoren, sondern speichert nur die Messdaten in der Form ab, in der sie von den Agilent-Messdatenerfassungsgeräten aufgenommen werden. Bestimmte Messdaten, z.B. die Austrittstemperatur der Luft oder die Umgebungstemperatur, werden als solche gespeichert, andere, z.B. die Temperatur und die Heizleistung in einem Messfeld, sind implizit durch die Spannung zwischen dem Ein- und Austritt des Feldes und die zeitgleich gemessene Spannung zwischen den Anschlüssen des Vorwiderstands gegeben.

Mit Hilfe eines Makros werden diese Daten in eine Excel-Datei eingelesen, in der in mehreren Schritten die gesuchten Größen aus den Messwerten errechnet werden. Bei diesen Berechnungen muss auf die richtige Reihenfolge von einzelnen Rechenschritten und Mittelwertbildungen geachtet werden. Wie in den nachfolgenden Ausführungen zu sehen ist, gehen die verschiedenen Messwerte zum Teil in ausgeprägt nichtlinearen Verhältnissen in die Nußelt-Zahl ein. Deshalb hat eine Nußelt-Zahl, die aus den Mittelwerten der verschiedenen Messwerte gebildet wird, i.a. einen anderen Wert als der Mittelwert der Nußelt-Zahlen, die jeweils aus einem einzelnen Satz von Messwerten berechnet worden ist. Wie die verschiedenen Probenmessungen ergeben haben, ist der Zusammenhang zwischen den einzelnen Messgrößen und den protokollierten Messwerten nur sehr geringen Schwankungen unterworfen. Das bedeutet, dass der ausgeprägte Zeitverlauf der gemessenen Größen die veränderlichen, teils gezielt variierten, teils langsam driftenden und teils in geringerem Maße zufällig schwankenden tatsächlichen Verhältnisse hinsichtlich des Wärmeübergangs widerspiegelt, die in der Nußelt-Zahl quantifiziert werden. Somit ist sie die eigentliche Messgröße. Deshalb werden die lokalen und die integralen Temperaturen sowie Heiz- und Verlustleistungen und daraus die entsprechen-

den Nußelt-Zahlen zunächst für jede Einzelmessung bestimmt. Daraufhin werden die Nußelt-Zahlen über eine Reihe von Messungen bei gleicher Strömungssituation gemittelt und dafür die Messunsicherheiten bestimmt.

Um den Einfluss der verschiedenen Instationaritätsszenarien auf den konvektiven Wärmeübergang zu bewerten, werden dann die für jedes Szenario gebildeten Mittelwerte mit denen für die korrespondierenden stationären Strömungssituationen verglichen und die Instationaritätsfaktoren gebildet.

Diese Werte werden für jedes Feld einzeln, als radial verteilte Größen in Abhängigkeit vom Abstand zum Staupunkt und als integrale Größen für bestimmte Teilbereiche der Messplatte bestimmt. Da einerseits die Abmessungen eines Feldes fast die gleiche Größenordnung haben wie die der gesamten ausgewerteten Fläche und andererseits in erster Näherung angenommen wird, dass ein Wert, der für ein Feld bestimmt worden ist, dem lokalen Wert im Mittelpunkt des Feldes entspricht, müsste streng genommen nicht von lokalen, sondern von quasi-lokalen Werten gesprochen werden. Diese Unterscheidung wird im Folgenden nicht mehr getroffen, weil die quasi-lokale Verteilung die beste verfügbare Annäherung an die tatsächliche lokale Verteilung darstellt.

Zur Bestimmung der Nußelt-Zahlen und der Nußelt-Zahl-Verhältnisse als radial verteilte Größen in Abhängigkeit vom Abstand zum Staupunkt werden die Felder mit gleichem Abstand vom Staupunkt zusammengefasst und die Mittelwerte der zuvor berechneten lokalen Nußelt-Zahlen gebildet. An dieser Stelle wird die Mittelung der lokalen Nußelt-Zahlen als zulässig angesehen, da es sich um räumlich statt zeitlich verteilte Einzelmessungen einer Größe handelt, nämlich der Nußelt-Zahl bei einem bestimmten Abstand vom Staupunkt, die unter Annahme eines radialsymmetrischen Strömungsfeldes bei jeder Messung den gleichen Wert haben bzw. nur statistisch schwanken sollten. Tatsächlich werden bei jeder Messung für verschiedene Felder gleichen Abstands unterschiedliche Werte gemessen, was teils durch zufällige Variationen im Strömungsfeld, teils aber auch systematisch bedingt, jedoch kaum korrigierbar ist, etwa aufgrund von Abweichungen bei der Herstellung und der Kalibrierung der einzelnen Messfelder oder einer unbeabsichtigten Asymmetrie im Versuchsaufbau.

Als integrale Größen werden die Nußelt-Zahlen und die Instationaritätsfaktoren für quadratische Teilbereiche aus 9 bzw. 25 Messfeldern der Messplatte bestimmt, in deren Mittelpunkten der Staupunkt liegt. Durch diese Zusammenfassungen soll näherungsweise der integrale Wärmeübergang zwischen der Anströmung und gleichmäßig beheizten Flächen der entsprechenden Geometrie bestimmt werden, es soll also der Fall nachgestellt werden, dass nur eine mittlere Oberflächentemperatur und eine mittlere Wärmestromdichte bekannt ist. Daraus ist eine integrale Nußelt-Zahl für den gesamten Flächenausschnitt zu bilden, auf dem eine räumliche Verteilung der Wärmestromdichte und der Temperatur nicht nur durch statistische Schwankungen bedingt, sondern prinzipiell zu erwarten ist. Deshalb müssen hier im Gegensatz zu oben nicht die Mittelwerte der Nußelt-Zahlen der beteiligten Einzelfelder, sondern zunächst die mittleren bzw. integralen Ausgangswerte für jede dieser Flächen bestimmt und daraus die integralen Nußelt-Zahlen berechnet werden.

Die Nußelt-Zahl wird für jedes Feld und jede Messung aus der konvektiven Wärmestromdichte, dem Rohrdurchmesser als charakteristischer Länge, der lokalen aktuellen Wärmeleitfähigkeit und der Differenz zwischen der aktuellen Feldtemperatur und der Strahltemperatur berechnet:

$$\text{Nu}_{\text{TFi}} = \frac{\dot{q}_{\text{konv,TFi}} \cdot D}{\lambda_{\text{TFi}} \cdot (t_{\text{TFi}} - t_{\text{LS}})} \quad (4.1)$$

Die Strahltemperatur liegt für jede Einzelmessung als Zahlenwert in der Messwertdatei vor. Die Temperaturen der Messfelder werden wie im Folgenden beschrieben aus den zugehörigen Messwerten bestimmt:

Aus den Spannungen zwischen den Polen der einzelnen Messfelder werden die Widerstandswerte R_{TFi} der Felder berechnet. Dazu muss der Strom I bekannt sein, der sich nach dem Ohmschen Gesetz aus der Spannung zwischen den Anschlüssen des Vorwiderstands errechnet:

$$I = \frac{U_{\text{VW}}}{R_{\text{VW}}} \quad (4.2)$$

Damit wird für jedes Feld für jede Einzelmessung der aktuelle Widerstandswert berechnet:

$$R_{\text{TFi}} = \frac{U_{\text{TFi}}}{I} \quad (4.3)$$

Daraus werden die Temperaturen der Felder, genauer gesagt die mittleren Temperaturen der Kupferleitung in den Feldern bestimmt. Dazu dient der lineare Ansatz für die Temperaturabhängigkeit des Widerstands:

$$R(t) = R_0(1 + \alpha \cdot (t - t_0)) \quad (4.4)$$

Mit der Bezugstemperatur $t_0 = 0^\circ\text{C}$ und den Widerstandsgrund- und Beiwerten aus dem Parameterblatt lässt sich dieser Zusammenhang für jedes Feld und jede Messung nach der gesuchten Temperatur t_{TFi} auflösen:

$$t_{\text{TFi}} = \frac{R_{\text{TFi}} - R_{0\text{TFi}}}{\alpha_{\text{TFi}} \cdot R_{0\text{TFi}}} \quad (4.5)$$

Hiermit werden auch die mittleren Temperaturen für die Flächen aus 3x3- und 5x5-Feldern errechnet. Da der Staupunkt im Feld 50 und damit in einer Ecke des ausgewerteten Bereichs der Messplatte liegt, müssen für die Mittelwerte der 3x3- und 5x5-Fläche „fiktive“ Messfelder berücksichtigt werden. Dazu werden die korrespondierenden Felder auf der gegenüberliegenden Seite des Staupunkts doppelt bzw. vierfach in die Rechnung einbezogen.

Die Temperatur eines Einzelfeldes oder einer Teilfläche geht nicht nur direkt in die Nußelt-Zahl ein, sondern auch auf unterschiedliche Weise indirekt. Zum einen beeinflusst sie die Wärmeleitfähigkeit der Luft. Sie wird hier nach einem Verfahren berechnet, das im Rahmen des Vorgängerprojekts entwickelt wurde [1]. Dabei wird davon ausgegangen, dass die lokale Temperatur des Wandstrahls in etwa mittig zwischen derjenigen der Plattenoberfläche und der Umgebungstemperatur liegt.

Deshalb wird deren arithmetischer Mittelwert $t_{\text{Tfi,Mittel}}$ in die quadratische Approximation

$$\lambda_{\text{Tfi}} = \left(-0,0000000386 \cdot \frac{t_{\text{Tfi,Mittel}}^2}{\text{°C}^2} + 0,000075888 \cdot \frac{t_{\text{Tfi,Mittel}}}{\text{°C}} + 0,02418651 \right) \frac{\text{W}}{\text{mK}} \quad (4.6)$$

eingesetzt, um die lokale bzw. mittlere aktuelle Wärmeleitfähigkeit λ_{Tfi} der Luft über jedem Feld und über der 3x3- und der 5x5-Fläche zu bestimmen.

Hier werden die Werte für die größeren Flächen ebenfalls nicht aus denen der zugehörigen Messfelder gemittelt, sondern wie für die Einzelfelder aus den mittleren Temperaturen berechnet. Damit wird auch hier versucht, die Berechnung der Nußelt-Zahlen für die Flächen so zu handhaben, als sei tatsächlich nur die mittlere Temperatur gegeben. Da die Temperatur an dieser Stelle quadratisch in die Rechnung eingeht, würde die Mittelwert-Bildung aus den Nußelt-Zahlen der Einzelfelder andere Ergebnisse liefern als das gewählte Verfahren.

Außerdem muss die lokale Temperatur bei der Berechnung der Dichte des konvektiv abgeführten Wärmestroms berücksichtigt werden, die sich aus der flächenbezogenen Differenz zwischen der elektrischen Heizleistung einerseits und der Wärmestrahlungsbilanz sowie dem durch Leitung zur Unterseite der Platte abgeführten Wärmestrom andererseits ergibt.

Die elektrische Leistung, die zwischen den Polen eines Messfelds dissipiert wird, lässt sich direkt aus den Messwerten berechnen. Sie ist das Produkt aus der Spannung zwischen den Polen und der Stromstärke:

$$P_{\text{el,Tfi}} = U_{\text{Tfi}} \cdot I \quad (4.7)$$

Die Wärmestrahlungsbilanz wird bei jeder Messung zwischen jedem Feld und der Verschattung gebildet. Dabei wird die Verschattung als unendlich ausgedehnte schwarze Fläche behandelt, d.h. für den Emissionsgrad ε wird (wie für die Platte) der Wert 1 angenommen und der Strahlungsaustausch durch den Spalt zwischen den Rändern der Platte und der Verschattung (bzw. der dadurch entstehende Fehler) vernachlässigt. Dies wird einerseits geometrisch gerechtfertigt, weil die Einstrahlzahlen für die Strahlung der Verschattung und den einzelnen Messfeldern zwischen 85% und 87% liegen, die der Umgebung also maximal 15% betragen, wobei die Strahlung von der Verschattung nahezu senkrecht auf die Platte trifft und die aus der Umgebung in relativ flachen Winkeln, bei denen wegen der rauen Oberfläche der Platte von geringeren gerichteten Emissions- bzw. Absorptionsgraden ausgegangen werden kann. Andererseits wird angenommen, dass die Temperaturdifferenz zwischen der Verschattung und den Teilen der Umgebung, die direkten Sichtkontakt mit der Plattenoberfläche haben, so klein, dass ihr Einfluss unter den eben genannten geometrischen Aspekten vernachlässigt werden kann. Direkter Energieaustausch mit Strahlungsquellen wie Lampen und mit Flächen, die unmittelbar von der Sonne angestrahlt werden, wird vollständig unterbunden.

Mit diesen Bedingungen errechnet sich die Wärmestrahlungsleistung bezogen auf die Fläche zu

$$\dot{q}_{\text{S,Tfi}} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{\text{Tfi}}^4 - T_{\text{S}}^4). \quad (4.8)$$

Die Temperatur t_{S} der Verschattung liegt für jede Einzelmessung in der Messwertdatei vor, ihr Zahlenwert wird für die Berechnung der Strahlungsbilanz ebenso wie derjenige der Feldtemperatur um den Wert des Nullpunkts der Celsius-Skala auf den der absoluten Temperatur T_{S} bzw. T_{Tfi} ergänzt.

Bei den Verlusten zur Plattenunterseite wird von eindimensionaler Wärmeleitung ausgegangen. Aus der Temperaturdifferenz zwischen jedem Messfeld und dem Widerstandsthermometer an der Unterseite des Versuchsstands wird die flächenbezogene Wärmeleitung durch das Substrat der Heizplatte und die darunter liegende Hartschaumschicht ermittelt:

$$\dot{q}_{\text{Leitung,TFi}} = \frac{(t_{\text{TFi}} - t_{\text{unten}})}{\lambda_{\text{Substrat}} \cdot d_{\text{Substrat}} + \lambda_{\text{Hartschaum}} \cdot d_{\text{Hartschaum}}} \quad (4.9)$$

Die Dichte des konvektiv abgeführten Wärmestroms in jedem Messfeld wird ermittelt, indem die elektrische Leistung durch die Messfeldfläche A_{TF} geteilt und vom Ergebnis die Strahlungs- und Leitungsdichte abgezogen wird:

$$\dot{q}_{\text{konv,TFi}} = \frac{P_{\text{el,TFi}}}{A_{\text{TF}}} - \dot{q}_{\text{S,TFi}} - \dot{q}_{\text{Leitung,TFi}} \quad (4.10)$$

Auch hier muss auf die richtige Reihenfolge bei der Mittelwertbildung für die Flächen aus 3x3- und 5x5-Feldern geachtet werden. Sie ist unproblematisch hinsichtlich der Frage, ob zuerst die Dichte des konvektiv abgeführten Wärmestroms für alle beteiligten Felder aufsummiert und dann die Summe durch die Anzahl der Felder geteilt oder zuerst der konvektiv abgeführte Wärmestrom durch die betrachtete Fläche und dann sein Quotient mit der Größe der Fläche berechnet wird, da die Fläche aller Messfelder gleich groß ist, sie also bei der Mittelwertbildung ausgeklammert werden könnte. Jedoch darf der Mittelwert nicht gebildet werden, bevor der konvektiv abgeführte Anteil der Heizleistung isoliert worden ist, weil sein Anteil an der Gesamtheizleistung in den einzelnen beteiligten Feldern abhängig vom Abstand zum Staupunkt prinzipiell unterschiedliche Werte aufweisen muss. Dass keine Proportionalität zwischen den einzelnen Anteilen der Gesamtheizleistung zu erwarten ist, geht weiterhin daraus hervor, dass die lokale Oberflächentemperatur bzw. ihre Differenz zur Umgebungstemperatur in die flächenspezifische Strahlungsleistung in vierter Potenz eingeht, in die Leitungsverluste zur Plattenunterseite in einfacher Potenz und in die Gesamtleistung nur in einem Zusatzterm, der größenordnungsmäßig unterhalb des Grundwerts liegt, siehe (4.4).

Aus den Nußelt-Zahlen, die für jede Einzelmessung innerhalb einer Messreihe zu einem bestimmten Instationaritätsszenario gewonnen wurden, wird der Mittelwert gebildet. Er wird als Nußelt-Zahl für das Instationaritätsszenario betrachtet. Für den stationären Referenzfall wird der Mittelwert aus den Nußelt-Zahlen gebildet, die bei der vorhergehenden und der nachfolgenden stationären Vergleichsmessung aufgetreten sind.

Aus diesen beiden Mittelwerten wird der Instationaritätsfaktor Λ für das jeweilige Instationaritätsszenario berechnet:

$$\Lambda = \frac{\overline{\text{Nu}}_{\text{instationär}}}{\overline{\text{Nu}}_{\text{stationär}}} \quad (4.11)$$

Im Gegensatz zu (3.1) erscheint $\overline{\text{Nu}}_{\text{stationär}}$ hier auch als Mittelwert, weil es aus streuenden Messwerten gewonnen wird, während es dort einen Wert beschreibt, der bei stationären Randbedingungen keinen zeitlichen Schwankungen unterliegen sollte und der hier durch den Mittelwert angenähert wird.

Neben den Nußelt-Zahlen werden für jede Einzelmessung aus den entsprechenden Messwerten und den festen Größen der aktuelle Volumenstrom, die über den Rohrquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit, durch quadratische Approximation die Prandtl-Zahl und die kine-

matische Viskosität und daraus die Reynolds-Zahl sowie ggf. die Strouhal-Zahl des austretenden Luftstroms berechnet und für jede Messreihe gemittelt.

Da jede Messreihe an verschiedenen Tagen wiederholt wurde, liegen zu jedem Instationaritätsszenario und für jede gesuchte Größe mehrere, i.a. leicht unterschiedliche Werte vor. Der letztlich gültige Wert ist der Mittelwert aller einzelnen Werte, sofern es sich nicht im Einzelfall offensichtlich um Ausreißer handelt oder innerhalb der einzelnen Messreihe eine übermäßige Streuung aufgetreten ist.

4.2.3 Anmerkungen zur Fehlerbetrachtung

Bei der Betrachtung der Unsicherheit der quantitativen Vergleichsergebnisse werden nur zufällige Fehler berücksichtigt, da einerseits das Verhältnis zwischen den Messwerten bei stationären und instationären Randbedingungen gesucht ist, bei dem sich systematische Fehler weitestgehend herauskürzen, und andererseits systematische Fehler zum großen Teil schwer erfasst, im Fall der Kalibrierung der Platte nicht einmal geschätzt werden können. Zwar trägt die Unsicherheit der Temperaturmessung mit der Platte nach [1] nur 0,003 K bei einer Wahrscheinlichkeit von 99,9 %, aber damit ist offenbar die Streuung der Messwerte bei der Kalibrierung gemeint. Über die Qualität der Kalibrierung, z.B. über die Homogenität der Temperaturverteilung und die Genauigkeit der Temperaturmessung im verwendeten Klimaschrank, wird dort keine Aussage gemacht.

Zur Bestimmung der statistischen Unsicherheit kommen die bewährten Methoden zur Schätzung von Messfehlern und ihrer Fortpflanzung zum Einsatz. Als Maß für die Unsicherheit der Einzelmessung wird die Standardabweichung S_i der n Messwerte x_{ik} zu einer Messgröße x_i in einer Messreihe gemäß der allgemeinen Definition der Streuung geschätzt:

$$S_i = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left(\sum_{k=1}^n x_{ik}^2 - \frac{1}{n} \left(\sum_{k=1}^n x_{ik} \right)^2 \right)} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \left(\sum_{k=1}^n x_{ik}^2 - n \cdot \bar{x}_i^2 \right)}. \quad (4.12)$$

Die Instationaritätsfaktoren werden aus den Mittelwerten der Messwerte einer Messreihe gebildet. Die Unsicherheit dieser Mittelwerte ist naturgemäß kleiner. Sie wird nach [25] durch den Vertrauensbereich quantifiziert, der sich aus der Streuung ergibt, indem sie noch einmal durch die Wurzel der Anzahl der beteiligten Werte geteilt wird:

$$E_{\bar{x}_i P(c)} = \pm \frac{c}{\sqrt{n}} \cdot S_i. \quad (4.13)$$

An dieser Stelle geht die Fehlerschranke c in die Berechnung ein, deren Wert von der Anzahl der Messwerte und der gewünschten Wahrscheinlichkeit abhängt, mit der der Mittelwert um weniger als den Betrag des Vertrauensbereichs vom tatsächlichen Wert abweichen soll. Für eine Wahrscheinlichkeit $P = 68,3 \%$, mit der ein Messwert bei einer Gauß'schen Verteilung um weniger als die Standardabweichung vom tatsächlichen Wert abweicht, hat die Fehlerschranke bei $n = 20$ Messungen nach [26] einen Wert $c = 1,03$; je höher die Anzahl der Messungen ist, desto näher liegt er bei 1. Da hier sowohl bei den Instationaritätsszenarien als auch bei den stationären Vergleichsmessungen mindestens 20 Messungen pro Messreihe verwertet werden, wird die Fehlerschranke in Anlehnung an die gängige Praxis zu 1 gerundet.

Aus den Vertrauensbereichen oder den Streuungen der Messwerte kann die Unsicherheit der Instationaritätsfaktoren, die im Laufe eines Messtags ermittelt werden, gemäß der Fehlerfortpflanzungsrechnung ebenfalls als Vertrauensbereich berechnet werden:

$$E_{a\Lambda P(c)} = \sqrt{(E_{a\bar{x}_1 P(c)})^2 + (E_{a\bar{x}_2 P(c)})^2 + \dots} = \frac{c}{\sqrt{n}} \sqrt{\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial x_1} S_{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial x_2} S_{x_2}\right)^2 + \dots} \quad (4.14)$$

Wie bei der Mittelwertbildung muss bei der Betrachtung der Ergebnisstreuung genau definiert sein, welche Größen als schwankungsbehaftete Messgrößen in die Berechnung eingehen sollen, also an welcher Stelle in der oben beschriebenen Berechnungskette Werte verknüpft werden, deren Schwankungen nur wenig korrelieren und die wesentliche Unsicherheit im Messablauf bilden. Das müssen und vielfach können nicht die eigentlichen protokollierten Messwerte sein. Für die einzelnen Felder sind das die Spannungen zwischen ihren Ein- und Ausgängen und die jeweils zeitgleich gemessene Spannung zwischen den Anschlüssen des Vorwiderstands. Die Auswirkung zufällig auftretender Störungen auf diese Spannungen durch i.a. hochfrequent oszillierende äußere elektromagnetische Felder ist durch die relativ langen Integrationszeiten weitgehend eliminiert.

Bei den Verhältnissen zwischen diesen Spannungen einerseits und der Stromstärke und dem Widerstand eines Felds andererseits sind dann keine feststellbaren zufälligen Schwankungen zu erwarten, ebenso wenig bei der Relation zwischen dem Widerstand und der Temperatur eines Felds. Die Schwankungen der aus den Spannungen berechneten Werte für die Temperaturen und die Heizleistungen spiegeln also im Wesentlichen die tatsächlichen Schwankungen dieser Größen wider. Diese sind sehr eng korreliert, da eine Änderung der Heizleistung bei gleich bleibenden äußeren Bedingungen zu einer Änderung der Temperatur führt und eine von Außen aufgeprägte Änderung der Temperatur über die gleichzeitige Änderung des Widerstands eine Änderung der Heizleistung bewirkt, wenn der Heizstrom gleich bleibt. Für langsame – quasistatische – Änderungen ist die Korrelation in der Definition der Nußelt-Zahl formuliert, die abgesehen vom Einfluss der Strahlung und der Leitung durch die Plattenunterseite gleich bleiben sollte, auch wenn die Heizleistung oder die Lufttemperatur langsam variiert wird, solange die Strömungssituation gleich bleibt. Schwankungen der Nußelt-Zahl sind demnach entweder die Folge schneller Änderungen der Heizleistung oder der Lufttemperatur, was durch den Versuchsaufbau weitestgehend vermieden wird, oder sie resultieren aus Änderungen der Strömungssituation, was sowohl in tatsächlich auftretenden Schwankungen des Luftmassenstroms als auch in unkontrollierbaren Luftströmungen in der Versuchshalle begründet sein kann. Damit ist die Nußelt-Zahl die schwankungsbehaftete Messgröße, deren Streuung statistisch erfasst und in die Berechnung der Streuung der gesuchten Größe, des Instationaritätsfaktors, eingebracht werden kann.

Eine Besonderheit liegt bei der Mittelung der aktuellen Nußelt-Zahlen mehrerer Felder mit jeweils gleichem Abstand vom Staupunkt für jede Einzelmessung vor. Sie sollten theoretisch untereinander gleich groß sein, haben aber immer leicht unterschiedliche Werte. Einerseits unterscheiden sie sich systematisch, ohne dass sich eine klare Aussage machen ließe, welcher Wert jetzt der beste oder der schlechteste im Sinne der Erfassung des tatsächlichen Werts wäre. Durch die Mittelung wird dieser von den Ursachen her kaum erfassbare systematische Fehler wahrscheinlich verringert. Andererseits ist bei ihren statistischen Fluktuationen eine gewisse Korrelation nicht auszuschließen, da die zugrunde liegenden Messungen kurz hinter-

einander innerhalb einer Einzelmessung stattfinden, während sich die Fluktuationen der Strömungssituation möglicherweise über die Dauer einer oder mehrerer Einzelmessungen erstrecken. Deshalb werden diese Mittelwerte über jeweils 1, 2 oder 4 lokale aktuelle Nußelt-Zahlen bei der Fehlerbetrachtung selbst als Messwerte und nicht als Funktionen von mehreren Einzelmesswerten betrachtet; d.h. die Streuung dieser Mittelwerte wird für jede Messreihe aus der Reihe der Mittelwerte selbst bestimmt und nicht aus den Streuungen der Werte für die einzelnen zusammengefassten Felder berechnet. Damit würde man nämlich bei starker Korrelation der Messwerte der Felder innerhalb einer Messung einen um etwa die Wurzel des Kehrwerts der Anzahl der zusammengefassten Felder zu kleinen Wert erhalten, weil dann die Abweichung des Messwerts vom Erwartungswert bei einer einzelnen Messung für alle beteiligten Felder nach Betrag und Vorzeichen ähnlich und somit die Streuung des Mittelwerts nahezu gleich der Streuung des Werts für jedes einzelne Feld ist. Sollten jedoch derart schnelle Fluktuationen der Versuchsbedingungen auftreten, dass die Messwerte für die einzelnen Felder mit gleichem Staupunkt Abstand im Grenzfall unabhängig voneinander schwanken, dann wird die Streuung um den eben genannten Faktor überschätzt, was hier lieber als eine Unterschätzung in Kauf genommen wird.

Bei der Schätzung der Unsicherheit der Instationaritätsfaktoren stellen sich die eben beschriebenen Probleme nicht, da sie aus gleichartigen Messwerten berechnet werden, die aus zeitlich getrennten Messungen stammen und für die deshalb keine wesentliche Korrelation zu erwarten ist.

Die so gewonnenen Informationen zur Unsicherheit für einzelne Messtage bzw. Messreihen wurden genutzt um zu entscheiden, ob ihre Ergebnisse überhaupt verwendet werden. Dabei gab es kein starres Kriterium, der Vertrauensbereich musste grundsätzlich deutlich kleiner als $\Lambda - 1$ sein, soweit die Λ -Kurve nicht gerade die Einslinie schnitt.

Die Fehlerbalken, die in den nachfolgenden Λ -Diagrammen erscheinen, stellen die Streuung der Ergebnisse zwischen den einzelnen Messtagen dar. Diese Streuung ist in den meisten Fällen deutlich größer als der Vertrauensbereich, der sich nach (4.14) für eine einzelne Messreihe errechnet.

5 Wärmeübertragungsmessungen

Hier werden zunächst die Ergebnisse der Wärmeübertragungsmessungen vorgestellt und phänomenologisch, d.h. nur in Bezug auf das Eingangssignal interpretiert, um die Instationaritätsszenarien zu identifizieren, die einen besonderen Einfluss auf den Wärmeübergang haben. Es wird noch nicht danach gefragt, inwieweit sich ein Signal im Strömungsfeld über der Platte wiederfindet, und ob sich dort eventuell sekundäre Effekte einstellen, die möglicherweise zum Einfluss einer Signalform auf den Wärmeübergang beitragen. Diese Fragen sind Gegenstand von Kapitel 1. Dabei liegt dann der Schwerpunkt auf den Szenarien, die sich hier als besonders einflussreich erwiesen haben.

Nach den Vorüberlegungen in Kapitel 1 ist zu erwarten, dass der Einfluss der Instationarität auf den Wärmeübergang von ihrer Frequenz abhängig ist. Frühere Studien, z.B. [9] und [11], haben diese Erwartung prinzipiell bestätigt und bei verschiedenen Frequenzen unterschiedliche Auswirkungen auf den Wärmeübergang festgestellt, wobei der Zusammenhang nicht monoton ist.

Zunächst konzentrieren sich die Untersuchungen auf die Auswirkungen der unterschiedlichen Signalformen in einem Standardszenario, d.h. es wird neben der Signalform nur die Frequenz variiert. In diesem Standardszenario bleiben folgende Parameter unverändert:

- Das Rohr, das an das MFRCS angeschlossen ist, hat einen Durchmesser $D = 15$ mm. Er bildet die charakteristische Länge in allen weiteren Betrachtungen.
- Das Rohr ist $l = 500$ mm lang, das Verhältnis der Länge zum Durchmesser ist also $l/D \approx 33$.
- Der Abstand des Austritts des Luftstrahls ins Freie zur Platte beträgt $z = 45$ mm, für den mit dem Rohrdurchmesser entdimensionierten Abstand gilt also $z/D = 3$. Dieser Wert liegt in dem Bereich, in dem er sich bei vergleichbaren Studien befindet.
- Der Heizstrom ist auf 4 A eingestellt, was in den äußeren Feldern der Heizplatte je nach Umgebungstemperatur zu einer Oberflächentemperatur $t_F \approx 60$ °C führt.
- Der mittlere Luftmassenstrom beträgt 76,5 l_n/min nach DIN 1343 bzw. unter Labor-Normbedingungen 83,5 l_n/min; das ist in SI-Einheiten $\dot{m} \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ kg/s und führt zu einer Reynolds-Zahl $Re \approx 7450$. Mit dieser und der zuvor genannten Einstellung wird die Versuchsanlage quasi in einer der äußeren Ecken des Parameterraums betrieben, um den Einfluss von veränderlichen Umgebungsbedingungen zu minimieren.
- Aus ähnlichen wie den eben genannten Gründen wird die relative Amplitude auf $S_0 = 1$ festgelegt, d.h. auf ihren Maximalwert, da der Luftmassenstrom im Ventil keine negativen Werte annehmen kann.

Wenn im Folgenden von Standardbedingungen oder Standardwerten bestimmter Parameter die Rede ist, dann sind damit diese Werte gemeint. Bei allen Experimenten unter Standardbedingungen beträgt die niedrigste verwendete Frequenz $f_{\min} = 1,25$ Hz, jede weitere verwendete Frequenz ist doppelt so groß wie die nächstkleinere, und die höchste Frequenz ist $f_{\max} = 40$ Hz.

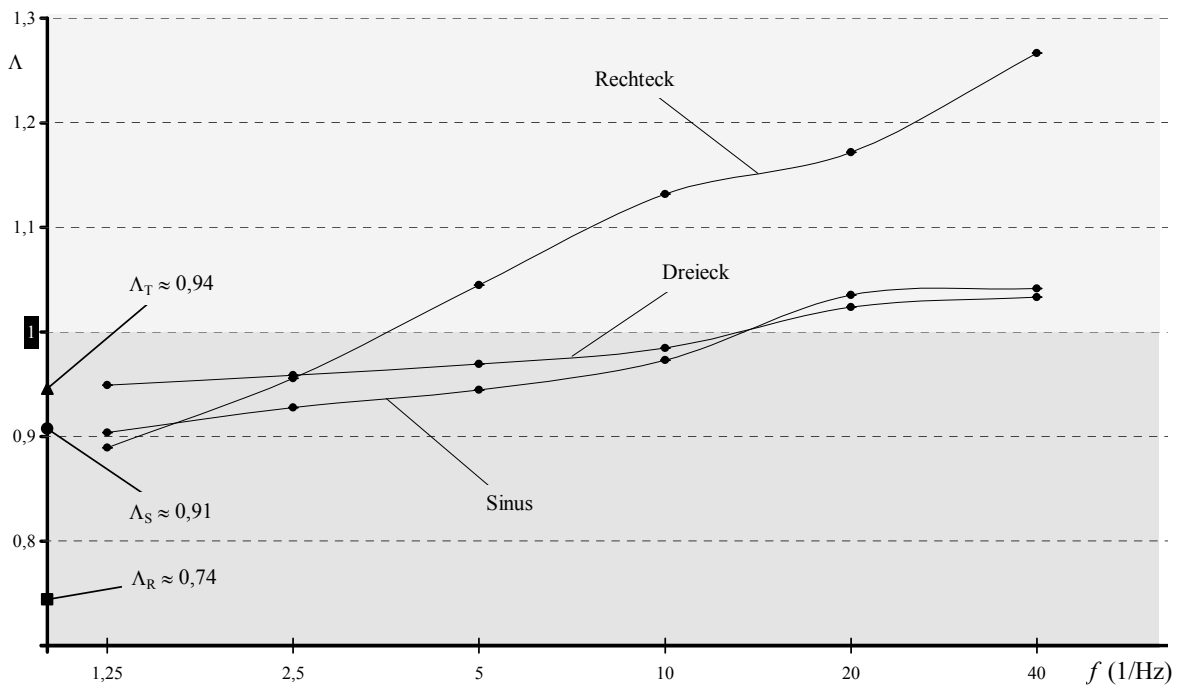


Bild 5.1: Frequenzgang des Instationaritätsfaktors im Stauffeld bei verschiedenen Instationaritätsformen unter Standardbedingungen

Um den Einfluss der einzelnen Instationaritätsszenarien als Abweichungen vom stationären Referenzfall aufzuzeigen, werden die Ergebnisse hier nicht als Nußelt-Zahlen in Abhängigkeit von den verschiedenen Parametern dargestellt, sondern in Form der Instationaritätsfaktoren. Definitionsgemäß liegt die Grenze für den qualitativen Unterschied zwischen einer Verschlechterung und einer Verbesserung des Wärmeübergangs bei $\Lambda = 1$. Deshalb ist in den nachfolgenden Diagrammen der Bereich unterhalb der Linie durch diesen Wert dunkelgrau und der Bereich darüber hellgrau hinterlegt.

5.1 Auswirkung der Instationarität im Stauffeld

In Bild 5.1 ist zu sehen, wie sich verschiedene Instationaritätsformen im Stauffeld bei zunehmender Frequenz auf den Wärmeübergang auswirken.

Wie zu erwarten war, zeigt sich eine Abhängigkeit des Instationaritätsfaktors von der Frequenz. Für alle Signalformen steigt er annähernd monoton mit der Frequenz an. Der Verlauf der Kurve ist für das Rechtecksignal dabei deutlich steiler als für die Signale mit ausschließlich schrägen Flanken, und der Anstieg scheint sich monoton über den betrachteten Frequenzbereich hinaus fortzusetzen, während er beim Sinussignal und beim Dreiecksignal bei den höchsten Frequenzen abflacht. Für diese beiden Signalformen liegt der Wechsel von einer Verschlechterung zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs zwischen der dritten und der vierten Verdoppelung der Grundfrequenz, während er für das Rechtecksignal zwischen der ersten und der zweiten Verdoppelung stattfindet.

Bei niedrigen Frequenzen liegt der Instationaritätsfaktor entsprechend der quasistatischen Betrachtung in Abschnitt 3.2.1 unterhalb von 1. Für die Signale mit ausschließlich schrägen Flanken nimmt er bei der niedrigsten Frequenz jeweils fast genau den Wert an, der dort angegeben wurde. Beim Rechtecksignal liegt er noch deutlich oberhalb davon, der steile Anstieg

mit zunehmender Frequenz lässt aber einen ähnlichen Abfall bei fallenden Frequenzen bis in die Nähe des nach der quasistatischen Betrachtung erwarteten Werts erwarten.

5.2 Auswirkung der Instationarität bei harmonischem Signalverlauf

In Bild 5.2 ist der integrale Instationaritätsfaktor bei sinusförmiger Instationarität für drei verschieden große Quadrate, in deren Mitte der Staupunkt liegt, über der Frequenz bei Standardversuchsbedingungen aufgetragen.

Hier deutet sich an, dass sich der Anstieg des Instationaritätsfaktors mit der Frequenz nicht beliebig fortsetzt, sondern sich verlangsamt (3x3-Feld), stagniert (Staufeld) oder sich sogar in einen Abfall in Richtung des erwarteten Endwerts umkehrt (5x5-Feld). Auffällig ist der Sprung bei der Verdoppelung der Frequenz von 10 Hz auf 20 Hz, nachdem die Instationaritätsfaktoren bis dahin näherungsweise logarithmisch mit der Frequenz ansteigen. Dieser Sprung lässt sich allerdings auch als Überhöhung eines insgesamt logarithmischen Anstiegs interpretieren.

Die Kurven für die verschieden großen Staupunktumgebungen verlaufen weder parallel noch ähnlich in dem Sinne, dass das Verhältnis des Abstands zweier Kurven zu dem Abstand zwischen einer der Kurven und irgendeiner Bezugslinie gleich bleibt. Stattdessen schneidet die Kurve für das Staufeld die beiden anderen an verschiedenen Stellen; und deren Schnittpunkt untereinander ist außerhalb des Messbereichs zu vermuten. Offenbar liegt eine ausgeprägte räumliche Verteilung des lokalen Instationaritätsfaktors vor. In Bild 5.3 zeigt sich, dass sie sich nicht auf die Umgebung des Staupunkts beschränkt.

Bei der niedrigsten Frequenz ist ein nahezu monotoner Anstieg zu beobachten, so dass damit ab etwa dem 15-fachen des Rohrdurchmessers vom Staupunkt entfernt offenbar eine Verbesserung oder zumindest keine Verschlechterung des Wärmeübergangs mehr auftritt. Bei der

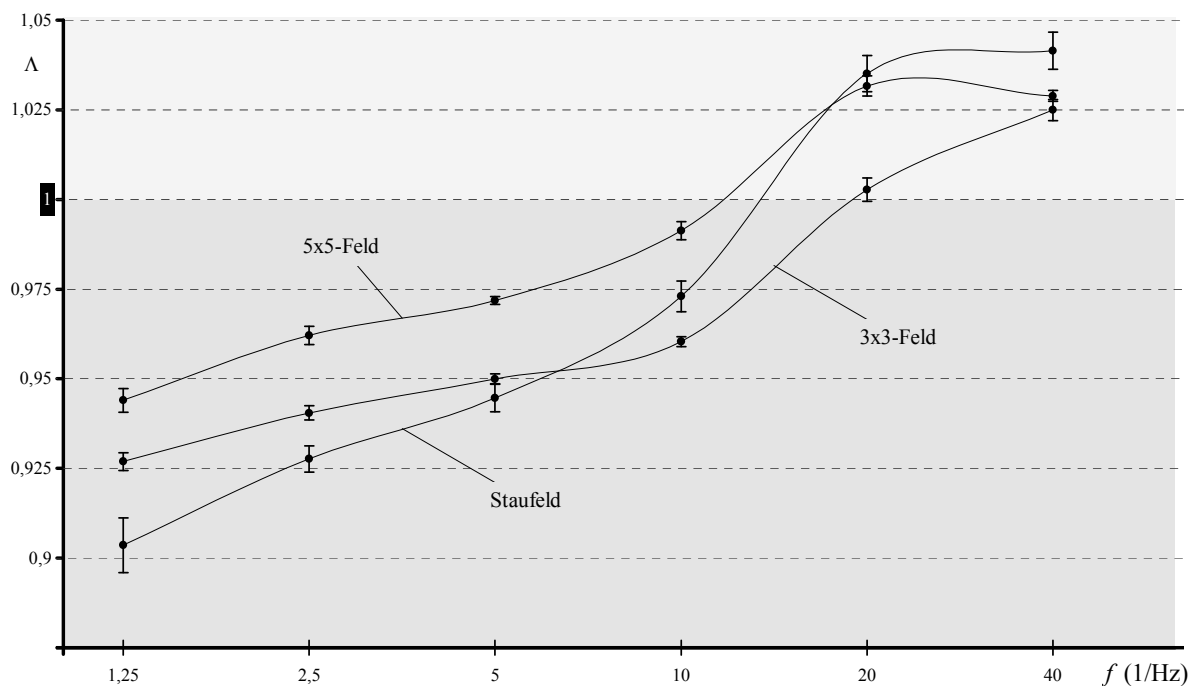


Bild 5.2: Frequenzgang des integralen Instationaritätsfaktors auf verschiedenen Flächenausschnitten bei sinusförmiger Instationarität unter Standardbedingungen

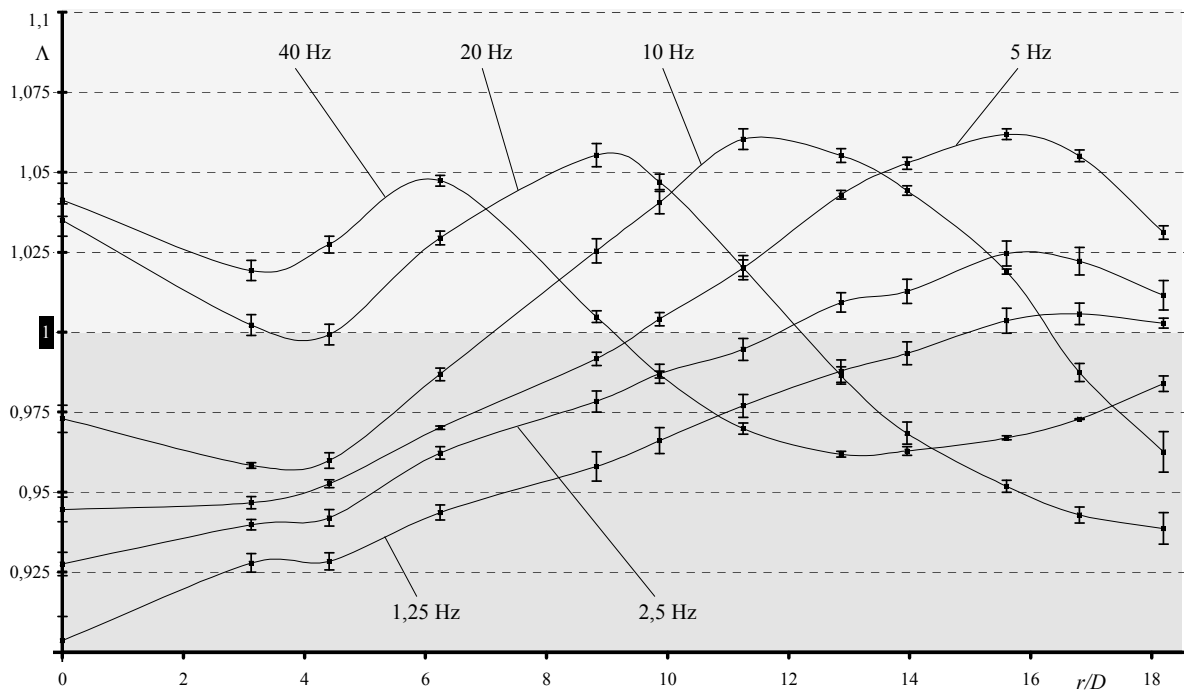


Bild 5.3: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal mit verschiedenen Frequenzen unter Standardbedingungen

doppelten Frequenz ist der Verlauf ähnlich, aber nach oben verschoben, d.h. an der eben genannten Stelle zeichnet sich eine erkennbare Verbesserung des Wärmeübergangs ab. Bei einer weiteren Verdoppelung der Frequenz bildet sich dort ein Maximum des Verlaufs aus, wobei eine lokale Verbesserung des Wärmeübergangs um etwa 6 % erreicht wird. Dieser Wert wird bei weiter steigenden Frequenzen nicht mehr übertroffen, stattdessen wandert das Maximum in Richtung des Staupunkts. Jenseits des Maximums fällt der Instationaritätsfaktor auf Werte unter 1 ab, dort tritt also wieder eine Verschlechterung des Wärmeübergangs ein.

Zwischen dem lokalen Maximum und dem Staupunkt bildet sich bei den höheren Frequenzen ein Minimum aus, weil im Staupunkt der Instationaritätsfaktor mit der Frequenz stärker als in seiner unmittelbaren Umgebung steigt. Der Wert dieses Minimums steigt ebenfalls mit der Frequenz, so dass für jede Frequenz der Verlauf zwischen dem Staupunkt und einer Stelle hinter dem Maximum oberhalb des Verlaufs für die nächstkleinere Frequenz liegt, d.h. dass bis zu der Stelle und der jeweiligen Frequenz eine monotone Verbesserung des Wärmeübergangs mit steigender Frequenz vorliegt.

5.3 Auswirkung von Signalsprüngen

Wie in Bild 5.1 zu sehen ist, ist der Anstieg des Instationaritätsfaktors mit der Frequenz bei rechteckförmiger Instationarität erheblich steiler als bei dem Sinus- und dem Dreiecksignal. Es unterscheidet sich von den beiden einerseits durch die steilen Flanken und andererseits durch die größere integrale Abweichung.

5.3.1 Sprunghaft steigende und fallende Flanke

Bild 5.4 zeigt die räumliche Verteilung des Instationaritätsfaktors bei rechteckförmiger Instationarität und steigenden Frequenzen. Bei diesem Signal verbessert sich der Wärmeüber-

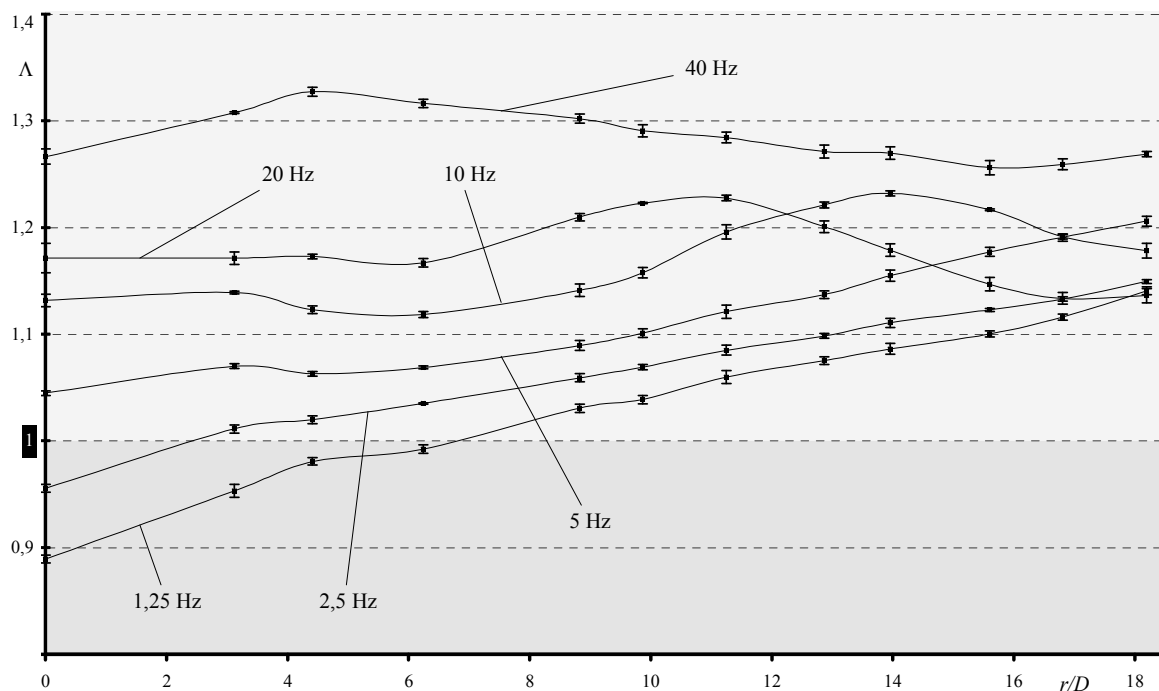


Bild 5.4: Radialer Verlauf von Λ beim Rechtecksignal mit verschiedenen Frequenzen unter Standardbedingungen

gang nicht nur im Staupunkt, sondern im Wesentlichen auf der ganzen Platte mit steigender Frequenz. Bei den unteren Frequenzen steigt der Instationaritätsfaktor im ausgewerteten Bereich monoton mit dem Abstand zum Staupunkt, und schon bei der niedrigsten Frequenz wird etwa ab dem Sechsfachen des Rohrdurchmessers eine Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber dem stationären Fall erreicht.

Bei den höheren Frequenzen bilden sich wie beim Sinussignal teilweise überschneidende Verläufe mit ausgeprägten Maxima. Außerdem bleibt der Wert des Instationaritätsfaktors anders als beim Sinussignal auch jenseits des jeweiligen Maximums deutlich über 1, und zwischen dem Staupunkt und dem Maximum gibt es kein so deutliches bzw. bei der höchsten Frequenz überhaupt kein Minimum. Dadurch liegt hier im gesamten Bereich zwischen dem Staupunkt und dem jeweiligen Maximum ein noch eindeutigerer monotoner Anstieg mit der Frequenz vor als beim Sinussignal.

Bei der höchsten Frequenz liegt der Verlauf vollständig oberhalb derer, die sich bei geringeren Frequenzen ergeben haben. Außerdem liegt das Maximum relativ nahe am Staupunkt und ist im Vergleich zu den nächstkleineren Frequenzen schwach ausgeprägt. Insgesamt stellt der Verlauf bei der höchsten Frequenz nicht so eine klare Fortsetzung der Entwicklung bei den kleineren Frequenzen dar wie beim Sinus. Dabei wird auf der ganzen Platte eine lokale Verbesserung des Wärmeübergangs um mindestens 25 % und stellenweise um über 30 % gegenüber dem stationären Fall erreicht.

Angesichts dieser Unterschiede zu den Auswirkungen einer sinusförmigen Instationarität stellt sich die Frage, welcher der Unterschiede zwischen den Signalen selbst den wesentlichen Einfluss hat. Deshalb wird versucht, die einzelnen Unterschiede, zumindest die beiden steilen Flanken, möglichst isoliert zu betrachten.

5.3.2 Sanft steigende und sprunghaft fallende Flanke

Um den Einfluss der plötzlich fallenden Flanke zu untersuchen, werden zwei Signale verwendet, die eine möglichst harmonisch bzw. möglichst flach verlaufende steigende Flanke aufweisen. Sie sind in Bild 5.5 dargestellt.

