

KfK 2834
Juli 1979

Experimentelle Untersuchungen turbulenter Strömungen in axial durchströmten Stabbündeln ohne und mit gitterförmigen Abstandshaltern

G. Trippe
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Schneller Brüter

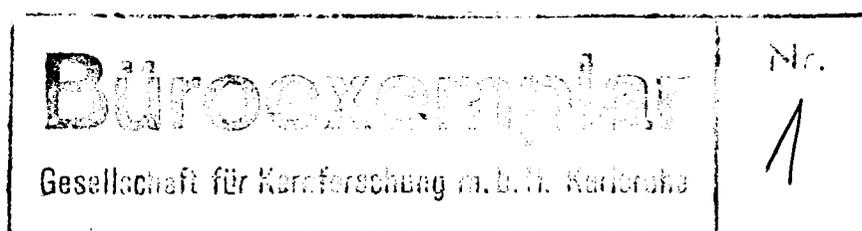
Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Schneller Brüter

KfK 2834

"EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN TURBULENTER
STRÖMUNGEN IN AXIAL DURCHSTRÖMTEN STABBÜNDELN
OHNE UND MIT GITTERFÖRMIGEN ABSTANDSHALTERN"

G. Trippe



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

Trippe, Gustav:

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN TURBULENTER STRÖMUNGEN IN AXIAL DURCHSTRÖMTEN STABBÜNDELN OHNE UND MIT GITTERFÖRMIGEN ABSTANDSHALTERN

Bei der thermofluidodynamischen Auslegung von flüssigmetallgekühlten Reaktor-brennelementen hat sich das Fehlen experimentell abgesicherter Kenntnisse über dreidimensionale Strömungsvorgänge in Stabbündeln mit gitterförmigen Abstandshaltern (AH) als ein gewichtiges Problem erwiesen. Zur Schließung dieser Wissenslücke wurden in einem Bündelmodell mit 19 Stäben detaillierte Messungen der lokalen Geschwindigkeiten durchgeführt. Als Meßsystem diente die Pitot-Differenzdruck-Meßmethode.

Im ersten Teil der Arbeit wurde der von AH unbeeinflusste und voll eingelaufene Strömungszustand untersucht. Daraus konnte eine einfache Beziehung zur Aufteilung des Massenstromes auf die Unterkanäle eines Stabbündels hergeleitet werden, die eine schwache Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl besitzt. Diese Beziehung erlaubt eine schnelle, überschlägige Berechnung der ungestörten, eingelaufenen Massenstromverteilung in geometrisch ähnlichen Bündeln. Durch Auswertung weiterer, aus der Literatur bekannter Experimente konnten darüber hinaus empirische Zusammenhänge für die lokale Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Unterkanäle solcher Bündel gefunden werden.

Im zweiten Teil wurde die Wirkung gitterförmiger Abstandshalter untersucht. Die von den AH verursachten, dreidimensionalen Strömungsvorgänge konnten vollständig erfaßt und physikalisch gedeutet werden. Das vertiefte Verständnis dieser Strömungsprozesse kann nun zur Verbesserung der in den heutigen Auslegungsrechenprogrammen verwendeten Modellvorstellungen dienen.

Als vorrangige Einzelergebnisse der Untersuchungen sind quantitative Beziehungen zwischen den durch einen AH verursachten Massenstromänderungen in der Bündelrandzone und seiner Geometrie zu nennen. Die Übertragbarkeit auf andere Bündelgeometrien wurde diskutiert und abgegrenzt. Weiterhin wurde gezeigt, daß der Massenstrom in der Bündelrandzone durch im Bündel aufeinander folgende AH sukzessiv verringert werden kann. Eine merkliche Abhängigkeit der Strömungsvorgänge von der Reynolds-Zahl wurde für den in der Praxis relevanten Bereich ($30.000 \leq Re \leq 60.000$) nicht festgestellt.

A B S T R A C T

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF TURBULENT FLOWS IN ROD BUNDLES WITH AND WITHOUT SPACER GRIDS

In the thermofluidynamic design of liquid metal cooled reactor fuel elements the lack of experimentally confirmed knowledge of the three-dimensional flow events in rod bundles provided with spacer grids has appeared as a significant problem. To close this gap of knowledge, detailed measurements of the local velocities were made on a 19-rod bundle model. The Pitot method of differential pressure measurements was used as the measuring system.

In the first part of the work the fully developed flow regime not influenced by spacers was investigated. A simple relation was derived for distributing the mass flow among the subchannels of a rod bundle; it is but slightly dependent on the Reynolds number. This relation allows a quick, coarse calculation of the distribution of the undisturbed, fully developed mass flow in bundles with similar geometries. By evaluation of further experiments known from the literature, empirical relationships were found for the local velocity distribution within the subchannels of such bundles.

