

KfK 2846
Dezember 1979

Ausbreitung von Temperaturstörungen in begrenzter Strömung hinter einem Düsenblock

L. Krebs
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Schneller Brüter

KfK 2846

AUSBREITUNG VON TEMPERATURSTÖRUNGEN
IN BEGRENZTER STRÖMUNG HINTER
EINEM DÜSENBLOCK

L. Krebs

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Abstract

KREBS, LAMBERT:

AUSBREITUNG VON TEMPERATURSTÖRUNGEN IN BEGRENZTER STRÖMUNG HINTER EINEM DÜSENBLOCK

Die frühzeitige Erfassung von Kühlungsstörungen im Brennelement eines natriumgekühlten Reaktors ist aus Sicherheitsgründen unerlässlich. Eine Möglichkeit hierfür besteht in der Messung und Analyse der Kühlmitteltemperatur am Brennelementaustritt. Zur Beurteilung des Potentials dieser Methode ist die Kenntnis der Strömungsvorgänge hinter dem Brennelement erforderlich. Als fluiddynamisches Modell eines Brennelementes wird ein Düsenblock verwendet, dessen Bohrungen den Teilkanälen zwischen den Brennstäben entsprechen. Die Untersuchungen werden in Wasser durchgeführt, das vergleichbare kinematische Eigenschaften besitzt wie Natrium.

Das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld hinter dem Düsenblock wird für zwei Geschwindigkeiten untersucht. Zur Simulation einer Kühlungsstörung wird durch einen Teilkanal des Düsenblocks Wasser mit einer um $\Delta\bar{T} = 10$ K höheren Temperatur eingespritzt. Zusätzlich wird die Einspritzmenge variiert. Als Einspritzort werden der Zentralkanal und ein Seitenkanal in Wandnähe gewählt. Die statistische Analyse der gemessenen Geschwindigkeits- und Temperatursignale umfaßt folgende Kenngrößen: Lineare Mittelwerte, Intensitäten, Amplitudenverteilungsdichten, Spektrale Leistungsdichten, Autokorrelationsfunktionen, Integrale Turbulenzlängen, Dissipationslängen, Dissipation, Skewness- und Flatnesswerte.

Ausgehend von der FOURIERSchen Differentialgleichung der Wärmeleitung wird ein theoretisches Modell entwickelt zur Beschreibung der Felder von mittlerer Temperatur und Intensität in der Strömung hinter dem Düsenblock. Ein Vergleich von Messung und Rechnung liefert gute Übereinstimmung und läßt die Übertragung des Modells auf Natrium als Fluid möglich erscheinen.

In Ergänzung zu den Messungen und Rechnungen werden im Anhang Einzelheiten des Wasserprüfstandes und der für Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen eingesetzten Anemometermeßtechnik dargelegt.

Abstract

KREBS, LAMBERT:

PROPAGATION OF TEMPERATURE DISTURBANCES IN BOUNDED FLOWS DOWNSTREAM OF A NOZZLE BLOCK

The early detection of cooling disturbances in a fuel element of a sodium cooled reactor is a must for safety reasons. One possibility of achieving this goal is by measuring and analyzing the coolant temperature at the fuel element outlet. Assessment of the potential of this method requires knowledge of the flow phenomena downstream of the fuel element. As a fluid dynamics model of a fuel element a nozzle block is used, the bores of which correspond to the subchannels between the fuel rods. The studies are conducted in water which has kinematic properties comparable to those of sodium.

The velocity and temperature fields downstream of the nozzle block are examined for two REYNOLDS numbers. To simulate a disturbed cooling condition, water with a temperature higher by $\Delta\bar{T} = 10$ K is injected through one subchannel of the nozzle block. At the same time, the volume injected is varied. The central channel and one side channel close to the wall are selected as injection sites. Statistical analysis of the measured velocity and temperature signals covers the following parameters: linear averages, intensities, probability densities, spectral power densities, autocorrelation functions, integral turbulence lengths, dissipation lengths, dissipation, skewness and flatness values.

On the basis of FOURIER's differential equation of heat conduction a theoretical model is developed to describe both the average temperature field and the intensity field in the flow downstream of the nozzle block. Comparison of measurements and calculations furnishes good agreement and indicates that extrapolation of the model to sodium as a fluid is possible.

Supplementary to the measurements and calculations details of the water test rig and the anemometer measuring system used for velocity and temperature measurements are shown in the Appendix.

<u>Inhalt:</u>	Seite
1. Einführung	1
1.1 Problemstellung beim natriumgekühlten Kernreaktor	1
1.2 Modellierung des Problems mit einem Wasserkanal	3
1.3 Statistische Signalanalyse	6
1.4 Literaturübersicht	10
 2. Geschwindigkeitsfeld	 13
2.1 Meßprogramm	13
2.2 Geschwindigkeitsfeld bei ungestörter Strömung	16
2.2.1 Mittlere Geschwindigkeit	16
2.2.2 Turbulenzintensität	20
2.2.3 Analyse der statistischen Kennfunktionen der Geschwindigkeitssignale	24
2.2.4 Bestimmung zusätzlicher Kenngrößen des Geschwindigkeitsfeldes	32
2.3 Geschwindigkeitsfeld bei gestörter Strömung	39
2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Geschwindig- keitsmessungen	42
 3. Temperaturfeld	 44
3.1 Meßprogramm	44
3.2 Temperaturfeld bei ungestörter Strömung	45
3.2.1 Mittlere Temperatur	47
3.2.2 Intensität der Temperaturschwankungen	49
3.2.3 Analyse der statistischen Kennfunktionen der Temperatursignale	53
3.2.4 Bestimmung zusätzlicher Kenngrößen des Temperaturfeldes	59
3.2.5 Skewness und Flatness der Temperatursignale	63
3.3 Temperaturfeld bei wandnaher Temperaturstörung	65
3.4 Temperaturfeld bei gestörter Strömung	70
3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Temperatur- messungen	73

	Seite
4. Modellvorstellung	75
4.1 Berechnung der Ausbreitung der mittleren Temperatur	75
4.2 Berechnung der Ausbreitung der Intensität von Temperaturstörungen	81
4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Modell- vorstellungen	89
5. Schlußbemerkung	90
6. Literatur	91
Anhang	
A. Prüfstandsbeschreibung	A-1
A.1 Hauptkreislauf	A-1
A.2 Sekundärkreislauf	A-5
A.3 Daten des Wasserkreislaufs	A-7
B. Geschwindigkeitsmeßtechnik	B-1
B.1 Meßprinzipien	B-1
B.2 Sondenarten	B-3
B.3 Eichung von Heißfilmsonden	B-4
B.4 Berechnung der Geschwindigkeit aus der Signalspannung	B-6
B.5 Maßnahmen zur Erhöhung der Meßgenauigkeit	B-7
B.6 Signalaufbereitung	B-12
C. Temperaturmeßtechnik	C-1
C.1 Temperaturmessung nach dem CCA-Verfahren	C-1
C.2 Temperatureichung von Hitzdrahtsonden	C-3
Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	V-1
Nomenklatur	N-1

1. Einführung

1.1 Problemstellung beim natriumgekühlten Kernreaktor

Das in der vorliegenden Arbeit behandelte Problem der Ausbreitung von Temperaturstörungen in begrenzter Strömung hinter einem Düsenblock geht auf Überlegungen zur Verbesserung der Sicherheitsinstrumentierung natriumgekühlter Brutreaktoren zurück. Das Core des derzeit in Bau befindlichen Prototyps SNR 300 besteht aus ca. 200 Brennelementen mit hexagonalem Querschnitt. In diesen Brennelementen (Abb. 1.1.1) sind jeweils 169 Brennstäbe zusammengefaßt. Die

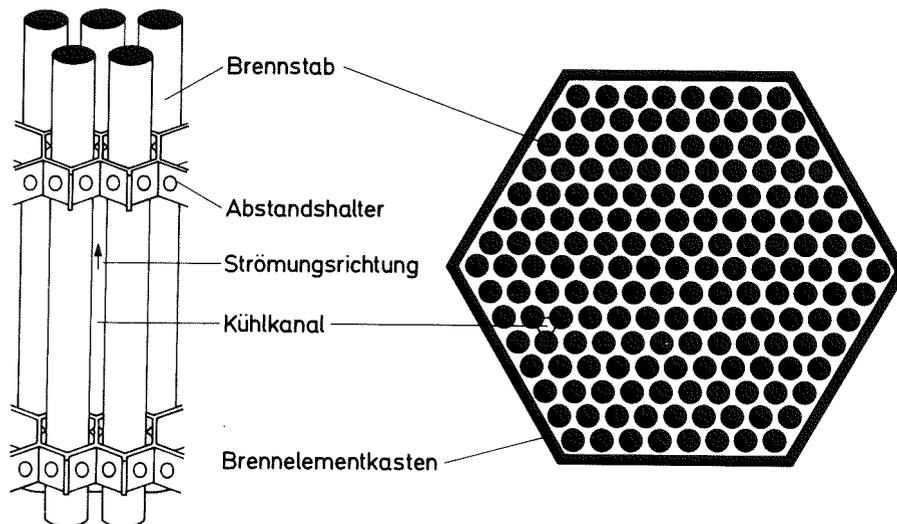


Abb. 1.1.1 Anordnung der Brennstäbe in einem Brennelement des SNR 300

reaktorphysikalische Auslegung erfordert eine möglichst hohe Packungsdichte der Brennstäbe. Um gleichbleibende Abstände der Brennstäbe zu erreichen, sind in regelmäßigen axialen Abständen wabenförmige Abstandshalter eingebaut. Die vom freien Querschnitt zwischen den Brennstäben gebildeten Kühlkanäle werden vom Kühlmittel in axialer Richtung durchströmt. Als Kühlmittel wurde Natrium ausgewählt, das aufgrund seiner guten Wärmeleitfähigkeit der Forderung nach hoher Packungsdichte am besten gerecht wird. Da die Brennstäbe eines Brutreaktors eine Leistungsdichte von über 200 W/cm^2 aufweisen, ist eine ungestörte Kühlung besonders wichtig. Dennoch kann die örtliche Verengung eines Kühlkanals oder die vollständige Blockade mehrerer Kühlkanäle, etwa bedingt durch

Ablagerungen an den Abstandshaltern, nicht gänzlich ausgeschlossen werden. Eine größere Blockade kann sogar zu lokalem Kühlmittelsieden und zum Brennstabschmelzen führen, was wiederum eine Erweiterung der Blockade und damit eine Schadenspropagation zur Folge haben kann /1/.

Aufgrund dieser Überlegungen ist es wichtig, Kühlkanalblockaden bereits im Entstehungsstadium zu detektieren. Die hierfür infrage kommenden Meßgrößen sind die Geschwindigkeit und die Temperatur des Kühlmittels. Nach GAST /2/ lassen sich durch Messung der genannten Größen am Bündelaustritt lokale Blockaden erst dann feststellen, wenn etwa 1/3 aller Kühlkanäle des Bündels verstopft ist. Dies erscheint zunächst plausibel, da sich der Kühlmitteldurchsatz erst bei einer größeren Blockade merklich verringert und die im Brennelement erzeugte Energie ebenfalls nahezu unverändert bleibt, d.h. eine integrale Änderung von Geschwindigkeit und Temperatur findet nur in geringem Maße statt. Dennoch sind die lokalen Auswirkungen einer Blockade beachtlich:

- Im Innern des Bündels entsteht eine Rezirkulationszone mit Änderungen der Strömungsrichtung bis hin zur Strömungsumkehr.
- Bedingt durch die längere Verweildauer des Kühlmittels in dieser Rezirkulationszone steigt die lokale Temperatur stark an.

Diese Störungen werden in Strömungsrichtung unterschiedlich schnell abgebaut. So bewirken die Abstandshalter eine Vergleichmäßigung der Geschwindigkeit in Strömungsrichtung /3/. Diese ist um so ausgeprägter, je näher die Blockade am Kühlmittelleintritt in das Bündel angenommen wird. Weiterhin ändern sich am Bündelaustritt, beim Übergang von der Strömung in Unterkanälen zur Strömung im freien Querschnitt, die Strömungsverhältnisse grundlegend. An dieser Stelle wird das Geschwindigkeitsfeld stark gestört. Die Möglichkeit in einiger Entfernung vom Bündelaustritt aus Geschwindigkeitssignalen noch Information über eine Blockade im Bündelinnern erhalten zu können, ist daher nur gering.

Demgegenüber wird eine Störung des Temperaturfeldes im Bündel weniger stark abgebaut. Die Änderung des Strömungsquerschnitts am Bündelaustritt besitzt ebenfalls keinen direkten Einfluß auf das Temperaturfeld. Der durch die Änderung des Geschwindigkeitsfeldes bedingte indirekte Einfluß führt eher zu einer Ausdehnung des Querschnitts, in der eine Störung gemessen und nachgewiesen werden kann, weniger zu einer Unterdrückung dieser Information. Daher erscheint eine Analyse des Temperatursignals zur Detektion einer Blockade geeigneter als die Analyse des Geschwindigkeitssignals.

Untersucht man nun das Temperatursignal eines Meßfühlers genauer, so erkennt man zwei Anteile, den linearen zeitlichen Mittelwert der Temperatur und die ihm überlagerten Temperaturschwankungen. Es ist davon auszugehen, daß beide Signalanteile zumindest lokal hinter dem Bündelaustritt Information über eine Kühlungsstörung enthalten. An dieser Stelle setzt daher die in der vorliegenden Arbeit behandelte Problemstellung ein:

- Nach welchen Gesetzmäßigkeiten breiten sich hinter einem Brennelement vorhandene Temperaturstörungen in Strömungsrichtung aus?
- Läßt sich die Information über eine Störung eher über die Messung des Temperaturmittelwertes oder besser über die Analyse der Temperaturschwankungen erfassen?
- Welche Zusammenhänge bestehen zwischen den beiden Signalanteilen?

1.2 Modellierung des Problems mit einem Wasserkanal

Experimentelle Untersuchungen in einem natriumgekühlten Reaktor sind mit erheblichem Aufwand verbunden. In abgeschwächter Form ist dies auch noch für Experimente an einer elektrisch beheizten Natriumteststrecke gültig. Schwierigkeiten bereitet auch die Messung von zeitlich sich rasch ändernden Geschwindigkeits- und Temperatursignalen in Natrium. Zwar gibt es bereits schnellansprechende permanentmagnetische Geschwindigkeitsmeßsonden /4/, diese können aber nicht so klein gebaut werden, daß sich damit lokale Geschwindigkeitsschwankungen messen lassen. Auch der Einsatz lokal und schnell messender Stahl/Natrium-Thermoelemente ist noch nicht ohne Probleme.

Es wurde daher überlegt, ob zur Untersuchung der Gesetzmäßigkeiten bei der Ausbreitung von Temperaturfluktuationen nicht auch versuchstechnisch einfacher zu handhabende Medien infrage kommen. Aufgrund der ähnlichen kinematischen Eigenschaften wird bei strömungstechnischen Untersuchungen von Problemen der Reaktortechnik sehr häufig Wasser anstelle von Natrium verwendet. Dies ermöglicht die Beibehaltung der reaktorspezifischen Abmessungen. Die Wärmeleitfähigkeit von Wasser ist jedoch um etwa drei Größenordnungen geringer als diejenige von Natrium. Allerdings übersteigt der turbulente Wärmeaustausch am Austritt eines Brennelementes den Austausch infolge Wärmeleitung auch bei Natrium beachtlich. Daher kann für eine Untersuchung, die in erster Linie die Bestimmung des turbulenten Wärmeaustausches zum Ziel hat, ein Medium mit kleiner Wärmeleitfähigkeit akzeptiert werden. Eine zusätzliche Berücksichtigung großer Wärmeleitung und damit die Extrapolation auf die Verhältnisse in Natrium erscheint dann durch einfache Erweiterung des Modells möglich, das den turbulenten Wärmeaustausch ausreichend genau beschreibt. Daher wurde für die anstehenden

Experimente Wasser als Strömungsmedium ausgewählt.

Eine zusätzliche wesentliche Verringerung des experimentellen Aufwandes läßt sich durch eine geeignete Simulation des Brennelementes erreichen. Da bei den folgenden Untersuchungen in erster Linie die Ausbreitung einer Temperaturstörung hinter dem Austritt des Kühlmittels aus dem Stabbündel interessiert, genügt es, vor der eigentlichen Teststrecke ein vereinfachtes fluiddynamisches Modell des Stabbündels vorzusehen (Abb. 1.2.1). Die durch die Stab-

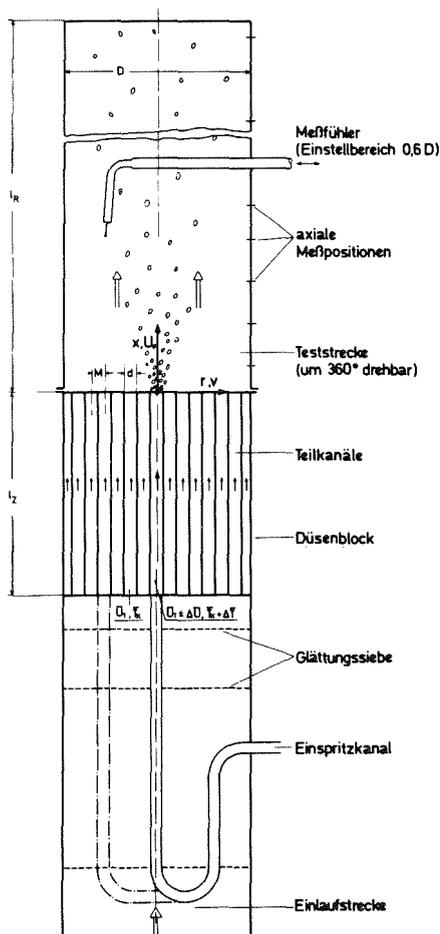


Abb. 1.2.1

Schematische Darstellung der Teststrecke mit Einspritzkanal, Düsenblock und Meßfühler

anordnung gebildeten Teilkanäle lassen sich am einfachsten durch Bohrungen in einem Zylinder, im folgenden als Düsenblock bezeichnet, nachbilden. Der Durchmesser ($d = 7,2 \text{ mm}$) der Bohrungen wurde in etwa gleich dem hydraulischen Durchmesser der Teilkanäle eines Brennelementes gewählt, um bei gleicher Geschwindigkeit auch vergleichbare Reynoldszahlen zu erhalten. Der Abstand der Bohrungen voneinander ($M = 8,2 \text{ mm}$) wurde so festgelegt, daß das Verhältnis freier Querschnitt zu Gesamtquerschnitt beim Stabbündel und dem Modell in etwa gleich ist. Die Länge des Zylinders ($l_z = 120 \text{ mm}$) und damit der Bohrungen entspricht in etwa der freien Länge eines Brennelementteilkanals zwischen zwei Abstandshaltern. Die Bohrungen werden mit gleicher Geschwindigkeit bei konstanter Wassertemperatur durchströmt. Zur Simulation einer Störung kann in eine frei wählbare Bohrung Wasser höherer Temperatur eingegeben werden. Die Wassergeschwindigkeit in dieser Bohrung entspricht in der Regel ebenfalls derjenigen benachbarter Bohrungen, ist aber für weitergehende Untersuchungen auch veränderbar.

Bei diesem Modell wird die in einem Brennelement zwischen den Teilkanälen vorhandene Quervermischung vernachlässigt. Dies stellt eine zulässige Vereinfachung dar, da eine stärkere Quervermischung eine ähnliche Wirkung hat wie der Austritt etwas weniger überhitzten Kühlmittels aus mehreren Teilkanälen.

Mit dem Übergang vom Brennelementmodell zum freien Strömungsquerschnitt beginnt die eigentliche Meßstrecke. Diese besteht aus einem Plexiglasrohr mit einem inneren Durchmesser $D = 110 \text{ mm}$ und einer Gesamtlänge $l_R = 2146 \text{ mm}$. An 48 axialen Positionen kann jeder Punkt der zugehörigen radialen Querschnittsfläche mit den Meßsonden erreicht werden. Weitere Einzelheiten des Prüfstandes und der Teststrecke sind im Anhang (Teil A) angegeben.

In der Turbulenzforschung werden die meisten Experimente in isotroper Strömung durchgeführt und fast alle Modellansätze gehen von dieser vereinfachten Strömungsstruktur aus. Isotrope Strömung läßt sich auf einfache Weise durch Siebe herstellen. Wesentliches Merkmal dieser Siebe ist eine gleichmäßige Unterteilung des Strö-

mungsquerschnitts. Dieses Merkmal besitzt das oben beschriebene Brennelementmodell ebenfalls. Es ist daher naheliegend zu überprüfen, ob die Strömung im hier gewählten Wasserkanal zumindest näherungsweise isotrop ist. In der Literatur gegebene Modellansätze ließen sich dann möglicherweise auf den vorliegenden Fall übertragen und damit die bei der Problemstellung (Kap. 1.1) entstandenen Fragen beantworten.

Aufgrund dieser Überlegungen ist der in der vorliegenden Arbeit einzuschlagende Weg vorgezeichnet. Zuvor soll jedoch noch eine kurze Einführung in die statistische Signalanalyse sowie eine Literaturübersicht gegeben werden.

1.3 Statistische Signalanalyse

Bei der Messung physikalischer Größen, z.B. von Geschwindigkeiten oder Temperaturen, erhält man in vielen Fällen ein in der Zeit regellos schwankendes (stochastisches) Meßsignal $X(t)$. Im Gegensatz zu deterministischen Signalen kann bei stochastischen Signalen aus der Kenntnis des bisherigen Signalverlaufs der künftige Signalverlauf nicht mit mathematischen Mitteln angegeben werden. Man muß sich mit der Charakterisierung von $X(t)$ durch bestimmte Kenngrößen und Kennfunktionen begnügen. Eine Möglichkeit hierfür ist die Verteilungsdichtefunktion $p(X)$. Sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit bei dem Signal $X(t)$ die Amplitude X auftritt.

Aus der Verteilungsdichtefunktion lassen sich u.a. weitere statistische Kenngrößen, die sogenannten Momente ableiten. Diese werden durch das Integral

$$\epsilon \{X^n(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} X^n \cdot p(X) dX \quad (1.3.1)$$

gebildet. Die aus der Verteilungsdichtefunktion abgeleiteten Momente sind mit dem Zeitmittelwert identisch, so daß gilt:

$$\epsilon \{X^n(t)\} = \lim_{t_M \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_M} \cdot \int_{-t_M}^{+t_M} X^n(t) dt \equiv \overline{X^n(t)} \quad (1.3.2)$$

Von besonderem Interesse sind die Zeitmittelwerte für $n = 1$ bis 4, da diese Werte wesentliche Merkmale eines stochastischen Signals erkennen lassen. Dies soll am Beispiel eines Geschwindigkeitssignals $U(t)$ dargelegt werden. Dieses Signal läßt sich in folgender Weise zerlegen:

$$U(t) = \bar{U} + u(t) \quad (1.3.3)$$

Hierin bedeuten: \bar{U} die mittlere Geschwindigkeit der für $n = 1$ nach Gl. (1.3.2) aus $U(t)$ durch Integration über die gesamte Meßzeit $2t_M$ gebildete lineare Zeitmittelwert,

$$\bar{U} = \lim_{t_M \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_M} \cdot \int_{-t_M}^{+t_M} U(t) dt \quad (1.3.4)$$

und $u(t)$ stellt den Schwankungsanteil des Signals dar, dessen linearer Zeitmittelwert per definitionem verschwindet.

Eine ebenfalls häufig benutzte Kenngröße ist die Turbulenzintensität.

$$u' = \sqrt{\overline{u^2(t)}} = \sqrt{\lim_{t_M \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_M} \cdot \int_{-t_M}^{+t_M} u^2(t) dt} \quad (1.3.5)$$

Sie stellt die Wurzel des für $n = 2$ aus Gl. (1.3.2) gebildeten quadratischen Mittelwertes des Schwankungsanteils $u(t)$ dar. In der Elektrotechnik ist der so aus dem Schwankungsanteil des Stromes oder der Spannung gebildete Meßwert als Effektiv- oder RMS-Wert bekannt, während er in der mathematischen Statistik als Streuung σ und das Quadrat als Varianz σ^2 bezeichnet wird.

Die für $n = 3$ und $n = 4$ aus Gl. (1.3.2) berechneten und mit der Turbulenzintensität normierten Werte

$$S = \frac{\overline{u^3(t)}}{u'^3} \quad (1.3.6) \quad \text{und} \quad F = \frac{\overline{u^4(t)}}{u'^4} \quad (1.3.7)$$

werden als Skewness (Schiefe) S bzw. als Flatness (Flachheit) F bezeichnet.

Eine herausragende Rolle unter den Verteilungsdichtefunktionen spielt die GAUSS'sche Verteilungsdichte (Abb. 1.3.1).

$$p(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot u'} \cdot e^{-\frac{(U-\bar{U})^2}{2u'^2}} \quad (1.3.8)$$

Aus dieser Gleichung geht unmittelbar hervor, daß bei Kenntnis der mittleren Geschwindigkeit \bar{U} und der Turbulenzintensität u' die gesamte Verteilungsdichtefunktion des Geschwindigkeitssignals bekannt ist, vorausgesetzt das Geschwindigkeitssignal besitzt wirklich eine GAUSS'sche Verteilungsdichte. Es ist daher durchaus von Interesse, diese Untersuchung für die im Wasserkanal gemessenen Geschwindigkeitssignale durchzuführen.

Ergänzend sei noch vermerkt, daß man für die GAUSS'sche Verteilungsdichte /5/

$$S = \frac{\overline{u^3(t)}}{u'^3} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} u^3 \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot u'} \cdot e^{-\frac{u^2}{2u'^2}} du}{u'^3} = 0$$

und

$$F = \frac{\overline{u^4(t)}}{u'^4} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} u^4 \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot u'} \cdot e^{-\frac{u^2}{2u'^2}} du}{u'^4} = 0$$

erhält.

Die Berechnung der zeitlichen Mittelwerte (Momente) eines stochastischen Signals liefert reine Zahlenwerte. Darüberhinaus sind in vielen Fällen aber auch statistische Kennfunktionen von Interesse. Einige dieser Kennfunktionen, auf die bei der Auswertung der Meßergebnisse zurückgegriffen wird, seien hier noch kurz erläutert: Von größerer Bedeutung sind zunächst die Korrelationsfunktionen. So wird z.B. für das Geschwindigkeitssignal $U(t)$ die Autokorrelationsfunktion auf folgende Weise gebildet:

$$\varphi_{UU}(\tau) = \lim_{t_M \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_M} \cdot \int_{-t_M}^{+t_M} U(t) \cdot U(t-\tau) dt \quad (1.3.9)$$

Die für das mittelwertfreie Signal $u(t)$ berechnete Autokorrelationsfunktion $\varphi_{uu}(\tau)$ wird häufig als (Auto-) Kovarianzfunktion bezeichnet. Es ist zweckmäßig, die Kovarianzfunktion mit dem Wert

$$\varphi_{uu}(0) = \overline{u^2(t)} = u'^2$$

zu normieren. Die Definitionsgleichung der so gebildeten mittelwertfreien und normierten Autokorrelationsfunktion lautet daher:

$$\rho_{uu}(\tau) = \frac{1}{u'^2} \cdot \left\{ \lim_{t_M \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_M} \cdot \int_{-t_M}^{+t_M} u(t) \cdot u(t-\tau) dt \right\} \quad (1.3.10)$$

Eine ebenfalls bedeutende statistische Kennfunktion ist die Kreuzkorrelationsfunktion. Sie kennzeichnet die Verwandtschaft zweier stochastischer Signale $U_1(t)$ und $U_2(t)$. Die Rechenvorschrift für die aus den mittelwertfreien Signalen $u_1(t)$ und $u_2(t)$ gebildete Funktion lautet:

$$\varphi_{u_1 u_2}(\tau) = \lim_{t_M \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_M} \cdot \int_{-t_M}^{+t_M} u_1(t) \cdot u_2(t-\tau) dt \quad (1.3.11)$$

Die mit $u_1' \cdot u_2'$ normierte Kreuzkorrelationsfunktion ergibt sich dann zu:

$$\rho_{u_1 u_2}(\tau) = \frac{1}{u_1' \cdot u_2'} \cdot \left\{ \lim_{t_M \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_M} \cdot \int_{-t_M}^{+t_M} u_1(t) \cdot u_2(t-\tau) dt \right\} \quad (1.3.12)$$

Anstelle der genannten Darstellungen im Zeitbereich wird in der Strömungslehre häufig die spektrale Darstellung bevorzugt. So berechnet man die spektrale Leistungsdichte (Auto- bzw. Kreuzleistungsdichte) aus den zugehörigen Korrelationsfunktionen mittels FOURIER-Transformation

$$\Phi_{uu}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{uu}(\tau) \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (1.3.13)$$

Die Autoleistungsdichte besitzt den gleichen Informationsgehalt wie die Autokorrelationsfunktion, dennoch ist eine Darstellung im Frequenzbereich in vielen Fällen aufschlußreicher. Weitere Eigenschaften der hier aufgeführten Kennwerte und -funktionen sind in der Literatur /6,7,8/ ausführlich beschrieben. Es sei noch hinzugefügt, daß die statistische Signalanalyse selbstverständlich in gleicher Weise bei allen stochastischen Signalen durchgeführt werden kann. So lassen sich analog zu den Geschwindigkeitssignalen (1.3.3) auch die Temperatursignale in die Anteile

$$T(t) = \bar{T} + \delta(t) \quad (1.3.14)$$

zerlegen und hiervon die entsprechenden Kennwerte und -funktionen bilden.

Bei der statistischen Signalanalyse von Meßwerten ist es natürlich nicht möglich, den Grenzwert $t_M \rightarrow \infty$ zu bilden. Man begnügt sich daher mit einer endlichen Meßzeit t_M . Diese wird unter Annahme stationärer Verhältnisse so gewählt, daß die Mittelwerte gleich bleiben, auch wenn die Meßzeit um wenigstens 20 % verändert wird.

1.4 Literaturübersicht

Die ersten Messungen von Temperaturfluktuationen in turbulenter Flüssigmetallströmung (Quecksilber) wurden von RUST und SESONSKE /9/ sowie SUBBOTIN /10/ durchgeführt. Unter Berücksichtigung der hierbei gewonnenen Erkenntnisse werden gegenwärtig an mehreren Stellen die Möglichkeiten zur Detektion von Kühlungsstörungen in einem natriumgekühlten Kernreaktor durch Messung und Analyse der Temperaturfluktuationen am Brennelementaustritt untersucht. Eine umfassende Zusammenstellung von 50 der bisher hierzu veröffentlichten Arbeiten gibt HORANYI /11/. Diese lassen drei Untersuchungsrichtungen unterscheiden:

1. Bestimmung der Eigenschaften neuartiger Meßfühler für Natrium.
2. Messung von Temperaturfluktuationen in Natrium.
3. Modellansätze zur Beschreibung der Ausbreitung von Temperaturfluktuationen.

Die Veröffentlichung des Meßprinzips von Stahl/Natrium-Thermoelementen durch HUETZ /12/ und ihre Einführung durch KUWABARA /13/ waren erste Schritte zur technischen Realisierung der Messung von höherfrequenten Temperaturschwankungen in Natriumreaktoren. Eine eingehende Untersuchung der Signalübertragungseigenschaften dieser Meßfühler bei BENKERT /14/ bestätigt ihre Eignung für diesen Zweck. Die zum Einsatz in einem Reaktor erforderliche Langzeiterprobung steht zwar derzeit noch aus, ist aber in Vorbereitung /15/.

Die bisher bekanntgewordenen Messungen in Natriumteststrecken /16, 17, 18, 19, 20/ sind fast ausschließlich mit isolierten Thermoelementen durchgeführt. Aber auch der Einsatz von Stahl/Natriumelementen bei den Experimenten von KREBS und WEINKÖTZ /21/ erlaubte es nicht, den gesamten Frequenzinhalt des Temperatursignals auszunutzen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei elektrisch beheizten Stabbündeln die elektrischen Störspannungen das Nutzsinal nahezu vollständig überdecken und daher schon bei der Aufnahme eine Tiefpaßfilterung der Meßsignale vorgenommen werden muß. Auch bei Messungen in einem rechteckigen Wasserkanal von OHLMER und SCHWALM /22/ mit speziell entwickelten Meßfühlern mußten Tiefpaßfilter eingesetzt werden, die den auswertbaren Frequenzbereich des Temperatursignals stark einengen. Dazu kommt noch, daß viele Natriumteststrecken ursprünglich für andere Versuche konzipiert wurden. Dies hat häufig Beschränkungen in Anzahl und Position der Meßfühler zur Folge. Bei diesem Stand der Untersuchungen wäre daher ein Bündelversuch in Natrium wünschenswert, der die genannten Nachteile vermeidet.

Aufgrund theoretischer Ansätze und durch Analyse einiger Experimente wurden dennoch bereits erste Modellansätze zur Ausbreitung von Temperaturfluktuationen hinter einem beheizten Stabbündel vorgeschlagen. So ergibt ein von EIFLER und NIJSING /23/ entwickeltes Diffusionsmodell bei geeigneter Parameterwahl recht gute Übereinstimmung mit Messungen von GREEF /24/. In der letztgenannten Arbeit wird ein darüberhinausgehendes Modell vorgeschlagen, das auf der Wärmeleitungsgleichung aufbaut und bestimmte Annahmen für

Produktions-, Diffusions- und Dissipationsterm enthält. Erwähnenswert ist auch ein nach der Monte Carlo-Methode arbeitendes statistisches Modell von FIRTH /25/, das ebenfalls für eine näherungsweise Berechnung der Ausbreitung von Temperaturfluktuationen geeignet erscheint. Für eine abschließende Beurteilung der hier genannten Modelle reichen die vorhandenen Versuche jedoch nicht aus.

Neben den aufgeführten anwendungsorientierten Arbeiten mit reaktor-spezifischen Experimenten in Natrium oder Wasserteststrecken gibt es eine Fülle grundlagenbezogener Untersuchungen mit vornehmlich in Windkanälen durchgeführten Experimenten. Diese dienen hauptsächlich dazu, die Kenntnisse über turbulente Strömungen zu vertiefen. Einen ausgezeichneten Überblick über den gegenwärtigen Wissensstand auf diesem Gebiet gibt HINZE /26/. Die vorliegende Arbeit bezieht sich daher hauptsächlich auf dieses Buch, insbesondere auf die Aussagen zur isotropen Strömung (Kapitel 3) sowie zu Transportprozessen in turbulenter Strömung (Kapitel 5). Außerdem sei hier auf weitere, für diese Arbeit wichtige, spezielle Veröffentlichungen wie die von BATCHELOR /27/ zu den Spektren und von BATCHELOR und TOWNSEND /28,29/ zur Abschwächung isotroper Turbulenz hingewiesen. Ebenso seien die Veröffentlichungen von FREYMUTH und UBEROI /30/ zu der Ausbreitung von Temperaturfluktuationen hinter einem beheizten Zylinder bzw. von FREYMUTH und UBEROI /31/ sowie GIBSON et al. /32/ zu Experimenten hinter einer beheizten Kugel und die Untersuchungen von CORRSIN /33, 34, 35/ bei isotroper Turbulenz genannt. Sie wurden teilweise auch bei der Darlegung der Probleme innerhalb der Arbeit verwendet. An dieser Stelle ist auch das Buch von BRADSHAW /36/ zu erwähnen. Dem von LAUNDER bearbeiteten Kapitel 6 über Wärme- und Stoffaustausch ist der Ansatz für ein mathematisches Modell der Ausbreitungsvorgänge von Temperaturfluktuationen in isotroper Strömung entnommen. Durch einen entsprechenden Ausbau dieses Ansatzes lassen sich die Messungen an der oben beschriebenen Wasserteststrecke recht gut interpretieren.

2. Geschwindigkeitsfeld

Der turbulente Wärmeaustausch in einer Strömung wird von den zugehörigen Geschwindigkeitsfeldern wesentlich beeinflusst. Um den Ausbreitungsmechanismus von Temperaturstörungen interpretieren zu können, ist daher die Kenntnis der Strömungseigenschaften erforderlich. Diese Eigenschaften sind durch die Analyse von Profilen der mittleren Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität, zusätzlich auch durch die Analyse von Kennfunktionen der Geschwindigkeitssignale, wie Amplitudenverteilungsdichte, Autokorrelationsfunktion und spektrale Leistungsdichte zu ermitteln. Das Ziel der Geschwindigkeitsmessungen war es daher, auf diese Weise das Geschwindigkeitsfeld in der Teststrecke hinter dem Düsenblock zu bestimmen. Die Geschwindigkeitssignale wurden an verschiedenen axialen Positionen der Teststrecke mit einer radial verstellbaren Anemometersonde aufgenommen. Der überwiegende Teil der Geschwindigkeitsmessungen erfolgte mit DISA Heißfilmsonden (Typ 55 R 11) in Verbindung mit einer DISA Konstanttemperatur-Geschwindigkeitsmeßbrücke (Typ 55 M 11). Das Überhitzungsverhältnis lag etwa bei 1,18. Die Geschwindigkeitssignale wurden auf einem Analogmagnetband aufgezeichnet und anschließend mit einem Hybridrechner (EAI 600) ausgewertet. Der lineare Zeitmittelwert und der Effektivwert (RMS-Wert) der Geschwindigkeitssignale wurden zusätzlich während der Versuche mit einem integrierenden Voltmeter, bzw. mit einem DISA Effektivvoltmeter (Typ 55 D 35) gemessen. Weitere Einzelheiten der Geschwindigkeitsmeßtechnik sind dem Anhang (Teil B) zu entnehmen. Im folgenden werden das Meßprogramm und die Meßergebnisse dargestellt.

2.1 Meßprogramm

Bei den Experimenten mußte zunächst einmal sichergestellt werden, daß der Einfluß des Düsenblocks auf das Geschwindigkeitsfeld nicht von unerwünschten Störfaktoren überlagert wird. Daher wurden entsprechend der in Tabelle 2.1.1 wiedergegebenen Meßreihe die Geschwindigkeitsprofile für den Fall ausgemessen, bei dem die für die Einspritzung warmen Wassers erforderlichen Einbauten noch

fehlten. Die im Kopf der Tabelle angegebene Geschwindigkeit $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$ wurde mit einem geeichten Turbinen-Durchflußmesser ermittelt. Sie gibt die "Bulk"-Geschwindigkeit (\cong Geschwindigkeit bei gleichem Volumenstrom über den Rohrquerschnitt) im Rohr an. Die dieser Geschwindigkeit entsprechende REYNOLDS-Zahl ist mit Re_0 bezeichnet. \bar{U}_T bezeichnet die Bulk-Geschwindigkeit in einer Bohrung des Düsenblocks, Re_T die zugehörige REYNOLDSzahl. x/d ist der mit dem Bohrungsdurchmesser normierte Abstand vom Düsenblock und φ gibt den Drehungswinkel der Teststrecke gegenüber der Ausgangslage an. Der sich an diese Meßreihe anschließende Einbau der Einspritzvorrichtung verursachte starke Störungen des ursprünglichen Geschwindigkeitsfeldes. Diese konnten mit Hilfe einer Siebkombination vor dem Düsenblock beseitigt werden. Auf die hierfür notwendig gewordenen zusätzlichen Meßreihen wird nicht näher eingegangen, da sie für die weiteren Untersuchungen unerheblich sind. Mit der vollständigen Teststrecke wurden dann folgende Fälle untersucht:

1. $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ und $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ Tabelle 2.1.2
mit der Einspritzmenge \dot{m} im Zentralkanal
($\bar{U}_T = 2,07 \text{ m/s}$ und $\bar{U}_T = 4,14 \text{ m/s}$)
2. $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ Tabelle 2.1.3
mit der Einspritzmenge $1/2 \dot{m}$ im Zentralkanal
($\bar{U}_T = 2,07 \text{ m/s}$)

Für jeden der in den Tabellen angegebenen axialen Abstände wurden Messungen über den halben, teilweise auch über den gesamten Rohrdurchmesser durchgeführt, an einigen axialen Positionen zusätzlich mit veränderter azimuthaler Winkellage φ zum Nachweis einer symmetrischen Strömung hinter dem Düsenblock.

Einige Wiederholungsmessungen wurden mit Hitzdrahtsonden nach der Konstantstrom-Methode vorgenommen, da hierdurch eine Verbesserung der Meßgenauigkeit erreicht werden konnte. Auf diese Messungen wird bei der Analyse der Einzelergebnisse gesondert hingewiesen.

$\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$ $Re_0 = 165.000;$ $\bar{U}_T = 2,22 \text{ m/s}$ $Re_T = 16.000$											
x/d	5	19	33	47	61	88	116	144	172	200	227
$\varphi ^\circ $	0 180	0 180	0 -								

Tabelle 2.1.1 Geschwindigkeitsmessungen ohne Einspritzvorrichtung

$\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ $Re_0 = 154.000;$ $\bar{U}_T = 2,07 \text{ m/s}$ $Re_T = 15.000$											
x/d	5	12	19	26	43	61	95	130			
$\varphi ^\circ $	0 -	0 -	0 -	0 -	0 -	0 180	0 -	0 -			
$\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ $Re_0 = 308.000;$ $\bar{U}_T = 4,14 \text{ m/s}$ $Re_T = 30.000$											
x/d	6	13	20	27	45	58	93	128	163	197	232
$\varphi ^\circ $	75 -	75 -	75 -	75 -	75 -	75 -	75 -	75 -	75 -	75 -	75 255

Tabelle 2.1.2 Geschwindigkeitsmessungen mit Einspritzvorrichtung
(Einspritzmenge \dot{m} im Zentralkanal)

$\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ $Re_0 = 308.000;$ $\bar{U}_T = 2,07 \text{ m/s}$ $Re_T = 15.000$											
x/d	6	20	45	93	163	232					
$\varphi ^\circ $	75	75	75	75	75	75					

Tabelle 2.1.3 Geschwindigkeitsmessungen mit Einspritzvorrichtung
(Einspritzmenge $1/2 \dot{m}$ im Zentralkanal)

2.2 Geschwindigkeitsfeld bei ungestörter Strömung

Die Strömung in einem Rohr hinter dem Düsenblock wird als "ungestört" bezeichnet, wenn durch den Einspritzkanal der gleiche Massenstrom fließt wie durch die Nachbarkanäle. Wie bereits in Kapitel 1.1 erwähnt, kann diese Annahme sogar bei einem blockierten Brennelement die Verhältnisse richtig wiedergeben. Voraussetzung ist nur, daß die Blockade einige Abstandshalter entfernt vom Brennelementaustritt angenommen wird. Begünstigt durch die Wirkung der Abstandshalter stellt sich in diesem Fall am Brennelementaustritt bereits wieder ein gleichmäßiger Massenstrom in den Teilkanälen ein /3/.

2.2.1 Mittlere Geschwindigkeit

Die bei $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$ ($\cong Re_0 = 165.000$ im Rohr, s. Tab. 2.1.1) durchgeführten ersten Messungen zeigen für den Fall der noch nicht installierten Einspritzvorrichtung die erwarteten Ergebnisse. So konnte der Nachweis erbracht werden, daß bereits in der vor dem Düsenblock angeordneten Einlaufstrecke das Strömungsprofil symmetrisch ist, ebenso wie in der Teststrecke hinter dem Düsenblock. In Abb. 2.2.1.1 sind einige gemessene Geschwindigkeitsprofile für zunehmenden axialen Abstand vom Düsenblock dargestellt. Bereits bei einem Abstand von 19 Bohrungsdurchmessern ist ein nahezu glattes Geschwindigkeitsprofil vorhanden. Die Scherströmung ist auf die Wandzone mit $r/D > 0,4$ beschränkt. Mit zunehmender Entfernung vom Düsenblock entwickelt sich die Scherströmung immer weiter zur Rohrachse hin. Bei dem in dieser Arbeit betrachteten maximalen Abstand von etwa 230 Bohrungsdurchmessern beginnt die Scherströmung etwa bei $r/D = 0,23$. Der genannte maximale Abstand vom Düsenblock beträgt 15 Rohrdurchmesser, eine Entfernung, bei der das Geschwindigkeitsfeld noch immer vom Düsenblock beeinflusst ist.