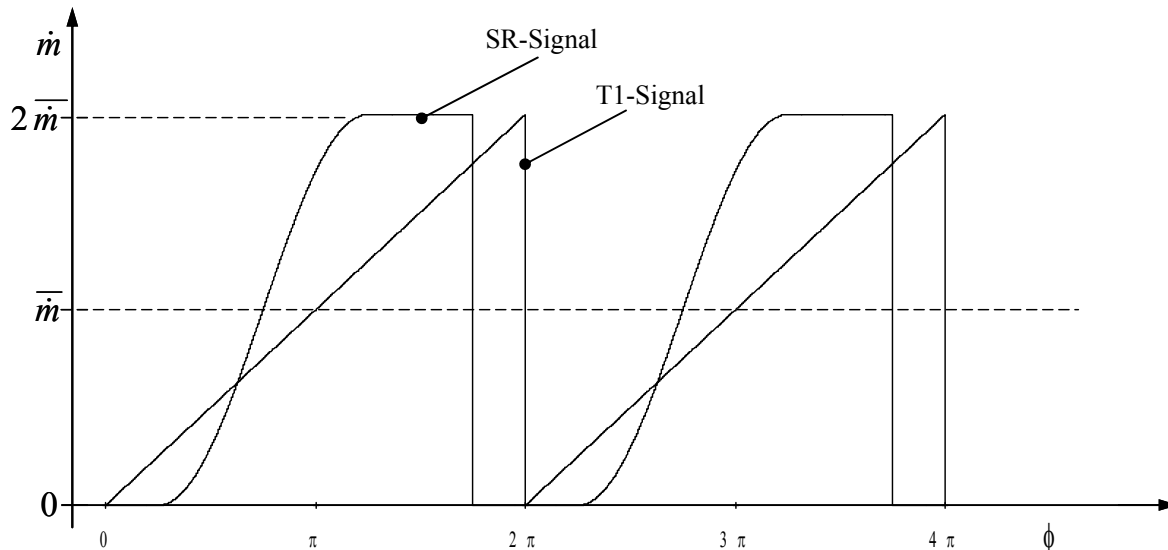


Bild 5.5: Zwei Perioden der Signale mit isolierter steil fallender Flanke

Das Signal, das hier als SR-Signal bezeichnet wird, zeichnet sich dadurch aus, dass in der steigenden Halbphase genau dem Sinus- und in der fallenden Halbphase genau dem Rechtecksignal entspricht. Der Anteil am über die Phase integrierten Signalverlauf ist für die beiden Teilsignale gleich groß. Die integrale Abweichung vom Mittelwert liegt genau zwischen der des Sinus- und der des Rechtecksignals. Vor und nach dem Signalsprung verharrt das Signal für eine Viertelphase auf seinem Extremwert.

Das andere Signal ist ein einfaches steigendes Rampensignal. Jedes andere denkbare Signal mit der gleichen Frequenz und Amplitude hat an mindestens einer Stelle im Verlauf einer Phase eine größere Steigung an der steigenden Flanke, d.h. dieses Signal eliminiert in optimaler Weise den Einfluss der steigenden Flanke. Es hat eine erheblich geringere integrale Abweichung als das Rechtecksignal, sie ist gleich der des Standarddreiecksignals. Aus Sicht der Versuchssteuerungsanlage ist es ein Dreieckssignal mit der Spitze bei der Phasenlage $\Phi = 1$, deshalb wird es im Folgenden als T1-Signal bezeichnet.

An den Verläufen des Instationaritätsfaktors, die mit diesen beiden Signalen bei verschiedenen Frequenzen ermittelt worden sind, zeigt sich in Bild 5.6 und Bild 5.7, dass die fallende Flanke offenbar einen großen Anteil an der Verbesserung des Wärmeübergangs durch das Rechtecksignal hat. Bei beiden Signalen wird ähnlich wie beim Rechtecksignal überwiegend eine relativ große Verbesserung des Wärmeübergangs erreicht, die beim SR-Signal insgesamt noch größer ist als beim T1-Signal. Auch die qualitativen Verläufe sind außer in der Stauzone und bei der höchsten Frequenz untereinander sehr ähnlich. Die Lage der räumlichen Maxima des Instationaritätsfaktors bei höheren Frequenzen ist bei beiden Signalen fast gleich, wobei sie etwas näher am Staupunkt liegen als beim Rechtecksignal, aber deutlich weiter entfernt davon als beim Sinussignal. Prinzipiell besteht bei beiden Signalen die Tendenz zur Verbesse-

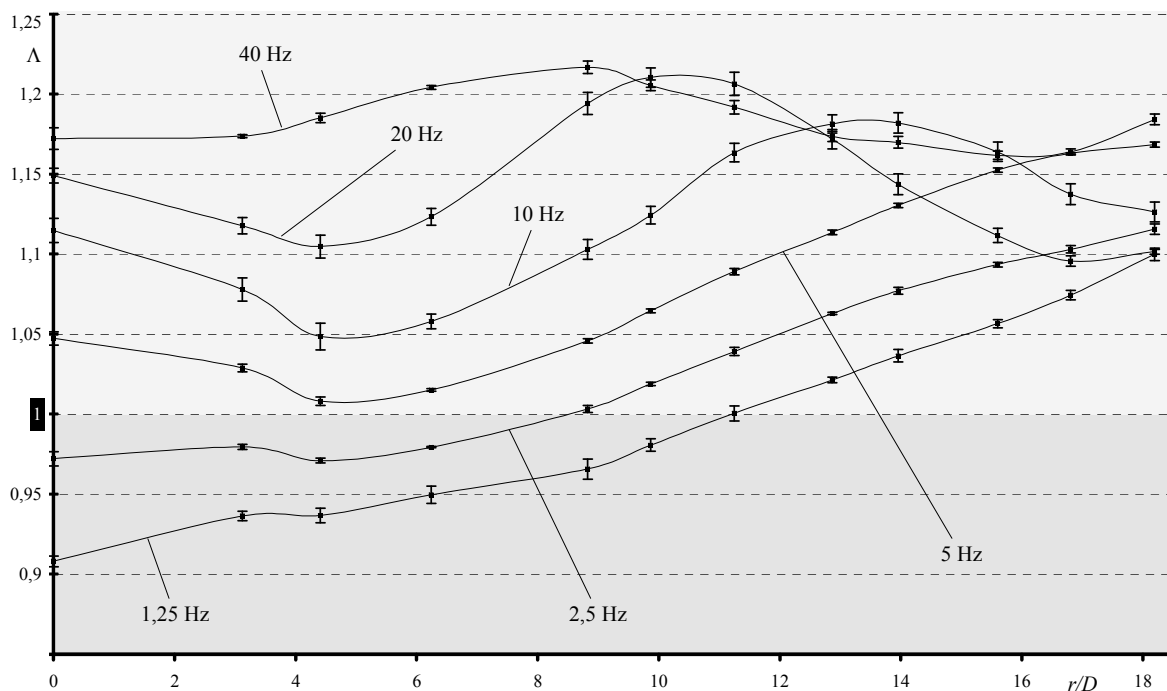


Bild 5.6: Radialer Verlauf von Λ beim SR-Signal mit steigenden Frequenzen unter Standardbedingungen

zung des Wärmeübergangs mit steigender Frequenz. Zwar überschneiden sich auch bei diesen beiden Signalen die Verläufe des Instationaritätsfaktors für verschiedene Frequenzen im äußeren Bereich, so dass dort bedingt durch die mit der Frequenz wandernden Maxima lokal höhere Werte des Instationaritätsfaktors bei niedrigeren Frequenzen auftreten können, aber die Werte der Maxima steigen mit der Frequenz – was beim Rechtecksignal so nicht beobachtet worden ist –, und auf der dem Staupunkt zugewandten Seite eines Maximums gibt es ebenfalls keine Überschneidung mit einer Kurve, die zu einer geringeren Frequenz gehört.

Der Vergleich der Kurven für die beiden Signalformen gibt auch Hinweise auf die Auswirkung der integralen Abweichung, die beim SR-Signal größer ist als beim T1-Signal: Im Staupunkt und seiner unmittelbaren Umgebung ist sie bei niedrigen Frequenzen offenbar abträglich für den Wärmeübergang, denn in dieser Kombination werden beim T1-Signal Verbesserungen und beim SR-Signal Verschlechterungen des Wärmeübergangs erreicht. Dagegen wirkt sie in der weiteren Umgebung und bei höheren Frequenzen anscheinend förderlich, denn dann nimmt der Instationaritätsfaktor beim SR-Signal höhere Werte an als beim T1-Signal. Hier ist jedoch noch nicht auszuschließen, dass die im Vergleich zum T1-Signal stellenweise relativ steile steigende Flanke des SR-Signal ebenfalls zur größeren Verbesserung des Wärmeübergangs beiträgt.

Beim Schritt von der zweithöchsten auf die höchste Frequenz scheint der Einfluss der integralen Abweichung drastisch zurückzugehen und der der steilen Flanke in ähnlichem Maße überproportional zuzunehmen, denn bei diesem Schritt steigt die Auswirkung des T1-Signals auf der ganzen Platte auf Werte, wie sie auch beim SR-Signal bei der höchsten Frequenz erreicht werden. Bei dem SR-Signal bilden die Werte bei der höchsten Frequenz die Fortsetzung der Entwicklung, die sich bei den tieferen und mittleren Frequenzen abzeichnet. Die offenbare Zunahme der Bedeutung der steil fallenden Flanke und die Abnahme der Bedeu-

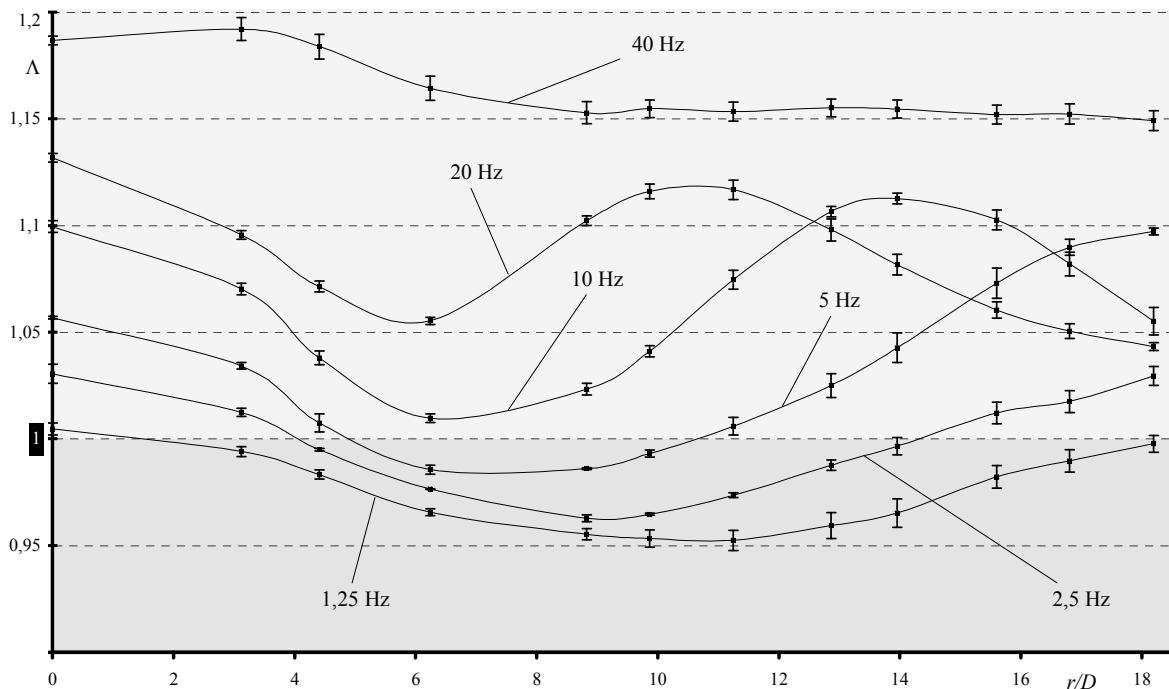


Bild 5.7: Radialer Verlauf von Λ beim T1-Signal mit steigenden Frequenzen unter Standardbedingungen

tung der integralen Abweichung gleichen sich für das SR-Signal anscheinend weitgehend aus, während beim T1-Signal mit seiner kleinen integralen Abweichung die Bedeutung der steilen Flanke hervortritt. Der starke Anstieg der Bedeutung der steil fallenden Flanke bei Verdoppelung der Frequenz von 20 Hz auf 40 Hz rührt möglicherweise daher, dass die Sprünge bei der höchsten Frequenz so dicht aufeinander folgen, dass sie sich gegenseitig beeinflussen.

Dagegen ist die Erklärung für den qualitativen Unterschied zwischen der Wirkung des T1-Signals bei 20 Hz und der bei 40 Hz wahrscheinlich nicht in der rampenförmig steigenden Flanke zu suchen, denn sie ist bei 40 Hz zwar doppelt so steil wie bei 20 Hz, aber auch genauso steil wie die steigende Flanke des symmetrischen Dreiecksignals bei einer Frequenz von $f = 20$ Hz. Bei dem Szenario ist jedoch kein derartiger qualitativer Unterschied zu dem mit gleicher Instationaritätsform und halber Frequenz beobachtet worden.

Bei den niedrigsten Frequenzen scheint die steil fallende Flanke in mittlerer Entfernung vom Staupunkt sogar einen ungünstigen Einfluss auf den Wärmeübergang zu haben, denn dort wird beim T1-Signal eine Verschlechterung des Wärmeübergangs um bis zu 5 % beobachtet. Sie kann nicht auf die integrale Abweichung zurückzuführen sein, denn dann müsste dort beim SR-Signal eine noch ausgeprägtere Verschlechterung vorliegen. Stattdessen liegt der Instationaritätsfaktor beim SR-Signal sehr nahe bei oder über 1, die dort abträgliche Wirkung der steil fallenden Flanke wird also durch die dort bereits förderliche Wirkung der integralen Abweichung kompensiert.

5.3.3 Sprunghaft steigende und sanft fallende Flanke

Analog zur eben beschriebenen Untersuchung werden hier zwei Signale verwendet, bei denen die steigende Flanke durch einen Sprung gebildet wird, um dann in dem einen Fall über den Verlauf der Phase linear abzufallen, so dass jetzt jedes andere Signal gleicher Frequenz

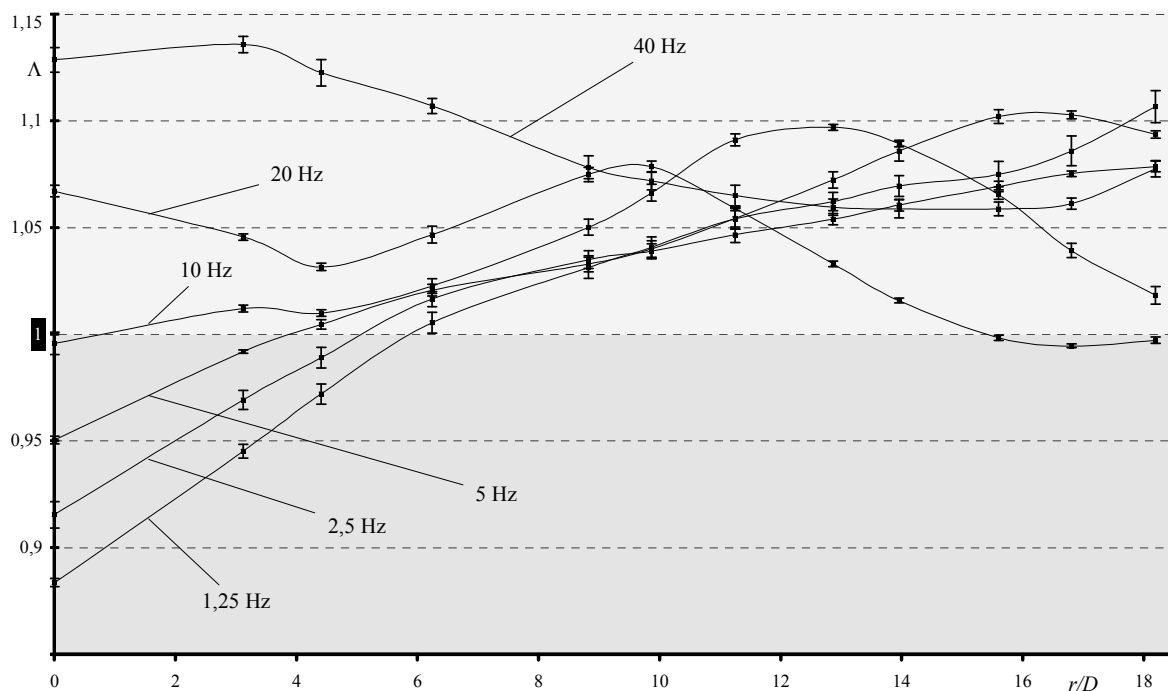


Bild 5.8: Radialer Verlauf von Λ beim RS-Signal mit steigende Frequenzen unter Standardbedingungen

und Amplitude an mindestens einer Stelle der Phase einen steileren Abfall aufweisen muss. Da es sich hier um ein Dreieckssignal mit der Spitze bei der Phasenlage $\Phi = 0$ handelt, wird es als T0-Signal bezeichnet. Im anderen Fall besteht die Halbphase mit dem Anstieg aus einem Sprung vom kleinsten auf den größten Wert und jeweils einem Verharren auf diesem Wert für eine Viertelphase vor und nach dem Sprung, während die Halbphase mit dem Abfall durch den entsprechenden Teil eines Sinussignals dargestellt wird. Es wird hier als RS-Signal bezeichnet. Diese beiden Signale stellen also Spiegelungen der in Bild 5.5 dargestellten Signale dar.

Auch bei den Verläufen des Instationaritätsfaktors bei diesem Signal in Bild 5.8 ist eine gewisse Ähnlichkeit mit denen bei Signalen mit plötzlich fallender Flanke auszumachen, was auf den ersten Blick die Aussagen im vorherigen Abschnitt relativiert. Jedoch ist jetzt, abgesehen von der Stauzone, die Verbesserung des Wärmeübergangs mit zunehmender Frequenz nicht mehr so deutlich, und es werden insgesamt nicht so hohe Werte des Instationaritätsfaktors erreicht wie beim SR-Signal, weshalb der steil fallenden Flanke allgemein ein größerer förderlicher Einfluss auf den Wärmeübergang zugemessen wird als der steil steigenden. Der Instationaritätsfaktor steigt allerdings in der Umgebung des Staupunkts bei niedrigen Frequenzen mit zunehmendem Staupunktastand steiler an als beim SR-Signal.

Weiterhin fällt auf, dass die Maxima der Verläufe für 5 Hz, 10 Hz und 20 Hz in etwa dort liegen, wo sie auch beim Sinussignal liegen, also näher am Staupunkt als bei allen Signalen mit steil fallenden Flanken.

Beim T0-Signal sind zwar ebenfalls mit steigender Frequenz zum Staupunkt hin wandernde Maxima auszumachen, die näher an der Stelle liegen, an der sie bei Signalen mit steil fallenden Flanken auftreten, als an der, wo sie sich beim RS-Signal befinden. Aber außer in der Stauzone und bei der höchsten Frequenz liegen eher Verschlechterungen als Verbesserungen

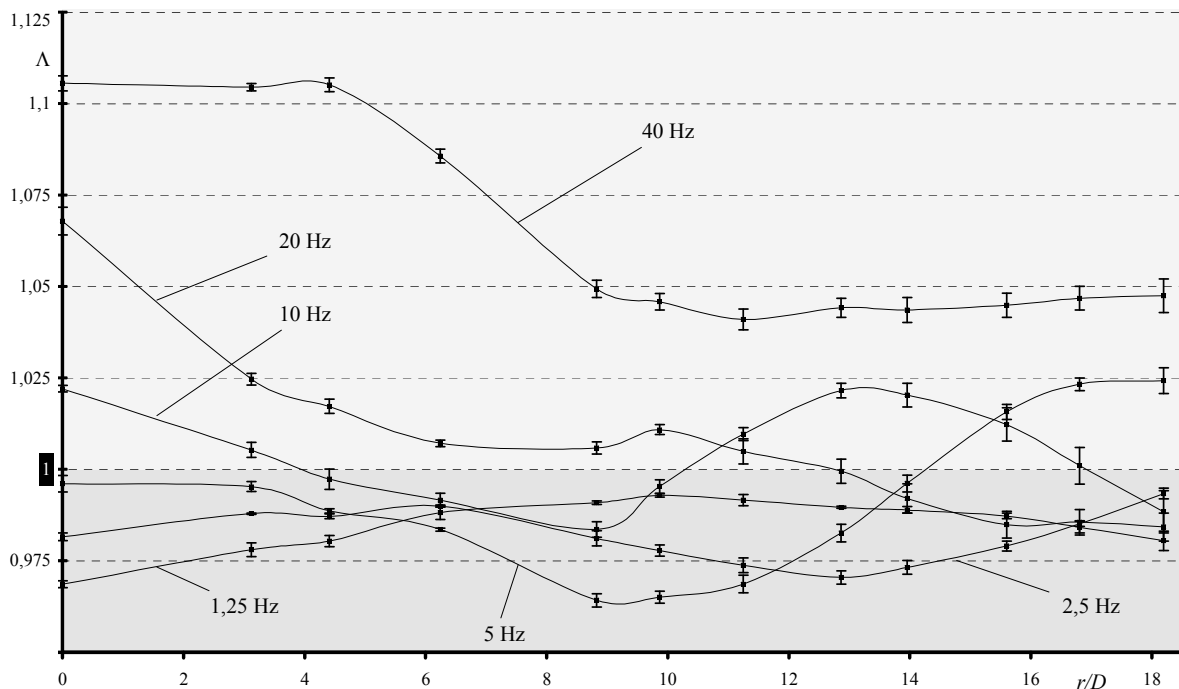


Bild 5.9: Radialer Verlauf von Λ beim T0-Signal mit steigenden Frequenzen unter Standardbedingungen

des Wärmeübergangs vor, dabei sind die Änderungen in beide Richtungen mit höchstens etwa 3 % sehr gering. Die Werte sind außerhalb der Stauzone durchweg kleiner als beim RS-Signal; offensichtlich hat die integrale Abweichung auch in Verbindung mit der steil steigenden Flanke einen förderlichen Einfluss auf den Wärmeübergang außerhalb der Stauzone. Bei der höchsten Frequenz führt das T0-Signal ähnlich wie das RS-Signal zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs um über 10 % in der Stauzone und um etwa 5 % weiter außen. Wie beim T1-Signal werden durch den Schritt von 20 Hz auf 40 Hz eine durchgängige Verbesserung des Wärmeübergangs und eine qualitative Änderung des Λ -Verlaufs gegenüber den niedrigeren Frequenzen erreicht. Deshalb kann auch hier eine gegenseitige Beeinflussung der schnellen aufeinander folgenden Signalsprünge als Ursache vermutet werden. Aus den gleichen Gründen wie beim T1-Signal kann die mit der Frequenzverdoppelung einhergehende Verdoppelung der absoluten Steilheit der schrägen Flanke nicht zur Erklärung herangezogen werden.

Der förderliche Einfluss integralen Abweichung ist bei der steil steigenden Flanke möglicherweise schon für die mittleren Frequenzen nicht so ausgeprägt wie bei der steil fallenden Flanke, weil einerseits meistens nicht ganz so große Unterschiede zwischen den Λ -Verläufen für das RS- und das T0-Signal bestehen wie zwischen denen für das SR- und das T1-Signal und sich andererseits beim RS-Signal eine ähnliche allgemeine Steigerung des Instationaritätsfaktors beim Schritt von 20 Hz auf 40 Hz andeutet wie bei den Rampensignalen. Das kann bedeuten, dass der förderliche Einfluss der integralen Abweichung schon bei den niedrigeren Frequenzen allmählich und nicht erst bei diesem Schritt plötzlich abnimmt, wie es beim SR-Signal vermutet wird, wo diese Abnahme gerade durch die überproportionale Zunahme der Bedeutung der steilen Flanke ausgeglichen wird.

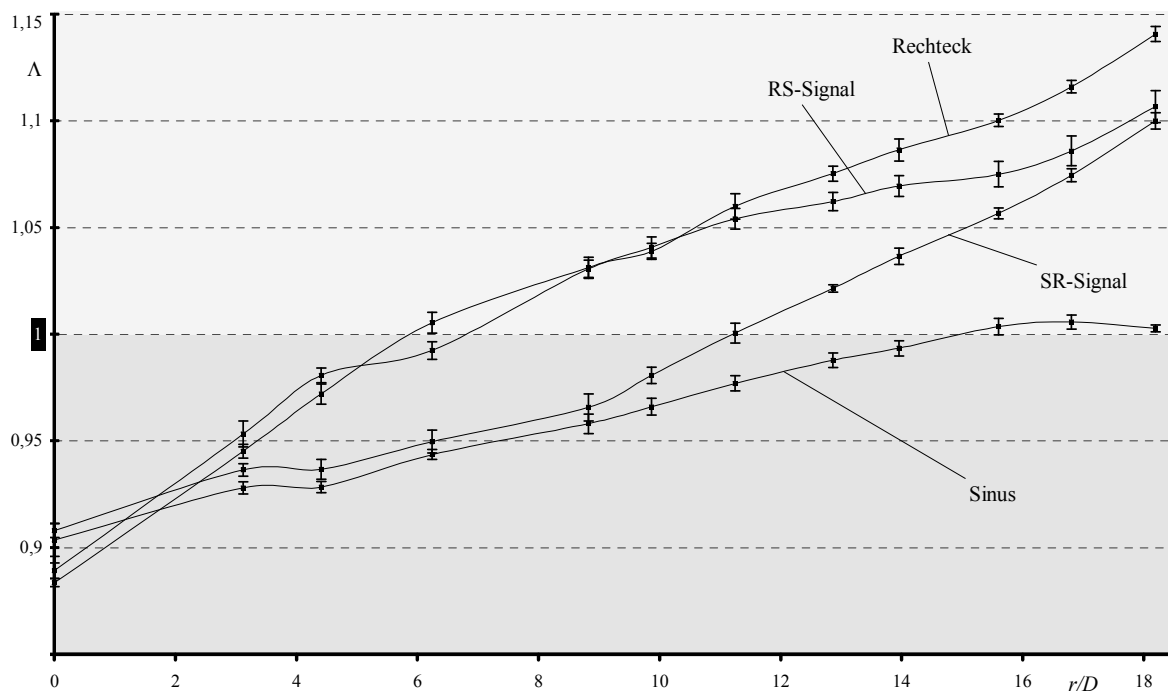


Bild 5.10: Radiale Verteilung von Λ für $f = 1,25$ Hz bei Signalen mit teils sprunghaften und teils harmonischen Flanken

5.3.4 Gegenüberstellung sanft steigend und sprunghaft fallend zu sprunghaft steigend und sanft fallend

Die eben beschriebenen Aspekte werden teilweise deutlicher, wenn die radialen Verläufe des Instationaritätsfaktors für verschiedene Signale bei der gleichen Frequenz unmittelbar miteinander verglichen werden. In Bild 5.10 sind sie für die Signale mit harmonischen und sprunghaften Flanken bei der niedrigsten Frequenz gegenübergestellt.

Es fällt auf, dass die Λ -Kurven jeweils für die Signale mit sprunghaft steigenden Flanken und die für die Signale mit harmonisch steigenden Flanken bis ca. $r/d = 10$ praktisch aufeinander liegen. Im Staupunkt liegen sie für das Rechtecksignal und das RS-Signal mit der plötzlich steigenden Flanke leicht unter denen der anderen beiden Signale. Nach der quasistatischen Betrachtung müssten sie für die beiden Mischsignale genau aufeinander liegen, während die Kurve für das Rechtecksignal unterhalb und die für das Sinussignal oberhalb aller anderen verlaufen müsste. Die Signale, deren Kurven in der Umgebung des Staupunkts ähnlich verlaufen, haben untereinander die gleiche steigende Flanke. Die Signale, deren Verläufe sich dort unterscheiden, haben verschiedene steigende, aber paarweise gleiche fallende Flanken, d.h. das Rechtecksignal und das SR-Signal mit der steil fallenden Flanke und das Sinussignal und das RS-Signal mit der harmonisch fallenden Flanke haben jeweils unterschiedliche Verläufe.

Anscheinend gleicht in diesem Bereich die Wirkung der plötzlich fallenden Flanke gerade die der damit einhergehenden größeren integralen Abweichung gegenüber einer harmonischen Flanke aus, während es die plötzlich steigende Flanke ist, die in der Umgebung der Stauzone die Verbesserung beim Rechtecksignal verursacht. Jenseits von ca. $r/d = 10$ nimmt der positive Effekt der plötzlich fallenden Flanke an Bedeutung zu, oder die integrale Abweichung

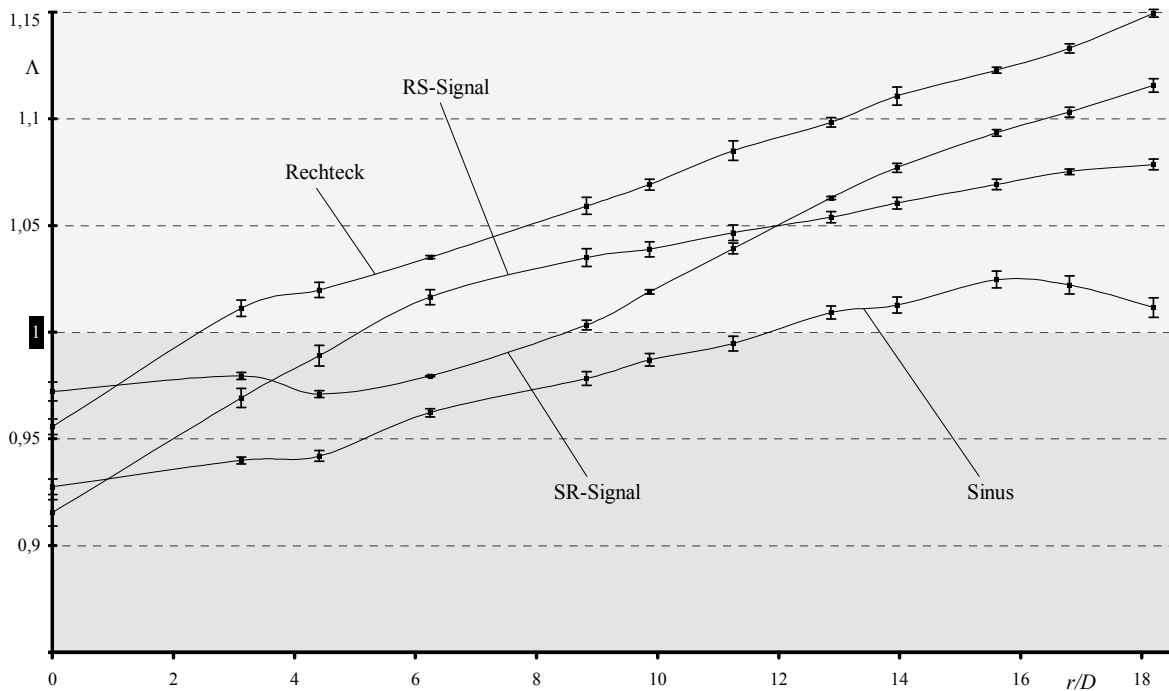


Bild 5.11: Radiale Verteilung von Λ für $f = 2,5$ Hz bei Signalen mit teils sprunghaften und teils harmonischen Flanken

wirkt sich dort positiv aus, denn die Auswirkung der Signale mit plötzlich fallender Flanke und entsprechend größerer integraler Abweichung verstärken sich dort gegenüber den ansonsten gleichen Signalen mit harmonisch fallender Flanke. An dieser Stelle lässt sich anhand des Kurvenverlaufs noch nicht klar sagen, welche der beiden Eigenschaften die größere Bedeutung hat, weil die Kurven für die beiden Mischsignale zum Ende des Messbereichs zusammenlaufen. Als Erklärung ausgeschlossen werden kann hier wohl ein schädlicher Effekt der plötzlich steigenden Flanke im Randbereich, weil dann die Kurve für das Rechtecksignal auf die für das SR-Signal zulaufen müsste und die für das RS-Signal auf die für den Sinus.

Bei einer Frequenz von 2,5 Hz überwiegt schon deutlich der Einfluss der steil fallenden Flanke, wie Bild 5.11 zeigt. Auch hier ist zu beobachten, dass bis zu einem Staupunktabstand von etwa 10 Rohrdurchmessern der Instationaritätsfaktor für das SR-Signal parallel zu dem für das Sinussignal und der für das RS-Signal parallel zu dem für das Rechtecksignal verläuft. Jedoch liegt für das SR-Signal der Λ -Wert überall deutlich oberhalb dessen für den Sinus, und für das Rechtecksignal mit einer steil steigenden und einer steil fallenden Flanke liegt er überall oberhalb des Werts für das RS-Signal. Offenbar ist die Verbesserung im Randbereich zu einem großen Teil auf die Flankenordnung und nicht nur auf die integrale Abweichung zurückzuführen.

Bei weiter steigenden Frequenzen, zu sehen in Bild 5.12, vergrößert sich der Abstand zwischen den Λ -Verläufen für das Rechtecksignal und das Sinussignal. Für das SR-Signal verläuft der Instationaritätsfaktor dabei näherungsweise parallel und relativ nahe zu dem für das Rechtecksignal und für das RS-Signal ungefähr parallel und näher zu dem für das Sinussignal. Damit zeichnet sich immer deutlicher ab, dass die Verbesserung des Wärmeübergangs beim Rechtecksignal gegenüber dem Sinussignal vor allem auf die steil fallende Flanke zurückzuführen ist. Eine Ausnahme bildet die höchste Frequenz, weil da auch das Signal mit der

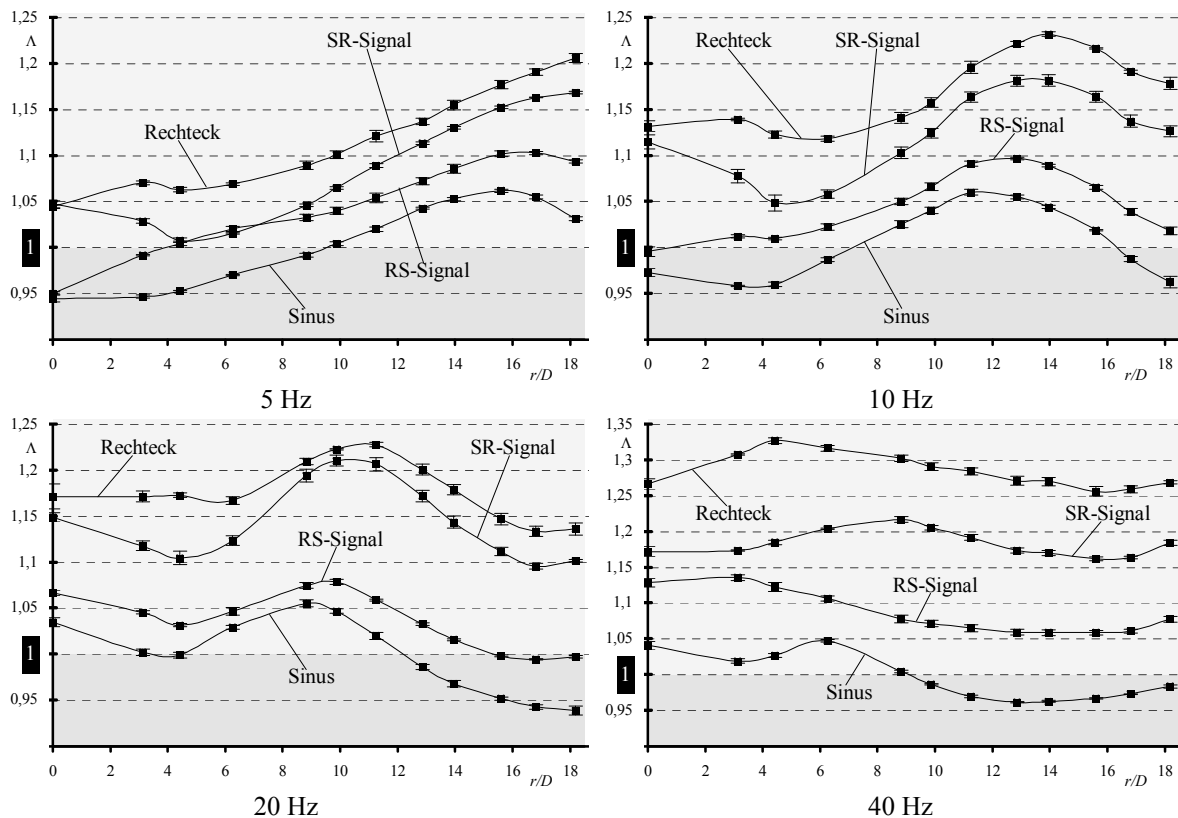


Bild 5.12: Radiale Verteilung von A für verschiedene Frequenzen bei Signalen mit teils sprunghaften und teils harmonischen Flanken

sprunghaft steigenden Flanke zu einem qualitativ anderen Verlauf mit größeren Werten als beim Sinussignal führt. Wie am Verlauf für das Rechtecksignal zu sehen ist, trägt hier auch die plötzlich steigende Flanke erheblich zur Verbesserung des Wärmeübergangs bei.

Diese Entwicklung bestätigt sich ebenfalls beim Vergleich der Instationaritätsfaktoren bei den Dreiecksignalen mit verschiedenen Spitzenlagen.

5.4 Auswirkung von plötzlichen Änderungen im Signalverlauf

Beim Vergleich der frequenzabhängigen Entwicklung des Instationaritätsfaktors im Staupunkt in Bild 5.1 liegen die Kurven für das Dreiecksignal und das Sinussignal relativ dicht beieinander. Diese Beobachtung bestätigt sich bei der Auftragung der radialen Verläufe des Instationaritätsfaktors für die beiden Signale bei verschiedenen Frequenzen in Bild 5.13. Bei der höchsten Frequenz hat er für beide Signale überall auf der Platte fast den gleichen Wert, und bei mittleren Frequenzen ist auch kein großer Unterschied zu erkennen, insbesondere kein qualitativer. Auch die Lage des Maximums ist bei gleichen Frequenzen praktisch dieselbe. Demnach hat der Knick im Verlauf des Dreiecksignals keinen besonderen Einfluss auf den Wärmeübergang. Nur bei der niedrigsten Frequenz, bei der man sich dem Geltungsbereich der quasistatischen Betrachtung annähert, zeigen sich lokal deutliche Unterschiede, die in Staupunktnähe entsprechend dieser Betrachtung mit der größeren integralen Abweichung des Sinussignals erklärt werden können und die weiter außen ebenfalls die bisher beobachteten Auswirkungen der integralen Abweichung bei niedrigen Frequenzen widerspiegeln. Offenbar kann auch beim plötzlichen Wechsel der Richtung des Signalverlaufs beim Dreiecks-

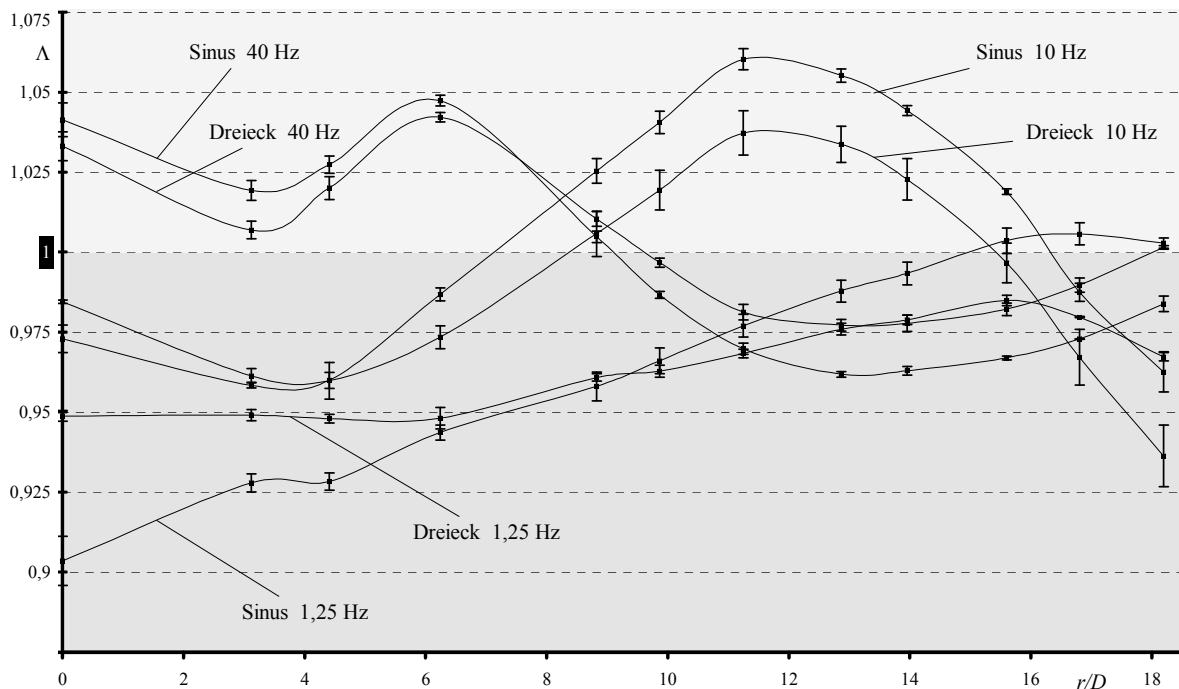


Bild 5.13: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Sinussignal und beim Dreiecksignal mit der Spitze in der Phasenmitte bei verschiedenen Frequenzen unter Standardbedingungen

signal bei niedrigen Frequenzen von quasistatischen Änderungen des Luftmassenstroms ausgegangen werden. Die Grenzen der quasistatischen Betrachtung verdeutlicht der Vergleich des Verlaufs für das Dreieckssignal mit denen für das T0- und das T1-Signal. Diese drei Signale haben die gleiche integrale Abweichung, aber schon bei der niedrigsten Frequenz unterscheiden sich ihre Instationaritätsfaktoren lokal bzw. ihre Verläufe qualitativ.

5.5 Variation weiterer Parameter

Neben der Signalform und der Frequenz gibt es unter den zu Beginn dieses Kapitels genannten Standardbedingungen vier Parameter, die nicht unmittelbar in die Definition der Nusselt-Zahl eingehen, die also denkbare Einflussgrößen für die Güte des Wärmeübergangs bilden. Für drei davon, nämlich für den Luftmassenstrom als Prozessparameter und den Abstand zwischen Rohraustritt und Platte sowie die Rohrlänge als Geometrieparameter wurde untersucht, wie sich ihre Variation auf das Verhältnis zwischen dem Wärmeübergang bei instationärer und bei stationärer Anströmung auswirkt.

5.5.1 Luftmassenstrom

Bei den bisherigen Ausführungen ist deutlich zutage getreten, dass die Frequenz einer Instationarität großen Einfluss darauf hat, wie sich der Wärmeübergang bei einer instationären Strömung gegenüber dem bei einer vergleichbaren stationären Strömung ändert. Dementsprechend ist der integrale Instationaritätsfaktor für verschieden Plattenausschnitte über der Frequenz aufgetragen und der radiale Verlauf des lokalen Instationaritätsfaktors für einzelne Frequenzen dargestellt worden.

Damit ist jedoch noch nicht gezeigt, ob sich diese Abhängigkeit von der Frequenz unter den Standardbedingungen auf eine Abhängigkeit von einer entdimensionierten Frequenz verall-

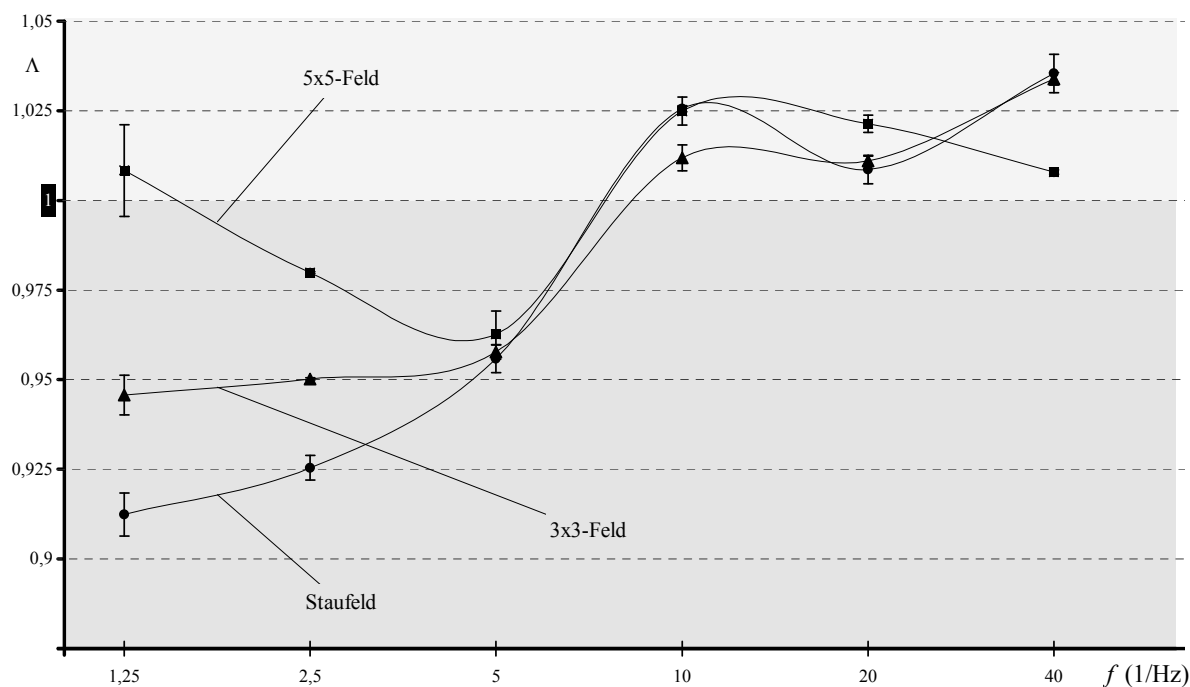


Bild 5.14: Frequenzgang des integralen Instationaritätsfaktors auf verschiedenen Flächenausschnitten bei sinusförmiger Instationarität bei halbiertem Luftmassenstrom, vgl. Bild 5.2

gemeinern lässt. Für eine Frequenz f , die spontan oder erzwungen in einer Strömung auftritt, bietet es sich an, sie mit der Strömungsgeschwindigkeit u und der charakteristischen Länge l_{char} der Strömung zur Strouhal-Zahl Sr zu entdimensionieren:

$$Sr = \frac{f l_{\text{char}}}{u} \quad (5.1)$$

Die charakteristische Länge ist hier der Rohrdurchmesser D , und die Geschwindigkeit lässt sich als Quotient aus dem Massenstrom und dem Produkt der Rohrquerschnittsfläche A_{Austritt} und der Dichte ρ am Austritt ausdrücken. Bei unveränderter Geometrie und unter Vernachlässigung eventueller kleiner Schwankungen der Umgebungsbedingungen bleibt die Strouhal-Zahl konstant, wenn der Massenstrom in der gleichen Weise geändert wird wie die Frequenz. Um deutliche Auswirkungen einer Änderung zu erhalten, wurde er hier halbiert. Bei Verwendung der gleichen Frequenzen wie unter Standardbedingungen wurde dadurch der größte Teil der Messungen bei gleichen Strouhal-Zahlen durchgeführt, weil die Frequenzen sich ebenfalls um Zweierpotenzen unterscheiden.

In Bild 5.14 ist der integrale Instationaritätsfaktor für verschieden große Flächenausschnitte über der Frequenz aufgetragen.

Für das Staufeld gibt es hier einen Hinweis auf eine Strouhal-Zahl-Abhängigkeit, denn der Wechsel von $\Lambda < 1$ zu $\Lambda > 1$ findet dort etwa bei der halben Frequenz und somit ungefähr bei gleichen Strouhal-Zahl statt wie beim Standardluftmassenstrom. Der qualitative Verlauf unterhalb und oberhalb dieses Wechsels ist ebenfalls ähnlich; unterhalb davon zeichnet sich jetzt auch eine Monotonie mit der Frequenz ab, darüber sind wie beim Standardluftmassenstrom nur noch geringe Änderungen mit der Frequenz erkennbar.

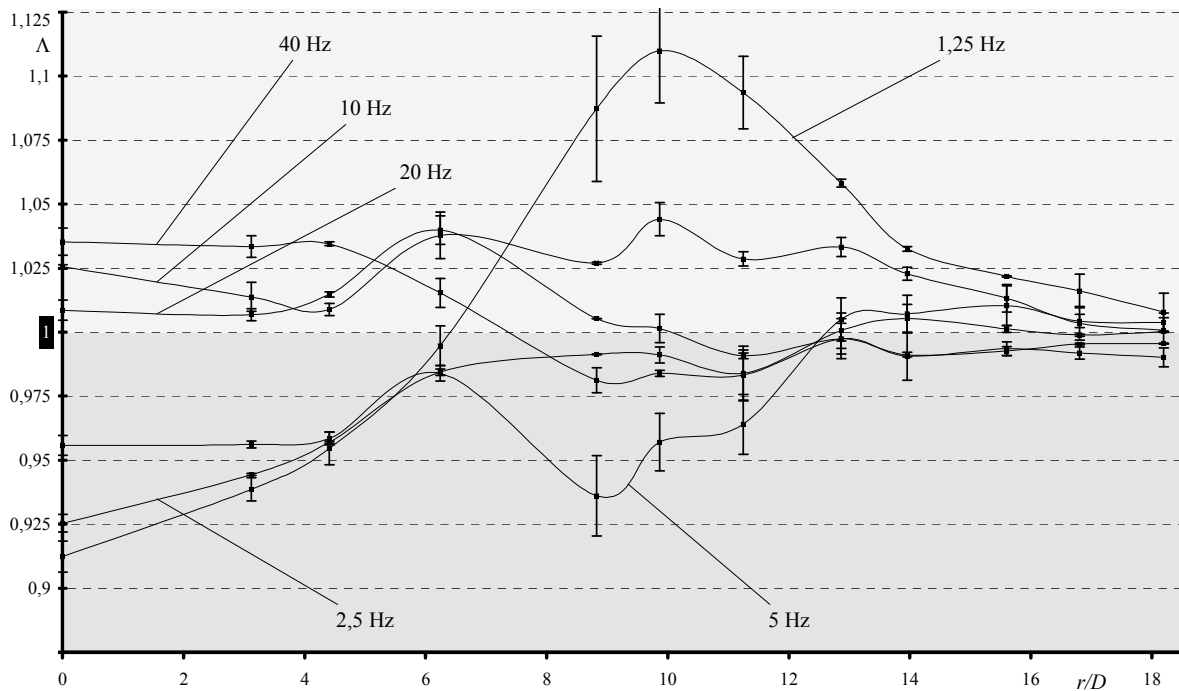


Bild 5.15: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal und steigenden Frequenzen bei halbiertem Luftmassenstrom, vgl. Bild 5.3

Für die größeren Flächenausschnitte ist weder eine Ähnlichkeit mit dem Verlauf unter Normalbedingungen noch eine prinzipielle Monotonie erkennbar. Dass sich irgendwelche Regelmäßigkeiten, die sich bei Normalbedingungen gezeigt haben, außerhalb des Staupfelds nicht auf die Situation bei halbiertem Luftmassenstrom übertragen lassen, zeigt sich auch sehr deutlich in Bild 5.15 im radialen Verlauf des Instationaritätsfaktors bei verschiedenen Frequenzen. Besonders auffällig ist die Überhöhung bei $f = 1,25$ Hz etwa 10 Rohrdurchmesser vom Staupunkt entfernt, die bei keiner anderen Frequenz zu beobachten ist. Mit steigender Frequenz liegt an der Stelle weder eine tendenzielle Monotonie noch ein Verlauf mit einem deutlichen Extremum, sondern ein mehrfacher Wechsel zwischen Verbesserung und Verschlechterung vor.