In the second part the effect of grid shaped spacers was investigated. The three-dimensional flow events caused by the spacers were completely recorded and interpreted physically. The deeper understanding of these flow processes can now serve to improve the model concept used in the present design computer programs.

Single results of the investigations which take primary importance are the quantitative relations existing between the changes of mass flow in the bundle boundary zone, caused by a spacer, and the geometry of this spacer. The transferability to other bundle geometries was discussed and delimited. Moreover, it was shown that the mass flow in the bundle boundary zone can be successively reduced by spacers placed one behind the other in the bundle. A noticeable dependence of flow events on the Reynolds number was not found for the range relevant in practical application ($30.000 \lesssim Re \lesssim 60.000$).

Nomenklatur

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

1. Problemstellung	— 1 —
2. Zusammenfassung und Bewertung bisher bekannter Resultate	
2.1 Experimente zur ungestörten, voll eingelaufenen Geschwindigkeitsverteilung	— 3 —
2.2 Experimente zur Wirkung gitterförmiger Abstandshalter	— 4 —
2.3 Rechenprogramme zur Bestimmung der Strömungsverteilung in Bündeln	— 5 —
3. Versuchsprogramm und Versuchseinrichtung	
3.1 Wahl der Geometrie des Brennelement-Modells	— 7 —
3.2 Festlegung des Versuchsprogramms	— 9 —
3.3 Beschreibung der Versuchseinrichtung	— 11 —
3.4 Auswertung der Messungen	— 15 —
4. Die ungestörte und voll eingelaufene Strömung in Stabbündeln	
4.1 Realisierung des voll eingelaufenen Strömungszustands	— 16 —
4.1.1 Die Bündelanströmung	— 17 —
4.1.2 Ungestörte Geschwindigkeitsverteilungen in verschiedenen Ebenen des Bündels	— 18 —
4.1.3 Einlaufvorgänge im Bündel und Nachweis des voll eingelaufenen Zustands der Strömung	— 21 —
4.2 Voll eingelaufene Geschwindigkeitsverteilungen im 19-Stabbündel	— 24 —

	<u>Seite</u>
4.3 Der Vergleich mit experimentellen Werten aus der Literatur und mit Daten aus Auslegungsrechnungen	
4.3.1 Lokale Geschwindigkeitsverteilungen	— 26 —
4.3.2 Massenstromaufteilung auf die Unterkänäle eines Stabbündels	— 32 —
4.4 Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Stabbündelgeometrien	— 38 —
5. Die Wirkung gitterförmiger Abstandshalter	— 40 —
5.1 Experimentelle Ergebnisse der Untersuchungen	
5.1.1 Meßergebnisse mit dem Original-Abstandshalter	
5.1.1.1 Lokale Geschwindigkeitsfelder	— 41 —
5.1.1.2 Massenstromverteilungen im Bündel mit Abstandshalter	— 48 —
5.1.1.3 Einfluß der Reynoldszahl auf die Umverteilung der Massenströme	— 55 —
5.1.1.4 Die Umverteilung des Massenstromes an nachfolgenden Abstandshaltern	— 56 —
5.1.2 Einfluß einzelner Geometrieparameter des Abstandshalters auf die Umverteilung der Massenströme	
5.1.2.1 Höhe des Abstandshalters	— 57 —
5.1.2.2 Größe der Versperrungsfläche des Abstandshalters in der Bündelrandzone	— 60 —
5.2 Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Abstandshalter- und Bündelgeometrien	— 64 —
5.3 Der Vergleich mit Ergebnissen aus Rechnungen zur Auslegung von Reaktorbrennelementen	— 68 —
6. Zusammenfassung	— 71 —
7. Literaturverzeichnis	— 74 —
 <u>Anhang:</u> Diskussion möglicher Fehlerquellen im Experiment	
A.1 Die Pitot-Differenzdruck-Meßanordnung	— 78 —
A.1.1 Die Messung des lokalen Gesamtdruckes mit der Pitotrohrsonde	

	<u>Seite</u>
A.1.2 Die Verteilung des statischen Drucks	— 81 —
A.1.3 Messungen in stark gestörten Strömungen mit Totwassergebieten	— 83 —
A.2 Die Teststreckenordnung	
A.2.1 Geometrische Störeinflüsse	— 85 —
A.2.2 Fluiddynamische Störeffekte	
A.3 Das Auswerteverfahren	— 88 —
A.4 Zusammenfassende Abschätzung für den maximalen Gesamtfehler	— 92 —

Nomenklatur

1) Geometriegrößen

a) Bündel:

UK.i	/- /	Unterkanal i
UK.1, 1*	/- /	Eckkanäle
UK.2, 2*	/- /	Wandkanäle
UK.3, 3*, 4, 5	/- /	Zentralkanäle
n	/- /	Stabzahl
D	/mm /	Stabdurchmesser
P	/mm /	Stababstand
W	/mm /	Wandabstand
R _K	/mm /	Krümmungsradius der Kastenwandecken
SW _i	/mm /	Schlüsselweite des Sechskantkastens (Innenmaß)
D _h	/mm /	mittl. hydraul. Durchmesser des Bündels
d _{h,i}	/mm /	hydraul. Durchmesser des Unterkanals i
F _i	/mm ² /	Strömungsquerschnitt des UK.i
B _i	/mm /	benetzter Umfang des UK.i
L _B	/mm /	Bündellänge

b) Abstandshalter:

AH	/- /	gitterförmiger Abstandshalter
L	/mm /	axiale Entfernung vom AH
L = 0	/mm /	axiale Position: AH-Ende
L = ∞	/mm /	Bündel <u>ohne</u> AH
ΔL _{AH}	/mm /	Distanz zwischen 1. und 2. AH
h _{AH}	/mm /	Höhe des AH
ε _i	/% /	Verhältnis des vom AH versperrten zu ungestörtem Strömungsquerschnitt im UK _i = Versperrungsverhältnis des UK.i

2) Fluiddynamische Größen:

$\dot{m}_i(L)$	/g/sec/	Massenstrom des UK.i in der Entfernung L vom AH
$\dot{m}_i^+(L)$	/- /	dto., bezogen auf ungestörten Zustand ($L = \infty$)
$\Delta\dot{m}_{R,max}$	/g/sec/	= $[\dot{m}_i(L = \infty) - \dot{m}_i(L = 0)]$: maximale Massenauslenkung in der Randzone
$(\overline{\Delta\dot{m}_R})_{\Delta L(AH)}$	/g/sec/	mittl. Massenauslenkung auf AH-Distanz ($L = -5 D_h$ bis $L = +30 D_h$) im UK.i

p_{ges}	/Pa /	Gesamtdruck (gemessen mit Pitotrohr)
p_{stat}	/Pa /	stat. Druck
$\Delta p = \rho/2 \cdot u^2$	/Pa /	Differenzdruck = Geschwindigkeitsdruck
ρ	/kg/m ³ /	Dichte des Wassers
ν	/m ² /sec/	Zähigkeit des Wassers

u	/m/sec/	lokale (Axial-)Geschwindigkeit
U	/m/sec/	mittl. Geschwindigkeit im gesamten Strömungsquerschnitt
u_m	/m/sec/	Geschwindigkeits-Maximum im UK.
u_s	/m/sec/	dto., an UK.-Grenze (Spalt zwischen Stab-Stab oder Stab-Kastenwand)
\bar{u}_i	/m/sec/	mittl. Geschwindigkeit im UK.i

λ	/- /	Druckverlustbeiwert
Re_i	/- /	Re-Zahl für UK.i
\overline{Re}	/- /	mittlere Reynoldszahl im gesamten Strömungsquerschnitt

3) Indizes:

$()_i$	Bezogen auf Unterkanal i
$()_R$	Bezogen auf Randzone des Bündels (Kastenwandbereich mit Wand- und Eckkanälen)
$()_Z$	Bezogen auf Zentralzone des Bündels (Zentralbereich mit Zentralkanälen)
$()_{ges}$	Bezogen auf gesamtes Bündel
$()^+$	Normiert mit ungestörtem Zustand (Bündel ohne AH)

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

	<u>Seite</u>
Abb. 1: Strömungsquerschnitt des untersuchten 19-Stabbündel-Modells	8
Abb. 2: Untersuchte Abstandshaltergeometrien	10
Abb. 3: Teststrecke mit Bündel und Meßpositionen	12
Abb. 4: Detailzeichnung des Meßkopfs der Teststrecke	14
Abb. 5: Schaltschema der Pitot-Differenzdruck-Meßanordnung	14
Abb. 6: Geschwindigkeitsverteilung vor dem Bündeleintritt (Meßebene III)	17
Abb. 7: Ungestörte Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Ebenen des Bündels	19
Abb. 8: Ungestörte Geschwindigkeitsfelder (u/U) in verschiedenen Ebenen des Bündels	20
Abb. 9: Voll eingelaufene Geschwindigkeitsverteilungen im 19-Stabbündel	25
Abb. 10: Zentralkanal-Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit vom Stababstandsverhältnis P/D	27
Abb. 11: Re -Abhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung in Zentralkanälen	29
Abb. 12: Vergleich Experiment - Rechnung für die voll eingelaufene Strömung im 19-Stabbündel bei $Re = 60.000$	30
Abb. 13: Verteilung der mittleren Unterkanal-Geschwindigkeiten in einem Stabbündel, Vergleich Experiment - Theorie	36
Abb. 14: Gemessene Differenzdruck-Profile stromab vom Original-Abstandshalter ($Re = 60.000$)	42
Abb. 15: Störung und Rückbildung der lokalen Geschwindigkeitsfelder (u/U) durch Abstandshalter (Original-Abstandshalter, $Re = 60.000$)	44
Abb. 16: Geschwindigkeitsfelder (u/U) im Bündelquerschnitt in verschiedenen Ebenen hinter dem Original-Abstandshalter ($Re = 60.000$, $L/D_h = 3,6; 7,2$)	46
Abb. 17: Geschwindigkeitsfelder (u/U) im Bündelquerschnitt in verschiedenen Ebenen hinter dem Original-Abstandshalter ($Re = 60.000$, $L/D_h = 10,8; 14,4, 18,0$)	47