In Abb. 2.2.1.2 sind ebenfalls einige mittlere Geschwindigkeitsprofile für die geringfügig auf $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ ($\cong Re_0 = 154.000$,

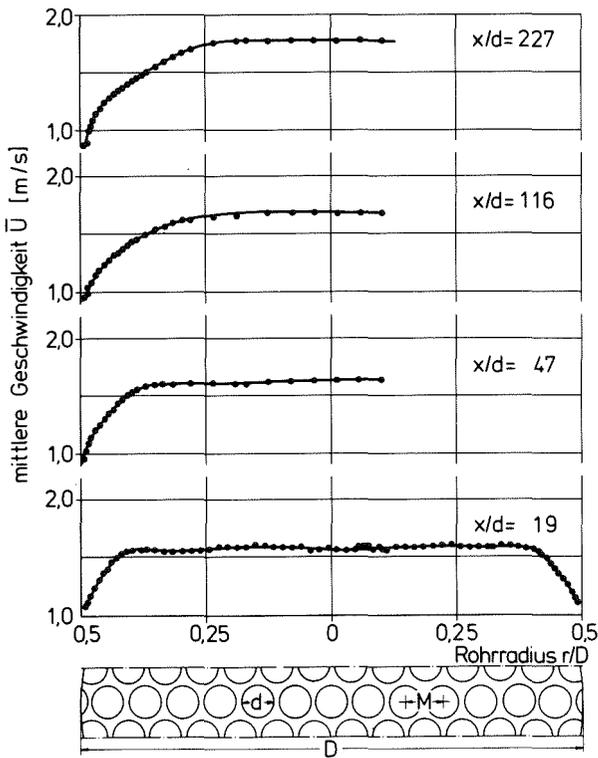


Abb. 2.2.1.1

Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock (ohne Einbauten), $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$

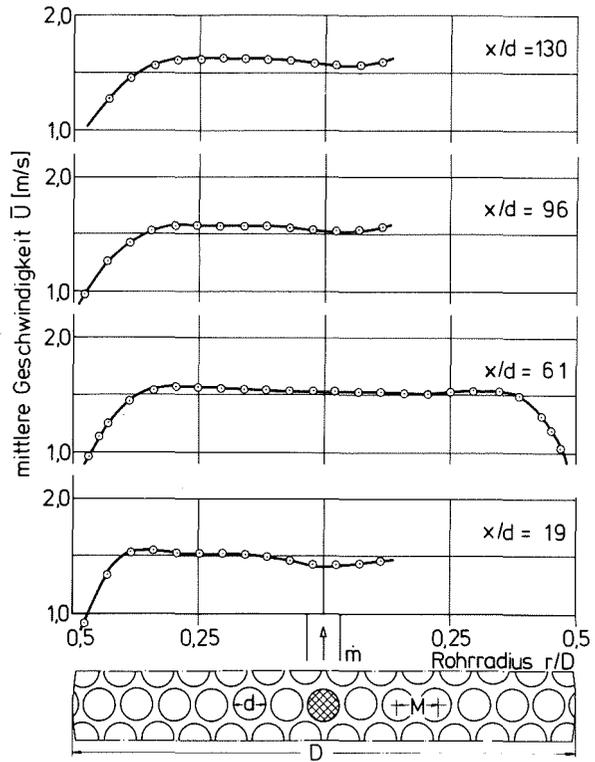


Abb. 2.2.1.2

Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$

siehe Tabelle 2.1.2) zurückgenommene Geschwindigkeit wiedergegeben. Bei dieser Messung war die Einspritzvorrichtung im Zentralkanal des Düsenblocks bereits installiert, ebenso eine aus drei Sieben bestehende Siebkombination (Abb. 1.2.1). Mit 2 Sieben von 1 mm Maschenweite und einem dazwischenliegenden Sieb von 2 mm Maschenweite vor dem Düsenblock konnte der Störeinfluß der für den Einspritzkanal erforderlichen Zuführung ausreichend beseitigt werden. Bei einer Einspritzmenge \dot{m} im Zentralkanal entsprechen die Profile den Messungen bei $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$. Bei 19 Bohrungsdurchmessern ist der Einfluß der Einzelbohrungen des Düsenblocks kaum mehr vorhanden. Nur im Bereich der Rohrmitte ist eine geringe Veränderung eingetreten. Diese ist jedoch nicht durch einen geringeren Massenstrom im Einspritzkanal bedingt, sondern durch die etwas höhere Wassertemperatur in diesem Kanal. Diese Tempera-

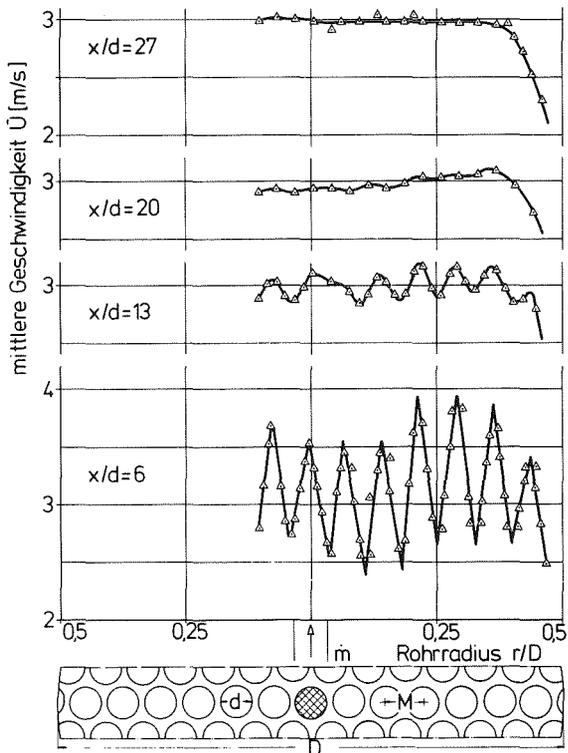


Abb. 2.2.1.3
Geschwindigkeitsprofile in
der Nähe des Düsenblocks,
 $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

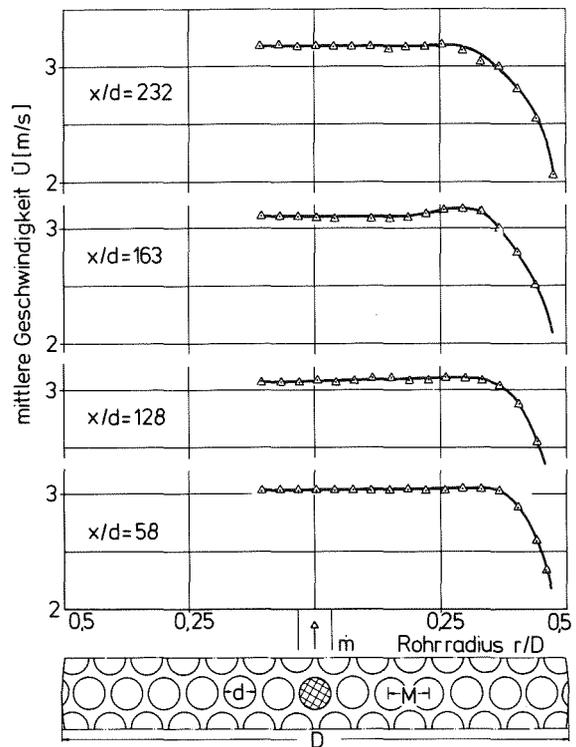


Abb. 2.2.1.4
Geschwindigkeitsprofile in
größeren Abständen vom Düsen-
block, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

turerhöhung bewirkt bei Anemometermessungen eine scheinbare Geschwindigkeitsverringern, eine genaue Kompensation wurde aber für diese Messungen als nicht erforderlich angesehen.

Die mittleren Geschwindigkeitsprofile für $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ ($\approx \text{Re} = 308.000$, s. Tab. 2.1.3) bei einer Einspritzmenge \dot{m} im Zentralkanal sind in Abb. 2.2.1.3 und 2.2.1.4 dargestellt. In der Nähe des Düsenblocks (Abb. 2.2.1.3) sind die durch die einzelnen Bohrungen erzeugten Strahlen noch gut zu erkennen. Die bei einem Abstand von 6 Bohrungsdurchmessern vorhandenen Geschwindigkeitsunterschiede der einzelnen Strahlen sind dadurch bedingt, daß die Sonde nicht bei allen Bohrungen auch tatsächlich über die Bohrungsmitte geführt wurde. Auch für die zweifache Geschwindigkeit ist der Einfluß der einzelnen Strahlen bei einem Abstand von 20 Bohrungsdurchmessern nahezu verschwunden. Bei größeren Abständen vom

Düsenblock (Abb. 2.2.1.4) erhält man wieder die erwarteten, flachen Geschwindigkeitsprofile. Der bei $x/d = 163$ vorhandene leichte Höcker ist eher auf eine Sondenstörung zurückzuführen als auf eine tatsächliche Strömungsveränderung. Im Vergleich zur Geschwindigkeit $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$ ist die Scherströmung bei $x/d = 230$ noch nicht so weit zur Rohrmitte hin entwickelt; sie beginnt für $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ etwa bei $r/D = 0,27$ gegenüber $r/d = 0,23$ für $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$.

Aufgrund des in Wandnähe mit zunehmender Einlauflänge geringeren Massenstromes muß sich die Geschwindigkeit \bar{U}_m in Rohrmitte erhöhen. Da es sich hier nur um einen langsamen Anstieg der Geschwindigkeit mit zunehmendem Abstand vom Düsenblock handelt, Geschwindigkeitsmessungen von Anemometersonden in Wasser aber etwa nur auf 5% genau sind, ist eine Aussage über den Anstieg von \bar{U}_m mittels Anemometermessungen allein nur schwer zu erreichen. Daher wurde zur Bestimmung dieses Anstieges die Messung von \bar{U}_0 mit dem Turbinendurchflußmesser herangezogen. Mit Hilfe von wiederholt durchgeführten Referenzmessungen (s. Anhang B) an einer ausgewählten radialen Position kann das normierte mittlere Geschwindigkeitsprofil sehr genau bestimmt werden. Nach der Beziehung für den Massenstrom

$$\bar{U}_0 \cdot \pi \cdot \left(\frac{D}{2}\right)^2 = \bar{U}_m \cdot \int_0^{D/2} \bar{U}_n(r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \, dr \quad (2.2.1.1)$$

läßt sich dann durch Integration über $\bar{U}_n(r)$ die maximale Geschwindigkeit \bar{U}_m in Rohrmitte berechnen. $\bar{U}_n(r)$ wird für jeden radialen Meßpunkt nach der Gleichung

$$\bar{U}_n(r) = \left(\frac{\bar{E}^2(r) - \bar{E}_0^{*2}}{\bar{E}_m^2 - \bar{E}_0^{*2}} \right)^2 \quad (2.2.1.2)$$

aus dem Gleichspannungsanteil $\bar{E}(r)$ des Anemometersignals ermittelt, Zwischenwerte durch Interpolation gewonnen. \bar{E}_0^{*2} ist durch Eichung des Anemometers bekannt. \bar{E}_m entspricht dem Gleichspannungswert bei maximaler Geschwindigkeit in Rohrmitte.

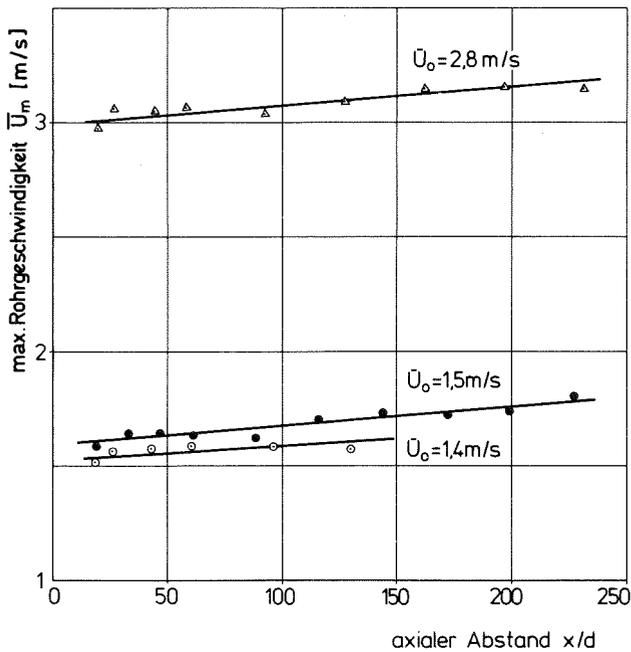


Abb. 2.2.1.5

Maximale Geschwindigkeit \bar{U}_m in der Teststrecke

Stelle festgehalten, daß sich die Bulk-Geschwindigkeit im Falle einer voll eingelaufenen Strömung in einer Rohrteststrecke nur um einen konstanten Faktor von der maximalen Geschwindigkeit in Rohrmitte unterscheidet, während bei der hier betrachteten Strömung hinter dem Düsenblock eine näherungsweise lineare Abhängigkeit vorhanden ist.

2.2.2 Turbulenzintensität

Eine wesentliche Größe zur Charakterisierung einer Strömung ist die Turbulenzintensität des Geschwindigkeitsfeldes. Bei der hier zu untersuchenden Strömung in der Teststrecke hinter dem Düsenblock ist die Turbulenzintensität überwiegend durch die Vermischung der aus dem Düsenblock austretenden Flüssigkeitsstrahlen bestimmt. Demgegenüber ist der Beitrag der in den einzelnen Teilkanälen vorhandenen Turbulenzintensität von untergeordneter Be-

Der auf diesem Weg berechnete Anstieg von \bar{U}_m ist in Abb. 2.2.1.5 für die verschiedenen Messungen dargestellt. Es zeigt sich, daß der Anstieg durch eine Gerade angenähert werden kann und über die gesamte Rohrlänge etwa 6% für $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ beträgt sowie etwa 11% für $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$. Für $x/d = 20$ liegt \bar{U}_m in beiden Fällen bereits 7% über der Bulk-Geschwindigkeit \bar{U}_0 . Dies ist die Folge einer in Wandnähe stark verringerten Strömung, was wiederum auf den Einfluß des Düsenblocks mit seinen unregelmäßigen Bohrungen in Wandnähe zurückzuführen ist. Es sei aber an dieser

deutung, da die Teilkanalströmung vor dem Austritt aus dem Düsenblock einer Rohrströmung nach einem Einlauf von etwa 15 Kanaldurchmessern entspricht.

Die Turbulenzintensität ist eine vektorielle Größe, deren Betrag in axialer x-Richtung sich nach der Rechenvorschrift (1.3.5) berechnen läßt. Wird bei der Messung die Heißfilmsonde senkrecht zur Hauptströmungsrichtung eingesetzt, so werden auch ausschließlich die Schwankungsanteile in Strömungsrichtung (hier also $u(t)$) erfaßt /HINZE, S. 123/. Im folgenden werden daher nur die Schwankungsanteile in x-Richtung betrachtet. Abb. 2.2.2.1 zeigt den qualitativen Verlauf der in verschiedenen axialen Abständen gemessenen Profile der Turbulenzintensität für $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s. Die quantitativen Angaben sind mit einigen Unsicherheiten behaftet, da der Beitrag des Sondenrauschens zum Nutzsignal nicht kompensiert ist. Die Profilform kann jedoch als richtig angesehen werden, da sich die Größe des Störsignals über den Querschnitt der Teststrecke kaum verändert.

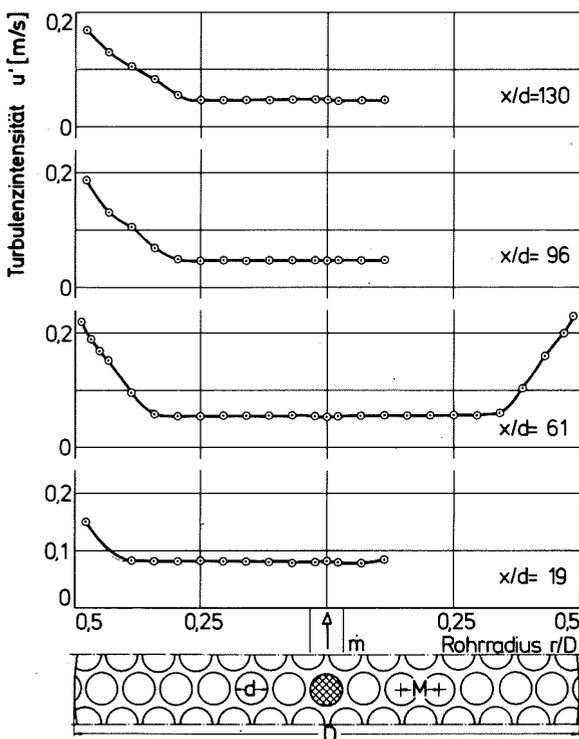


Abb. 2.2.2.1

Profile der Turbulenzintensität in verschiedenen Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s

Im Vergleich zu den Profilen der mittleren Geschwindigkeit fällt weiterhin auf, daß die Turbulenzintensität gegenüber dem Wand einfluß sensibler ist als die mittlere Geschwindigkeit, d.h. der Anstieg der Turbulenzintensität beginnt bei etwas kleineren r/D -Werten als der Abfall der mittleren Geschwindigkeit.

Die Profile in der Nähe des Düsenblocks für $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s sind in Abb. 2.2.2.2 dargestellt. Bei einem axialen Abstand von 6 Bohrungsdurchmessern sind noch charakteristische Doppelhöcker

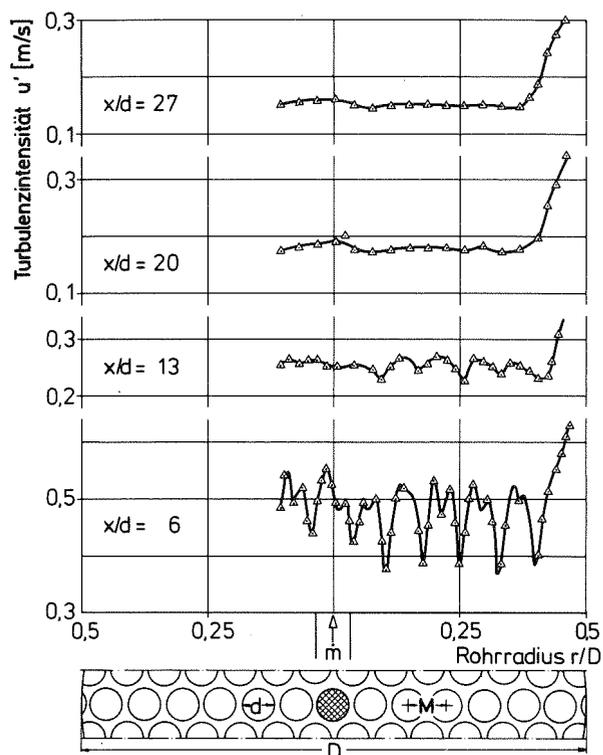


Abb. 2.2.2.2

Profile der Turbulenzintensität in der Nähe des Düsenblocks, $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

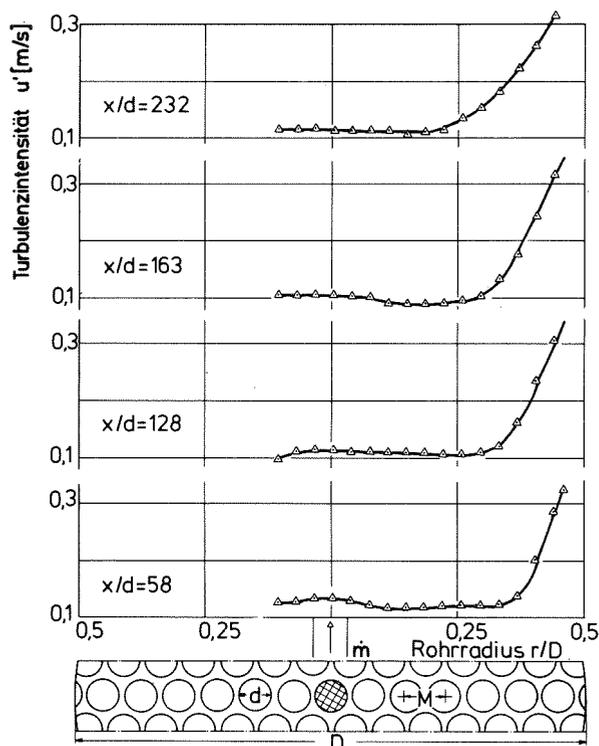


Abb. 2.2.2.3

Profile der Turbulenzintensität in größeren Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

zu erkennen, d. h. im Zentrum jedes Strahls und an der Grenze zwischen zwei benachbarten Strahlen ist die Turbulenzintensität geringer als in den dazwischenliegenden Zonen. Im übrigen gilt für weiter entfernte Bereiche vom Düsenblock (Abb. 2.2.2.3) das Gleiche wie es bereits für die Profile bei $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s festgestellt wurde.

Von besonderem Interesse für die weiteren Betrachtungen ist die Frage der Abschwächung der Turbulenzintensität in axialer Richtung. Beträchtliche Schwierigkeiten bei der Bestimmung dieser Größe bereitete - wie bereits angedeutet - das Eigenrauschen von Sonde und Elektronik. Aus diesem Grunde wurden im Bereich der Rohrachse einige zusätzliche Geschwindigkeitsmessungen mit einer Hitzdrahtsonde nach der Konstantstrom-Methode durchgeführt.

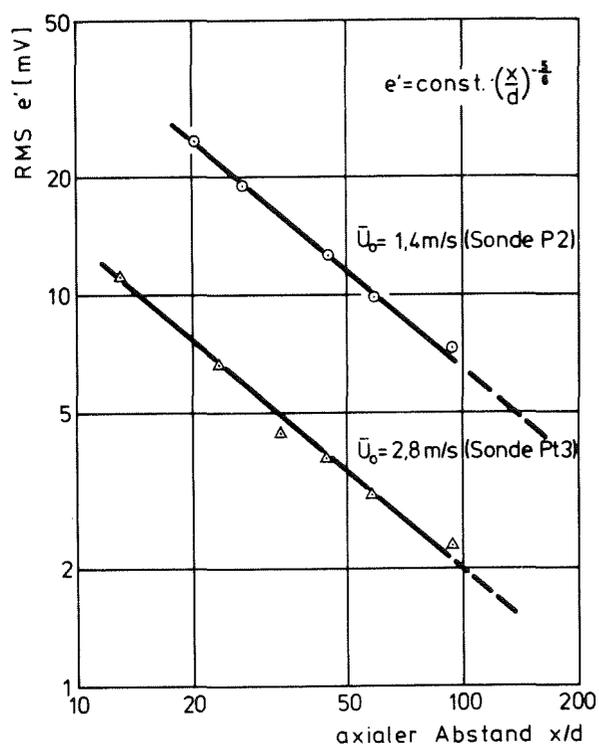


Abb. 2.2.2.4
Abschwächung des RMS-Wertes der
Geschwindigkeitsschwankungen

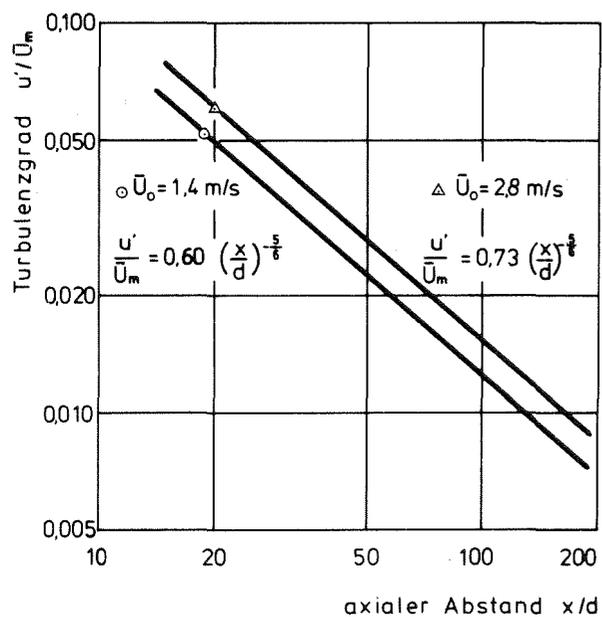


Abb. 2.2.2.5
Abschwächung des Turbulenzgrades

Da die Sonden nicht geeicht waren, kann für diese Messungen zunächst nur die Abschwächung des RMS-Wertes des Sondensignals e' angegeben werden. In Abb. 2.2.2.4 sind die Meßwerte für die beiden Geschwindigkeiten $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ und $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ bei verschiedenen Abständen vom Düsenblock eingetragen. In beiden Fällen ergibt sich ein Potenzgesetz zur Beschreibung der Abschwächung des RMS-Wertes e' entlang der Rohrachse, mit dem Exponenten $-5/6$. Die Turbulenzintensität u' ist in guter Näherung proportional zu e' , sofern die Schwankungsanteile klein sind im Vergleich zur mittleren Geschwindigkeit. Dies ist hinter dem Düsenblock für die beiden untersuchten Geschwindigkeiten wenigstens ab $x/d > 10$ der Fall. Andererseits ist die Schwankungsamplitude für etwa $x/d < 20$ ausreichend groß, um u' mit Heißfilmsonden genügend genau zu messen. Daher konnte der Proportionalitätsfaktor aus Messungen mit Heißfilmsonden bei $x/d = 20$ bestimmt werden. Dies führte zu dem in Abb. 2.2.2.5 dargestellten Verlauf des Turbulenzgrades u'/\bar{U}_m für die beiden Geschwindigkeiten $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ und $2,8 \text{ m/s}$. Ein Vergleich des Potenzgesetzes für die Strömung

hinter dem Düsenblock mit demjenigen, das bereits von COMTE-BELLOT und CORRSIN /37/ für die Abschwächung bei Gitterturbulenz angegeben wurde

$$\frac{\bar{U}^2}{U'^2} = A_0 \cdot \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^{n_1} \quad (2.2.2.1)$$

zeigt folgendes:

Während COMTE-BELLOT abhängig von der Art des Gitters für n_1 Werte zwischen 1,18 und 1,39 angibt, liefern die Messungen hinter dem Düsenblock $n_1 = 5/3$. Der virtuelle Ursprung x_0 fällt mit dem Nullpunkt des gewählten Koordinatensystems unmittelbar am Ende des Düsenblocks zusammen, d. h. $x_0 = 0$ ergibt die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Das Ergebnis der Intensitätsmessungen besteht also darin, daß einerseits ein Potenzgesetz mit $n_1 = 5/3$ die Abschwächung von u'^2 hinter einem Düsenblock richtig beschreibt, andererseits aber das Geschwindigkeitsfeld nicht vollständig selbsterhaltend ist, da hierfür $n_1 = 1$ erforderlich wäre.

2.2.3 Analyse der statistischen Kennfunktionen der Geschwindigkeitssignale

Bereits im Abschnitt 1.3 über statistische Signalanalyse wurde erläutert, daß die Eigenschaften regelloser (stochastischer) Signale mit Hilfe von Kennfunktionen beschrieben werden können. Die mit einem Anemometer in turbulenter Strömung gemessenen Geschwindigkeitssignale sind ihrer Natur nach regellos. Im oberen Teil der Abb. 2.2.3.1 und 2.2.3.2 sind Ausschnitte der zeitlichen Verläufe von Anemometersignalen für die beiden Geschwindigkeiten $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s und $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s an den axialen Positionen $x/d = 13$ und $x/d = 58$ wiedergegeben. Ein Vergleich der Zeitsignale läßt erkennen, daß bei der höheren Geschwindigkeit die Signale sich zeitlich rascher ändern, als bei der niedrigeren Geschwindigkeit. Diese Aussage gilt für jede axiale Position im homogenen Bereich der Rohrströmung. Außerdem vermindert sich die Amplitude der Geschwindigkeitssignale mit größer werdendem Abstand vom Düsenblock beträchtlich, wohingegen nur eine geringe Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit

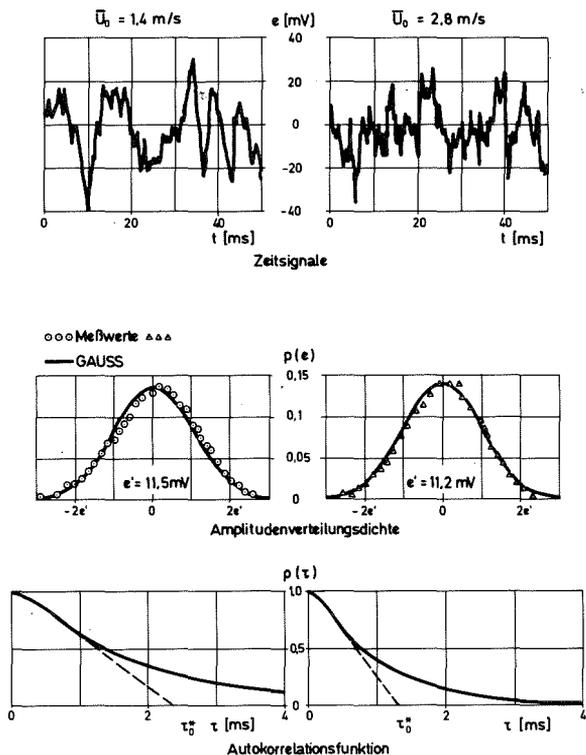


Abb. 2.2.3.1

Analyse von Geschwindigkeits-
signalen an der Stelle $x/d = 13$

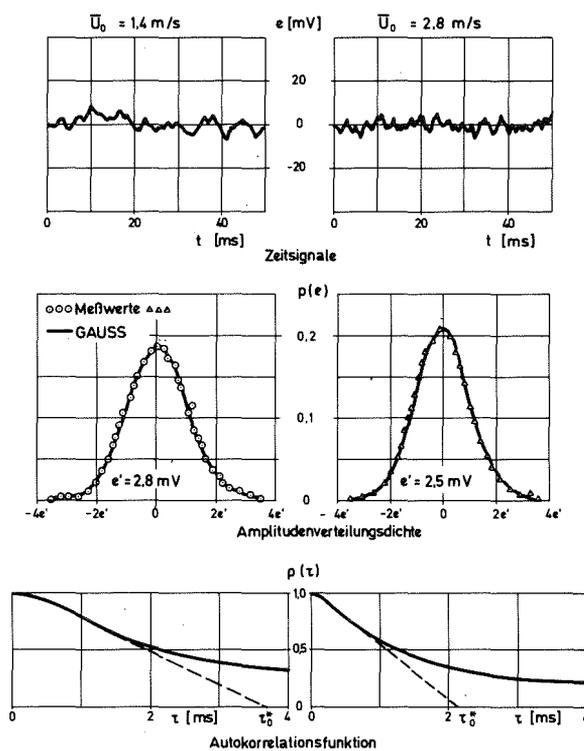


Abb. 2.2.3.2

Analyse von Geschwindigkeits-
signalen an der Stelle $x/d=58$

keit zu beobachten ist. Durch diese unmittelbar aus dem Zeitsignal entnommene Aussage wird das im vorhergehenden Kapitel durch Messung des RMS-Wertes bestimmte Abschwächungsgesetz nochmals qualitativ bestätigt. Auch aus den Amplitudenverteilungsdichten kann dieses Verhalten sofort abgelesen werden: Der RMS-Wert ist nahezu unabhängig von der Geschwindigkeit, vermindert sich aber mit zunehmendem axialem Abstand. Darüber hinaus zeigt die Amplitudenverteilungsdichte, daß in der Nähe des Düsenblocks ($x/d = 13$) eine Abweichung von der Normalverteilungsdichte (GAUSS'sche Glockenkurve) auftritt, die sich mit zunehmendem axialem Abstand bis auf Meßgenauigkeiten vollständig verliert.

Aussagen über die zeitlichen Charakteristika der Geschwindigkeits-
signale liefert die Amplitudenverteilungsdichte jedoch nicht. Hierfür kommen die Autokorrelationsfunktion (AKF) und die über

die FOURIER-Transformation mit der AKF verknüpfte spektrale Leistungsdichte (Power Spectrum Density = PSD) infrage. Im unteren Teil der Abbn. 2.2.3.1 und 2.2.3.2 sind die den jeweiligen Geschwindigkeiten und axialen Positionen entsprechenden normierten Autokorrelationsfunktionen dargestellt. Deutlich ist bei der kleineren Geschwindigkeit $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ zu erkennen, daß die AKF im Nullpunkt eine waagrechte Tangente besitzt. Dies gilt auch für $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$, allerdings setzt bei der höheren Geschwindigkeit der Abfall viel schneller ein. Ein Maß hierfür ist die Abfallzeitkonstante τ_0^* . Sie kann leicht aus dem Schnittpunkt der Wendepunkt tangente der AKF mit der Abszisse ermittelt werden. Die Zeitkonstante τ_0^* ist eine Funktion des axialen Abstandes vom Düsenblock und der Geschwindigkeit: Sie steigt sowohl mit zunehmender Entfernung als auch mit abnehmender Geschwindigkeit an.

Die von HINZE angegebene Approximation der AKF durch eine einfache Exponentialfunktion

$$\frac{\varphi_{ee}(\tau)}{e^{12}} = \frac{\varphi_{uu}(\tau)}{u^{12}} = e^{-\frac{|\tau|}{\tau_0^*}} \quad (2.2.3.1)$$

mag daher für eine erste Abschätzung vor allem bei höherer Geschwindigkeit durchaus ausreichend sein. Für genauere Untersuchungen ist diese Näherung jedoch weniger befriedigend, vor allem wenn hieraus charakteristische Parameter des Geschwindigkeitsfeldes bestimmt werden sollen.

Die zu der Autokorrelationsfunktion (2.2.3.1) gehörende, ebenfalls normierte, spektrale Leistungsdichte wird durch FOURIER-Transformation entsprechend (1.3.13) zu

$$\frac{\Phi_{uu}(f)}{u^{12}} = \frac{4 \cdot \tau_0^*}{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_0^*)^2} \quad (2.2.3.2)$$

berechnet. Diese Gleichung liefert außerdem eine Rechenvorschrift, aus der die maßgebliche Zeitkonstante und damit die Eckfrequenz aus der gemessenen Leistungsdichte ebenfalls leicht ermittelt werden kann:

$$\tau_0 = \frac{\Phi_{uu}(f \rightarrow 0)}{4 \cdot u^{12}} \quad (2.2.3.3)$$

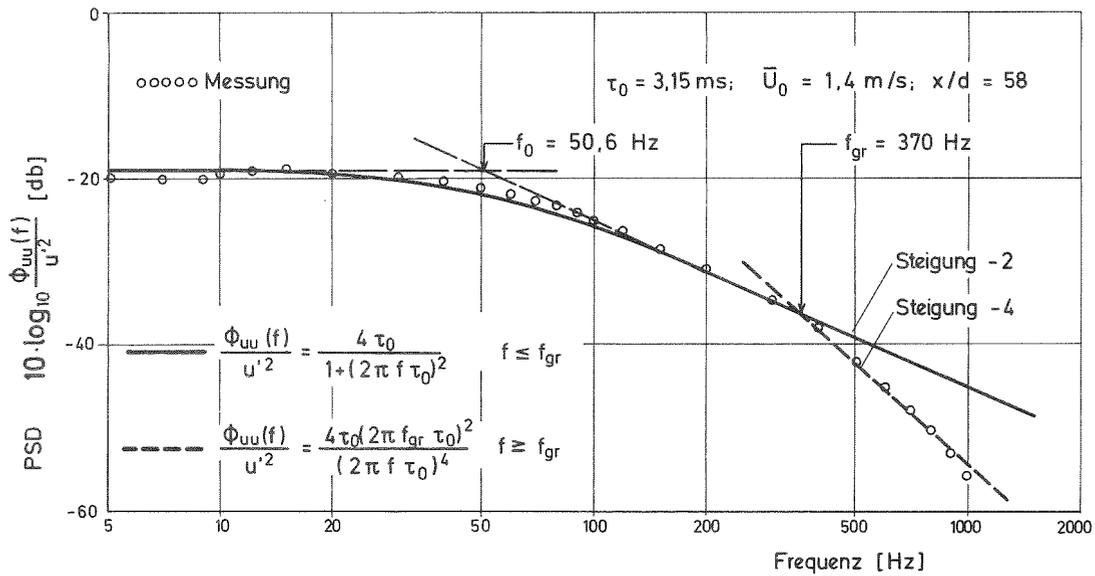


Abb. 2.2.3.3 Approximation der gemessenen PSD durch einen Ansatz mit einer Zeitkonstanten

und

$$f_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_0} \quad (2.2.3.4)$$

Zur Unterscheidung von der aus der Korrelationsfunktion gewonnenen Zeitkonstante τ_0^* sei die aus der spektralen Leistungsdichte (Abb. 2.2.3.3) nach (2.2.3.3) ermittelte Zeitkonstante mit τ_0 bezeichnet. Es zeigt sich nämlich, daß die Analyse der AKF für $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s und $x/d = 58$ einen Wert $\tau_0^* = 3,75$ ms ergibt, während die aus dem Meßsignal direkt gewonnene spektrale Leistungsdichte den Wert $\tau_0 = 3,15$ ms liefert. Dieser Unterschied von etwa 20% ist darauf zurückzuführen, daß die Approximation der Autokorrelationsfunktion durch eine e-Funktion, deren Zeitkonstante τ_0^* aus dem Schnittpunkt der Wendepunkt tangente mit der Abszisse bestimmt wurde, nur bedingt gültig ist. Ersetzt man nun in (2.2.3.2) τ_0^* durch τ_0 ,

$$\frac{\Phi_{uu}(f)}{u'^2} = \frac{4 \cdot \tau_0}{1 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_0)^2} \quad f \leq f_{gr} \quad (2.2.3.5)$$

so wird im vorliegenden Fall die gemessene spektrale Leistungsdichte (Abb. 2.2.3.3) bis zu einer oberen Grenzfrequenz $f_{gr} \approx 8 \cdot f_0$ recht gut approximiert. Ein Spektrum entsprechend (2.2.3.5) entspricht einer Dämpfung 1. Ordnung und nähert sich mit zunehmender

Frequenz asymptotisch dem Abfall -2 . Dieser Abfall ist nicht allzu verschieden von dem in der Literatur /26,27/ angegebenen $-5/3$ Bereich. Oberhalb der oberen Grenzfrequenz f_{gr} liefert die Messung einen Abfall des Leistungsdichtespektrums mit der vierten Potenz (Dämpfung 2. Ordnung), d.h. die spektrale Leistungsdichte genügt der Näherung

$$\frac{\Phi_{uu}(f)}{u'^2} = \frac{4 \cdot \tau_0 \cdot (2 \cdot \pi \cdot f_{gr} \cdot \tau_0)^2}{(2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau_0)^4} \quad f \geq f_{gr} \quad (2.2.3.6)$$

Der Abfall mit der vierten Potenz ist zwar geringer als der in der Literatur /38/ angegebene von -7 , stimmt aber bis zu den hier gemessenen höchsten Frequenzen mit anderen Messungen /39,40/ durchaus überein.

Aus dem Verlauf der Leistungsdichtespektren in verschiedenen Abständen vom Düsenblock (Abb. 2.2.3.4) lassen sich drei Merkmale ersehen:

1. Die Spektren haben einen ähnlichen Aufbau, d.h. einen Bereich, der durch eine Funktion nach (2.2.3.5) beschrieben werden kann, und daran anschließend einen Bereich mit einem Abfall nach der vierten Potenz entsprechend (2.2.3.6).
2. Die Eckfrequenz f_0 wird mit zunehmendem Abstand vom Düsenblock kleiner. Dies ist gleichbedeutend mit größeren Werten von $\Phi_{uu}(f \rightarrow 0)/u'^2$ infolge der Kopplung zwischen Grenzfrequenz und Leistungsdichte über (2.2.3.3) und (2.2.3.4).
3. Die Eckfrequenz f_0 steigt mit der Strömungsgeschwindigkeit an.

Im Anschluß an die soeben durchgeführte Analyse der Geschwindigkeitssignale soll noch eine verbesserte Approximation der Autokorrelationsfunktion vorgestellt werden: Verwendet man nämlich anstelle der Exponentialfunktion (2.2.3.1) mit einer Zeitkonstanten einen Ansatz mit zwei Zeitkonstanten der Form

$$\frac{\Psi_{uu}(\tau)}{u'^2} = \rho_{uu}(\tau) = \frac{1}{T_1 - T_2} \cdot (T_1 \cdot e^{-\frac{|\tau|}{T_1}} - T_2 \cdot e^{-\frac{|\tau|}{T_2}}) \quad (2.2.3.7)$$

so ergeben sich folgende Vorteile:

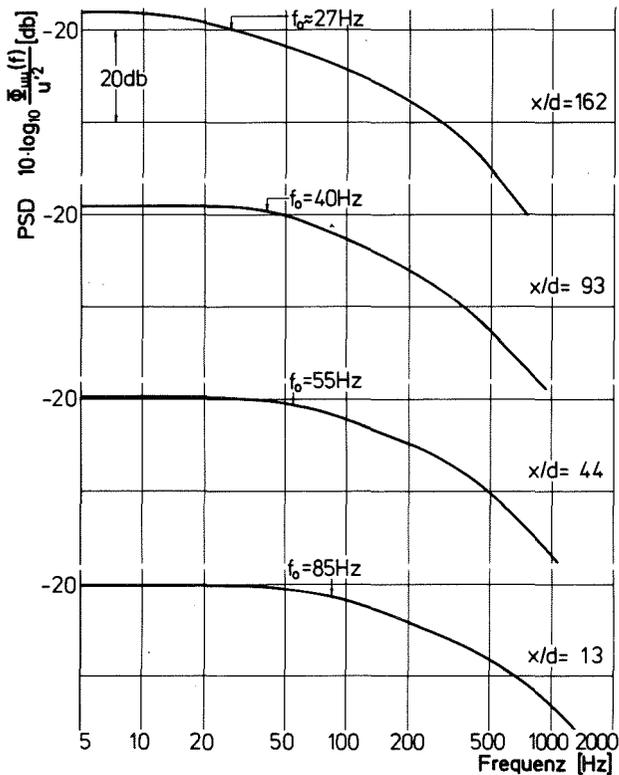


Abb. 2.2.3.4

Leistungsdichtespektren der Geschwindigkeitssignale in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bei $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$

1. Die Autokorrelationsfunktion besitzt für $\tau = 0$ eine waagrechte Tangente.
2. Der bei der vorhergehenden Analyse festgestellte Unterschied zwischen τ_0^* und τ_0 kann berechnet werden.

Die Gültigkeit der ersten Aussage kann durch Berechnung der Ableitung von (2.2.3.7) an der Stelle $\tau = 0$ unmittelbar nachgewiesen werden. Zum Beweis der zweiten Aussage ist es erforderlich, den Schnittpunkt der Wendepunkt tangente mit der Abszisse, also τ_0^* , zu berechnen, sowie den Wert des zu (2.2.3.7) gehörenden Leistungsdichtespektrums für $f \rightarrow 0$ zu bestimmen.

Aus der zweiten Ableitung der Funktion (2.2.3.7) nach τ erhält man mit der Bedingung für einen Wendepunkt

$$\left. \frac{d^2 \rho_{uu}(\tau)}{d\tau^2} \right|_{\tau = \tau_w} = 0$$

die Beziehung:

$$\tau_w = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_1 - T_2} \cdot \ln \frac{T_1}{T_2}$$

Die Steigung im Wendepunkt τ_w wird dann

$$\left. \frac{d\rho_{uu}(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_w} = - \frac{1}{T_2} \cdot \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{-\frac{T_1}{T_1 - T_2}}$$

und die Funktion $\rho_{uu}(\tau)$ besitzt an der Stelle τ_w den Wert

$$\rho_{uu}(\tau_w) = \frac{T_1 + T_2}{T_2} \cdot \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{-\frac{T_1}{T_1 - T_2}}$$

Die Wendepunkt tangente genügt daher der Gleichung

$$y(\tau) = (-\tau + \tau_w + T_1 + T_2) \cdot \frac{1}{T_2} \cdot \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{-\frac{T_1}{T_1 - T_2}}$$

Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Abszisse liefert

$$\tau_0^* = \tau_w + T_1 + T_2 \quad (2.2.3.8)$$

Durch FOURIER-Transformation von (2.2.3.7) erhält man das Leistungsdichtespektrum

$$\frac{\Phi_{uu}(f)}{u'^2} = 4 \cdot (T_1 + T_2) \cdot \frac{1 + \left(\frac{2\pi f}{T_1 + T_2} \right)^2 \cdot \left[T_1^2 + T_1 T_2 + T_2^2 + (2\pi f T_1 T_2)^2 \right]^2}{\left[1 + (2\pi f T_1)^2 \right]^2 \cdot \left[1 + (2\pi f T_2)^2 \right]^2} \quad (2.2.3.9)$$

das für $f \rightarrow 0$ den Wert

$$\frac{\Phi_{uu}(f)}{u'^2} = 4 \cdot (T_1 + T_2)$$

annimmt.