Am äußeren Rand des ausgewerteten Bereichs hat die Instationarität keinen nennenswerten Einfluss auf den Wärmeübergang; die gemessene Abweichung des Instationaritätsfaktors von $\Lambda = 1$ liegt dort unter 1 %, während er in dem Bereich unter Normalbedingungen bei den mittleren bis höheren Frequenzen deutlich unter 1 liegt und sich mit zunehmendem Abstand zum Staupunkt eine Tendenz zur Verschlechterung für die niedrigeren Frequenzen abzeichnet.

Möglicherweise sind es ganz unterschiedliche Mechanismen, die im Staupunkt und in seiner weiteren Umgebung dazu führen, dass sich die Instationarität auf den Wärmeübergang auswirkt. Im Staupunkt lässt sich nach diesen Beobachtungen eine allgemeine Strouhal-Zahl-Abhängigkeit nicht ausschließen, im restlichen Strömungsfeld schon.

Beim Rechtecksignal werden zum Teil ähnliche Beobachtungen gemacht, siehe Bild 5.16: Zum Rand hin sind keine nennenswerten Einflüsse der Instationarität mehr festzustellen, während es im mittleren Bereich – jetzt bei allen Frequenzen – eine starke Überhöhung gibt. Dort liegt auch keine klare Monotonie mit der Frequenz vor, sondern die Verbesserung des Wär-

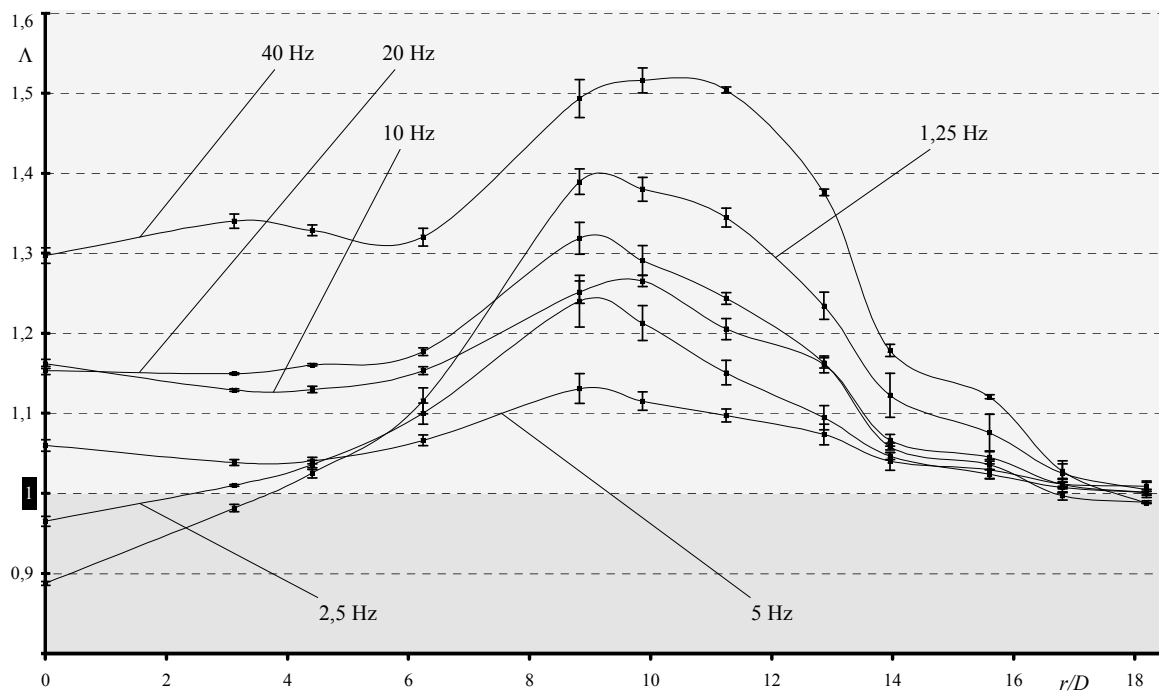


Bild 5.16: Radialer Verlauf von Λ beim Rechtecksignal und steigenden Frequenzen bei halbiertem Luftmassenstrom, vgl. Bild 5.4

meübergangs ist bei der niedrigsten und bei der höchsten Frequenz am größten, jedoch hat sie jetzt ein eindeutiges Minimum bei einer mittleren Frequenz.

Außerhalb der Stauzone liegt offenbar eine Frequenzabhängigkeit vor, auf die weitere Parameter Einfluss haben, die nicht in die Strouhal-Zahl eingehen. Wenn auch die Auftragung

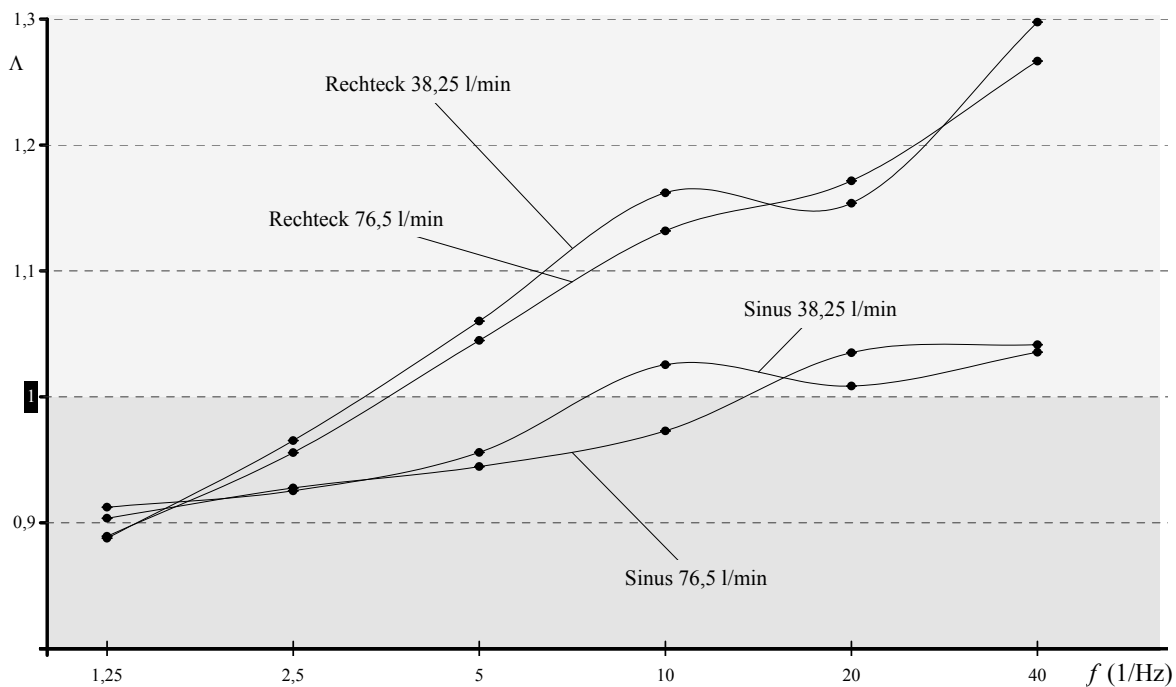


Bild 5.17: Frequenzgang des Instationaritätsfaktors im Staufeld bei sinusförmiger und rechteckförmiger Instationarität bei Standard- und bei halbiertem Luftmassenstrom

des Instationaritätsfaktors über der Frequenz und nicht über der Strouhal-Zahl dem Umstand geschuldet ist, dass sich erstere leicht einstellen lässt, während letztere durch Schwankungen in den Umgebungsbedingungen und im Luftmassenstrom beeinflusst wird, so ist diese Wahl zusätzlich dadurch gerechtfertigt, dass eine Auftragung über der Strouhal-Zahl eine Allgemeingültigkeit implizieren würde, die hier nicht gegeben ist.

Auch im Staupunkt zeigt sich beim Rechtecksignal keine Strouhal-Zahl-Abhängigkeit, wie in Bild 5.17 zu sehen ist. Das Anwachsen des Instationaritätsfaktors mit steigender Frequenz verläuft beim halben Luftmassenstrom etwas steiler als unter Standardbedingungen.

Allerdings zeigt sich bei $f = 20$ Hz eine Abweichung vom sonstigen Verlauf nach unten, ähnlich wie beim Sinussignal, wo bei dieser Frequenz der gleiche Wert wie bei den benachbarten Frequenzen zu erwarten wäre. In abgeschwächter Form gibt es diese Abweichung nach unten bei dieser Frequenz für das Rechtecksignal auch beim Standardluftmassenstrom, jedoch liegt dort für das Sinus- und das Dreieckssignal gerade die Überhöhung vor, die für das Sinussignal bei halbiertem Luftmassenstrom auch bei der halben Frequenz, also der gleichen Strouhal-Zahl zu sehen ist.

Möglicherweise überlagern sich bei dieser Strouhal-Zahl dem Wärmeübergang förderliche Effekte, die von der Strouhal-Zahl abhängig sind und deshalb beim Rechtecksignal kaum in Erscheinung treten, und abträgliche Effekte, die von einer anderen Kombination von der Frequenz und weiteren Prozess- und Geometrieparametern bestimmt werden.

5.5.2 Düse-Platte-Abstand

In den verschiedenen Korrelationen zur Güte des Wärmeübergangs zwischen einem stationären Prallstrahl und der Platte wie z.B. (2.3) erscheint der Abstand zwischen dem Düsenaustritt und der Platte als Parameter, entdimensioniert mit dem Düsendurchmesser und ggf. im

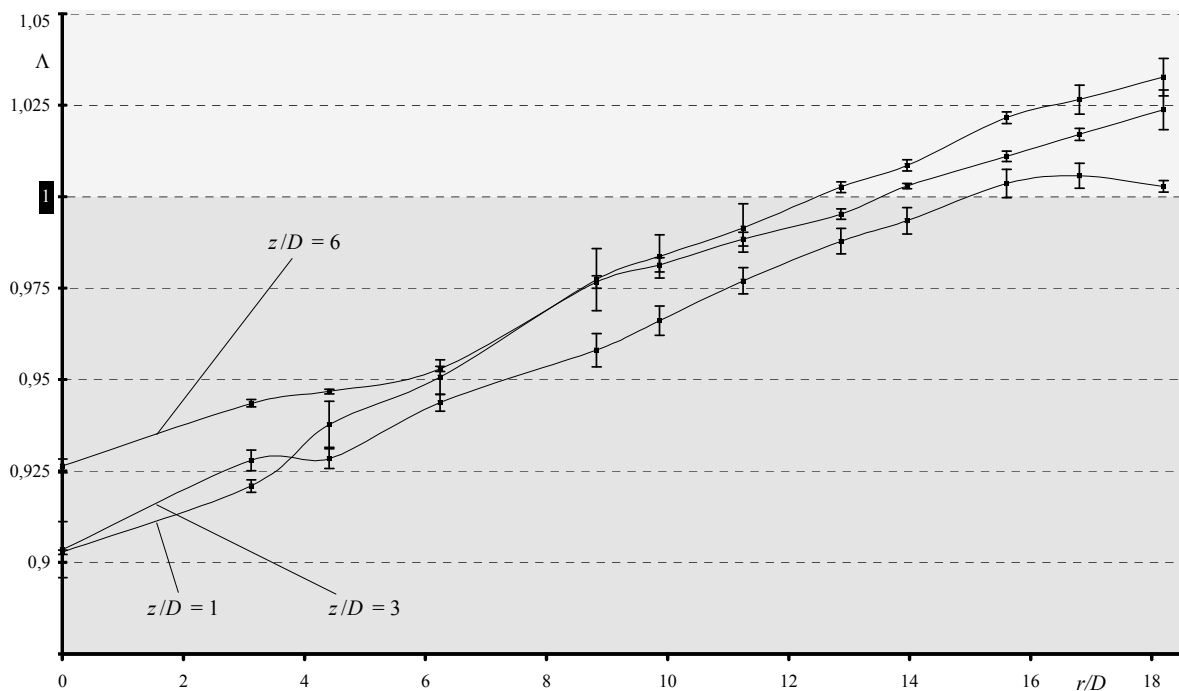


Bild 5.18: Vergleich des radialen Verlaufs von Δ beim Sinussignal mit $f = 1,25$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte

Verhältnis zum radialen Abstand vom Staupunkt. Sein Einfluss hängt von keinen anderen Parametern ab, d.h. der entdimensionierte Abstand wird nicht mit anderen Einflussgrößen wie insbesondere der Reynolds-Zahl potenziert oder innerhalb von additiven Termen multipliziert.

Demnach sollte sich dieser Einfluss bei quasistatischen Änderungen des Luftmassenstroms nicht ändern. Das bedeutet, dass der Instationaritätsfaktor z.B. bei niederfrequenten Signalen mit ausschließlich schrägen Flanken unabhängig vom Abstand sein sollte. Bei höheren Frequenzen können dagegen dynamische Effekte dazu führen, dass verschiedene Abstände auch qualitative Unterschiede mit sich bringen können. Während bei einem kleinen Verhältnis von Abstand zu Rohrdurchmesser auch angesichts der endlichen Dicke der Rohrwand bereits die Situation eines Ringspalts angenähert wird, stellt sich bei großen Abständen aus systemtheoretischer Sicht die Frage, wie viel von der Instationarität bei hohen Frequenzen überhaupt bei der Platte ankommt. Da hier jedoch nicht pauschal von einem linearen Übertragungssystem ausgegangen werden kann, darf auch die Möglichkeit nicht ausgeschlossen werden, dass die Instationarität erst bei einem größeren Abstand ihre Wirkung entfalten kann, er also in gewissen Grenzen förderlich wirkt. Deshalb wurde die Auswirkung der Instationarität nicht nur beim Standardabstand, sondern auch bei seinem Doppelten, d.h. bei einem Abstand von 6 Rohrdurchmessern, und bei einem Abstand von einem Rohrdurchmesser untersucht.

In Bild 5.18, wo der radiale Verlauf des Instationaritätsfaktors für das Sinussignal bei der niedrigsten verwendeten Frequenz $f_{\min} = 1,25$ Hz bei den drei unterschiedlichen Abständen aufgetragen ist, bestätigt sich weitgehend die Vermutung, dass der Abstand im quasistatischen Regime keine große Rolle spielt.

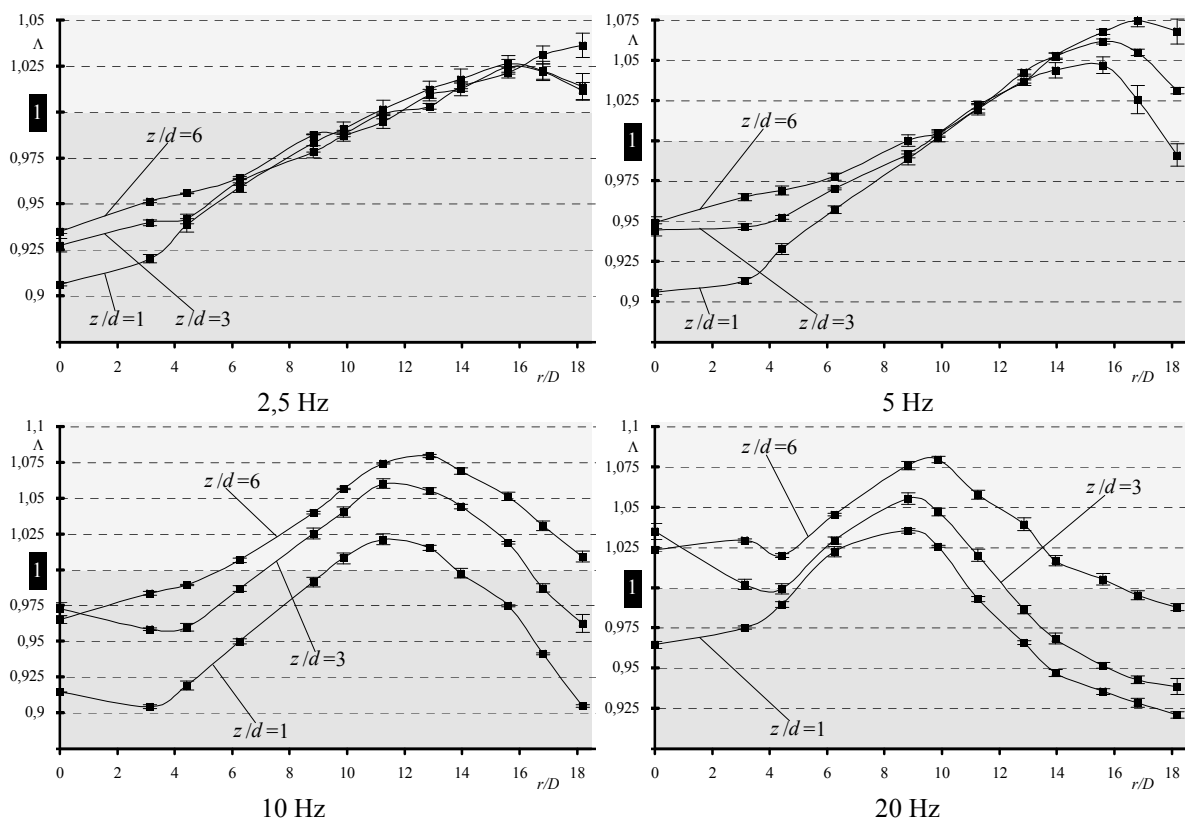


Bild 5.19: Vergleich der radialen Verteilung von Δ bei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte für steigende Frequenzen beim Sinussignal

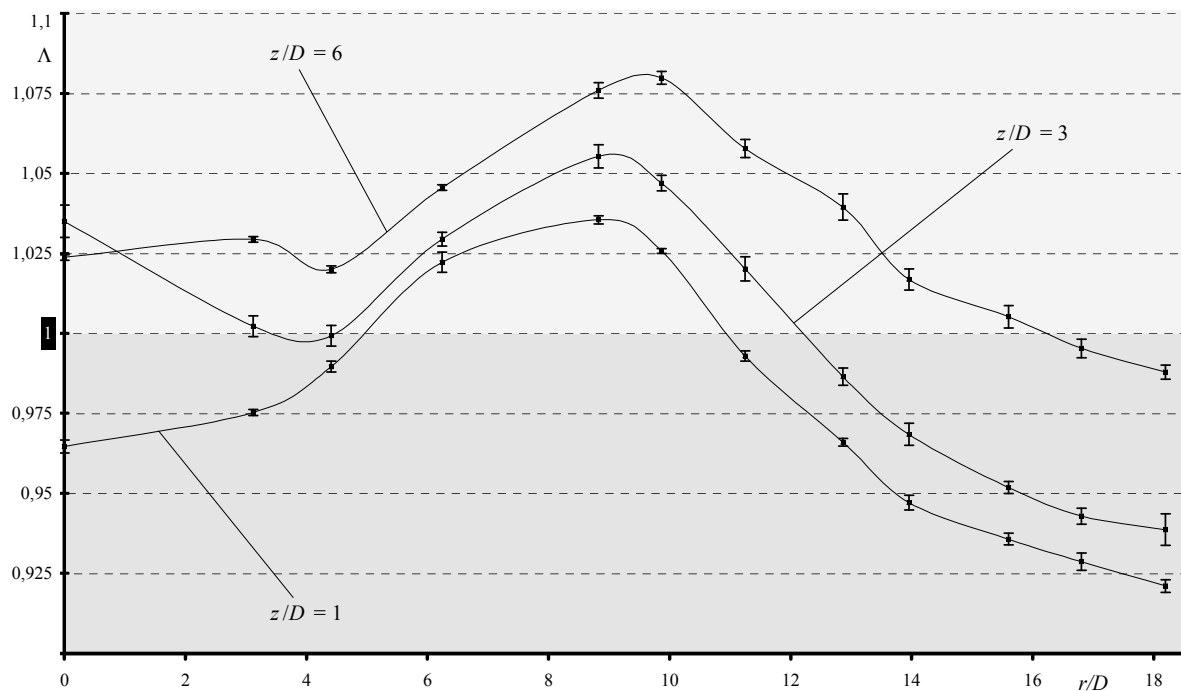


Bild 5.20: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Sinussignal mit $f = 40$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte

Die Überlegungen zum Verhalten beim Verlassen des quasistatischen Regimes werden durch die Messergebnisse unterstützt, die in Bild 5.19 bei dem Sinussignal mit steigenden Frequenzen für verschiedene Rohrabstände verglichen werden. Qualitativ sind die Verläufe des Instationaritätsfaktors bei gleichen Frequenzen und verschiedenen Rohrabständen jeweils ähnlich, aber mit steigender Frequenz wirkt sich die Instationarität umso förderlicher bzw. umso weniger abträglich auf den Wärmeübergang aus, je größer der Abstand zwischen dem Rohraustritt und der Platte ist.

Bei der höchsten verwendeten Frequenz $f_{\max} = 40$ Hz (Bild 5.20) stellt sich ein qualitativer Unterschied ein. Bei vergrößertem Abstand bewirkt die Instationarität auf der ganzen Platte eine Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber dem stationären Fall um bis zu 10 %, während es beim Standardabstand nur lokal Verbesserungen gibt.

Offenbar liegt auch hier wie für die Auswirkungen von Signalsprüngen beim Standardabstand eine Schwelle für das qualitative Verhalten zwischen 20 Hz und 40 Hz; möglicherweise entfalten die schnell aufeinander folgenden Maxima des Sinussignals erst bei diesem Abstand einen Effekt, durch den sie sich gegenseitig beeinflussen können. Aufgrund der erreichten Λ -Werte liegt die Vermutung nahe, dass es sich um einen ähnlichen Effekt wie bei der plötzlich steigenden Flanke handelt; außerhalb der Stauzone ist bei $f = 40$ Hz der Verlauf des Instationaritätsfaktors beim Sinussignal und doppeltem Rohrabstand streckenweise fast identisch zu dem beim RS-Signal und Standardrohrabstand.

Wegen der besonderen Situation bei geringen Abständen wird in Bild 5.21 das Verhalten in der Stauzone noch einmal gesondert aufgezeigt. Offenbar wird es von der Vergrößerung des Abstands wenig beeinflusst, während es sich dort bei der Verringerung des Abstandes erheblich ändert.

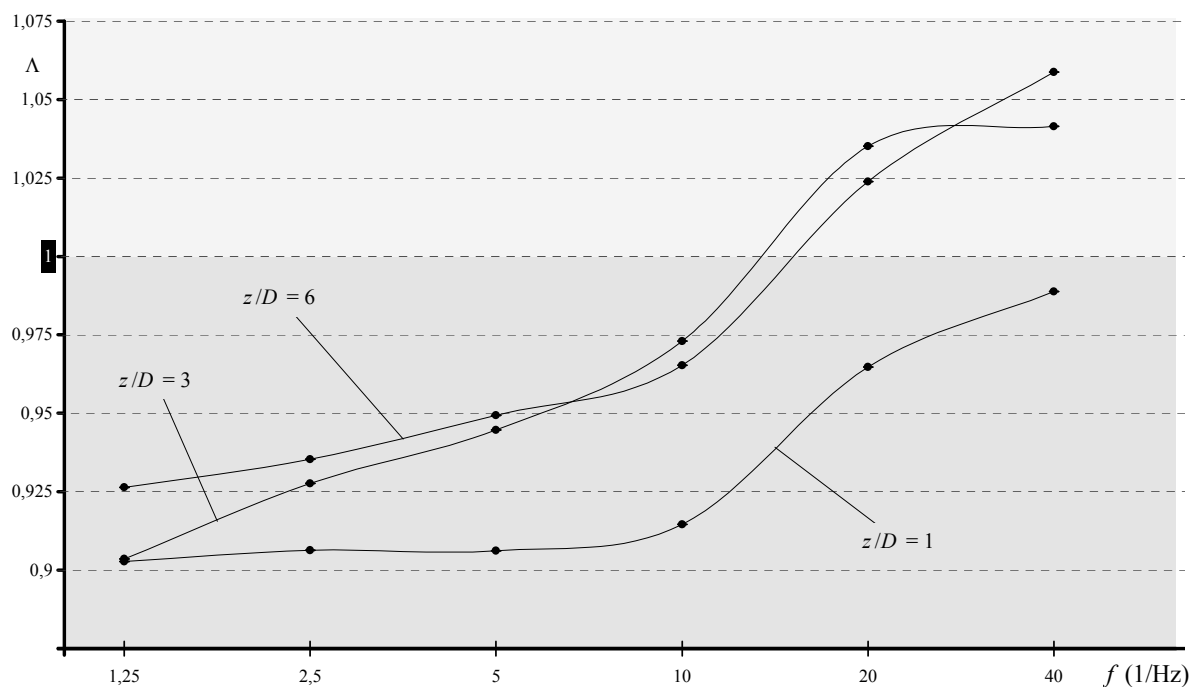


Bild 5.21: Frequenzgang von Λ beim Sinussignal im Staufeld bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte

Anscheinend liegt hier schon ein ausgeprägter Ringspaltcharakter vor, bei dem erst bei höheren Frequenzen das quasistatische Regime verlassen wird, sodass auch bei mittleren Frequenzen der Wärmeübergang in der Stauzone unter der Instationarität leidet.

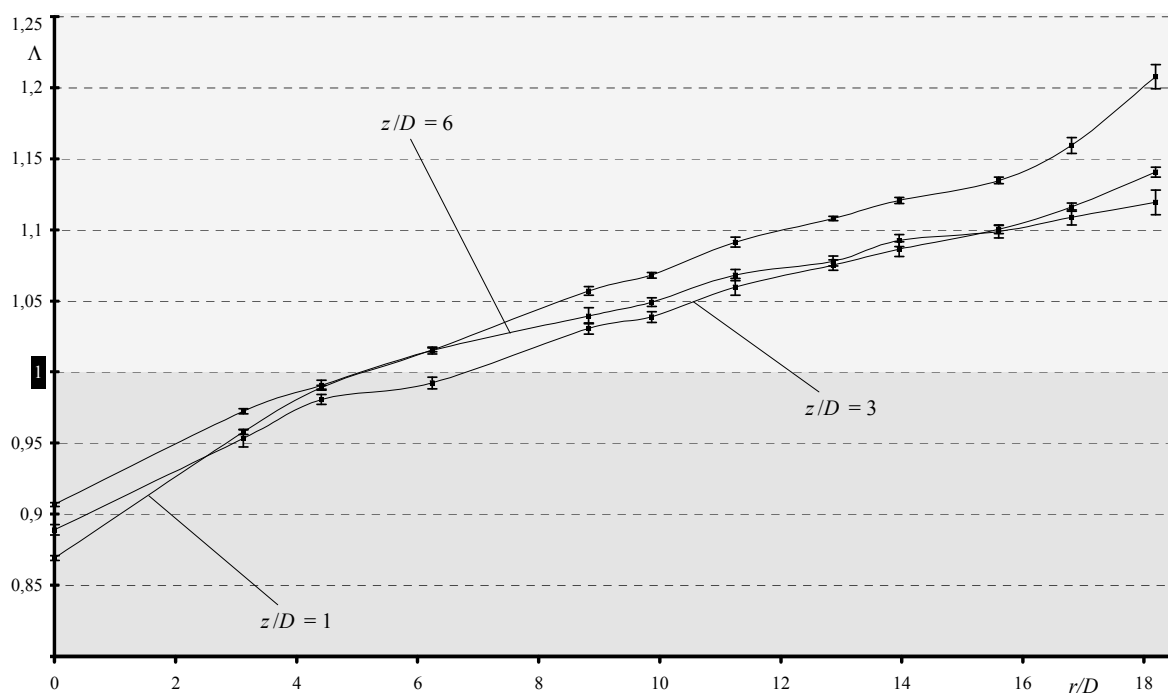


Bild 5.22: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Rechtecksignal mit $f = 1,25$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte

Für das Rechtecksignal zeigen sich in Bild 5.22 bei der niedrigsten Frequenz ebenfalls keine nennenswerten Unterschiede für die verschiedenen Abstände, anscheinend nicht obwohl, sondern gerade weil man sich hier mit dem Signal schon nicht mehr im quasistatischen Regime befindet. Die Ähnlichkeit bleibt weitestgehend auch bei steigenden Frequenzen erhalten, d.h. der schon in der Standardkonfiguration beobachtete förderliche Einfluss des Rechtecksignals tritt sowohl bei verringertem als auch vergrößertem Abstand in nahezu gleicher Weise zutage, siehe Bild 5.23. Das legt die Vermutung nahe, dass hier schon bei der niedrigsten Frequenz die dynamischen Effekte eine wichtige Rolle spielen, die auch bei höheren Frequenzen den wesentlichen Anteil am Einfluss auf den Wärmeübergang haben. Nur bei $f = 20$ Hz ist ein – quantitativer – Unterschied erkennbar.

Beim Schritt von 20 Hz auf 40 Hz zeigt sich in Bild 5.24 dann auch bei allen drei Abständen ein ähnlicher qualitativer Wechsel, während er beim Sinussignal nur bei dem vergrößerten Rohrabstand auftritt.

Offenbar werden die Mechanismen, die den wesentlichen Anteil am Einfluss der rechteckförmigen Instationarität auf den Wärmeübergang bewirken, nur wenig vom Abstand beeinflusst. Beim vergrößerten Abstand tritt ab 20 Hz möglicherweise der Effekt hinzu, der beim Sinussignal bei 40 Hz durch den größeren Abstand entsteht; oder es ist hier die Wirkung der steil steigenden Flanke, die sich bei dem verdoppelten Laufweg zwischen dem Austritt und der Platte schon bei einer geringeren Frequenz entfalten kann.

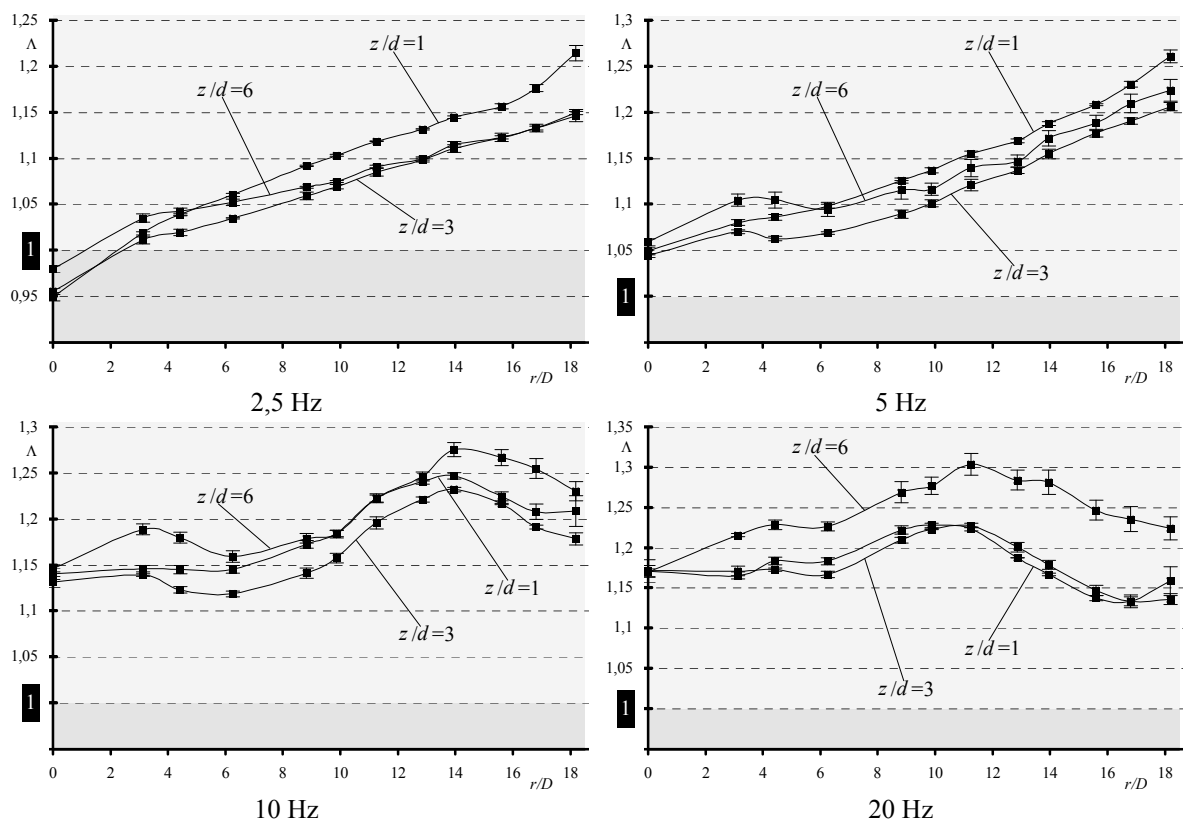


Bild 5.23: Vergleich der radialen Verteilung von Λ bei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte für steigende Frequenzen beim Rechtecksignal

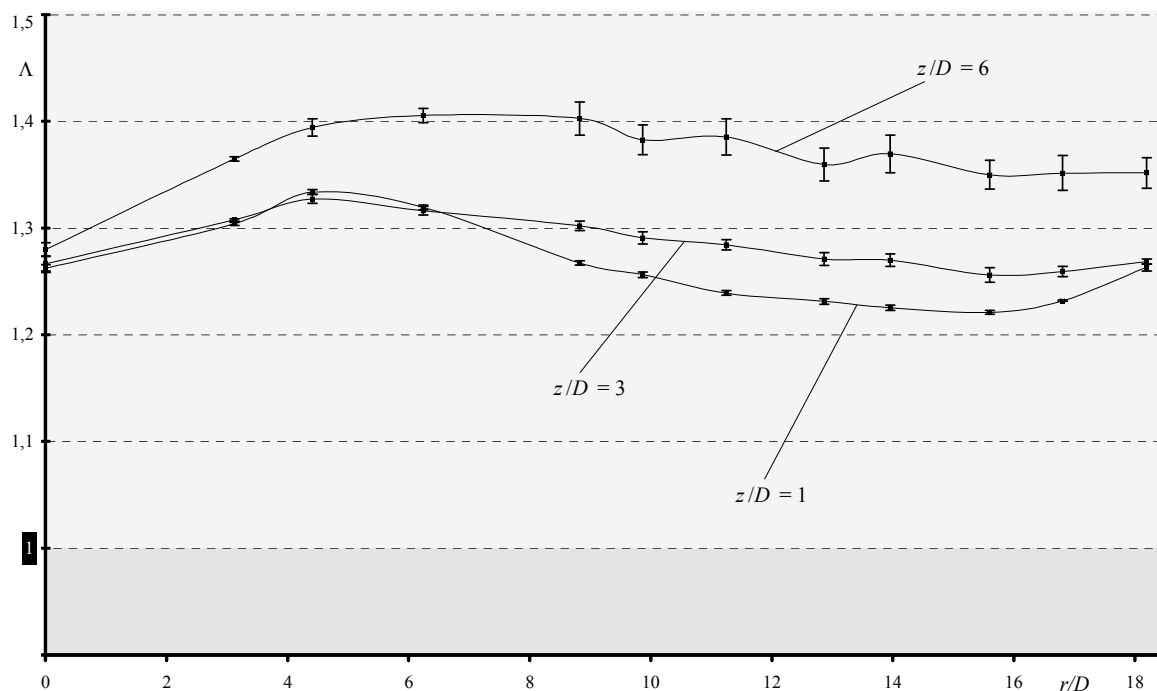


Bild 5.24: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Rechtecksignal mit $f = 40$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte

Für bestimmte Effekte besteht hier möglicherweise nicht so sehr eine Abhängigkeit von der Strouhal-Zahl, die gemäß der Definition in (5.1) mit dem Rohrdurchmesser als charakteristischer Länge gebildet wird, sondern von einem Quotienten aus der Frequenz und der Distanz zwischen Öffnung und Prallfläche, der mit einer geeigneten Geschwindigkeit zu entdimensionieren ist.

5.5.3 Düsenlänge

In Abschnitt 3.2.2 wurde beschrieben, dass periodische Instationaritäten durch ihre Übertragungssysteme normalerweise gedämpft, unter bestimmten Umständen aber auch verstärkt werden, nämlich dann, wenn das übertragende System selbst schwingungsfähig ist und die Frequenz der Instationarität nahe bei einer seiner Eigenfrequenzen liegt. Auf dem Weg der Luft bzw. der Instationarität vom Ventil im Massenstromsteuergerät zur Wärmeübertragungsplatte befindet sich ein schwingungsfähiges System in Form der Luftsäule zwischen dem Ventil und dem Austritt des Rohrs, das an den Auslassstutzen des MFRCS angeschlossen ist.

Die Eigenfrequenz f_E einer Luftsäule ist abhängig von ihrer Länge l_{LS} und der Schallgeschwindigkeit a der Luft. Sie beträgt in erster Näherung

$$f_E = \frac{a}{4l}. \quad (5.2)$$

Hier spielt der Rohrdurchmesser, der als charakteristische Länge des Versuchsaufbaus gewählt wurde, nur eine untergeordnete Rolle. Er kann bei einer genaueren Bestimmung der

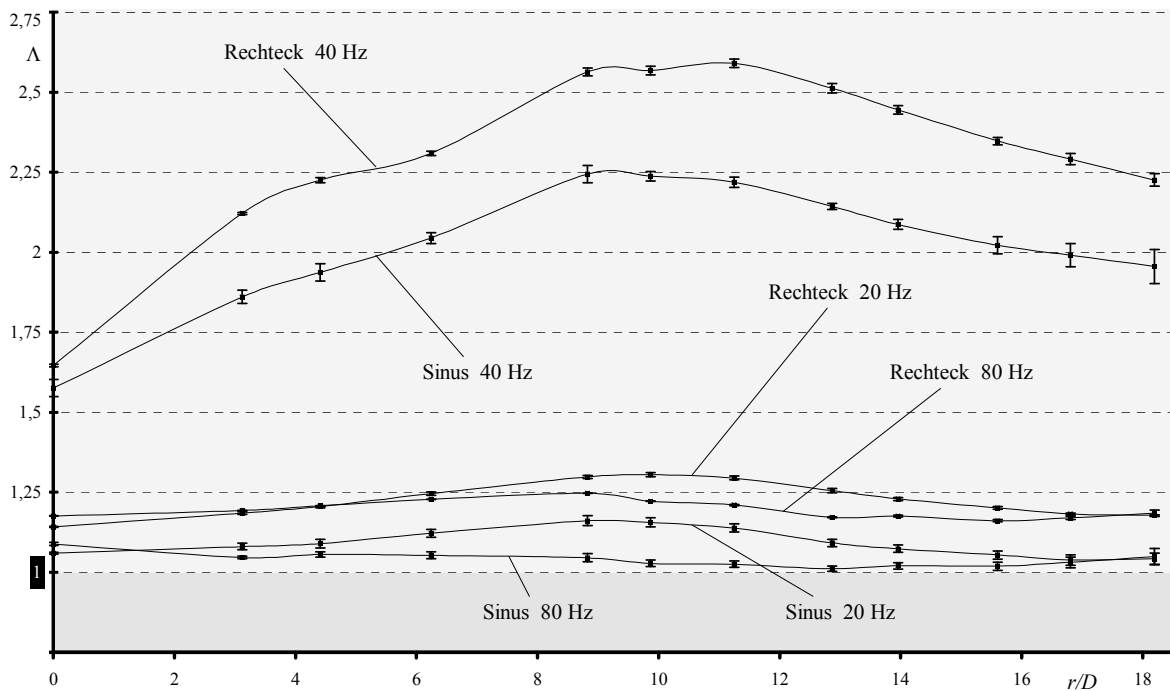


Bild 5.25: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal und beim Rechtecksignal unterhalb, etwa bei und oberhalb der Eigenfrequenz einer entsprechend modifizierten Luftstrecke

Eigenfrequenz in eine additive Korrektur nach Cavallé-Coll⁴ eingehen, wobei jedoch von einer stehenden Luftsäule und kleinen „akustischen“ Druck- und Dichteänderungen ausgegangen wird. Da diese Bedingungen hier nicht gegeben sind bzw. sich im Rahmen des Projekts nicht prüfen ließen, wird auf eine genaue Berechnung der Eigenfrequenz verzichtet. Hinzu kommt, dass die relevante Länge des Luftwegs zwischen dem Ventil und dem Anschlussstutzen des MFRCS bisher nicht genau bestimmen ließ, wie in Kapitel 1 beschrieben wird.

Nach der überschlägigen Bestimmung gemäß (5.2) liegt die Eigenfrequenz des Versuchsaufbaus in der Standardkonfiguration deutlich oberhalb der Instationaritätsfrequenzen bei allen bisherigen Experimenten und knapp über der höchsten Frequenz, mit der das MFRCS betrieben werden kann.

Um zu untersuchen, wie die Instationarität den Wärmeübergang beeinflusst, wenn ihre Frequenz nahe der Eigenfrequenz liegt und wenn sie sie übersteigt, wurde deshalb das Austrittsrohr ausgetauscht. Dessen Länge ist so gewählt, dass die Eigenfrequenz der Luftstrecke zwischen dem Ventil und dem Austritt des Rohrs gemäß (5.2) in etwa bei der bisher höchsten verwendeten Frequenz von $f = 40$ Hz liegt. Dadurch sind Messungen bei der Eigenfrequenz und unter gewissen Einschränkungen hinsichtlich der Signalqualität auch jenseits davon möglich.

In Bild 5.25 sind die radialen Verläufe des Instationaritätsfaktors für das Sinus- und das Rechtecksignal bei der Eigenfrequenz und bei der Hälfte und dem Doppelten dieser Frequenz gegenübergestellt. Bei der Eigenfrequenz wurde hier eine Verbesserung des Wärmeübergangs gemessen, die alle bisher beobachteten Ergebnisse weit übertrifft. Für beide Signale beträgt

⁴ Aristide Cavallé-Coll (1811-1899), französischer Orgelbauer

die Verbesserung in der Stauzone etwa 60 %, weiter außerhalb wird die Güte des Wärmeübergangs lokal mehr als verdoppelt. Deshalb muss hier von einem qualitativ ähnlichen Verhalten bei beiden Signalen gesprochen werden, auch wenn der Unterschied zwischen dem Wert beim Rechtecksignal und dem beim Sinussignal stellenweise bis zu 30 % des Werts bei stationären Referenzbedingungen beträgt. Die größenordnungsmäßig ähnliche Überhöhung für beide Signale bei der Eigenfrequenz der Luftstrecke legt den Schluss nahe, dass bei dieser Frequenz ein Effekt dominiert, der bei anderen Frequenzen nicht auftritt und der durch die steilen Flanken des Rechtecksignals allenfalls verstärkt wird.

Außerhalb der Stauzone ist der berechnete Λ -Wert für das Rechtecksignal bei der Eigenfrequenz möglicherweise etwas größer als der tatsächliche, weil hier nicht die Übereinstimmung zwischen der mittleren Austrittstemperatur und der Umgebungstemperatur eingehalten werden konnte, die bei den meisten anderen Messungen erreicht wurde. Die am Austritt gemessene mittlere Temperatur lag dabei bis zu 0,3 °C über der Umgebungstemperatur. Es ist davon auszugehen, dass sich in der Stauzone auch eine entsprechend höhere Oberflächentemperatur einstellt, so dass dort eine annähernd richtige Temperaturdifferenz in die Berechnung der Nußelt-Zahl für dieses Szenario eingeht. Außerhalb der Stauzone kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Temperatur der überströmenden Luft so stark von der Umgebungstemperatur beeinflusst wird, dass der Einfluss der Temperaturabweichung am Austritt relativ gering ist und dadurch eine zu kleine Temperaturdifferenz im Nenner der Nußelt-Zahl nach (4.1) für dieses Szenario steht. Jedoch beträgt die Abweichung überall außerhalb des 3x3-Feldes weniger als 6 % der Temperaturdifferenz zwischen der Oberflächen- und der Austrittstemperatur. Deshalb darf angenommen werden, dass der Verlauf des Instationaritätsfaktors für das Rechtecksignal oberhalb dessen für das Sinussignal bei der Eigenfrequenz prinzipiell korrekt ist, wenn auch der Abstand kleiner sein müsste.

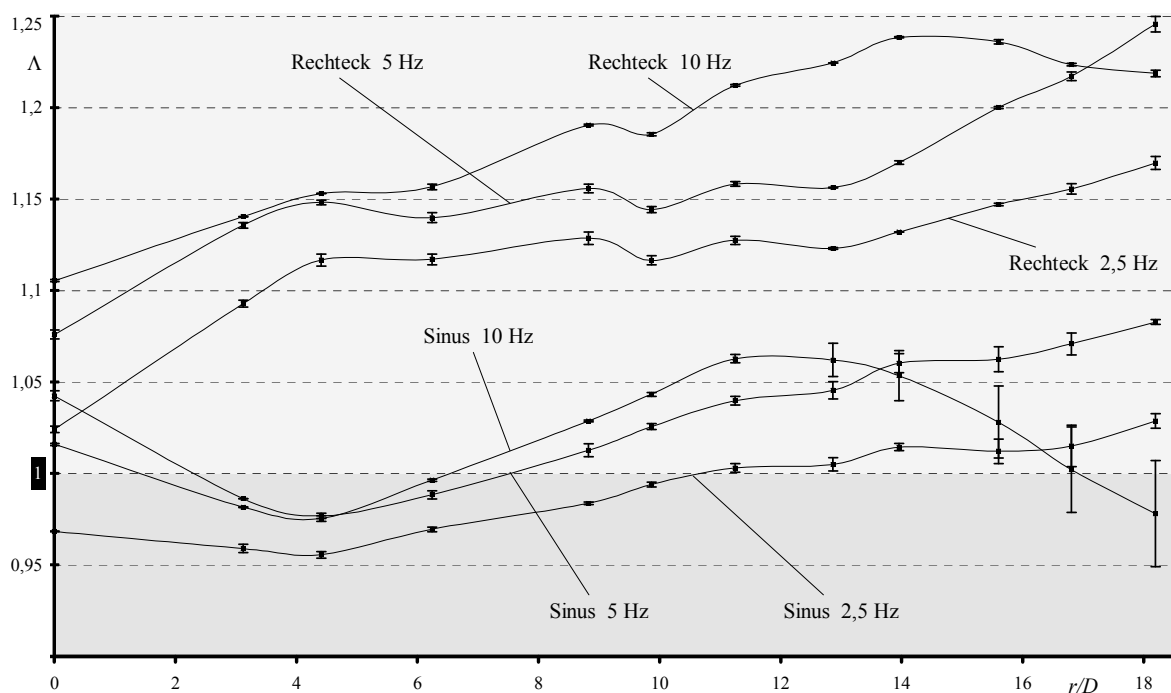


Bild 5.26: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal und beim Rechtecksignal und niedrigen Frequenzen unter Verwendung des langen Austrittsrohrs

Unterhalb und oberhalb der Eigenfrequenz liegen Verbesserungen des Wärmeübergangs im ein- bis zweistelligen Prozentbereich, also im Rahmen der bisherigen Beobachtungen vor. Wie bei vielen vorherigen Experimenten beträgt der Einfluss des Sinussignals nur einen Bruchteil dessen des Rechtecksignals, so dass auf qualitativ unterschiedliche Effekte bei den einzelnen Signalformen oder auf wichtige Zusatzeffekte beim Rechtecksignal auch oberhalb der Eigenfrequenz geschlossen werden kann. Bemerkenswert ist dabei noch, dass bei der halben und der doppelten Eigenfrequenz auch beim Sinussignal auf der ganzen Platte Verbesserungen des Wärmeübergangs erreicht werden, während sie sonst beim Sinussignal nur lokal auftreten. Möglicherweise liegen beide Frequenzen auf einer logarithmischen Skala in der Umgebung der Eigenfrequenz, in der die Instationarität verstärkt wird.

Auch bei kleineren Frequenzen wurde mit der rechteckförmigen Instationarität eine durchgehende Verbesserung des Wärmeübergangs festgestellt, siehe Bild 5.26. Hier werden schon bei den niedrigsten Frequenzen Werte erreicht, die in der Standardkonfiguration erst bei den mittleren Frequenzen auftreten, während der Anstieg dieser Werte mit der Frequenz nicht so stark ist wie in der Standardkonfiguration. Entweder ist hier beim Rechtecksignal der Frequenzbereich um die Eigenfrequenz, in dem eine Signalverstärkung auftritt, breiter, oder es werden unabhängig von der Nähe zur Eigenfrequenz durch die größerer Länge des Rohrs die besonderen Eigenschaften des Rechtecksignals verstärkt. Hier haben sie wohl den wesentlichen Anteil an der Verbesserung des Wärmeübergangs, denn beim Sinussignal ergibt sich der auch sonst beobachtete Verlauf mit lokalen Verbesserungen und Verschlechterungen. Lediglich im Staupunkt werden durchgängig höhere Werte des Instationaritätsfaktors erreicht als in der Standardkonfiguration. Dabei steigt er anders als bei den meisten anderen Szenarien auch nicht monoton mit der Frequenz an, und bei der niedrigsten Frequenz wird nicht wie in der Standardkonfiguration der Wert angenähert, der nach der quasistatischen Betrachtung zu erwarten ist. Möglicherweise ändern sich bei einer großen Rohrlänge auch die Gesetzmäßigkeiten für den Wärmeübergang bei stationärer Anströmung und bei quasistatischen Änderungen gegenüber (2.3).

5.6 Zusammenfassung der phänomenologischen Beobachtungen

Es hat sich gezeigt, dass sowohl die Form als auch die Frequenz der Instationarität eines radialsymmetrischen einphasigen Prallstrahls wesentlichen Einfluss darauf haben, wie sie sich auf den Wärmeübergang zwischen dem Strahl und der Prallfläche auswirkt.

Unter den Bedingungen, die hier als Standardbedingungen definiert sind, verschlechtert sich der Wärmeübergang bei allen Signalformen in der Nähe des Staupunkts bei niedrigen Frequenzen, und er verbessert sich dort bei hohen Frequenzen. In weiterer Entfernung gibt es dagegen wichtige Unterschiede im qualitativen Verhalten. Es hängt davon ab, ob das Signal steile Flanken hat, d.h. ob es Sprünge zwischen den Extremwerten macht. Dagegen spielt es offenbar keine besondere Rolle, ob ein Signal harmonisch verläuft oder Knicke aufweist.