Der Vergleich mit der Definitionsgleichung (2.2.3.3) für τ_0 ergibt die Beziehung

$$\tau_0 = T_1 + T_2 \quad (2.2.3.10)$$

woraus man zusammen mit (2.2.3.8) die gesuchte Beziehung

$$\tau_0 = \tau_0^* - \tau_w \quad (2.2.3.11)$$

erhält.

Bei der praktischen Analyse ist es allerdings nicht ganz leicht, aus dem Verlauf der Autokorrelationsfunktion die Lage des Wendepunktes einigermaßen genau zu bestimmen. Da jedoch in den meisten Fällen die Zeitkonstante $T_2 \ll T_1$ angenommen werden kann, vereinfacht sich (2.2.3.7) für größere τ -Werte (z.B. $\tau > \tau_0^*$) zu

$$\rho_{uu}(\tau) = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \cdot e^{-\frac{|\tau|}{T_1}} \quad (2.2.3.12)$$

d.h. die Steigung $-1/T_1$ der e-Funktion kann aus der AKF für größere τ -Werte unmittelbar abgelesen werden. Kennt man aber T_1 , so kann aus (2.2.3.12) auch T_2 bestimmt werden, wenn man nur für eine Stelle $\tau_1 > \tau_0^*$ den Wert $\rho_{uu}(\tau_1)$ zusätzlich bestimmt. T_2 ergibt sich dann zu

$$T_2 = T_1 \cdot \left(1 - \frac{1}{\rho_{uu}(\tau_1)} \cdot e^{-\frac{\tau_1}{T_1}}\right) \quad (2.2.3.13)$$

Abb. 2.2.3.5 und 2.2.3.6 zeigen für den Fall $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ und $x/d = 58$ einen Vergleich zwischen Messung und der Näherung nach (2.2.3.7) für die Autokorrelationsfunktion bzw. (2.2.3.9) für die spektrale Leistungsdichte, wobei die Zeitkonstanten nach dem eben beschriebenen Verfahren aus der gemessenen Autokorrelationsfunktion bestimmt wurden.

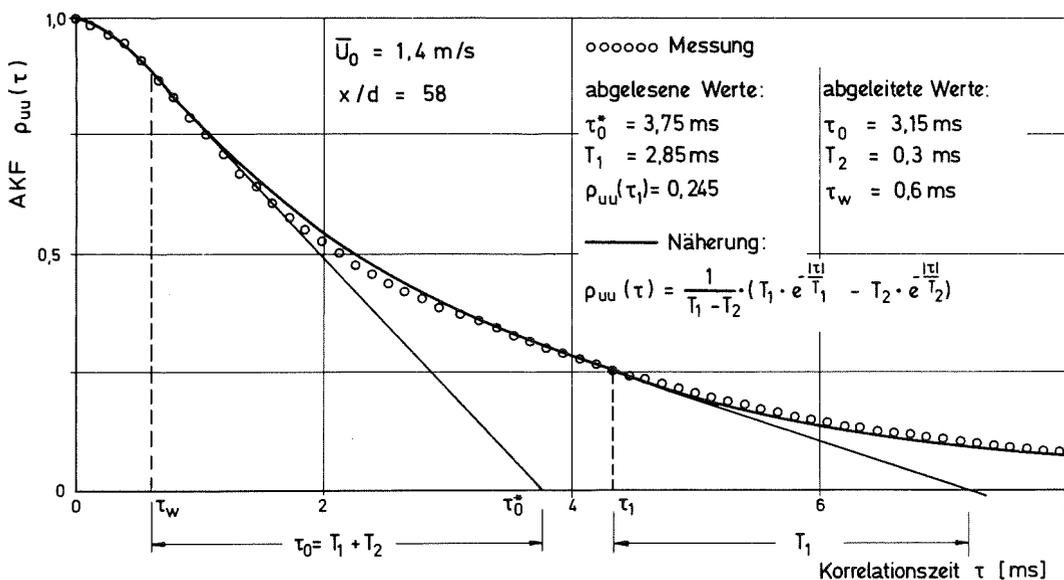


Abb. 2.2.3.5 Approximation der gemessenen AKF durch einen Ansatz mit zwei Zeitkonstanten

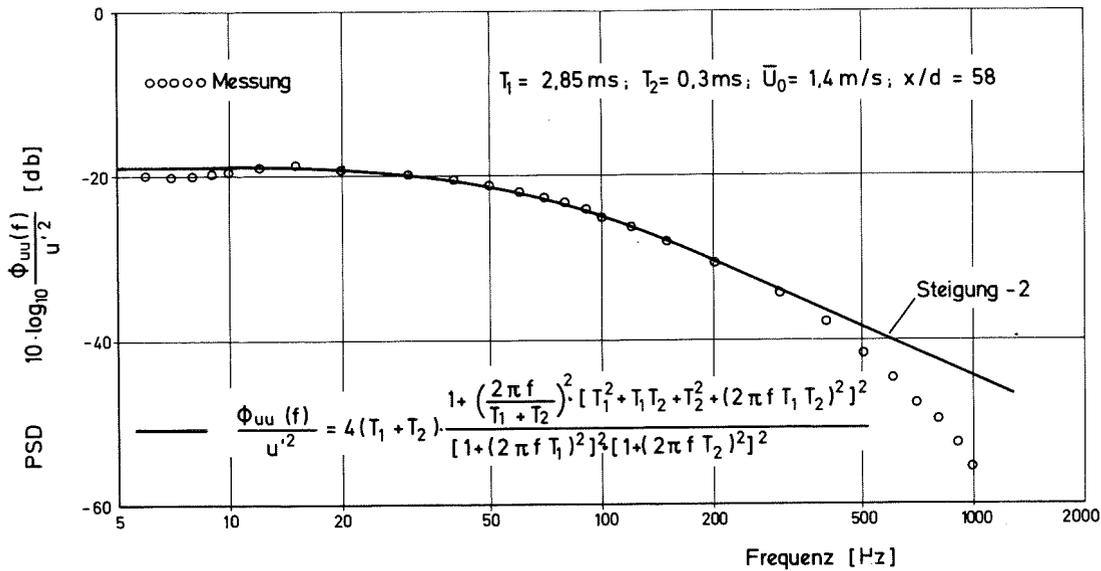


Abb. 2.2.3.6 Approximation der gemessenen PSD durch einen Ansatz mit zwei Zeitkonstanten

Zum Schluß dieser Überlegungen sei noch erwähnt, daß in der Approximation mit zwei Zeitkonstanten T_1 und T_2 die etwas schlechtere Approximation mit einer Zeitkonstanten als Sonderfall enthalten ist. Für $T_2 = 0$ erhält man nämlich nach (2.2.3.10) $T_1 = \tau_0$. Mit diesen Werten nimmt aber das Leistungsdichtespektrum nach (2.2.3.9) unmittelbar die einfachere Form von (2.2.3.5) an.

Mit Hilfe der hier betrachteten Analysenmöglichkeiten sind nun die Voraussetzungen gegeben, um die zur Charakterisierung von Geschwindigkeitsfeldern üblichen abgeleiteten Kenngrößen aus den Messungen bestimmen zu können. Dies soll im folgenden geschehen.

2.2.4 Bestimmung zusätzlicher Kenngrößen des Geschwindigkeitsfeldes

Eine für die spätere Analyse des Temperaturfeldes wesentliche Kenngröße ist die integrale Turbulenzlänge L_f . Diese Länge ist in gewissem Sinne ein Maß für die weiteste Entfernung zweier in Strömungsrichtung hintereinander liegender Punkte, bei denen in den

Geschwindigkeitssignalen noch gemeinsame Signalanteile vorhanden sind. Die Verwandtschaft zweier Signale läßt sich leicht durch Korrelation ermitteln. Es ist unmittelbar anschaulich, daß diese Verwandtschaft zweier Geschwindigkeitssignale um so geringer wird, je weiter die beiden Punkte voneinander entfernt liegen. Ab einer bestimmten Entfernung L_f ist praktisch keine Verwandtschaft mehr nachzuweisen.

Dem entspricht auch der im vorhergehenden Abschnitt behandelte Verlauf der normierten Autokorrelationsfunktion eines Geschwindigkeitssignals. Das Integral über die örtliche Autokorrelationsfunktion

$$L_f = \int_0^{\infty} \rho_{uu}(x) dx \quad (2.2.4.1)$$

liefert eine Fläche, die derjenigen eines Rechtecks mit den Kantenlängen 1 und L_f gleichgesetzt werden kann (Abb. 2.2.4.1).

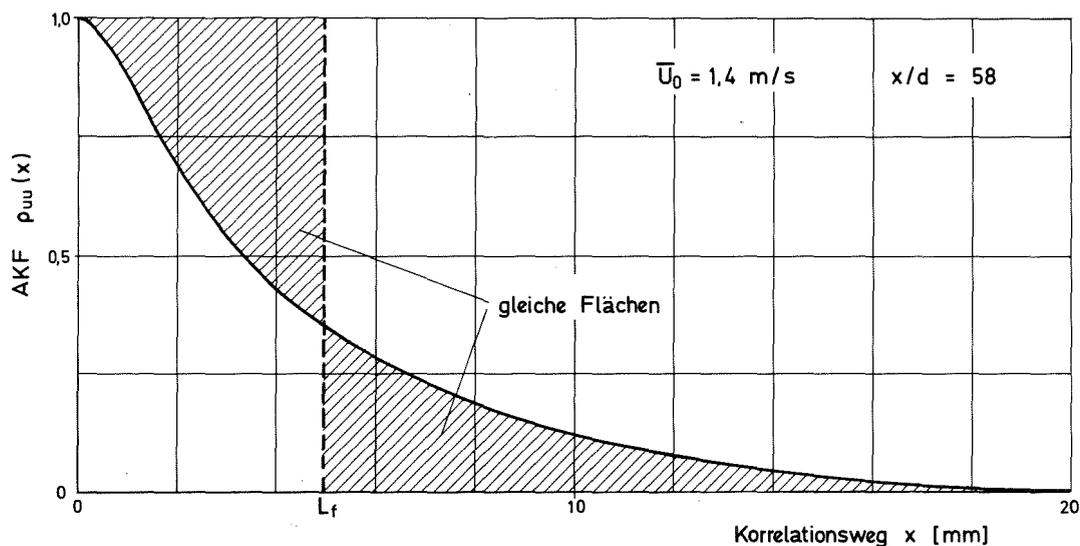


Abb. 2.2.4.1 Bestimmung der Integralen Turbulenzlänge L_f aus der Autokorrelationsfunktion

Im Gegensatz zur zeitlichen Korrelationsfunktion $\rho_{uu}(\tau)$ ist die Messung der räumlichen Korrelationsfunktion $\rho_{uu}(x)$ aufwendiger. Es stellt sich daher die Frage nach dem Zusammenhang zwischen beiden Funktionen. Im Falle eines homogenen Strömungsfeldes mit konstanter Strömungsgeschwindigkeit \bar{U} in x -Richtung kann folgende

Beziehung (TAYLOR Hypothese) angegeben werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\bar{U} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \quad (2.2.4.2)$$

Mit diesem Ansatz und der Bedingung einer gegenüber den Geschwindigkeitsschwankungen wesentlich größeren mittleren Geschwindigkeit \bar{U}_m kann daher zumindest in einer gewissen Umgebung der Rohrachse (HINZE, S. 47)

$$\rho_{uu}(x) = \rho_{uu}(\tau) \quad (2.2.4.3)$$

gesetzt werden. Damit läßt sich (2.2.4.1) aber auch in der Form

$$L_f = \bar{U}_m \cdot \int_0^{\infty} \rho_{uu}(\tau) d\tau \quad (2.2.4.4)$$

angeben. (2.2.4.4) stellt eine erste Rechenvorschrift zur Bestimmung der Integralen Turbulenzlänge L_f aus der zeitlichen Autokorrelationsfunktion des mit dem Anemometer gemessenen Geschwindigkeitssignales dar. Wird diese Korrelationsfunktion durch eine e-Funktion mit einer Zeitkonstanten τ_0 approximiert,

$$\rho_{uu}(\tau) = e^{-\frac{|\tau|}{\tau_0}} \quad (2.2.4.5)$$

so liefert die Auswertung des Integrals (2.2.4.4) die Beziehung

$$L_f = \bar{U}_m \cdot \tau_0 \quad (2.2.4.6)$$

bzw. für eine Korrelationsfunktion nach (2.2.3.7)

$$L_f = \bar{U}_m \cdot (T_1 + T_2) \quad (2.2.4.7)$$

Ein Vergleich der Beziehungen (2.2.4.6) und (2.2.4.7) mit den Gleichungen der zu den beiden Korrelationsfunktionen gehörenden Leistungsdichtespektren (2.2.3.5) und (2.2.3.9) für $f \rightarrow 0$ führt zu der weiteren Bestimmungsgleichung:

$$L_f = \bar{U}_m \cdot \frac{\Phi_{uu}(f \rightarrow 0)}{4 \cdot u'^2} \quad (2.2.4.8)$$

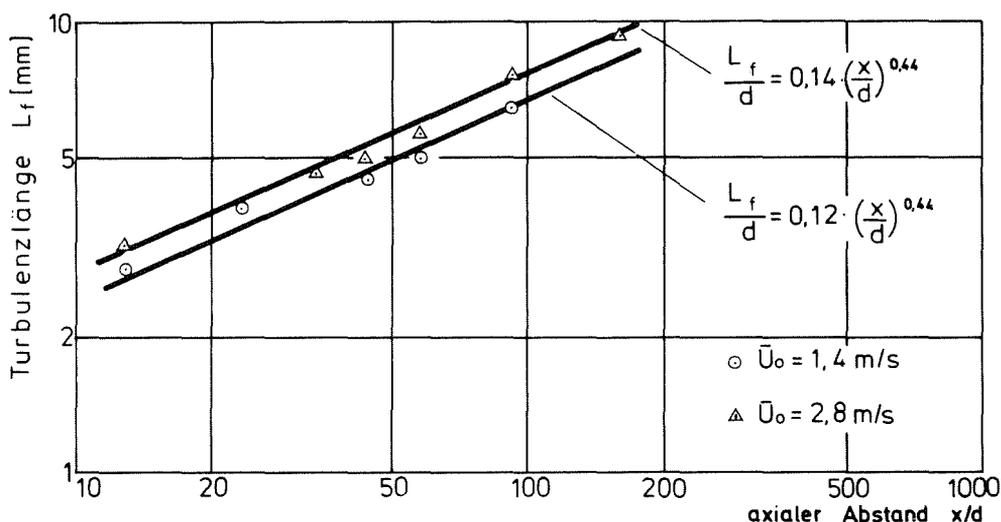


Abb. 2.2.4.2 Anstieg der Integralen Turbulenzlänge

Damit ist es möglich, bei bekannter mittlerer Strömungsgeschwindigkeit \bar{U}_m die integrale Turbulenzlänge auch unmittelbar aus dem Leistungsdichtespektrum zu bestimmen. Die auf diese Weise ermittelten Werte von L_f für verschiedene Abstände vom Düsenblock sind in Abb. 2.2.4.2 eingetragen. Es zeigt sich, daß die integrale Turbulenzlänge mit zunehmendem Abstand vom Düsenblock nach einem Potenzgesetz ansteigt. Der Anstieg von L_f kann folgendermaßen gedeutet werden:

Infolge der Vermischung der Einzelstrahlen ist die Strömung in einer Zone hinter dem Düsenblock stark gestört. Benachbarte Wirbel durchdringen sich gegenseitig nach kurzen Wegen. Daher erfassen nur dicht beieinander angeordnete Signalsonden gleiche Wirbel. Mit zunehmendem Abstand vom Düsenblock vermindert sich der Einfluß der Einzelstrahlen, die gegenseitige Beeinflussung und Durchdringung benachbarter Wirbel wird ebenfalls geringer. Dies hat zur Folge, daß auch weiter auseinander liegende Signalsonden noch nahezu die gleichen Wirbel erfassen, die integrale Turbulenzlänge ist größer geworden.

Der Exponent wurde für die beiden untersuchten Geschwindigkeiten $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ und $2,8 \text{ m/s}$ zu $m = 0,44$ ermittelt. Dieser Wert liegt in der Mitte des für Gitterturbulenz angegebenen Bereichs von $m = 0,30$ bis $0,53$ (HINZE, S. 273) bzw. nahe an dem Wert $m = 0,5$, der für den Fall isotroper Turbulenz abgeleitet werden kann (HINZE, S. 210).

Eine weitere wichtige Kenngröße des Geschwindigkeitsfeldes stellt die Dissipationslänge λ_f dar. Sie ist ein Maß für die mittlere Größe der kleinsten Wirbel ("Eddies"), die infolge von Zähigkeitskräften dissipieren. Wie die Integrale Turbulenzlänge läßt sich auch die Dissipationslänge aus der Autokorrelationsfunktion und der spektralen Leistungsdichte herleiten. Eine Approximation der Autokorrelationsfunktion $\rho_{uu}(x)$ im Scheitelpunkt ($x \rightarrow 0$) durch eine Parabel, liefert die Beziehung (HINZE, S. 41):

$$\frac{1}{\lambda_f^2} = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \rho_{uu}(x) \right]_{x=0} \quad (2.2.4.9)$$

In diesem Fall ist für die Berechnung von λ_f die zweite Ableitung der Autokorrelationsfunktion $\rho_{uu}(x)$ zu bilden. Da Ableitungen eines gemessenen Kurvenverlaufs jedoch erhebliche Fehler aufweisen können, wird diese Möglichkeit zur Bestimmung von λ_f hier nicht weiter verfolgt.

Demgegenüber ist bei der Bestimmung der Dissipationslänge aus der spektralen Leistungsdichte nach der Beziehung (HINZE, S.65)

$$\frac{1}{\lambda_f^2} = \frac{1}{2} \cdot \int_0^{\infty} k_u^2 \cdot \frac{\Phi_{uu}(k_u)}{u'^2} dk_u \quad (2.2.4.10)$$

eine Integration erforderlich. Die Integration über einen gemessenen Kurvenverlauf weist im allgemeinen geringere Fehlermöglichkeiten auf als die Differentiation. Daher soll im folgenden die Dissipationslänge auf diese Weise aus den spektralen Leistungsdichten in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bestimmt werden. Zunächst ist ein Zusammenhang zwischen der wellenzahl-abhängigen und der frequenzabhängigen spektralen Leistungsdichte herzustellen. Wiederum hilft die TAYLOR-Hypothese weiter. Sie liefert die Verknüpfung zwischen Wellenzahl k_u und Signalfrequenz f :

$$k_u = \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{\bar{U}_m} \quad (2.2.4.11)$$

Unter Verwendung der Beziehung zwischen Turbulenzintensität und wellenzahl- bzw. frequenzabhängiger spektraler Leistungsdichte erhält man dann als Bestimmungsgleichung für λ_f^2 :

$$\frac{1}{\lambda_f^2} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{2\pi}{\bar{U}_m} \right)^2 \int_0^\infty f^2 \cdot \frac{\Phi_{uu}(f)}{u'^2} df \quad (2.2.4.12)$$

Mit dem in Abschnitt 2.2.3 angegebenen Näherungen für die spektrale Leistungsdichte (2.2.3.5) für $0 \leq f \leq f_{gr}$ und (2.2.3.6) für $f_{gr} \leq f < \infty$ läßt sich das Integral (2.2.4.12) bestimmen. Die Integration führt zu dem Ergebnis

$$\frac{1}{\lambda_f^2} = \frac{2}{\pi} \cdot \left(\frac{1}{\bar{U}_m \cdot \tau_0} \right)^2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot f_{gr} \cdot \tau_0 - \frac{1}{2} \cdot \arctan 2\pi f_{gr} \cdot \tau_0) \quad (2.2.4.13)$$

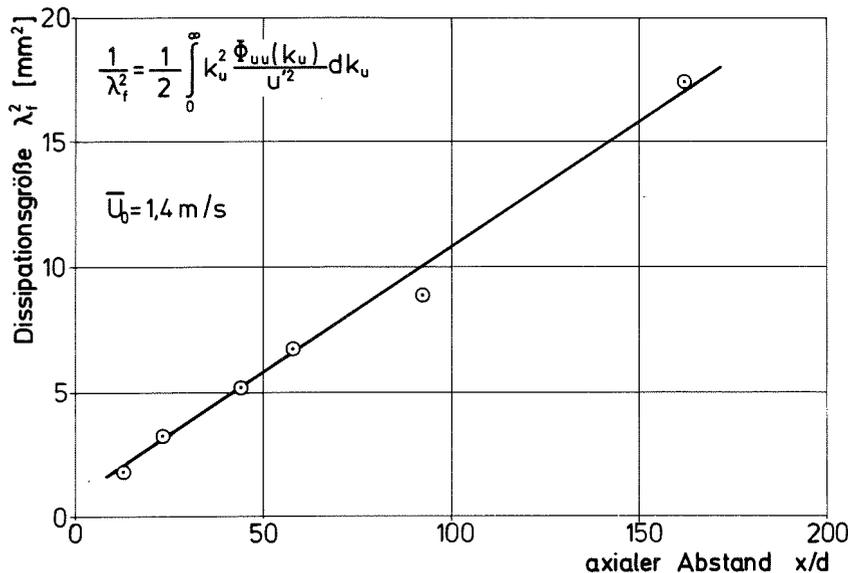


Abb. 2.2.4.3 Anstieg der Dissipationsgröße

Unter Verwendung der aus den gemessenen spektralen Leistungsdichten entnommenen Werte von τ_0 und f_{gr} bei verschiedenen Abständen vom Düsenblock erhält man damit die in Abb. 2.2.4.3 eingezeichneten Meßpunkte für λ_f^2 . Man erkennt, daß das Quadrat der Dissipationslänge linear mit dem Abstand zum Düsenblock ansteigt. Die Dissipationslängen in Längs- und Querrichtung sind bei isotroper Turbulenz durch die Beziehung $\lambda_f^2 = 2 \lambda_g^2$ miteinander verknüpft. Daraus folgt, daß λ_g^2 ebenfalls eine lineare Funktion des

Abstands vom Düsenblock wird, wie es für den Fall isotroper Turbulenz zu erwarten ist.

Als letzte Kenngröße des Geschwindigkeitsfeldes sei noch die Dissipation ϵ betrachtet. Wiederum für den Fall isotroper Turbulenz können folgende Definitionsgleichungen angegeben werden (HINZE, S. 223).

$$\epsilon = - \frac{3}{2} \cdot \bar{U}_m \cdot \frac{du'^2}{dx} \quad (2.2.4.14)$$

und (HINZE, S. 219)

$$\epsilon = 30 \cdot v \cdot \frac{u'^2}{\lambda_f^2} \quad (2.2.4.15)$$

Aus den vorangehenden Abschnitten sind die Größen u'^2 und λ_f^2 bereits bekannt. So kann entsprechend der Auswertung in Abschnitt 2.2.2 das Potenzgesetz

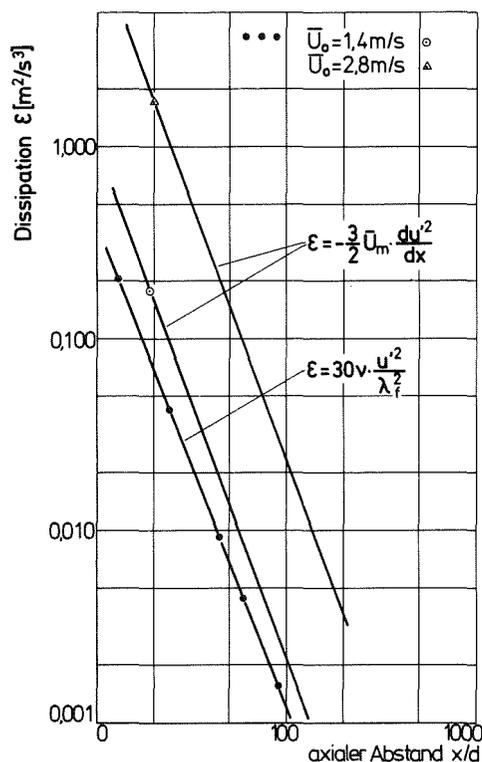
$$u'^2 = A_1 \cdot x^{-n_1} \quad (2.2.4.16)$$

angesetzt werden, wobei $n_1 = 5/3$ ermittelt wurde. Die zur Berechnung der Dissipation benötigte Ableitung lautet dann:

$$\frac{du'^2}{dx} = - n_1 \cdot A_1 \cdot x^{-n_1-1} = - \frac{5}{3} \cdot A_1 \cdot x^{-8/3}$$

Setzt man diese Beziehung in (2.2.4.14) ein, so folgt hieraus unmittelbar, daß die Dissipation proportional zu $x^{-8/3}$ abfällt. Bei der Bestimmung der Dissipationslänge wurde ein linearer Anstieg von λ_f^2 mit dem Abstand x ermittelt (Abb. 2.2.4.3). Daher führt auch die Berechnung der Dissipation nach (2.2.4.15) zu einer Abschwächung mit $x^{-8/3}$.

In Abb. 2.2.4.4 ist der Verlauf der Dissipation in Abhängigkeit vom Abstand zum Düsenblock für die untersuchten Geschwindigkeiten $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s und 2,8 m/s dargestellt. Die nach (2.2.4.14) berechnete Dissipation ist etwa um den Faktor 2 größer als die nach (2.2.4.15) ermittelten Werte. Der Grund hierfür dürfte wohl darin bestehen, daß die Annahme isotroper Turbulenz doch nur teilweise erfüllt ist. Daher beinhaltet die Abschwächung von u'^2



aufgrund der Verknüpfung durch den Druck-Geschwindigkeitsgradienten den Energietransfer in die seitlichen Schwankungskomponenten v'^2 und w'^2 , so daß nur ein Teil für die Dissipation verbleibt. Auch können Effekte, die infolge räumlicher Mittelung der Geschwindigkeitsfluktuationen durch die Anemometer-sonde bedingt sind /41/, einen Teil des Unterschiedes zwischen den beiden Abschätzungen hervorrufen.

Abb. 2.2.4.4 Abschwächung der Dissipation

2.3 Geschwindigkeitsfeld bei gestörter Strömung

Bei den Untersuchungen im Abschnitt 2.2 war der Massenstrom \dot{m} im Einspritzkanal gleich demjenigen in den Nachbarkanälen. In diesem Fall wurde die Strömung als "ungestört" bezeichnet. Als besonderes Merkmal dieser ungestörten Strömung stellte sich heraus, daß, abgesehen von Bereichen in der Nähe des Düsenblocks ($x/d < 20$) und in Wandnähe, die mittlere Geschwindigkeit keinen radialen Gradienten aufweist. Dies ändert sich sofort, wenn der Massenstrom im Einspritzkanal im Vergleich zu den Nachbarkanälen verringert wird. Dieser Fall, im folgenden als "gestörte Strömung" bezeichnet, soll jetzt untersucht werden. Als wesentliches Merkmal der gestörten Strömung ist dabei das Vorhandensein von radialen Gradienten der mittleren Geschwindigkeit anzusehen. Dies hat die gestörte Strömung wiederum mit der ungestörten Strömung in Wandnähe gemeinsam. Es wird sich daher bei der Untersuchung der Ausbreitung von Tem-

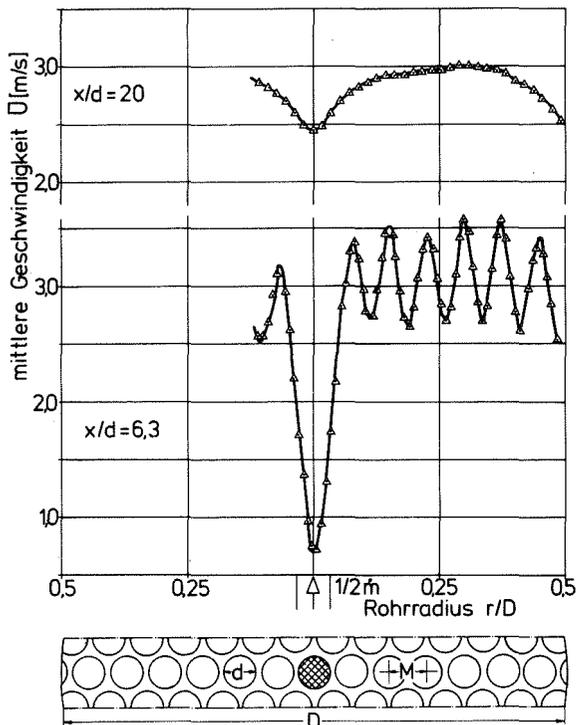


Abb. 2.3.1

Geschwindigkeitsprofile in der Nähe des Düsenblocks bei $1/2$ Einspritzmenge, $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

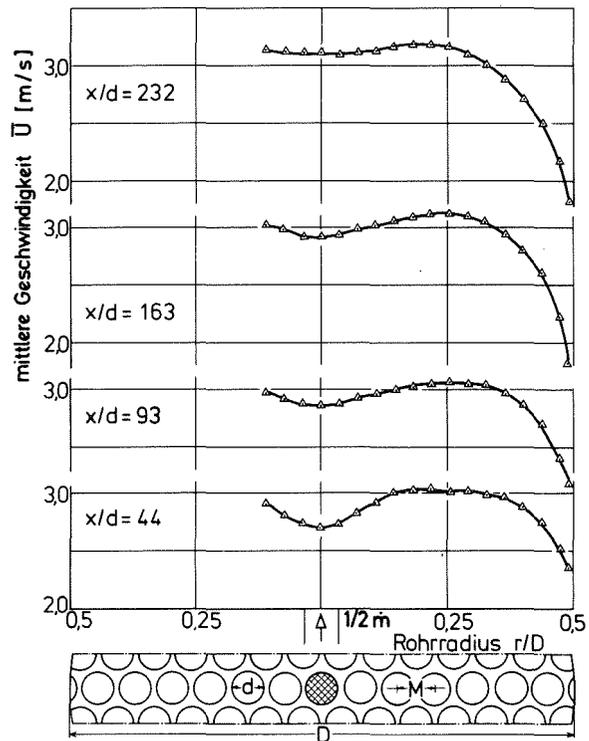


Abb. 2.3.2

Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bei $1/2$ Einspritzmenge, $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

peraturfeldern zumindest die Frage stellen, ob der fluiddynamische Einfluß der Wand bzw. eines veränderten Massenstromes im Einspritzkanal vergleichbare Wirkungen auf das Temperaturfeld besitzt.

Entsprechend der in Abschnitt 2.1 (Tab. 2.1.3) angegebenen Meßreihe wurden Geschwindigkeitsmessungen mit der halben Einspritzmenge ($1/2 \dot{m}$) im Zentralkanal durchgeführt. Die mittleren Geschwindigkeitsprofile in der Nähe des Düsenblocks sind in Abb. 2.3.1 dargestellt. In unmittelbarer Nähe des Düsenblocks ($x/d = 6,3$) erkennt man anstelle eines Geschwindigkeitsmaximums über der Bohrungsachse des Einspritzkanals einen tiefen Geschwindigkeitseinbruch, der nahezu noch keinen Einfluß auf die benachbarten Strahlen aufweist. Bei $x/d = 20$, also einer Entfernung, bei der

im ungestörten Fall die einzelnen Strahlen nicht mehr zu erfassen sind, ist noch immer ein ausgeprägtes Geschwindigkeitsminimum vorhanden. Bei diesem Abstand hat sich die Störung auch in radialer Richtung ausgebreitet. Sie umfaßt etwa den halben Rohrradius. Mit zunehmendem Abstand vom Düsenblock wird das Minimum allmählich aufgefüllt (Abb. 2.3.2), ist aber selbst bei $x/d = 232$ noch nachweisbar.

Die Verringerung der Einspritzmenge verursacht also einerseits ein Minimum der mittleren Geschwindigkeit, andererseits weist die Turbulenzintensität aber höhere Werte über dem Einspritzkanal auf (Abb. 2.3.3). Der charakteristische Doppelhöcker ist hier stärker ausgeprägt als im ungestörten Fall und bleibt länger erhalten. Dennoch findet gegenüber der mittleren Geschwindigkeit viel rascher ein Ausgleich statt, so daß etwa für $x/d > 50$ durch Messung der Turbulenzintensität die verminderte Einspritzung nicht mehr

festgestellt werden kann: Die Unterschiede liegen nur noch in der Größenordnung der Meßgenauigkeit.

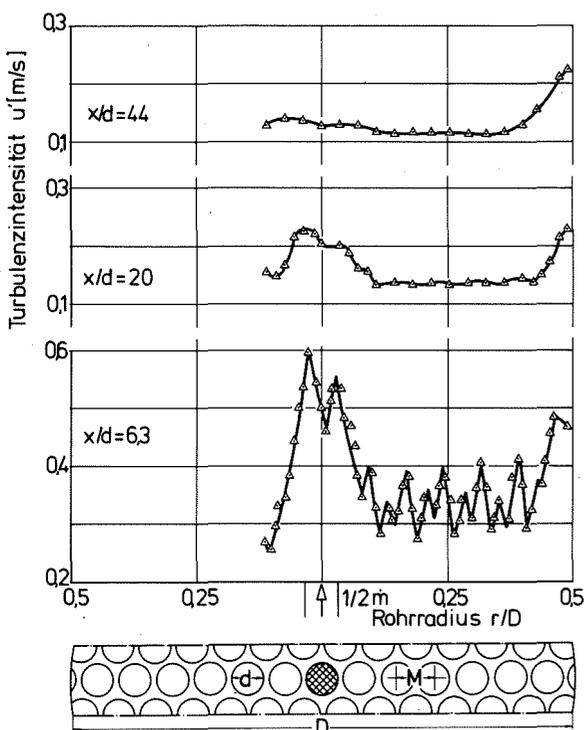


Abb. 2.3.3 Profile der Turbulenzintensität in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bei $1/2$ Einspritzmenge, $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

Aus diesem Ergebnis ist daher die Schlußfolgerung zu ziehen, daß im Vergleich zum ungestörten Fall eine wesentliche Veränderung der Strömungsverhältnisse in der Nähe des Düsenblocks gegeben ist, während für größere Entfernungen (etwa ab $x/d > 50$) der Einfluß unbedeutend ist. Es wird zu untersuchen sein, welche Auswirkungen sich hieraus für die Betrachtungen des Temperaturfeldes ergeben.

2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Geschwindigkeitsmessungen

Zur Untersuchung des Geschwindigkeitsfeldes hinter dem Düsenblock wurden Messungen bei den beiden Geschwindigkeiten $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s und $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s in ungestörter Strömung durchgeführt. Zusätzlich wurde durch Halbierung der Einspritzmenge in der zentralen Bohrung des Düsenblocks eine Störung des Geschwindigkeitsfeldes erzeugt. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Geschwindigkeitsmessungen und deren Analyse seien wie folgt zusammengefaßt:

1. Die Strömung hinter dem Düsenblock besitzt ähnliche Eigenschaften wie sie von Untersuchungen bei Gitterturbulenz bekannt sind.
2. Bei ungestörter Strömung besitzen für $x/d > 20$ weder die mittlere Geschwindigkeit \bar{U} noch die Turbulenzintensität u' einen radialen Gradienten in einer inneren Zone um die Rohrachse.
3. Der Abfall der Turbulenzintensität u' bzw. der Anstieg der integralen Turbulenzlänge L_f in ungestörter Strömung hinter dem Düsenblock erfolgen nach einem Potenzgesetz.
4. Die Approximation der Autokorrelationsfunktion eines Geschwindigkeitssignals wird verbessert, wenn anstelle einer Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstanten eine Summe von Exponentialfunktionen mit zwei verschiedenen Zeitkonstanten angesetzt wird.
5. Die spektrale Leistungsdichte eines Geschwindigkeitssignals zeigt in einem unteren Frequenzbereich ($f < f_{gr}$) das Verhalten eines Dämpfungsgliedes 1. Ordnung (asymptotischer Abfall -2), während im höheren Frequenzbereich ($f > f_{gr}$) eine Dämpfung 2. Ordnung (Abfall -4) beobachtet wird. Letzteres zeigt auch die Analyse von Messungen anderer Experimentatoren.
6. Die angegebene Approximation der spektralen Leistungsdichte vereinfacht die Berechnung der Dissipationslänge und der Dissipation.

7. Das Quadrat der Dissipationslänge $\lambda \frac{2}{f}$ steigt linear mit dem Abstand vom Düsenblock, wie es für isotrope Turbulenz erwartet wird.
8. Die Dissipation ϵ vermindert sich mit zunehmendem Abstand vom Düsenblock nach einem Potenzgesetz.
9. Im Vergleich zur ungestörten Strömung bewirkt eine Halbierung der Einspritzmenge bis zu einem Abstand von $x/d \approx 50$ eine wesentlich höhere Turbulenzintensität.

3. Temperaturfeld

Im vorhergehenden Kapitel wurden einige Eigenschaften des Geschwindigkeitsfeldes hinter einem Düsenblock aufgezeigt. Ein wesentlicher Unterschied zu dem in diesem Abschnitt zu untersuchenden Temperaturfeld besteht darin, daß die Geschwindigkeit eine gerichtete (vektorielle) Größe ist, während die Temperatur einen Skalar darstellt. Das Ziel der Temperaturmessungen war es daher, die Ausbreitung einer skalaren Größe in der Strömung hinter dem Düsenblock zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurde an ausgewählten Positionen des Düsenblocks durch einen Teilkanal warmes Wasser in die Teststrecke eingespritzt und die Temperatursignale an verschiedenen axialen Positionen gemessen. Die Temperaturmessungen erfolgten mit selbstgefertigten Hitzdrahtsonden in Verbindung mit einer leicht abgeänderten DISA Konstant-Strom Temperaturmeßbrücke (Typ 55 M 20) /42/. Als Sondenmaterial wurde Platin-Iridiumdraht mit 10 μm Drahtdurchmesser (Sonden CS2, CS4 und CS5) sowie Platindraht von 5 μm Drahtdurchmesser (Sonden Pt3, Pt4, Pt5 und Pt6) eingesetzt. Der Sondenstrom wurde zu 3 mA für die Platin-Iridiumsonden und zu 2 mA für die Platinsonden gewählt, Sondenströme, bei denen der Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit auf das Sonden-signal vernachlässigbar ist. Die Signalaufnahme und -verarbeitung entsprach derjenigen bei den Geschwindigkeitsmessungen. Weitere Einzelheiten der Temperaturmeßtechnik sind dem Anhang C zu entnehmen.

3.1 Meßprogramm

Analog zu den Messungen und Analysen des Geschwindigkeitsfeldes wurden bei den Untersuchungen des Temperaturfeldes hinter dem Düsenblock wiederum Profile zeitlich gemittelter Kenngrößen sowie Kennfunktionen der Temperatursignale an verschiedenen axialen Positionen ermittelt. Die Experimente umfaßten Messungen bei ungestörter und gestörter Strömung. Ebenso wurde der Wandeinfluß näher untersucht. Im einzelnen wurden folgende Fälle betrachtet:

1. $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ und $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
 - ungestörte Strömung (Tab. 3.1.1)
 - Einspritzung Zentralkanal
2. $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
 - ungestörte Strömung (Tab. 3.1.2)
 - Einspritzung Seitenkanal
3. $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
 - gestörte Strömung (halbe Einspritzmenge)
 - Einspritzung Zentralkanal (Tab. 3.1.3)
4. $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
 - gestörte Strömung (doppelte Einspritzmenge)
 - Einspritzung Seitenkanal
 $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
 - gestörte Strömung (halbe Einspritzmenge)
 - Einspritzung Seitenkanal. (Tab. 3.1.4)

Für jeden der in den Tabellen angegebenen Abstände vom Düsenblock wurde wenigstens das halbe, in den meisten Fällen jedoch das gesamte radiale Temperaturprofil ausgemessen. Im Falle der seitlichen Einspritzung wurden zur näheren Untersuchung des Wandeinflusses zusätzlich Profile in verschiedenen Ausbreitungsrichtungen (Richtungswinkel α am Einspritzkanal) aufgenommen. Die Temperaturdifferenz ΔT zwischen dem kalten Wasser T_k und der Wassertemperatur im Einspritzkanal betrug bei allen Messungen etwa 10 K. Lediglich eine Vergleichsmessung wurde mit einer Temperaturdifferenz $\Delta T = 5 \text{ K}$ gefahren. Damit sollte gezeigt werden, daß bei entsprechender Normierung eine Änderung der Einspritztemperatur keinen Einfluß auf die Ausbreitungsvorgänge besitzt.

3.2 Temperaturfeld bei ungestörter Strömung

Die Messungen des Geschwindigkeitsfeldes zeigten, daß bei ungestörter Strömung die Profile von mittlerer Geschwindigkeit und Turbulenzintensität in Umgebung der Rohrachse ab einer bestimmten Entfernung vom Düsenblock (etwa $x/d > 20$) keine radialen Gradienten aufweisen. An diesem fluiddynamisch einfachsten Fall soll jetzt

$\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ $Re_0 = 154.000;$ $\bar{U}_T = 2,07 \text{ m/s};$ $Re_T = 15.000$										
Sonde CS2, I = 3 mA	x/d	3	20	62	132	201	257			
Sonde CS4, I = 3 mA	x/d	6	13	20	27	45	62	97	132	
$\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ $Re_0 = 308.000;$ $\bar{U}_T = 4,14 \text{ m/s};$ $Re_T = 30.000$										
Sonde CS5, I = 3 mA	x/d	5	19	43	92	161	231			

Tabelle 3.1.1 Temperaturmessungen, ungestörte Strömung, Einspritzung Zentralkanal

$\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ $Re_0 = 308.000;$ $\bar{U}_T = 4,14 \text{ m/s};$ $Re_T = 30.000$										
Sonde Pt3, I = 2 mA	x/d	2,5	6*	9	13*	16	20	23*	27	30
Sonde Pt3, I = 2 mA	x/d	34*	37	41	44*	51				
Sonde Pt4, I = 2 mA	x/d	58*	72	93*	107	128*	141	162*		
Sonde Pt5, I = 2 mA	x/d	175	197*	211						
Sonde Pt6, I = 2 mA	x/d	232*								
* Richtungswinkel α :	$0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ, \text{sonst nur } 0^\circ \text{ und } 180^\circ$									

Tabelle 3.1.2 Temperaturmessungen, ungestörte Strömung, Einspritzung Seitenkanal

$\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ $Re_0 = 308.000;$ $\bar{U}_T = 2,07 \text{ m/s};$ $Re_T = 15.000$										
Sonde CS5, I = 3 mA	x/d	5	19	43	92	161	231			

Tabelle 3.1.3 Temperaturmessungen gestörte Strömung, Einspritzung Zentralkanal.

$\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ $Re_0 = 164.000;$ $\bar{U}_T = 4,14 \text{ m/s};$ $Re_T = 30.000$										
$\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ $Re_0 = 308.000;$ $\bar{U}_T = 2,07 \text{ m/s};$ $Re_T = 15.000$										
Sonde Pt6, I = 2 mA	x/d	34*	128*	232*						
* Richtungswinkel α :	$0^\circ,$	$45^\circ,$	$90^\circ,$	$135^\circ,$	180°					

Tabelle 3.1.4 Temperaturmessungen, gestörte Strömung, Einspritzung Seitenkanal

die Ausbreitung eines Temperaturfeldes hinter dem Düsenblock untersucht werden. Aus Symmetriegründen und zur weiteren Vereinfachung wird das warme Wasser zunächst durch den Zentralkanal des Düsenblocks zugeführt.

3.2.1 Mittlere Temperatur

Zur Beschreibung eines Temperaturfeldes ist die Kenntnis der lokalen Zeitmittelwerte der Temperatur erforderlich. Der Begriff mittlere Temperatur wird also im Sinne einer zeitlichen, nicht einer räumlichen Mittelung verwendet. Für die Beurteilung der Ausbreitung einer Temperaturstörung ist es zweckmäßig, die Meßwerte mit der Temperaturdifferenz ΔT zu normieren. Abb. 3.2.1.1 zeigt einige der in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bei der Strömungsgeschwindigkeit $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s gemessenen Temperaturprofile. Man erkennt, daß die Temperaturstörung sich in radialer Richtung mit zunehmendem Abstand nur langsam ausbreitet, gleichzeitig aber die maximale mittlere Temperatur in Rohrmitte stark abnimmt. Bei $x/d = 257$, das entspricht einer Entfernung von etwa 1,35 m vom Einspritzort, beträgt die maximale Temperaturerhöhung nur noch etwa 5% der Temperaturdifferenz ΔT . Die Störung hat sich bei diesem Abstand um weniger als den halben Rohrradius ausgebreitet. Die Symmetrie des Temperaturprofils um die Teststreckenachse ist eine nochmalige Bestätigung für ein ebenfalls symmetrisches Geschwindigkeitsfeld. Inwieweit die Profilform mit einer GAUSS'schen Glockenkurve übereinstimmt, wird bei den Modellbetrachtungen (Abschnitt 4.1) näher untersucht.

Der bei $x/d = 20$ und $x/d = 45$ für $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s mögliche Vergleich mit den Profilen bei $x/d = 19$ und $x/d = 43$ für $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s zeigt fast übereinstimmende Profile (Abb. 3.2.1.2). Sowohl die Abnahme der maximalen mittleren Temperatur als auch die Ausbreitung in radialer Richtung sind von der Strömungsgeschwindigkeit nahezu unabhängig. Unter dem Gesichtspunkt, daß die für die Ausbreitung der Störung in der Teststrecke zur Verfügung stehende Zeit umgekehrt proportional zur Strömungsgeschwindigkeit ist, überrascht dieses Ergebnis. Es kann aber so gedeutet werden, daß bei einer

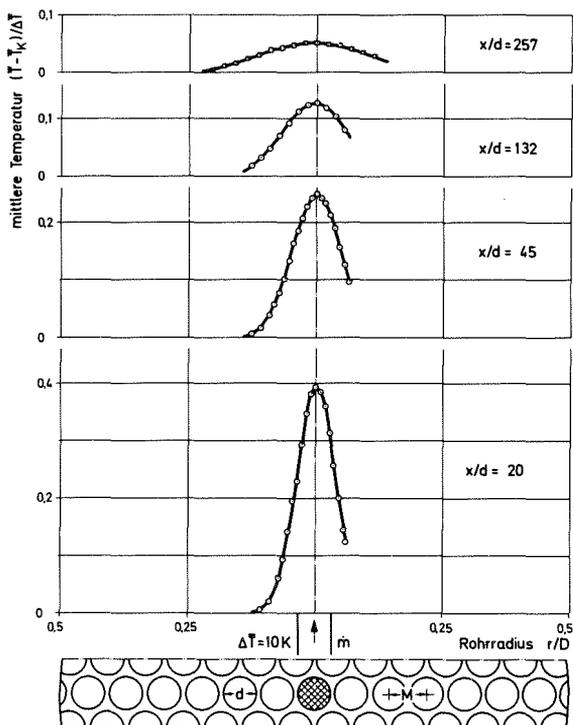


Abb. 3.2.1.1

Temperaturprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock,
 $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$

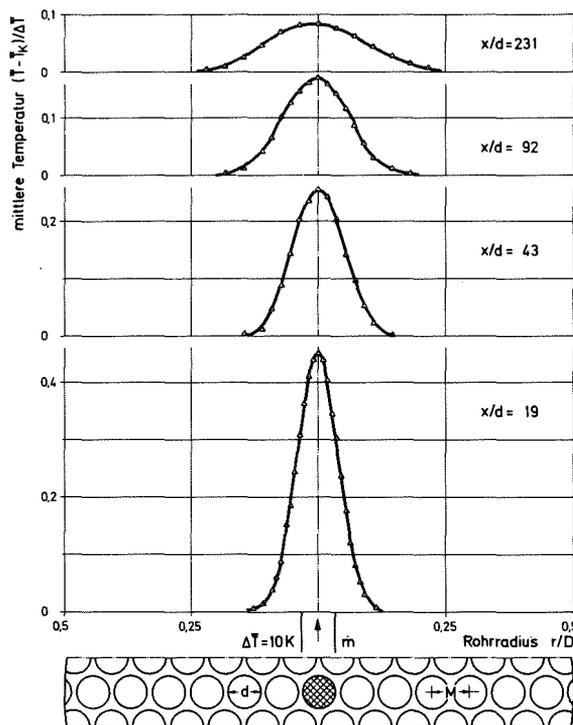


Abb. 3.2.1.2

Temperaturprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock,
 $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

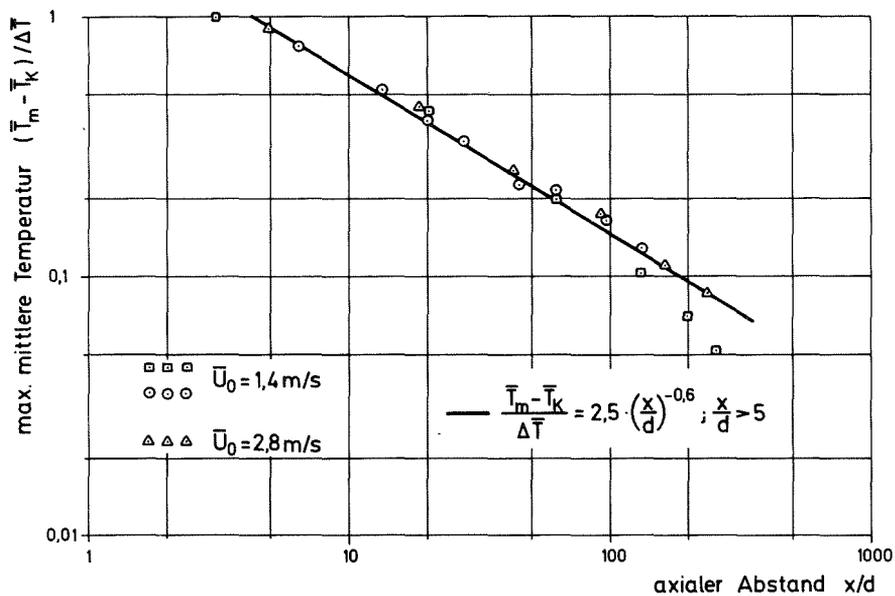


Abb. 3.2.1.3

Axiale Abschwächung der maximalen mittleren Temperatur

Änderung der Strömungsgeschwindigkeit der turbulente Austausch gerade in dem Maße ansteigt bzw. abfällt, in dem die Verweildauer eines Flüssigkeitsvolumens in der Teststrecke ab- bzw. zunimmt. Leider fehlen bei größeren Abständen vom Düsenblock für die beiden untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten Messungen an gleichen axialen Positionen. Die vorhandenen Messungen zeigen jedoch (Abb. 3.2.1.3), daß die axiale Abschwächung der (mit ΔT normierten) maximalen mittleren Temperatur \bar{T}_m unabhängig von der Geschwindigkeit sich durch ein Potenzgesetz mit dem Exponenten $-0,6$ beschreiben läßt. Der für $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s bei größeren x/d -Werten zu beobachtende stärkere Abfall der maximalen Temperatur (quadratische Symbole) ist auf eine höhere Turbulenzintensität zurückzuführen, die durch eine im Vergleich zu den Nachbarkanälen versehentlich etwa um 5% geringer eingestellte Geschwindigkeit im Einspritzkanal verursacht wurde.

3.2.2 Intensität der Temperaturschwankungen

Zur Charakterisierung eines Temperaturfeldes in einer Strömung ist die Intensität der Temperaturschwankungen ebenfalls eine wesentliche Größe. Ausgehend von der Aufspaltung des Temperatursignals (1.3.14) in einen zeitlichen Mittelwert \bar{T} und einen Schwankungsanteil $\delta(t)$, wird die Intensität der Temperaturschwankungen analog zur Turbulenzintensität der Geschwindigkeitsschwankungen definiert:

$$\delta' = \sqrt{\overline{\delta^2(t)}} \quad (3.2.2.1)$$

Die Genauigkeit, mit der die Intensität gemessen werden kann, hängt hauptsächlich davon ab, inwieweit der Meßfühler die höchsten in der Strömung noch vorkommenden Frequenzen ungedämpft erfaßt. Diese Frequenzen nehmen mit steigender Kühlmittelgeschwindigkeit zu, werden aber mit den verwendeten Hitzdrahtsonden bis zu der maximalen Geschwindigkeit $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s vollständig erfaßt. Allerdings nur so lange, als sich auf den Hitzdrähten keinerlei Verschmutzung festsetzt, da es sonst zu einer Dämpfung der höheren Signalfrequenzen kommt und damit zu einer Verringerung der gemessenen Intensität.

Die Abbn. 3.2.2.1 und 3.2.2.2 zeigen die Intensitätsprofile der Temperaturschwankungen bei den gleichen x/d -Abständen und Geschwindigkeiten wie bei der mittleren Temperatur. Sie sind mit der maximalen Intensität δ'_{m0} unmittelbar hinter dem Düsenblock normiert. Die charakteristischen Doppelhöcker werden verständlich, wenn man berücksichtigt, daß über dem Zentrum des Einspritzkanals die Störungen durch kaltes Wasser aus der Umgebung am geringsten sind. In gleicher Weise werden mit zunehmendem Rohrradius im kalten Bereich die Störungen durch warmes Wasser immer geringer. Das so erklärbares Minimum der Intensität entlang der Achse des Einspritzkanals füllt sich mit zunehmendem Abstand vom Düsenblock langsam auf, aber viel langsamer als es bei den Profilen der Turbulenzintensität der Geschwindigkeitssignale beobachtet wurde. Bemerkenswert ist weiterhin eine nahezu identische Ausbreitung der Intensität bei beiden Geschwindigkeiten sowohl hinsichtlich der Abschwächung in axialer Richtung als auch hinsichtlich der Ausbreitung in radialer Richtung. Im Vergleich zur mittleren Temperatur schwächt sich die maximale Intensität in axialer Richtung weniger ab. Auch ist die Ausbreitung in radialer Richtung vergleichsweise stärker. Beides soll anhand der folgenden Abbildungen noch näher erläutert werden.

Abb. 3.2.2.3 zeigt zunächst die axiale Abschwächung der maximalen Intensität der Temperaturschwankungen in doppellogarithmischer Darstellung. Wiederum kann für die Abschwächung bei beiden Geschwindigkeiten ein Potenzgesetz angegeben werden. Dies gilt allerdings erst für Abstände $x/d > 20$ vom Düsenblock, wo die mittlere Geschwindigkeit und die Turbulenzintensität keine radialen Gradienten mehr aufweisen. Der Exponent des Potenzgesetzes ergibt sich zu $-0,5$. Die hieraus resultierende, im Vergleich zur maximalen mittleren Temperatur geringere Abschwächung der maximalen Intensität der Temperaturschwankungen ist in linearer Darstellung deutlich zu erkennen (Abb. 3.2.2.4). Abweichungen einzelner Intensitätsmeßwerte von dem ermittelten Potenzgesetz sind auf eine Verschmutzung der Sonden zurückzuführen, so z. B. der zwischen $x/d = 45$ für $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s und $x/d = 43$ für $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s beobachtete Unterschied der Intensitätsmaxima.

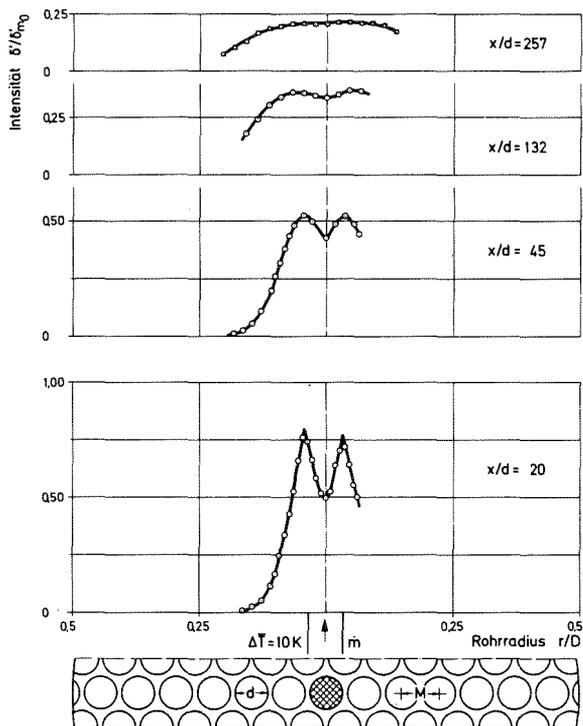


Abb. 3.2.2.1

Intensitätsprofile der Temperatur-
signale in verschiedenen Abständen
vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$

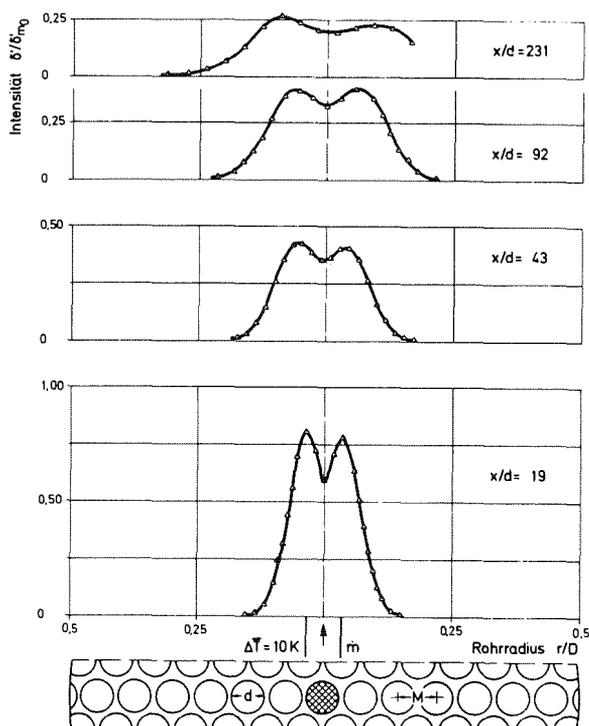


Abb. 3.2.2.2

Intensitätsprofile der Temperatur-
signale in verschiedenen Abständen
vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

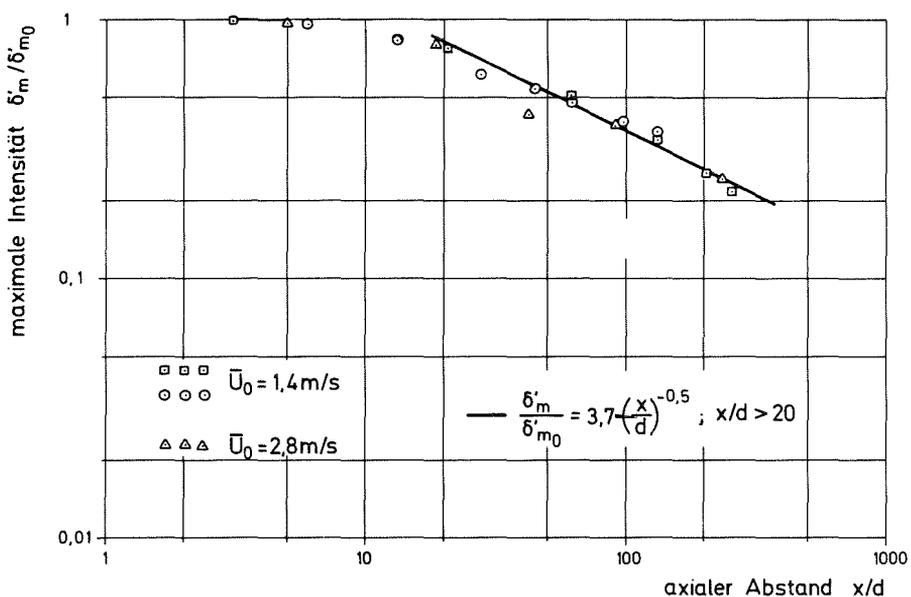


Abb. 3.2.2.3

Axiale Abschwächung der maximalen Intensität der
Temperatursignale

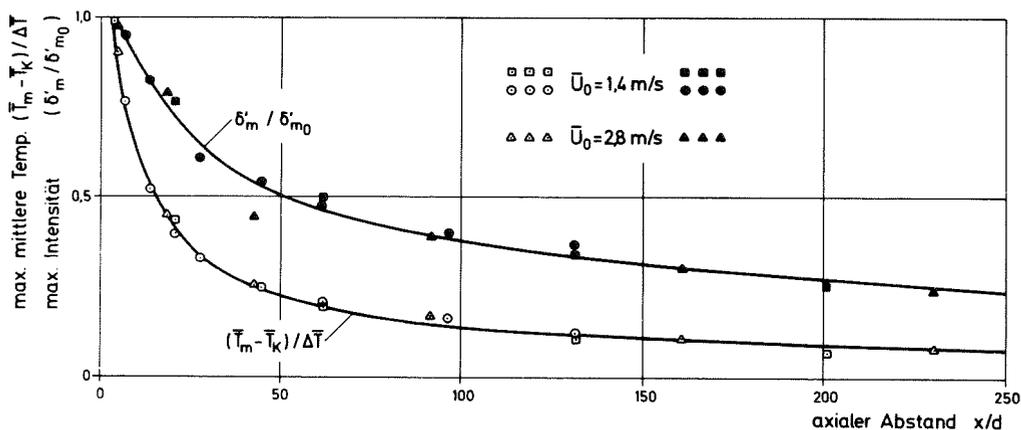


Abb. 3.2.2.4 Abschwächung der maximalen mittleren Temperatur und der maximalen Intensität der Temperaturschwankungen

Ein Vergleich der radialen Ausdehnung der Temperaturstörung ist in Abb. 3.2.2.5 gegeben. Bestimmt man die Grenze in der Teststrecke, bei der noch 10 % des maximalen Anfangswertes, also $0,1 \Delta \bar{T}$ bzw. $0,1 \delta'_m$, vorhanden sind, so unterscheiden sich mittlere Temperatur und Temperaturintensität beträchtlich. Diese Grenze liegt bei der mittleren Temperatur nur etwa 1 Teilkanaldurchmesser d in radialer Richtung von der Einspritzachse entfernt und dies auch nur für Werte $20 < x/d < 100$. Für einen Abstand $x/d > 100$ erreicht die mittlere Temperatur an keiner Stelle des Strömungsquerschnitts mehr 10 % des Anfangswertes am Austritt aus dem

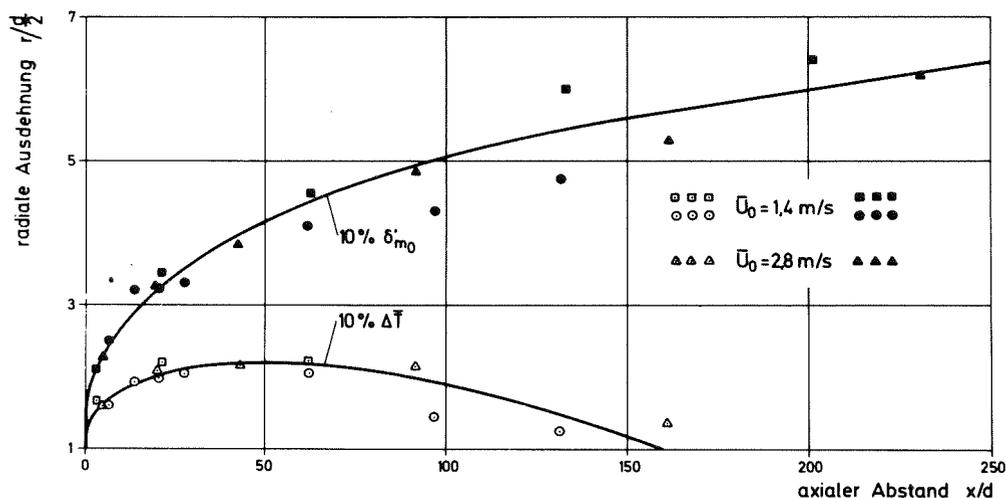


Abb. 3.2.2.5 Vergleich der 100%-Grenze von mittlerer Temperatur- und Intensitätserhöhung in der Teststrecke

Düsenblock. Demgegenüber liegt diese Grenze bei der Intensität der Temperaturschwankungen etwa $3/2 d$ für $x/d = 20$ und $5/2 d$ für $x/d = 100$ von der Einspritzachse entfernt. Für größere x/d -Werte wird der radiale Bereich noch größer, bei dem noch wenigstens 10% der durch die Einspritzung warmen Wassers verursachten Intensitätserhöhung nachgewiesen werden können. Die starke Streuung der Meßwerte ist auf den steilen Gradienten der Profile in diesem Bereich der radialen Ausdehnung zurückzuführen, haben aber auf die dargelegten Ergebnisse kaum Einfluß.

3.2.3 Analyse der statistischen Kennfunktionen der Temperatursignale

Die Temperatursignale in der Teststrecke hinter dem Düsenblock sind ihrer Natur nach ebenfalls regellos. Daher können die Eigenschaften der Temperatursignale mit Hilfe von statistischen Kennfunktionen analog zu der Vorgehensweise bei den Geschwindigkeitssignalen (Abschn. 2.2.3) beschrieben werden. Dazu wurden bei der Geschwindigkeit $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s die Temperatursignale an den beiden axialen Positionen $x/d = 6,5$ und $x/d = 97$ und bei $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s an $x/d = 5$ und $x/d = 92$ analysiert. In radialer Richtung wurden jeweils drei Meßpositionen untersucht, nämlich das Minimum und das Maximum sowie eine Randposition des Intensitätsprofils. In den Abbn. 3.2.3.1 bis 3.2.3.4 sind außer den jeweiligen Intensitätsprofilen die Temperaturschwankungen (Zeitsignale), Amplitudenverteilungsdichten und Autokorrelationsfunktionen für die genannten Fälle dargestellt. Die Zeitsignale an den Randpositionen sind dadurch gekennzeichnet, daß zwischen Perioden relativer Ruhe steile Impulse in positiver Richtung auftreten. Zu diesen Zeitpunkten gelangen Wirbel mit Übertemperaturen bis +4 K in der düsenblocknahen Position (Abb. 3.2.3.1 und 3.2.3.3) und bis etwa +2 K bei der düsenblockfernen Position (Abb. 3.2.3.2 und 3.2.3.4) an die Meßsonde. Die Temperaturschwankungen an der Minimumposition der Intensitätsprofile lassen demgegenüber erkennen, daß in den düsenblocknahen Bereichen eine Vielzahl kalter Wirbel in den heißen Strahl eindringen. Dies führt zu einem Bild überwiegend negativer Impulse. Bei größerer Entfernung vom Düsenblock ist der

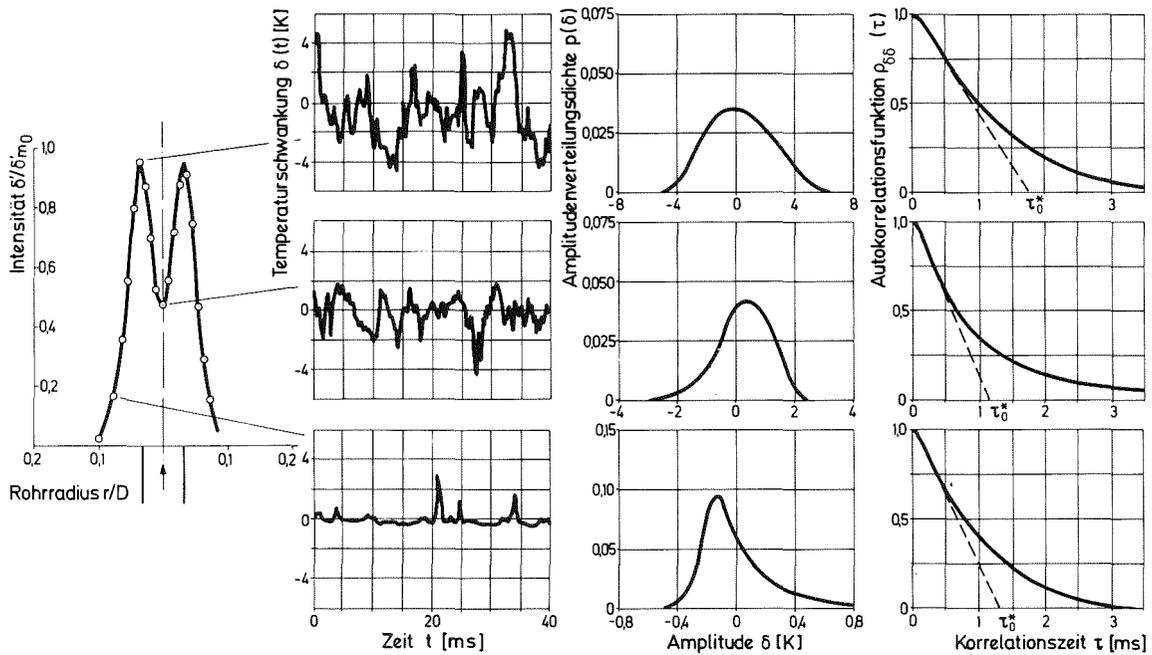


Abb. 3.2.3.1 Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
 $x/d = 6,5$; $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$

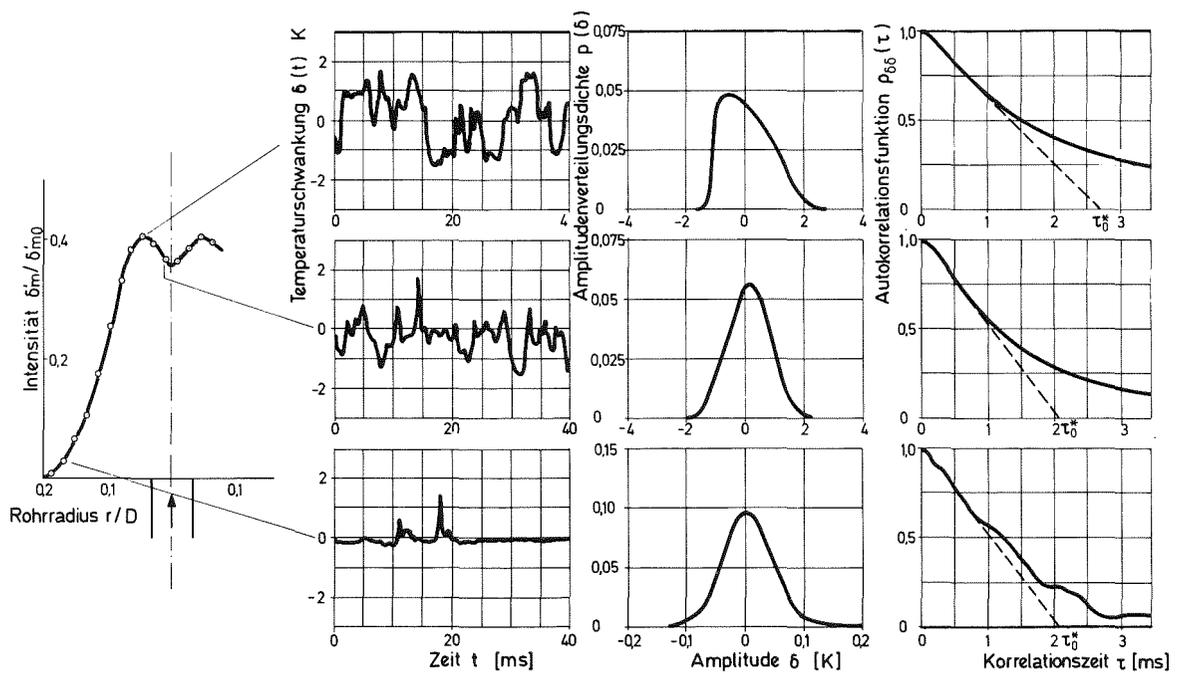


Abb. 3.2.3.2 Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
 $x/d = 97$; $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$

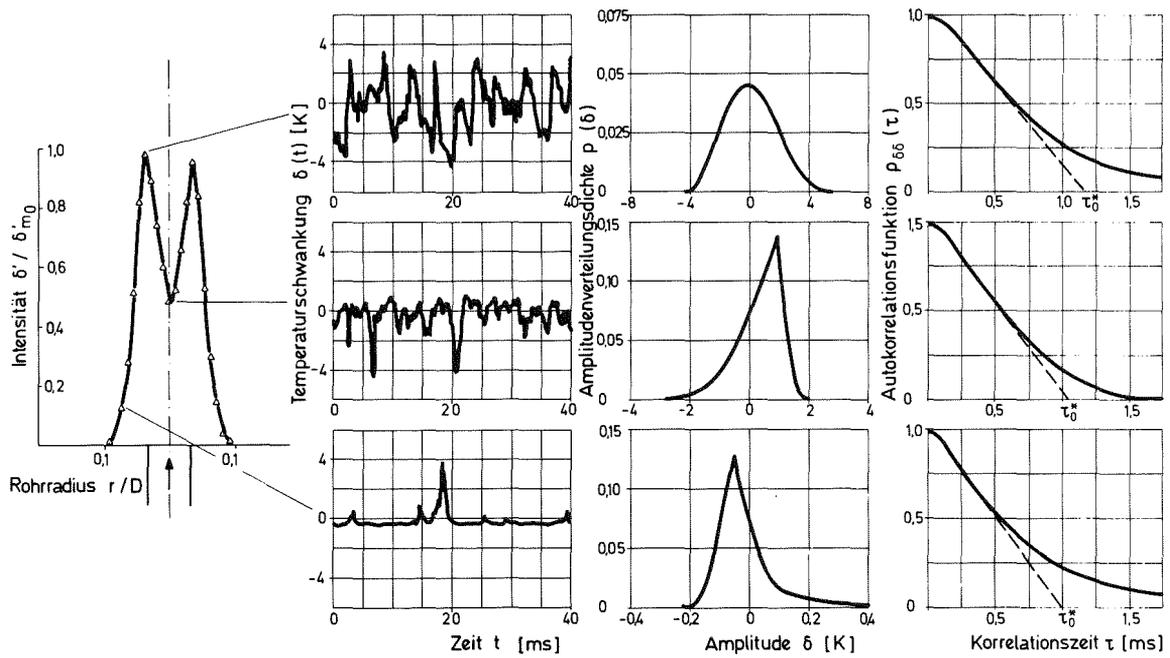


Abb. 3.2.3.3 Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
 $x/d = 5$; $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

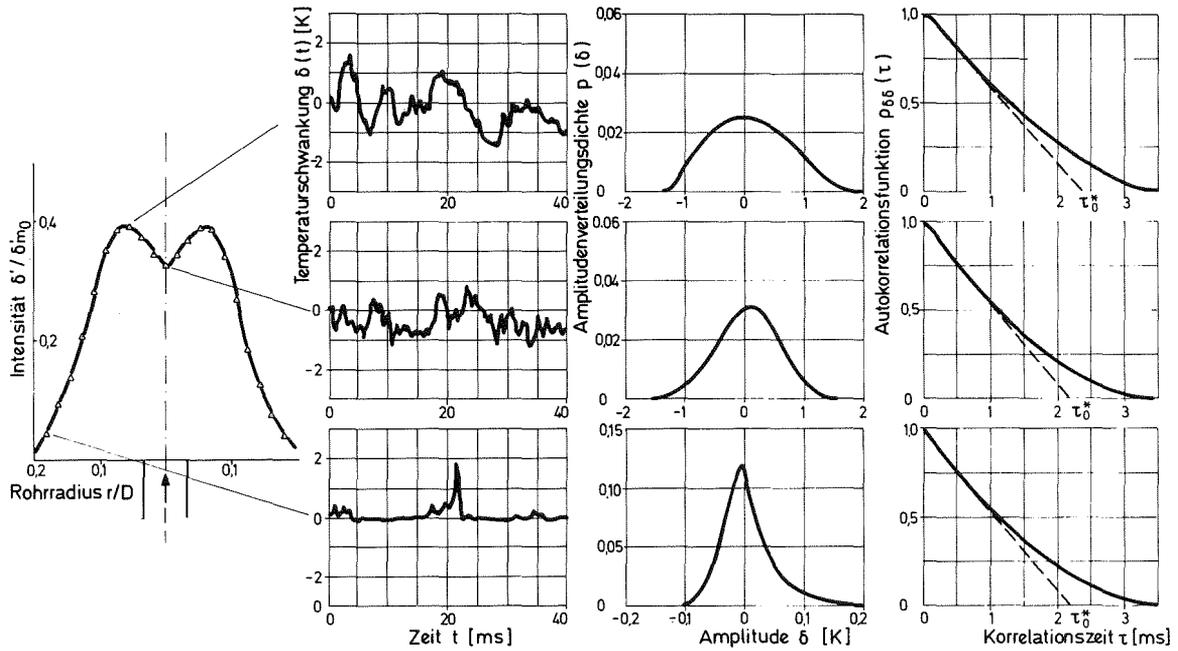


Abb. 3.2.3.4 Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
 $x/d = 92$; $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

Strahl bereits bis in Strahlmitte von kalten Wirbeln stark durchdrungen, so daß Temperaturschwankungen beinahe gleichmäßig in beiden Richtungen auftreten. Die Temperaturschwankungen an der Maximumposition erscheinen insgesamt bei beiden axialen Abständen und bei beiden Geschwindigkeiten gleichmäßig abwechselnd zwischen warmen und kalten Wirbeln.

Die hier von den Zeitsignalen abgelesenen Eigenschaften werden in klarerer Form von den Amplitudenverteilungsdichten wiedergegeben. Man erkennt, daß die gemessenen Verteilungsdichten in allen Fällen von der GAUSS'schen Verteilungsdichte abweichen. In Abhängigkeit vom radialen Abstand des Meßortes von der Störquelle sind Temperaturspitzen oder -einbrüche mit hoher Amplitude aber geringer Wahrscheinlichkeit und damit unsymmetrische Verteilungsdichten ein wesentliches Merkmal der Temperaturstörung. Bei größeren axialen Abständen wird die Unsymmetrie außer an den Randpositionen des Intensitätsprofils geringer. Da die Amplitude der Temperatursignale mit zunehmendem axialen Abstand ebenfalls geringer wird, macht sich der Rauschanteil der Meßelektronik stärker bemerkbar, was ebenfalls zu einer stärkeren Symmetrie der Amplitudenverteilungsdichte beiträgt (Abb. 3.2.3.2, Mitte unten).

Im Vergleich zu den Amplitudenverteilungsdichten sind die Änderungen der normierten Autokorrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der radialen Position weniger auffallend. Allerdings läßt sich bei näherer Betrachtung doch feststellen, daß die zu den Minimum- und Randpositionen gehörenden Autokorrelationsfunktionen der Temperatursignale generell die kleineren Zeitkonstanten τ_0^* aufweisen als die Autokorrelationsfunktionen der Maximumposition. Ähnlich wie bei den Geschwindigkeitssignalen lassen die Autokorrelationsfunktionen der Temperatursignale außerdem ansteigende Zeitkonstanten mit zunehmender Entfernung vom Düsenblock sowie abnehmender Geschwindigkeit erkennen.

Da auch die Autokorrelationsfunktionen der Temperatursignale waagrechte Tangenten im Nullpunkt aufweisen, kann die in Abschnitt 2.2.3 angegebene Approximation der gemessenen Autokorrelations-

funktionen durch einen Ansatz mit zwei Zeitkonstanten hier in analoger Weise angewendet werden.

Die zu den soeben analysierten Temperatursignalen zugehörigen Leistungsdichtespektren sind in den Abb. 3.2.3.5 bis 3.2.3.8 dargestellt. Im Vergleich zu den Leistungsdichtespektren der Geschwindigkeitssignale (Abschn. 2.2.3) lassen sich folgende Merkmale ablesen:

- Die Leistungsdichtespektren der Temperatursignale können ebenfalls bis zu einer Frequenz f_{gr} durch ein Dämpfungsglied 1. Ordnung (Steigung -2) mit der Eckfrequenz f_0 approximiert werden.
- Oberhalb von f_{gr} fällt auch das Temperaturspektrum mit der 4. Potenz (Steigung -4) ab /43/.
- Während das Geschwindigkeitsspektrum $\Phi_{uu}(f)$ über den Rohrradius bis auf Bereiche in Wandnähe unverändert bleibt, ändert sich die Eckfrequenz f_0 und die Frequenz f_{gr} des Temperaturspektrums $\Phi_{\delta\delta}(f)$ über den radialen Bereich der Temperaturstörung. Auffällig ist, daß bei beiden Geschwindigkeiten in der Nähe des Düsenblocks an der Stelle des Intensitätsminimums (δ'_{min}) die Eckfrequenz f_0 und die Grenzfrequenz f_{gr} ihre größten Werte über den Rohrradius annehmen. Demgegenüber weist das Temperatursignal mit der größten Intensität (δ'_{max}) unabhängig von Geschwindigkeit und axialem Abstand vom Düsenblock die kleinsten Eckfrequenzen über den Rohrradius auf.
- Relativ hohe Eckfrequenzen treten am Rand der Temperaturstörung auf (δ'_{Rand}). Eine obere Frequenz f_{gr} und damit ein Abfall des Spektrums mit der 4. Potenz konnte an den Randpositionen nicht festgestellt werden.
- Bei Verdopplung der Geschwindigkeit erhöht sich die Eckfrequenz f_0 in der Nähe des Düsenblocks nahezu um den Faktor 2, während in größerer Entfernung der Einfluß der Geschwindigkeit auf die Eckfrequenz nur gering ist.
- Die Eckfrequenzen der Temperatursignale sind höher als diejenigen der Geschwindigkeitssignale.

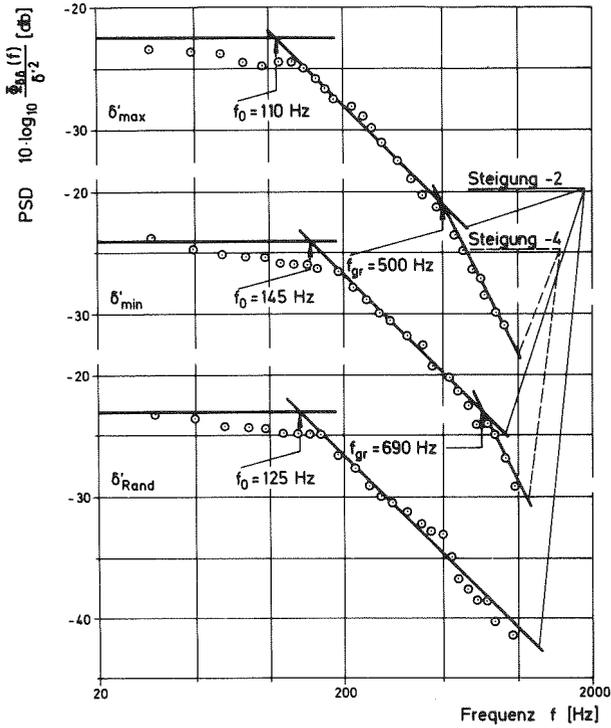


Abb. 3.2.3.5 $x/d=6,5$; $\bar{U}_0=1,4$ m/s

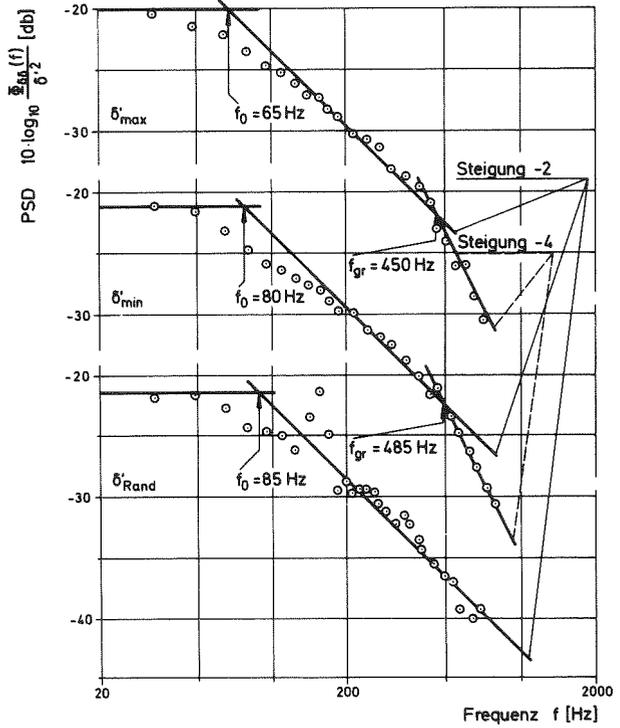


Abb. 3.2.3.6 $x/d=97$; $\bar{U}_0=1,4$ m/s

PSD der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen

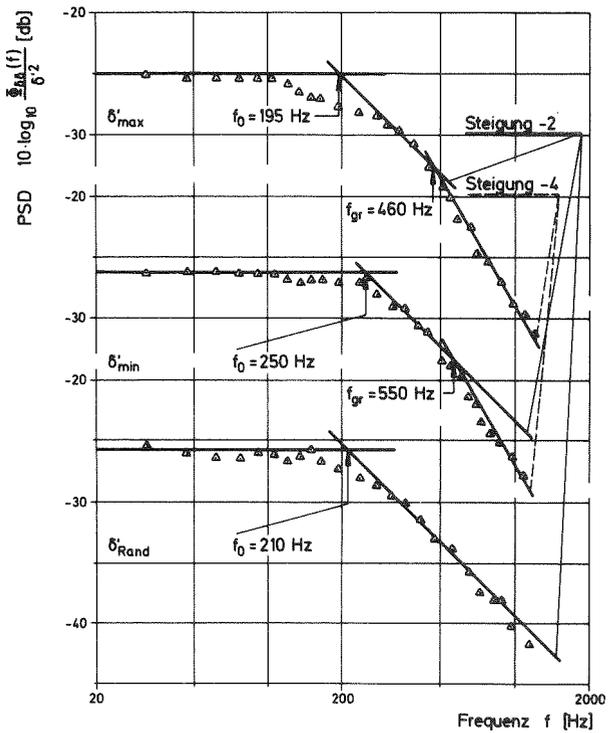


Abb. 3.2.3.7 $x/d=5$; $\bar{U}_0=2,8$ m/s

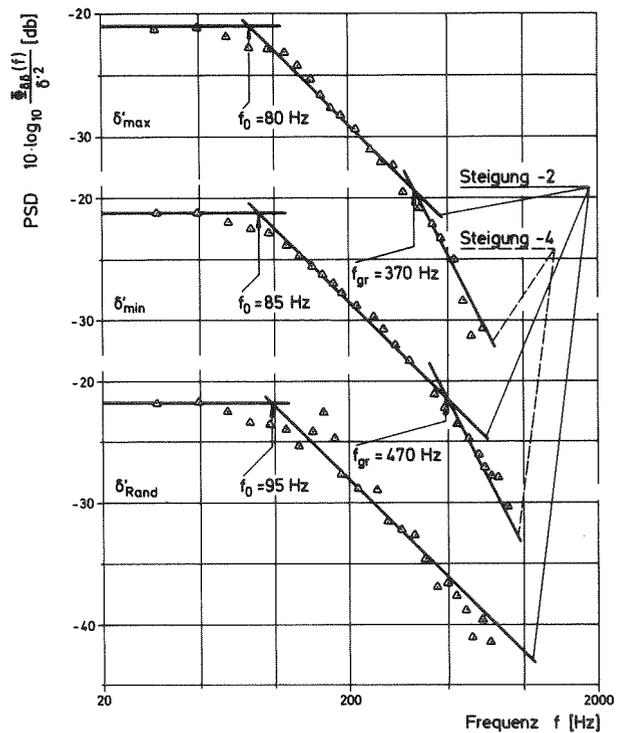


Abb. 3.2.3.8 $x/d=92$; $U_0=2,8$ m/s

Eine thermo- und fluiddynamische Interpretation dieser Meßergebnisse erscheint nicht ganz einfach. Dennoch kann generell gesagt werden, daß immer dann, wenn heiße Wirbel in ungestörte, kalte Zonen (äußerer Rand der Temperaturstörung) oder kalte Wirbel in ungestörte, heiße Zonen (Strahlmitte in der Nähe des Düsenblocks) eindringen, sich dies im zeitlichen Ablauf des Temperatursignals durch das Auftreten steiler Temperaturspitzen oder -einbrüche bemerkbar macht. Die Steilheit dieser Spitzen wird im Gebiet größter Vermischung von warmen und kalten Wirbeln, sowie mit zunehmender Entfernung vom Entstehungsort verringert. Dies ist gleichbedeutend mit dem oben geschilderten Verhalten der Eckfrequenz f_0 .

Im Hinblick auf die Detektierbarkeit von Temperaturstörungen in Brennelementen durch Analyse des Temperaturspektrums sei also festgehalten, daß Änderungen der Eckfrequenz sowohl durch Änderungen von Größe und Lage der Temperaturstörung als auch durch Geschwindigkeitsänderungen bewirkt werden können. Diese Änderungen der Eckfrequenz sind in der Nähe des Brennelementaustritts stärker ausgeprägt als in größerem Abstand. Allerdings sollte hierbei nicht vergessen werden, daß die radiale Ausdehnung einer Störung mit der Entfernung vom Entstehungsort zunimmt, weshalb es nicht nur vorteilhaft ist, in unmittelbarer Nähe hinter dem Brennelementaustritt zu messen.