Wenn die Instationaritätsform nur schräge Flanken hat, dann kann es lokale Verbesserungen des Wärmeübergangs geben, deren Maximum mit zunehmender Frequenz näher an den Staupunkt wandert und beiderseits derer in vielen Fällen eine Verschlechterung des Wärmeübergangs eintritt. In der Stauzone verschlechtert sich der Wärmeübergang bei niedrigen Frequenzen, und er verbessert sich bei hohen Frequenzen; der frequenzabhängige Übergang von Verschlechterung zur Verbesserung ist annähernd monoton. Die beobachteten Änderungen

des Wärmeübergangs, sowohl die Verbesserungen als auch die Verschlechterungen, liegen bei solchen Signalen mit wenigen Ausnahmen im einstelligen Prozentbereich.

Bei Signalsprüngen muss zwischen plötzlichem Anstieg und plötzlichem Abfallen unterschieden werden. Sprunghaft fallende Flanken bewirken nur bei niedrigen Frequenzen lokale Verschlechterungen und ansonsten eine Verbesserung des Wärmeübergangs. Bei mittleren Frequenzen hat die radiale Verteilung der Verbesserung ausgeprägte mit steigender Frequenz zum Staupunkt hin wandernde Maxima und ebenso deutliche lokale Minima, die bei hohen Frequenzen zugunsten einer allgemeinen Verbesserung abflachen. Unterstützt wird dieser Effekt vor allem bei größeren Staupunktabständen durch eine möglichst große integrale Abweichung. Teilweise wurden Verbesserungen um über 20 % beobachtet.

Bei sprunghaft steigenden Flanken zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei Signalen ohne Sprünge, jedoch gibt es zwei deutliche Unterschiede: Zum einen ist die Zunahme der Verbesserung des Wärmeübergangs im Staupunkt mit steigender Frequenz stärker ausgeprägt und zum anderen wird bei der höchsten verwendeten Frequenz überall auf der Platte eine Verbesserung des Wärmeübergangs erreicht. Ansonsten wird außerhalb der Stauzone dann eine Verbesserung erreicht, wenn die steil steigende Flanke mit einer großen integralen Abweichung einher geht. Diese Verbesserung liegt aber, abgesehen von sehr niedrigen Frequenzen, immer unterhalb derer, die durch die steil fallende Flanke erreicht wird.

Sowohl für sprunghaft steigende als auch für sprunghaft fallende Flanken scheint in der Standardkonfiguration zwischen 20 Hz und 40 Hz eine Schwelle zu liegen, ab der sich die schnell aufeinander folgenden Sprünge positiv gegenseitig beeinflussen, denn bei der höheren dieser beiden Frequenzen wurde bei fast allen Signalformen mit steilen Flanken auf der ganzen Wärmeübertragungsfläche eine deutlich größere Verbesserung des Wärmeübergangs erzielt als mit der kleineren.

Insgesamt wurden die größten Verbesserungen des Wärmeübergangs mit dem Rechtecksignal erreicht, das die Kombination von sprunghaft steigender und sprunghaft fallender Flanke darstellt. Mit diesem Signal wurde der Wärmeübergang lediglich bei niedrigen Frequenzen im Staupunkt verschlechtert, wobei die Verschlechterung erheblich geringer war als nach der quasistatischen Betrachtung angenommen. Den hauptsächlichen Anteil an der positiven Auswirkung des Rechtecksignals auf den Wärmeübergang hat offenbar seine fallende Flanke.

Die integrale Abweichung allein hat vor allem bei niedrigen Frequenzen Bedeutung; hier bewirkt sie in der Nähe des Staupunkts entsprechend der quasistatischen Betrachtung eine Verschlechterung des Wärmeübergangs. In größerer Entfernung vom Staupunkt hat sie dagegen einen förderlichen Einfluss auf den Wärmeübergang, insbesondere in Kombination mit Signalsprüngen.

Die Stelle, an der die Instationarität lokal den größten förderlichen Einfluss auf den Wärmeübergang besitzt, hat bei gleichen Frequenzen für alle Signale mit steil fallenden Flanken einerseits und für die Signale mit harmonisch fallenden Flanken und das Dreieckssignal andererseits jeweils in etwa den gleichen Abstand vom Staupunkt, wobei er für die erste Gruppe größer ist. Für das Signal, das nach einem plötzlichen Sprung auf den Maximalwert bis zum nächsten Sprung linear auf den Minimalwert absinkt, liegt der Abstand dazwischen.

Inwieweit sich die beschriebenen Frequenzabhängigkeiten zu einer Strouhal-Zahl-Abhängigkeit verallgemeinern lassen, konnte hier nicht geklärt werden. Bei halbiertem Luftmassenstrom deutet sich in der Stauzone bei harmonischem Signalverlauf eine derartige Ab-

hängigkeit allgemein an, beim Rechtecksignal nur in Einzelaspekten. Außerhalb der Stauzone zeigen sich für beide Signale deutliche Unterschiede zum Verhalten beim Standardmassenstrom. Die lokalen Extremwerte weisen eine ausgeprägte nichtmonotone Frequenzabhängigkeit auf, ihr Abstand zum Staupunkt wird kaum von der Frequenz beeinflusst, und jenseits dieser Extrema hat die Instationarität keinen erkennbaren Einfluss auf den Wärmeübergang. Diese großen Unterschiede zu den Beobachtungen unter Standardbedingungen sind möglicherweise damit zu erklären, dass alle Experimente mit relativ kleinen mittleren Reynolds-Zahlen durchgeführt wurden, die größenordnungsmäßig nur wenig oberhalb der kritischen Reynolds-Zahl für Rohrströmungen lagen.

Bei Verwendung eines deutlich verlängerten Ausströmrohres zeigen sich drei Effekte: Erstens verringert sich die abträgliche Wirkung der niederfrequenten harmonischen Instationarität in der Stauzone, zweitens werden die förderlichen Wirkungen der rechteckförmigen Instationarität in der Nähe der Eigenfrequenz der Luftsäule im Rohr verstärkt und drittens werden bei der Eigenfrequenz sowohl für das Rechteck- als auch für das Sinussignal Verbesserungen des Wärmeübergangs auf stellenweise mehr als das Doppelte des Werts bei stationärer Anströmung erreicht.

Schon die Länge dieser Zusammenfassung weist darauf hin, dass kein einfacher Zusammenhang zwischen einzelnen Signaleigenschaften und ihrer Auswirkung auf den Wärmeübergang besteht, und dass es sich nicht anbietet, Korrelationen dazu zu erstellen. Um den Einfluss einer Instationarität auf den Wärmeübergang besser zu verstehen oder ihn vielleicht sogar nutzen zu können, ist es erforderlich, ihren Einfluss auf das Strömungsfeld zu untersuchen.

6 Messungen im Strömungsfeld

Zur Untersuchung des Strömungsfeldes wurden zwei Verfahren eingesetzt, die unterschiedliche Anforderungen erfüllen und sich gut ergänzen. Zur Messung des lokalen Zeitverlaufs der Strömungsgeschwindigkeit diente die Hitzdrahtanemometrie, zur Visualisierung des Geschwindigkeitsfeldes das Verfahren der Particle Image Velocimetry (PIV).

Bei der Hitzdrahtanemometrie wird ein von elektrischem Strom durchflossener Draht zwischen zwei parallelen nadelförmigen Kontakten an der Spitze einer länglichen Sonde in ein Strömungsfeld gehalten. Die im Draht dissipierte elektrische Leistung wird durch das umgebende Fluid konvektiv abgeführt, d.h. umso stärker, je größer die Strömungsgeschwindigkeit ist. Die momentane Temperatur des Drahts wird über seinen elektrischen Widerstand bestimmt. Häufig wird die Temperatur konstant gehalten und die dazu nötige elektrische Spannung als Maß für die Strömungsgeschwindigkeit verwendet. Der Zusammenhang zwischen der Spannung und der Strömungsgeschwindigkeit ist stark nichtlinear und muss für jede einzelne Sonde kalibriert werden. Diese Variante des Hitzdrahtverfahrens wird auf Englisch als Constant Temperature Anemometry (CTA) bezeichnet. Übliche Abmessungen eines Hitzdrahts liegen bei einem Durchmesser von etwa $\frac{1}{20}$ mm und einer Länge von 2 mm. In solch einer Ausführung sind Messfrequenzen von mehreren 100 kHz möglich. Dadurch kann dieses Verfahren zeitlich hoch aufgelöste genaue Informationen zum Betrag der Geschwindigkeit an der Messstelle liefern. Es eignet sich deshalb u.a. zur quantitativen Analyse der Turbulenzeigenschaften einer stationären Strömung und zur Ermittlung von periodischem Verhalten, das sich nicht im Einklang mit einem vorgegebenen Takt einstellt, mit Hilfe der Spektralanalyse.

Mit dem Verfahren der Particle Image Velocimetry lassen sich Momentaufnahmen eines Ausschnitts des Strömungsfeldes erstellen, aus denen lokale Strömungsrichtungen und Strukturen zu erkennen sind. Es hat seinen Namen von den Partikeln, bei Luftströmungen meistens Wasser-Glycerintropfen, die dazu in das Strömungsfeld eingebracht werden. Sie sind so klein, dass sie aufgrund ihres großen Oberflächen-Volumen-Verhältnisses der Bewegung der umgebenden Luft nahezu unmittelbar folgen. Die Partikel reflektieren bei einer Aufnahme das Licht eines flächigen Laserblitzes. Normalerweise werden mit einem definierten zeitlichen Abstand zwei Aufnahmen hintereinander gemacht. Dabei wird davon ausgegangen, dass Gruppen von Partikeln, so genannte Cluster, sich zwar mit der Strömung bewegen, die einzelnen Partikel des Clusters ihre Lage zueinander in der Zeit zwischen den beiden Blitzen jedoch nur wenig ändern. Um den Geschwindigkeitsvektor in einem Punkt zu ermitteln, wird ein Bildausschnitt der zweiten Aufnahme, in dessen Mitte sich der Punkt befindet, wiederholt in den beiden Koordinatenrichtungen des Bildes verschoben und für jede Verschiebung die Übereinstimmung mit dem unverschobenen korrespondierenden Ausschnitt der ersten Aufnahme quantifiziert, also im Wesentlichen die Überdeckung der aufgenommenen Cluster in einer geeigneten Weise berechnet. Die Verschiebung mit dem größten Übereinstimmungswert wird dann als Geschwindigkeitsvektor im Mittelpunkt des Bildausschnitts gewertet. Die Anzahl der so ausgewerteten Punkte in den beiden Koordinatenrichtungen des Bildes sowie die Größe

des aufgenommenen Teils des Strömungsfelds bestimmen die räumliche Auflösung des ermittelten Geschwindigkeitsfelds.

Da selbst bei stationären laminaren Strömungen meistens mit nicht reproduzierbaren Störungen gerechnet werden muss, hat eine einzelne Momentaufnahme, die mit einem dieser Verfahren angefertigt worden ist, nur wenig Aussagekraft. Deshalb wird bei Strömungen mit stationären Randbedingungen bei der Hitzdrahtanemometrie in jedem Messpunkt über einen endlichen Zeitraum gemessen und der zeitliche Mittelwert der gemessenen Momentangeschwindigkeiten gebildet. Bei der Particle Image Velocimetry wird eine Vielzahl von Aufnahmen gemacht, aus denen für jeden einzelnen Punkt die Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten bestimmt werden. Der mittlere Geschwindigkeitsvektor beschreibt dann nicht nur in seinem Betrag, sondern auch in seiner Richtung die prinzipielle lokale Strömung, die von Störungen überlagert ist. Die Standardabweichung wird bei beiden Verfahren zur Quantifizierung der Turbulenzeigenschaften herangezogen; bei der PIV lassen sich neben dem Turbulenzgrad auch die mittleren Schwankungen in die einzelnen Bildrichtungen bestimmen.

Für instationäre Randbedingungen ist die einfache Zeitmittelung nur sinnvoll, wenn tatsächlich nur der langfristige zeitliche Mittelwert interessiert. Dann ist darauf zu achten, dass über einen hinreichend langen Zeitraum mit einer großen Zahl von Schwankungen um den Mittelwert gemessen wird. Um das instationäre Verhalten eines Strömungsfelds zu erfassen, wird bei periodisch veränderlichen Randbedingungen die Phasenmittelung und bei transienten Randbedingungen mit definiertem Zeitverlauf die Ensemble-Mittelung angewendet. Bei der Phasenmittelung wird der Mittelwert aus einer Reihe von Messwerten bestimmt, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten, aber jeweils bei der gleichen Phasenlage des Eingangssignals der Randbedingung gemessen wurden. Dazu wird entweder das Eingangssignal der Randbedingung zeitgleich mit den Strömungsfeldmessungen aufgenommen, oder es wird immer dann eine Aufnahme ausgelöst, ggf. mit einer festgelegten Verzögerung, wenn das Eingangssignal eine bestimmte Bedingung erfüllt. Ideal ist hierbei eine Phasenlage, bei der das Signal eine möglichst große betragsmäßige Steigung hat, um den Auslösezeitpunkt auch bei einem Rauschen des Signals oder seiner Übertragung möglichst scharf zu bestimmen. Die Ensemble-Mittelung verläuft analog, nur es wird nicht ein Experiment über viele Perioden des Eingangssignals ausgedehnt, sondern es wird viele Male wiederholt, und es wird über die Werte gemittelt, die mit dem gleichen Zeitabstand zum Beginn des jeweiligen Einzelexperiments gemessen worden sind.

Auf diese Weise lassen sich mit Hilfe der PIV zeitlich veränderliche Strömungsstrukturen identifizieren, die sich infolge der instationären Randbedingungen bilden. Auf Einzelaufnahmen sind derartige Strukturen oft nur schwer zu erkennen, wenn sie durch turbulente Schwankungsbewegungen oder zufällige Störungen überlagert werden.

Gerade bei der Hitzdrahtanemometrie müssen phasen- oder Ensemble-gemittelte Zeitverläufe aber immer im Zusammenhang mit den Aufnahmen von Einzelphasen bzw. -experimenten betrachtet werden, weil dieses Messverfahren auch sehr feine Details im Zeitverlauf registrieren kann, die zwar qualitativ reproduzierbar sind, deren genauer Zeitpunkt jedoch über einen größeren Zeitraum schwanken kann, als über den sie sich selbst erstrecken. Solche Details gehen bei der Mittelung verloren. Alternativ kann über eine relativ geringe Zahl von Phasen gemittelt werden, um nur die größten stochastischen Einflüsse abzumildern und Details weitgehend zu erhalten.

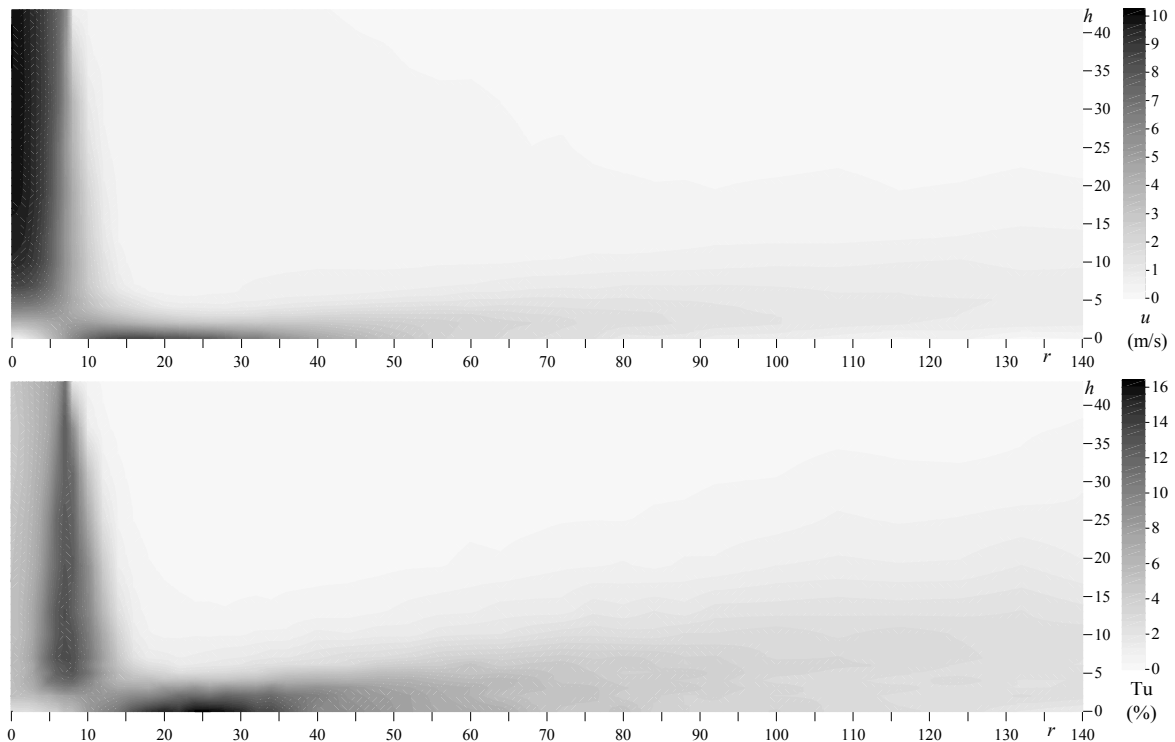


Bild 6.1: Skalares Geschwindigkeitsfeld bei stationärem Eingangssignal des MFRCS
oben: zeitgemittelte Geschwindigkeitsverteilung, unten: Verteilung des Turbulenzgrads

6.1 Stationäres Strömungsfeld

Die obere Hälfte von Bild 6.1 zeigt die Verteilung des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsbetrags im stationären Strömungsfeld unter Standardbedingungen als Ergebnis einer Hitzdrahtmessung. Die typische Struktur des einphasigen Prallstrahls mit Strahlkern, Mischungszone, Stauzone und abströmendem Wandstrahl ist deutlich zu erkennen.

Die Stauzone, in der die Geschwindigkeiten niedrig sind, hat in etwa den gleichen Durchmesser wie der Austrittsquerschnitt. Im Übergang von der Stauzone zum Wandstrahl wurde in einem Abstand von etwa einem Rohrdurchmesser plattennah eine Geschwindigkeit von bis zu zwei Dritteln der Austrittsgeschwindigkeit gemessen.

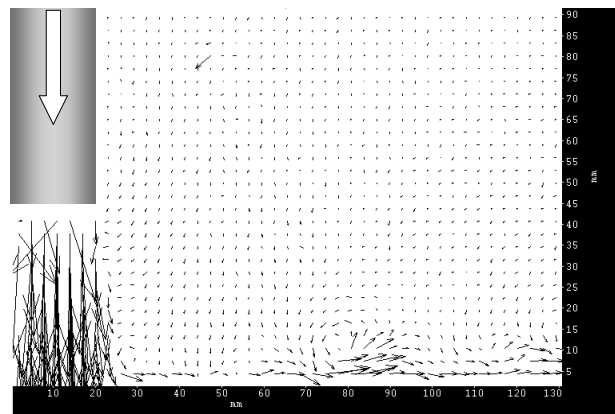


Bild 6.2: Momentaufnahme des Strömungsfelds unter stationären Standardbedingungen

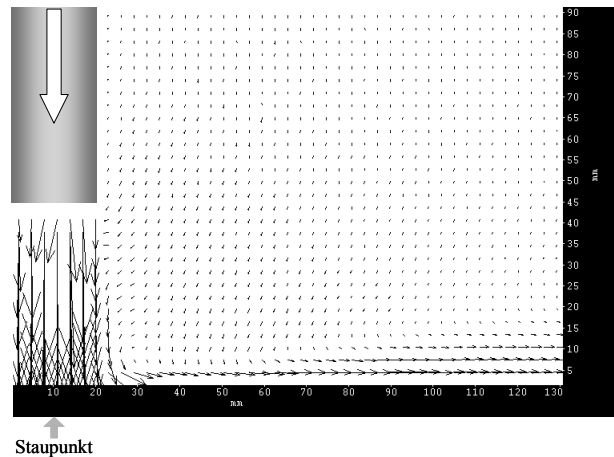


Bild 6.3: Stationäre Strömung unter Standardbedingungen, gemittelt aus 300 PIV-Aufnahmen

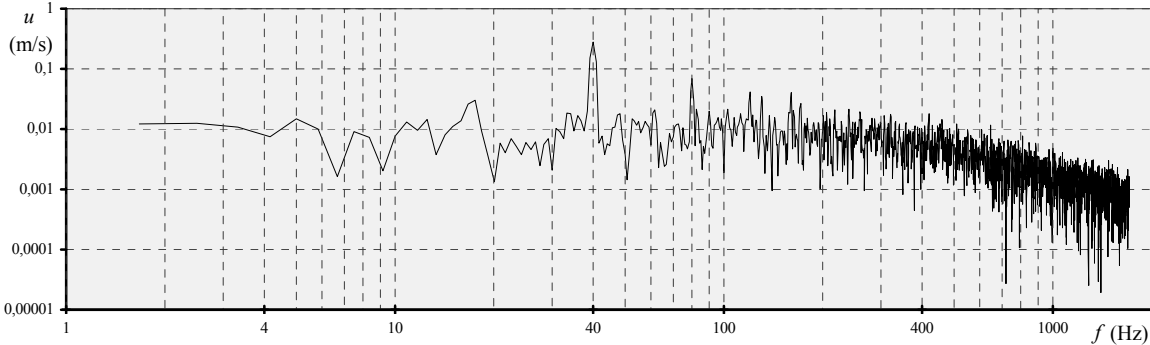
In der unteren Hälfte ist die Verteilung des Turbulenzgrads Tu zu sehen, der hier als Quotient aus der lokalen Standardabweichung des Geschwindigkeitsbetrags und der Geschwindigkeit in der Mitte des Rohraustritts definiert ist. Er erreicht seine größten Werte in der Mischungszone und nahe der Platte in einem Gebiet, das sich in radialer Richtung an die Stelle des Geschwindigkeitsmaximums anschließt und über die Länge etwa eines Rohrdurchmessers erstreckt. Dies ist der Bereich, in dem nach Martin [2] und anderen bei hohen Reynoldszahlen und kleinen Plattenabständen das Maximum des Wärmeübergangs erreicht wird.

Die prinzipiellen Strömungsrichtungen gehen (mit einer technisch bedingten Verzerrung im Austrittsquerschnitt) aus Bild 6.3 hervor. Zusätzlich zu den oben genannten Zonen ist die Zuströmung der Umgebungsluft erkennbar, die sich sowohl in der Mischungszone des Luftstrahls zwischen dem Austrittsquerschnitt und dem Staupunkt als auch in den plattenfernen Bereich des Wandstrahls einmischt. In diesem zeitgemittelten Vektorfeld findet sich kein Hinweis auf die von Yule [3] und von Kataoka [4] beschriebenen Wirbel, weil sie sich nicht so regelmäßig bilden, dass eine Taktung zu ihrer Aufnahme möglich gewesen wäre. Es ist zudem sehr fraglich, ob aufeinander folgende Wirbel räumlich hinreichend gleichförmig sind, damit bei einer vektoriellen Überlagerung wesentlicher Details erhalten bleiben.

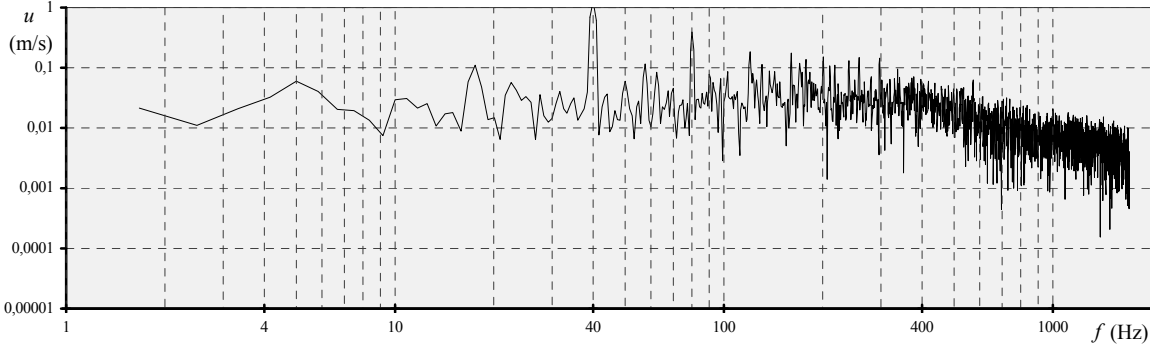
Dass wirbelartige Strukturen auftreten und entlang der Platte radial abströmen, zeigt sich z.B. in Bild 6.2, einer der Einzelaufnahmen, aus denen Bild 6.3 erstellt worden ist. Hier lässt sich jedoch nicht erkennen, ob es sich um einen umlaufenden Wirbelring oder einen einzelnen Turbulenzballen handelt. Da sich nach Yule bzw. Kataoka die unregelmäßig auftretenden Wirbelringe des stationären Freistrahls spätestens am Ende des Strahlkerns aufgelöst haben, ist nicht davon auszugehen, dass sie nach dem Aufprall auf die Platte lange bestehen bleiben. Deshalb handelt es sich in der Aufnahme wahrscheinlich um Turbulenzballen.

6.2 Strömungsfeld bei harmonischer Oszillation

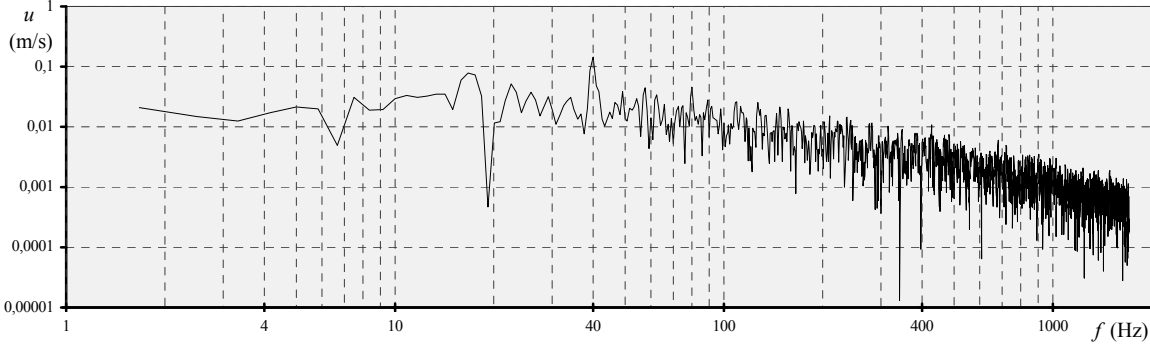
Bei der sinusförmigen Instationarität des Luftstrahls ist in den meisten Fällen ein relativ geringer Einfluss auf den konvektiven Wärmeübergang festgestellt worden. Innerhalb der Bandbreite der gemessenen Änderungen ist aber ein ausgeprägtes räumliches Maximum des Instationaritätsfaktors aufgetreten, dessen Abstand vom Staupunkt mit zunehmender Frequenz kleiner wird, und jenseits des Maximums fällt der Instationaritätsfaktor auf Werte unter 1 (Bild 5.3).



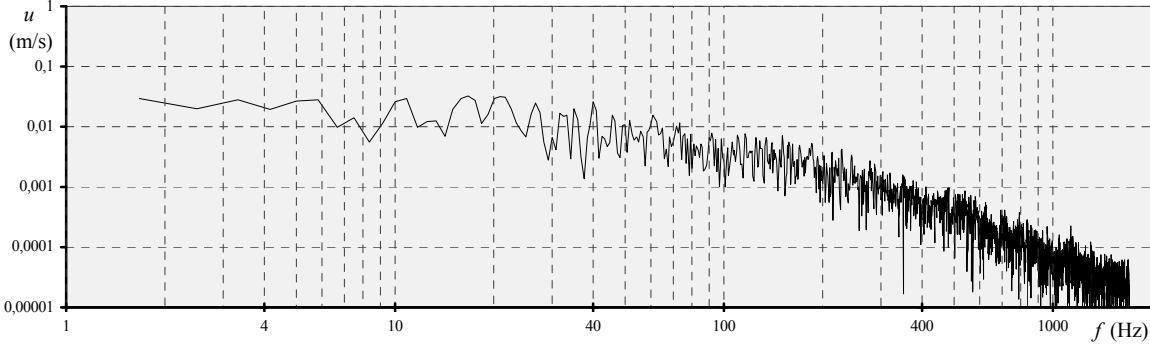
$r/D = 0$



$r/D \approx 2$



$r/D \approx 4$



$r/D \approx 6$

Bild 6.4: Frequenzspektrum des Geschwindigkeitsbetrags in verschiedenen Abständen vom Staupunkt unmittelbar über der Platte bei einer sinusförmigen Instationarität mit der Frequenz $f = 40$ Hz

Um zu beurteilen, inwieweit es die Instationarität selbst ist, die den Wärmeübergang beeinflusst, oder ein mittelbarer Effekt, ist untersucht worden, ob sie sich im plattennahen Strömungsfeld identifizieren lässt.

Bild 6.4 zeigt das Frequenzspektrum des Geschwindigkeitsbetrags in einem Abstand von 1 mm von der Plattenoberfläche und verschiedenen Abständen vom Staupunkt, das bei einer sinusförmigen Instationarität mit $f = 40$ Hz ermittelt worden ist. Im Staupunkt hat das Spektrum eine deutliche Spitze bei der Grundfrequenz der Instationarität und weitere Spitzen bei deren ganzzahligen Vielfachen. Mit zunehmendem Abstand verstärken sich zunächst sowohl die Spitzen als auch das Rauschen, weil wie beim stationären Strömungsfeld das Geschwindigkeitsmaximum nicht im Staupunkt liegt. Weiter außen verflachen dann erst die Spitzen bei den Vielfachen der Grundfrequenz und dann auch die Hauptspitze. Das ist nicht nur auf eine Dämpfung der Instationarität zurückzuführen, sondern auch auf die radiale Ausbreitung des Wandstrahls, wodurch die mittlere Geschwindigkeit näherungsweise umgekehrt proportional zum Abstand vom Staupunkt sein muss. Jedoch klingt die Hauptspitze nicht allmählich mit größer werdendem Radius ab, sondern verschwindet bei einem Abstand von 5-6 Düsendurchmessern vom Staupunkt in einem Spektrum, das typisch für turbulente Schwankungen ist und in ähnlicher Form auch bei allen weiteren Abständen vorliegt. Der Abstand, in dem sich die aufgeprägte Instationarität nicht mehr im Spektrum wiederfindet, ist ungefähr der, bei dem der Instationaritätsfaktor bei $f = 40$ Hz sein lokales Maximum hat, siehe Bild 5.3. Diese Übereinstimmung zwischen der radialen Lage des Maximums des Instationaritätsfaktors und dem Abstand, ab dem die vorgegebene Instationaritätsfrequenz nicht mehr im Geschwindigkeitsspektrum hervortritt, ist auch bei den anderen hier verwendeten Frequenzen zu beobachten.

Ein Hinweis auf die Ursache findet sich in Bild 6.6. Dort sind die aus jeweils 50 PIV-Aufnahmen phasengemittelten Vektorfelder des Strömungsfelds unter Standardbedingungen bei einer Frequenz $f = 40$ Hz bei verschiedenen Phasenlagen dargestellt, die frequenzabhängig jeweils einer Zeit ab dem Beginn der Periode gleichgesetzt werden können. Als Periodenbeginn wurde der Zeitpunkt gewählt, zu dem die steigende Flanke des Eingangssignals des

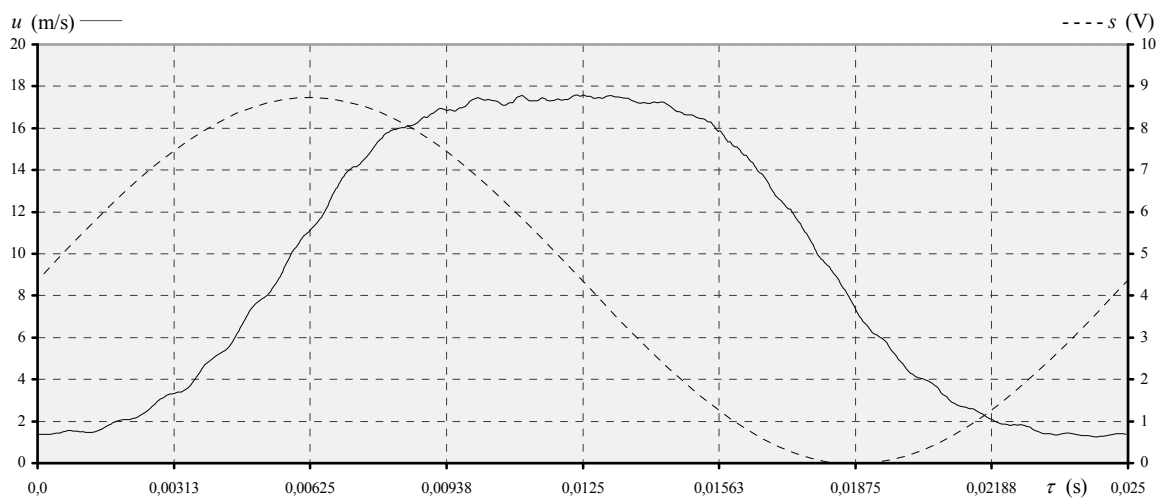


Bild 6.5: Verlauf des MFRCS-Eingangssignals s und der über 46 Perioden gemittelten Geschwindigkeit u des Luftstrahls in der Mitte des Austrittsquerschnitts bei sinusförmiger Instationarität mit $f = 40$ Hz

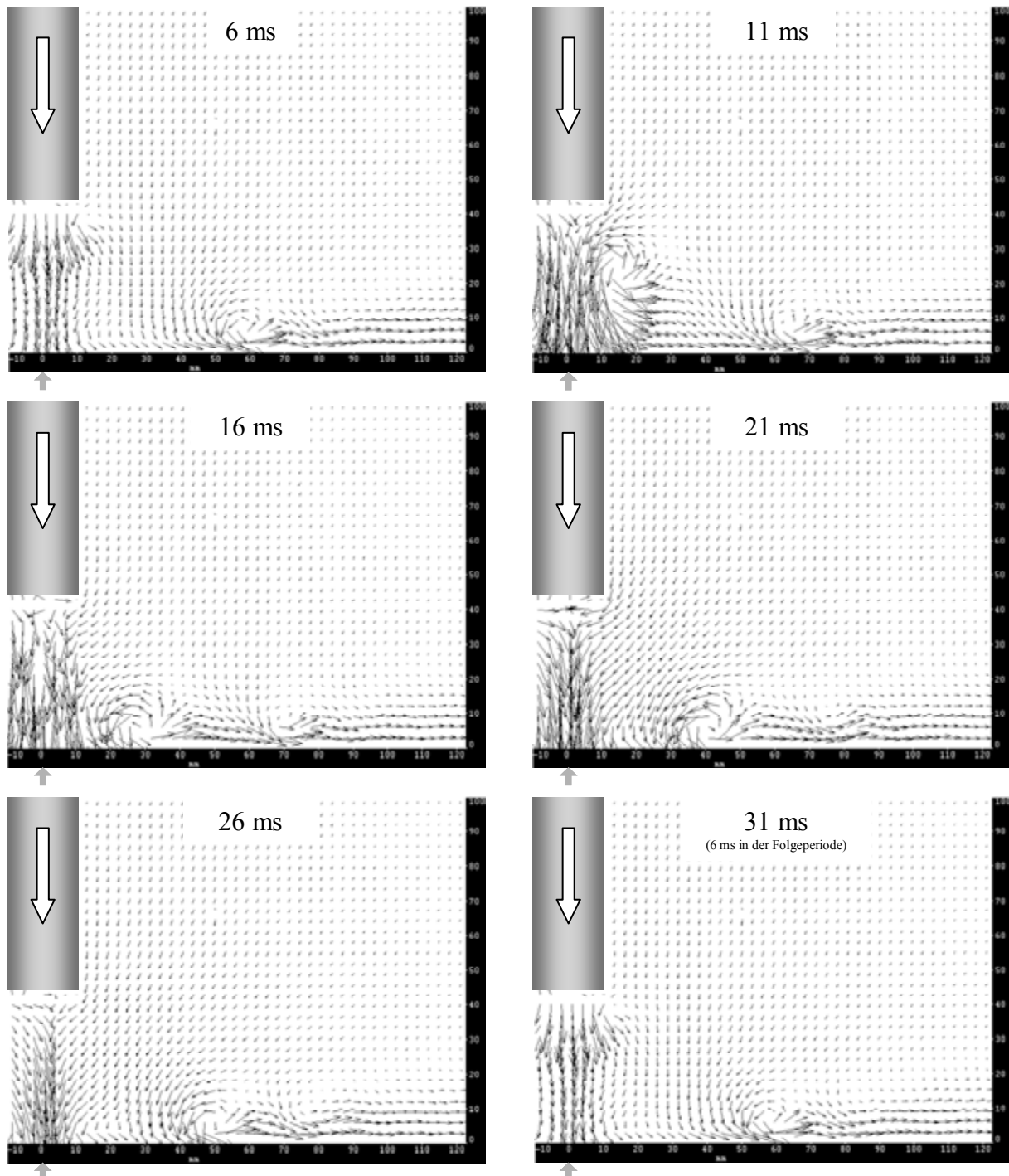


Bild 6.6: Entwicklung des Strömungsfelds bei sinusförmiger Instationarität mit $f = 40$ Hz unter Standardbedingungen im Verlauf eine Periode

MFRCS seinen Mittelwert annimmt. Die Strömungsgeschwindigkeit am Rohraustritt folgt diesem Signal mit einer Verzögerung von ca. 6 ms, wie in Bild 6.5 im phasengemittelten Verlauf der Austrittsgeschwindigkeit und dem des parallel aufgenommenen Eingangssignals zu erkennen ist.

6 ms nach Phasenbeginn, während der anschwellende Luftstrahl gerade seine mittlere Geschwindigkeit erreicht hat, beschleunigt er die Luft am Austritt nicht nur axial, sondern auch

radial. Als Ursache wird hier vermutet, dass der Druck im Rohr in dieser Phasenlage ansteigt, weil die langsamere Luft im unteren Teil des Rohrs durch die schnellere im oberen Teil beschleunigt bzw. letztere von ersterer abgebremst wird. Durch den nachfolgenden, weiterhin anschwellenden Luftstrom wird sie weiter komprimiert, so dass sie beim Austritt ins Freie einen höheren als den Umgebungsdruck hat. Da der Druck ungerichtet ist, bewirkt der Druckunterschied zwischen dem Luftstrahl und der Umgebungsluft in dem Moment eine Beschleunigung in alle Richtungen. (Die hierdurch erzeugte Luftbewegung überlagert die plattenwärts gerichtete Strömung der Luft in der Umgebung des Rohrrands, die durch Entrainment des Strahls über viele Perioden entsteht. Hinzu kommt, dass durch die endliche Dicke der Rohrwand in unmittelbarer Nähe des Austritts keine Beschleunigung der Luft nach oben möglich ist. Deshalb sind bei moderaten Zunahmeraten des Luftmassenstroms wie in Bild 6.6 am Austritt nur radial und plattenwärts, aber keine nach oben gerichteten Geschwindigkeitsvektoren zu sehen.) Durch diesen Vorgang wird der Luftstrahl an seiner Spitze abgebremst und selbst zum Teil radial abgelenkt, so dass seine Geschwindigkeit dort geringer und sein Druck höher ist als im nachfolgenden Abschnitt. Dadurch bewegt sich die Zone erhöhten Drucks, von der aus Strahl- und Umgebungsluft in alle Richtungen, aber insbesondere radial beschleunigt wird, in axialer Richtung mit einer geringeren als der Strahlaustrittsgeschwindigkeit fort. Im nachfolgenden schnelleren Abschnitt überwiegen Viskositätseffekte die Bedeutung des Druckunterschieds zur Umgebung (1. weil erstere durch die höhere Geschwindigkeit gegenüber der Strahlspitze verstärkt werden und 2. letzterer dadurch verringert ist), so dass Umgebungsluft eingesogen und mitgerissen wird. Dadurch ergibt sich dort eine radiale Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Strahlachse. Die „Lücke“, die dadurch in der Umgebung des Strahls entsteht, wird durch einen Teil der Luft „aufgefüllt“, die durch die von der Strahlspitze aus radial beschleunigte Luft verdrängt wird. So entsteht eine axiale Komponente entgegen der Strahlrichtung und insgesamt ein Wirbel. Der Wirbel folgt unmittelbar der Zone erhöhten Drucks an der Strahlspitze.⁵

Sie wird beim Auftreffen zwischen 11 ms und 16 ms nach Phasenbeginn auf die Platte radial abgelenkt. Dadurch setzt sich der eben beschriebene Vorgang an der Plattenoberfläche fort, und der Wirbel breitet sich radial aus, solange der Wandstrahl durch den nachfolgenden Luftstrahl aus dem Rohr aufrecht erhalten wird, d.h. seine Ausbreitungsgeschwindigkeit sollte in der Phase, in der er entstanden ist, qualitativ und mit zunehmender Verschiebung der Geschwindigkeit am Rohraustritt folgen. Diese Vermutung bestätigt sich beim Vergleich von Bild 6.5 und Bild 6.6. Die Austrittsgeschwindigkeit fällt in der Zeit zwischen 15 ms und 23 ms nach Phasenbeginn vom Maximum auf einen nahezu verschwindenden Wert (Dass die Geschwindigkeit hier nicht vollständig verschwindet, hat seine Ursache einerseits in der Messung des Geschwindigkeitsbetrags bei der Hitzdrahtanemometrie und andererseits in der Phasenmittelung). Währenddessen nimmt auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Wirbels ab, und er kommt in der Folgeperiode fast zum Stillstand.

⁵ Für eine Prüfung dieses Ansatzes zur Erklärung der Bildung und Ausbreitung von Wirbeln bei anschwellenden einphasigen Fluidstrahlen wären zeitlich hochaufgelöste Druckmessungen im Rohrverlauf und eine umfangreiche CFD-Analyse erforderlich. Insbesondere die in solchen Situationen übliche Annahme eines konstanten Drucks am Eintrittsquerschnitt müsste mit Messergebnissen abgeglichen werden.

Die weitere Entwicklung des Wirbels kann wieder ab dem oberen linken Einzelbild in Bild 6.6 verfolgt werden. Er wird von der Druckfront des wieder anschwellenden Luftstrahls nicht mehr erreicht, weil sich daraus ein neuer Wirbel bildet. Deshalb bewegt er sich nur noch langsam, hier mit etwa 1 m/s, weiter nach außen und wird dabei schwächer. 21 ms nach Beginn der Folgeperiode ist er gerade noch als Wirbel und zu Beginn der nächsten Folgeperiode nur noch als Delle im Wandstrahl zu erkennen, die nach weiteren 5 ms praktisch vollständig in der Umlenkung der in den Wandstrahl eingesogenen Umgebungsluft aufgeht. Hier wird vermutet, dass der Wirbel zunächst zu großen Turbulenzballen zerfällt, die langsam weiter nach außen wandern und sich dabei unter Bildung immer kleinerer Ballen auflösen. Das bedeutet, dass die Wirbelauflösung mit einer hohen lokalen Turbulenzentstehung strömungsabwärts einhergeht, die das Maximum des Instationaritätsfaktors kurz hinter der Stelle erklärt, an welcher der Wirbel in Bild 6.6 verschwindet.

Die Kombination dieser Aspekte – die einem Verharren nahe kommende langsame Ausbreitung des Wirbels und die im Detail kaum reproduzierbare Auflösung zu Turbulenzballen – erklärt, warum die vorgegebene Instationaritätsfrequenz an dieser Stelle im Frequenzspektrum nicht mehr zu erkennen ist (Bild 6.4 unten). Jenseits dieses Staupunktabstands wird die Situation eines ausgebildeten turbulenten Wandstrahls angenähert. Durch den stromaufwärtigen Wirbel ist der Wandstrahl gegenüber der Situation bei stationärer Anströmung aufgeweitet und verlangsamt, weshalb sich hier ein schlechterer Wärmeübergang als im stationären Fall ergibt.

Prinzipiell stellt sich dieser Vorgang auch bei niedrigeren Frequenzen ein, wie in Bild 6.7 für eine Frequenz von 1,25 Hz zu sehen ist. Durch den langsameren Anstieg des Luftmassenstroms ist der Wirbel vor dem Auftreffen auf die Platte schwächer, weil die oben beschriebenen Druckverhältnisse hier nur abgeschwächt auftreten, und er breitet sich nicht so schnell aus. Andererseits bewirkt der langsame Anstieg des Luftmassenstroms, dass der Wirbel über eine längere Zeit aufrecht erhalten bleibt und den Aufnahmebereich verlässt, bevor er sich auflöst. Außerdem ist er räumlich nicht so konzentriert wie bei der hohen Frequenz, d.h. er hat bei geringeren lokalen Geschwindigkeitsgradienten eine größere Ausdehnung, und sein Zentrum hat einen größeren Abstand zur Platte. Beides wächst im Verlauf der Ausbreitung weiter an.

Möglicherweise bewirkt dieses Anwachsen, dass bei niedrigen Frequenzen andere Mechanismen der Wirbelauflösung dominieren als bei höheren Frequenzen. Darauf weisen die unterschiedlichen Entwicklungen der Verläufe des Instationaritätsfaktors oberhalb und unterhalb von $f = 5$ Hz in Bild 5.3 hin. Dort lässt sich eine Kurve erkennen, auf der das lokale Maximum des Instationaritätsfaktors bei zunehmender Frequenz nach innen wandert. Dies unterstützt die oben genannten Überlegungen, wonach sich der Wirbel auf der Platte im Wesentlichen während der Periode ausbreitet, zu deren Beginn er entstanden ist, d.h. umso kürzer, je höher die Frequenz ist, und im Verlauf der Folgeperiode bei weitgehendem Stillstand zerfällt. Bei von $f = 5$ Hz aus abnehmenden Frequenzen ändert das lokale Maximum des Instationaritätsfaktors dagegen seinen Abstand vom Staupunkt kaum, aber die maximal erreichten Werte des Instationaritätsfaktors sind umso kleiner, je niedriger die Frequenz ist. Dieser Knick in der „Frequenz-Route“ des Maximums lässt einen Wechsel im hauptsächlichen Grund für die Wirbelauflösung vermuten. Während bei höheren Frequenzen das zeitliche Abschwellen des Luftstrahls offenbar die wesentliche Rolle spielt, ist denkbar, dass der Wirbel bei niedrigen

Frequenzen vor dem Abschwellen des Luftstrahls eine Ausdehnung, einhergehend mit geringen Geschwindigkeitsgradienten, erreicht, bei der er unter geringer zusätzlicher Turbulenzproduktion im erweiterten Strömungsfeld des Wandstrahls aufgeht.

Zur Prüfung dieser Annahme müsste u.a. die Trajektorie des Wirbelkerns bei verschiedenen Frequenzen untersucht werden.

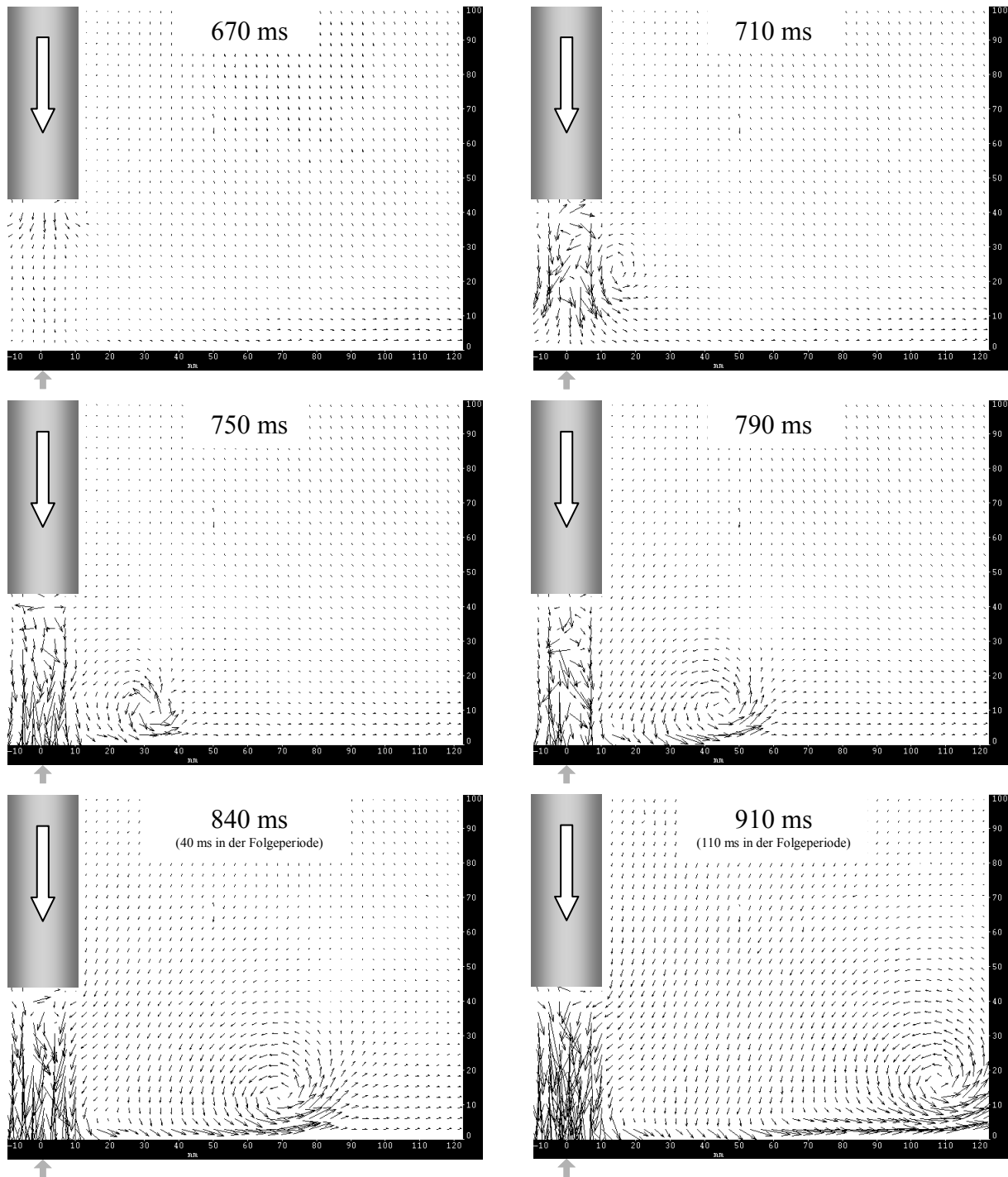


Bild 6.7: Bildung eines Wirbels bei sinusförmiger Instationarität mit $f = 1,25$ Hz während der Massenstromzunahme

Zwischen der Stauzone und der Stelle, an der sich der Wirbel auflöst, bewirkt er einen verstärkten Austausch von plattennaher Luft und Umgebungsluft. Dadurch trägt er dort ebenfalls zur Verbesserung des Wärmeübergangs bei bzw. er vermindert die Verschlechterung, die bei quasistatischen Geschwindigkeitsänderungen zu erwarten ist. Dieser Effekt ist umso stärker, je öfter der Bereich von Wirbeln überstrichen wird. Deshalb liegen die radialen Verläufe des Instationaritätsfaktors zwischen der Stauzone und dem jeweiligen lokalen Maximum bei höheren Frequenzen vollständig oberhalb derer, die zu niedrigeren Instationaritätsfrequenzen gehören. Der nahezu lineare Anstieg des Instationaritätsfaktors über dem Radius, der in Bild 5.3 zwischen der Stauzone und dem Maximum insbesondere bei den niedrigeren Frequenzen zu erkennen ist, erklärt sich aus dem Anwachsen des Wirbels im Verlauf der Ausbreitung, das sich in Bild 6.7 zeigt.