3.2.4 Bestimmung zusätzlicher Kenngrößen des Temperaturfeldes

In ähnlicher Weise wie für das Geschwindigkeitsfeld kann zur Charakterisierung des Temperaturfeldes eine integrale Turbulenzlänge L_δ bestimmt werden. In Anlehnung an (2.2.4.6) bzw. (2.2.4.8) gelten daher für die integrale Turbulenzlänge der Temperatur die Beziehungen

$$L_\delta = \bar{U}_m \cdot \tau_0 \quad (3.2.4.1)$$

und

$$L_\delta = \bar{U}_m \cdot \frac{\Phi_{\delta\delta}(f \rightarrow 0)}{\delta^{-1,2}} \quad (3.2.4.2)$$

Dabei kann die Zeitkonstante τ_0 wiederum nach der oben angegebenen Methode (Abschnitt 2.2.3) aus der Autokorrelationsfunktion $\delta_{\delta\delta}(\tau)$ gewonnen werden. Über den früher eingeführten Zusammenhang zwischen der Zeitkonstante τ_0 und der Eckfrequenz f_0

$$f_0 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \tau_0} \quad (2.2.3.4)$$

wird die enge Verknüpfung zwischen dieser Eckfrequenz des Leistungsdichtespektrums und der Integralen Turbulenzlänge deutlich. Da im vorigen Abschnitt aber bereits eine Änderung der Eckfrequenz in Abhängigkeit von der radialen Meßposition festgestellt wurde, gilt diese Abhängigkeit für die Integrale Turbulenzlänge der Temperatur entsprechend. Dies steht im Gegensatz zum Verhalten der Integralen Turbulenzlänge der Geschwindigkeit, die bis auf Bereiche in Wandnähe von der radialen Meßposition unabhängig ist.

Um einen Anhaltspunkt für die axiale Abhängigkeit von L_δ zu erhalten, sind in Abb. 3.2.4.1 die aus den Autokorrelationsfunktionen der Temperatursignale an den Stellen maximaler Intensität ermittelten Werte eingetragen. Es zeigt sich, daß auch für L_δ ein Potenzgesetz angegeben werden kann, dessen Exponent bei den beiden untersuchten Geschwindigkeiten gleich ist. Allerdings steigt die Integrale Turbulenzlänge der Temperatur im Vergleich zur Integralen Turbulenzlänge der Geschwindigkeit weniger stark an. Die Absolutwerte von L_δ sind bis auf Bereiche in der Nähe des Düsenblocks ($x/d < 15$) ebenfalls geringer.

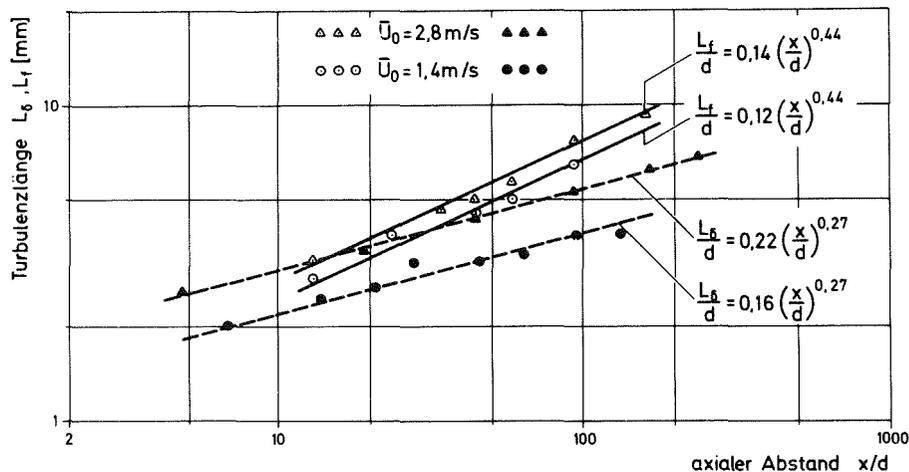


Abb. 3.2.4.1 Anstieg der Integralen Turbulenzlänge von Temperatur und Geschwindigkeit

Im Fall isotroper Turbulenz kann man für das Verhältnis der Integralen Turbulenzlängen von Geschwindigkeit und Temperatur die Beziehung (HINZE, S. 290)

$$L_f/L_\delta = \sqrt{\text{Pr}} \quad (3.2.4.3)$$

ableiten. Da bei den Messungen in Wasser $\text{Pr} \approx 7$ gesetzt werden kann, müßte man bei isotroper Turbulenz unabhängig vom axialen Abstand $L_f \approx 2,7 \cdot L_\delta$ erhalten. Dies gilt bei der hier untersuchten Strömung hinter dem Düsenblock jedoch nur in sehr grober Näherung für große x/d -Werte ($x/d > 100$).

Wiederum analog zum Geschwindigkeitsfeld (2.2.4.10) kann auch die "Dissipationslänge" der Temperaturwirbel λ_δ aus dem Temperaturspektrum ermittelt werden.

$$\frac{1}{\lambda_\delta^2} = \frac{1}{2} \cdot \int_0^\infty k_\delta^2 \cdot \frac{\Phi_{\delta\delta}(k_\delta)}{\delta^{1/2}} dk_\delta \quad (3.2.4.4)$$

$\Phi_{\delta\delta}(k_\delta)$ läßt sich in gleicher Weise wie $\Phi_{uu}(k_u)$ mit Hilfe der beiden bereits mehrfach erwähnten charakteristischen Frequenzen f_0 und f_{gr} nachbilden. Die Ausführung der Integration von (3.2.4.4) führt daher auch zu der (2.2.4.12) äquivalenten Beziehung für λ_δ

$$\frac{1}{\lambda_\delta^2} = \frac{2}{\pi} \cdot \left(\frac{1}{\bar{U}_m \cdot \tau_0}\right)^2 \cdot \left(2 \cdot \pi \cdot f_{gr} \cdot \tau_0 - \frac{1}{2} \cdot \arctan 2 \cdot \pi \cdot f_{gr} \cdot \tau_0\right) \quad (3.2.4.5)$$

Die hiermit berechneten Werte von λ_δ^2 sind in Abb. 3.2.4.2 für verschiedene Abstände vom Düsenblock eingetragen. Der Vergleich zu λ_f^2 zeigt, daß λ_δ^2 ebenfalls linear, aber wesentlich langsamer mit zunehmendem axialen Abstand anwächst. Die im Fall isotroper Strömung auch für das Verhältnis der Dissipationslängen von Geschwindigkeit und Temperatur abzuleitende Beziehung (HINZE, S. 290)

$$\frac{\lambda_f}{\lambda_\delta} = \sqrt{\text{Pr}} \quad (3.2.4.6)$$

gilt wie für das Verhältnis der Integralen Turbulenzlängen nur in sehr grober Annäherung bei der Strömung hinter dem Düsenblock.

Die Tatsache, daß L_δ und λ_δ isotropen Gesetzmäßigkeiten nur bedingt genügen, liefert auch eine Erklärung für unterschiedliche Ergebnisse bei der Berechnung der "Dissipation" χ der Temperaturwirbel. Diese läßt sich aus den zu (2.2.4.14) und (2.2.4.15) äquivalenten Beziehungen (HINZE, S. 288) unter Annahme von (zumindest lokaler) Isotropie

$$\chi = - \bar{U}_m \cdot \frac{\partial}{\partial x} \delta'^2 \quad (3.2.4.7)$$

und

$$\chi = 12 \cdot \alpha \cdot \frac{\delta'^2}{\lambda_\delta^2} \quad (3.2.4.8)$$

wiederum auf zweifache Weise ermitteln. Entsprechend der Auswertung in Abschnitt 3.2.2 gilt für δ'_m ein Potenzgesetz:

$$\delta'_m = B_1 \cdot x^{-n_2} \quad (3.2.4.9)$$

Mit

$$\frac{\partial}{\partial x} \delta'_m = -n_2 \cdot B_1 \cdot x^{-n_2-1} = -n_2 \cdot \frac{1}{x} \cdot \delta'_m$$

erhält man nach (3.2.4.7) für die "Dissipation" der Temperaturwirbel zumindest an der Stelle des Intensitätsmaximums

$$\chi \sim \frac{1}{x} \cdot \delta'_m{}^2 \quad (3.2.4.10)$$

Demnach wird χ umgekehrt proportional zur Entfernung vom Düsenblock kleiner, ist aber direkt proportional zum Quadrat der Temperaturintensität, ein Ergebnis, das möglicherweise nicht nur auf die Stelle des Intensitätsmaximums beschränkt werden muß.

Die Berechnung von $\lambda_\delta(x/d)$ hatte eine nicht durch den Nullpunkt gehende Gerade mit geringer Steigung ergeben. Daher liefert die Beziehung (3.2.4.8) nur für sehr große x eine mit der Berechnung nach (3.2.4.7) übereinstimmende Abhängigkeit der "Dissipation" χ .

3.2.5 Skewness und Flatness der Temperatursignale

Im Abschnitt 3.2.3 wurde bereits festgestellt, daß die Verteilungsdichtefunktionen der Temperatursignale in der Nähe des Düsenblocks, aber auch bei größeren Abständen zumindest in den Randbereichen der Temperaturstörung stark von der GAUSS'schen Normalverteilungsdichte abweichen. Daher ist zu erwarten, daß die in Abschnitt 1.3 eingeführten Kenngrößen der Verteilungsdichte, Skewness und Flatness, auch von den für die Normalverteilungsdichte errechneten Werten $S = 0$ und $F = 3$ abweichen. Dies soll im folgenden näher untersucht sowie ein Vergleich mit den Kenngrößen der Geschwindigkeitssignale durchgeführt werden.

Der radiale Verlauf von Skewness und Flatness der Temperatur- und Geschwindigkeitssignale ist für je zwei axiale Positionen in den beiden folgenden Abbildungen (Abb. 3.2.5.1 und Abb. 3.2.5.2) wiedergegeben, der axiale Verlauf in Abb. 3.2.5.3. Die radialen Profile von Skewness und Flatness der Geschwindigkeitssignale zeigen nur geringfügige Änderungen über den Querschnitt. In axialer Richtung geht der Skewnessfaktor langsam von kleinen positiven Werten ($S \approx 0,05$ bei $x/d = 12$) zu ebenfalls kleinen negativen Werten ($S = -0,15$ bei $x/d = 61$) über. Ebenso ändert sich der Flatnessfaktor in axialer Richtung nur unwesentlich von $F = 3,0$ auf $F = 2,8$.

Im Gegensatz hierzu ändern sich die Skewness- und Flatnessfaktoren der Temperatursignale in radialer und axialer Richtung beträchtlich. Hiervon ausgenommen ist der Flatnessfaktor entlang der Achse des Einspritzkanals (Abb. 3.2.5.3). Die Minima bzw. Maxima der radialen Profile von Skewness und Flatness zeigen zweierlei: Zum einen dehnen sie sich in radialer Richtung mit zunehmender Entfernung aus, zum andern steigen die Absolutwerte dieser Faktoren mit größerem Abstand vom Düsenblock ebenfalls an. Die Extrema dieser Profile können als Maß für die tatsächliche Ausbreitung der Temperaturstörung angesehen werden. Mit dieser Festlegung ergibt sich, daß eine Störung in einer axialen Entfernung $x/d = 100$ vom Entstehungsort auf etwa das Fünffache des ursprünglichen Durchmessers angewachsen ist.

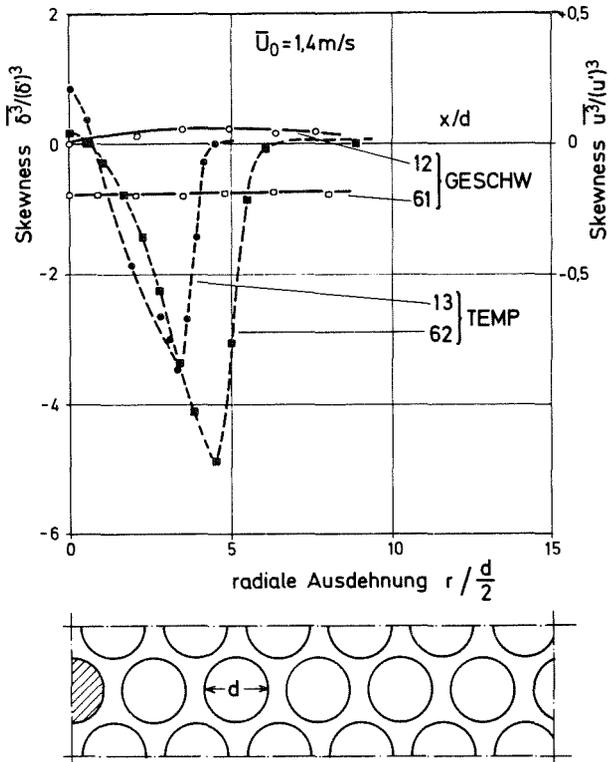


Abb. 3.2.5.1

Radiale Ausdehnung des Skewnessfaktors

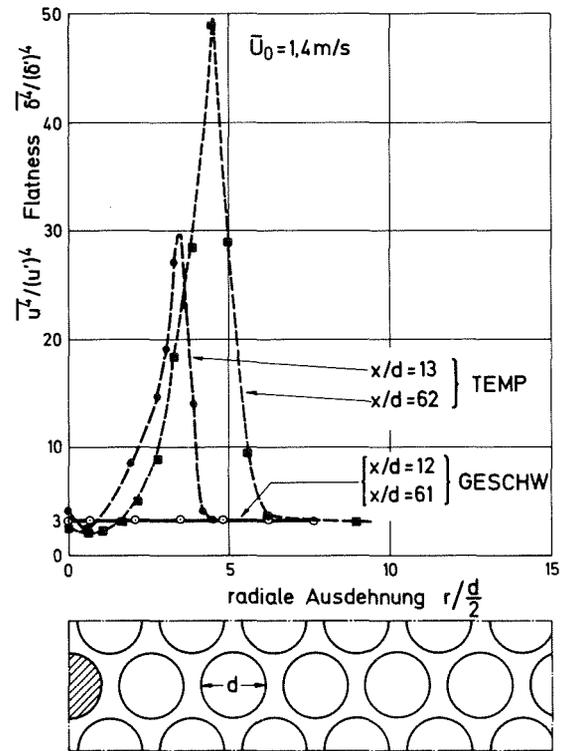


Abb. 3.2.5.2

Radiale Ausdehnung des Flatnessfaktors

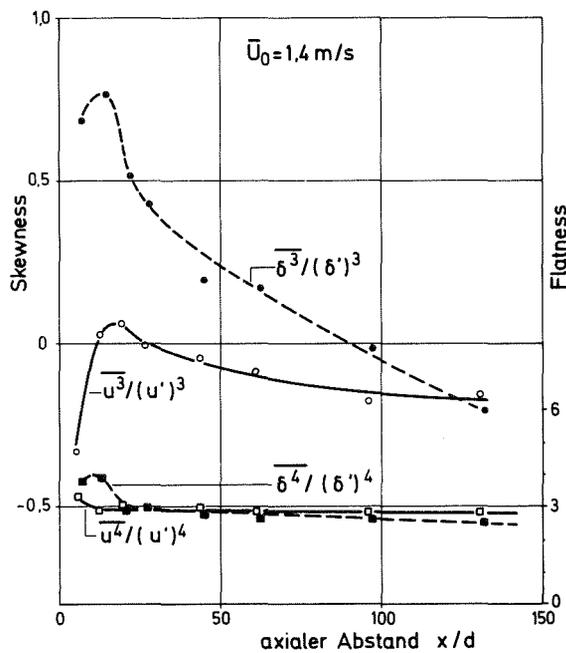


Abb. 3.2.5.3 Axialer Verlauf der Skewness- und Flatnessfaktoren von Geschwindigkeit und Temperatur in Strahlmitte

Die hier ermittelten erheblichen Änderungen der Absolutwerte dieser Faktoren, vor allem des Flatnessfaktors, lassen diese als geeignete Indikatoren zur Detektion einer Temperaturstörung erscheinen. Allerdings muß einschränkend darauf hingewiesen werden, daß der jeweilige Meßwert sehr stark von der radialen Meßposition abhängig ist und insbesondere in Strömungsrichtung hinter der Störungsmittle keine Veränderungen gegenüber dem ungestörten Fall erkannt werden.

3.3 Temperaturfeld bei wandnaher Temperaturstörung

Zur Untersuchung des Wandeinflusses auf die Ausbreitung einer Temperaturstörung wurde in einem Abstand von $r/D = 0,3$ von der Rohrachse warmes Wasser durch einen Seitenkanal des Düsenblocks in die Teststrecke eingegeben. Die hierzu durchgeführten Messungen sind in Tab. 3.1.2 aufgelistet. Bei den Messungen in der Nähe des Düsenblocks ($x/d < 15$) ist noch keine Beeinflussung der Temperaturstörung durch die Wand zu erwarten. Erst bei einem axialen Abstand $x/d > 15$ beginnen sich der Wandeinfluß auf das Geschwindigkeitsfeld einerseits und die Ausdehnung des Temperaturfeldes andererseits an der radialen Position $r/D \approx 0,4$ zu überlappen. In Ergänzung zu Abschnitt 3.2 sind daher die in Abb. 3.3.1 aufgetragenen Temperatur- und Intensitätsprofile im düsenblocknahen Bereich noch den Profilen bei ungestörter Strömung zuzuordnen. Unmittelbar hinter dem Düsenblock ($x/d = 2,5$) ist das Maximum des Temperaturprofils verhältnismäßig flach, während es bei $x/d = 6$ bereits eine Spitze aufweist. Der flache Verlauf bei $x/d = 2,5$ läßt darauf schließen, daß in dieser Entfernung die maximale mittlere Temperatur gegenüber der Wassertemperatur im Einspritzkanal noch nicht abgefallen ist.

Diese Annahme wird auch durch das Intensitätsprofil des Temperatursignales an der axialen Position $x/d = 2,5$ bestätigt (Abb. 3.3.1, rechts): Ober der Mitte des Einspritzkanals sind praktisch noch keine Temperaturschwankungen meßbar, d.h. kalte Wirbel aus der umgebenden Strömung sind noch nicht bis in das Zentrum des heißen

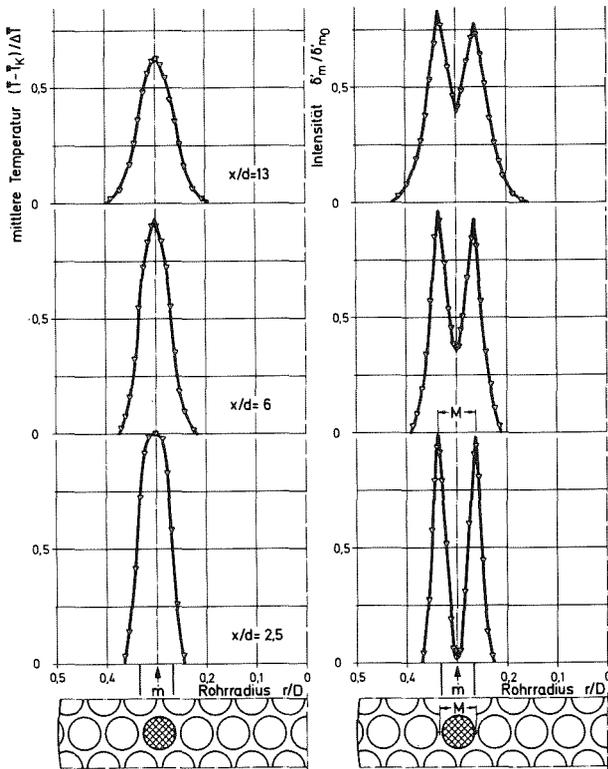


Abb. 3.3.1

Temperatur- (links) und Intensitätsprofile (rechts) bei wandnaher Temperaturstörung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

Strahls vorgedrungen. Eine weitere bemerkenswerte Information ist aus dem Abstand der Maxima des Intensitätsprofils zu entnehmen: Er stimmt in der Nähe des Düsenblocks (etwa bis $x/d \approx 20$) mit dem Mittenabstand M zweier Einspritzkanäle überein. Das Maximum liegt in der Mitte zwischen zwei benachbarten Kanälen. Dort treten also die Temperaturschwankungen mit den größten Amplituden auf. Diese Grenze ist auch dann noch feststellbar, wenn das Geschwindigkeitsprofil keine Einzelstrahlen mehr erkennen läßt. Erst für axiale Abstände $x/d > 20$ nimmt der Abstand der Maxima langsam zu.

Die durch den Wandeinfluß bedingten Änderungen der Temperatur- und Intensitätsprofile sind in den Abbn. 3.3.2 und 3.3.3 für verschiedene Entfernungen vom Düsenblock dargestellt. Die durchgezogenen Linien gehören zu einem Fahrstrahl des Meßfühlers von der Teststreckenachse über die Achse des Einspritzkanals zur Wand, entsprechend einem Winkel α von 0° bzw. 180° um die Achse des Einspritzkanals. Weitere Profilmessungen wurden in den Richtungen $\alpha = 90^\circ$ und 135° durchgeführt. Sie sind durch die Symbole ∇ bzw. \blacktriangledown gekennzeichnet. Die Temperaturprofile lassen erkennen, daß der Wandeinfluß sich erst in sehr großen Entfernungen vom Düsenblock bemerkbar macht. Selbst bei einer Entfernung $x/d = 128$, bei welcher sich der Wandeinfluß auf das Geschwindigkeitsfeld bis zu einem Bereich von $r/D \approx 0,3$, also bis zur Einspritzachse, bemerkbar macht, ist die Symmetrie des Temperaturprofils noch wenig gestört. Das wandnahe Maximum des Intensitätsprofils ist allerdings bereits nahezu abgebaut, bzw. das Intensitätsmaximum aufgefüllt. Dies weist auf eine verstärkte Diffusion

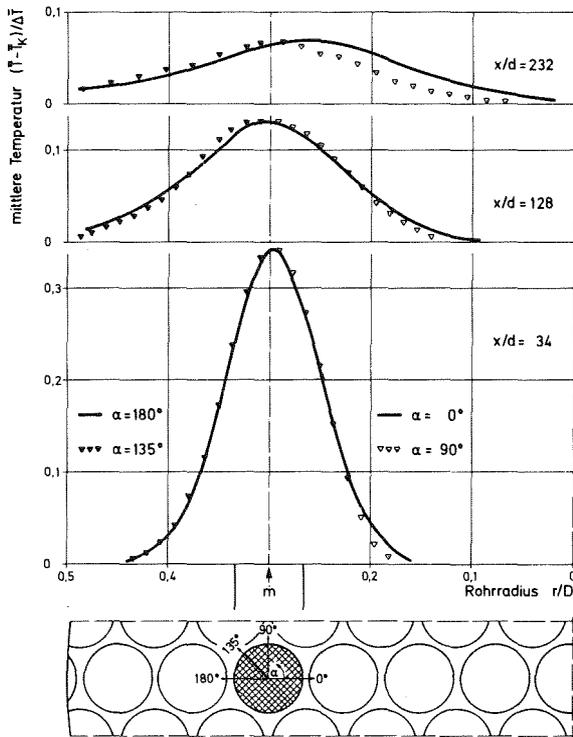


Abb. 3.3.2
Vergleich der Temperaturprofile
 verschiedener Richtung bei wand-
 naher Temperaturstörung,
 $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

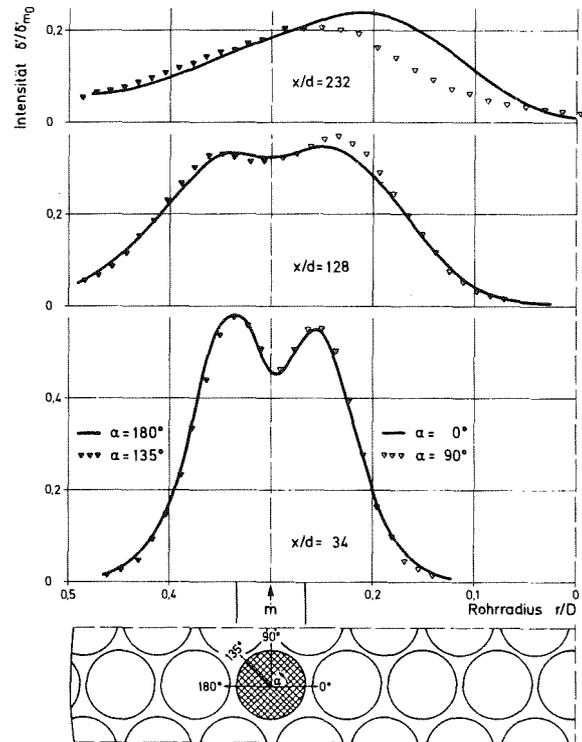


Abb. 3.3.3
Vergleich der Intensitätsprofile
 verschiedener Richtung bei wand-
 naher Temperaturstörung,
 $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

der Temperaturwirbel in diesem Bereich hin. Erst bei der großen Entfernung $x/d = 232$ wird auch das Temperaturprofil stark unsymmetrisch. Das Maximum wandert von der Wand weg in Richtung Teststreckenachse. Dem entspricht ein ähnliches Verhalten des Intensitätsmaximums. Die Profile für $\alpha = 90^\circ$ und $\alpha = 135^\circ$ weisen nur graduelle Abweichungen von den beiden Grenzfällen $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 180^\circ$ auf. Als Fazit dieser Messungen kann daher festgehalten werden, daß die Störung des Geschwindigkeitsfeldes durch die Wand zu einer verstärkten Diffusion der Temperaturwirbel und damit zu einer verstärkten Ausbreitung der Temperaturstörung in Richtung der Teststreckenachse führt.

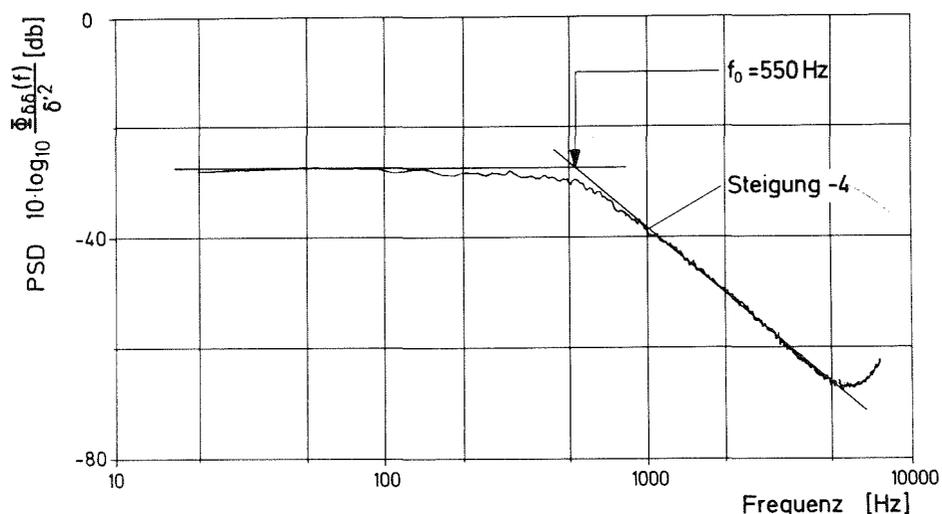


Abb. 3.3.4 PSD eines Temperatursignales unmittelbar hinter dem Düsenblock, $x/d = 2,5$, $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

Die Analyse der statistischen Kennfunktionen und Kenngrößen der entsprechend Tab. 3.1.2 gemessenen Temperatursignale sei auf wenige charakteristische Sonderfälle beschränkt, da der Wandeinfluß sich bei dem gewählten Einspritzkanal erst in großer Entfernung vom Düsenblock voll auswirkt. Zuerst sei noch das Leistungsdichtespektrum unmittelbar hinter dem Düsenblock betrachtet (Abb. 3.3.4): Man erhält ein nahezu konstantes Spektrum ("weißes Rauschen") bis zu einer Frequenz $f_{gr} \approx 550$ Hz. Danach fällt das Spektrum sofort mit einer Steigung -4 ab, d.h. die in größerer Entfernung vom Düsenblock stets vorhandene Steigung -2 konnte hier nicht nachgewiesen werden. Dies gilt über die gesamte radiale Ausdehnung des Intensitätsprofils bei $x/d = 2,5$.

Bei der Entfernung $x/d = 232$, also im Bereich mit ausgeprägtem Wandeinfluß sind zwei Merkmale besonders hervorzuheben (Abb. 3.3.5):

- Die Eckfrequenzen der an mehreren radialen Positionen aufgetragenen Leistungsdichtespektren liegen wesentlich höher als diejenigen, die bereits bei geringerer Entfernung ($x/d = 92$, Abb. 3.2.3.8) ohne Wandeinfluß gemessen wurden.
- Nimmt man entsprechend Abb. 3.3.3 für $x/d = 232$ die Lage des Intensitätsmaximums (δ'_{max}) bei $r/D = 0,2$ an, so zeigt das hierzu gehörige Spektrum (im Gegensatz zu den Messungen mit Einspritzung Zentralkanal) bei δ'_{max} die höchste Eckfrequenz.

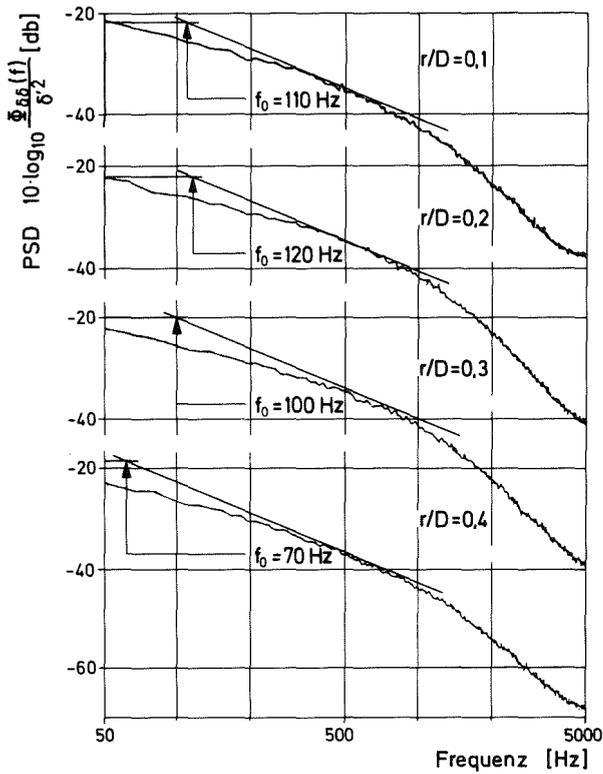


Abb. 3.3.5

PSD der Temperatursignale bei wandnaher Temperaturstörung, $x/d = 232$; $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß infolge der durch den Wandeinfluß bedingten stärkeren Diffusion auch bei verhältnismäßig flachen Temperaturprofilen noch Wirbel mit stark unterschiedlichen Temperaturen aufeinander treffen.

Außer dem Wandeinfluß auf Temperatur- und Intensitätsprofile sowie auf den Verlauf der Spektren ist die Änderung der Skewness und Flatnessprofile in Wandnähe noch von besonderem Interesse (Abb. 3.3.6). Während im ungestörten Bereich der Strömung (kleine x/d und Bereiche in Richtung Rohrmitte ($\alpha = 0^\circ$) bei größeren x/d) die charakteristische starke Erhöhung beider Kenngrößen zu beobachten ist, wird der Anstieg dieser Faktoren durch den Wandeinfluß stark abgeschwächt. Dies läßt sich auch schon für dazwischenliegende Meßrichtungen ($\alpha = 90^\circ$ und $\alpha = 135^\circ$) in etwas verringertem Maße erkennen.

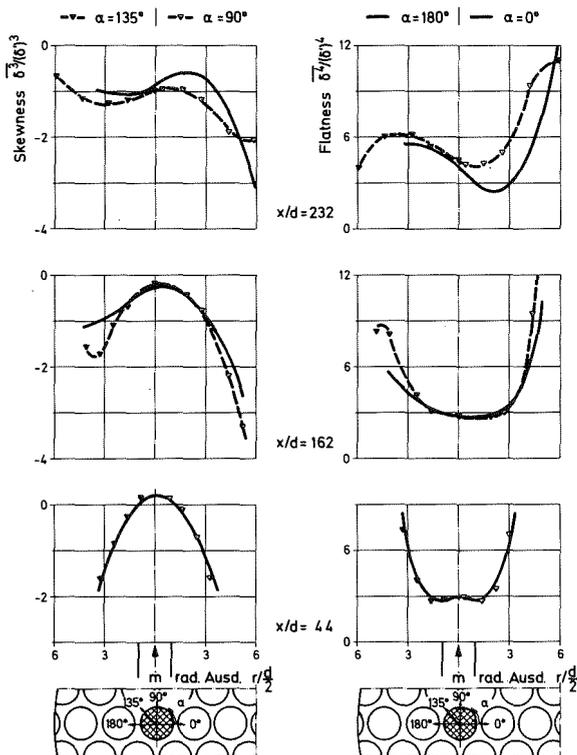


Abb. 3.3.6

Vergleich von Skewness und Flatness verschiedener Richtung bei wandnaher Temperaturstörung, $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s

3.4 Temperaturfeld bei gestörter Strömung

In Ergänzung zu den bisher betrachteten Messungen in ungestörter Strömung wurden noch weitere Untersuchungen zur Ausbreitung von Temperaturstörungen hinter einem Düsenblock durchgeführt, bei denen ein im Vergleich zu den Nachbarkanälen veränderter Massenstrom eingestellt wurde. Diese Messungen sind zunächst von grundsätzlichem Interesse, haben aber auch hinsichtlich der Detektion von Blockaden am Austritt eines Brennelementes einen realen Hintergrund. Liegt nämlich die Blockade näher zum Bündelaustritt hin, so reicht die verbleibende Bündellänge zur Vergleichsmäßigung des Strömungsprofils nicht mehr aus. Hinter der Blockade wird ein geringerer Massenstrom in Strömungsrichtung vorhanden sein. Zunächst sollen daher Messungen bei halbiertes Einspritzung im Zentralkanal entsprechend Tabelle 3.1.3 betrachtet werden.

Abb. 3.4.1 und Abb. 3.4.2 zeigen einen Vergleich der Temperatur- und der Intensitätsprofile bei gestörter und ungestörter Strömung. In beiden Fällen betrug der Temperaturunterschied zwischen der Wassertemperatur im Einspritzkanal und den Nachbarkanälen $\Delta \bar{T} = 10 \text{ K}$. Bei halber Einspritzmenge besitzt die Strömung daher auch nur die halbe Energie. Dies hat im Vergleich zum ungestörten Fall kleinere Werte der maximalen mittleren Temperatur entlang der Rohrachse zur Folge, da die radiale Ausdehnung des Temperaturprofils in beiden Fällen etwa gleich ist (Abb. 3.4.1). Die auf den maximalen Intensitätswert unmittelbar hinter dem Düsenblock bezogenen Intensitätsprofile weisen ebenfalls geringere Amplituden auf (Abb. 3.4.2). Sie lassen jedoch eine etwas vergrößerte radiale Ausdehnung erkennen. Diese verstärkt sich gegenüber dem ungestörten Fall, wenn überhaupt, dann nur unwesentlich. Berücksichtigt man die Glättung der Turbulenzintensität mit zunehmendem axialen Abstand auch bei halber Einspritzmenge (Abb. 2.3.3), so wird dieses Ergebnis verständlich, da die für die Diffusion wesentliche Turbulenzintensität sich ab etwa $x/d > 50$ nur noch geringfügig von derjenigen bei ungestörter Strömung unterscheidet.

Diese Überlegung wird auch durch ein weiteres Experiment bestätigt. Entsprechend Tab. 3.1.4 wurden Messungen mit halber und doppelter

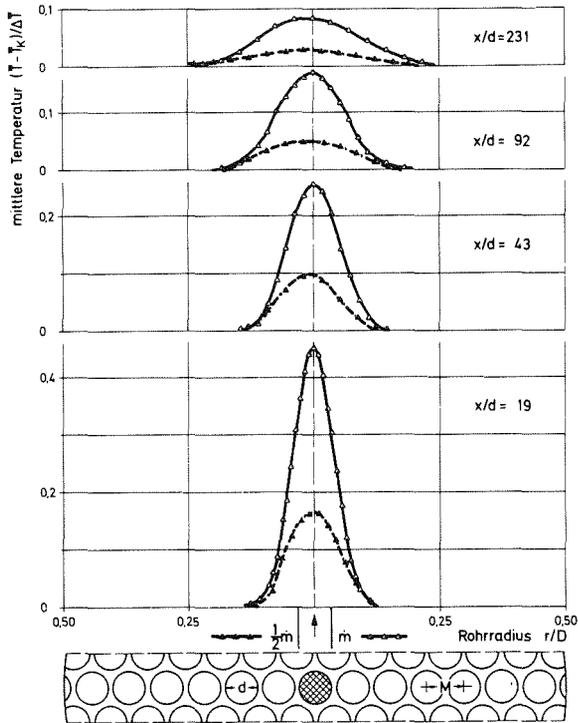


Abb. 3.4.1

Temperaturprofile bei gestörter und ungestörter Strömung in Rohrmitte, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

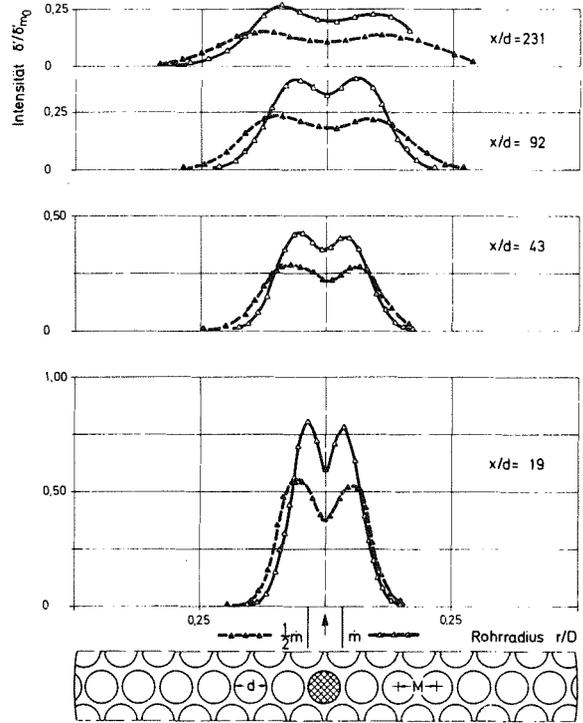


Abb. 3.4.2

Intensitätsprofile bei gestörter und ungestörter Strömung in Rohrmitte, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

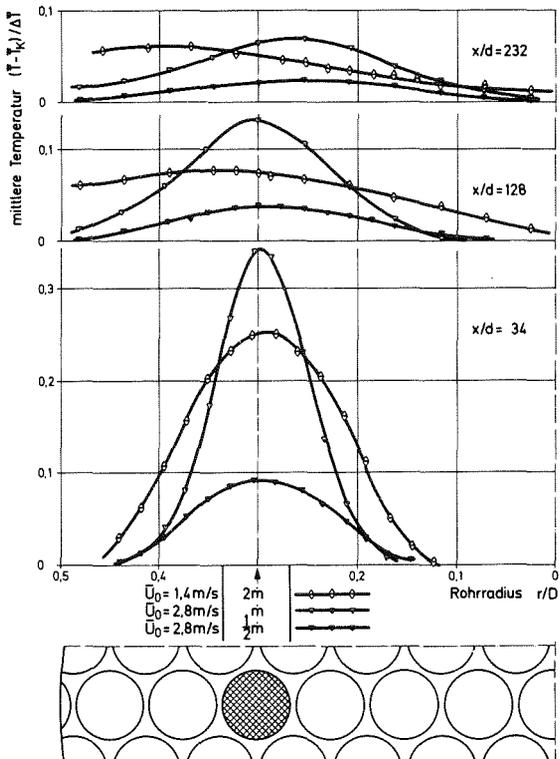


Abb. 3.4.3

Temperaturprofile bei gestörter und ungestörter Strömung in Wandnähe

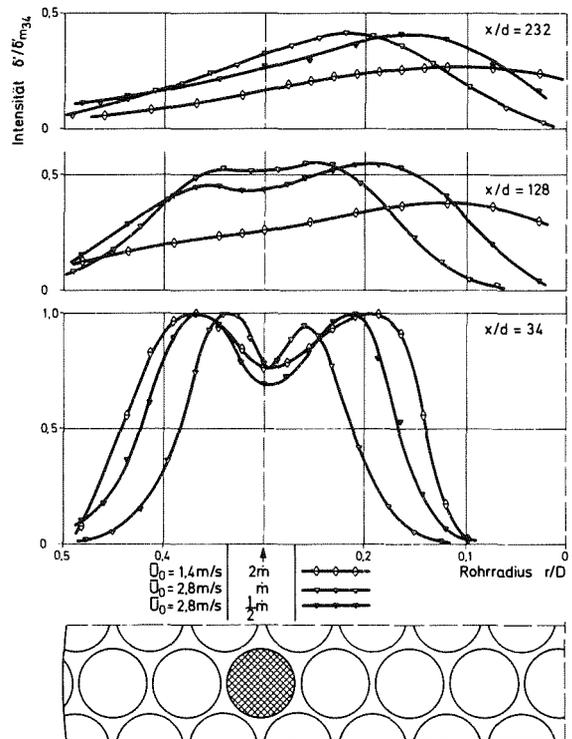


Abb. 3.4.4

Intensitätsprofile der Temperatursignale bei gestörter und ungestörter Strömung in Wandnähe

Einspritzung im Seitenkanal durchgeführt. In Abb. 3.4.3 und 3.4.4 ist wieder ein Vergleich der Temperatur- und Intensitätsprofile bei gestörter und ungestörter Strömung gegeben. Die Temperaturprofile bei halber und voller Einspritzmenge zeigen das oben genannte Verhalten:

- Kleinere mittlere Temperatur bei halber Einspritzmenge.
- Nahezu gleiche radiale Ausdehnung des Temperaturprofiles wie im Fall ungestörter Strömung.

Bei doppelter Einspritzmenge lassen sich folgende Unterschiede zum Temperaturprofil bei ungestörter Strömung feststellen:

- Kleineres Maximum der mittleren Temperatur.
- Größere radiale Ausdehnung des Temperaturprofiles.
- Verschiebung des Temperaturmaximums zur Wand hin bei größeren Entfernungen vom Düsenblock (Wandeinfluß).

Besonders deutlich können die Auswirkungen einer gestörten Strömung jedoch an den Intensitätsprofilen der Temperatursignale betrachtet werden. Da keine Intensitätsmessungen unmittelbar hinter dem Düsenblock vorgenommen wurden, ist in Abb. 3.4.4 im Unterschied zu allen vorhergehenden Intensitätsprofilen die Normierung mit den Maximalwerten bei $x/d = 34$ (δ'_{m34}) durchgeführt. Alle bei halber Einspritzmenge im Zentralkanal erhaltenen Ergebnisse werden bestätigt:

- Gleiche Abschwächung des Intensitätsmaximums wie bei ungestörter Strömung in größerer Entfernung vom Düsenblock.
- Stärkere radiale Ausdehnung des Intensitätsprofiles in der Nähe des Düsenblocks, zusätzliche Ausdehnung bei größeren Entfernungen vergleichbar mit derjenigen bei ungestörter Strömung.

Im Falle doppelter Einspritzmenge zeigt das Intensitätsprofil folgendes Verhalten im Vergleich zur ungestörten Strömung:

- Weitergehende Abschwächung des Intensitätsmaximums auch in größerer Entfernung vom Düsenblock.
- Weiter zunehmende radiale Ausdehnung des Intensitätsprofils auch in größerer Entfernung vom Düsenblock.

Hieraus kann geschlossen werden, daß die durch eine Erhöhung der Einspritzmenge bewirkte Störung des Geschwindigkeitsfeldes lang-

samer abgebaut wird, d.h. in größerer Entfernung vom Düsenblock ($x/d > 50$) noch vorhanden sein muß, als eine durch Verringerung der Einspritzmenge bewirkte Störung.

Von einer weiteren Analyse der statistischen Kennfunktionen und -größen bei gestörter Strömung soll hier abgesehen werden. Grundsätzlich kann sie in der gleichen Weise erfolgen wie im ungestörten Fall. Die Berücksichtigung eines inhomogenen Geschwindigkeitsfeldes auch in größerer Entfernung vom Düsenblock bedingt jedoch zusätzlichen Aufwand bei der Auswertung und bei der Beschreibung der Ausbreitungsvorgänge.

3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Temperaturmessungen

Zur Untersuchung des Temperaturfeldes hinter dem Düsenblock wurden Messungen der Temperatursignale bei den beiden Geschwindigkeiten $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s und $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s durchgeführt. Zur Erzeugung der Temperaturstörung wurde einmal warmes Wasser durch den Zentralkanal, zum anderen durch einen Seitenkanal des Düsenblocks in die Teststrecke eingespritzt. Zusätzlich wurde durch Halbierung und Verdoppelung der Einspritzmenge eine Störung des Geschwindigkeitsfeldes erzeugt. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Temperaturmessungen und deren Analyse seien wie folgt zusammengefaßt:

1. Das Temperaturfeld hinter dem Düsenblock erweist sich als stark anisotrop.
2. Der Abfall der maximalen mittleren Temperatur \bar{T}_m und der maximalen Intensität der Temperatursignale δ'_m in ungestörter Strömung hinter dem Düsenblock kann ab einem bestimmten Abstand ($x/d > 5$ für \bar{T}_m , $x/d > 20$ für δ'_m) durch ein Potenzgesetz beschrieben werden.
3. Die mittlere Temperatur \bar{T}_m schwächt sich stärker ab als die Intensität δ'_m ($\bar{T}_m \sim x^{-0,6}$, $\delta'_m \sim x^{-0,5}$). Die Exponenten sind von der Strömungsgeschwindigkeit unabhängig.
4. Die Amplitudenverteilungsdichte unterscheidet sich im gesamten Bereich der Temperaturstörung von der GAUSS'schen Normalverteilung.

5. Analog zu den Leistungsdichtespektren der Geschwindigkeitssignale können auch die spektralen Leistungsdichten der Temperatursignale in einem unteren Frequenzbereich durch ein Dämpfungsglied erster Ordnung mit der Eckfrequenz f_0 beschrieben werden. Ebenso weisen die Temperaturspektren oberhalb einer Frequenz f_{gr} einen Abfall -4 auf. Ausnahmen hiervon gibt es in unmittelbarer Nähe des Düsenblocks und am Rande der Temperaturstörung.
6. Die Integrale Turbulenzlänge L_δ ist umgekehrt proportional zur Eckfrequenz f_0 der Leistungsdichtespektren. L_δ steigt an der Stelle des Intensitätsmaximums nach einem Potenzgesetz an.
7. Die für isotrope Turbulenz geltende Beziehung
$$L_f/L_\delta = \lambda_f/\lambda_\delta = \sqrt{Pr}$$
wird durch die Messungen nur in grober Annäherung bestätigt.
8. Es wird ein Abschwächungsgesetz der "Dissipation" der Temperaturwirbel an der Stelle des Intensitätsmaximums abgeleitet, das möglicherweise als Approximation der "Dissipation" der Temperaturwirbel in der gesamten Teststrecke verwendet werden kann.
9. Skewness und Flatness der Temperatursignale erweisen sich als besonders sensitive Indikatoren für die Randgebiete einer Temperaturstörung.
10. In einer gestörten Strömung tritt eine stärkere radiale Ausdehnung des Intensitätsprofils bei gleichzeitiger stärkerer Abschwächung der Intensität mit zunehmender Entfernung vom Düsenblock. Dies ist die Folge erhöhter Diffusion in der gestörten Strömung, wie sie in ähnlicher Weise durch den Wandeinfluß bewirkt wird.

4. Modellvorstellung

Die in den vorangehenden Kapiteln analysierten Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen lassen erkennen, daß sich die charakteristischen Kennfunktionen und -größen des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes in der Teststrecke hinter dem Düsenblock häufig durch einfache Gesetzmäßigkeiten (Potenzgesetze) zumindest mit guter Näherung beschreiben lassen. Es ist daher naheliegend zu überprüfen, ob die in den Experimenten festgestellten Ausbreitungsvorgänge von Temperaturstörungen gegebenenfalls durch einfache Modellgesetze beschrieben werden können. Aufgrund der Meßergebnisse erscheint für eine erste Näherung die Annahme eines isotropen Geschwindigkeitsfeldes möglich, auch wenn hiervon teilweise Abweichungen auftreten. Im folgenden soll daher versucht werden, auf den Meßergebnissen aufbauend, Modellgesetze für die radiale und axiale Ausbreitung der mittleren Temperatur und der Intensität der Temperaturschwankungen zu entwickeln.

4.1 Berechnung der Ausbreitung der mittleren Temperatur

Ausgangspunkt für die Berechnung des axialen und radialen Verlaufs der mittleren Temperatur ist die Wärmebilanz eines Probekörpers mit einer von der Zeit und vom Ort unabhängigen Temperaturleitfähigkeit α und einer mit F_T bezeichneten inneren Wärmequelle. Dies führt zu einer Differentialgleichung vom Typ der Wärmeleitungsgleichung mit einer zusätzlichen, die Transportgeschwindigkeit U_j enthaltenden Größe:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \cdot \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \cdot \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + F_T \quad (4.1.1)$$

Für die weitere Untersuchung dieser Gleichung werden Temperatur und Geschwindigkeit entsprechend der bisherigen Darstellung (Abschn. 1.3) in zeitlich gemittelte Anteile \bar{T} und \bar{U}_j und in Schwankungsanteile $\delta(t)$ und $u_j(t)$ aufgespalten:

$$T = \bar{T} + \delta(t) \quad (1.3.14)$$

bzw.

$$U_i = \bar{U}_i + u_i(t) \quad (4.1.2)$$

Unter Verwendung eines kartesischen Koordinatensystems seien die Komponenten der Geschwindigkeit in die drei Richtungen wie folgt bezeichnet:

$$\begin{array}{l} \text{mittlere Geschwindigkeit} \\ \text{Schwankungsgeschwindigkeit} \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \bar{U}_1 = \bar{U}, \\ u_1(t) = u(t) \end{array} \right\} \text{ in } x_1 = x\text{-Richtung}$$

$$\begin{array}{l} \text{mittlere Geschwindigkeit} \\ \text{Schwankungsgeschwindigkeit} \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \bar{U}_2 = \bar{V}, \\ u_2(t) = v(t) \end{array} \right\} \text{ in } x_2 = y\text{-Richtung}$$

$$\begin{array}{l} \text{mittlere Geschwindigkeit} \\ \text{Schwankungsgeschwindigkeit} \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} \bar{U}_3 = \bar{W}, \\ u_3(t) = w(t) \end{array} \right\} \text{ in } x_3 = z\text{-Richtung}$$

Bei der hier betrachteten Rohrteststrecke hinter dem Düsenblock wird die Hauptströmungsrichtung in x-Richtung angenommen, d.h. es existiert nur eine mittlere Geschwindigkeit \bar{U} , während \bar{V} und \bar{W} verschwinden. Demgegenüber existieren Schwankungsgeschwindigkeiten in allen drei Richtungen.

Weiterhin sei angenommen, daß in der Teststrecke keine zusätzliche Wärmequelle berücksichtigt werden muß, d.h., daß $F_T = 0$ gesetzt werden kann. Diese Annahme schließt auch ein, daß die infolge von Dissipation der Geschwindigkeitswirbel vorhandene interne Energiequelle vernachlässigbar klein ist.

Mit den getroffenen Annahmen geht (4.1.1) dann über in:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\bar{T} + \delta(t)] + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} [\bar{T} + \delta(t)] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \{ \bar{T} + \delta(t) \} \right] - u_i(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{T} + \delta(t)] \quad (4.1.3)$$

bzw. nach Durchführung der zeitlichen Mittelung

$$\bar{U} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \bar{T} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{T} \right] - \overline{u_i(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} [\delta(t)]}$$

Wasser ist ein inkompressibles Medium. Daher gilt nach der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(t)] = 0 \quad \text{und damit auch} \quad \delta(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(t)] = 0$$

Dies ermöglicht die Umformung

$$\overline{u_i(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} [\delta(t)]} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} \right] \quad (4.1.4)$$

so daß (4.1.1) auch in der Form

$$\overline{U \cdot \frac{\partial}{\partial x} T} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} T - \overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} \right] \quad (4.1.4)$$

angegeben werden kann. Dies stellt die Ausgangsgleichung für das gesuchte Modell dar, eine Differentialgleichung für die mittlere Temperatur \overline{T} mit zusätzlichen Gliedern für die Korrelation zwischen den vektoriellen Geschwindigkeits- und den skalaren Temperaturschwankungen. Eine Messung dieser Korrelationsgrößen ist grundsätzlich möglich und wurde auch bereits im Windkanal erfolgreich durchgeführt /44/. Bei Wasser als Strömungsmedium treten zusätzliche meßtechnische Probleme auf, die im Rahmen dieser Arbeit nicht gelöst werden konnten. Infolgedessen liegen für die Strömung hinter dem Düsenblock keine Korrelationsmessungen vor. Diese Schwierigkeit läßt sich aber mit einem geeigneten Modellansatz umgehen, analog dem Gradientenansatz vom BOUSINNESQ für den Wirbel austausch im Geschwindigkeitsfeld (HINZE, S. 30).

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} = -\alpha_E \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{T} \quad (4.1.5)$$

Dabei bedeutet α_E in Analogie zur molekularen Diffusionskonstanten α einen den turbulenten Austausch in der Strömung charakterisierende Diffusionskoeffizienten. Aus den Geschwindigkeitsmessungen in der Rohrteststrecke hinter dem Düsenblock ging hervor, daß bei ungestörter Strömung nur in wandnahen Zonen radiale Gradienten der mittleren Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität auftreten. Dies berechtigt zu der Annahme, daß α_E von der radialen Position unabhängig ist. Demgegenüber weist hauptsächlich die Turbulenzintensität in x-Richtung einen Gradienten auf, weshalb eine axiale Abhängigkeit der Diffusionsgröße des Temperaturfeldes, also $\alpha_E = \alpha_E(x)$ anzunehmen ist. Mit dieser Annahme und dem Ansatz (4.1.5) erhält man aus (4.1.4):

$$\overline{U \cdot \frac{\partial}{\partial x} T} = \frac{d}{dx} [\alpha + \alpha_E(x)] \cdot \frac{\partial}{\partial x} T + [\alpha + \alpha_E(x)] \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} T$$

In Abschnitt 2.2.1 wurde bereits die hier maßgebende Transportgeschwindigkeit \bar{U}_m eingeführt. Ist diese Geschwindigkeit ausreichend groß, so ist das erste Glied auf der rechten Seite dieser Gleichung gegenüber dem Konvektionsterm auf der linken Seite vernachlässigbar. Weiter kann für größere Entfernungen (etwa $x > 5d$)

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \bar{T} < \frac{\partial^2}{\partial y^2} \bar{T} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{T} \quad (4.1.6)$$

gesetzt werden. Damit ergibt sich folgende einfache Modellgleichung für \bar{T} :

$$\bar{U}_m \cdot \frac{\partial}{\partial x} \bar{T} = [\alpha + \alpha_E(x)] \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} \bar{T} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \bar{T} \right) \quad (4.1.7)$$

bzw. in Zylinderkoordinaten:

$$\bar{U}_m \cdot \frac{\partial}{\partial x} \bar{T} = [\alpha + \alpha_E(x)] \cdot \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} \bar{T} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \bar{T} \right) \quad (4.1.8)$$

Bei den weiteren Betrachtungen kann die molekulare Wärmeleitung α von Wasser vernachlässigt werden, da sie im Vergleich zum turbulenten Austausch um wenigstens zwei Größenordnungen kleiner ist. In Analogie zur Diffusion von Gasen kann dann für die noch verbleibende turbulente Austauschgröße $\alpha_E(x)$ folgender Ansatz aufgestellt werden (HINZE, S. 34):

$$\alpha_E(x) = v' \cdot L_L$$

Dabei ist L_L die in einem (sich mit der mittleren Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung mitbewegenden) LAGRANGESchen Koordinatensystem angegebene Integrale Turbulenzlänge. Bei isotroper Strömung kann in guter Näherung

$$L_L \sim L_f$$

gesetzt werden. Außerdem gilt in diesem Fall

$$u' = v' = w' \quad (4.1.9)$$

Die Tatsache, daß die Strömung hinter dem Düsenblock nicht vollständig isotrop ist, kann dadurch näherungsweise berücksichtigt werden, daß anstelle der Isotropiebedingung (4.1.9)

$$u' \sim v'$$

angenommen wird. Da der Verlauf von u' und L_f aus den Geschwindigkeitsmessungen bekannt ist, für beide Größen ergab sich ein Potenzgesetz in x , erhält man schließlich unter Einführung eines Proportionalitätsfaktors A^* als Ansatz für die turbulente Austauschgröße in der Teststrecke

$$\alpha_E(x) = A^* \cdot x^{n-1} \quad (4.1.10)$$

eine erstmals von BREMHORST /45/ angegebene Beziehung. Der Exponent n kann unter Verwendung der aus den Geschwindigkeitsmessungen ermittelten Exponenten $(n_1)/2$ für u' und m für L_f berechnet werden. Man erhält:

$$n-1 = -(n_1)/2 + m \quad (4.1.11)$$

Für die Wärmeleitungsgleichung (4.1.8) wird bei konstantem Koeffizienten α in der Literatur /46/ eine geschlossene Lösung angegeben. Eine geschlossene Lösung existiert aber auch im Fall, daß $\alpha(x)$ einem Potenzgesetz folgt. Diese ergibt sich mit (4.1.10) und der Randbedingung $\bar{T}(r \rightarrow D/2) = \bar{T}_K$ für $x/d > 5$ zu:

$$\bar{T} = \bar{T}_K + \Delta\bar{T} \cdot \frac{S \cdot n}{4 \cdot \pi \cdot A^* \cdot x^n} \cdot e^{-\frac{\bar{U}_m \cdot n}{4A^* \cdot x^n} \cdot r^2}$$

bzw. in normierter Form mit $A = A^* \cdot d^n$

$$\frac{\bar{T} - \bar{T}_K}{\Delta\bar{T}} = \frac{S \cdot n}{4 \cdot \pi \cdot A \cdot (x/d)^n} \cdot e^{-\frac{\bar{U}_m \cdot n \cdot D^2}{4A \cdot (x/d)^n} \cdot \left(\frac{r}{D}\right)^2} \quad (4.1.12)$$

In (4.1.12) bedeutet

$$S = \dot{m} / \rho_F$$

der Volumenstrom der Störquelle ($\rho_F \hat{=}$ spezifische Dichte des Fluids). Diese Größe sowie die übrigen Parameter lassen sich mit Ausnahme der Konstanten A und des Exponenten n anhand der Teststreckengeometrie und der eingestellten Versuchsbedingungen angeben. Der Exponent n läßt sich aus (4.1.11) bestimmen. A kann aus einer zusätzlichen Temperaturmessung ermittelt werden. Mit dieser

im Rahmen der Modellüberlegungen abgeleiteten Beziehung (4.1.12) kann daher der Verlauf der mittleren Temperatur in der gesamten Teststrecke mit Ausnahme der unmittelbaren Nähe des Düsenblocks angegeben werden. Man erkennt, daß das radiale Temperaturprofil für Entfernungen $x/d > 5$ vom Düsenblock eine GAUSSsche Glockenkurve darstellt. Weiterhin erhält man für die Abschwächung der maximalen mittleren Temperatur die einfache Beziehung

$$\frac{\bar{T}_m - \bar{T}_K}{\Delta \bar{T}} = \frac{S \cdot n}{4 \cdot \pi \cdot A} \cdot \left(\frac{x}{d}\right)^{-n} \quad (4.1.13)$$

Eine erste Bestätigung des Modells liefert folgende Überlegung: Aus den Geschwindigkeitsmessungen errechnet sich nach (4.1.11) mit $n_1 = 5/3$ (Abschnitt 2.2.2) und $m = 0,44$ (Abschnitt 2.2.4) der Exponent für die Abschwächung der maximalen mittleren Temperatur zu $n = 0,61$. Dieser Wert stimmt mit dem aus den Temperaturmessungen (Abschnitt 3.2.1) für $x/d > 5$ ermittelten Wert $n = 0,6$ ausgezeichnet überein. Zur endgültigen Bestätigung des Modells sei abschließend noch ein Vergleich der gemessenen und berechneten radialen Temperaturprofile durchgeführt. Ausgangspunkt sind die Temperaturmessungen bei ungestörter Strömung mit $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s und der Einspritzung im Zentralkanal (Tabelle 3.1.1). Außer dem eben ermittelten Exponenten $n = 0,61$ wird der Volumenstrom S benötigt. Er berechnet sich im vorliegenden Fall bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{U}_T = 4,14$ m/s und einem Kanaldurchmesser $d = 7,2$ mm nach der Beziehung

$$S = \bar{U}_T \cdot \pi \cdot d^2 / 4 \quad (4.1.14)$$

zu $S = 168.560$ mm³/s. Zur Ermittlung der Konstanten A wird der Meßwert der maximalen mittleren Temperatur $(\bar{T}_m - \bar{T}_K) / \Delta \bar{T} = 0,45$ für $x/d = 19$ herangezogen. Setzt man diese Werte in (4.1.13) ein, so erhält man $A = 3.020$ mm³/s. \bar{U}_m ist aus den Geschwindigkeitsmessungen (Abb. 2.2.1.5) in Abhängigkeit des axialen Abstandes x/d bekannt. Somit kann für $x/d > 5$ an jedem Ort der Teststrecke die mittlere Temperatur nach (4.1.12) berechnet werden. Ein Vergleich von Messung und Rechnung zeigt Abb. 4.1.1. Die gute Übereinstimmung spricht sowohl für die Qualität der Messung als auch für die Güte des Modells. Bei einem Abstand $x/d = 230$ vom Düsen-

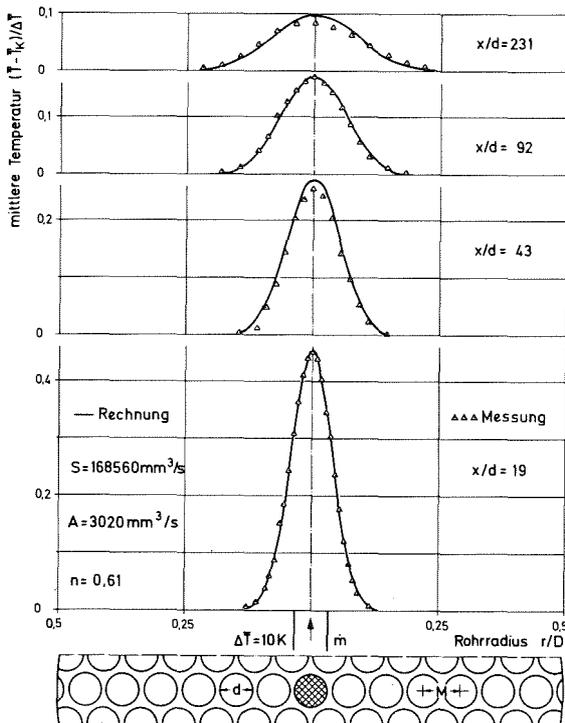


Abb. 4.1.1

Vergleich zwischen gemessenen Temperaturprofilen und Modellrechnung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

hinter dem Düsenblock von besonderem Interesse sind, soll jetzt der Versuch unternommen werden, auch hierfür ein geeignetes Modell abzuleiten.

Ausgangspunkt für die Berechnung des axialen und radialen Verlaufs der Intensität von Temperatursignalen ist wiederum die Wärmebilanz eines Probekörpers nach (4.1.1), die mit den gleichen Annahmen wie in Abschnitt 4.1 ebenfalls in der Form (4.1.3) angegeben werden kann. Multipliziert man (4.1.3) auf beiden Seiten mit $\delta(t)$, so erhält man folgende Gleichung:

$$\delta(t) \cdot \frac{\partial}{\partial t} [\bar{T} + \delta(t)] + \delta(t) \cdot \bar{U} \cdot \frac{\partial}{\partial x} [\bar{T} + \delta(t)] = \delta(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\alpha \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \{ \bar{T} + \delta(t) \} \right] - \delta(t) \cdot u_i(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{T} + \delta(t)] \tag{4.2.1}$$

block weist der Maximalwert \bar{T}_m zwar einen Unterschied von etwa 10% zwischen Rechnung und Messung auf. Es ist aber zu bedenken, daß dieser Unterschied nur etwa 1% der Temperaturdifferenz am Ursprungsort der Temperaturstörung beträgt.

4.2 Berechnung der Ausbreitung der Intensität von Temperatursignalen

Anhand des soeben entwickelten Modells kann die Ausbreitung der mittleren Temperatur mit guter Genauigkeit beschrieben werden. Da im Rahmen dieser Arbeit Ausbreitungsgesetze für die Intensität von Temperatursignalen in der Teststrecke

Mit den Umformungen

$$\delta(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x} [\delta(t)] = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial x} [\delta^2(t)]$$

$$\delta(t) \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} [\delta(t)] = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} [\delta^2(t)] - \left(\frac{\partial}{\partial x_i} [\delta(t)] \right)^2$$

$$\delta(t) \cdot u_i(t) \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} [\delta(t)] = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(t) \cdot \delta^2(t)]$$

läßt sich (4.2.1) nach einigen Rechenschritten einschließlich zeitlicher Mittelung in die Gleichung

$$\begin{aligned} \bar{u} \cdot \frac{\partial}{\partial x} [\delta^2(t)] = & \underbrace{-2 \cdot \overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{T}}_{\text{I}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} [\overline{u_i(t) \cdot \delta^2(t)}]}_{\text{II}} \\ & + \underbrace{\alpha \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} [\overline{\delta^2(t)}]}_{\text{III}} - \underbrace{2 \cdot \alpha \cdot \overline{\left(\frac{\partial}{\partial x_i} [\delta(t)] \right)^2}}_{\text{IV}} \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

überführen. Dies stellt wiederum die Ausgangsgleichung für das gesuchte Modell dar, wie sie bereits 1969 von BREMHORST /44/ angegeben wurde. Die auftretenden Größen können folgendermaßen gedeutet werden:

Die linke Seite von (4.2.2) beinhaltet den konvektiven Transport des Quadrates der Temperaturschwankungen. Das erste Glied (I) der rechten Seite stellt die Produktion von Temperaturschwankungen dar, das zweite Glied (II) berücksichtigt die Diffusion, das dritte Glied (III) die molekulare Wärmeleitung und das letzte Glied (IV) die "Dissipation" der Temperaturschwankungen. Die Hauptschwierigkeit zur Lösung dieser Gleichung besteht darin, daß auf der rechten Seite der Gleichung $\overline{\delta^2(t)}$ bzw. Ableitungen von $\overline{\delta^2(t)}$ nur in dem Ausdruck für die molekulare Wärmeleitung vorkommen. Daher sind für drei Glieder dieser Gleichung Modellansätze erforderlich. Bei der mittleren Temperatur genügte ein Modellansatz zur Approximation der Korrelationen zwischen den vektoriellen Geschwindigkeits- und den skalaren Temperaturschwankungen. Hier treten jedoch zusätzliche Korrelationen $\overline{u_i(t) \cdot \delta^2(t)}$ sowie der Ausdruck $\left(\frac{\partial}{\partial x_i} [\delta^2(t)] \right)$ auf, Größen, die ebenfalls nicht gemessen wurden. Im folgenden wird daher zu prüfen sein, ob aufgrund der vorhandenen Meßergebnisse und weiterführender Überlegungen solche

Modellansätze gefunden werden können, die zusammen mit (4.2.2) die Berechnung der Intensität der Temperaturschwankungen in der Teststrecke hinter dem Düsenblock erlauben.

Bei der Produktion der Temperaturschwankungen treten abermals die Korrelationen $\overline{u_i(t) \cdot \delta(t)}$ auf. Es ist daher naheliegend, auch in diesem Fall den Gradientenansatz von BOUSSINESQ

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} = -\alpha_E \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{T} \quad (4.1.5)$$

zu verwenden. Rein formal kann

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} = \overline{u_i(t) \cdot [\overline{T} + \delta(t)]} = \overline{u_i(t) \cdot \overline{T}}$$

geschrieben werden, da $\overline{u_i(t) \cdot \overline{T}} = 0$ ist. Entsprechend der Aufspaltung des Temperatursignals in einen zeitlichen Mittelwert \overline{T} und einen Schwankungsanteil $\delta(t)$ läßt sich das Quadrat der Temperaturschwankungen in ähnlicher Weise zerlegen:

$$\overline{\delta^2(t)} = \overline{\delta^2(t)} + \overline{\gamma(t)}$$

In Analogie zu (4.1.5) kann daher beim Diffusionsglied der Gradientenansatz

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta^2(t)} = -a \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{\delta^2(t)} \right] \quad (4.2.3)$$

gebildet werden. Hierin stellt a den Diffusionskoeffizienten für die Ausbreitung von $\overline{\delta^2(t)}$ dar.

Beim Diffusionskoeffizienten α_E war aufgrund der Eigenschaften des Geschwindigkeitsfeldes in der Teststrecke nur eine Abhängigkeit in x -Richtung erkannt worden. Da sowohl \overline{T} als auch $\overline{\delta^2(t)}$ Skalare im gleichen Geschwindigkeitsfeld sind, ist es naheliegend, gleiche Diffusionskoeffizienten anzunehmen. Sieht man außerdem die in (4.1.10) angegebene x -Abhängigkeit durch die Bestätigung des Modells für die mittlere Temperatur als gesichert an, so folgt hieraus

$$a(x) = \alpha_E(x) = A^* \cdot x^{n-1} \quad (4.2.4)$$

Der noch fehlende Ansatz für die "Dissipation" der Temperaturschwankungen läßt sich aus folgenden Überlegungen ableiten:

Anhand der Temperaturmessungen wurde in Abschnitt 3.2.4 für die "Dissipation" an den Stellen der Intensitätsmaxima in der Teststrecke folgende Beziehung ermittelt:

$$\chi \sim \frac{1}{x} \cdot \delta'_m{}^2 \quad (3.2.4.10)$$

Verallgemeinert man diese Beziehung, so erhält man mit

$$b(x) = B \cdot 1/x$$

für das Dissipationsglied den Modellansatz

$$\chi = b(x) \cdot \delta'^2 \quad (4.2.5)$$

Dieser Ansatz beruht zum einen auf der Annahme, daß die an der Stelle der Intensitätsmaxima vorhandene Proportionalität zu $\delta'_m{}^2$ nicht auf das Maximum beschränkt ist, sondern die Dissipation generell zu δ'^2 proportional ist. Zum zweiten spricht für eine Änderung nur in axialer Richtung die Abhängigkeit der Dissipation vom Geschwindigkeitsfeld beschreibenden Koeffizienten $b(x)$, daß das Geschwindigkeitsfeld in radialer Richtung keine Gradienten aufweist. Unter Verwendung der genannten Modellansätze lautet dann die gesuchte Differentialgleichung für δ'^2

$$\bar{U} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot \delta'^2 = 2 \cdot \alpha_E(x) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{T} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[a(x) \cdot \frac{\partial}{\partial x_j} \delta'^2 \right] + \alpha \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \delta'^2 - b(x) \cdot \delta'^2$$

Wiederum gilt für ausreichend große Transportgeschwindigkeiten

$$\bar{U} = \bar{U}_m$$

$$\bar{U}_m \cdot \frac{\partial}{\partial x} \delta'^2 \gg \frac{d}{dx} [a(x)] \cdot \frac{\partial}{\partial x} \delta'^2$$

Damit erhält man folgende Modellgleichung für δ'^2

$$\bar{U}_m \cdot \frac{\partial}{\partial x} \delta'^2 = 2 \cdot \alpha_E(x) \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{T} \right)^2 + [a(x) + \alpha] \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \delta'^2 - b(x) \cdot \delta'^2$$

$$(4.2.6)$$

bzw. in Zylinderkoordinaten

$$\begin{aligned} \bar{U}_m \cdot \frac{\partial}{\partial x} \delta'^2 &= 2 \cdot \alpha_E(x) \cdot \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} T \right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial r} T \right)^2 \right] \\ &+ \left[a(x) + \alpha \right] \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta'^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \delta'^2 + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \delta'^2 \right] - b(x) \cdot \delta'^2 \end{aligned} \quad (4.2.7)$$

Mit der in Abschnitt 4.1 angegebenen Lösung für T (4.1.12) ist das Produktionsglied von (4.2.7) vorgegeben. Analog zu der Abschätzung (4.1.6) bei der mittleren Temperatur ist davon auszugehen, daß zumindest für größere Entfernungen x (etwa $x > 20 d$) mit Ausnahme der Umgebung der Maxima von δ'^2 die Abschätzung

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta'^2 < \frac{\partial^2}{\partial y^2} \delta'^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta'^2 \quad (4.2.8)$$

zutrifft. Außerdem kann entsprechend den früheren Überlegungen bei den Untersuchungen in Wasser die molekulare Leitfähigkeit α gegenüber dem Diffusionskoeffizienten vernachlässigt werden. Aufgrund dieser zusätzlichen Abschätzungen vereinfacht sich (4.2.7) zu:

$$\begin{aligned} \bar{U}_m \cdot \frac{\partial}{\partial x} \delta'^2 &= 2 \cdot A^* \cdot x^{n-1} \cdot \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} T \right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial r} T \right)^2 \right] \\ &+ A^* \cdot x^{n-1} \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} \delta'^2 + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \delta'^2 \right] - B \cdot \frac{1}{x} \cdot \delta'^2 \end{aligned} \quad (4.2.9)$$

Mit den Randbedingungen

$$\delta'^2 \left(x, \frac{D}{2} \right) = 0; \quad \frac{\partial}{\partial r} \left[\delta'^2 \left(x, \frac{D}{2} \right) \right] = 0$$

und dem aus den Messungen bei $x/d = 19$ entnommenen Intensitätsprofil als Anfangsbedingung wurde diese Differentialgleichung numerisch gelöst, da für (4.2.9) keine geschlossene Lösung angegeben werden kann. Die Rechnungen wurden mit dem Rechenprogramm HEATING /47/ durchgeführt. Zu diesem Zweck mußten an dem für Wärmeleitungsprobleme entwickelten Rechenprogramm einige Änderungen vorgenommen werden /48/. Schwierigster Eingriff war die zusätzliche Berücksichtigung des Dissipationsgliedes, was jedoch ohne Folgen für die numerische Stabilität erreicht wurde. In (4.2.9) sind alle Parameter bis auf B anhand der Teststreckengeometrie festgelegt bzw. durch die Messungen vorgegeben. Daher

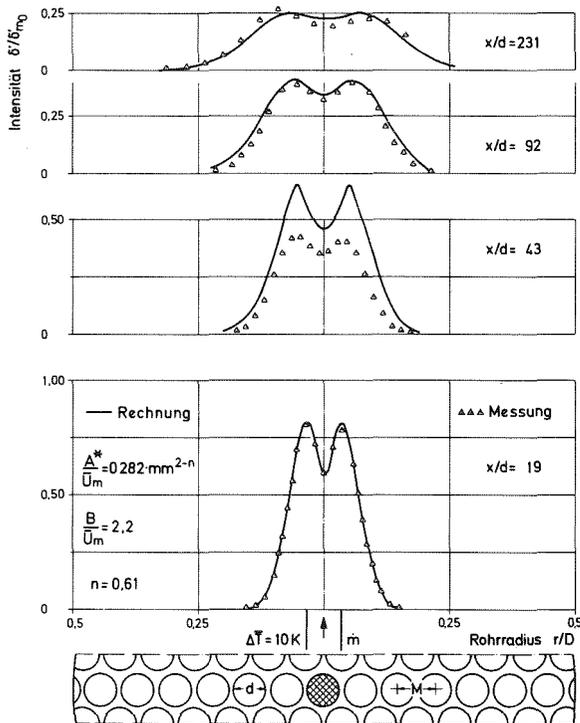


Abb. 4.2.1

Vergleich zwischen gemessenen Intensitätsprofilen und Modellrechnung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

konnten die Rechnungen zunächst auf die Variation von B beschränkt werden. Die beste Approximation der Intensitätsmessungen bei $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ und Einspritzung im Zentralkanal wurde für $B/\bar{U}_m = 2,2$ erzielt (Abb. 4.2.1). Da das Profil bei $x/d = 19$ als Anfangsbedingung gewählt wurde, ist ein erster Vergleich zwischen Messung und Rechnung bei $x/d = 43$ gegeben. Hier erkennt man jedoch erhebliche Abweichungen. Dies ist auf die bereits früher (Abschnitt 3.2.2) erwähnte Verschmutzung der Hitzdrahtsonde zurückzuführen. Bei den weiter entfernten Intensitätsprofilen ($x/d = 92$ und $x/d = 231$) ist nämlich die Übereinstimmung

zwischen Messung und Rechnung in axialer und in radialer Richtung durchaus zufriedenstellend. Dies bestätigt die Richtigkeit aller in diesem Abschnitt behandelten Vereinfachungen und Modellansätze zur Berechnung der Ausbreitung von Temperaturstörungen in der Teststrecke hinter dem Düsenblock.

Bei näherer Betrachtung von (4.2.7) kann man aber noch eine weitere Schlußfolgerung ziehen: Das Diffusionsglied stimmt in der Form mit dem Glied der molekularen Wärmeleitung überein, d.h. der durch das Geschwindigkeitsfeld bedingte Austausch und der molekulare Austausch haben die gleiche Auswirkung bezüglich der Ausbreitung von δ^2 in der Teststrecke. Demnach kann mit dieser Gleichung auch der Einfluß höherer Wärmeleitung des Fluids (z.B. von Natrium) auf einfache Weise berechnet werden. Man addiert zu dem von x abhängigen Diffusionskoeffizienten $\alpha_E(x)$ die konstante Temperaturleitzahl α des Fluids. Zusätzlich muß eine bei nicht

vernachlässigbaren Temperaturleitzahlen veränderte Lösungsfunktion der Differentialgleichung (4.1.8) für die mittlere Temperatur T berücksichtigt werden.

Die Modellgleichung (4.2.9) bietet außer der Berechnung der Ausbreitung der Intensität der Temperaturschwankungen in der Teststrecke hinter dem Düsenblock die Möglichkeit, durch Weglassen der einzelnen Anteile den Einfluß von Produktion, Diffusion und Dissipation getrennt zu analysieren. Diese Untersuchungen seien jedoch nicht weiter ausgeführt. Lediglich an einem Beispiel sei noch der Einfluß der Diffusion verdeutlicht (Abb. 4.2.2). Man erkennt, daß ohne Diffusion auch noch in größerer Entfernung ($x/d = 161$) das Intensitätsminimum wie auch die Intensitätsmaxima wesentlich ausgeprägter sind. Dafür ist die radiale Ausbreitung der Temperaturstörung geringer. Überträgt man dieses Ergebnis auf die Verhältnisse in Natrium, so ist infolge der (durch molekulare Wärmeleitung) erhöhten Diffusion ein verstärkter Abbau der Extrema bei gleichzeitiger größerer radialer Ausbreitung zu erwarten, aber auch ein stärkerer Abfall der Amplitude in Strömungsrichtung.

Zum Abschluß dieser Modelluntersuchungen sei noch kurz auf ein Modell von LAUNDER /36/ eingegangen. Ausgangspunkt dieses Modells ist die mit (4.2.2) identische Gleichung. Unter der Annahme

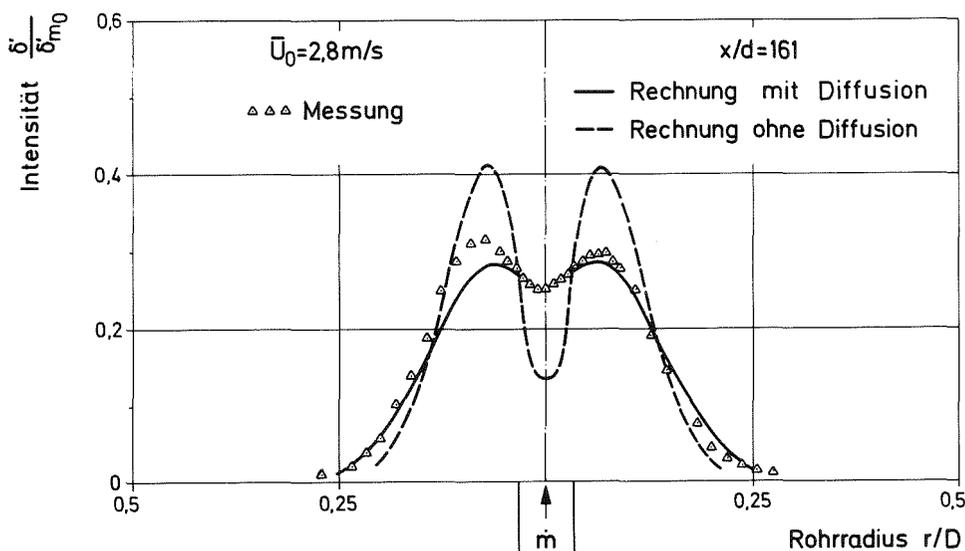


Abb. 4.2.2 Vergleich der Intensitätsprofile mit und ohne Diffusion

isotroper Strömung gilt:

$$\overline{q^2} = u'^2 + v'^2 + w'^2 \quad (4.2.10)M$$

Mit dieser Definition lautet der Modellansatz bei LAUNDER für das Produktionsglied der Temperaturschwankungen:

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} = -k_1 \cdot \frac{\overline{q^4}}{\epsilon} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{T}$$

und für das Diffusionsglied:

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta^2(t)} = -k_2 \cdot \frac{\overline{q^4}}{\epsilon} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \delta'^2$$

sowie für das Dissipationsglied:

$$\chi = k_3 \cdot \frac{\epsilon}{\overline{q^2}} \cdot \delta'^2$$

Setzt man die Gültigkeit der Isotropiebedingung (4.1.9) voraus, dann erhält man aus den Geschwindigkeitsmessungen für die Turbulenzintensität (Abschnitt 2.2.2)

$$\overline{q^2} \sim u'^2 \sim x^{-5/3}$$

und für die Dissipation der Geschwindigkeitswirbel (Abschnitt 2.2.4)

$$\epsilon \sim x^{-8/3}$$

Hieraus folgt für die einzelnen Terme:

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta(t)} = -K_1 \cdot x^{-2/3} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{T} \quad (4.2.11)$$

$$\overline{u_i(t) \cdot \delta^2(t)} = -K_2 \cdot x^{-2/3} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \delta'^2 \quad (4.2.12)$$

und

$$\chi = K_3 \cdot \frac{1}{x} \cdot \delta'^2 \quad (4.2.13)$$

Ein Vergleich mit den in dieser Arbeit verwendeten Modellansätzen zeigt große Ähnlichkeiten:

- Die Exponenten für die x-Abhängigkeit ist bei Produktions- und Diffusionsglied gleich. Dies gilt bei beiden Modellen.
- Der Wert der Exponenten unterscheidet sich. Bei den Modellansätzen nach LAUNDER fallen die Koeffizienten in x-Richtung stärker ab als im eigenen Modell ($x^{-2/3}$ gegenüber $x^{-0,39}$).
- Der Ansatz für die "Dissipation" der Temperaturwirbel ist in beiden Modellen gleich.

4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Modellvorstellungen

Ausgehend von der Wärmebilanzgleichung konnten sowohl für die mittlere Temperatur \bar{T} als auch für das Quadrat der Intensität der Temperaturschwankungen Modellgleichungen aufgestellt werden. Unter Verwendung des Gradientenansatzes nach BOUSSINESQ wurde für die Ausbreitung der mittleren Temperatur eine geschlossene Lösung angegeben. Die Berücksichtigung einer hohen Wärmeleitfähigkeit des Fluids ist möglich.

Die Lösung beschreibt mit guter Genauigkeit die Ausbreitung der mittleren Temperatur in der Rohrteststrecke hinter dem Düsenblock. Sie zeigt für den Fall der ungestörten Strömung folgende Merkmale:

- Das radiale Temperaturprofil stellt für Entfernungen $x > 5d$ vom Düsenblock eine GAUSSsche Glockenkurve dar.
- Der Abfall des Maximums der Glockenkurve entlang der Achse des Einspritzkanals erfolgt nach einem Potenzgesetz.

Um eine Modellgleichung für δ'^2 zu erhalten, wurden für drei Glieder der Ausgangsgleichung, nämlich für die Produktion, für die Diffusion und für die "Dissipation" von Temperaturschwankungen Modellansätze aufgestellt. Unter Verwendung dieser Ansätze erhält man eine Gleichung, deren Lösung sich numerisch mit dem modifizierten Wärmeleitungsprogramm HEATING berechnen läßt. Man benötigt dazu allerdings auch die Meßwerte eines radialen Profils von δ'^2 als Anfangsbedingung. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Modellrechnung ist für Entfernungen $x > 20d$ zufriedenstellend. Besonders vorteilhaft an diesem Modell ist es, daß mit einfachen Änderungen auch der Fall intensiver Wärmeleitung einbezogen werden kann, mithin auch die Ausbreitung von Temperaturschwankungen in Natrium berechnet werden kann.

Ein Vergleich des hier gegebenen Modells mit demjenigen nach LAUNDER zeigt große Ähnlichkeit bei den verwendeten Ansätzen. Unterschiede ergeben sich jedoch hinsichtlich der Abschwächung von Produktion und Diffusion mit zunehmendem Abstand von der Störquelle.

5. Schlußbemerkung

Die vorliegende Arbeit gibt anhand von Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen sowie anhand von Modellbetrachtungen Einblick in die Strömung und Ausbreitung von Temperaturstörungen hinter einem Düsenblock. Unter der Voraussetzung, daß mit dem verwendeten Düsenblock in der Wasserteststrecke eine Strömung erzeugt wird, deren wesentliche Merkmale mit denjenigen hinter dem Austritt eines Reaktorbrannelementes übereinstimmen, können die am Anfang dieser Arbeit (Abschnitt 1.1) gestellten Fragen auf folgende Weise beantwortet werden:

- Die Temperaturstörungen hinter einem Brennelement breiten sich nach Gesetzmäßigkeiten aus, die aufgrund von Messungen in einer Wasserteststrecke ermittelt wurden und anhand derer Modellgleichungen aufgestellt werden konnten. Sie sind in den einzelnen Kapiteln dieser Arbeit ausführlich dargestellt.
- Es konnte klar gezeigt werden, daß die Analyse der Temperaturschwankungen gegenüber der Messung des Temperaturmittelwertes vorteilhaft ist. Gründe hierfür sind geringere Abschwächung der Temperaturschwankungen in radialer und axialer Strömungsrichtung im Vergleich zur mittleren Temperatur.
- Der Zusammenhang zwischen den beiden Signalanteilen ist durch die Modellgleichung für δ'^2 gegeben. Hieraus geht hervor, daß der Gradient der mittleren Temperatur der maßgebende Faktor für die Produktion neuer Temperaturschwankungen darstellt.

Nachdem die eingangs gestellten Fragen anhand der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen beantwortet werden konnten, seien zum Schluß noch einige wichtige weiterführende Aufgaben genannt:

- Ergänzende Messungen und Analysen von Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern bei gestörter Strömung und in unmittelbarer Nähe hinter dem Düsenblock.
- Erweiterung der Modelle für diese beiden Fälle.
- Experimente an einer Teststrecke hinter einem beheizten natriumdurchströmten Stabbündel mit unterschiedlichen Blockaden.
- Übertragung der Modelle auf die Messungen in Natrium, insbesondere unter Berücksichtigung der guten Wärmeleitfähigkeit.

6. Literatur

- /1/ G.F. Schultheiß:
Analyse der Bildung lokaler Kühlungsstörungen in schnellen natriumgekühlten Brutreaktoren; Habilitationsschrift, Karlsruhe, KfK 2331, (Sept. 1976).

- /2/ K. Gast:
Die Ausbreitung örtlicher Störungen im Kern schneller Reaktoren und ihre Bedeutung für die Reaktorsicherheit; KfK 1380 (Mai 1971).

- /3/ B. Dorr:
unveröffentlichte Ergebnisse

- /4/ St. Müller, G. Thun:
Permanentmagnetische Durchflußmesser-Sonde für flüssige Metalle; KfK 2479 (November 1977).

- /5/ S. Panchev:
Random Functions and Turbulence; Pergamon Press, Oxford (1971).

- /6/ H. Schlitt, F. Dittrich:
Statistische Methoden der Regelungstechnik; B.I. Hochschultaschenbücher 526, Mannheim (1975).

- /7/ J.S. Bendat, A.G. Piersol:
Random Data, Analysis and Measurement Procedures; John Wiley and Sons, Inc., New York (1971).

- /8/ A. Papoulis:
Probability, Random Variables and Stochastic Processes; McGraw-Hill, New York (1965).

- /9/ J.H. Rust, A. Sesonske:
Turbulent Temperature Fluctuations in Mercury and Ethylene Glycol in Pipe Flow; Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 9, pp. 215-227, Pergamon Press (1966).