Im Staufeld selbst wurde bei niedrigen und mittleren Frequenzen eine Verschlechterung des Wärmeübergangs beobachtet, die sich aus dem nichtproportionalen Zusammenhang zwischen der Nußelt-Zahl und der Reynolds-Zahl erklärt. Ein Grund, warum sich diese Verschlechterung mit zunehmender Frequenz verringert, kann in der damit einhergehenden Verstärkung der plattenwärts gerichteten Bewegung der Luft in der Umgebung des Rohres liegen. Diese Bewegung wird durch Entrainment verursacht und folgt prinzipiell dem An- und Abschwellen des Luftstrahls mit einem Zeitversatz, der im Austrittsquerschnitt verschwindet und mit zunehmendem Abstand dazu größer wird. Je kürzer eine Periode ist, desto größer ist der Phasenanteil, in dem gleichzeitig der Luftmassenstrom aus dem Rohr abnimmt und der aus der Umgebung an einer bestimmten Stelle im Strömungsfeld noch zunimmt. Für jede Frequenz gibt es demnach eine Fläche um den Austritt, außerhalb derer die in einer Periode angeregte plattenwärts gerichtete Bewegung der Umgebungsluft noch nicht zur Ruhe gekommen

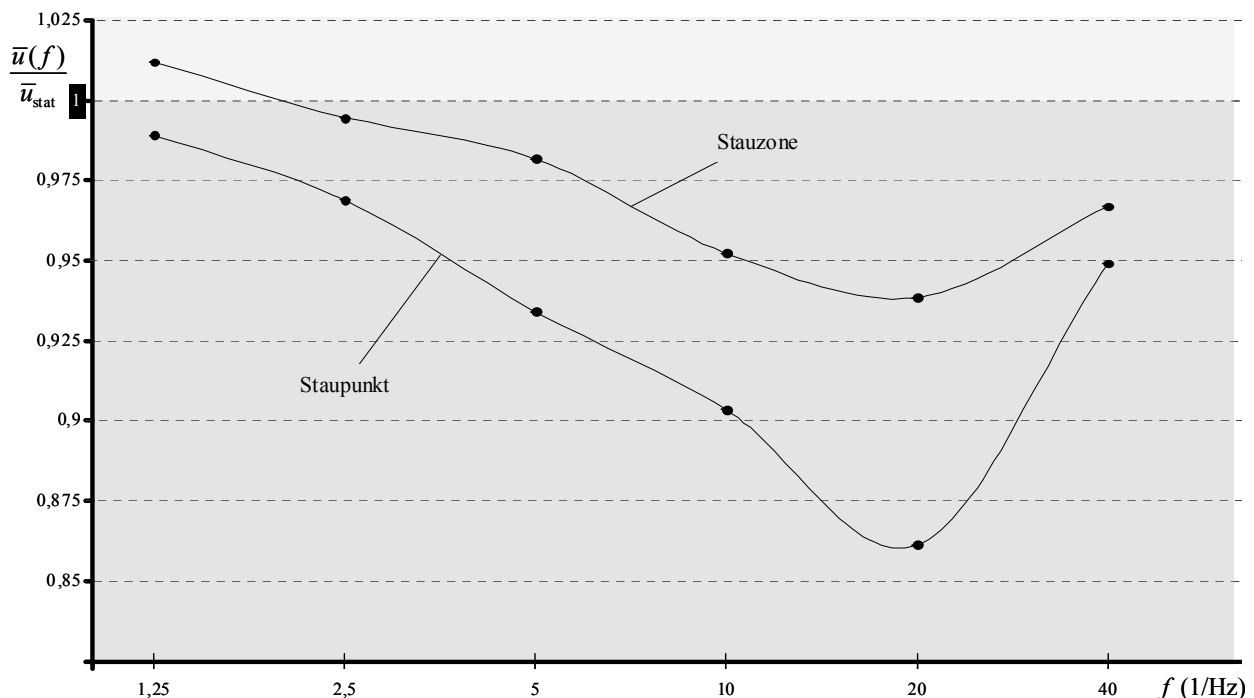


Bild 6.8: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz in einem Abstand von 1 mm über dem Staupunkt bzw. integriert über der Stauzone, bezogen auf die entsprechende Geschwindigkeit bei stationärer Anströmung

ist, bevor sie durch die Zunahme des Luftmassenstroms in der nächsten Periode wieder beschleunigt wird. Mit zunehmender Frequenz zieht sich diese Fläche immer enger um den Austrittsquerschnitt zusammen. Wie in Bild 6.6 zu sehen ist, liegt diese Fläche bei $f = 40$ Hz innerhalb eines Radius von einem halben Rohraußendurchmesser um den Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts; zwischen diesem Bereich und dem Staupunkt ist zu jeder Phasenlage eine plattenwärts gerichtete Strömung zu erkennen. Für $f = 1,25$ Hz ist die Fläche innerhalb des in Bild 6.7 gezeigten Ausschnitts des Strömungsfelds im Rahmen der Darstellungsgenauigkeit nicht auszumachen.

Allerdings geht mit dem verstetigten Entrainment keine Vergrößerung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in der Stauzone einher. Tatsächlich sinkt sie mit zunehmender Frequenz bis $f = 20$ Hz und ist auch bei $f = 40$ Hz niedriger als bei stationärer oder niederfrequent instationärer Anströmung, siehe Bild 6.8. Zwar ist beim Vergleich von Bild 6.6 und Bild 6.7 eine verstärkte Einmischung von Umgebungsluft auf dem Weg des Wirbels zwischen dem Austritt und der Platte bei $f = 40$ Hz zu erkennen, und zunächst liegt die Vermutung nahe, dass dies ebenfalls zur Verbesserung des Wärmeübergangs in der Stauzone bei zunehmenden Frequenzen beiträgt. Wahrscheinlich ist das jedoch nicht der Fall, denn bei den Wärmeübergangsmessungen, die Bild 5.3 zugrunde liegen, hatten der austretende Luftstrahl und die Umgebungsluft die gleiche Temperatur. Deshalb könnte die auf dem Weg zur Platte eingemischte Umgebungsluft nur dann zur Verbesserung des Wärmeübergangs in der Stauzone beitragen, wenn sie zusätzlich zum Luftstrahl dort auftreffen würde, aber dies müsste sich in einer erhöhten statt einer verringerten mittleren Geschwindigkeit plattennah über dem Staupunkt und seiner unmittelbaren Umgebung äußern. Offenbar ersetzt die auf dem Weg zur Platte eingemischte Umgebungsluft nur einen Teil der Strahlluft, die im Zuge der Wirbelbildung in diesem Abschnitt radial abströmt und außerhalb der Stauzone zur Verbesserung des Wärmeübergangs beiträgt.

Zusätzlich zu dieser Abschwächung der effektiven Amplitude können bei zunehmender Frequenz sekundäre Effekte der Instationarität dazu beitragen, die primär verursachte Verschlechterung des Wärmeübergangs im Staufeld auszugleichen. Dabei ist zu beachten, dass es sich bei dem jeweiligen Wert des Instationaritätsfaktors, der in Bild 5.3 im Staupunkt aufgetragen ist, um den integralen Wert für ein Quadrat handelt, das eine Kantenlänge von 46,8 mm, also etwa 3 Rohrdurchmessern hat und in dessen Mitte der Staupunkt liegt. Innerhalb dieses Feldes liegen im stationären Strömungsfeld der Staupunkt mit einem lokalen Geschwindigkeitsminimum, die Stauzone mit anwachsender Geschwindigkeit und der innere Teil des Übergangs zum Wandstrahl mit dem Maximum der Geschwindigkeit und des Turbulenzgrades, siehe Bild 6.1. Es ist davon auszugehen, dass sich diese Zonen bei niedrigen Frequenzen auch im instationären Strömungsfeld ausbilden. Wie sie sich bei zunehmenden Frequenzen entwickeln, kann hier nicht im Detail geklärt werden, es ist aber denkbar, dass das Anschwellen des Luftstrahls in dieser Zone für steilere Geschwindigkeitsgradienten als bei stationärer Anströmung sorgt, während das Anschwellen die Turbulenz verstärkt, und zwar beides wieder umso ausgeprägter, je höher die Frequenz ist. Weiterhin trägt wahrscheinlich der Wirbel, der sich mit zunehmender Frequenz nicht nur schneller hintereinander, sondern auch stärker entwickelt, im Moment seines Auftreffens auf die Platte auch im Staufeld zur Verbesserung des Wärmeübergangs bei, denn der innere Teil der Zone, in welcher er umgelenkt wird, liegt darin.

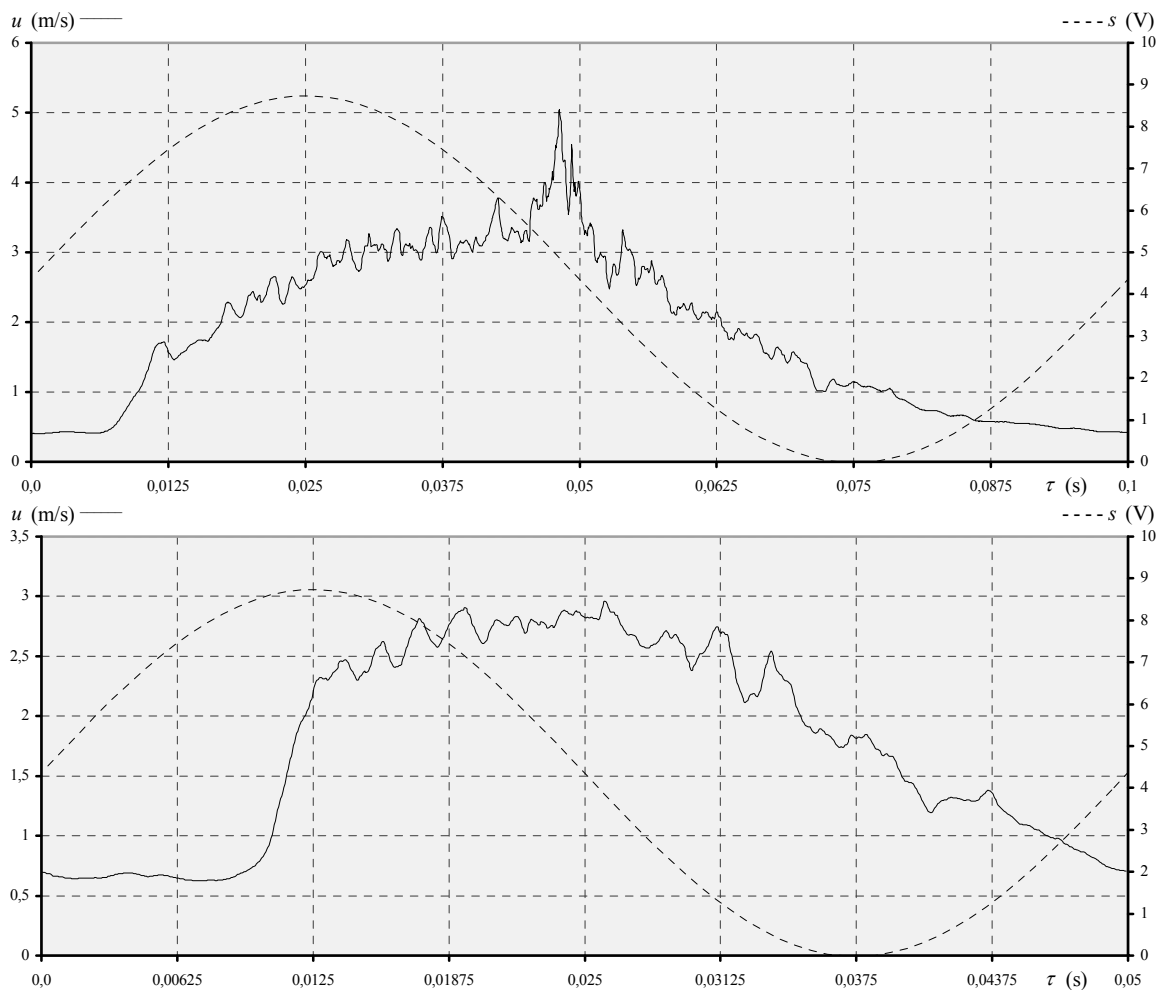


Bild 6.9: Geschwindigkeitsbetrag in einem Abstand von 1 mm über dem Staupunkt; oben bei $f = 10$ Hz, phasengemittelt über 11 Perioden; unten bei $f = 20$ Hz, phasengemittelt über 23 Perioden

Der so erklärable näherungsweise logarithmische Verlauf des Instationaritätsfaktors im Staupfeld über der Frequenz von $f = 1,25$ Hz bis $f = 10$ Hz, der in Bild 5.2 zu erkennen ist, legt die Vermutung nahe, dass in diesem Frequenzbereich die gleichen Effekte dominieren. Beim Schritt auf $f = 20$ Hz gibt es anscheinend eine qualitative Änderung, denn dabei steigt der Instationaritätsfaktor erheblich steiler an als zwischen den niedrigeren Frequenzen und ebenfalls steiler als beim Schritt von $f = 20$ Hz auf $f = 40$ Hz. Ein Unterschied im Zeitverlauf der Geschwindigkeit zwischen dem Verhalten bei $f = 10$ Hz und dem bei $f = 20$ Hz zeigt sich unmittelbar über dem Staupunkt in Bild 6.9. Während er bei $f = 20$ Hz innerhalb von 3 ms vom Minimal- fast auf den Höchstwert springt, kurz bevor das Eingangssignal sein Maximum erreicht, folgt er bei $f = 10$ Hz der steigenden Flanke des Eingangssignal des MFRCS zeitversetzt näherungsweise harmonisch. Ein Sprung deutet sich hier mit einer längeren Dauer und einer erheblich geringeren Höhe nur an. Er wird mit zunehmendem Abstand vom Staupunkt bis zu knapp zwei Rohrdurchmessern auch bei dieser Frequenz deutlicher, aber an keiner Stelle so ausgeprägt wie bei $f = 20$ Hz. Möglicherweise breitet sich bei der höheren Frequenz die Druckfront des anschwellenden Strahls in axialer Richtung so schnell aus, dass sie die Luft vor sich eher komprimiert als beschleunigt. Außerdem folgt der Bereich des Strahls, in dem er

seine höchste Geschwindigkeit hat, der Druckfront schneller nach als bei niedrigeren Frequenzen. Eine Klärung dieser Vermutungen würde sich in Verbindung mit der detaillierten Analyse der Wirbelbildung anbieten.

Auch über den Zusammenhang mit der Änderung im Wärmeübertragungsverhalten können hier nur Vermutungen angestellt werden. Wahrscheinlich ermöglicht der sanfte Anstieg der Geschwindigkeit über dem Staupunkt bei niedrigen Frequenzen die fast gleichzeitige Ausbildung einer Grenzschicht, während sie sich bei hohen Frequenzen erst bilden kann, nachdem sich bereits eine hohe Überströmungsgeschwindigkeit eingestellt hat.

Mit Blick auf Abschnitt 5.5.1, wo bei halbiertem Luftmassenstrom und gleicher Strouhal-Zahl ähnliche Auswirkungen auf den Instationaritätsfaktor beobachtet wurden, muss außerdem angenommen werden, dass sein Sprung bei $f = 20$ Hz durch den plötzlichen Anstieg der Geschwindigkeit im Staupunkt bei dieser Frequenz nur zum Teil begründet werden kann, denn er resultiert offenbar aus der hohen Flankensteilheit in diesem Szenario. Bei gleicher Strouhal-Zahl und halbem Massenstrom reduziert sich die Flankensteilheit in korrespondierenden Phasenlagen jedoch auf ein Viertel, so dass offenbar weitere Effekte eine Rolle spielen, die hier bisher nicht identifiziert werden konnten.

Zwei weitere Punkte zeigen sich in Bild 6.9. Erstens bestätigt sich durch den höheren Mindestwert der Geschwindigkeit die Verstetigung des Strömungsfelds mit zunehmender Frequenz. Zweitens tritt bei $f = 10$ Hz kurz nach dem Abflachen des harmonischen Anstiegs, in etwa zu dem Zeitpunkt, an dem das Eingangssignal auf der fallenden Flanke den Wert von 5 V unterschreitet, eine Geschwindigkeitsspitze auf. Ihre Ursache wird in Bild 6.10 deutlich. Kurz bevor das Eingangssignal auf einen Wert von 5 V abfällt, wird die Strömung im Rohr auf der Höhe des Austrittsquerschnitts turbulent. Auf der Strahlachse äußert sich die Profilmulagerung infolge der Transition von einem laminaren zu einem turbulenten nur durch einen leichten Abfall der Geschwindigkeit, während sie am Rohrrand einen ausgeprägten Geschwindigkeitssprung bewirkt. Die Rücktransition von der turbulenten zur laminaren Strömungsform tritt noch schwächer hervor. Vermutlich verläuft sie nicht als plötzlicher Umschlag, sondern setzt kurz nach der Zeit ein, in der das Eingangssignal des MFRCS seinen Maximalwert annimmt. Auf der Strahlachse führt dies dazu, dass die Geschwindigkeit bis zum Umschlag ins Turbulente in etwa auf ihrem Maximalwert verharrt, statt dem Eingangssignal folgend abzunehmen. Am Rohrrand sinkt die Geschwindigkeit dadurch voreilend ab, statt dem Eingangssignal wie sonst mit einem Zeitversatz nachzuzufolgen. Der allmähliche statt plötzliche Übergang von einer turbulenten zu einer laminaren Strömung und der relativ schwache Geschwindigkeitsabfall auf der Strahlachse beim Umschlag ins Turbulente sind wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass das in der Standardkonfiguration eingesetzte Rohr mit einer Länge von etwa 35 Durchmessern keine hinreichende Einlauflänge für die räumliche Ausbildung einer laminaren Strömung bietet.

Das asymmetrische Hystereseverhalten der Transition, bei dem der Umschlag vom Laminaren ins Turbulente nicht beim Über- und der umgekehrte Umschlag nicht beim Unterschreiten derselben Geschwindigkeitsschwelle bzw. der kritischen Reynolds-Zahl erfolgt, sondern beides mit einem unterschiedlichen Zeitversatz, ist auch von den Entwicklern des MFRCS beobachtet worden [27]. Es erklärt sich einerseits daraus, dass es sich dabei um nur eine Stabilitätsgrenze handelt, und andererseits daraus, dass die Turbulenz nicht nur eine endliche

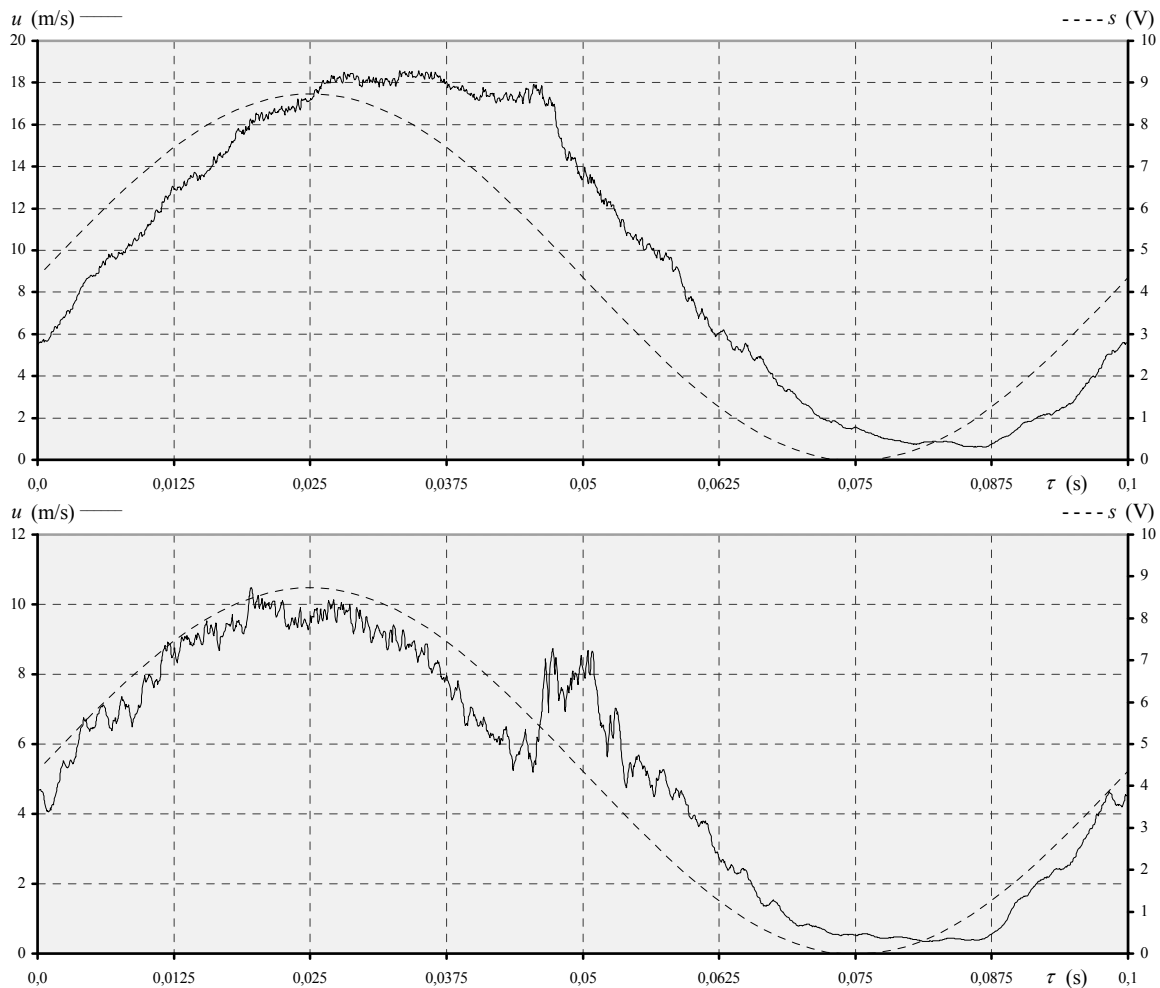


Bild 6.10: Geschwindigkeitsbetrag bei $f = 10$ Hz in einem Abstand von 1 mm unter dem Austrittsquerschnitt, phasengemittelt über 11 Perioden; oben auf der Strahlachse, unten am Rohrrand

Länge, sondern auch eine endliche Zeit braucht, um sich aufzubauen und zu zerfallen, und deshalb der vorgegebenen Instationarität nur mit einem Zeitversatz folgen kann.

Wie die Darstellung einiger Einzelphasen des Geschwindigkeitsverlaufs über dem Stau- punkt in Bild 6.11 zeigt, ist die Strömung an der Stelle schon vor dem Transitionszeitpunkt turbulent, und mit der Transition geht dort nicht etwa eine generelle Zunahme der Geschwindigkeit einher. Die ließe sich aus Kontinuitätsgründen schwer erklären, weil die Geschwindigkeit auf der Strahlachse bei dieser Transition ab- und nicht zunimmt. Stattdessen tritt ein starkes Schwanken auf, wobei die Geschwindigkeit kurzzeitig auch weit unter die vorherigen und nachfolgenden Werte abfallen kann. Diese Schwankungen haben wahrscheinlich ihre Ursache in der Geschwindigkeitsabnahme auf der Strahlachse während der Transition, denn die Umlagerung vom laminaren zum turbulenten Geschwindigkeitsprofil bewirkt dort kurzfristig ein Fluiddefizit bzw. ein Gebiet verringerten Drucks, das durch verhältnismäßig großräumige chaotische, überwiegend radiale Fluidbewegungen ausgeglichen wird. Bei einer Messung des Geschwindigkeitsbetrags wie mit der Hitzdrahtanemometrie werden dann vor allem erhöhte Geschwindigkeiten festgestellt.

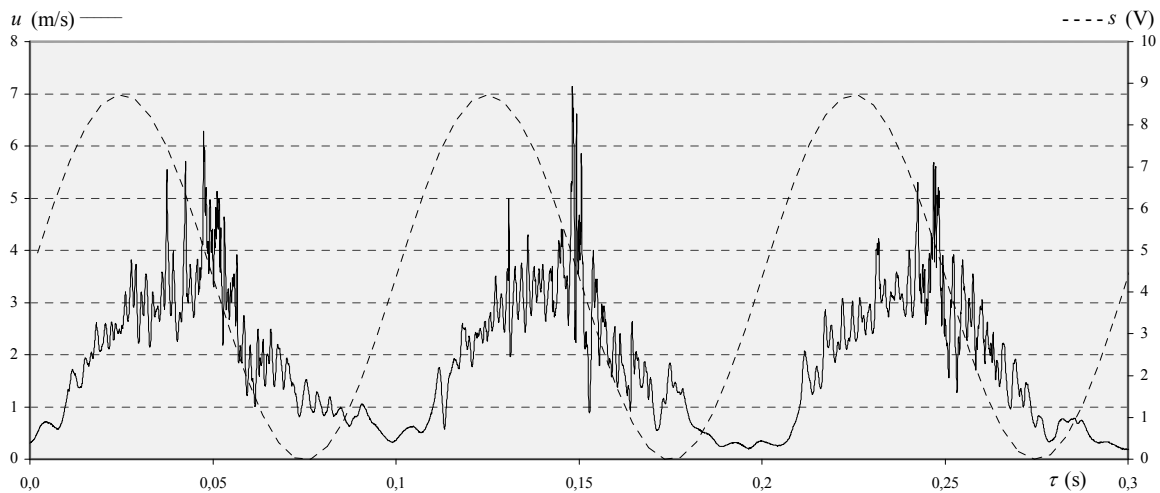


Bild 6.11: Geschwindigkeitsverlauf in einem Abstand von 1 mm über dem Staupunkt über drei Perioden des Eingangssignals bei $f = 10$ Hz

In einer Rohrströmung werden diese Ausgleichsvorgänge vermutlich noch verstärkt, weil im Transitionsvorgang am Rand ein Fluidüberschuss bzw. ein erhöhter Druck entsteht und dadurch das Fluid, das sich strömungsabwärts nahe am Rand befindet, beschleunigt wird. Dementsprechend treten die Geschwindigkeitsspitzen unmittelbar vor dem Abfall in Bild 6.12 besonders deutlich hervor, wo der Geschwindigkeitsverlauf bei niederfrequenter sinusförmiger Instationarität im Austrittsquerschnitt eines Rohres gezeigt ist, das mit einer Länge von über 130 Durchmessern eine hinreichende Einlauflänge für die Ausbildung eines Strömungsprofils bietet.

Bei Frequenzen unterhalb von $f = 10$ Hz konnte in diesem Projekt in der Standardkonfiguration der Übergang von der turbulenten zur laminaren Strömung nicht mehr im Geschwindigkeitsverlauf gefunden werden, weder auf der Strahlachse noch unter dem Rohrrand. Vermutlich findet sie bei den niedrigen Frequenzen im Durchgang durch das Geschwindigkeitsminimum statt, wo die zugehörigen Geschwindigkeitsänderungen derart durch die ausklin-

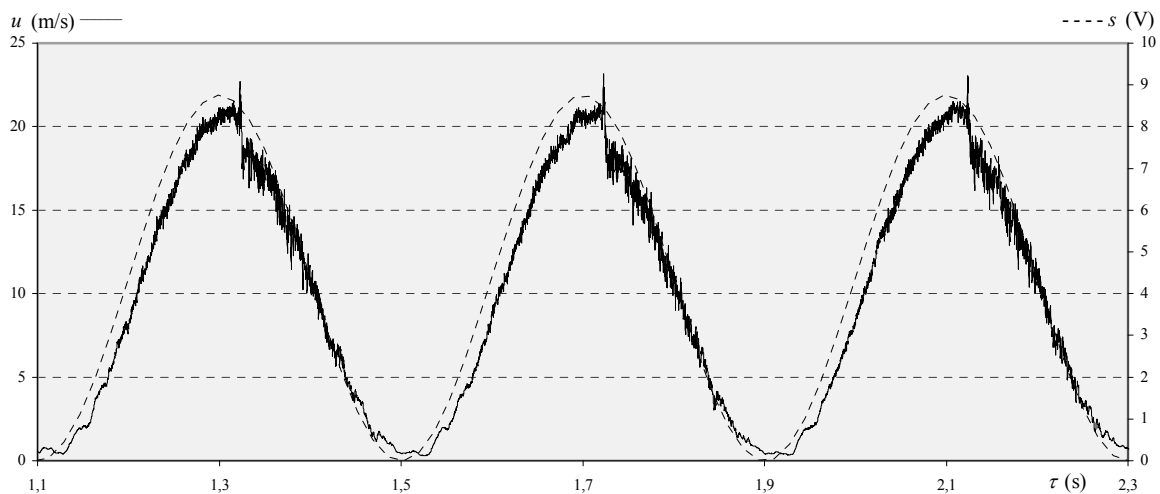


Bild 6.12: Drei Einzelperioden des Geschwindigkeitsverlaufs in der Mitte des Austrittsquerschnitts eines Rohres mit einer Länge $l = 2$ m bei sinusförmiger Instationarität mit $f = 2,5$ Hz

gende Turbulenz und durch Resonanzeffekte überlagert werden, dass sie nicht zu erkennen sind. Andererseits tritt der Umschlag zur turbulenten Strömung in diesem Frequenzbereich mit steigender Frequenz bei späteren Phasenlagen auf, d.h. der turbulente Phasenanteil wird kleiner, während der Wärmeübergang in der Stauzone besser wird. Offenbar haben die Turbulenzeigenschaften der Rohrströmung weniger Einfluss auf den Wärmeübergang als andere frequenzabhängige Effekte. Diese Vermutung wird dadurch bestärkt, dass es zwischen $f = 5$ Hz und $f = 10$ Hz dort keinen Sprung im Instationaritätsfaktor gibt, obwohl sich der turbulente Phasenanteil durch die Verlagerung der Transition ins Laminare vom Minimum zum Maximumdurchgang der Geschwindigkeit zwischen diesen beiden Frequenzen bei der höheren Frequenz erheblich vergrößert.

Bei Frequenzen ab $f = 20$ Hz konnte hier keine Transition mehr festgestellt werden. Die Strömung hat bei diesen Frequenzen im Austrittsquerschnitt in allen Phasenlagen näherungsweise ein Kolbenprofil, was sich ohne räumlich und zeitlich hochaufgelöste Richtungsinformation sowohl als ausgebildete Turbulenz als auch als fortwährende Einlaufsituation interpretieren lässt, möglicherweise überlagert von nichtlinear-dynamischen Effekten in axialer Richtung. Ob die wahrscheinlich hochgradig irreversiblen Ausgleichsprozesse bei der Transition einen Einfluss auf den Wärmeübergang haben und ob ihre Vermeidung bei hohen Frequenzen zum Sprung des Instationaritätsfaktors zwischen $f = 10$ Hz und $f = 20$ Hz beiträgt, muss hier ebenso ungeklärt bleiben wie die Frage, ob sie im Vergleich zur Turbulenz im Rohr überhaupt ins Gewicht fallen.

6.3 Strömungsfeld bei rechteckförmiger Oszillation

Nach den Überlegungen im vorherigen Abschnitt ist zu erwarten, dass sich bei rechteckförmiger Instationarität nach dem plötzlichen Öffnen des Ventils im MFRCS stärkere Wirbel ausbilden und dass sie länger erhalten bleiben und sich weiter ausbreiten als bei sinusförmiger Instationarität mit gleicher Frequenz, weil der Luftmassenstrom schneller anschwillt und über einen größeren Phasenanteil auf hohem Niveau bleibt. Damit lässt sich erklären, warum die Maxima des Instationaritätsfaktors bei bestimmten Frequenzen etwas weiter vom Staupunkt entfernt liegen als bei den korrespondierenden Sinus-Instationaritätsszenarien, wie sich in Bild 5.4 zeigt. Für $f = 10$ Hz und $f = 20$ Hz befindet sich das Maximum jeweils etwa 2 Rohrdurchmesser weiter vom Staupunkt entfernt als in Bild 5.3. Bei niedrigen Frequenzen stellt es sich wahrscheinlich außerhalb des Auswertungsgebiets ein, denn der Instationaritätsfaktor steigt mit zunehmendem Abstand vom Staupunkt bis zur Grenze des Auswertungsgebiets an, wo er deutlich oberhalb von $\Lambda = 1$ liegt, und es ist anzunehmen, dass er bei sehr großen Abständen vom Staupunkt wieder gegen diesen Wert strebt.

Aber offenbar treten bei rechteckförmiger Instationarität weitere Effekte hinzu, die den Wärmeübergang beeinflussen, denn damit sind, außer bei sehr niedrigen Frequenzen nahe am Staupunkt, durchweg höhere Werte des Instationaritätsfaktors festgestellt worden als bei Verwendung des Sinussignals, und sie liegen auch außerhalb des Maximums im gesamten Auswertungsgebiet oberhalb von 1.

Bei der höchsten verwendeten Frequenz gibt es weitere Unterschiede. Der Instationaritätsfaktor ist überall höher als bei allen anderen Frequenzen, und das Maximum ist weniger ausgeprägt und liegt näher am Staupunkt als bei sinusförmiger Instationarität bei der Frequenz.

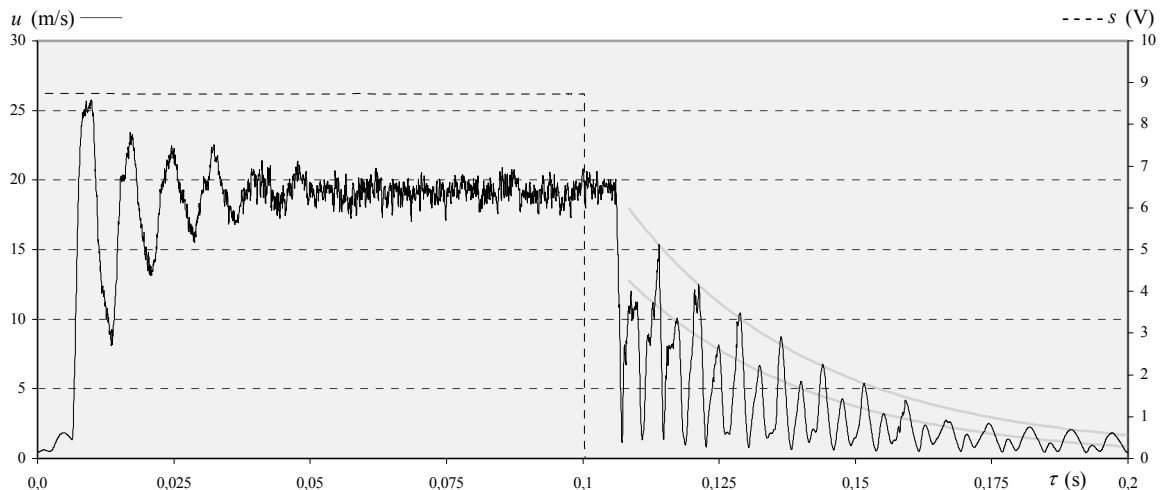


Bild 6.13: Eine Periode des Geschwindigkeitsverlaufs in einem Abstand von etwa $\frac{1}{10}$ eines Rohrdurchmessers unter der Mitte des Austrittsquerschnitts bei rechteckförmigem Eingangssignal mit $f = 5$ Hz

Einer dieser Effekte zeigt sich in Bild 6.13 im Zeitverlauf des Geschwindigkeitsbetrags bei einer mittleren Frequenz, gemessen unmittelbar unter der Mitte des Austrittsquerschnitts. Prinzipiell folgt die Strömungsgeschwindigkeit auch hier dem Eingangssignal mit einem Zeitversatz von etwa 6 ms. Aber nach dem Anstieg des Eingangssignals wird nicht sofort das Doppelte der mittleren Strömungsgeschwindigkeit erreicht, sondern es zeigt sich ein Überschwingen um etwa ein Drittel, das sich oszillierend abbaut, bevor der Geschwindigkeitsverlauf in turbulentes Schwanken um den erwarteten Wert übergeht.

Diese Oszillation, im Folgenden als Anfangsoszillation bezeichnet, deren Amplitude in der Größenordnung des mittleren Luftmassenstroms liegt, beeinflusst die Wirbelbildung. Wie sich in Bild 6.14 für den Zeitpunkt 10 ms nach dem Anstieg des Eingangssignals zeigt, ist der Wirbel infolge des plötzlich einsetzenden Luftstroms sehr ausgeprägt. Dies ist der Zeitpunkt, zu dem die Geschwindigkeit der Luft ihr erstes und höchstes Maximum erreicht. Kurz bevor sie ihr zweites Maximum erreicht, nach 17 ms, hat der erste Wirbel bereits die Platte erreicht, und es hat sich ein zweiter Wirbel gebildet, der dem ersten schnell nachfolgt. Sie vereinigen sich, bevor die Luftgeschwindigkeit am Austritt nach 24 ms ihr drittes Maximum anstrebt. Jetzt entsteht am Austritt nur noch ein sehr schwacher Wirbel, der sich im Bild am Rohraustritt gerade andeutet. Sein mittelbarer Einfluss auf das Strömungsfeld tritt 2 ms später deutlicher hervor. Nach weiteren 5 ms hat sich der Luftstrahl weitgehend ausgebildet, und der große Wirbel dehnt sich in radialer Richtung aus. Möglicherweise bedingt die Vereinigung des ersten und des zweiten Wirbels nach 20-24 ms die leichte Überhöhung des Instationaritätsfaktors, die in Bild 5.4 für mittlere Frequenzen knapp außerhalb des radialen Abstands zu erkennen ist, den der erste Wirbel zu dem Zeitpunkt erreicht hat.

Nach dem Schließen des Ventils stellt sich scheinbar eine Oszillation mit einer doppelt so hohen Frequenz wie nach dem Öffnen ein, deren abklingende Spitzen abwechselnd eine höher und eine niedriger gelegene Hüllkurve (grau in Bild 6.13) erreichen. Dieses Bild resultiert daraus, dass die Hitzdrahtanemometrie nur den Betrag der Geschwindigkeit liefert und keine Information zur Richtung. Die Spitzen, welche die niedrigere der beiden Hüllkurven erreichen, entstehen durch eine Richtungsumkehr der Strömung, die in Bild 6.15 für 10,5 ms nach dem Abfallen des Eingangssignals erkennbar ist.

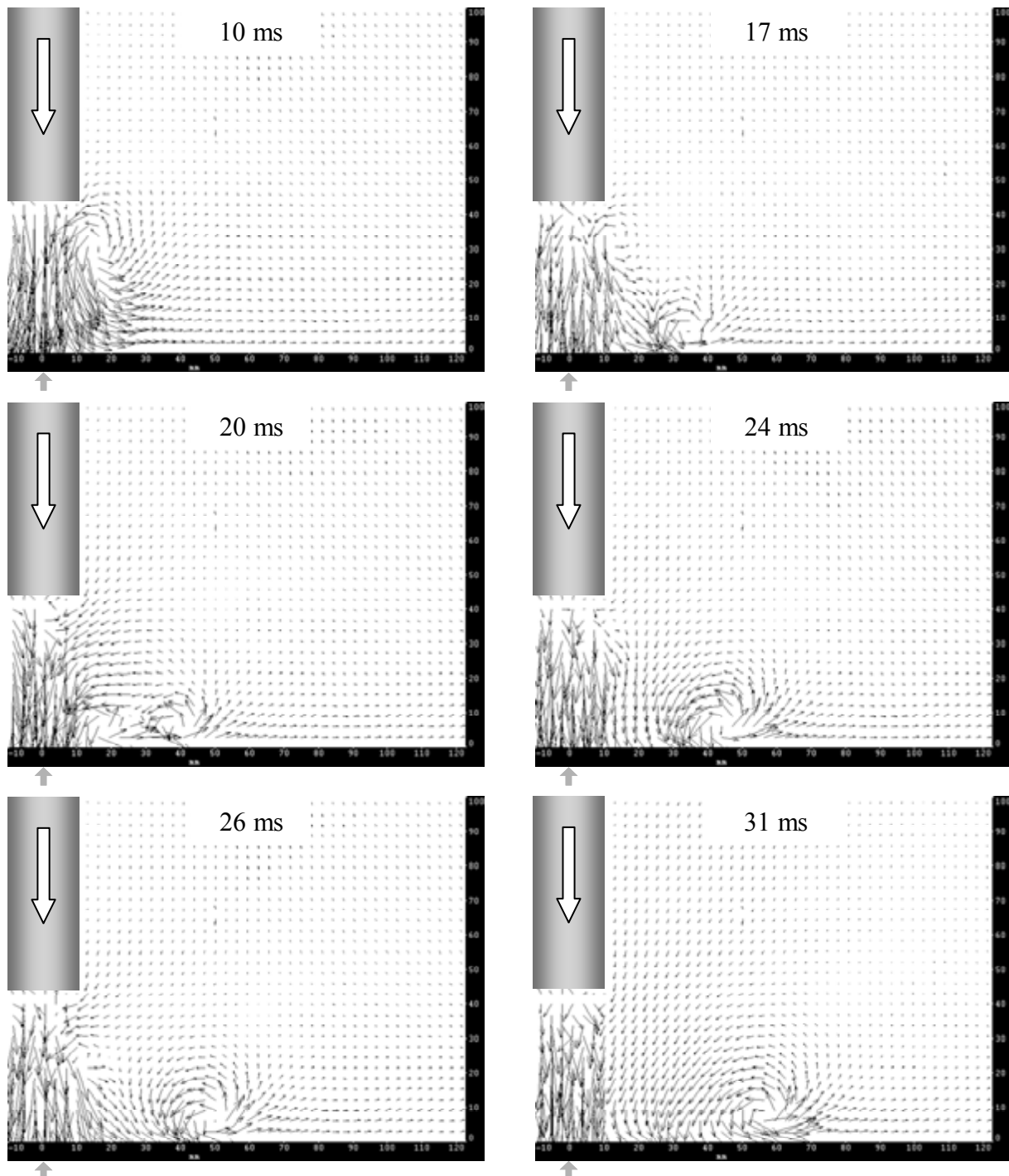


Bild 6.14: Wirbelentstehung nach einem sprunghaften Anstieg des Luftmassenstroms, hier bei einem Rechtecksignal mit $f = 2,5$ Hz

Sie tritt nach dem plötzlichen Schließen des Ventils in Anlehnung an [28] ein, weil die Luft im Rohr, die zunächst ungefähr den gleichen Druck hat wie die in der Umgebung, durch ihren Impuls weiter in axialer Richtung strömt. Dadurch nimmt der Druck am Ventilende des Rohres ab. Weil der Druck in der strömenden Luft höher ist als in der strömungsaufwärts verbleibenden Luft, wird im Übergangsbereich zwischen den beiden Gebieten laufend Luft

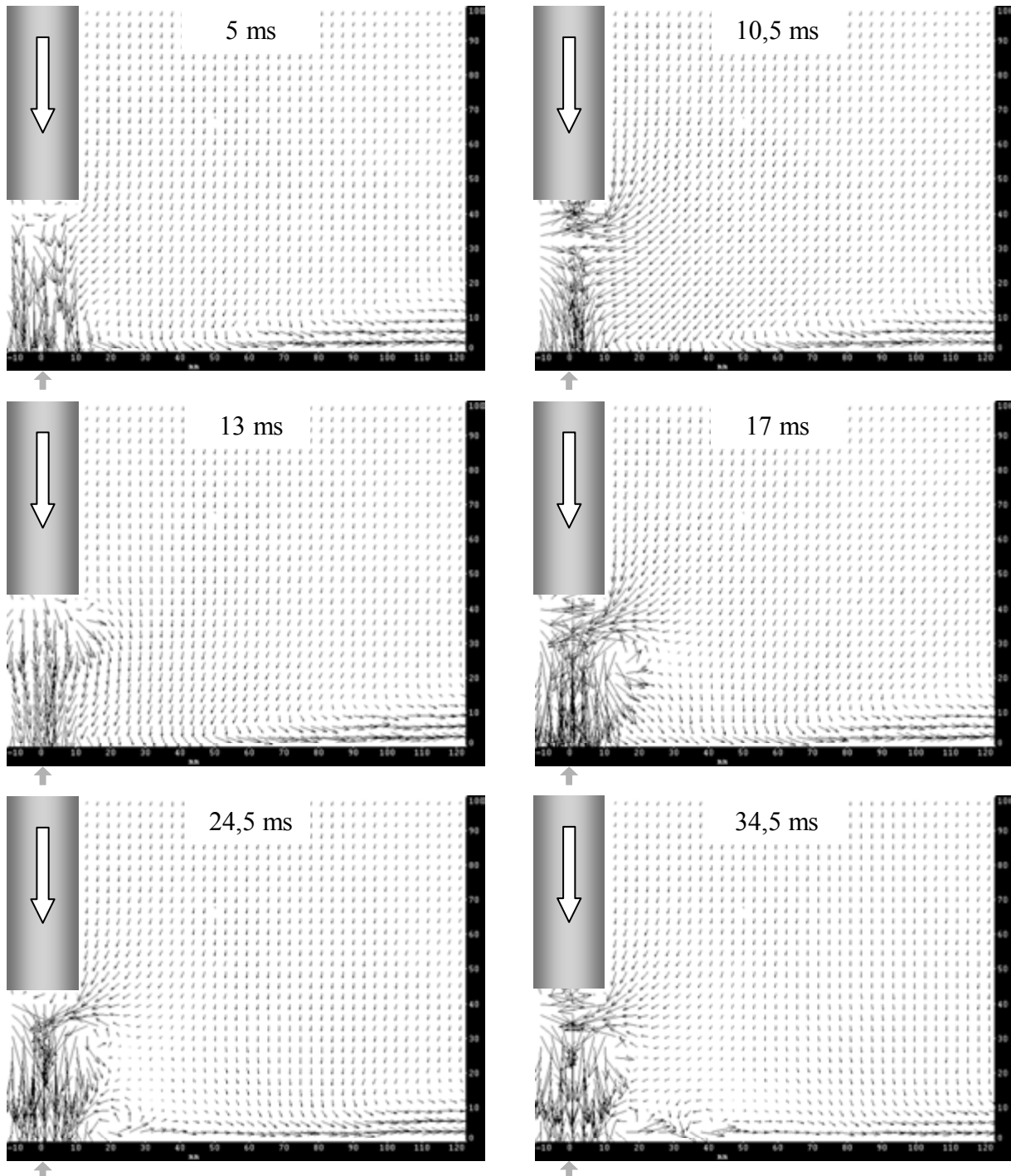


Bild 6.15: Entwicklung des Strömungsfeldes nach plötzlichem Schließen des Ventils im MFRCS

abgebremst, so dass sich das Gebiet mit ruhender Luft niedrigen Drucks kontinuierlich vergrößert.

Dieser Prozess entspricht der Ausbreitung einer Schallwelle. Der Übergangsbereich wandert deshalb mit Schallgeschwindigkeit in Richtung des Austritts, wohin sich dementsprechend auch das Gebiet mit ruhender Luft und niedrigem Druck ausbreitet. Sobald es am Austritt angekommen ist, hat es Kontakt zu langsamerer oder annähernd ruhender Umgebungsluft. Deshalb wird die Druckdifferenz nicht mehr durch den Impuls der strömungsabwärtigen

Luft kompensiert, und es setzt eine Strömung aus der Umgebung des Austritts in das Rohr hinein ein, die in der Umgebung der Öffnung nicht nur axiale, sondern auch radiale Komponenten hat. In der Ebene kurz unterhalb des Austritts, in der die Hitzdrahtmessungen gemacht wurden, die Bild 6.13 zugrunde liegen, führt das zu einer gleichmäßigeren Verteilung des Geschwindigkeitsbetrags. Daher wurden zu den Zeiten, zu denen auf der Strahlachse die kürzeren Spitzen auftreten, auch außerhalb des Rohrrinnenradius erhöhte Geschwindigkeiten gemessen, siehe Bild 6.16. Aus Kontinuitätsgründen ist die während der Rückströmung erreichte Maximalgeschwindigkeit auf der Strahlachse niedriger als bei der Ausströmung, was im Vorgriff auf den weiteren Ablauf die unterschiedlichen Hüllkurven erklärt. Auf die wenn auch hohen, aber nur sehr schmalen Geschwindigkeitsspitzen, die in Bild 6.16 bei den Phasenlagen auftreten, zu denen in Bild 6.13 die höheren Geschwindigkeitsspitzen einsetzen, wird weiter unten eingegangen.