- /10/ V.I. Subbotin, M.K. Ibragimov, E.V. Nomofilov:
Measurement of Turbulent Temperature Pulsations in Liquid
Flow; Teploenergetika, No. 3, 64-67 (1962).
- /11/ S. Horanyi:
unveröffentlichte Ergebnisse
- /12/ J. Huetz, et al.:
Probeless Temperature Measurements at Wall of Liquid-Metal-
Flow; Int. Seminar on Heat Transfer in Liquid Metals, Paper
No. 6, Trogir/Yugoslavia, (Sept. 1971).
- /13/ J. Kuwabara:
A New Thermometry for Liquid Sodium; IEEE Transactions on
Nuclear Science, Vol. NS-19, No. 1, p. 899, (Feb. 1972).
- /14/ J. Benkert:
Untersuchungen von Temperaturfluktuationen in flüssigem
Natrium zur Ermittlung charakteristischer Strömungsparameter
und Thermolementübertragungsfunktionen; Dissertation, TU
Hannover, (1977).
- /15/ L. Krebs, G. Weinkötz, D. Blasius:
unveröffentlichte Ergebnisse
- /16/ H. Fuchs:
Wärmeübergang an strömendes Natrium; Dissertation ETH Zürich,
(1973).
- /17/ J. Bunschi:
Turbulente Temperaturschwankungen in flüssigem Natrium;
Dissertation ETH Zürich (1977).
- /18/ D.N. Fry, W.H. Leavell:
Temperature Noise Analysis at the Exit of Blocked and Un-
blocked 19-Pin Electrically Heated LMFBR Fuel Subassembly
Mockups; ORNL/TM-5464 (August 1976).

- /19/ W.H. Sides, et al.:
Temperature Noise Analysis and Sodium Boiling Detection
in the Fuel Failure Mockup; Proceedings of the International
Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago,
Vol. II, p. 646, (October 1976).
- /20/ E. Türkcan:
Results of the Temperature Noise Measurements in Subchannels
of Sodium Cooled Electrically Heated 28-Rod Bundle Behind
a Blockage; SMORN II, Progress in Nuclear Energy, Vol. 1,
Nr. 2-4, p. 497, Pergamon Press (1977).
- /21/ L. Krebs, G. Weinkötz:
Indication of a Coolant Blockage in a Fuel Element of a
Sodium-Cooled Reactor by Temperature Fluctuation Measurements
with Steel-Sodium-Thermocouples; Proceedings of the Inter-
national Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics,
Chicago, Vol. II, p. 665, (October 1976).
- /22/ E. Ohlmer, D. Schwalm:
LMFBR-Subassembly Fault Detection and Identification by
Temperature Noise Analysis; Proceedings of the International
Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago,
Vol. II, p. 658, (October 1976).
- /23/ W. Eifler, R. Nijssing:
A Model for Predicting Temperature Fluctuation Characteristics
Beyond the Exit of LMFBR Subassemblies with Faults; Proceedings
of the International Meeting on Fast Reactor Safety and Related
Physics, Chicago, Vol. IV, p. 1537, (October 1976).
- /24/ C.P. Greef:
Measurement of Temperature Fluctuations Downstream of a
Heated Pin Cluster; CEGB-Report No. RD/BN 3557 (1977).

- /25/ D. Firth:
A Monte Carlo Approach to the Theoretical Prediction of
Temperature Noise in LMFBR Sub-Assemblies; SMORN II, Progress
in Nuclear Energy, Vol. 1, No. 2-4, p. 527, Pergamon Press
(1977).
- /26/ J.O. Hinze:
Turbulence; McGraw-Hill, New York, (Second Edition, 1975).
- /27/ G.K. Batchelor:
Small-Scale Variation of Convected Quantities Like Temperature
in Turbulent Fluid; Journal of Fluid Mechanics, Vol. 5 (1959),
pp. 113-139.
- /28/ G.K. Batchelor, A.A. Townsend:
Decay of Isotropic Turbulence in the Initial Period; Proceedings
of the Royal Society, Series A, Vol. 193, (1948), pp.539-558.
- /29/ G.K. Batchelor, A.A. Townsend:
Decay of Turbulence in the Final Period; Proceedings of the
Royal Society, Series A, Vol. 194, (1948), pp. 527-543.
- /30/ P. Freymuth, M.S. Uberoi:
Structure of Temperature Fluctuations in the Turbulent Wake
Behind a Heated Cylinder; The Physics of Fluids, Vol. 14,
No. 12, (December 1971), pp. 2574-2580.
- /31/ P. Freymuth, M.S. Uberoi:
Temperature Fluctuations in the Turbulent Wake Behind an
Optically Heated Sphere; The Physics of Fluids, Vol. 16,
No. 2, (February 1973), pp. 161-168.
- /32/ C.H. Gibson et al.:
Measurements of Turbulent Velocity and Temperature Fluctuations
in the Wake of a Sphere; AIAA Journal, Vol. 6, No. 1, (Jan.
1968), pp. 642-649.

- /33/ S. Corrsin:
On the Spectrum of Isotropic Temperature Fluctuations in an Isotropic Turbulence; Journal of Applied Physics, Vol. 22, No. 4, (April 1951), pp. 469-473.
- /34/ S. Corrsin:
The Decay of Isotropic Temperature Fluctuations in an Isotropic Turbulence; Journal of the Aeronautical Sciences, (June 1951), pp. 417-423.
- /35/ S. Corrsin:
Heat Transfer in Isotropic Turbulence; Journal of Applied Physics, Vol. 23, No. 1 (January 1952), pp. 113-118.
- /36/ P. Bradshaw, B.E. Launder:
Turbulence, Topics in Applied Physics; Vol. 12, Chapter 6: Heat and Mass Transport, Springer-Verlag (1976).
- /37/ G. Comte-Bellot, S. Corrsin:
The Use of a Contraction to Improve the Isotropy of Grid-Generated Turbulence; Journal of Fluid Mechanics, Vol. 25, Part 4, (1966), pp. 657-682.
- /38/ W. Heisenberg:
Zur statistischen Theorie der Turbulenz; Zeitschrift für Physik, 124. Band, (1947), pp. 628-657.
- /39/ H.L. Grant et al.:
Turbulence Spectra from a Tidal Channel; Journal of Fluid Mechanics, Vol. 12, Part 2 (1962), pp. 241-268.
- /40/ N.E.J. Boston, R.W. Burling:
An Investigation of High-Wave Number Temperature and Velocity Spectra in Air; Journal of Fluid Mechanics, Vol. 55, Part 3, (1972), pp. 473-492.
- /41/ J.G. Wyngaard:
Measurement of Small-Scale Turbulence Structure with Hot Wires; Journal of Scientific Instruments, Ser. 2, Vol. L, (1968), pp. 1105-1108.

- /42/ K. Bremhorst, L. Krebs:
Reconsideration of Constant Current Hot Wire Anemometers for
the Measurement of Fluid Temperature Fluctuations; Journal
of Physics E; Scientific Instruments, Vol. 9, (1976),
pp.804-806.
- /43/ H.L. Grant et al.:
The Spectrum of Temperature Fluctuations in Turbulent Flow;
Journal of Fluid Mechanics, Vol. 34, Part 3, (1968), pp. 423-443.
- /44/ K. Bremhorst:
On the Similarity of Heat and Momentum Transfer in Fully
Developed Turbulent Pipe Flow and in the Presence of a Turbulence
Promoter; Dissertation, University of Queensland, (Dec. 1969).
- /45/ K. Bremhorst:
Ausbreitung des mittleren Temperaturfeldes am Ausgang eines
Subassembly's; University of Queensland, (Nov. 1974, unver-
öffentlicht).
- /46/ H.S. Carslaw, J.C. Jaeger:
Conduction of Heat in Solids; Second Edition, Oxford Uni-
versity Press (1959).
- /47/ W.D. Turner, M. Simian-Tov:
HEATING 3, An IBM 360 Heat Conduction Program; Union Carbide
Corporation, Nuclear Division, Oak Ridge, Tennessee, ORNL/TM-
3208 (February 1971).
- /48/ C. Günther:
Persönliche Mitteilung, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1978,
unveröffentlicht).
- /49/ K. Bremhorst, R. Gschlecht, H. Hahn, L. Krebs:
unveröffentlichte Ergebnisse

- /50/ P. Freymuth:
A Bibliography of Thermal Anemometry; tsi quarterly, Vol. IV,
Issue 4 (Nov./Dec. 1978).
- /51/ K. Bremhorst, L. Krebs, D.B. Gilmore:
The Frequency Response of Hot Wire Anemometer Sensors to
Heating Current Fluctuations; Int. J. Heat Mass Transfer,
Vol. 20, (1977) pp. 315-322.
- /52/ L. Krebs, K. Bremhorst, U. Müller:
Measurements of Thermal Diffusion Downstream of a Multi-Bore
Jet Block; Symposium on Turbulence, Technical University
Berlin (August 1977).
- /53/ T. Smith:
A Hybrid-Computer Program for Analysis of Stochastic Processes;
University of Queensland (1975, unveröffentlicht).
- /54/ K. Bremhorst:
Eichen von Temperatur-Hitzdrähten; University of Queensland,
(Okt. 1974, unveröffentlicht).

A N H A N G

A) Prüfstandsbeschreibung

In Abschnitt 1.2 wurden bereits anhand von Abb. 1.2.1 die für das Verständnis der Arbeit wesentlichen Merkmale von Teststrecke und Düsenblock vorgestellt. In Ergänzung hierzu soll jetzt der gesamte Prüfstand beschrieben werden. Als Fluid wird voll entsalztes Wasser verwendet, das im geschlossenen Kreis umgepumpt wird. Die Rohrleitungen und Armaturen sind ausnahmslos aus rostfreiem Stahl gefertigt, um Rostansatz zu vermeiden und damit die Wasserverschmutzung so gering wie möglich zu halten. Der Prüfstand besteht aus einem Hauptkreislauf zur Versorgung der Teststrecke und dem Sekundärkreislauf für die Einspritzung erwärmten Wassers. Im folgenden seien die Funktion dieser Kreisläufe und die wesentlichen Eigenschaften der einzelnen Komponenten näher erläutert (Abb. A.1):

A.1 Hauptkreislauf

Aus einem drucklosen Vorratsbehälter von 2 m^3 Rauminhalt wird das Wasser von einer Kreiselpumpe (Fabrikat: Guss- und Stahl-Veredelung GmbH, Typ N65-315) angesaugt. Die Pumpe wird von einem Gleichstrommotor mit einer maximalen Leistung von 60 kW angetrieben. Die Nenndrehzahl des Motors beträgt 3000 U/min. Die Drehzahl läßt sich stufenlos ändern, so daß der Durchsatz zwischen 0 und $100 \text{ m}^3/\text{h}$ eingestellt werden kann. Die durch die Pumpenleistung bedingte Erhöhung der Wassertemperatur wird in einem nachgeordneten Plattenwärmeaustauscher (Fabrikat: W. Schmidt KG, Typ: Sigma) abgeführt. Die Sekundärseite dieses Kühlers ist an einen 5 MW Wasserkühlturm angeschlossen. Aufgrund des im Kühlturm vorhandenen großen Wasservolumens ist es möglich, die Änderung der Wassertemperatur im Kreislauf unter $0,2 \text{ K/h}$ zu halten. Eine geringe Temperaturdrift des Fluids ist für die Meßgenauigkeit mit Anemometersonden wichtig. Von noch größerer Bedeutung ist die

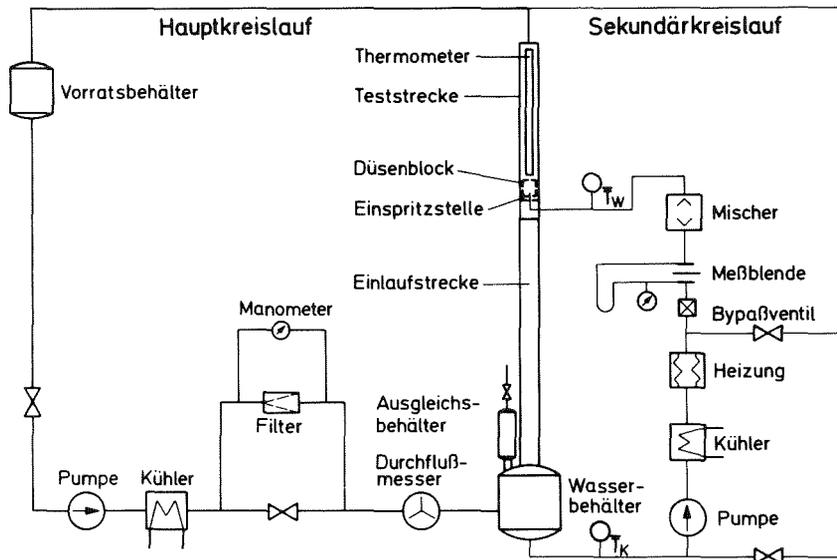


Abb. A.1 Schematische Darstellung des Wasserkreislaufs

Sauberkeit des Fluids. Daher befindet sich hinter dem Kühler ein Filter (Fabrikat: Putsch, Typ 078-3) mit dem Partikel über ein Mikron ausgesiebt werden. Aufgrund des hohen Druckabfalls kann nicht ständig der gesamte Volumenstrom gereinigt werden. Daher

wird das Filter im Bypass betrieben. Der maximal zulässige Durchsatz im Bypass (etwa $10 \text{ m}^3/\text{h}$) wird mit einem Drosselventil im Hauptkreis eingestellt. Er ist durch den zulässigen Druckabfall am Filter vorgegeben, der von einem Differenzdruckmanometer angezeigt wird.

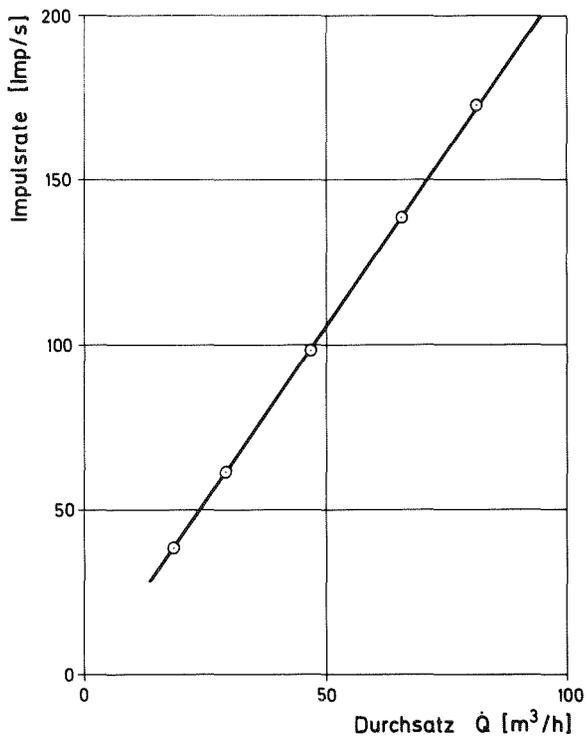


Abb. A.1.1

Eichkurve des Turbinendurchflußmessers

Der Durchsatz \dot{Q} im Hauptkreis wird mit einem geeichten Turbinendurchflußmesser (Fabrikat: Kent Instruments Limited, Typ Nr. Pottermeter 3"-254-G-12-A/C-5545) gemessen. Die von ihm erzeugten Impulse werden gezählt und die Impulsrate (Imp./s) digital angezeigt. Mit der in Abb. A.1.1 dargestellten Eichkurve läßt sich hieraus \dot{Q} in m^3/h angeben. Die absolute Ge-

nauigkeit der Anzeige ist besser als 0,5% des eingestellten Durchsatzes.

Ein weiterer Wasserbehälter von 2 m^3 dient als Beruhigungsbehälter vor dem Einlauf in die Teststrecke. Er ist zusätzlich mit einem Ausgleichsbehälter versehen, der durch ein Luftpolster zur Dämpfung möglicherweise auftretender Schwingungen beiträgt. Eine derartige Dämpfung erwies sich bei den Experimenten jedoch als nicht erforderlich.

Eine Einlaufstrecke von 2,6 m Länge besitzt den gleichen lichten Durchmesser $D = 110 \text{ mm}$ wie die eigentliche Teststrecke. Am Einlaß der Einlaufstrecke befindet sich ein Gleichrichter, am Auslaß eine Siebkombination zur Vergleichmäßigung der Strömung bzw. zur Erzeugung eines kastenförmigen Strömungsprofils. Die Siebe beseitigen auch die durch die Einspritzvorrichtung bedingten Störungen des Geschwindigkeitsprofils.

Unmittelbar vor der Teststrecke befindet sich der Düsenblock (Abb. A.1.2). Er besteht aus Plexiglas. Wie bereits erwähnt, stellt er ein vereinfachtes fluiddynamisches Modell eines Stabbündels dar. Die Abbildung zeigt, daß am Rand des Düsenblocks einige unvollständige Bohrungen vorhanden sind. Hierdurch entstehende zusätzliche Störeinflüsse in Wandnähe der Teststrecke wurden nicht untersucht.

Die Teststrecke (Abb. A.1.2) besteht ebenfalls aus Plexiglas. Sie kann gegenüber dem Düsenblock um 360° gedreht werden. Diese Drehmöglichkeit ist erforderlich, um jede Querschnittskoordinate erfassen zu können, da die Meßsonde nur auf einer Durchmesserlinie bewegt und außerdem nicht über den gesamten Durchmesser verfahren werden kann. Demgegenüber kann die Sonde in axialer Richtung nicht kontinuierlich verstellt werden, sondern es sind 48 axiale Positionen fest vorgegeben. In der Nähe des Düsenblocks (axiale Position 1-17) beträgt der Abstand zwischen zwei Meßpositionen 25 mm, in größerer Entfernung vom Düsenblock (axiale Position 18-48) 50 mm. Diese Unterteilung erwies sich bei den Messungen als ausreichend. An der 48. Meßposition ist zur Temperaturkontrolle

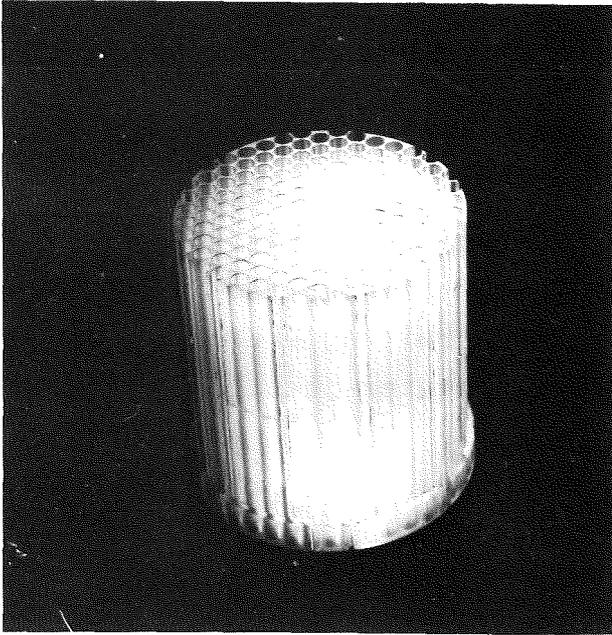


Abb. A.1.2
Düsenblock

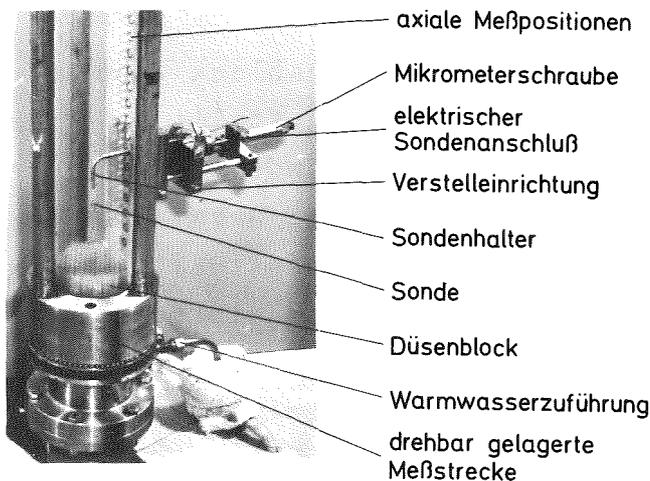


Abb. A.1.3
Ausschnitt Teststrecke mit
Verstelleinrichtung

des Fluids ein Quecksilberthermo-
meter mit 0,1 K Skalenteilung
eingebaut.

Generell besitzt die diskrete
Unterteilung der axialen Meßposi-
tionen aber auch einige Nachteile.
So ist es notwendig, bei jeder
Änderung der axialen Meßposition
den Kreislauf stillzulegen und das
Wasser aus der Teststrecke abzu-
lassen. Abgesehen von der Zerstö-
rungsgefahr für die Sonde bei der
Umsetzung ergibt sich durch die
kurzzeitige Abschaltung des Kreis-
lauf eine Beeinflussung der
Wassertemperatur. Nach dem Wieder-
anfahen erreicht der Kreislauf
erst nach längerer Zeit (ca. 1/2
Stunde) wieder einen stationären
Zustand auf meist verändertem
Temperaturniveau. Zusätzlich tritt
Sondenverschmutzung auf, da die
meisten Schmutzpartikel an der
Trennschicht Luft/Wasser vorhanden
sind. Diese setzen sich dann beim
Ablassen des Wassers aus der
Teststrecke an der Sonde fest.
Nach der Sondenumsetzung ver-
ursachen gelegentlich auftretende
Luftblasen beim Wiederanfahen
des Kreislaufs örtliche Oberhit-

zung der Heißfilmsonden. Hieraus resultieren unerwünschte Verän-
derungen der Eichcharakteristik. Größere Blasen verringern sogar
die Standzeit der Sonden. Diese hier geschilderten Nachteile
zeigten sich erst während der Durchführung der Experimente. Durch
Vergleichsmessungen und besonders sorgfältige Versuchsabwicklung
ließ sich dennoch mit zusätzlichem Arbeitsaufwand eine ausreichen-
de Meßgüte erreichen (s. Anhang B5).

Der aus Sondenhalter und aufsteckbarer Sonde bestehende Meßfühler wird in eine hierfür entwickelte Verstelleinrichtung eingesetzt und an der jeweils gewünschten axialen Meßposition in die Teststrecke eingeführt. Anschließend wird die Verstelleinrichtung an der Meßstrecke befestigt. Mittels einer Mikrometerschraube kann die radiale Meßposition über eine Länge von 40 mm verändert werden. Eine zweite Verstellmöglichkeit erlaubt eine zusätzliche Verschiebung um die feste Länge von 32 mm. Die Sondenspitze kann so bis auf etwa 0,5 mm an die gegenüberliegende Wand herangefahren werden. Ohne Drehung der Teststrecke läßt sich etwas mehr als der Radius der Teststrecke auf einer Durchmesserlinie abfahren. Abb. A.1.3 zeigt den Meßfühler und die Verstelleinrichtung im eingebauten Zustand. Weitere konstruktive Einzelheiten sind in /49/ enthalten.

A.2 Sekundärkreislauf

Der Sekundärkreislauf bezieht die erforderliche Wassermenge von maximal 900 l/h aus dem der Einlaufstrecke vorgeschalteten Wasserbehälter (Abb. A.1). Eine Kreiselpumpe (Fabrikat: JLS0, Typ SON113 WWG3T/IV 32 V4A), die von einem 1,1 kW-Drehstrommotor mit einer Drehzahl von 1450 U/min angetrieben wird, fördert das Wasser zunächst durch einen selbstgefertigten Kühler. Dieser besteht aus einem doppelwandigen Rohr. Im Gegenstrom wird durch das äußere Rohr Kühlwasser geschickt. Als Kühlwasser eignet sich normales Leitungswasser, da es die erforderliche Temperaturkonstanz besitzt. Auf diese Weise kann die gesamte Pumpenleistung abgeführt werden. Dies ist Voraussetzung für Geschwindigkeitsmessungen mit Heißfilm-anemometern, da hierfür die Wassertemperatur im Hauptkreis und im Einspritzkanal gleich sein muß.

Wird dagegen wärmeres Wasser im Sekundärkreis benötigt, so wird eine elektrische Heizung mit max. 10 kW Leistung zugeschaltet. Die regelbare Stromversorgung (Fabrikat: Mega-Physik, Typ MP-SN-400/25-UIL-104) ist stabilisiert, so daß sich auch im Sekundärkreis eine Temperaturkonstanz besser als 0,2 K erreichen läßt. Die Mengenregelung im Sekundärkreis erfolgt über ein Bypaßventil. Zur Bestim-

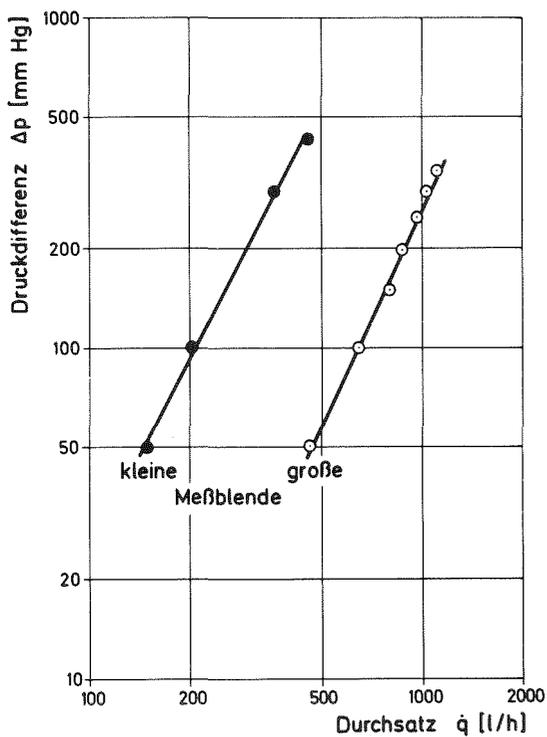


Abb. A.2.1

Eichkurven der Meßblenden im Sekundärkreislauf

Unmittelbar vor der Anschlußstelle des Sekundärkreises am Hauptkreis ist ein Mischer installiert, um im Einspritzkanal des Düsenblocks ein möglichst gleichmäßiges Temperaturprofil zu gewährleisten. Die Temperatur wird mit NiCr-Ni-Thermoelementen von 1 mm Durchmesser gemessen, die Kaltwassertemperatur \bar{T}_K in der Ansaugleitung des Sekundärkreises und die Warmwassertemperatur \bar{T}_W vor dem Eintritt in die Teststrecke. Zusätzlich ist der Sondenhalter mit einem NiCr-Ni-Thermoelement von 0,5 mm Durchmesser ausgestattet, mit dem die Wassertemperatur am Sondenfuß gemessen werden kann. Als Vergleichselement dienen ebenfalls NiCr-Ni-Thermoelemente, die in Eiswasser getaucht sind. Die Meßwerte werden digital in μV angezeigt. Die Auflösung beträgt $1 \mu V$ ($\cong 0,025 K$).

Die wichtigsten Daten des Wasserkreislaufes sind nachstehend nochmals zusammengefaßt.

mung des Durchflusses wird der Druckabfall an einer Meßblende mit einem quecksilbergefüllten U-Rohrmanometer gemessen. Für einen Durchfluß bis 400 l/h ist eine kleine Meßblende, für einen Durchfluß zwischen 400 und 900 l/h ist eine große Meßblende vorgesehen. Die zugehörigen Eichkurven sind in Abb. A.2.1 dargestellt.

Unmittelbar vor der Anschlußstelle des Sekundärkreises am Hauptkreis ist ein Mischer installiert, um im Einspritzkanal des Düsenblocks ein möglichst gleichmäßiges Temperaturprofil zu gewährleisten. Die Temperatur wird mit NiCr-Ni-Thermoelementen von 1 mm Durchmesser gemessen, die Kaltwassertemperatur \bar{T}_K in der Ansaugleitung

A.3 Daten des Wasserkreislaufs

A.3.1 Allgemeine Angaben

Fluid		vollentsalztes Wasser
Wasserinhalt		4 m ³
Wassertemperatur im Hauptkreis	\bar{T}_K	20°C \pm 5 K
Wassertemperatur im Sekundärkreis	\bar{T}_W	$\bar{T}_k + 10$ K
Max. Heizleistung im Sekundärkreis	N	10 KW (10 ⁻⁴ stabilisiert)

A.3.2 Angaben zu Komponenten des Wasserkreislaufs

A.3.2.1 Pumpe im Hauptkreis

Max. Fördermenge	\dot{Q}	100	m ³ /h
Max. Förderhöhe		125	m Fl.S.
Max. Leistungsaufnahme		54	KW
Nenn Drehzahl		3000	U/min

A.3.2.2 Einlaufstrecke

Länge		2600	mm
Innendurchmesser		110	mm

A.3.2.3 Siebkombination am Ende der Einlaufstrecke

Sieb I: Abstand zum Düsenblock		160	mm
Maschenweite		1	mm ²
Drahtstärke		0,32	mm
Sieb II: Abstand zum Düsenblock		55	mm
Maschenweite		1	mm ²
Drahtstärke		0,5	mm
Sieb III: Abstand zum Düsenblock		20	mm
Maschenweite		1	mm ²
Drahtstärke		0,32	mm

A.3.2.4 Düsenblock

Länge	l_z	120	mm
Durchmesser	D	110	mm
Teilkanaldurchmesser	d	7,2	mm
Abstand der Bohrungsmitten	M	8,2	mm
Freier Querschnitt		6430	mm ²
Versperrter Querschnitt		3070	mm ²
Anzahl der Bohrungen		158	
Max. Bulk-Geschwindigkeit	\bar{U}_{T_m}	6	m/s

A.3.2.5 Teststrecke

Gesamtlänge	l_R	2146	mm
Innendurchmesser	D	110	mm
Teilung der Meßleiste		17 x 25	mm und
		31 x 50	mm
Max. Bulk-Geschwindigkeit	\bar{U}_{O_m}	3	m/s

A.3.2.6 Pumpe im Sekundärkreis

Max. Förderleistung	q	0,9	m ³ /h
Max. Förderhöhe		65	m Fl.S.
Leistungsbedarf		1,1	kW
Nenn Drehzahl		1450	U/min

B. Geschwindigkeitsmeßtechnik

Zur Geschwindigkeitsmessung wurden Anemometer benutzt. Diese Meßtechnik ist vor allem bei Geschwindigkeitsmessungen in gasförmigen Medien weit verbreitet, kann aber auch in flüssigen Medien verwendet werden. Je nach Einsatzgebiet gibt es zahlreiche andere Meßmethoden. Diese ermöglichen häufig nur die Messung der mittleren Geschwindigkeit, so z.B. PITOT-Rohre. Eine zusammenfassende Beschreibung der gebräuchlichsten Methoden zur Messung von Geschwindigkeitsschwankungen, darunter auch der in zunehmendem Maße eingesetzten LASER-DOPPLER-Meßtechnik, ist in HINZE /26/ gegeben. Alle diese Methoden unterliegen gewissen Beschränkungen hinsichtlich ihrer Genauigkeit und Einsetzbarkeit. Zu jedem Verfahren gibt es eine Fülle von Literatur, die Anemometrie mit wärmeempfindlichen Sonden ist jedoch am ausführlichsten untersucht. Dies zeigt auch eine Literaturzusammenstellung von FREYMUTH /50/, die nahezu 1300 Veröffentlichungen über Anemometermeßtechnik umfaßt. Die hieraus zu entnehmende weite Verbreitung dieser Meßeinrichtungen führte zur industriellen Fertigung ganzer Meßsysteme, darunter dem hier verwendeten 55M-System von DISA-Elektronik.

B.1 Meßprinzipien

Für die Geschwindigkeitsmessung mit Anemometern sind zwei unterschiedliche Verfahren gebräuchlich:

- Das Konstanttemperatur-Anemometer
(CTA $\hat{=}$ Constant-Temperature Anemometer)
- Das Konstantstrom-Anemometer
(CCA $\hat{=}$ Constant- Current Anemometer)

Entsprechend der Bezeichnung wird beim CTA-Verfahren unabhängig von den Kühlungsbedingungen die Sondentemperatur konstant gehalten, beim CCA-Verfahren der Sondenstrom. Da die Kühlung der Sonde von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt, wird hierdurch auch der von der Temperatur abhängige elektrische Sondenwiderstand beeinflusst. Diese Änderung des Sondenwiderstandes kann in ein elek-

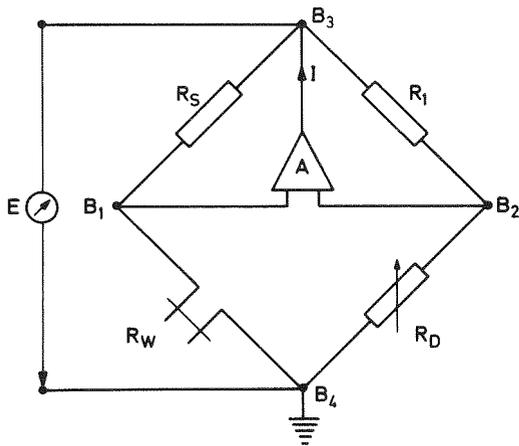


Abb. B.1.1

Konstanttemperatur-Anemometer
(CTA)

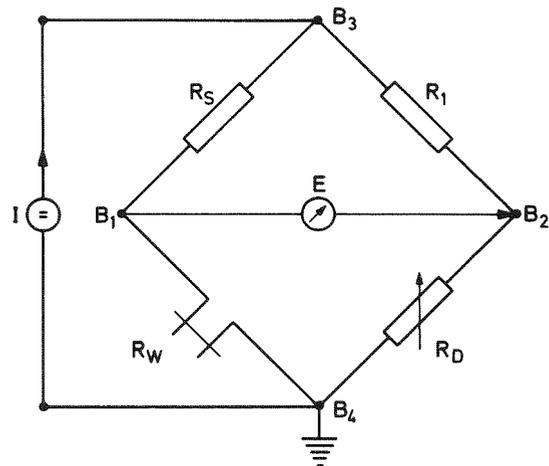


Abb. B.1.2

Konstantstrom-Anemometer (CCA)

trisches Signal umgesetzt werden. Dazu wird beim CTA-Verfahren eine WHEATSTONE'sche Brücke verwendet (Abb. B.1.1). Ein Zweig der Brücke wird durch die Sonde mit ihrem Sondenwiderstand R_W gebildet. Im Vergleichszweig der Brücke wird der Vergleichswiderstand R_D dann so eingestellt, daß die Brücke bei einer vorgewählten Sondentemperatur abgeglichen ist. Ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit an der Sonde und damit der Sondenwiderstand, so wird beim CTA-Verfahren der Brückenstrom I vom Stromverstärker A nachgeregelt, so daß der Sondenwiderstand wieder seinen alten Wert annimmt, d.h. die Brücke abgeglichen bleibt. Die dem Strom I proportionale Brückenspannung E liefert somit die gewünschte Signalspannung, die sich in Abhängigkeit von der Kühlmittelgeschwindigkeit ändert. Die Messung der mittleren Geschwindigkeit erfolgt durch zeitliche Mittelung der Signalspannung mit einem integrierenden Voltmeter.

Beim CCA-Verfahren wird ebenfalls eine WHEATSTONE'sche Brücke verwendet (Abb. B.1.2). Auch hier bildet die Sonde einen Brückenzweig. Die Brücke wird mit einem konstanten Strom I eingespeist und mit dem Vergleichswiderstand R_D abgeglichen. Ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit an der Sonde und damit der Sondenwiderstand R_W infolge veränderter Kühlungsbedingungen, so bleibt beim CCA-Verfahren der Strom durch die Brücke unverändert, die Brücke wird jedoch ver-

stimmt. Der hierdurch entstehende Potentialunterschied E zwischen den Brückenpunkten B_1 und B_2 liefert daher bei diesem Verfahren die gewünschte Signalspannung. Das CTA-Verfahren wird heute bevorzugt für Geschwindigkeitsmessungen eingesetzt, da sich hiermit eine höhere Meßgenauigkeit erzielen läßt. Deshalb wurde das CTA-Verfahren für die beschriebenen Untersuchungen gewählt. Das CCA-Verfahren wurde lediglich für eine Vergleichsmessung verwendet. Hierauf wird später noch eingegangen.

B.2 Sondenarten

Von mehreren unterschiedlichen Sondenarten seien hier zwei Ausführungen genannt:

- die Hitzdrahtsonde
- die Heißfilmsonde

Die Hitzdrahtsonde wird vor allem für Messungen in gasförmigen Medien eingesetzt. Die Sonde besteht aus einem nichtisolierten Draht, dessen Durchmesser je nach Beanspruchung zwischen $1\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$ beträgt. Die Drahtlänge wird in der Regel so gewählt, daß das Verhältnis Sondenlänge zu Sondendurchmesser zwischen 200 und 600 liegt. Zu kleine Drahtlängen beeinträchtigen die Meßgenauigkeit aufgrund der Wärmeabfuhr der Drahtenden /51/, zu große Drahtlängen vermindern das Auflösungsvermögen der Sonde hinsichtlich der von den kleinen Wirbeln verursachten Geschwindigkeitsschwankungen /41/.

Die Heißfilmsonde wird bevorzugt für Geschwindigkeitsmessungen nach dem CTA-Verfahren in Flüssigkeiten eingesetzt. Aufgrund ihres Aufbaus (Quarzkörper - stromführende Metallschicht - Quarzfilm) ist die Heißfilmsonde gegenüber dem Strömungsmedium elektrisch isoliert. Dies ist auch beim Einsatz in Wasser vorteilhaft, da bei großen Sondenströmen (bis zu einigen Ampere beim CTA) eine so hohe Spannung an der Sonde abfällt, daß eine nichtisolierte Sonde durch Elektrolyse zerstört würde. Dementsprechend wurden für die Geschwindigkeitsmessungen in der Wasserteststrecke Heißfilmsonden eingesetzt.

B.3 Eichung von Heißfilmsonden

Anemometersonden des gleichen Typs weisen infolge von Fertigungstoleranzen unterschiedliche Meßempfindlichkeit auf. Daher müssen die Sonden vor ihrem eigentlichen Einsatz geeicht werden. Hierzu wurde eine Eichvorrichtung (Fabrikat TSI, Typ 1125B) verwendet, mit der Heißfilmsonden in Wasser bei Geschwindigkeiten zwischen 0 und 6 m/s geeicht werden können. Die Geschwindigkeit in der Eich-teststrecke wird durch Druckverlustmessungen an einer Düse bestimmt. Die Genauigkeit dieser Vergleichsmessung hängt im wesentlichen von der Auflösung des Manometers ab; sie beträgt bei der vorgegebenen kleinsten Skalenteilung von 0,1 inch 2,5 mm \pm 0,5 mm Wassersäule. Dies entspricht bei einer Geschwindigkeit von 1 m/s an der Auslaßdüse der Eichvorrichtung einer Genauigkeit des Eichnormals von 1% und bei einer Geschwindigkeit von 5 m/s einer Genauigkeit von ca. 0,2%. In beiden Fällen ergibt sich daraus eine Meßwertauflösung von 1 cm/sec.

Zur Eichung der Sonde werden außerdem zwei Sondenkennwerte benötigt: der Kaltwiderstand R_k und der Temperaturkoeffizient α_k . Beide Kennwerte werden üblicherweise vom Hersteller bei 20°C gemessen und für jede Sonde mit angegeben, sie können aber auch durch zusätzliche Messungen bestimmt werden. Der Sondenwiderstand R_w läßt sich unter Verwendung der Sondenkennwerte nach der Beziehung

$$R_w = R_k \cdot \{1 + \alpha_k \cdot (\bar{T}_s - \bar{T})\}$$

ermitteln. Es bedeuten:

\bar{T}_s $\hat{=}$ gewählte Betriebstemperatur der Sonde

\bar{T} $\hat{=}$ Temperatur des Strömungsmediums.

Die Betriebstemperatur wird normalerweise so hoch wie möglich gewählt, um eine ausreichende Empfindlichkeit, ein hohes Signal/Rauschverhältnis und ein großes Ausgangssignal zu erhalten. Für Messungen in Wasser wird üblicherweise $\bar{T}_s \approx 60^\circ\text{C}$ gewählt, um jegliche Siedegefahren an der Sonde auszuschließen. In Luft sind dagegen wesentlich höhere Sondentemperaturen (bis 800°C für Drahtsonden) zulässig.

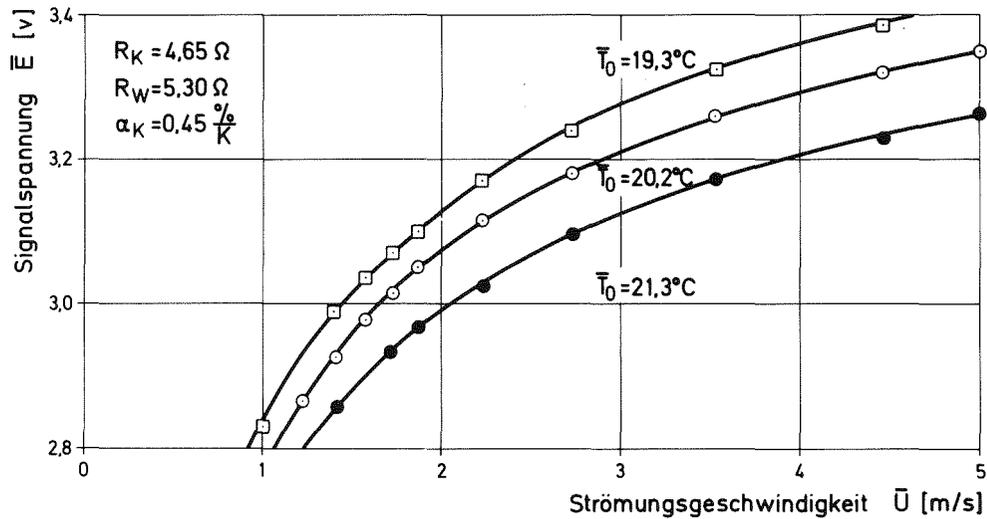


Abb. B.3.1 Eichkurven einer Heißfilmsonde DISA 55 R 11

Wird eine Heißfilmsonde in dem o.g. Eichkreislauf betrieben, so läßt sich die Signalspannung in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit ermitteln. Abb. B.3.1 zeigt die Eichkurven einer in Wasser eingesetzten Heißfilmsonde (DISA 55 R 11) unter Verwendung des CTA-Verfahrens. Man erkennt, daß die Signalspannung nicht nur von der Geschwindigkeit sondern auch von der Temperatur des Strömungsmediums abhängt. Die Eichung muß daher bei mehreren Temperaturen vorgenommen werden, so daß der für die eigentliche Messung infrage kommende Temperaturbereich abgedeckt ist. Hinsichtlich der Temperaturempfindlichkeit der Heißfilmsonde kann man aus Abb. B.3.1 durch Interpolation der Eichkurven folgendes erkennen: Bei höheren Geschwindigkeiten (z.B. über 2,5 m/s) bewirkt eine Temperaturänderung um nur 0,1 K eine scheinbare Geschwindigkeitsänderung um mehr als 5%. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Temperatur im Eichkreislauf und in der Teststrecke genau zu messen. Eine Genauigkeit besser als 0,1 K ist im Experimentierbetrieb jedoch nur schwer zu realisieren und mit hohem Aufwand verbunden. Es sind daher zusätzliche Maßnahmen zur Erhöhung der Meßgenauigkeit bei den Geschwindigkeitsmessungen erforderlich. Über vorhandene Möglichkeiten wird im übernächsten Abschnitt berichtet. Zuvor soll noch die Berechnung der mittleren Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität aus der Signalspannung unter Verwendung zweier Eichkonstanten erläutert werden.