In der Luft, die jetzt in das Rohr hineinströmt, herrscht näherungsweise Umgebungsdruck, gegenüber dem Rohrrinnen also ein Überdruck. Jetzt wird durch die Druckdifferenz die Luft auf der Seite mit dem geringeren Druck beschleunigt, wodurch sich der Übergangsbereich wieder in Richtung des geschlossenen Rohrendes fortpflanzt. Nachdem er dort angekommen ist, wird die Luft abgebremst, und der Druck steigt an. Das einströmende Fluid wird von der Zone höheren Drucks aus abgebremst und komprimiert, so dass sie sich in Richtung des Austritts ausbreitet. Hier bewirkt der Kontakt mit annähernd ruhender Umgebungsluft, dass die Luft im Übergangsbereich in Richtung des Druckgefälles beschleunigt wird, das in dem Moment unter dem Austrittsquerschnitt nicht nur in axialer, sondern auch in radialer Richtung besteht. Durch die Beschleunigung setzt Strömung aus dem Rohr heraus ein, infolge derer der Übergangsbereich und somit die Zone ausströmender Luft mit Umgebungsdruck rohraufwärts wandert. Dabei wird die Luft im Rohr nur axial beschleunigt, so dass sich ein Strahl bildet. Durch die Beschleunigung der Luft am Austritt auch in radiale Richtung zu Beginn dieser Ausströmung und die sehr schnelle Umwandlung in einen axial gerichteten Strahl entstehen die schmalen Geschwindigkeitsspitzen unter der Rohrwand, die in Bild 6.16 jeweils zu den

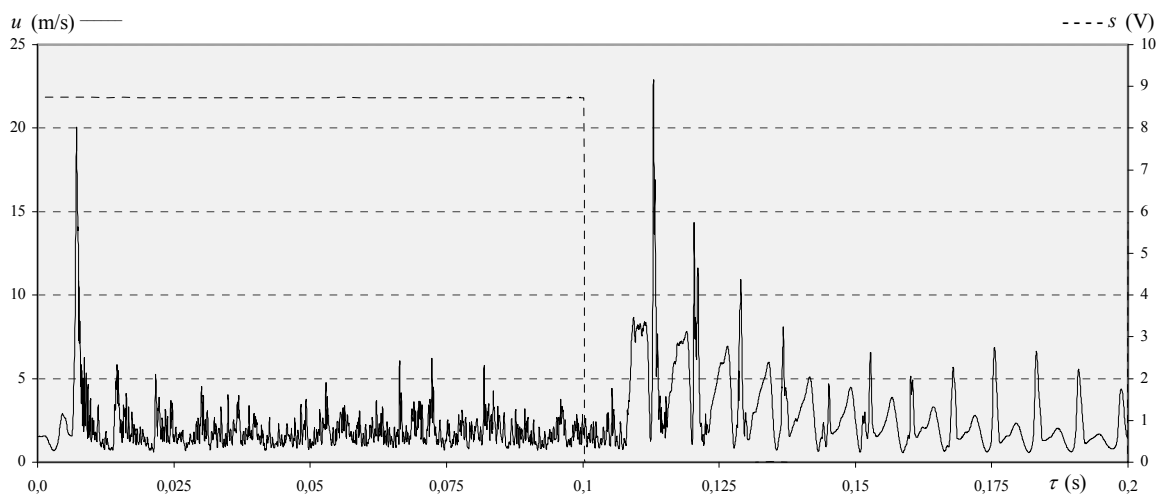


Bild 6.16: Phasengleich zu Bild 6.13 aufgenommener Verlauf des Geschwindigkeitsbetrags unter der Rohrwand in einem Abstand von 1,5 mm unter dem Austrittsquerschnitt und 0,5 mm außerhalb des Radius des Rohrrinnenrandes

Zeitpunkten zu sehen sind, zu denen in Bild 6.13 das Ausströmen einsetzt. (Eine ähnliche Situation stellt sich ein, wenn nach dem sprunghaften Öffnen des Ventils die dann bei Umgebungsdruck ruhende Luft im Rohr am Ventilende einen Drucksprung erfährt. Deshalb ist in Bild 6.16 in der entsprechenden Phasenlage ebenfalls solch eine schmale Geschwindigkeitsspitze zu sehen.) Wenn die Zone ausströmender Luft am geschlossenen Ende angekommen ist, dann ist der Ausgangszustand wieder hergestellt, der unmittelbar nach dem Schließen des Ventils vorlag, soweit sich die Druckverhältnisse und Geschwindigkeiten nicht durch Dissipation verringert haben. Von jetzt ab wiederholt sich der Vorgang abklingend, bis er von anderen zufälligen oder erzwungenen Änderungen der Strömungssituation unterbunden wird. Aus dem zweimaligen Durchlauf des Übergangsbereichs durch das Rohr in beiden Richtungen mit Schallgeschwindigkeit ergibt sich die Periodenlänge bzw. ihr Kehrwert als Frequenz des Vorgangs entsprechend (5.2).

Die genauen Druckverhältnisse im Rohr während der Oszillation sind für kompressible Fluide noch im Detail zu klären, insbesondere die Frage, ob sich die Zonen verschiedenen Drucks und der Übergangsbereich überhaupt klar voneinander trennen lassen. Hier wird davon ausgegangen, dass sie nicht scharf abgegrenzt sind, insbesondere, weil die Geschwindigkeits- und wahrscheinlich auch Druckschwankungen, die hier auftreten, für akustische Vorgänge relativ groß sind. Außerdem ist Weg zwischen dem Ventil und dem Anschlussstutzen des MFRCS mit mehreren scharfkantigen Umlenkungen versehen, und der Einfluss solcher Windungen auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit relativ großer, nicht-akustischer Druckänderungen ist nicht bekannt. Das beides kann erklären, warum die beobachtete Frequenz nicht genau mit der übereinstimmt, die sich nach (5.2) für das Standardrohr, ergänzt um den Weg im MFRCS, bei Raumtemperatur zwischen 15 °C und 25 °C einstellen müsste. Sie müsste bei einer Gesamtlänge von 0,6 m etwa 142 Hz betragen. Die Oszillation hat hier eine Periodenlänge von 0,75 ms bis 0,8 ms, was ungefähr einer Frequenz von 125 Hz bis 130 Hz entspricht. Damit kann für den Weg vom Ventil zum Austritt eine äquivalente Länge $l_{\text{äq}} \approx 0,65 \text{ m} - 0,68 \text{ m}$ angegeben werden.

Durch diesen Vorgang wird zusätzlich zu der Luft, die durch das MFRCS strömt, Umgebungsluft am Prallstrahl beteiligt, d.h. durch die plötzlich fallende Flanke der vorgegebenen Instationarität wird die effektive mittlere Reynolds-Zahl des Prallstrahls erhöht, ohne weitere Prozess- oder Geometrieparameter zu verändern. Der Wärmeübergang wird dadurch wahrscheinlich zwar nicht exakt, aber ähnlich der Proportionalität nach (3.15) verbessert. Dies erklärt, warum der Instationaritätsfaktor bei rechteckförmiger Instationarität auf der ganzen Platte größer ist als beim jeweils entsprechenden Sinus-Szenario. Die effektive mittlere Reynolds-Zahl wird bei niedrigen Frequenzen erhöht, indem zu der halben Phase, während derer das Ventil im MFRCS geöffnet ist, weitere Phasenanteile hinzukommen, in denen Luft in axialer Richtung – als Strahl – aus dem Rohr herausströmt (im Gegensatz zu der in etwa sphärischen Rückströmung). Da die Geschwindigkeit, die hierbei erreicht wird, nach dem Schließen des Ventils abklingt, ist ihr Mittelwert umso höher, je kürzer der Zeitraum bis zum nächsten Öffnen des Ventils ist. Bei gleich langen Phasenanteilen, während derer das Ventil geöffnet bzw. geschlossen ist, tragen sie deshalb mit steigender Instationaritätsfrequenz zunehmend zur Erhöhung der mittleren Reynolds-Zahl bei.

Bei hohen Frequenzen liegt die Geschwindigkeit, die bei den letzten dieser Aus- und Rückströmungen vor dem erneuten Öffnen des Ventils erreicht werden, in der Größenordnung

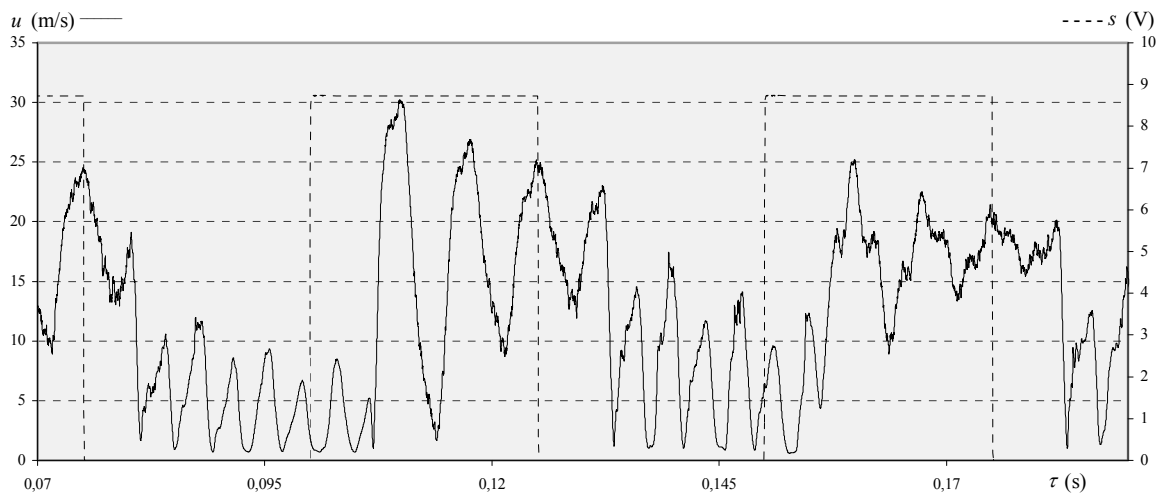


Bild 6.17: Zwei verschieden ausgeprägte Geschwindigkeitsverläufe in aufeinander folgenden Phasen bei rechteckförmiger Instationarität mit $f = 20$ Hz

der mittleren Geschwindigkeit. Wenn dann dem Anstieg des Luftmassenstroms ein Einströmen vorausgeht, wird er verstärkt, weil die vorher eingeströmte Luft zusätzlich mit ausgeschoben wird. Geht ihm dagegen ein Ausströmen voraus, so werden der nachfolgende Geschwindigkeitsanstieg und die weitere Oszillation gestört. Als Ursache für die Störung im zweiten Fall wird das gleichzeitige Bestehen mehrerer Druck- und Geschwindigkeitsminima und -maxima im Verlauf des Rohres vermutet, wobei der genaue Zusammenhang hier nicht klar ist.

Die beiden Fälle zeigen sich in Bild 6.17, wo sie bei einer Eingangsfrequenz von $f = 20$ Hz in zwei aufeinander folgenden Phasen auftreten. Die ungestörte Anfangsoszillation ist in der Mitte, die gestörte rechts im Bild zu sehen. In ähnlicher Weise werden offenbar auch das erste Rückströmen nach dem Schließen des Ventils und die anschließende Oszillation gestört, wenn bei hohen Frequenzen die Anfangsoszillation zu diesem Zeitpunkt noch nicht abgeklungen ist und sich die Geschwindigkeit dabei gerade im Ansteigen befindet. Dies äußert sich neben einem weniger harmonischen Verlauf der ersten Rückströmsspitze in einer niedrigeren abklingenden Amplitude und höheren Frequenz. Da diese Vorgänge einerseits den Verlauf der Eigenschwingungen in der nachfolgenden Periode beeinflussen und andererseits selbst von den Oszillationen in der vorangegangenen Periode abhängen, können sich bei leichten Änderungen der Temperatur und damit der Schallgeschwindigkeit mehr oder weniger stabile Muster der ungestörten und gestörten Eigenschwingung einstellen, die sich dementsprechend langsamer oder schneller abwechseln. Möglicherweise liegt hierin der Grund für niederfrequente Schwankungen, die während der Experimente mit hochfrequenten Rechtecksignalen im Geräusch zu vernehmen waren, das von der instationären Strömung verursacht wurde.

Bei $f = 40$ Hz ist die Zeit zwischen dem Schließen und dem nächsten Öffnen des Ventils so kurz, dass sich der Ablauf der Eigenschwingung dazwischen bei den auftretenden Schwankungen ihrer Frequenz nicht um eine halbe Periode oder einen wesentlichen Teil davon ändern kann, siehe Bild 6.18. Dadurch kann der Anstieg der Geschwindigkeit nach dem Öffnen des Ventils nur direkt auf einen abgeschlossenen Rückströmvorgang folgen, was zu einer hohen und breiten Geschwindigkeitsspitze führt, oder er kann mit einem einsetzenden Aus-

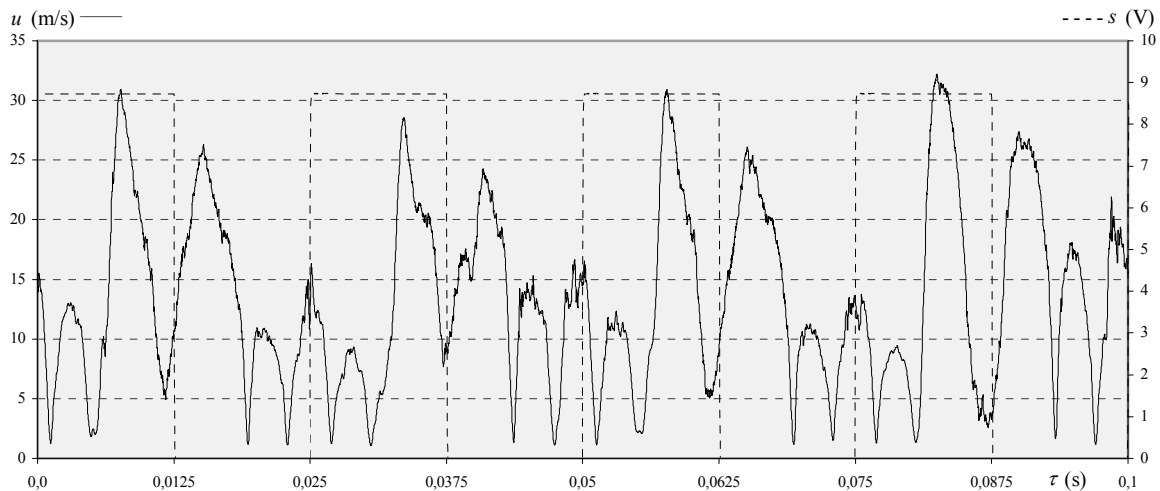


Bild 6.18: Vier Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts bei rechteckförmiger Instationarität mit $f=40$ Hz

strömvorgang einher gehen. Daran schließt sich eine nur leicht gestörte Anfangsoszillation an. In beiden Fällen liegt der Wert des ersten Maximums in etwa bei der höchsten Geschwindigkeit, die bei $f=20$ Hz im ungestörten Fall erreicht wird, und um ca. 20 % höher als bei den Anfangsoszillationen bei niedrigen Eingangsfrequenzen, bei denen die Eigenschwingungen der aufeinander folgenden Perioden nur vernachlässigbar von denen der vorherigen Periode beeinflusst werden. In dieser durchgängigen Verstärkung der Anfangsoszillation durch vorher eingesogene Umgebungsluft liegt wahrscheinlich ein wesentlicher Grund für die deutliche Erhöhung des Instationaritätsfaktors, die bei $f=40$ Hz gegenüber allen anderen Frequenzen im gesamten Auswertungsbereich beim Rechteckssignal (Bild 5.4) beobachtet wurde.

Der andere Grund liegt darin, dass die gesamte Periode der vorgegebenen Instationarität nur aus den ersten starken Rück- und Ausströmungen nach dem Schließen des Ventils und den dadurch verstärkten ersten zwei Geschwindigkeitsspitzen der Anfangsoszillation besteht.

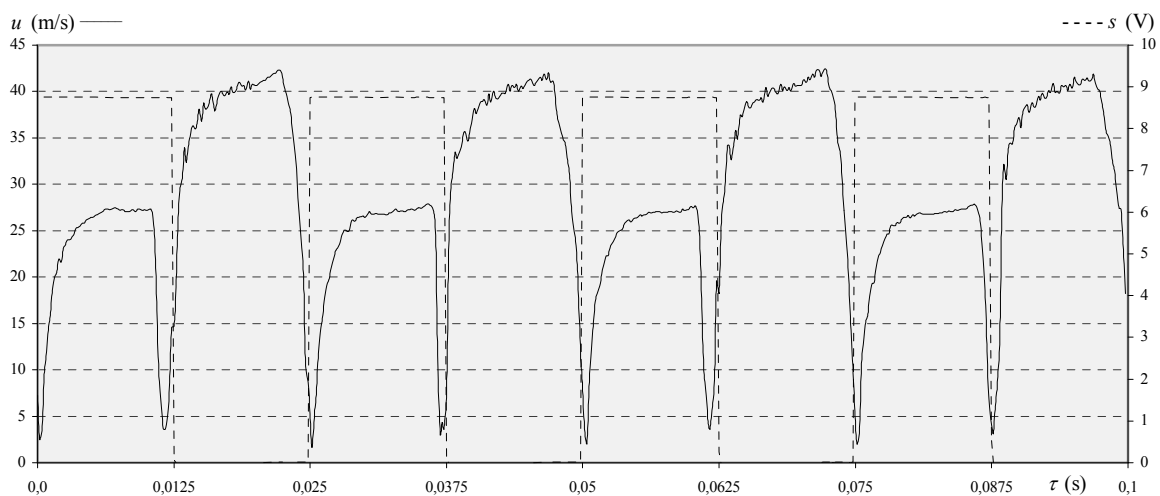


Bild 6.19: Geschwindigkeitsverlauf über vier Perioden bei rechteckförmiger Instationarität mit $f=40$ Hz und einer fast gleichen Eigenfrequenz im Abströmrohr

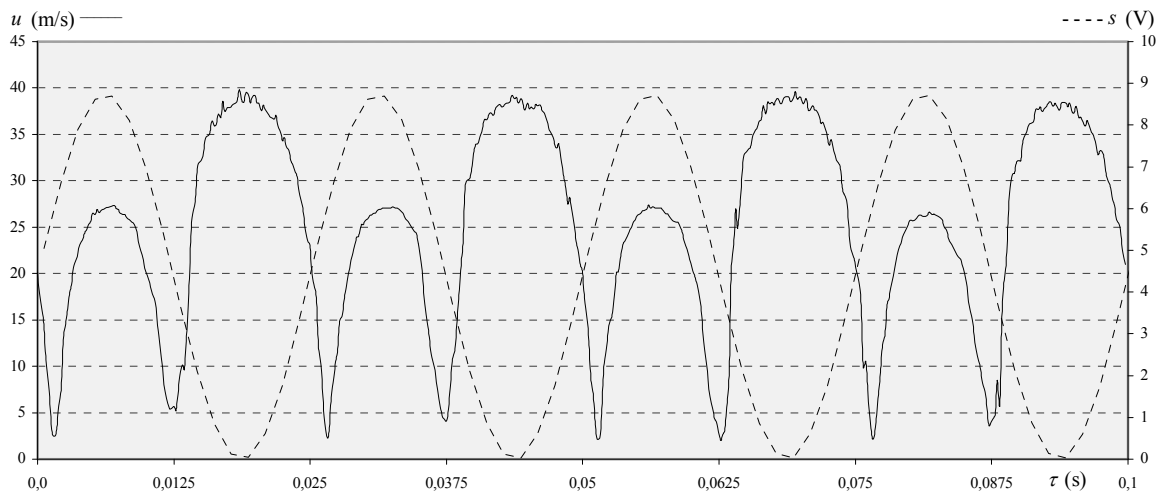


Bild 6.20: Geschwindigkeitsverlauf über vier Perioden bei sinusförmiger Instationarität mit $f = 40$ Hz und einer fast gleichen Eigenfrequenz im Abströmrohr

Die Rolle der Rückströmungen und der dadurch am Prallstrahl beteiligten Umgebungsluft wird durch die hohen Instationaritätsfaktoren unterstrichen, die im gesamten Auswertungsbereich gemessen wurden, als die Eigenfrequenz der Luftsäule im Rohr nahe der vorgegebenen Instationaritätsfrequenz lag. In dieser Situation erstreckt sich die erste Spitze der Anfangsoszillation nach dem Öffnen des Ventils über die gesamte Öffnungszeit innerhalb einer Periode, so dass sich unmittelbar die Rückströmung anschließt. Dadurch werden in beiden Richtungen hohe Geschwindigkeiten erreicht. Die Strahlgeschwindigkeit ist mit 40 m/s doppelt so groß wie die, die sich beim niederfrequenten Rechtecksignal und gleichem mittlere Massenstrom durch das MFRCS nach dem Abklingen der Anfangsoszillation einstellt, und selbst die Geschwindigkeit der Rückströmung ist mit etwa 25 m/s höher, siehe Bild 6.19.

Bei sinusförmigem Eingangssignal treten jetzt auch Rückströmungen mit ähnlich hohen Geschwindigkeiten auf. Dadurch werden die Strahlgeschwindigkeiten in entsprechendem Maße vergrößert, wie sich in Bild 6.20 zeigt. Die Geschwindigkeitsspitzen, die zum Ausströmen gehören, liegen darin gerade zwischen denen des Eingangssignals, weil sich wegen der größeren Röhrlänge auch der Zeitversatz gegenüber der Standardkonfiguration vergrößert, mit dem die Geschwindigkeit am Rohraustritt dem Eingangssignal des MFRCS folgt.

Die Überhöhung des Instationaritätsfaktors, die in der Standardkonfiguration beim Rechtecksignal $f = 40$ Hz auftritt, wurde auch beim T1-Signal (Bild 5.7), und etwas weniger ausgeprägt beim SR-Signal (Bild 5.6) festgestellt. Bei diesen beiden Signalen tritt die Anfangsoszillation nicht auf. Hier ist die Überhöhung darauf zurückzuführen, dass der axiale Strahl, der sich in den Ausströmabschnitten der Oszillation nach dem Schließen des Ventils bildet, durch den nicht plötzlich, aber schnell anschwellenden Luftstrom aus dem MFRCS unterstützt wird, was bei niedrigeren Frequenzen deutlich weniger ausgeprägt ist. Dies zeigt sich für das T1-Signal im Vergleich von Bild 6.21 und Bild 6.22. Bei $f = 20$ Hz fallen die Geschwindigkeitsspitzen der Ausströmung nach dem Schließen zunächst leicht ab und steigen erst wieder, nachdem die Rückströmungen durch den Anstieg des Luftstroms aus dem MFRCS überkompensiert worden sind. Bei der höheren Frequenz haben sie während der gesamten Oszillation ungefähr den gleichen Maximalwert, der hier um 15 % bis 20 % höher ist als der, der bei

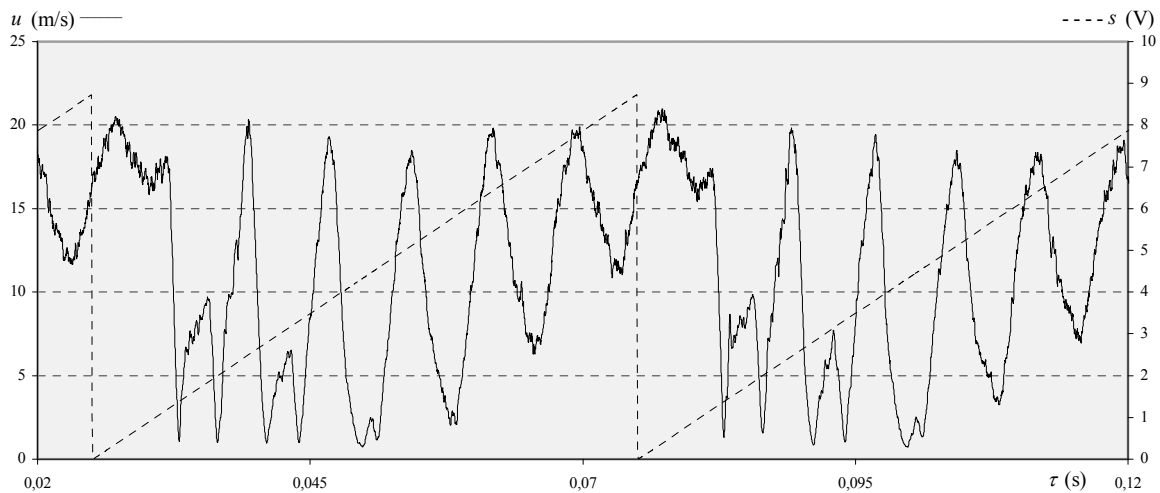


Bild 6.21: Zwei Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts beim T1-Signal mit $f = 20$ Hz

$f = 20$ Hz erreicht wird. Allerdings ist die Oszillation bei dieser hohen Frequenz sehr anfällig für Störungen durch leichte Phasenverschiebungen, wie sich in der dritten der vier in Bild 6.22 dargestellten Perioden zeigt. Dabei werden aber immer noch Spitzengeschwindigkeiten erreicht, die denen bei $f = 20$ Hz entsprechen.

Bei den beiden Sondersignalen mit einer steil steigenden und sanft fallenden Flanke, dem T0- und dem RS-Signal, ist die Überhöhung des Instationaritätsfaktors bei $f = 40$ Hz gegenüber niedrigen Frequenzen ebenfalls beobachtet worden. Bei der hohen Frequenz tritt auch mit diesen Eingangssignalen ohne plötzliches Schließen des Ventils eine Richtungsumkehr der Strömung auf, weil die Periodenlänge kleiner ist als die Abklingdauer der Anfangsoszillation. Dadurch geht diese im Verlauf einer Periode beim Abfallen des Luftstroms aus dem MFRCS in eine Oszillation mit Rückströmungen über, die sich als zunehmende kleine Spitzen zwischen den abklingenden hohen Spitzen der Anfangsoszillation in Bild 6.23 bemerkbar machen. Beim Öffnen des Ventils führt die vorangegangene Rückströmung dann wie beim

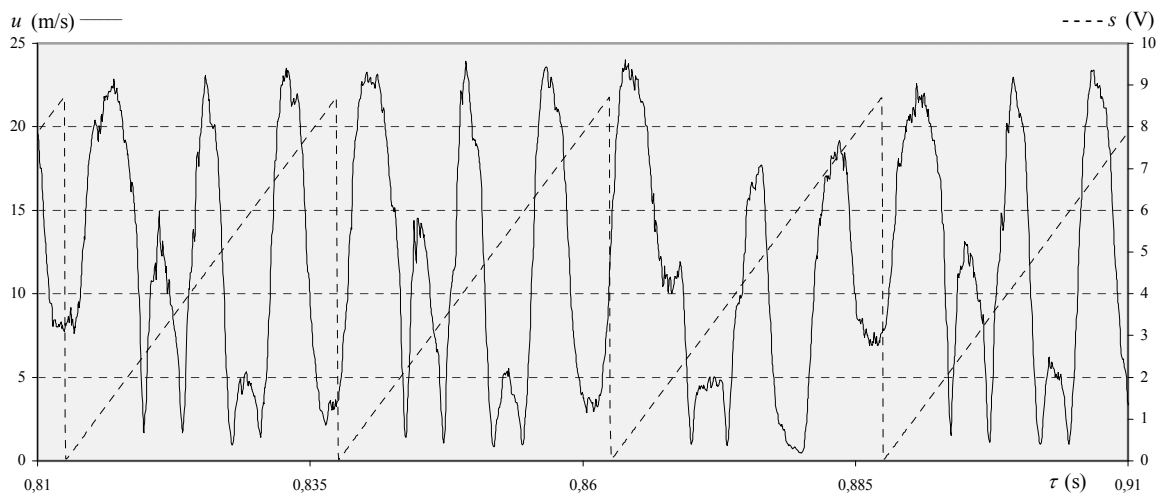


Bild 6.22: Vier Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts beim T1-Signal mit $f = 40$ Hz

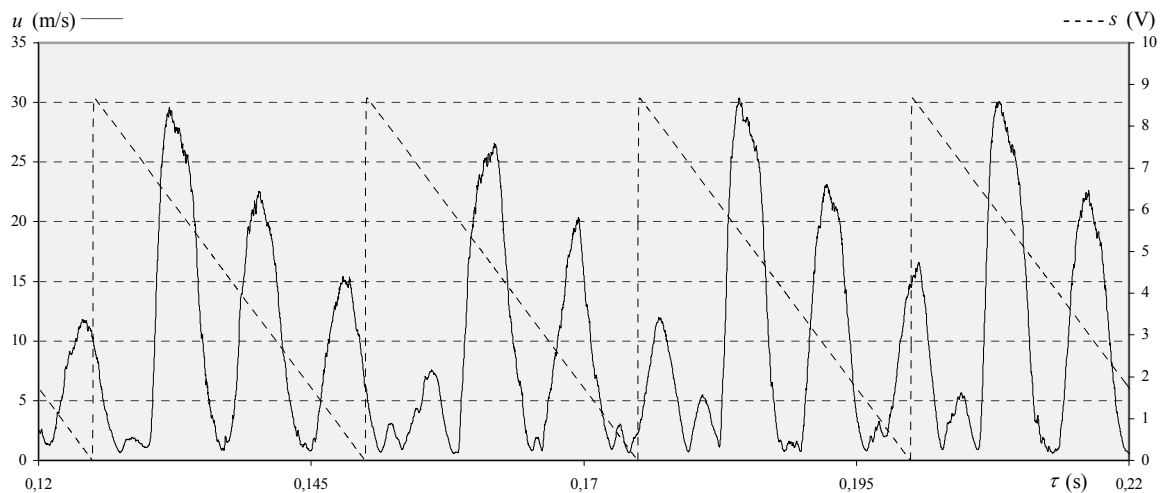


Bild 6.23: Vier Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts beim T0-Signal mit $f = 40$ Hz

Rechtecksignal zu einer Verstärkung der neuen Anfangszosillation, und die Geschwindigkeit ihrer ersten Spitze erreicht einen ähnlich hohen Wert.

Bei niedrigeren Frequenzen nimmt der Luftmassenstrom aus dem MFRCS bei diesen Signalen so langsam ab, dass die Anfangszosillation weitgehend abgeklungen ist, bevor sie zu Rückströmungen führen könnte. Somit wird keine Umgebungsluft am Prallstrahl beteiligt, und der Einfluss dieser Instationaritätsszenarien beschränkt sich auf die Wirkung der verstärkten Wirbelbildung.

Diese ist beim RS-Signal stärker als bei Sinussignal, weil sich der Wirbel nicht nur durch den plötzlichen Anstieg des Luftstroms schnell aufbaut, sondern durch den nachfolgenden Luftmassenstrom aufrechterhalten wird, der zunächst größer ist als beim Sinussignal, bevor er in gleicher Weise wie beim Sinussignal abschwilt. Beim T0-Signal wird dagegen der zunächst starke Wirbel durch den von Anfang an abnehmenden Luftmassenstroms geschwächt. Dadurch hat es bei Frequenzen bis zu $f = 20$ Hz einen geringeren Einfluss auf den Wärmeübergang als das Sinussignal, während der des RS-Signals größer ist, siehe Bild 5.8, Bild 5.9 und Bild 5.3. Nur bei hohen Frequenzen führen – wie auch beim T1-Signal – die schnell aufeinanderfolgenden hohen Geschwindigkeitsspitzen (Bild 6.22 und Bild 6.23) wahrscheinlich zur Entstehung schnell aufeinander folgender und sich zum Teil vereinigender, zum Teil unter zusätzlicher Turbulenzerzeugung gegenseitig auslöschender Wirbel, was den deutlich vergrößerten Instationaritätsfaktor für $f = 40$ Hz in der Umgebung der Stauzone in Bild 5.9 bzw. Bild 5.7 begründen würde.

6.4 Bezug zu Signaleigenschaften

Mit den Beobachtungen und Interpretationen, die zum Strömungsfeld bei verschiedenen Formen und Frequenzen der vorgegebenen Instationarität des Luftmassenstroms durch das MFRCS gemacht wurden, lassen sich einige der Zusammenhänge zwischen den Eigenschaften des Eingangssignals und ihren Auswirkungen auf den Wärmeübergang erklären, die in Abschnitt 5.6 zusammengefasst worden sind. Wichtigen Anteil haben daran zwei sekundäre Effekte der Instationarität, erstens die Bildung eines Wirbels beim Anschwellen des Luft-

strahls und zweitens die Oszillation der Strömungsgeschwindigkeit im Austritt nach sprunghaften Änderungen des Luftmassenstroms, die nach plötzlichem Öffnen zusätzliche Wirbel hervorruft und nach plötzlichem Schließen zu zwischenzeitlicher Richtungsumkehr der Strömung im Austrittsrohr führt.

Bei sinusförmiger Instationarität mit niedriger Frequenz werden in der Stauzone die Bedingungen der quasistatischen Betrachtung weitgehend erfüllt, weil dort bei einem langsamen An- und Abschwelldes des Luftmassenstroms nur schwache Wirbel auftreten und die Strömungsgeschwindigkeiten ansonsten dem Eingangssignal weitgehend folgen. Dementsprechend wurde dort unter diesen Bedingungen eine Verschlechterung des Wärmeübergangs beobachtet. Mit steigender Frequenz des an- und abschwelldes Luftstroms ist von einem zunehmend ausgeprägten Hystereseverhalten in der Entwicklung des Strömungsfelds auszugehen, das wahrscheinlich mit einer unvollständig ausgebildeten Grenzschicht einher geht und den Wärmeübergang fördert. Auch die Wirbel werden verstärkt, und über dem Staupunkt zeigt sich zunehmend deutlich, mit einem möglicherweise als qualitativ zu bewertenden Unterschied zwischen $f=10$ Hz und $f=20$ Hz, ein Geschwindigkeitssprung während des Anschwellens des Luftmassenstroms durch das MFRCS, der in der Stauzone vermutlich ebenfalls zu relativ hohen Überströmungsgeschwindigkeiten vor Ausbildung der Grenzschicht führt. Außerhalb der Stauzone ist zu beobachten, dass sich der Wirbel ungefähr bis zu dem radialen Abstand vom Staupunkt ausbreitet, in dem der Instationaritätsfaktor sein lokales Maximum hat. Dort löst er sich vermutlich unter Bildung großer Turbulenzballen auf. Jenseits dieser Stelle ist die Instationaritätsfrequenz im Zeitverlauf des Wandstrahls nicht mehr erkennbar, aber der Wandstrahl ist gegenüber dem stationären Fall etwas aufgeweitet. Dadurch ergeben sich wandfern höhere und wandnah geringere mittlere Geschwindigkeiten (Bild 6.24), was den verschlechterten Wärmeübergang dort begründet. Für den Turbulenzgrad zeichnet sich eine ähnliche Tendenz ab wie für die Geschwindigkeit in Bild 6.24, jedoch sind die vorliegenden Messergebnisse zu diffus, um hier dargestellt zu werden.

Beim Rechtecksignal können die Änderungen im Strömungsfeld infolge des Eingangssignals zwar auch bei niedrigen Frequenzen nicht als quasistatisch angesehen werden, jedoch

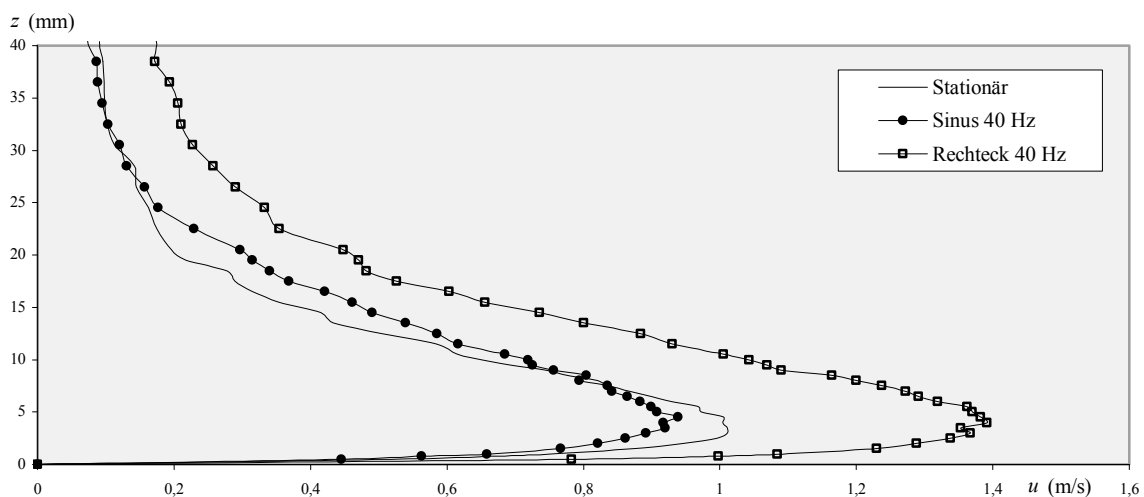


Bild 6.24: Zeitgemittelte Geschwindigkeitsprofile in einem Abstand von 8 Rohrdurchmessern vom Staupunkt bei stationärer Anströmung und bei zwei Instationaritätsszenarien, bei denen das Maximum des Instationaritätsfaktors innerhalb dieses Abstands liegt

treten sie in ihrer Auswirkung auf den Wärmeübergang hinter die langen Phasen mit einer eingeschwungenen Strömungssituation zurück, wenn sie und damit ihre sekundären Effekte in großen zeitlichen Abständen auftreten. Deshalb überwiegt in der Stauzone auch hier die Verschlechterung des Wärmeübergangs, die nach den Überlegungen in Abschnitt 3.2.1 zu erwarten war. Bei steigenden Frequenzen spielen die sekundären Effekte wegen ihres zunehmenden Phasenanteils und bei hohen Frequenzen zusätzlich durch gegenseitige Beeinflussung eine immer größere Rolle. Da einerseits die Wirbel auch bei niedrigen und mittleren Frequenzen stärker sind und andererseits zusätzlich die Oszillationen des Luftstrahls auftreten, steigt der Instationaritätsfaktor in der Stauzone bei Verwendung des Rechtecksignals schneller an als bei sinusförmiger Instationarität.

Außerhalb der Stauzone bewirken die Rückströmungen während der Oszillation nach dem Schließen des Ventils, dass der Wärmeübergang auf der ganzen Platte durch die zusätzlich am Prallstrahl beteiligte Umgebungsluft verbessert wird. Dadurch ergibt sich eine höhere mittlere Geschwindigkeit des Wandstrahls, auch dort, wo die vorgegebene Instationaritätsfrequenz im Zeitverlauf bzw. im Frequenzspektrum des Geschwindigkeitsbetrags nicht mehr feststellbar ist (Bild 6.24).

Die verstärkte Wirbelbildung nach dem plötzlichen Öffnen des Ventils äußert sich in leicht ausgeprägteren lokalen Maxima des Instationaritätsfaktors, die zudem weiter vom Staupunkt entfernt liegen als bei Verwendung des Sinussignals, weil die Wirbelausbreitung länger durch den nachfolgenden Luftstrom unterstützt wird. In diesem Aufrechterhalten eines einmal entstandenen Wirbels durch einen starken nachfolgenden Luftstrom wird hier die wesentliche Bedeutung der integralen Abweichung gesehen, die sich außerhalb des Staubereichs vor allem im Zusammenhang mit steilen Flanken als förderlich für den Wärmeübergang erwiesen hat. Wie sich schon bei der phänomenologischen Betrachtung des Zusammenhangs zwischen den Eigenschaften des Eingangssignals des MFRCS und ihren Auswirkungen auf den Wärmeübergang abgezeichnet hat, kann der Einfluss der integralen Abweichung außerhalb des quasistatischen Regimes nicht isoliert von anderen Signaleigenschaften bewertet werden.

Die bei allen Instationaritätsformen mit steilen Flanken ähnliche Verbesserung des Wärmeübergangs bei $f = 40$ Hz gegenüber allen niedrigeren Frequenzen ist auf die Beteiligung von Umgebungsluft durch Rückströmungen im Austrittsquerschnitt zurückzuführen, die bei dieser Frequenz teils verstärkt bzw. unterstützt und teils erst ermöglicht werden. Der Zusammenhang zwischen der hohen Frequenz und den Rückströmungen ist nicht bei allen Signalformen der gleiche. Beim Rechtecksignal besteht er in der unmittelbaren Abfolge einer starken Rückströmung und der einsetzenden Ausströmung nach dem erneuten Öffnen des Ventils. Dieses Zusammentreffen ist einerseits dadurch mit der hohen Frequenz in Zusammenhang zu bringen, dass die Oszillation nach dem Schließen beim nächsten Öffnen noch nicht abgeklungen ist, und andererseits dadurch, dass störungsbedingte Phasenverschiebungen in der kurzen Zeit zwischen dem Schließen und dem Öffnen so klein bleiben, dass sie die Abfolge von Rückströmung und Einsetzen des neuen Luftstroms nicht wesentlich beeinträchtigen können. Bei niedrigeren Frequenzen sind die Rückströmungen zum Zeitpunkt des erneuten Öffnens bereits weiter abgeklungen, und ihre Phasenverschiebungen können sich stärker auswirken, so dass der neu einsetzende Luftstrahl gestört werden kann. Bei den Signalen mit steil steigenden und sanft fallenden Flanken entwickelt sich bei der hohen Frequenz wegen des schnellen Abfalls des Luftmassenstroms die Anfangsoszillationen nach dem plötzlichen Öffnen teilweise

zu Rückströmungen, die beim nächsten Öffnen zu einer Verstärkung des Luftstrahls führen. Bei niedrigeren Frequenzen sind sie zu diesem Zeitpunkt bereits weitestgehend abgeklungen. Wenn die fallende Flanke des Signals steil und der Anstieg des Luftstroms in jeder Periode sanft ist, dann verstärkt dieser offenbar das Ausströmen der Umgebungsluft, die während der ersten Rückströmungen nachdem Schließen des Ventils das Rohr gefüllt hat. Wahrscheinlich ist dieser Effekt, bedingt durch das sofortige Einsetzen des sanften Anstiegs des Luftstroms, beim T1-Signal stärker als beim SR-Signal, denn der Unterschied im Instationaritätsfaktor zwischen $f = 20$ Hz und $f = 40$ Hz ist bei ersterem deutlicher als bei letzterem.

Die Strömungsfeldmessungen bei Einsatz eines verlängerten Ausströmrohrs erhärten die Vermutung, dass der wesentliche Grund für die beobachteten Verbesserungen des Wärmeübergangs bei bestimmten Instationaritätsszenarien in der Beteiligung von Umgebungsluft durch Resonanzerscheinungen mit großer Amplitude im Abströmrohr erzeugt werden, und dass die Auswirkung bestimmter Signaleigenschaften in sehr sensibler Weise mit den dynamischen Eigenschaften der Luftstrecke zusammenhängt.

7 Übertragbarkeit auf andere Situationen

Die bisher vorgestellten Ergebnisse wurden in einer Konfiguration erzielt, die einem möglichst allgemeinen Anwendungsfall entsprechen sollte und sehr den Konfigurationen anderer Studien zum Wärmeübergang des Prallstrahls ähnelt. In der Praxis treten üblicherweise Abweichungen von diesen idealen Bedingungen auf, und man erliegt leicht der Versuchung, die Ergebnisse von den Versuchsbedingungen auf die realen Bedingungen zu übertragen.

Beim konvektiven Wärmeübergang gibt es zwei besonders typische Abweichungen von den Versuchsbedingungen. Erstens ist die Oberfläche oft nicht eben, sondern mit regelmäßigen oder unregelmäßigen, bisweilen scharfkantigen Erhebungen und Vertiefungen versehen, und zweitens kann sich die Temperatur des Fluidstrahls von der Umgebungstemperatur unterscheiden.

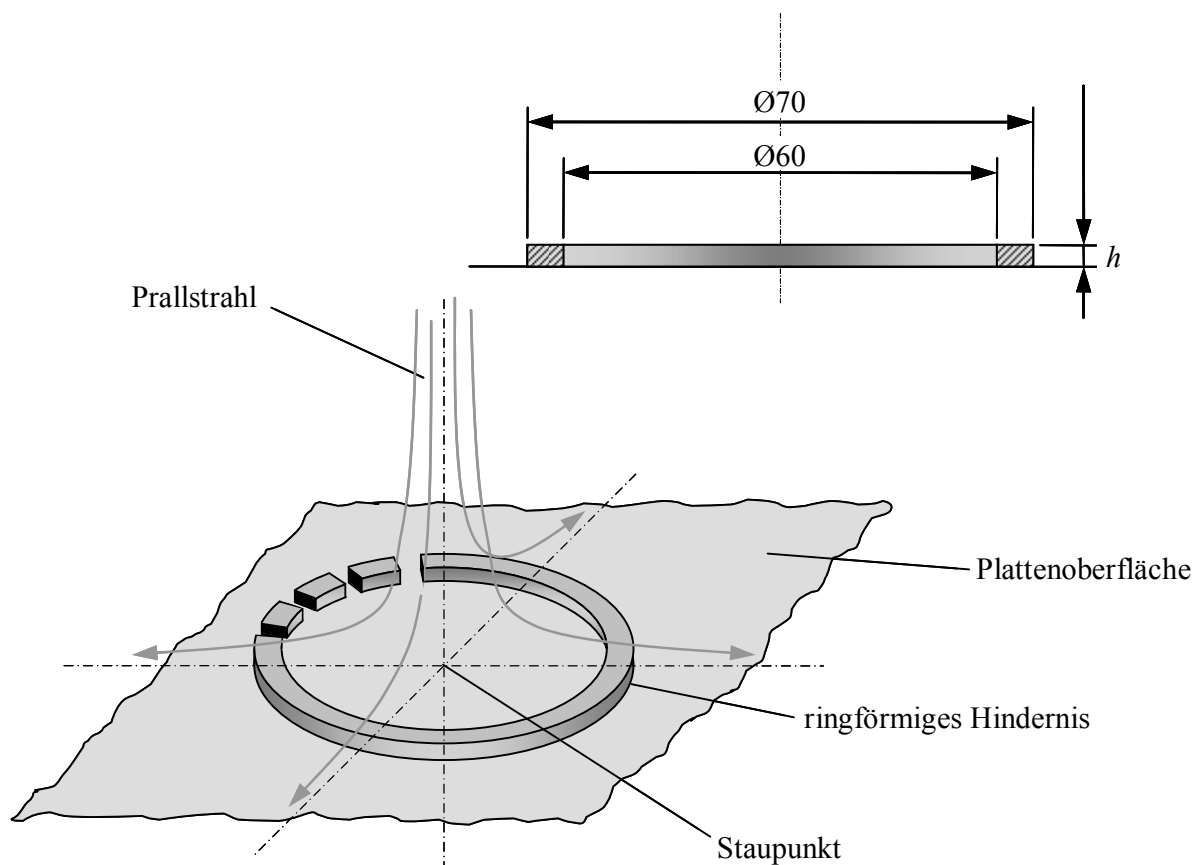


Bild 7.1: Ringförmiges Strömungshindernis auf der Prallplatte; Segmentierung oben links angedeutet. Bei den Experimenten wurden nur entweder vollständig geschlossene oder rundum segmentierte Ringe verwendet.

7.1 Unebene Wärmeübertragungsfläche

Die Situation der unebenen Prallfläche wurde exemplarisch durch ein zum Staupunkt konzentrisches Hindernis auf der Platte erzeugt, das aus einem geschlossenen Ring von 1 mm, 2 mm oder 3 mm Höhe, wie in Bild 7.1 gezeigt, oder aus einer ringförmigen Anordnung von Einzelsegmenten bestehen konnte. Der Innendurchmesser entsprach in allen Fällen 4 Rohrdurchmessern und die Breite $\frac{1}{3}$ Rohrdurchmesser.

7.1.1 Geschlossener Ring

Bei den Untersuchungen mit geschlossenen Ringen gibt es bezüglich der Übertragbarkeit zwei prinzipiell unterschiedliche Fälle, die in Abhängigkeit von geometrischen Verhältnissen eintreten können. Eine Voraussetzung dafür, dass die Ergebnisse, die für die ebene Platte gewonnen worden sind, auf den Fall der unebenen Oberfläche übertragen werden können, ist die qualitative Ähnlichkeit der Strömungsfelder im Großen. Auf der unebenen Oberfläche muss sich also auch prinzipiell ein radialsymmetrischer Wandstrahl ausbilden, der nur an einzelnen Stellen durch die Hindernisse gestört wird, wie in Bild 7.2 für eine stationäre Strömung unter Standardbedingungen in Anwesenheit eines Rings mit der Höhe $h = 1$ mm dargestellt ist.

Solch ein Wandstrahl kann sich offensichtlich nicht bilden, wenn der Staupunkt von einem scharfkantigen Ring umgeben ist, dessen Höhe einen bestimmten Wert überschreitet. Dann wird der Luftstrahl durch den Ring derart abgelenkt, dass er nicht mehr auf der Platte als Wandstrahl abströmt, sondern mit einer dominanten axialen Komponente von der Platte wegströmt. Es hat sich gezeigt, dass dieser Wert nicht in der Größenordnung des Plattenabstands liegen muss. In der Standardanordnung, bei der die Austrittsöffnung einen Abstand zur Platte von 3 Rohrdurchmessern hat, reicht dazu eine Ringhöhe von 3 mm, also $\frac{1}{15}$ des Abstands. Wie in Bild 7.3 zu sehen ist, bildet sich dabei in der Scherschicht zwischen dem austretenden und dem ringförmig zurückströmenden Strahl ein stabiler Wirbel, wodurch letzterer in Richtung der Strahlachse abgelenkt wird und außen am Rohr entlang abströmt. Gleichzeitig wird

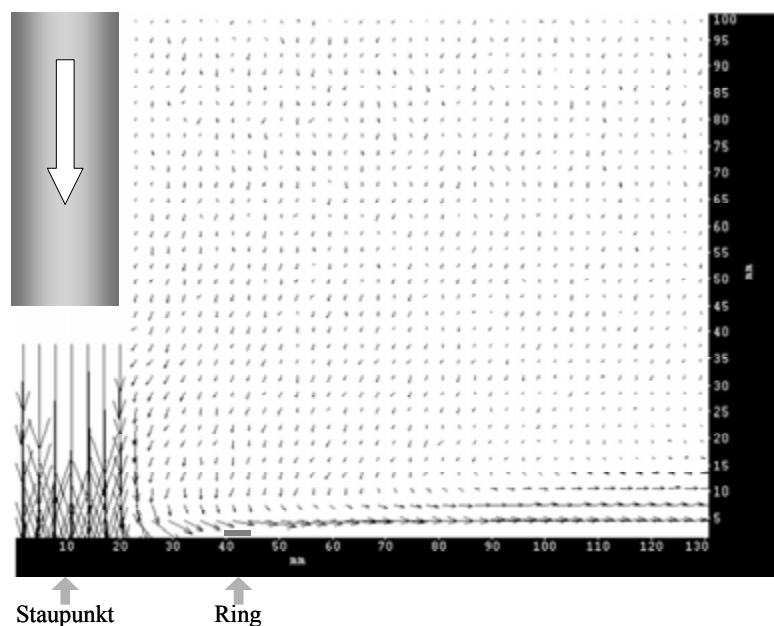


Bild 7.2: Durch einen niedrigen Ring lokal gestörter radialsymmetrischer stationärer Prallstrahl

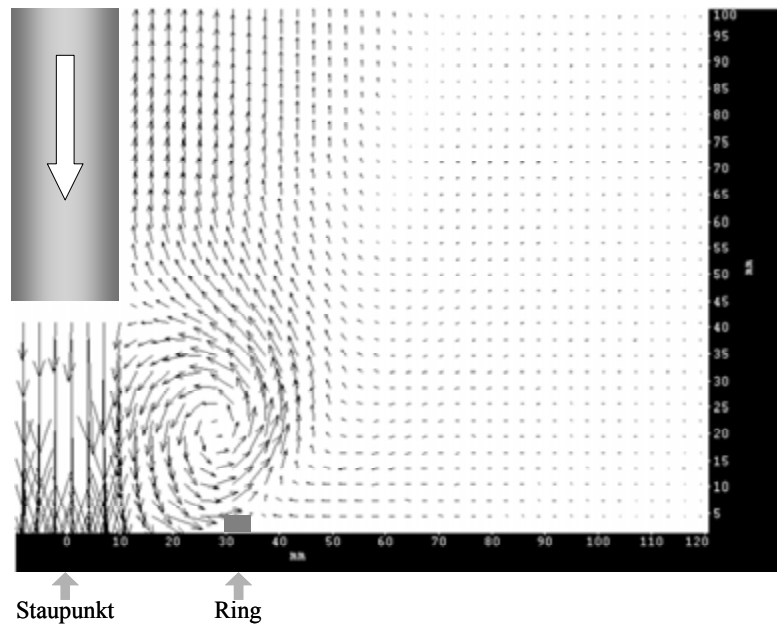


Bild 7.3: Durch ein Hindernis umgelenkter stationärer Prallstrahl

an der Plattenoberfläche Luft aus der Umgebung des Rings in den Strahl eingesogen, so dass dort eine – wenn auch schwache – radiale Geschwindigkeitskomponente mit dem umgekehrten Vorzeichen wie beim ungestörten Prallstrahl vorliegt.