B.4 Berechnung der Geschwindigkeit aus der Signalspannung

Zwischen der Strömungsgeschwindigkeit U und der Signalspannung E einer Anemometersonde besteht für nicht allzu kleine Strömungsgeschwindigkeiten (etwa $U > 1$ m/s) die Beziehung:

$$U = k \cdot (E^2 - \bar{E}_0^{*2})^2 \tag{B.4.1}$$

d.h. bei Kenntnis zweier Eichkonstanten kann in einem weiteren Geschwindigkeitsbereich aus der Signalspannung des Anemometers die zugehörige Geschwindigkeit berechnet werden. Die Beziehung (B.4.1) gilt auch für zeitliche Mittelwerte. Verwendet man die Eichwerte aus Abb. B.3.1 und trägt entsprechend Abb. B.4.1 \bar{E}^2 über $\sqrt{\bar{U}}$ auf, so erhält man in guter Näherung Geraden. Extrapoliert man diese Geraden bis $\bar{U} = 0$, so liefert ihr Schnittpunkt mit der Ordinate unabhängig von der Sondentemperatur die Eichkonstante \bar{E}_0^{*2} . Sie entspricht nicht dem tatsächlichen Meßwert für $\bar{U} = 0$, sondern stellt eine Rechengröße dar, da die Beziehung (B.4.1) für $U < 1$ m/s nicht mehr gültig ist. Anstelle der graphischen Bestimmung ist es möglich, die Eichkonstanten \bar{E}_0^{*2} und k aus zwei Eichmessungen bei gleicher Temperatur zu ermitteln. Gehört zur Geschwindigkeit \bar{U}_1 die Signalspannung \bar{E}_1 und zu \bar{U}_2 die Signalspannung \bar{E}_2 , so

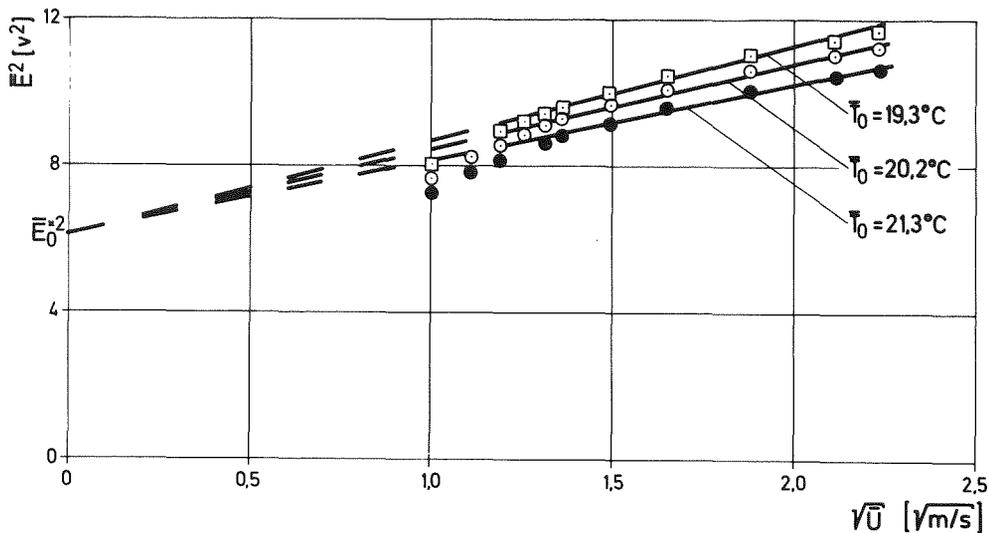


Abb. B.4.1 Ermittlung der Eichkonstanten \bar{E}_0^{*2} einer Heißfilmsonde

liefert (B.4.1) die Beziehungen:

$$E_0^{*2} = \frac{\sqrt{\frac{\bar{U}_1}{\bar{U}_2}} \cdot \bar{E}_2^2 - \bar{E}_1^2}{\sqrt{\frac{\bar{U}_1}{\bar{U}_2}} - 1} \quad (\text{B.4.2})$$

und

$$k = \bar{U}_1 / (\bar{E}_1^2 - E_0^{*2})^2 \quad (\text{B.4.3})$$

Nachteilig an diesem Verfahren ist, daß die Konstante k von der Temperatur abhängt und daher bei jeder Temperaturänderung neu ermittelt werden muß.

Zur Bestimmung der Turbulenzintensität u' aus dem RMS-Wert e' der Signalspannungsschwankungen kann ebenfalls die Beziehung (B.4.1) herangezogen werden. Verwendet man die übliche Aufspaltung in zeitlichen Mittelwert und Schwankungsanteil

$$U = \bar{U} + u \quad \text{und} \quad E = \bar{E} + e$$

so geht (B.4.1) über in

$$\bar{U} + u = k \cdot [(\bar{E} + e)^2 - E_0^{*2}]^2 \quad (\text{B.4.4})$$

Nimmt man an, daß $\bar{E} \gg e$ gegeben ist, so kann man alle Glieder mit Potenzen von e vernachlässigen. In diesem Fall erhält man für die Turbulenzintensität u' die Beziehung

$$u' = 4 \cdot k \cdot (\bar{E}^2 - E_0^{*2}) \cdot \bar{E} \cdot e' \quad (\text{B.4.5})$$

B.5 Maßnahmen zur Erhöhung der Meßgenauigkeit

Da die Wassertemperatur die Geschwindigkeitsmessung in so starkem Maße beeinflusst, eine Temperaturdrift im Kreislauf aber nicht ausgeschlossen werden kann, sei auf eine einfache Möglichkeit hingewiesen, derartige Temperaturdriften zu kompensieren. Sie besteht darin, Referenzmessungen auszuführen. Man kann davon ausgehen, daß die Temperaturänderung im Kreislauf pro Zeiteinheit in etwa konstant ist und der Ablauf einer Messung jeweils gleich lange

dauert. Dann führt man z.B. an fünf Meßpunkten die Messungen nacheinander durch. Als sechste Messung wiederholt man die Messung am ersten Meßpunkt. Ergibt sich eine Abweichung zu der ersten Messung, so kann man durch lineare Interpolation alle dazwischenliegenden Meßwerte korrigieren. Das Verfahren läßt sich fortsetzen, bis die gesamte Meßreihe beendet ist. Auf diese einfache Weise lassen sich Fehler infolge von Temperaturdrift nahezu vollständig ausschließen.

Eine zweite Möglichkeit zur Verbesserung der Meßgenauigkeit besteht darin, den Testkreislauf mit einem zusätzlichen integralen Durchflußmesser zu versehen. Hiermit läßt sich in der eigentlichen Teststrecke zwar nicht die örtliche Geschwindigkeit, dafür aber die Bulk-Geschwindigkeit \bar{U}_0 ermitteln. In Abschnitt 2.2.1 wurde bereits dargelegt, auf welche Weise aus der Bulk-Geschwindigkeit \bar{U}_0 und den Messungen des normierten Geschwindigkeitsprofils mit dem Anemometer die maximale Geschwindigkeit \bar{U}_m bestimmt werden kann.

Die unter Anwendung dieser beiden Verfahren ermittelten Werte für die maximale Geschwindigkeit in der Teststrecke zeigen weniger als 2% Abweichung von der Interpolationsgeraden (Abb. 2.2.1.5), ein insgesamt befriedigendes Ergebnis. Eine Erhöhung der Meßgenauigkeit bei Geschwindigkeitsschwankungen erfordert zusätzliche Maßnahmen, da hierfür der bisher noch nicht betrachtete Frequenzgang des Meßfühlers und das Signal/Rauschverhältnis von Bedeutung ist. Diese beiden Größen hängen in besonderem Maße von den Wärmeübergangseigenschaften vom Fluid an die Sonde ab. Eine im Vergleich zur Hitzdrahtsonde wesentlich größere Ansprechzeit der Heißfilmsonde wird durch den zusätzlichen Quarzfilm verursacht. Daher liegt die Grenzfrequenz von Heißfilmsonden in Wasser nur bei einigen 10 Hz. Höhere Frequenzanteile der Geschwindigkeitsschwankungen im Fluid werden folglich stark gedämpft. Dies hat wiederum eine Verschlechterung des Signal/Rauschverhältnisses bei höheren Frequenzen zur Folge, da bei kleinen Signalen das Eigenrauschen der Elektronik stärker ins Gewicht fällt. Der Frequenzgang der Sonde kann zwar über einen weiten Frequenzbereich durch eine entsprechende Elektronik so kompensiert werden, daß die

Signalverstärkung von der Frequenz unabhängig wird. Dies ist aber nur durch ein differenzierendes Glied zu erreichen. Das Verfahren versagt daher, wenn dem eigentlichen Meßsignal ein hochfrequentes Störuschen überlagert ist.

In der untersuchten Wasserteststrecke beträgt die Amplitude der Geschwindigkeitsschwankungen bei Entfernungen $x/d > 20$ vom Düsenblock nur wenige Prozent der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Dies führte aus den genannten Gründen zu einer unzureichenden Meßgenauigkeit bei der Messung der Geschwindigkeitsschwankungen mit Heißfilmsonden in Wasser. Daher wurden, wie bereits erwähnt, Kontrollmessungen mit einer Hitzdrahtsonde nach dem CCA-Verfahren durchgeführt.

Eine Drahtsonde wurde gewählt, weil die Eckfrequenz einer Platinsonde mit einem Durchmesser von $5 \mu\text{m}$ ausreichend hoch ist. Dies konnte durch Messungen unmittelbar hinter dem Düsenblock nachgewiesen werden. Für $x/d = 2,6$ und $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$ wurde dort eine Eckfrequenz der Geschwindigkeitsschwankungen von etwa 220 Hz gemessen. Da die Eckfrequenz mit zunehmender Entfernung vom Düsenblock kleiner wird, war sichergestellt, daß der Frequenzgang des Hitzdrahtes bei Messungen im Abstand $x/d > 20$ ausreichend hoch lag.

Das CCA-Verfahren wurde gewählt, weil bei Messungen in Wasser der Sondenstrom von 60 mA einerseits ausreicht, um die erforderliche Empfindlichkeit bezüglich der Geschwindigkeitsschwankungen zu gewährleisten, andererseits bei diesem Strom der Spannungsabfall an der Sonde noch unter dem für den Beginn der Elektrolyse kritischen Wert bleibt.

In Abb. B.5.1 sind die spektralen Leistungsdichten der Signale einer Heißfilm- und einer Hitzdrahtsonde dargestellt, wie sie für $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$ bei $x/d = 58$ und $r/D = 0$ gemessen wurden. Der Vergleich zeigt, daß bei der Heißfilmsonde im höheren Frequenzbereich Unregelmäßigkeiten auftreten. Diese werden durch die elektrische Kompensation des Sondenfrequenzganges verursacht. Sie haben zur Folge, daß auch die Turbulenzintensität u' zu groß

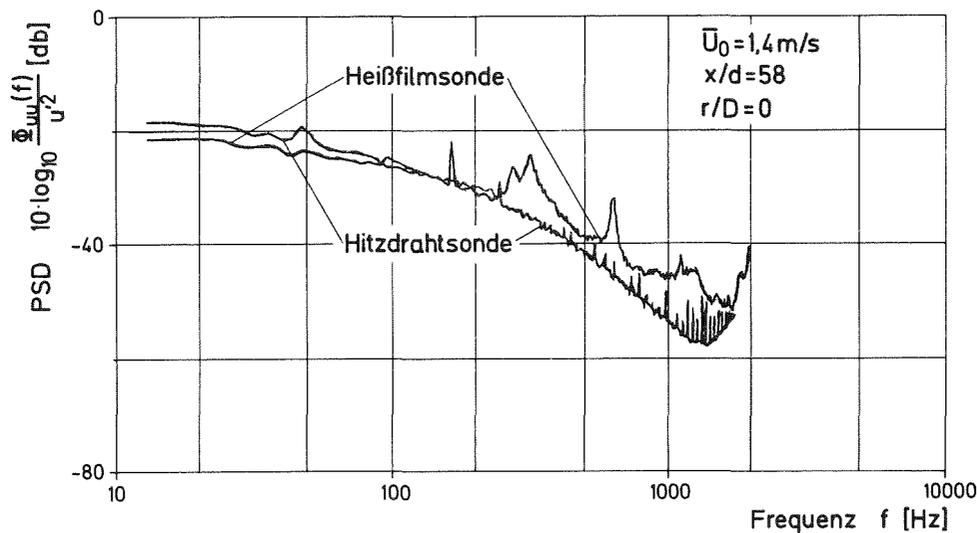


Abb. B.5.1 Vergleich der spektralen Leistungsdichten von Heißfilm- und Hitzdrahtsonde

bestimmt wird. Dies macht sich bei der mit u'^2 normierten spektralen Leistungsdichte dadurch bemerkbar, daß deren Amplitude im unteren Frequenzbereich zu klein berechnet wird. Demgegenüber zeigt die mit einer Hitzdrahtsonde ermittelte spektrale Leistungsdichte den erwarteten Verlauf. Von untergeordneter Bedeutung sind einige Störspitzen bei den Harmonischen der Netzfrequenz, die vom Pumpenmotor eingestreut werden.

Die zur Geschwindigkeitsmessung in Wasser eingesetzten Hitzdrahtsonden wiesen eine nicht zu beseitigende Drift der Signalspannung auf. Daher ist die zuvor erwähnte Eichung dieser Sonden im Eichkreislauf ebensowenig möglich wie die Messung der mittleren Geschwindigkeit in einer Wasserteststrecke. Aus dem Schwankungsanteil des Sondersignals können jedoch der RMS-Wert e'_D und die spektrale Leistungsdichte $\Phi_{ee_D}(f)$ gewonnen werden. Ist zusätzlich zum RMS-Wert die Turbulenzintensität u' von Interesse, so muß ein Proportionalitätsfaktor bestimmt werden. Dies ist bei der hier untersuchten Teststrecke hinter dem Düsenblock einfach. Es genügt nämlich eine Vergleichsmessung mit einer geeichten Heißfilmsonde. Denn infolge der im Bereich $10 < x/d < 20$ vorhandenen starken Schwankungsamplituden sind hier auch die Messungen mit der Heißfilmsonde korrekt (s. Abschnitt 2.2.2). Daher läßt sich in diesem Fall der gesuchte Proportionalitätsfaktor durch Vergleich mit der Heißfilmmessung ermitteln.

Eine andere, allgemeinere Möglichkeit beruht auf folgender Überlegung /52/: Mit der Heißfilmsonde wird im Bereich niedriger Frequenzen korrekt gemessen, d.h. die spektrale Leistungsdichte $\Phi_{uu_F}(f)$ stimmt mit der wahren Leistungsdichte $\Phi_{uu}(f)$ an der Stelle $f \rightarrow 0$ überein. Die mit der Heißfilmsonde ermittelte Turbulenzintensität u'_F ist dagegen mit einem Meßfehler behaftet. Wird der tatsächliche Wert mit u' bezeichnet, so gilt unter Einführung eines Korrekturfaktors K

$$u'^2 = K \cdot u'_F{}^2 \quad (\text{B.5.1})$$

und damit für die normierten spektralen Leistungsdichten an der Stelle $f \rightarrow 0$

$$\underbrace{\frac{\Phi_{uu}(f \rightarrow 0)}{u'^2}}_{\text{tatsächlicher Wert}} = \frac{1}{K} \cdot \underbrace{\frac{\Phi_{uu_F}(f \rightarrow 0)}{u'_F{}^2}}_{\text{mit Heißfilm ermittelter Wert}} = \underbrace{\frac{\Phi_{ee_D}(f \rightarrow 0)}{e_D'^2}}_{\text{mit Hitzdraht ermittelter Wert}} \quad (\text{B.5.2})$$

tatsächlicher Wert mit Heißfilm ermittelter Wert mit Hitzdraht ermittelter Wert

Aus den beiden Messungen mit Heißfilm und Hitzdraht kann daher der Korrekturfaktor ermittelt werden:

$$K = \frac{\Phi_{uu_F}(f \rightarrow 0)/u'_F{}^2}{\Phi_{ee_D}(f \rightarrow 0)/e_D'^2} \quad (\text{B.5.3})$$

Die gesuchte Beziehung zur Berechnung der tatsächlichen Turbulenzintensität in der Strömung lautet dann:

$$u' = u'_F \cdot \sqrt{\frac{\Phi_{uu_F}(f \rightarrow 0)/u'^2}{\Phi_{ee_D}(f \rightarrow 0)/e_D'^2}} \quad (\text{B.5.4})$$

Ein Nachteil dieser Methode ist der hohe Meßaufwand, da der Korrekturfaktor K für jede Meßposition neu bestimmt werden muß.

Um die in Kapitel 2 dieser Arbeit dargestellten Meßergebnisse zu erhalten, war die konsequente Anwendung der hier skizzierten Maßnahmen Voraussetzung. Weitere Fehlerquellen waren Sondenver-

schmutzung und örtliche Überhitzung infolge von Blasen. Beides hatte in den meisten Fällen einen plötzlichen Abfall der Signalspannung zur Folge. Diese Fehler konnten durch Reinigung der Sonde und Nacheichung vermieden werden.

B.6 Signalaufbereitung

Die Aufbereitung der Sondensignale ist in einem Schaltschema (Abb. B.6.1) dargestellt. Außer den benötigten Meßgeräten ist der Signalfluß aus dieser Abbildung zu entnehmen. Die Sonde wird mit der Meßbrücke verbunden. Es werden entsprechend dem gewählten Anemometerverfahren zwei Meßbrücken verwendet: eine CTA-Meßbrücke (DISA 55 M 10) und eine modifizierte CCA-Meßbrücke (DISA 55 M 20). Meßbrücke und Haupteinheit (DISA 55 M 10) bilden das eigentliche Anemometersystem. Die Haupteinheit enthält die zum Betrieb der Meßbrücke notwendigen Hilfsstromkreise sowie einen Signalverstärker. Die Stromversorgung erfolgt entweder über ein Netzgerät oder über Batterie. Bei den Messungen wurde Batterieeinspeisung verwendet, da das Stör rauschsignal in diesem Fall geringer war. Am Ausgang des Anemometersystems steht das Anemometersignal E für die weitere Verarbeitung zur Verfügung. Zunächst werden zwei Kennwerte berechnet und mit den Digitalvoltmetern DVM I und DVM II angezeigt (Keithly, Digital Multimeter

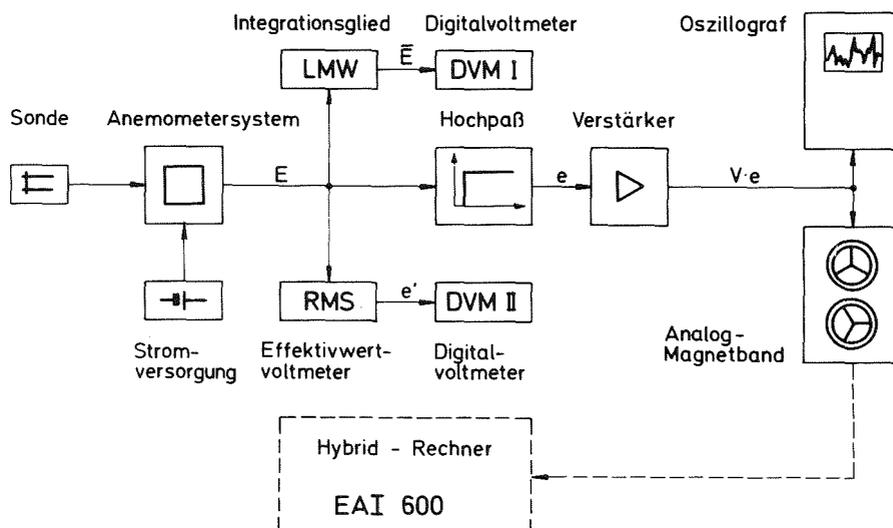


Abb. B.6.1 Schaltschema der Signalaufbereitung

160): Der von einem Integrationsglied (Eigenfertigung) berechnete lineare Mittelwert (LMW) \bar{E} und der mit einem Effektivvoltmeter (DISA 55 D 35) berechnete RMS-Wert e' . Außerdem wird das Anemometersignal auf einen Hochpaß (Krohn-Hite, Modell 3342) mit einer oberen Grenzfrequenz von 1 Hz gegeben. Der Hochpaß unterdrückt das Gleichspannungssignal \bar{E} , da für die weitere Verarbeitung nur noch der Schwankungsanteil e des Sondersignals benötigt wird. Dieses Signal wird anschließend breitbandig verstärkt (Neff, D.C. Amplifier, model 124 A).

Die Verstärkung V wird abhängig von der Signalgröße auf Werte zwischen 10 und 100 eingestellt. Das so aufbereitete Signal wird während der Messung auf einen Oszillografen (Hewlett Packard 1201 A) sichtbar gemacht. Die Aufzeichnung erfolgt mit einem Analogmagnetband (Bell-Howell, datatype CPR 4010). Es wurde eine Aufnahmegeschwindigkeit von 30 inch/sec gewählt, womit eine Aufnahmebandbreite von 10 KHz gewährleistet ist.

Die weitere Signalanalyse, so die Berechnung von Amplitudenverteilungsdichten, spektralen Leistungsdichten, Skewness- und Flatnesswerten wurde mit einem Hybrid-Rechner EAI 600 durchgeführt.

Eine Beschreibung der hierfür verwendeten Rechenprogramme ist in /53/ gegeben. Zusätzliche Kontrollmessungen ergaben, daß die Rechenergebnisse eine Genauigkeit besser 1% aufweisen.

C. Temperaturmeßtechnik

Zur Temperaturmessung wurden ausschließlich Hitzdrahtsonden und das Konstantstrom-Anemometer benutzt. Diese Meßtechnik eignet sich zur Temperaturmessung in Gasen ebenso wie in flüssigen (elektrisch nichtleitenden) Medien. Je nach Einsatzgebiet gibt es auch hierfür zahlreiche andere Meßmethoden, verbreitet ist z.B. die Temperaturmessung mit Thermoelementen. Dennoch ist zur Messung von Temperaturschwankungen die Hitzdrahtsonde infolge ihrer geringen thermischen Trägheit von Vorteil.

C.1 Temperaturmessung nach dem CCA-Verfahren

Das CCA-Verfahren wurde bereits bei der Beschreibung der Geschwindigkeitsmeßtechnik (Anhang B.1) erläutert. Ebenso wurde über die Hitzdrahtsonde (Anhang B.2) berichtet. Ergänzend seien jetzt einige spezifische Details der Temperaturmessung nach dem CCA-Verfahren genannt. Ein wesentliches Merkmal dieses Verfahrens besteht darin, daß Temperaturdifferenzen und keine Absoluttemperaturen gemessen werden. Üblicherweise wird daher die Meßbrücke vor Beginn der Messung bezüglich der gewählten Referenztemperatur abgeglichen.

Bei Messungen in strömenden Medien wird der Sondenwiderstand und damit das Sondersignal sowohl von der Temperatur des Fluids als auch der Strömungsgeschwindigkeit beeinflusst. Dies gilt vor allem dann, wenn die Sonde mit einem hohen Sondenstrom betrieben wird, d.h. bei Geschwindigkeitsmessungen. Bei Temperaturmessungen kann man dagegen den Sondenstrom gering halten, d.h. die Sondentemperatur liegt nur unwesentlich über der Fluidtemperatur. Entsprechend gering ist in diesem Fall die Empfindlichkeit der Sonde gegenüber Geschwindigkeitsänderungen, denn auch bei höherer Geschwindigkeit ändert sich die Sondentemperatur nur noch geringfügig. Unter Einführung einer geschwindigkeits- und einer temperaturabhängigen Konstanten gibt BREMHORST /54/ eine modellmäßige Beschreibung dieses Verhaltens. Daraus geht hervor, daß bei

entsprechend kleinem Sondenstrom (<5 mA in Wasser) die Geschwindigkeitsabhängigkeit tatsächlich vernachlässigt werden kann.

Bei der Messung von Geschwindigkeitsschwankungen war festgestellt worden, daß Hitzdrahtsonden für die Messungen in der Wasserteststrecke eine ausreichend hohe Grenzfrequenz besitzen. Dies gilt auch für die Messung von Temperaturschwankungen. So wurde unmittelbar hinter dem Düsenblock mit einer Platinsonde von $5\ \mu\text{m}$ Durchmesser die Eckfrequenz der spektralen Leistungsdichte zu 550 Hz gemessen (Abb. 3.3.4). Hieraus ist zu entnehmen, daß die gewählte Hitzdrahtsonde zumindest bis zu dieser Frequenz keine Signaldämpfung infolge thermischer Trägheit bewirkt. Da mit zunehmender Entfernung vom Düsenblock die Eckfrequenz des Temperatursignals rasch kleiner wird, ist für den gesamten untersuchten Bereich hinter dem Düsenblock gewährleistet, daß die Sonde das tatsächliche Temperatursignal erfaßt.

Bei den Hitzdrahtmessungen in Wasser hat es sich gezeigt, daß die nichtisolierten Sonden bei abnehmendem Drahtdurchmesser leichter verschmutzen, was erhebliche Beeinträchtigungen des Sondenfrequenzganges zur Folge hat. Aus diesem Grunde sind Messungen mit $10\ \mu\text{m}$ Sonden vorzuziehen. Allerdings muß in diesem Fall einerseits auf die notwendige Sondenlänge, andererseits aber auch auf eine ausreichende räumliche Auflösung der Temperaturwirbel geachtet werden. Vergleichsmessungen in der Wasserteststrecke zwischen einer Platinsonde (Durchmesser: $5\ \mu\text{m}$; Drahtlänge: 1mm) und einer Platin-Iridiumsonde (Durchmesser: $10\ \mu\text{m}$; Drahtlänge 2mm) zeigten übereinstimmende Ergebnisse. Als Nachteil des größeren Drahtdurchmessers muß jedoch die verminderte Empfindlichkeit der dickeren Sonde angesehen werden. Diese nahm trotz einer Stromerhöhung von $2\ \text{mA}$ ($5\ \mu\text{m}$ Platinsonde) auf $4\ \text{mA}$ ($10\ \mu\text{m}$ Platin-Iridium) etwa um den Faktor 2 ab.

C.2 Temperatureichung von Hitzdrahtsonden

Mit geringem Sondenstrom beaufschlagte Hitzdrahtsonden werden, wie bereits erwähnt, von der Strömungsgeschwindigkeit nur in vernachlässigbarer Größenordnung beeinflusst. Aus diesem Grunde gestaltet sich die Temperatureichung von Hitzdrahtsonden einfach: Sie kann in stehendem Wasser durchgeführt werden. Zur Vergleichsmessung dient ein geeichtes NiCr-Ni-Thermoelement. Damit läßt sich eine Auflösung von 0,025 K erzielen. Abb. C.2.1 zeigt die Eichkurve der Hitzdrahtsonde Pt3. Der Drahtdurchmesser beträgt 5 μm , die Drahtlänge ca. 1,2 mm und der Sondenstrom $I = 2 \text{ mA}$. Die Eichkonstante ergibt sich aus dem Anstieg der Eichgeraden zu:

$$C = \Delta E / \Delta T \quad \longrightarrow \quad C = -0,174 \text{ V/K}$$

Es bereitet daher keine Schwierigkeiten, mit der Hitzdrahtsonde Temperaturunterschiede besser 0,1 K aufzulösen. Dies wurde auch bei der Durchführung der Temperaturmessungen (Kapitel 3) bestätigt.

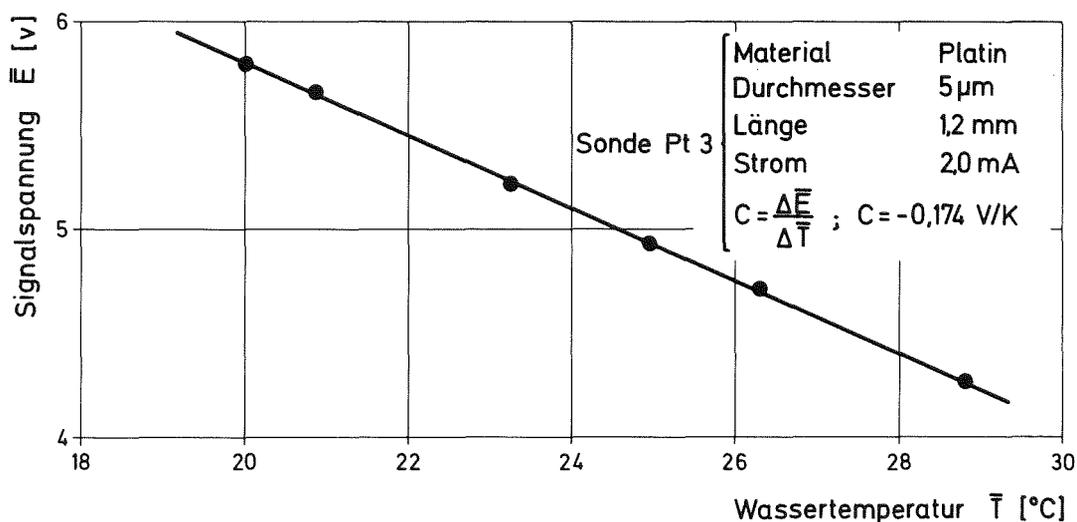


Abb. C.2.1 Eichung der Hitzdrahtsonde Pt 3

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

- Abb. 1.1.1 Anordnung der Brennstäbe in einem Brennelement des SNR 300
- Abb. 1.2.1 Schematische Darstellung der Teststrecke mit Einspritzkanal, Düsenblock und Meßfühler
- Abb. 2.2.1.1 Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock (ohne Einbauten), $\bar{U}_0 = 1,5 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.1.2 Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.1.3 Geschwindigkeitsprofile in der Nähe des Düsenblocks, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.1.4 Geschwindigkeitsprofile in größeren Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.1.5 Maximale Geschwindigkeit \bar{U}_m in der Teststrecke
- Abb. 2.2.2.1 Profile der Turbulenzintensität in verschiedenen Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.2.2 Profile der Turbulenzintensität in der Nähe des Düsenblocks, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.2.3 Profile der Turbulenzintensität in größeren Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.2.4 Abschwächung des RMS-Wertes der Geschwindigkeitsschwankungen
- Abb. 2.2.2.5 Abschwächung des Turbulenzgrades

- Abb. 2.2.3.1 Analyse von Geschwindigkeitssignalen an der Stelle $x/d = 13$
- Abb. 2.2.3.2 Analyse von Geschwindigkeitssignalen an der Stelle $x/d = 58$
- Abb. 2.2.3.3 Approximation der gemessenen PSD durch einen Ansatz mit einer Zeitkonstanten
- Abb. 2.2.3.4 Leistungsdichtespektren der Geschwindigkeitssignale in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bei $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
- Abb. 2.2.3.5 Approximation der gemessenen AKF durch einen Ansatz mit zwei Zeitkonstanten
- Abb. 2.2.3.6 Approximation der gemessenen PSD durch einen Ansatz mit zwei Zeitkonstanten
- Abb. 2.2.4.1 Bestimmung der Integralen Turbulenzlänge L_f aus der Autokorrelationsfunktion
- Abb. 2.2.4.2 Anstieg der Integralen Turbulenzlänge
- Abb. 2.2.4.3 Anstieg der Dissipationsgröße
- Abb. 2.2.4.4 Abschwächung der Dissipation
- Abb. 2.3.1 Geschwindigkeitsprofile in der Nähe des Düsenblocks bei 1/2 Einspritzmenge, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 2.3.2 Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bei 1/2 Einspritzmenge, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 2.3.3 Profile der Turbulenzintensität in verschiedenen Abständen vom Düsenblock bei 1/2 Einspritzmenge, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

- Abb. 3.2.1.1 Temperaturprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
- Abb. 3.2.1.2 Temperaturprofile in verschiedenen Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.2.1.3 Axiale Abschwächung der maximalen mittleren Temperatur
- Abb. 3.2.2.1 Intensitätsprofile der Temperatursignale in verschiedenen Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
- Abb. 3.2.2.2 Intensitätsprofile der Temperatursignale in verschiedenen Abständen vom Düsenblock, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.2.2.3 Axiale Abschwächung der maximalen Intensität der Temperatursignale
- Abb. 3.2.2.4 Abschwächung der maximalen mittleren Temperatur und der maximalen Intensität der Temperaturschwankungen
- Abb. 3.2.2.5 Vergleich der 10%-Grenze von mittlerer Temperatur- und Intensitätserhöhung in der Teststrecke
- Abb. 3.2.3.1 $x/d = 6,5$; $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
- Abb. 3.2.3.2 $x/d = 97$; $\bar{U}_0 = 1,4 \text{ m/s}$
Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen

- Abb. 3.2.3.3 $x/d = 5$; $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s
Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
- Abb. 3.2.3.4 $x/d = 82$; $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s
Analyse der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
- Abb. 3.2.3.5 $x/d = 6,5$; $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s
PSD der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
- Abb. 3.2.3.6 $x/d = 97$; $\bar{U}_0 = 1,4$ m/s
PSD der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
- Abb. 3.2.3.7 $x/d = 5$; $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s
PSD der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
- Abb. 3.2.3.8 $x/d = 92$; $\bar{U}_0 = 2,8$ m/s
PSD der Temperatursignale an verschiedenen radialen Positionen
- Abb. 3.2.4.1 Anstieg der Integralen Turbulenzlänge von Temperatur und Geschwindigkeit
- Abb. 3.2.4.2 Anstieg der Dissipationsgröße von Temperatur und Geschwindigkeit
- Abb. 3.2.5.1 Radiale Ausdehnung des Skewnessfaktors
- Abb. 3.2.5.2 Radiale Ausdehnung des Flatnessfaktors
- Abb. 3.2.5.3 Axialer Verlauf der Skewness- und Flatnessfaktoren von Geschwindigkeit und Temperatur in Strahlmitte

- Abb. 3.3.1 Temperatur-(links) und Intensitätsprofile (rechts) bei wandnaher Temperaturstörung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.3.2 Vergleich der Temperaturprofile verschiedener Richtung bei wandnaher Temperaturstörung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.3.3 Vergleich der Intensitätsprofile verschiedener Richtung bei wandnaher Temperaturstörung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.3.4 PSD eines Temperatursignals unmittelbar hinter dem Düsenblock, $x/d = 2,5$; $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.3.5 PSD der Temperatursignale bei wandnaher Temperaturstörung $x/d = 232$; $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.3.6 Vergleich von Skewness und Flatness verschiedener Richtung bei wandnaher Temperaturstörung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.4.1 Temperaturprofile bei gestörter und ungestörter Strömung in Rohrmitte, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.4.2 Intensitätsprofile der Temperatursignale bei gestörter und ungestörter Strömung in Rohrmitte, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 3.4.3 Temperaturprofile bei gestörter und ungestörter Strömung in Wandnähe
- Abb. 3.4.4 Intensitätsprofile der Temperatursignale bei gestörter und ungestörter Strömung in Wandnähe
- Abb. 4.1.1 Vergleich zwischen gemessenen Temperaturprofilen und Modellrechnung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$

- Abb. 4.2.1 Vergleich zwischen gemessenen Intensitätsprofilen und Modellrechnung, $\bar{U}_0 = 2,8 \text{ m/s}$
- Abb. 4.2.2 Vergleich der Intensitätsprofile mit und ohne Diffusion
- Abb. A.1 Schematische Darstellung des Wasserkreislaufs
- Abb. A.1.1 Eichkurve des Turbinendurchflußmessers
- Abb. A.1.2 Düsenblock
- Abb. A.1.3 Ausschnitt Teststrecke mit Verstelleinrichtung
- Abb. A.2.1 Eichkurven der Meßblenden im Sekundärkreislauf
- Abb. B.1.1 Konstanttemperatur-Anemometer (CTA)
- Abb. B.1.2 Konstantstrom-Anemometer (CCA)
- Abb. B.3.1 Eichung einer Heißfilmsonde DISA 55 R 11
- Abb. B.4.1 Ermittlung der Eichkonstanten $\bar{E}_0^* 2$ einer Heißfilmsonde
- Abb. B.5.1 Vergleich der spektralen Leistungsdichten von Heißfilmsonde und Hitzdrahtsonde
- Abb. B.6.1 Schaltschema der Signalaufbereitung
- Abb. C.2.1 Eichung der Hitzdrahtsonde Pt 3

- Tab. 2.1.1 Geschwindigkeitsmessungen ohne Einspritzvorrichtung
- Tab. 2.1.2 Geschwindigkeitsmessungen mit Einspritzvorrichtung (Einspritzmenge \dot{m} im Zentralkanal)
- Tab. 2.1.3 Geschwindigkeitsmessungen mit Einspritzvorrichtung (Einspritzmenge $\frac{1}{2} \dot{m}$ im Zentralkanal)
- Tab. 3.1.1 Temperaturmessungen, ungestörte Strömung, Einspritzung Zentralkanal
- Tab. 3.1.2 Temperaturmessungen, ungestörte Strömung, Einspritzung Seitenkanal
- Tab. 3.1.3 Temperaturmessungen, gestörte Strömung, Einspritzung Zentralkanal
- Tab. 3.1.4 Temperaturmessungen, gestörte Strömung, Einspritzung Seitenkanal

Nomenklatur

a	mm^2/s	Diffusionskoeffizient für die Ausbreitung von $(\delta')^2$
A	mm^3/s	Proportionalitätsfaktor
A_0	-	Proportionalitätsfaktor
A_1	$\text{mm}^{n_1+2}/\text{s}^2$	Proportionalitätsfaktor
A^*	mm^{3-n}/s	Proportionalitätsfaktor
b	$1/\text{s}$	Dissipationskoeffizient für die Ausbreitung von $(\delta')^2$
B	mm/s	Proportionalitätsfaktor
B_1	$\text{K}^2 \cdot \text{mm}^{n_2}$	Proportionalitätsfaktor
d	mm	Durchmesser des Teilkanals
D	mm	Innendurchmesser der Teststrecke
e	V	Schwankungsanteil der Signalspannung
e'	V	RMS-Wert des Sondensignals
E	V	Signalspannung
E_1	V	Signalspannung bei der Geschwindigkeit U_1
E_2	V	Signalspannung bei der Geschwindigkeit U_2

E_o^{*2}	V^2	Eichkonstante zur Geschwindigkeitsmessung mit Heißfilmsonde
f	Hz	Frequenz
f_{gr}	Hz	obere Grenzfrequenz der spektralen Leistungsdichte
f_o	Hz	Eckfrequenz der spektralen Leistungsdichte
F	-	Flatness (Flachheit)
F_T	K/s	normierte innere Wärmequelle { $F_T = W/\rho_F \cdot c_p$ }
I	mA	Brückenstrom
I_o	mA	Sondenstrom
k	$m/(V^4 \cdot s)$	Eichkonstante zur Geschwindigkeitsmessung mit Heißfilmsonde
k_u	1/m	Wellenzahl der Geschwindigkeitswirbel in x-Richtung
k_δ	1/m	Wellenzahl der Temperaturwirbel
k_1	$K/(mm \cdot s^2)$	Proportionalitätsfaktor
k_2	$K^2/(mm \cdot s^2)$	Proportionalitätsfaktor
k_3	-	Proportionalitätsfaktor
K	-	Korrekturfaktor
K_1	$K \cdot mm^{5/3}$	Proportionalitätsfaktor
K_2	$K^2 \cdot mm^{5/3}$	Proportionalitätsfaktor

K_3	mm/s	Proportionalitätsfaktor
l_R	mm	Gesamtlänge der Teststrecke
l_z	mm	Länge des Düsenblocks
L_f	mm	Integrale Turbulenzlänge der Geschwindigkeit
L_L	mm	LAGRANGEsche Integrale Turbulenzlänge
L_δ	mm	Integrale Turbulenzlänge der Temperatur
\dot{m}	kg/s	Einspritzmenge
M	mm	Mittenabstand der Teilkanäle
N	KW	Heizleistung im Sekundärkreis
p	-	Wahrscheinlichkeit
Pr	-	PRANDTL-Zahl
\dot{q}	m^3/h	Fördermenge im Sekundärkreis
$\overline{q^2}$	mm^2/s^2	Quadrat der gesamten Turbulenzintensität
\dot{Q}	m^3/h	Fördermenge im Hauptkreis
r	mm	r-Koordinate
Re	-	REYNOLDS-Zahl
S	-	Skewness (Schiefe)

S	mm^3/s	Volumenstrom der Störquelle
t	ms	Zeit
T	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur
\bar{T}	$^{\circ}\text{C}$	mittlere Temperatur
\bar{T}_K	$^{\circ}\text{C}$	Kaltwassertemperatur
\bar{T}_W	$^{\circ}\text{C}$	Wassertemperatur im Sekundärkreis
T_1, T_2	ms	Zeitkonstanten der approximierten Autokorrelationsfunktion
u	m/s	Schwankungsanteil der Geschwindigkeit in x-Richtung
u'	m/s	Turbulenzintensität in x-Richtung
U	m/s	Geschwindigkeit in x-Richtung
\bar{U}	m/s	mittlere Geschwindigkeit in x-Richtung
\bar{U}_0	m/s	Bulk-Geschwindigkeit in der Teststrecke
v	m/s	Schwankungsanteil der Geschwindigkeit in y-Richtung
v'	m/s	Turbulenzintensität in y-Richtung
V	m/s	Geschwindigkeit in y-Richtung

w	m/s	Schwankungsanteil der Geschwindigkeit in z-Richtung
w'	m/s	Turbulenzintensität in z-Richtung
W	m/s	Geschwindigkeit in z-Richtung
x	mm	x-Koordinate
x ₀	-	Koordinatenursprung
X	-	Signalamplitude
y	mm	y-Koordinate
z	mm	z-Koordinate
α	-	Richtungswinkel
α	mm ² /s	Temperaturleitzahl
α _E	mm ² /s	Diffusionskoeffizient für turbulenten Austausch
γ	K ²	Schwankungsanteil von δ ²
δ	K	Temperaturschwankung
δ'	K	Intensität der Temperatur- schwankung
ΔT̄	K	Temperaturdifferenz
ε	mm ² /s ³	Dissipation der Geschwindig- keitwirbel

ε	-	Erwartungswert
λ_f	mm	Dissipationslänge
λ_δ	mm	"Dissipationslänge" der Temperaturwirbel
ν	mm ² /s	kinematische Zähigkeit
ρ	-	normierte Korrelations- funktion
ρ_F	kg/m ³	spezifische Dichte des Fluids
σ		Streuung
σ^2		Varianz
τ	ms	Korrelationszeit
τ_0	ms	Zeitkonstante der Auto- korrelationsfunktion
τ_0^*	ms	Näherung für Zeitkonstante der Autokorrelationsfunktion
τ_w	ms	Wendepunktabzisse der Autokorrelationsfunktion
φ	-	Winkel zwischen Teststrecke und Düsenblock
Ψ		Korrelationsfunktion
Φ		spektrale Leistungsdichte

χ	K^2/s	"Dissipation" der Temperaturwirbel
--------	---------	------------------------------------

ω	$1/s$	Kreisfrequenz
----------	-------	---------------

Indizes

D	Hitzdrahtsonde
---	----------------

e	Sondensignal
---	--------------

F	Heißfilmsonde
---	---------------

i	Zähler
---	--------

m	Maximum
---	---------

m_0	Maximum im Koordinatenursprung
-------	--------------------------------

M	Meßzeit
---	---------

T	Teilkanal
---	-----------

u	Geschwindigkeitsschwankung
---	----------------------------

U	Geschwindigkeit
---	-----------------

1	x-Richtung
---	------------

2	y-Richtung
---	------------

3	z-Richtung
---	------------

Exponenten

m	Potenz für den Anstieg von L_f in x-Richtung
n	Potenz für den Abfall von T_m in x-Richtung
n_1	Potenz für den Abfall von u'^2 in x-Richtung
n_2	Potenz für den Abfall von $\delta_m'^2$ in x-Richtung

Abkürzungen

CCA	Constant-Current Anemometer
CTA	Constant-Temperature Anemometer
AKF	Autokorrelationsfunktion
PSD	Power Spectrum Density
RMS	Root Mean Square

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand am Institut für Reaktorbauelemente des Kernforschungszentrums Karlsruhe als Beitrag zu dem im Rahmen des Projektes Schneller Brüter behandelten Forschungsthema "Natrium-, Temperatur- und Durchflußmessung zum Störfallnachweis".

Herrn Prof. Dr.-Ing. U. Müller, Leiter des Instituts für Reaktorbauelemente, danke ich für die mir gebotene Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen, für die fördernden Diskussionen im Verlauf der Entwicklung des Rechenmodells und für die Übernahme des Hauptreferates.

Herrn Dr. Klaus Bremhorst, Senior Lecturer an der Universität of Queensland in Brisbane, Australien, gilt mein besonderer Dank. Seine zahlreichen wertvollen Impulse und Anregungen haben während eines über mehrere Jahre gepflegten wissenschaftlichen Austauschs wesentlich zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen. Aufgrund dieser fruchtbaren Zusammenarbeit konnte Herr Dr. Bremhorst als externer Hochschullehrer für die Übernahme des 2. Korreferates und als Mitglied der Prüfungskommission an der Universität Karlsruhe gewonnen werden.

Herrn Prof. Dr.-Ing. A. Walz danke ich für die kritische Durchsicht der Arbeit sowie für die Übernahme des 1. Korreferates.

Eine große Zahl von Mitarbeitern des Instituts für Reaktorbauelemente hat mir mit Rat und Tat zur Seite gestanden. Ihnen allen sei für die mir erwiesene Hilfe an dieser Stelle herzlich gedankt.