Um die Ringhöhe im Regime des radialen Wandstrahls variieren zu können, wurden die weiteren Experimente nicht in der Standardkonfiguration, sondern mit einem Abstand von 6 Rohrdurchmessern zwischen der Rohröffnung und der Platte durchgeführt. In dieser Konfiguration liegt die kritische Ringhöhe für einen Umschlag zwischen den beiden Strömungsformen bei der des höchsten der drei verwendeten Ringe, denn mit diesem wurde ein bistabiles Verhalten der Strömung beim Standardluftmassenstrom beobachtet: In einer Variante

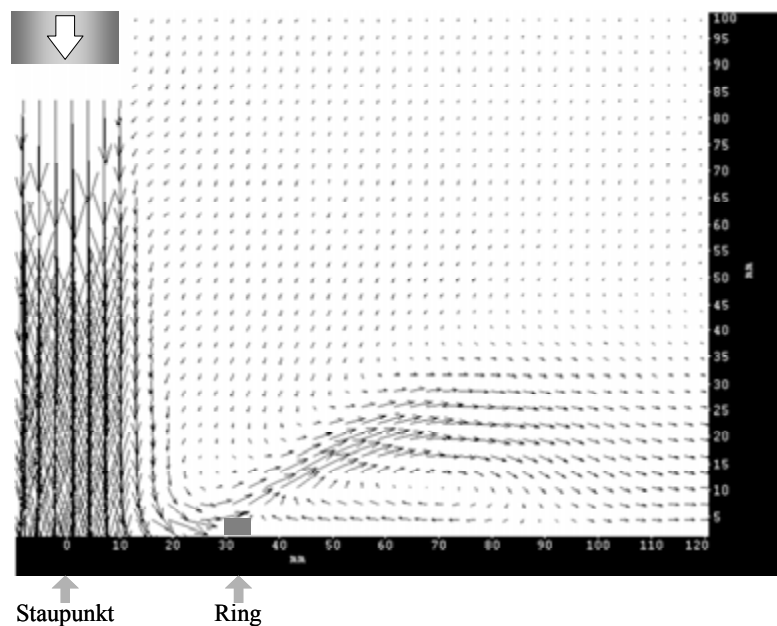


Bild 7.4: Radialsymmetrischer stationärer Prallstrahl mit einer Störung, die sich wesentlich weiter erstreckt als das Hindernis selbst

strömt die Luft entlang der Platte ab, wobei sich zusätzlich zeigt, dass es zwischen den beiden Fällen der nur lokal gestörten und der qualitativ veränderten Strömung die Möglichkeit gibt, dass sich zwar ein Wandstrahl bildet, seine lokale Ablenkung durch das Hindernis sowie die Rückstromzone dahinter aber erheblich größer sind als das Hindernis selbst, siehe Bild 7.4.

In der anderen Variante wird der Luftstrahl durch den Ring von der Platte weggelenkt wie in Bild 7.3. Diese beiden Formen sind bei einem Massenstrom von etwa der Hälfte bis zum 1,25-fachen des Standardwerts möglich. Bei kleineren Massenströmen wurde nur die radiale Abströmung beobachtet, bei größeren nur die axiale Form. Bei langsamen Änderungen des Luftmassenstroms tritt dadurch ein Hystereseverhalten auf.

Es ist aber auch ein spontaner Umschlag von der radialen zur axialen Form beim stationären Standardmassenstrom beobachtet worden, in umgekehrter Richtung jedoch nicht. Deshalb wird vermutet, dass die axiale Form bei diesem Massenstrom die stabilere ist, also diejenige, die nach einer Störung bevorzugt angenommen wird. Diese Vermutung wird dadurch unterstützt, dass bei den Wärmeübergangsexperimenten, bei denen es durch das Umschalten zwischen stationärer und instationärer Anströmung wiederholt Störungen gab, unter diesen Geometrie- und Prozessparametern offensichtlich die axiale Form dominierte. Dies zeigt sich in Bild 7.5 im radialen Verlauf der Verhältnisse zwischen den lokalen Nußelt-Zahlen, die bei stationärer Strömung in Anwesenheit der verschiedenen Ringe gemessen wurden, und denen, die mit der ebenen Platte ermittelt worden waren.

Bei allen Ringen ist eine Verschlechterung des Wärmeübergangs zu beobachten, jedoch ist sie bei den Ringhöhen, bei denen die radiale Abströmung erhalten bleibt, erheblich kleiner als bei der, die zur Ablenkung des Luftstrahls führt. Bei diesem Ring sind die Verschlechterung des Wärmeübergangs sowie ihre lokalen Unterschiede mit Werten zwischen 40 % und 80 % schon bei der stationären Strömung so groß, dass eine Übertragung der Erkenntnisse aus Ka-

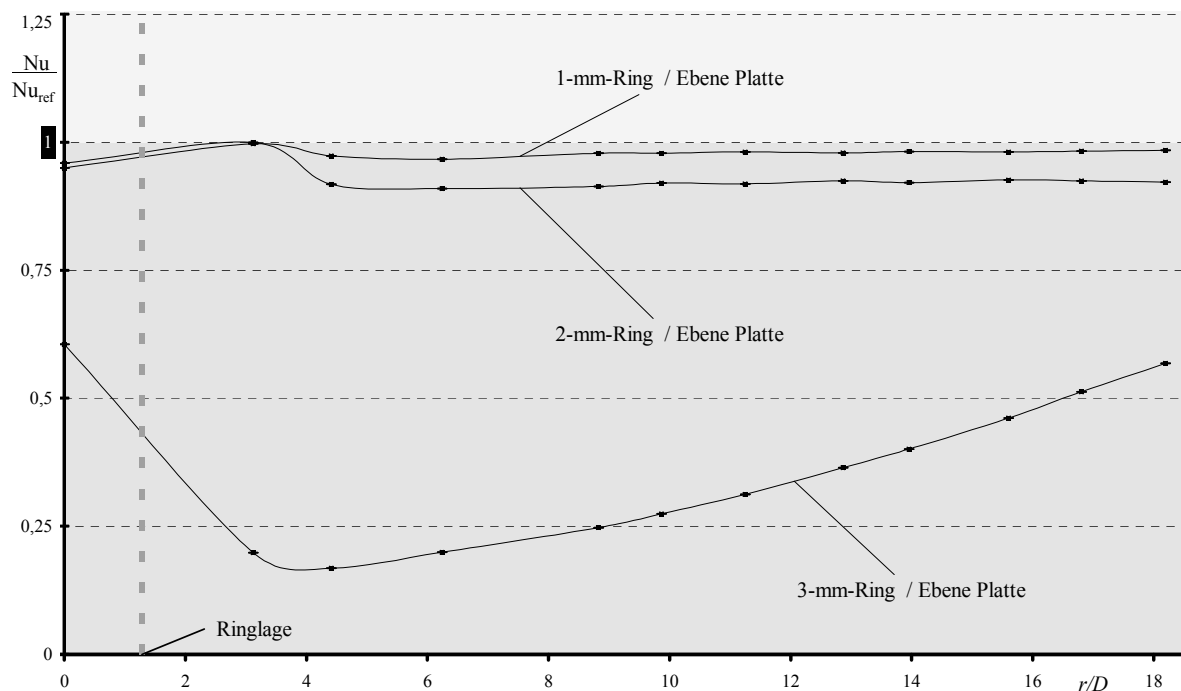


Bild 7.5: Radialer Verlauf der Nußelt-Zahl-Verhältnisse zwischen unebener und ebener Plattenoberfläche bei verschiedenen Ringhöhen

pitel 5 auch ohne die Kenntnis der qualitativen Unterschiede im Strömungsfeld äußerst fragwürdig wäre.

Mit dem niedrigsten der verwendeten Ringe ist die Verschlechterung außerhalb der Stauzone praktisch vernachlässigbar, während sie beim nächsthöheren Ring schon bei etwa 10 % liegt. Vermutlich wird sie durch ein zwischen den beiden Fällen unterschiedlich starkes Abbremsen und Aufweiten des plattenparallelen Strahls bewirkt. Unmittelbar außerhalb des Rings scheint die Verschlechterung in beiden Fällen zu verschwinden. Wahrscheinlich ist dieser Effekt darauf zurückzuführen, dass der Wärmeübergang an der Oberfläche des Rings, der selbst aus Aluminium besteht, relativ gut ist, und nicht etwa der Wärmeübergang im Ablösegebiet unmittelbar außerhalb des Rings. Hier sei daran erinnert, dass die Kurven in Diagrammen wie Bild 7.5 nicht den exakten radialen Verlauf der aufgetragenen Größe wiedergeben, sondern diskrete Werte verbinden, die für einzelne Punkte bestimmt und über dem Abstand dieser Punkte vom Staupunkt aufgetragen worden sind, und dass diese Werte nicht aus Messwerten errechnet worden sind, die lokal im jeweiligen Abstand aufgenommen wurden, sondern aus integralen Größen, die in quadratischen Feldern gemessen wurden, deren Mittelpunkte in diesem Abstand vom Staupunkt liegen. Für die Stelle, an der in Bild 7.5 die Verschlechterung des Wärmeübergangs verschwindet, sind das die schraffierten Felder in Bild 7.6. In diesen Feldern liegt der größte Teil des Rings selbst, während nicht auszuschließen ist, dass wesentliche Teile des Ablösegebiets auch in den benachbarten Feldern liegen, für die sich eine Verschlechterung des Wärmeübergangs ergibt. Wegen der kleinen Abmessungen des Rings waren Untersuchungen zur Ausdehnung des Ablösegebiets nicht möglich, ohne Beschädigungen an der Versuchseinrichtung zu riskieren. Lokal sorgt der Ring demnach bei stationärer Anströmung für eine erhebliche Verbesserung des Wärmeübergangs, denn bei einem Flächenanteil von ca. 11 % an den schraffierten Feldern gleicht er vollständig die Verschlechterung im restlichen Feld aus, obwohl seine Befestigung auf der Heizplatte in Form doppelseitigen Klebebands ein zusätzliches thermisches Hindernis darstellt.

Die Beeinflussung der stationären Strömung durch einen Ring ist bei der Bewertung der Instationaritätsfaktoren zu berücksichtigen, die damit ermittelt wurden, denn sie beschreiben

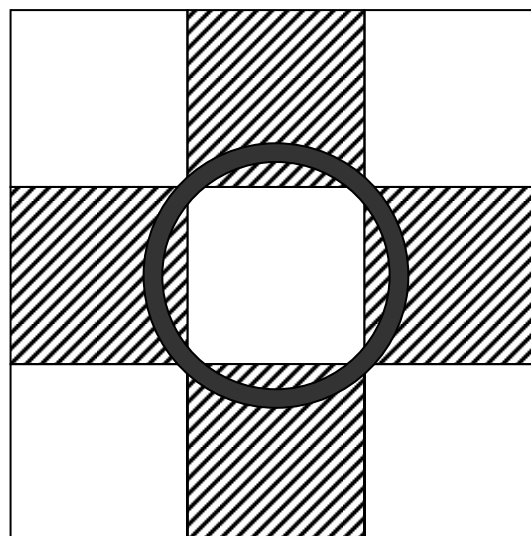


Bild 7.6: Lage des Rings auf den Messfeldern

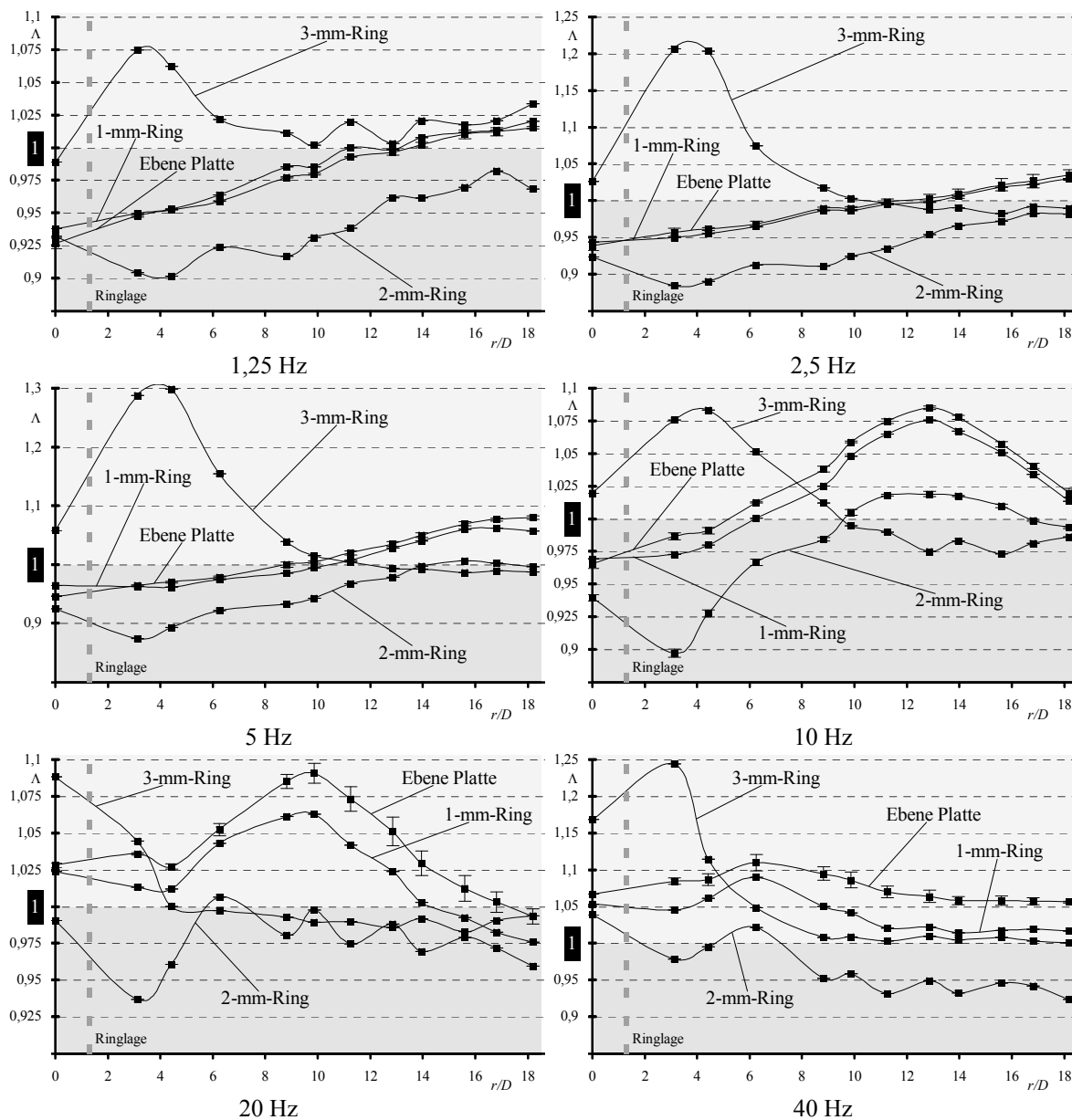


Bild 7.7: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors bei einem Düse-Platte-Abstand von 6 Düsendurchmessern und sinusförmiger Instationarität mit steigenden Frequenzen in Anwesenheit verschieden hoher Ringe bzw. über der ebenen Platte

das Verhältnis der lokalen Nußelt-Zahl bei instationärer Anströmung zu der bei stationärer Anströmung, beides jeweils in Anwesenheit desselben Rings.

Beim sinusförmiger Instationarität wird der radiale Verlauf des Instationaritätsfaktors durch den Ring mit der Höhe $h = 1$ mm nur wenig beeinflusst.⁶ Wie sich in Bild 7.7 zeigt, gibt es zwischen den lokalen Instationaritätsfaktoren, die mit diesem Ring oder auf der ebenen Platte ermittelt wurden, erst ab $f = 20$ Hz Unterschiede von mehr als 1,5 % (d.h. $\Delta\Delta > 0,015$),

⁶ Wie bei der Frequenz wird bei der Ringhöhe auf eine Entdimensionierung verzichtet, um zu vermeiden, dass eine Allgemeingültigkeit des Einflusses der Ringhöhe impliziert wird, die hier nicht überprüft werden kann, solange nicht die wesentlichen weiteren Parameter variiert worden sind.

und auch bei den hohen Frequenzen ist der qualitative Verlauf über dem Radius zwischen den beiden Fällen ähnlich.

Anscheinend kann hier von einer weitgehenden Übertragbarkeit gesprochen werden. Die Grenzen, innerhalb derer das zulässig ist, sind offenbar sehr eng. Schon bei einer Ringhöhe $h = 2$ mm ist die Ähnlichkeit der Verläufe des Instationaritätsfaktors über dem Radius bei der ebenen Platte und in Anwesenheit eines Rings bei jeweils gleicher Frequenz nicht mehr zu erkennen. Der Instationaritätsfaktor ist mit diesem Ring in allen Fällen kleiner als bei der ebenen Platte, und in vielen Fällen ist er bei Frequenzen und an Stellen kleiner als 1, wo er auf der ebenen Platte oder mit dem niedrigeren Ring oberhalb von 1 liegt. Bei dieser Ringhöhe hat die sinusförmige Instationarität offenbar einen ungünstigen Einfluss auf den Wärmeübergang.

Teilweise umgekehrt stellt sich die Situation bei der Ringhöhe dar, bei der schon das stationäre Strömungsfeld qualitativ verändert wird. Innerhalb des Rings bewirkt die Instationarität, außer bei sehr niedrigen Frequenzen, eine Verbesserung des Wärmeübergangs. In den Messfeldern, in denen die größten Teile des Rings liegen, wird der Wärmeübergang durch die Instationarität bei allen Frequenzen verbessert, teilweise um über 20 %. Der Zusammenhang zwischen der Frequenz und dem Instationaritätsfaktor ist nicht monoton. Die größten Werte werden bei $f = 2,5$ Hz, $f = 5$ Hz und $f = 40$ Hz erreicht. Bei den Frequenzen dazwischen und darunter beträgt die Verbesserung zwischen 5 % und 10 %.

Es ist nicht klar, inwieweit der Wärmeübergang hauptsächlich an der Oberfläche des Rings oder der dahinter liegenden Plattenoberfläche verbessert wird. Anscheinend ist diese Aufteilung frequenzabhängig, denn bei einigen Frequenzen wie z.B. $f = 5$ Hz und $f = 10$ Hz übertrifft der Instationaritätsfaktor in den nächsten, nicht vom Ring bedeckten Feldern (weiß in Bild 7.6) den Wert in den Ringfeldern, während er dort bei anderen Frequenzen wie z.B. $f = 20$ Hz und $f = 40$ Hz deutlich unter dem in den Ringfeldern liegt. Möglicherweise hat dieses nicht-monotone Frequenzverhalten seine Ursache in unterschiedlichen frequenzabhängigen Verschiebungen der Umschlagspunkte zwischen den beiden in Bild 7.3 und Bild 7.4 gezeigten Strömungsformen. Bei hohen Frequenzen ist davon auszugehen, dass die Zeit innerhalb einer Periode zu kurz für einen Umschlag ist. Damit wird die Situation eines stationären Strahls im bistabilen Regime angenähert, in dem – vermutlich infolge einer zufälligen Störung – der spontane Umschlag von der radialen zur axialen Strömungsform, aber nicht umgekehrt, beobachtet wurde. Wahrscheinlich wird deshalb durchgängig mit der radialen die stabilere der beiden Strömungsformen angenommen, weil die hochfrequente Instationarität gleichzeitig eine fortwährende Störung des Strömungsfelds bedeutet, wobei die radiale Strömungsform durch die Vorgänge bei der Wirbelbildung beeinflusst wird. Damit lässt sich einerseits der starke Abfall des Instationaritätsfaktors erklären, der außerhalb des Rings bei hohen Frequenzen auftritt, andererseits aber auch die Werte des Instationaritätsfaktors außerhalb des Rings bei $f = 40$ Hz.

Bei rechteckförmiger Instationarität zeigen sich prinzipiell ähnliche Tendenzen wie bei Verwendung des Sinussignals, siehe Bild 7.8. Auch hier verlaufen die Instationaritätsfaktoren, die auf der ebenen Platte ermittelt wurden, und die, die sich in Anwesenheit eines Rings von 1 mm Höhe einstellen, weitgehend parallel. Ihre lokalen Unterschiede sind zwar größer als beim Sinussignal, aber mit dem Rechtecksignal werden insgesamt größere Instationaritätsfaktoren erreicht. In qualitativer Hinsicht kann deshalb auch bei diesem Signal von einer Über-

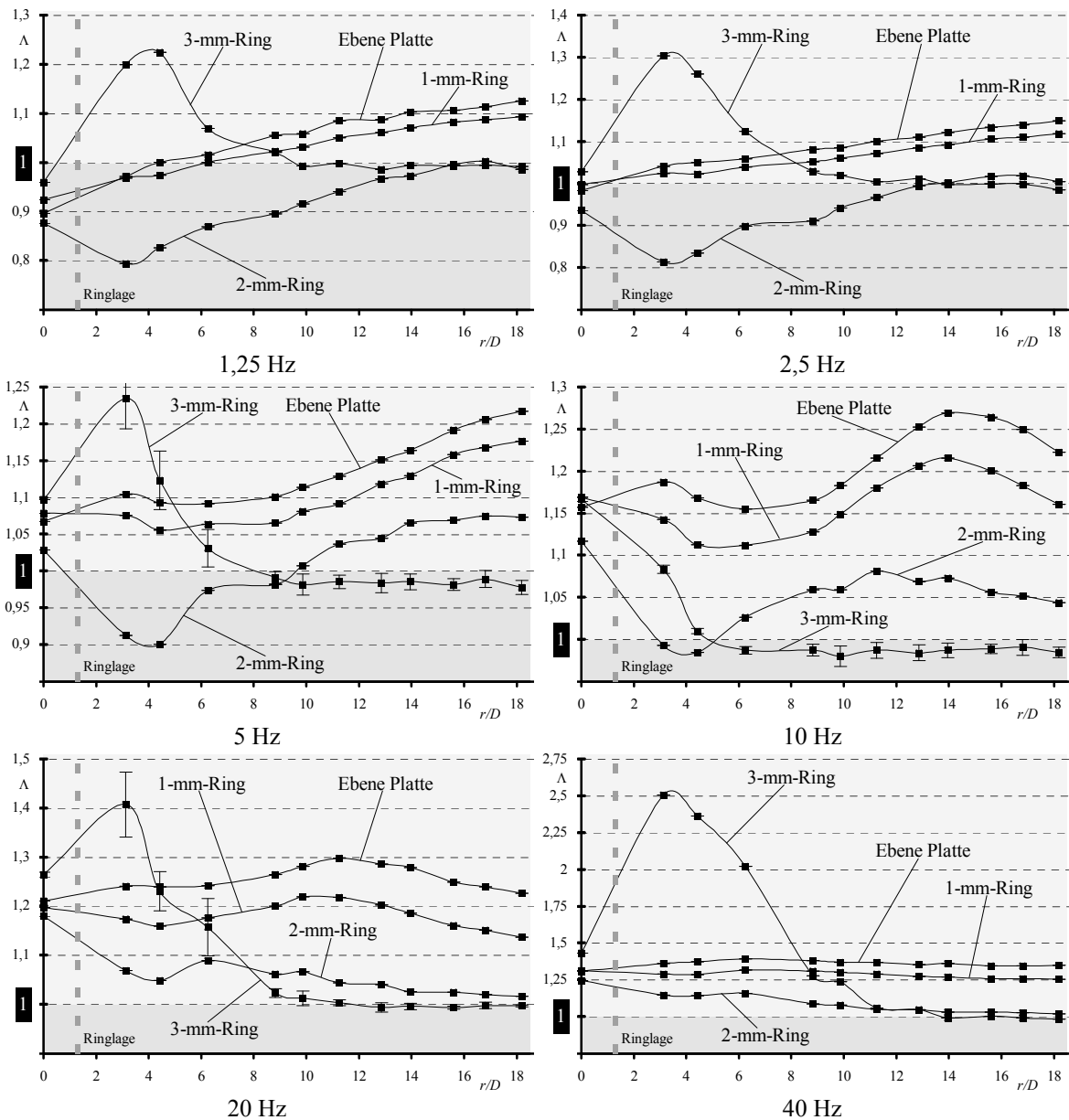


Bild 7.8: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors bei rechteckförmiger Instationarität mit steigenden Frequenzen in Anwesenheit verschieden hoher Ringe bzw. über der ebenen Platte

tragbarkeit der Ergebnisse gesprochen werden, solange der Ring nicht zu hoch ist. Das ist er bei den vorliegenden Geometrie- und Prozessparametern auch beim Rechtecksignal schon mit einer Höhe $h = 2$ mm. Auch mit dieser Signalform hat die Instationarität bis zu einer Frequenz von $f = 5$ Hz einen ungünstigen Einfluss auf den Wärmeübergang.

Eine Ursache dafür deutet sich in Bild 7.9 an. Während das Strömungsfeld des stationären Prallstrahls durch den Ring mit dieser Höhe offenbar nur wenig gestört wird, bewirkt er beim instationären Prallstrahl, dass sich der Wirbel, der sich während bzw. nach der Zunahme des Luftstroms bildet, von der Platte entfernt. Dadurch entstehen nach dem Öffnen des Ventils an der Plattenoberfläche außerhalb des Rings Zonen mit kleinen Geschwindigkeitsgradienten, und erst später, in Bild 7.9 nach etwa 150-250 ms, stellen sich auch plattennah hohe Geschwindigkeiten mit entsprechenden Gradienten ein.

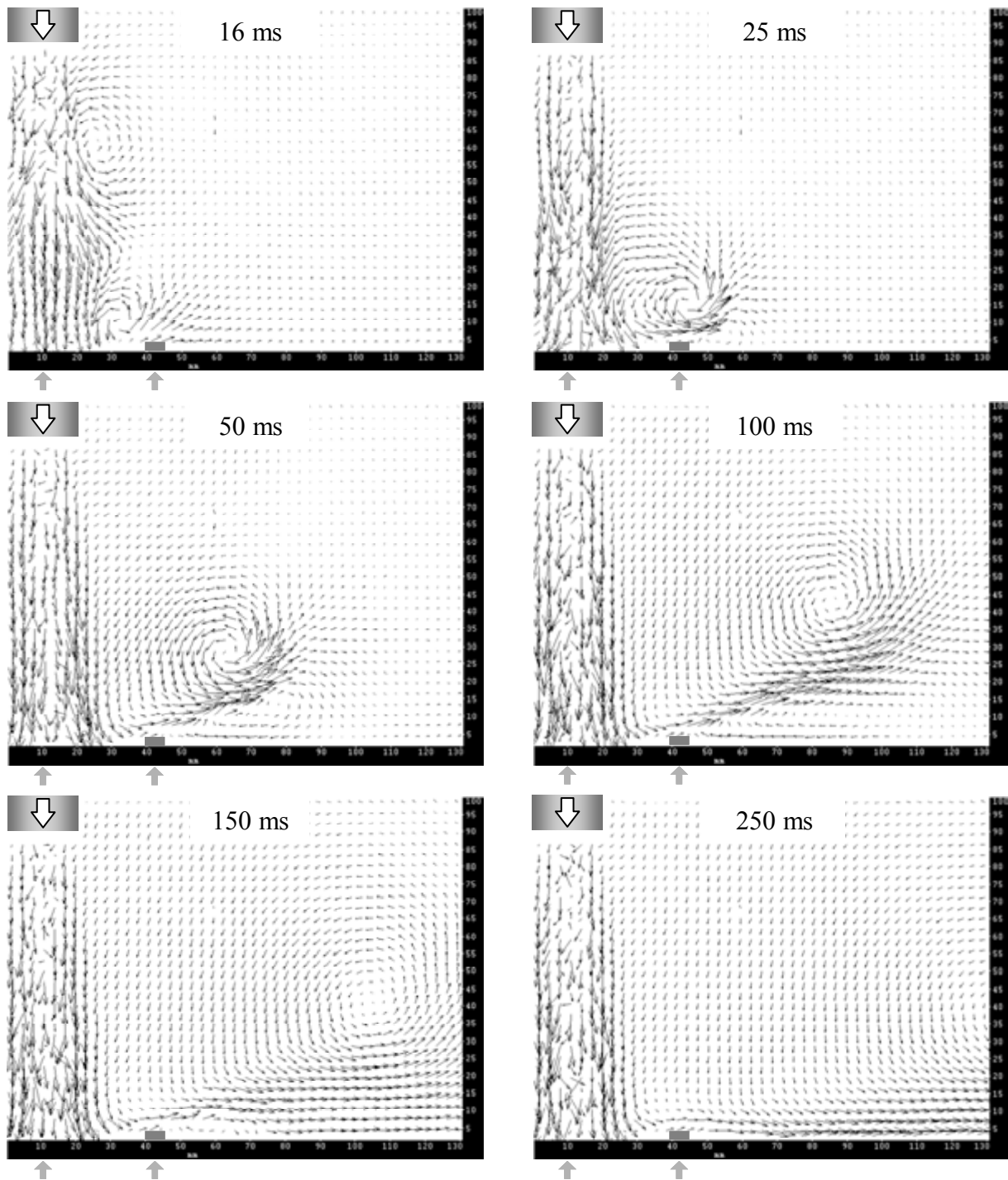


Bild 7.9: Wirbelentwicklung nach plötzlichem Öffnen des Ventils im MFRCS in Anwesenheit des Rings mit der Höhe $h = 2$ mm

Da diese Entwicklung bei hinreichend langen Perioden immer den gleichen zeitlichen Verlauf hat, nimmt der Phasenanteil der Zeiten mit kleinen Geschwindigkeitsgradienten und damit ihr abträglicher Einfluss auf den Wärmeübergang mit steigender Frequenz bis zu einer Grenze zwischen $f = 2,5$ Hz und $f = 5$ Hz zu. Gleichzeitig vergrößern sich aber auch die Phasenanteile, in denen die Oszillationen nach dem plötzlichen Schließen des Ventils wesentlich zur Vergrößerung der effektiven Reynolds-Zahl des Luftstrahls beitragen.

Anscheinend kompensieren sich diese Effekte bis etwa $f = 2,5$ Hz. Bei höheren Frequenzen kann einerseits nicht mehr von einer Entwicklung wie in Bild 7.9 ausgegangen werden, und andererseits dominieren die Oszillationen der Luftgeschwindigkeit am Austritt infolge der steilen Signalflanken ab $f = 10$ Hz zeitlich. Dies erklärt, warum sich bei rechteckförmiger Instationarität ab dieser Frequenz auch in Anwesenheit des 2-mm-Rings Instationaritätsfaktoren oberhalb von 1 einstellen, während sie bei Verwendung des Sinussignals immer darunter bleiben.

Bei dem Ring mit der Höhe $h = 3$ mm ist in Bild 7.8 wie bei der sinusförmigen Instationarität bei fast allen Frequenzen eine deutliche Überhöhung des Instationaritätsfaktors in den Messfeldern nahe der Außenseite des Rings zu beobachten. Dabei tritt hier noch deutlicher als in Bild 7.7 zutage, dass die Überhöhung nicht monoton mit der Frequenz anwächst, sondern ihr Minimum bei einer mittleren bis hohen Frequenz hat, hier bei $f = 10$ Hz. Anscheinend hat die Überhöhung in einzelnen, sich nicht überschneidenden Frequenzbereichen unterschiedliche Ursachen, die noch im Detail zu klären sind. Dabei sollte insbesondere den hohen Frequenzen Beachtung geschenkt werden, denn bei $f = 40$ Hz werden beim Rechtecksignal in den Feldern, in denen die wesentlichen Teile des Rings liegen, Verbesserungen des Wärmeübergangs um bis zu 150 % gegenüber dem Fall der stationären Anströmung in Anwesenheit des 3-mm-Rings erreicht. In diesem Bereich hat sich durch den Ring bei stationärer Anströmung gegenüber der ebenen Platte in Bild 7.5 eine Verschlechterung des Wärmeübergangs um bis zu 80 % gezeigt. Sie wird durch die Wirkung der Instationarität teilweise kompensiert, so dass der Wärmeübergang dort etwa halb so gut ist wie bei der ungestörten stationären Überströmung der ebenen Platte. Die auch weiter außen hohen Werte des Instationaritätsfaktors lassen vermuten, dass die Verbesserung gegenüber der durch diesen Ring gestörten stationären Überströmung nicht nur am Ring selbst, sondern auch an der dahinter liegenden Plattenoberfläche erreicht wird.

Für den geschlossenen Ring zeigt sich, dass eine Übertragung der Ergebnisse aus den Kapiteln 5 und 1 auf die Situation einer unebenen Oberfläche nur mit äußerster Vorsicht vorgenommen werden darf. Daher ist es fragwürdig, ob sie sinnvoll sein kann, denn der Aufwand, mit dem die Übertragbarkeit geprüft werden müsste, kommt dem für eine eigenständige Untersuchung nahe oder gleich. Wenn aber derart detaillierte Untersuchungen durchgeführt werden können, dann bietet gerade die rechteckförmige Instationarität in dem Fall, dass Strömungshindernisse auf der Oberfläche nicht vermieden werden können, offenbar ein großes Potenzial, ihre abträgliche Wirkung auf den Wärmeübergang teilweise auszugleichen. Allerdings ist hierbei von einer hohen Sensibilität gegenüber Änderungen von Prozess- und Geometrieparametern auszugehen.

7.1.2 Unterbrochener Ring

Der unterbrochene Ring hatte den gleichen Innen- und Außendurchmesser wie die geschlossenen Ringe und eine Höhe $h = 2$ mm. Er bestand aus 12 gleichmäßig angeordneten Segmenten, die zusammen etwa $\frac{2}{3}$ des Umfangs bedeckten. In dieser Konfiguration hatte er im stationären Strömungsfeld einen ähnlichen Einfluss auf den Wärmeübergang wie der geschlossene Ring mit der gleichen Höhe, siehe Bild 7.10.

Ganz anders stellt sich die Situation bei instationärer Anströmung dar. Während die Instationarität beim geschlossenen Ring dieser Höhe in den meisten Fällen eine Verschlechterung

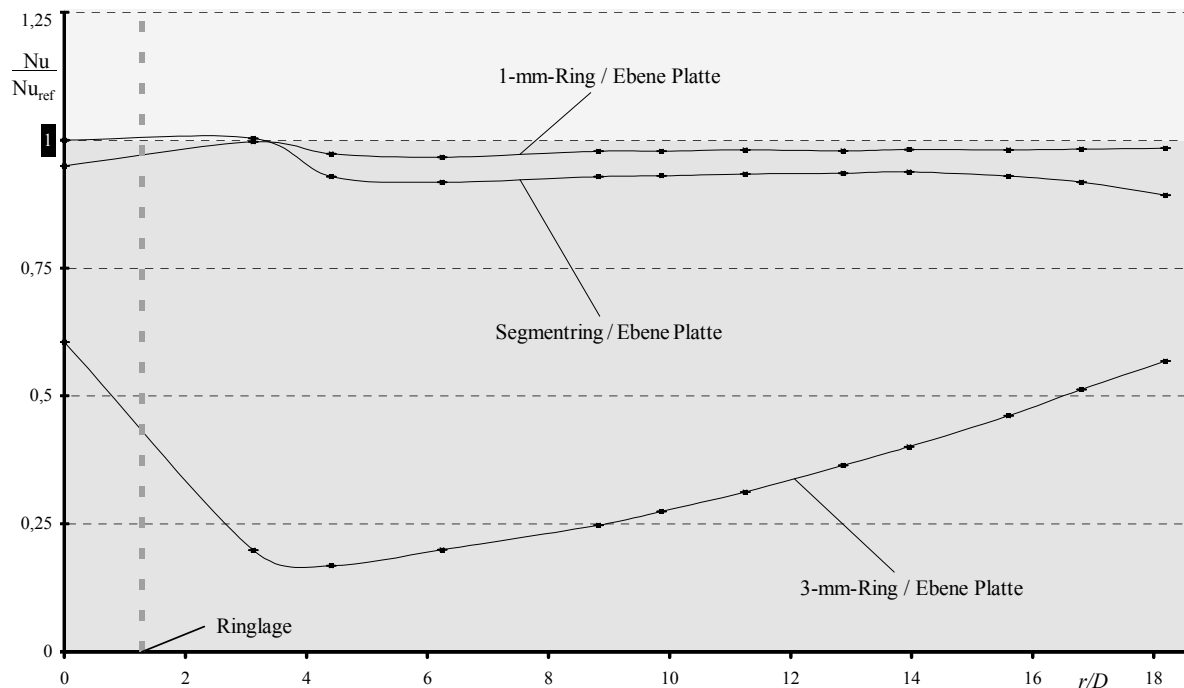


Bild 7.10: Radialer Verlauf der Nußelt-Zahl-Verhältnisse zwischen unebener und ebener Plattenoberfläche bei verschiedenartigen Ringhindernissen

des Wärmeübergangs bewirkt, hat sie in Anwesenheit des Segmentrings offenbar eine ähnliche Auswirkung auf den Wärmeübergang wie auf der ebenen Oberfläche.

Sowohl bei sinusförmiger (Bild 7.11) als auch bei rechteckförmiger Instationarität (Bild 7.12) verlaufen die Instationaritätsfaktoren, die in Anwesenheit des Segmentrings ermittelt

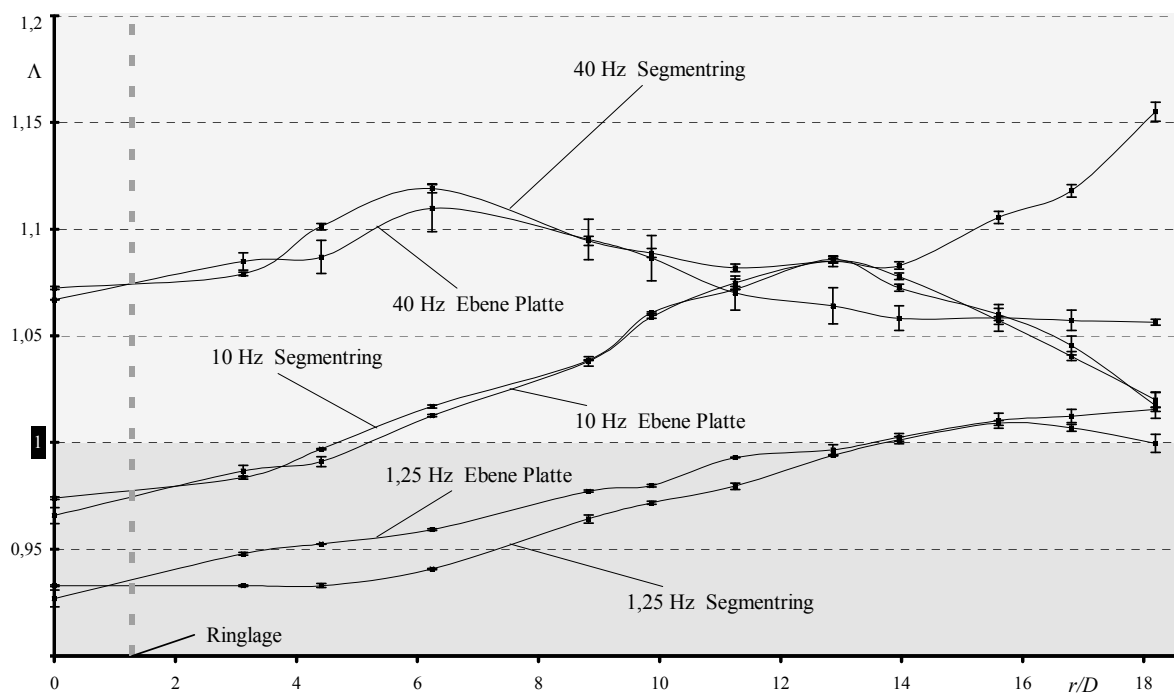


Bild 7.11: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors auf der ebenen Platte bzw. in Anwesenheit eines unterbrochenen Rings bei sinusförmiger Instationarität mit verschiedenen Frequenzen

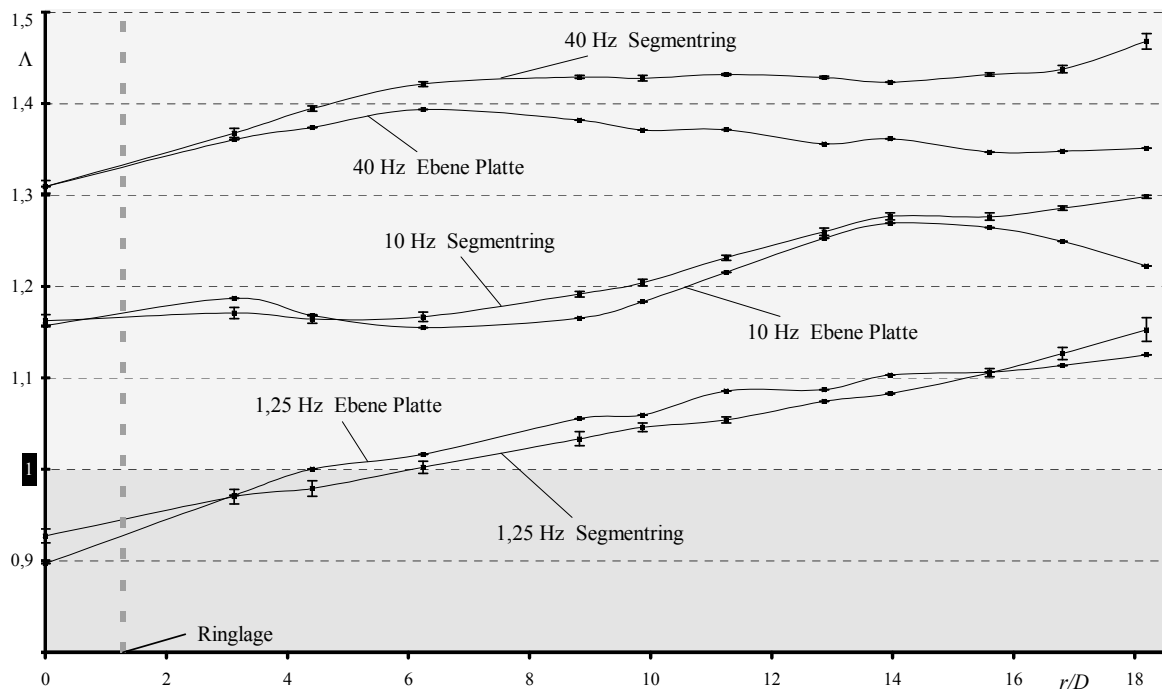


Bild 7.12: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors auf der ebenen Platte bzw. in Anwesenheit eines unterbrochenen Rings bei rechteckförmiger Instationarität mit verschiedenen Frequenzen

wurden, bei nahezu gleichen Werten weitgehend parallel zu denen, die sich bei den jeweils gleichen Frequenzen auf der ebenen Platte ergeben haben. Nur bei hohen Frequenzen und am äußeren Rand des Auswertungsbereichs zeigen sich Unterschiede von mehr als 2 % bei sinus-3 % bei rechteckförmiger Instationarität, wobei insgesamt Verbesserungen des Wärmeübergangs um über 10 % bzw. bis zu 40 % erreicht werden.

Damit scheint, ähnlich wie beim geschlossenen Ring mit der Höhe $h = 1$ mm, weitgehend eine Übertragbarkeit der Ergebnisse aus den Experimenten mit der ebenen Platte vorzuliegen, obwohl der segmentierte Ring mit $h = 2$ mm eine Höhe hatte, bei der sich für den geschlossenen Ring große Unterschiede zum Fall der ebenen Platte ergeben hatten, und dabei mehr als die Hälfte des Umfangs abdeckte. Daraus lässt sich folgern, dass einzelne, nicht zu große Gegenstände oder Erhebungen auf der Wärmeübertragungsfläche die Mechanismen nicht wesentlich beeinträchtigen, die bei instationärer Anströmung den Wärmeübergang beeinflussen.

Aber auch hier wäre eine systematische Variation von Prozess- und Geometrieparametern erforderlich, um festzustellen, wie groß die Gegenstände in Bezug auf die anderen Parameter sein dürfen, damit die Übertragbarkeit erhalten bleibt. Außerdem ist nicht bekannt, wie sich die Instationarität in der unmittelbaren Umgebung der Gegenstände auf den Wärmeübergang auswirkt.

7.2 Abweichung der Strahltemperatur von der Umgebungstemperatur

Bei allen bisherigen Messungen wurde eine isotherme Situation hinsichtlich des Luftstrahls und der Umgebungsluft eingehalten, d.h. es wurde dafür Sorge getragen, dass die Luft am Austritt aus dem Rohr im Rahmen der verfügbaren Mess- und Regelgenauigkeit die gleiche Temperatur hatte wie die umgebende Luft. Damit wurde eine Verfälschung der Strahltemperatur durch Vermischung mit Umgebungsluft vermieden. Da aber offenbar die Einmischung

von Umgebungsluft einen großen Einfluss auf die Güte des Wärmeübergangs hat, interessiert hier auch die Frage, wie sie sich auswirkt, wenn die Strahl- und die Umgebungstemperatur voneinander abweichen. Außerdem liegt mit der Gleichheit von Strahl- und Umgebungstemperatur ein besonderer Zustand vor, der mit relativ großem Aufwand aufrecht erhalten werden muss. In einer praktischen Anwendung wird diese Gleichheit kaum vorzufinden sein, ganz im Gegenteil: Je nachdem, ob der Prallstrahl zur Kühlung oder zur Heizung dient, wird er bewusst kälter oder deutlich wärmer als die Umgebungsluft gehalten sein.

Diese Situation wurde durch eine Änderung der Einstellungen des Temperaturreglers nachgestellt. Die Regelung erlaubt eine Abkühlung der Luft im Austritt gegenüber der Umgebungsluft um bis zu 2 K, was bei den Experimenten ausgenutzt wurde. Um den entgegengesetzten Fall darzustellen, bei dem die Temperatur am Austritt zwischen der der Umgebungsluft und der der Wärmeübertragungsfläche liegt, wurde der Luftstrahl um diese Temperaturdifferenz gegenüber der Umgebungsluft erwärmt. Diese Abweichung entspricht etwa der Hälfte der Temperaturdifferenz zwischen dem Luftstrahl im Austritt und der Platte in der Stauzone bzw. einem Zwanzigstel der Differenz zwischen dem Luftstrahl und den Randfeldern.

Bei der Berechnung der Nußelt-Zahlen wird als treibende Temperaturdifferenz diejenige zwischen dem austretenden Luftstrahl und der Plattenoberfläche eingesetzt. Wenn am konvektiven Wärmeübergang an der Plattenoberfläche nur die Luft aus dem MFRCS beteiligt wäre, dann würde eine Änderung der Strahltemperatur die gleiche Änderung der Oberflächentemperatur bewirken und hätte somit keinen Einfluss auf die Nußelt-Zahl oder auf den Instationaritätsfaktor. Wenn zusätzlich Umgebungsluft in den Strahl eingemischt wird und die Temperatur des Luftstrahls von der der Umgebung abweicht, dann wird diese Abweichung, d.h. die Änderung der Austrittstemperatur des Strahls, in ihrer Wirkung auf die Oberflächentemperatur abgeschwächt.

Bei einer Strahltemperatur, die zwischen der Umgebungs- und der Oberflächentemperatur liegt, wird die effektive Temperaturdifferenz zwischen dem Luftstrahl und der Oberfläche durch die Einmischung von Umgebungsluft also vergrößert und im umgekehrten Fall verringert. Im ersten Fall wird bei der Berechnung der Nußelt-Zahl deshalb von einer kleineren als der effektiven Temperaturdifferenz ausgegangen. Die Nußelt-Zahl wird somit überschätzt, und der Grad der Überschätzung, also die Vergrößerung der errechneten Nußelt-Zahl, kann als eine Art Maß für die Einmischung von Umgebungsluft angesehen werden. Im anderen Fall wird die Nußelt-Zahl dementsprechend unterschätzt, und ihre rechnerische Verringerung quantifiziert die Einmischung.

Bei einer lokalen Betrachtung dieser Verhältnisse ist beim kühlenden radialsymmetrischen Prallstrahl zu bedenken, dass außerhalb der Stauzone mit zunehmendem Abstand vom Staupunkt die Temperatur der Plattenoberfläche und somit die in der Nußelt-Zahl verwendete Temperaturdifferenz ansteigt. Dadurch ist das Verhältnis der eingebrachten Temperaturabweichung zu dieser Temperaturdifferenz und ihr Einfluss auf die Nußelt-Zahl umso kleiner, je weiter die betrachtete Stelle vom Staupunkt entfernt liegt.

Wenn also auf dem Weg des Strahls vom Austritt zur Platte ein vollständiger Austausch der Luft aus dem MFRCS mit Umgebungsluft stattfinden würde, müsste im Staupunkt ein endlicher Einfluss der Temperaturabweichung vorliegen, dessen Abnahme mit zunehmendem radialen Abstand grob durch eine exponentiell fallende Kurve beschrieben werden könnte.

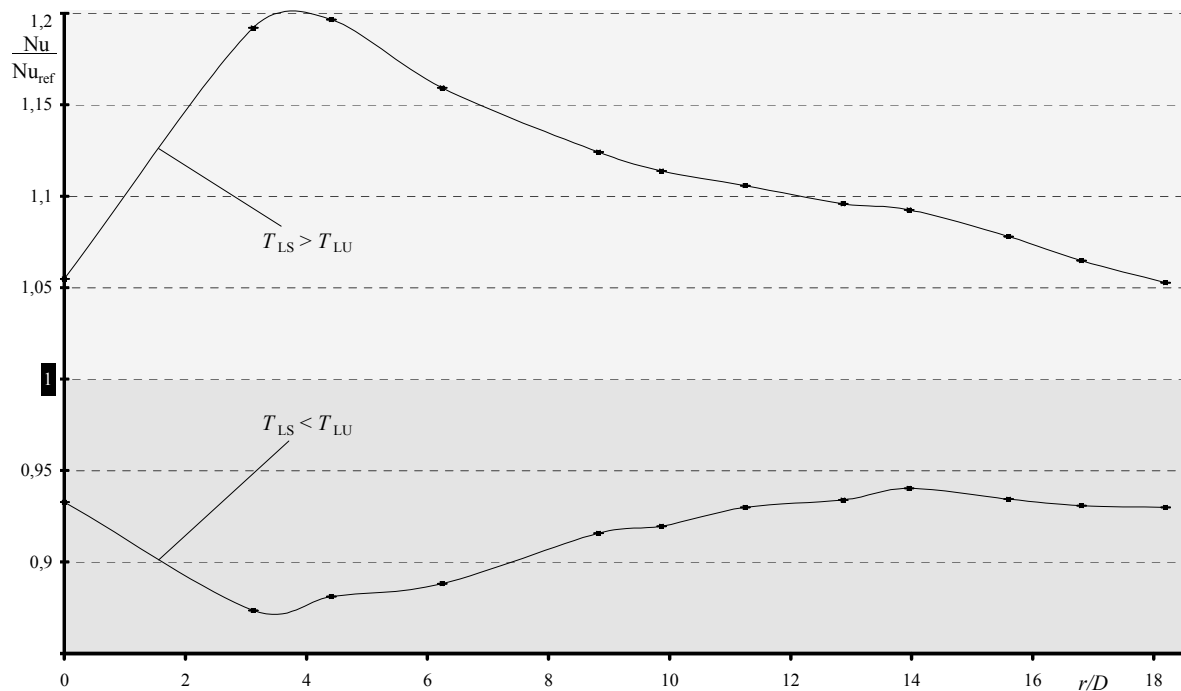


Bild 7.13: Verhältnisse der lokalen Nußelt-Zahlen bei Abweichung der Strahltemperatur von der Temperatur der Umgebungsluft zu denen im isothermen Fall bei stationärer Anströmung

Tatsächlich ergeben sich bei stationärer Anströmung die Nußelt-Zahl-Verhältnisse, die in Bild 7.13 für die beiden Fälle in Bezug auf den isothermen Fall über dem radialen Abstand vom Staupunkt aufgetragen sind. Offenbar spielt die Einmischung von Umgebungsluft im Staupunkt nur eine untergeordnete Rolle, denn dort ist in beiden Fällen die Änderung der Nußelt-Zahl minimal, obwohl das Verhältnis der Temperaturabweichung im Austritt zur Temperaturdifferenz zwischen Austritt und Oberfläche an der Stelle sein Maximum hat. In einem Abstand von 3-5 Düsendurchmessern vom Staupunkt, also gerade außerhalb der Maxima der Geschwindigkeit und des Turbulenzgrads an der Plattenoberfläche (vergleiche Bild 6.1), stellt sich ein größerer Einfluss der eingemischten Umgebungsluft ein, und weiter außen zeigt sich weitgehend der erwartete Abfall des Einflusses der Temperaturabweichung.

Nach den bisherigen Überlegungen kann der Unterschied zwischen den Instationaritätsfaktoren, die sich bei gleicher Signalform und Frequenz für verschiedene Abweichungen der Strahl- von der Umgebungstemperatur ergeben, als Maß dafür verwendet werden, inwieweit die Einmischung von Umgebungsluft durch die entsprechende Instationarität beeinflusst wird.

Offenbar besteht bei sinusförmiger Instationarität in der Stauzone ein frequenzabhängiger Einfluss, siehe Bild 7.14. Bei niedrigen Frequenzen unterscheiden sich die Instationaritätsfaktoren für die drei Fälle kaum. Bei den nahezu quasistatischen Änderungen der Randbedingungen verhält sich das Strömungsfeld auch hinsichtlich der Vermischung von Strahl- und Umgebungsluft ähnlich dem stationären Strömungsfeld, denn die Wirbel, die beim Anschwellen des Luftstroms entstehen, sind entsprechend der niedrigen Frequenz selten und in der Nähe des Staupunkts schwach. Bei höheren Frequenzen steigt der Instationaritätsfaktor beim erwärmten Luftstrahl erheblich steiler mit der Frequenz an als beim isothermen Luftstrahl, was u.a. durch die häufigere und stärkere Wirbelbildung erklärt werden kann. Bei dem um 2 K gekühlten Luftstrahl verharrt der Instationaritätsfaktor auf dem Wert, den er bei der niedrigs-

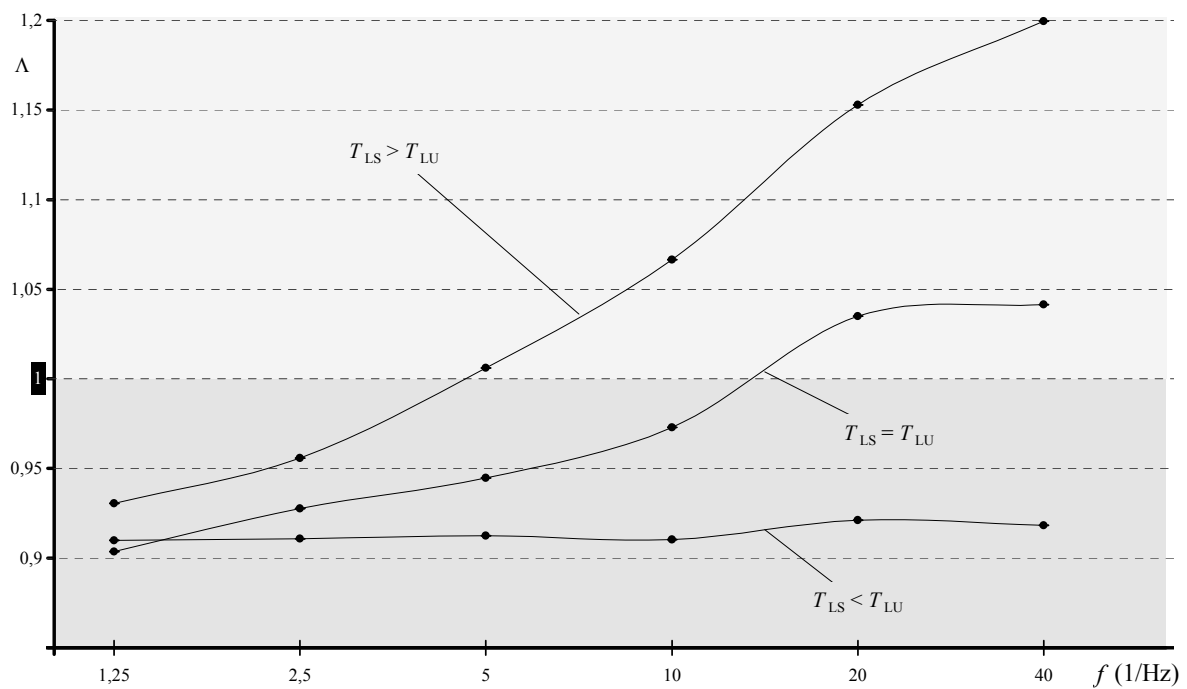


Bild 7.14: Frequenzgang des Instationaritätsfaktors im Stauffeld bei sinusförmiger Instationarität und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft

ten Frequenz hat. Anscheinend wird in diesem Fall der prinzipiell förderliche Einfluss der Instationarität dadurch gerade kompensiert, dass die Umgebungsluft wärmer ist als der Luftstrahl.

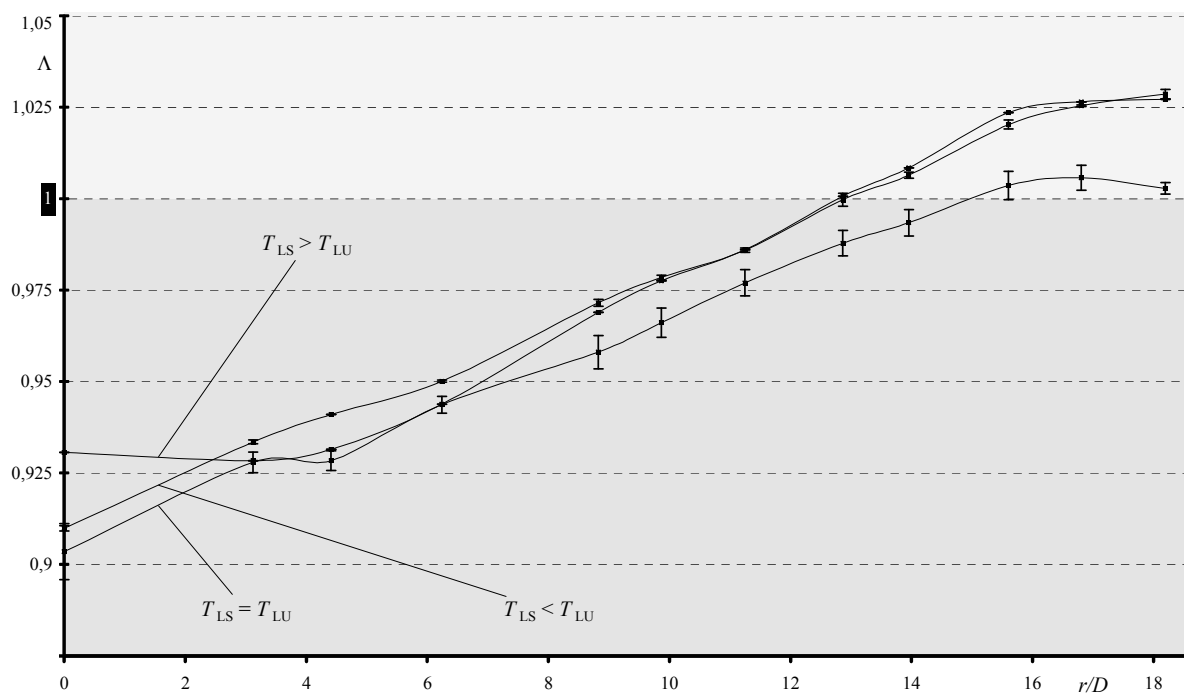


Bild 7.15: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors beim Sinussignal mit $f = 1,25$ Hz und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft

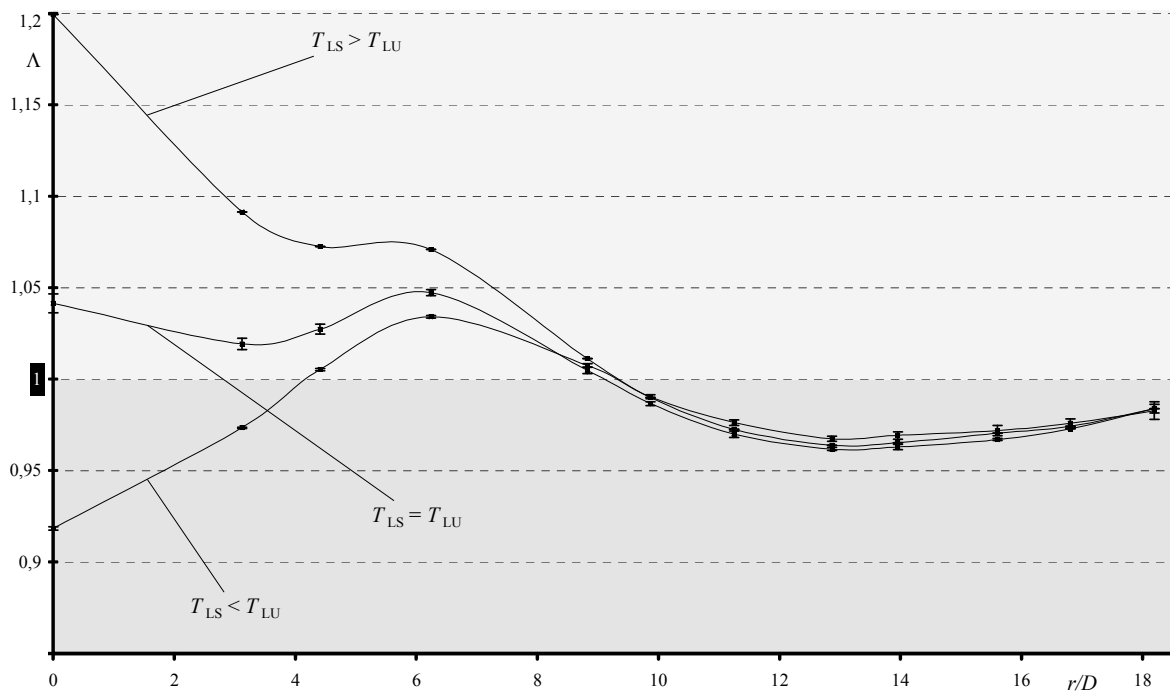


Bild 7.16: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors beim Sinussignal mit $f=40$ Hz und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft

Außerhalb der Stauzone hat die Temperaturabweichung im Austritt nur wenig Einfluss auf den Instationaritätsfaktor, siehe Bild 7.15 und Bild 7.16. Offenbar ist die Umgebungsluft dort bei stationärer und bei sinusförmig instationärer Anströmung zu einem ähnlich großen Teil am Wärmeübergang an der Plattenoberfläche beteiligt. Insbesondere zeigt sich kein besonderer Einfluss im Bereich des lokalen Maximums, kurz außerhalb der Stelle, an der sich die Wirbel auflösen. Die Verbesserung des Wärmeübergangs ist dort anscheinend nicht die Folge einer größeren Einmischung von Umgebungsluft, sondern der verstärkten Turbulenzbildung durch die Wirbelauflösung.

Die Ergebnisse der entsprechenden Messungen bei rechteckförmiger Instationarität sind mit denen bei Verwendung des Sinussignals nur bedingt vergleichbar, weil der Temperatursensor im Austritt nur während der Hälfte jeder Periode von der Luft aus dem MFRCS umströmt wird und während der anderen Hälfte im Kontakt mit Umgebungsluft ist. Die Regelung ist so ausgelegt, dass die über eine ganze Periode gemittelte Temperatur an der Stelle gleich der Umgebungstemperatur ist bzw. um den eingestellten Wert davon abweicht. Deshalb wird die Temperatur des Luftstroms durch das MFRCS bei einer gewünschten Abweichung von der Umgebungstemperatur überproportional in die entsprechende Richtung geändert. Dieser Effekt wirkt sich bei höheren Frequenzen stärker aus als bei niedrigen, weil der Temperatursensor wegen seiner unvermeidbaren thermischen Trägheit den Temperaturänderungen des umgebenden Fluids umso enger folgt, je schneller es ihn umströmt.

Bei niedrigen Frequenzen ist der Sensor während der Zeiten, zu denen das Ventil im MFRCS geschlossen ist, vor allem von annähernd ruhender Luft umgeben, während diese Zeiten bei Frequenzen oberhalb von $f=5$ Hz von den Oszillationen der nach dem Schließen eingesogenen und wieder ausgestoßenen Umgebungsluft ausgefüllt sind, der Sensor also von

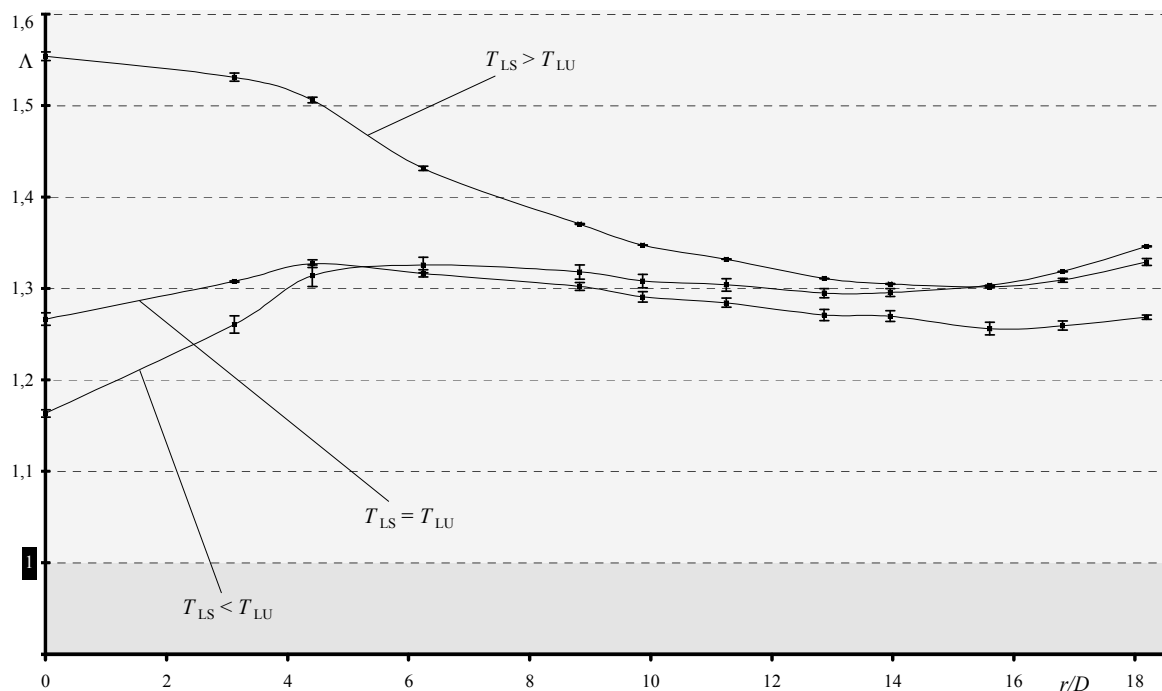


Bild 7.17: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors beim Rechtecksignal mit $f = 40$ Hz und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft

Umgebungsluft umströmt wird. Im isothermen Fall spielen diese Effekte keine Rolle, weil die Luft, die den Sensor umgibt, immer die gleiche Temperatur hat.

Der erwärmte Luftstrahl hat dadurch aber eine vor allem bei größeren Frequenzen höhere Temperatur als bei einem nicht unterbrochenen Luftstrom durch das MFRCS, während beim gekühlten Luftstrahl die Absenkung der mittleren Temperatur um 2 K im Austrittsquerschnitt bei den höheren Frequenzen nicht eingehalten werden konnte.

Aus diesen Gründen stellt sich der Einfluss der Temperaturabweichung auf den Instationaritätsfaktor in Bild 7.17 asymmetrisch dar. Im Fall des gekühlten Luftstrahls hat der gezeigte Verlauf des Instationaritätsfaktors nur in der Nähe des Staupunkts einen deutlichen Abstand vom Verlauf für den isothermen Fall. Für den erwärmten Luftstrahl ist er dagegen überhöht, was die Abweichung vom Verlauf für den isothermen Fall unterstreicht. Sie ist nicht nur innerhalb jenes Abstands vom Staupunkt bedeutsam, in dem der Instationaritätsfaktor im isothermen Fall sein lokales Maximum annimmt, also in dem Bereich, wo die beim Anschwellen des Luftstrahl entstehenden Wirbel den Austausch zwischen Strahl- und Umgebungsluft bewirken, sondern auch weit außerhalb davon.

Das bedeutet, dass die Umgebungsluft bei der rechteckförmigen Instationarität auch dort in stärkerem Maße als bei stationärer Anströmung am Wärmeübergang beteiligt ist, wo kein verstärkter Austausch durch Wirbel bzw. ihren Zerfall mehr stattfindet. In diesem Bereich wird die Abweichung demnach durch die Umgebungsluft hervorgerufen, die während der Oszillationen nach dem Schließen des Ventils eingesogen und wieder ausgestoßen wird. Da sie eine geringere Temperatur hat als die Luft aus dem MFRCS, bewirkt sie gegenüber dem isothermen Fall einerseits durch die Verfälschung der errechneten Nußelt-Zahl und andererseits durch eine tatsächliche Verbesserung des Wärmeübergangs eine Vergrößerung des Instationaritätsfaktors, solange sie plattennah am Wandstrahl beteiligt ist. Ihr Anteil daran wird

zwar mit zunehmendem Radius kleiner, weil auch nach der Auflösung der Wirbel durch die Turbulenz des Wandstrahls ein Austausch von Strahlluft gegen Umgebungsluft stattfindet, aber aus demselben Grund bewirkt sie auch weit außerhalb des Bereichs, in dem sie selbst am Wandstrahl beteiligt ist, einer Vergrößerung seiner effektiven Reynolds-Zahl und eine entsprechende Verbesserung des Wärmeübergangs.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Frühere Untersuchungen zum Wärmeübergang zwischen einem instationären Prallstrahl und einer ebenen Platte kamen zu teilweise widersprüchlichen Ergebnissen. Bei einigen Studien wurde eine generelle Verbesserung und bei anderen eine Verschlechterung im Vergleich zum stationären Prallstrahl mit der gleichen mittleren Reynolds-Zahl beobachtet, und bei weiteren Studien trat kein signifikanter oder ein uneinheitlicher Einfluss der Instationarität auf. Dabei waren die Instationaritätsfrequenz sowie verschiedene Parameter, die auch beim stationären Prallstrahl den Wärmeübergang beeinflussen, in weiten Bereichen variiert worden. Jedoch wurde der Form der Instationarität nur in den wenigsten Fällen gezielt beeinflusst. Deshalb sollte in dieser Arbeit der Frage nachgegangen werden, wie sich Unterschiede in der Instationaritätsform bei ansonsten unveränderten Parametern auf den konvektiven Wärmeübergang bei instationären Prallstrahlen auswirken. Außerdem sollte untersucht werden, ob sich im Strömungsfeld des Prallstrahls bei den verschiedenen Instationaritätsformen Unterschiede zeigen, mit denen sich eventuelle Unterschiede im Wärmeübertragungsverhalten erklären lassen.

Dazu wurden zunächst einige wichtige Eigenschaften von Instationaritätsformen identifiziert, von denen vorab vermutet wurde, dass sie Einfluss auf den Wärmeübergang haben könnten. Dabei handelt es sich um die integrale Abweichung vom Mittelwert, um das Auftreten von Sprüngen und um das von Knicken, d.h. plötzlichen Wechseln zwischen Abnahme und Zunahme des Momentanwerts.

Zur experimentellen Untersuchung wurde ein am Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Erlangen-Nürnberg entwickeltes Massenstromsteuergerät (MFRCS) verwendet, mit dessen Hilfe sich unter Verwendung eines Signalgenerators dem zeitlichen Verlauf eines Luftmassenstroms gezielt die verschiedenen Eigenschaften aufprägen lassen. Als Austrittsdüse diente ein gerades Rohr mit einer endlichen Länge. Für die Wärmeübergangsmessungen kam eine Heiz- und Messplatte zum Einsatz, die bereits in einem Vorgängerprojekt an der Technischen Universität Chemnitz entwickelt und genutzt worden war. Hiermit wurde zunächst phänomenologisch nach Zusammenhängen zwischen den verschiedenen Eigenschaften von Instationaritätsformen und dem konvektiven Wärmeübergang gesucht. Dabei wurde dafür Sorge getragen, dass der Prallstrahl und die Umgebungsluft die gleiche Temperatur hatten.

Es hat sich gezeigt, dass die integrale Abweichung nur bei sehr niedrigen Frequenzen in der Umgebung des Staupunkts isoliert betrachtet werden kann. Unter dieser Bedingung ergibt sich dort durch die Instationarität eine Verschlechterung des Wärmeübergangs, die umso deutlicher ausfällt, je größer die integrale Abweichung ist. Qualitativ war dieses Ergebnis nach einer quasistatischen Betrachtung erwartet worden, und für sprungfreie Instationaritätsformen hat sich die aus dieser Betrachtung gewonnene Vorhersage auch quantitativ bestätigt.

In größerem Abstand vom Staupunkt und generell bei zunehmender Frequenz hat sich die Bedeutung von Sprüngen bzw. ihres Fehlens im Zeitverlauf des Luftmassenstroms herausgestellt. Bei sprungfreien Instationaritätsformen wurde überwiegend eine Verschlechterung des

Wärmeübergangs festgestellt. Jedoch hat sich außerhalb der Stauzone lokal eine Verbesserung des Wärmeübergangs gezeigt, die in ihrem Wert oberhalb einer Mindestfrequenz von der Frequenz unabhängig ist, deren Auftreten aber umso näher am Staupunkt liegt, je höher die Frequenz ist. Im Staupunkt nimmt die Verschlechterung des Wärmeübergangs mit steigender Frequenz ab und geht bei höheren Frequenzen in eine Verbesserung über. Dieses Verhalten ist weitestgehend unabhängig davon, ob die Instationaritätsform Knicke aufweist. Insgesamt wurden mit sprunghaften Instationaritätsformen in der Konfiguration, die in dieser Studie als Standardkonfiguration diente, lokal maximale Verbesserungen des Wärmeübergangs um etwa 6 % erzielt. Hier stellt sich bereits die Frage, ob der Aufwand zur Erzeugung solch einer Instationarität angemessen sein kann, denn die gleiche Verbesserung ist auf der gesamten Wärmeübertragungsfläche durch eine Erhöhung des Luftmassenstroms um ca. 10 % zu erreichen.

Bei Sprüngen der Instationaritätsform wurde in dieser Studie vom Stillstand zum Maximalwert des Luftmassenstroms oder umgekehrt gesprungen. Es hat sich gezeigt, dass zwischen diesen beiden Fällen unterschieden werden muss. Eine Instationaritätsform mit sprunghaftem Anstieg des Luftmassenstroms, gefolgt von einem sanften Abfall, hat in den meisten Fällen eine ähnliche Auswirkung auf den Wärmeübergang wie eine sprunghafte Form. Nur bei hohen Frequenzen führt sie zu einer deutlichen Verbesserung des Wärmeübergangs. Instationaritätsformen, bei denen der Luftmassenstrom periodisch sprunghaft auf Null abfällt, bewirken dagegen eine mit zunehmender Frequenz anwachsende Verbesserung des Wärmeübergangs. Mit einer rechteckförmigen Instationarität, bei der der Luftmassenstrom abwechselnd sprunghaft zunimmt und abfällt, wurden in der Standardkonfiguration Verbesserungen des Wärmeübergangs um teilweise über 30 % erzielt.

Das Strömungsfeld wurde im Hinblick auf Instationaritätsformen, die sich als besonders bedeutsam erwiesen haben, mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie und der Particle Image Velocimetry (PIV) untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass die lokalen Verbesserungen des Wärmeübergangs außerhalb des Staupunkts von Wirbeln verursacht werden, die beim Anschwellen des Luftmassenstroms entstehen und sich so lange ausbreiten, wie sie vom nachfolgenden Luftstrom aufrecht erhalten werden. Der Abstand vom Staupunkt, in dem sie sich auflösen, ist derjenige, in dem die größte lokale Verbesserung des Wärmeübergangs erreicht wird. Jenseits dieses Abstands ist die Instationarität nicht mehr unmittelbar im Strömungsfeld feststellbar, d.h. im Frequenzspektrum der gemessenen Geschwindigkeiten treten dort weder die Frequenz der Instationarität noch ihre ganzzahligen Vielfachen stärker auf als andere Frequenzen.

Die generelle Verbesserung des Wärmeübergangs bei Instationaritätsformen mit plötzlichem Abfall des Luftmassenstroms ist auf ein Oszillieren der Luftsäule im Ausströmrohr des MFRCs zurückzuführen, das sich nach dem Abfall einstellt und näherungsweise exponentiell abklingt. Dabei wird abwechselnd Umgebungsluft aus allen Richtungen eingesogen und als Strahl entlang der Rohrachse wieder ausgestoßen. Die Frequenz dieser Oszillation entspricht der Eigenfrequenz, die sich aus der Länge des Abströmrohrs und der Schallgeschwindigkeit der Umgebungsluft ergibt. Die Bedeutung dieser Oszillationen und der daraus resultierenden Vergrößerung der effektiven Reynolds-Zahl des Prallstrahls wurde durch Experimente bestätigt, bei denen die Länge des Abströmrohres bzw. die Austrittstemperatur des Luftstrahls variiert wurden. Bei ersterem wurde dafür gesorgt, dass die Eigenfrequenz der Luftsäule im Rohr und die Frequenz der ausgeprägten Instationarität nahezu gleich waren. Dabei ergaben sich Verbesserungen des Wärmeübergangs um teilweise über 150 % gegenüber der vergleichbaren

stationären Anströmung, siehe Abschnitt 5.5.3. Bei letzterem zeigte sich die Verbesserung des Wärmeübergangs dann besonders deutlich, wenn die Temperatur des Prallstrahls höher war, also näher bei der Wärmeübertragungsfläche lag, als die der Umgebungsluft, und zwar auch dort, wo die aufgeprägte Instationarität im Strömungsfeld nicht mehr im Frequenzspektrum festzustellen ist. Der anwendungsnähere Fall, dass die Temperaturdifferenz der Wärmeübertragungsfläche zum Prallstrahl größer ist als zur Umgebungsluft, konnte aus technischen Gründen nicht befriedigend nachgestellt werden, jedoch liegt die Vermutung nahe, dass der förderliche Einfluss der Instationarität dann geringer ist als im hier standardmäßigen isothermen Fall, und dass er bei großen Temperaturunterschieden auch in einen schädlichen Einfluss umschlagen könnte.

Nach den Erkenntnissen dieser Studie kann das Aufprägen einer Instationarität also dann eine geeignete Maßnahme zur Verbesserung des konvektiven Wärmeübergangs zwischen einem Prallstrahl und einer Wärmeübertragungsfläche sein, wenn die Einbeziehung des umgebenden Fluids, z.B. wegen der Temperaturverhältnisse, wünschenswert ist.

Bei der Übertragung der Ergebnisse auf konkrete Anwendungsfälle ist große Vorsicht angebracht. Experimente mit einem gegenüber der Standardkonfiguration halbierten Luftmassenstrom haben die Beobachtung von Azevedo et al. [9] bestätigt, dass sich die festgestellte Frequenzabhängigkeit des Einflusses einer Instationarität auf den Wärmeübergang nicht zu einer Strouhal-Zahl-Abhängigkeit verallgemeinern lässt, ohne weitere Kennzahlen wie z.B. die Mach-Zahl zu berücksichtigen. Eine Übertragung auf mehrphasige Systeme oder auf inkompressible Medien ist auch nur bedingt zulässig, denn die Mechanismen, die als Ursachen für den Einfluss bestimmter Instationaritätsformen auf den Wärmeübergang identifiziert wurden, setzen zum Teil den gleichen Aggregatzustand und zum Teil die Kompressibilität des Strahl- und des Umgebungsfluids voraus. Sie können durch geringe Änderungen einzelner Geometrie- oder Prozessparameter empfindlich gestört oder auch deutlich verstärkt werden. Schließlich hat sich gezeigt, dass die Ergebnisse, die hier für eine ebene Wärmeübertragungsfläche gewonnen wurden, auf den Fall einer unebenen Fläche nur dann näherungsweise übertragen werden können, wenn die Größe der Strömungshindernisse auf der Fläche unterhalb einer Grenze liegt, die selbst durch Experimente gefunden werden muss. Aber die Instationarität eines Prallstrahls bietet gerade dann, wenn sich Strömungshindernisse auf der Wärmeübertragungsfläche nicht vermeiden lassen, ein Potenzial zur teilweisen Kompensation der dadurch verursachten Verschlechterung des Wärmeübergangs, das zu erforschen sich lohnen könnte, siehe Abschnitt 7.1.1.

Weitere Punkte, die über den Rahmen dieser Studie hinaus untersucht werden können, sind z.B. der Einfluss der Instationaritätsform bei nur geringen Schwankungen des Fluidmassenstroms im Verhältnis zu seinem Mittelwert oder bei Frequenzen, die hohe ganzzahlige oder auch nicht-ganzzahlige Vielfache der Eigenfrequenz des Abströmrohrs darstellen. Auch eine Untersuchung bei hohen Reynolds-Zahlen und eine detaillierte Analyse der Verhältnisse in der Stauzone würden wertvolle Ergänzungen der vorliegenden Studie bedeuten.

Bei einer konkreten Anwendung stellt sich die Frage nach der technischen Realisierbarkeit, die eng verknüpft ist mit der oben schon angedeuteten Frage nach dem Verhältnis von Aufwand zu Nutzen. Insbesondere eine energetische Bewertung kann erst erfolgen, wenn das Verfahren zur Erzeugung der Instationarität festgelegt ist.

Literatur

- [1] Göppert, St.: Wärmeübergang an einer ebenen Platte bei Anströmung durch instationäre Prallstrahlen. Diss. TU Chemnitz, Shaker Verlag 2005
- [2] Martin, H.: Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces. In: *Advances in Heat Transfer* 13 (1977) S. 1-60
- [3] Yule, A.J.: Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. In: *J. Fluid Mech.* 89 (1978), S.413-432
- [4] Kataoka, K.; Suguro, M.; Degawa, H.; Maruo, K.; Mihata, I.: The Effect of Surface Renewal due to Large-Scale Eddies on Jet Impingement Heat Transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer* 30 (1987), S. 559-567
- [5] Hofmann, H.M.: Wärmeübergang beim pulsierenden Prallstrahl. Diss. Universität Karlsruhe, Universitätsverlag Karlsruhe 2005
- [6] Schlünder, E.-U.; Gnielinski, V.: Wärme- und Stoffübertragung zwischen Gut und aufprallendem Düsenstrahl. In: *Chem.-Ing.-Tech.* 39 (1967) 9/10, S. 578-584
- [7] VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC) (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*, Kapitel G. 10. Auflage, Springer-Verlag 2006
- [8] Nevins, R.G.; Ball, H.D.: Heat Transfer between a Flat Plate and a Pulsating Impinging Jet. *Proc. National Heat Transfer Conference*, Boulder, CO, 1961, S. 510-516
- [9] Azevedo, L.F.A.; Webb, B.M.; Queiroz, M.: Pulsed Air Jet Impingement Heat Transfer. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 8 (1994) 3, S. 206-213
- [10] Zulkifli, R.; Benard, E.; Raghunathan, S.; Linton, A.: Effect of Pulse Jet Frequency on Impingement Heat Transfer. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 2004 (AIAA Paper No. 2004-1343)
- [11] Sailor, D.J.; Rohli, D.J.; Fu, Q.: Effect of Variable Duty Cycle Flow Pulsations on Heat Transfer Enhancement for an Impinging Air Jet. *Int. J. Heat Fluid Flow* 20 (1999) S. 574-580
- [12] Mladin, E.C.; Zumbrunnen, D.A.: Local Convective Heat Transfer to Submerged Pulsating Jets. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 40 (1997), S. 3305-3321
- [13] Bremhorst, K.; Hollis, G.: Velocity Field of an Axisymmetric Pulsed, Subsonic Air Jet. In: *AIAA Journal* 28 (1990) 12, S. 2043-2049
- [14] Farrington, R.B.; Claunch, S.D.: Infrared Imaging of Large-Amplitude, Low-Frequency Disturbances on a Planar Jet. In: *AIAA Journal* 32 (1994), 2, S. 317-323
- [15] Mladin, E.C.; Zumbrunnen, D.A.: Dependence of Heat Transfer to a Pulsating Stagnation Flow on Pulse Characteristics. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 9 (1995), S. 181-192

- [16] Mladin, E.C.; Padet, J.: Unsteady Planar Stagnation Flow on a Heated Plate. In: *Int. J. Therm. Sci.* 40 (2001), S. 638-648
- [17] Sheriff, H.S.; Zumbrunnen, D.A.: Effect of Flow Pulsations on the Cooling Effectiveness of an Impinging Jet. In: *ASME Journal of Heat Transfer* 116 (1994), S. 886-895
- [18] Lai, H.; Naughton, J.W.; Lindberg, W.R.: An Experimental Investigation of Starting Impinging Jets. In: *Journal of Fluids Engineering* 125 (2003) 2, S. 275-282
- [19] Johari, H.; Zhang, Q.; Rose, M.J.; Bourque, S.M.: Impulsively Started Turbulent Jet. In: *AIAA Journal* 35 (1997) 4, 657-662
- [20] Eibeck, P.A.; Keller, J.O.; Bramlette, T.T.; Sailor, D.J.: Pulse Combustion: Impinging Jet Heat Transfer Enhancement. In: *Combustion Science and Technology* 94 (1993), S. 147-165
- [21] Ansorge, R.; Oberle, H.J.: *Mathematik für Ingenieure 1*. Akademie Verlag 1997
- [22] Lunze, J.: *Regelungstechnik 1: Systemtheoretische Grundlagen, Analyse und Entwurf einschleifiger Regelungen*. 6. Auflage, Springer-Verlag 2007
- [23] Fliege, N.: *Systemtheorie*. Teubner Verlag 1991
- [24] Magnus, K.; Popp, K.: *Schwingungen*. 7. Auflage, Teubner Verlag 2005
- [25] Profos, P., Pfeifer, T. (Hrsg.): *Handbuch der industriellen Messtechnik*. 6. Auflage, Oldenbourg Verlag 1994
- [26] Hoffmann, J.: *Taschenbuch der Messtechnik*. 4. Auflage, Fachbuchverlag Leipzig 2004
- [27] Durst, F.; Heim, U.; Ünsal, B.; Kullik, G.: Mass Flow Rate Control System for Time-Dependent Laminar and Turbulent Flow Investigations. In: *Measurement Science and Technology* 14 (2003), S. 893-902
- [28] Sigloch, H.: *Strömungsmaschinen: Grundlagen und Anwendungen*. 2. Auflage, Carl Hanser Verlag 1993

Abbildungsverzeichnis

Bild 3.1: Begriffsdefinition anhand des Sinussignals	10
Bild 3.2: Frequenzspektrum aus der Messung eines leicht verrauschten rechteckförmigen Spannungssignals mit einer Frequenz $f=10$ Hz, oben ungefenstert, unten mit Verwendung der von-Hann-Funktion.	14
Bild 4.1: Geschwindigkeitsspektrum (schwarz) mit gleitendem Mittelwert (weiß) am Rohraustritt oben bei stationärer und unten bei quasistationärer Spannung am Eingang des MFRCS aus Hitzdrahtmessungen. Abtastrate 100 kHz, Aufnahmedauer 1 s	25
Bild 4.2: Layout der Wärmeübertragungsplatte, Platzierung in der Prallplatte.....	29
Bild 4.3: Verläufe der aus gemessenen Spannungen und Stromstärken berechneten Temperaturen bei verschiedenen Integrationszeiten für einzelne Felder bei bedeckter Platte und einem Heizstrom von 1 A.	34
Bild 5.1: Frequenzgang des Instationaritätsfaktors im Staufeld bei verschiedenen Instationaritätsformen unter Standardbedingungen.....	44
Bild 5.2: Frequenzgang des integralen Instationaritätsfaktors auf verschiedenen Flächenausschnitten bei sinusförmiger Instationarität unter Standardbedingungen.....	45
Bild 5.3: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal mit verschiedenen Frequenzen unter Standardbedingungen	46
Bild 5.4: Radialer Verlauf von Λ beim Rechtecksignal mit verschiedenen Frequenzen unter Standardbedingungen.....	47
Bild 5.5: Zwei Perioden der Signale mit isolierter steil fallender Flanke	48
Bild 5.6: Radialer Verlauf von Λ beim SR-Signal mit steigenden Frequenzen unter Standardbedingungen.....	49
Bild 5.7: Radialer Verlauf von Λ beim T1-Signal mit steigenden Frequenzen unter Standardbedingungen	50
Bild 5.8: Radialer Verlauf von Λ beim RS-Signal mit steigende Frequenzen unter Standardbedingungen.....	51
Bild 5.9: Radialer Verlauf von Λ beim T0-Signal mit steigenden Frequenzen unter Standardbedingungen	52
Bild 5.10: Radiale Verteilung von Λ für $f=1,25$ Hz bei Signalen mit teils sprunghaften und teils harmonischen Flanken.....	53
Bild 5.11: Radiale Verteilung von Λ für $f=2,5$ Hz bei Signalen mit teils sprunghaften und teils harmonischen Flanken.....	54
Bild 5.12: Radiale Verteilung von Λ für verschiedene Frequenzen bei Signalen mit teils sprunghaften und teils harmonischen Flanken	55
Bild 5.13: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Sinussignal und beim Dreiecksignal mit der Spitze in der Phasenmitte bei verschiedenen Frequenzen unter Standardbedingungen	56
Bild 5.14: Frequenzgang des integralen Instationaritätsfaktors auf verschiedenen Flächenausschnitten bei sinusförmiger Instationarität bei halbiertem Luftmassenstrom, vgl. Bild 5.2	57
Bild 5.15: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal und steigenden Frequenzen bei halbiertem Luftmassenstrom, vgl. Bild 5.3	58
Bild 5.16: Radialer Verlauf von Λ beim Rechtecksignal und steigenden Frequenzen bei halbiertem Luftmassenstrom, vgl. Bild 5.4.....	59
Bild 5.17: Frequenzgang des Instationaritätsfaktors im Staufeld bei sinusförmiger und rechteckförmiger Instationarität bei Standard- und bei halbiertem Luftmassenstrom.....	59
Bild 5.18: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Sinussignal mit $f=1,25$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte.....	60
Bild 5.19: Vergleich der radialen Verteilung von Λ bei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte für steigende Frequenzen beim Sinussignal.....	61
Bild 5.20: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Sinussignal mit $f=40$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte.....	62

Bild 5.21: Frequenzgang von Λ beim Sinussignal im Staufeld bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte	63
Bild 5.22: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Rechtecksignal mit $f=1,25$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte.....	63
Bild 5.23: Vergleich der radialen Verteilung von Λ bei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte für steigende Frequenzen beim Rechtecksignal	64
Bild 5.24: Vergleich des radialen Verlaufs von Λ beim Rechtecksignal mit $f=40$ Hz bei drei verschiedenen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Platte.....	65
Bild 5.25: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal und beim Rechtecksignal unterhalb, etwa bei und oberhalb der Eigenfrequenz einer entsprechend modifizierten Luftstrecke.....	66
Bild 5.26: Radialer Verlauf von Λ beim Sinussignal und beim Rechtecksignal und niedrigen Frequenzen unter Verwendung des langen Austrittsrohrs	67
Bild 6.1: Skalares Geschwindigkeitsfeld bei stationärem Eingangssignal des MFRCS oben: zeitgemittelte Geschwindigkeitsverteilung, unten: Verteilung des Turbulenzgrads.....	73
Bild 6.2: Stationäre Strömung unter Standardbedingungen, gemittelt aus 300 PIV-Aufnahmen	74
Bild 6.3: Momentaufnahme des Strömungsfelds unter stationären Standardbedingungen	73
Bild 6.4: Frequenzspektrum des Geschwindigkeitsbetrags in verschiedenen Abständen vom Staupunkt unmittelbar über der Platte bei einer sinusförmigen Instationarität mit der Frequenz $f=40$ Hz	75
Bild 6.5: Verlauf des MFRCS-Eingangssignals s und der über 46 Perioden gemittelten Geschwindigkeit u des Luftstrahls in der Mitte des Austrittsquerschnitts bei sinusförmiger Instationarität mit $f=40$ Hz	76
Bild 6.6: Entwicklung des Strömungsfelds bei sinusförmiger Instationarität mit $f=40$ Hz unter Standardbedingungen im Verlauf eine Periode.....	77
Bild 6.7: Bildung eines Wirbels bei sinusförmiger Instationarität mit $f=1,25$ Hz während der Massenstromzunahme.....	80
Bild 6.8: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Frequenz in einem Abstand von 1 mm über dem Staupunkt bzw. integriert über der Stauzone, bezogen auf die entsprechende Geschwindigkeit bei stationärer Anströmung.....	81
Bild 6.9: Geschwindigkeitsbetrag in einem Abstand von 1 mm über dem Staupunkt; oben bei $f=10$ Hz, phasengemittelt über 11 Perioden; unten bei $f=20$ Hz, phasengemittelt über 23 Perioden	83
Bild 6.10: Geschwindigkeitsbetrag bei $f=10$ Hz in einem Abstand von 1 mm unter dem Austrittsquerschnitt, phasengemittelt über 11 Perioden; oben auf der Strahlachse, unten am Rohrrand	85
Bild 6.11: Geschwindigkeitsverlauf in einem Abstand von 1 mm über dem Staupunkt über drei Perioden des Eingangssignals bei $f=10$ Hz.....	86
Bild 6.12: Drei Einzelperioden des Geschwindigkeitsverlaufs in der Mitte des Austrittsquerschnitts eines Rohres mit einer Länge $l=2$ m bei sinusförmiger Instationarität mit $f=2,5$ Hz.....	86
Bild 6.13: Eine Periode des Geschwindigkeitsverlaufs in einem Abstand von etwa $\frac{1}{10}$ eines Rohrdurchmessers unter der Mitte des Austrittsquerschnitts bei rechteckförmigem Eingangssignal mit $f=5$ Hz.....	88
Bild 6.14: Wirbelentstehung nach einem sprunghaften Anstieg des Luftmassenstroms, hier bei einem Rechtecksignal mit $f=2,5$ Hz.....	89
Bild 6.15: Entwicklung des Strömungsfeldes nach plötzlichem Schließen des Ventils im MFRCS	90
Bild 6.16: Phasengleich zu Bild 6.13 aufgenommener Verlauf des Geschwindigkeitsbetrags unter der Rohrwand in einem Abstand von 1,5 mm unter dem Austrittsquerschnitt und 0,5 mm außerhalb des Radius des Rohrrinnenrandes	91
Bild 6.17: Zwei verschieden ausgeprägte Geschwindigkeitsverläufe in aufeinander folgenden Phasen bei rechteckförmiger Instationarität mit $f=20$ Hz.....	93
Bild 6.18: Vier Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts bei rechteckförmiger Instationarität mit $f=40$ Hz.....	94

Bild 6.19: Geschwindigkeitsverlauf über vier Perioden bei rechteckförmiger Instationarität mit $f=40$ Hz und einer fast gleichen Eigenfrequenz im Abströmrohr	94
Bild 6.20: Geschwindigkeitsverlauf über vier Perioden bei sinusförmiger Instationarität mit $f=40$ Hz und einer fast gleichen Eigenfrequenz im Abströmrohr	95
Bild 6.21: Zwei Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts beim T1-Signal mit $f=20$ Hz	96
Bild 6.22: Vier Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts beim T1-Signal mit $f=40$ Hz	96
Bild 6.23: Vier Perioden des Geschwindigkeitsverlaufs unter dem Mittelpunkt des Austrittsquerschnitts beim T0-Signal mit $f=40$ Hz	97
Bild 6.24: Zeitgemittelte Geschwindigkeitsprofile in einem Abstand von 8 Rohrdurchmessern vom Staupunkt bei stationärer Anströmung und bei zwei Instationaritätsszenarien, bei denen das Maximum des Instationaritätsfaktors innerhalb dieses Abstands liegt	98
Bild 7.1: Ringförmiges Strömungshindernis auf der Prallplatte; Segmentierung oben links angedeutet. Bei den Experimenten wurden nur entweder vollständig geschlossene oder rundum segmentierte Ringe verwendet. ...	101
Bild 7.2: Durch einen niedrigen Ring lokal gestörter radialsymmetrischer stationärer Prallstrahl	102
Bild 7.3: Durch ein Hindernis umgelenkter stationärer Prallstrahl	103
Bild 7.4: Radialsymmetrischer stationärer Prallstrahl mit einer Störung, die sich wesentlich weiter erstreckt als das Hindernis selbst	103
Bild 7.5: Radialer Verlauf der Nußelt-Zahl-Verhältnisse zwischen unebener und ebener Plattenoberfläche bei verschiedenen Ringhöhen	104
Bild 7.6: Lage des Rings auf den Messfeldern.....	105
Bild 7.7: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors bei einem Düse-Platte-Abstand von 6 Düsendurchmessern und sinusförmiger Instationarität mit steigenden Frequenzen in Anwesenheit verschieden hoher Ringe bzw. über der ebenen Platte	106
Bild 7.8: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors bei rechteckförmiger Instationarität mit steigenden Frequenzen in Anwesenheit verschieden hoher Ringe bzw. über der ebenen Platte.....	108
Bild 7.9: Wirbelentwicklung nach plötzlichem Öffnen des Ventils im MFRCS in Anwesenheit des Rings mit der Höhe $h=2$ mm	109
Bild 7.10: Radialer Verlauf der Nußelt-Zahl-Verhältnisse zwischen unebener und ebener Plattenoberfläche bei verschiedenartigen Ringhindernissen.....	111
Bild 7.11: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors auf der ebenen Platte bzw. in Anwesenheit eines unterbrochenen Rings bei sinusförmiger Instationarität mit verschiedenen Frequenzen	111
Bild 7.12: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors auf der ebenen Platte bzw. in Anwesenheit eines unterbrochenen Rings bei rechteckförmiger Instationarität mit verschiedenen Frequenzen.....	112
Bild 7.13: Verhältnisse der lokalen Nußelt-Zahlen bei Abweichung der Strahltemperatur von der Temperatur der Umgebungsluft zu denen im isothermen Fall bei stationärer Anströmung	114
Bild 7.14: Frequenzgang des Instationaritätsfaktors im Staufeld bei sinusförmiger Instationarität und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft.....	115
Bild 7.15: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors beim Sinussignal mit $f=1,25$ Hz und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft.....	115
Bild 7.16: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors beim Sinussignal mit $f=40$ Hz und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft	116
Bild 7.17: Radialer Verlauf des Instationaritätsfaktors beim Rechtecksignal mit $f=40$ Hz und gleicher, geringerer und höherer Temperatur des Luftstrahls gegenüber der Umgebungsluft.....	117

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Georg Middelberg
Geburtsdatum	14. Juni 1966
Geburtsort	Schüttorf
Familienstand	verheiratet, 2 Kinder

Schulbildung

1972 – 1976	Grundschule am Süsteresch, Schüttorf
1976 – 1982	Burg-Gymnasium Bad Bentheim
1982 – 1983	Abschlussklasse der Big Bay de Noc High School, Garden Corners, Michigan, USA, als Austauschschüler
1983 – 1986	Burg-Gymnasium Bad Bentheim

Berufsausbildung

09/1986 – 02/1990	Ausbildung zum Mathematisch-technischen Assistenten bei der Deutschen Tiefbohr-AG bzw. überbetrieblich an der Technischen Akademie Ahaus mit Prüfung vor der Industrie- und Handelskammer zu Köln
-------------------	---

Studium

10/1997 – 04/2001	Studium der Allgemeinen Ingenieurwissenschaften mit der Studienrichtung Theoretischer Maschinenbau an der Technischen Universität Hamburg-Harburg
05/2001 – 11/2002	Fortsetzung des bisherigen Studiums als Diplom-Studiengang Maschinenbau

Berufstätigkeit

02/1990 – 09/1997	technischer Angestellter bei der C. Deilmann AG und der Deutschen Tiefbohr-AG
05/2003 – 09/2004	wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachgebiet „Planung und Steuerung produktionstechnischer Systeme“ der Universität Bremen
01/2005 – 04/2008	wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Thermofluidynamik der Technischen Universität Hamburg-Harburg