Abb. 18:	Massenstromkurven (\dot{m}_i) für die 8 charakteristischen Unterkanäle des Bündels (Original-Abstandshalter, $\overline{Re} = 60.000$)	50
Abb. 19:	Massenstromverteilungen am Wandstab des Bündels, Unterschiede durch lokale Effekte des Abstandshalters (Original-Abstandshalter, $\overline{Re} = 60.000$)	54
Abb. 20:	Relativierte Massenstromverteilungen am Wandstab bei Variation der Reynoldszahl des Bündels ($\overline{Re} = 30.000, 60.000$)	55
Abb. 21:	Geschwindigkeitsfelder (u/U) im Nachlauf eines Einzel-Abstandshalters und eines AH-Paares (Original-Abstandshalter, $\overline{Re} = 60.000$)	56
Abb. 22:	Massenstromkurven am Wandstab im Bereich eines Abstandshalter-Paares (Original-AH, $\overline{Re} = 60.000$)	58
Abb. 23:	Einfluß der Höhe des Abstandshalters auf die Massenstromverteilung am Wandstab ($h'_{AH} = 2 h_{AH} = 2,2 D_h$, $\overline{Re} = 60.000$)	59
Abb. 24:	Geschwindigkeitsfelder (u/U) im Nachlauf des randverstärkten AH im Vergleich zum Original-AH ($\overline{Re} = 60.000$)	61
Abb. 25:	Einfluß der Größe der Randzonen-Versperrung durch den AH auf die Massenstromverteilung am Wandstab ($\epsilon'_2/\epsilon'_3 = 0,6/0,2$; $\epsilon_2/\epsilon_3 = 0,4/0,2$; $\overline{Re} = 60.000$)	63
Abb. 26:	Massenstromänderungen in Abhängigkeit vom Versperrungsverhältnis	66
Abb. 27:	Errechnete Massenstromkurven (\dot{m}_i , ARTIS) für 5 Unterkanäle des 19-Stabbündels im Vergleich mit experimentell ermittelten Kurven (Original-Abstandshalter; $\overline{Re} = 60.000$)	69
Abb. 28:	Vergleich von lokal gemessenen Geschwindigkeiten mit dem universellen Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung (Zentralkanal UK.5, voll eingelaufene Strömung bei $\overline{Re} = 60.000$).	79
Abb. 29:	Das Verhalten der Pitotrohrsonde bei unterschiedlichen Anströmwinkeln	80
Abb. 30:	Messungen zur Verteilung des statischen Druckes im AH-Nachlauf (Original-AH, $\overline{Re} = 60.000$)	81
Abb. 31:	Vergleichsmessungen im AH-Nachlauf mit einer Spezial-Doppelrohrsonde zur Messung des lokalen statischen Druckes	83

	<u>Seite</u>
Abb. 32: Messungen im Totwassergebiet hinter dem Abstandshaltersteg vor der Kastenwand (Original-AH, $\overline{Re} = 60.000$)	84
Abb. 33: Der Stabpositionierungs-Abstandshalter des 19-Stabbündels	87
Abb. 34: Ermittlung der Massenströme \dot{m} , für den Wandkanal UK.2 und Zentralkanal UK.3 des 19-Stabbündels ($\overline{Re} = 60.000$, Meßebene I).	90
Tabelle 1: Geometrische Daten von Brennelementen	9
Tabelle 2: Einlaufvorgänge der Durchsatzverteilung zwischen Rand- und Zentralzone des untersuchten Stabbündels	22
Tabelle 3: Geschwindigkeitsvariation am Umfang des Zentralstabes (u_s/u_m) des 19-Stabbündels bei $\overline{Re} = 30.000$ und 60.000 , Experiment und Rechnung	28
Tabelle 4: Abweichungen der Vergleichsrechnungen mit VELASCO und VITESSE von Experimenten im Geschwindigkeitsverhältnis u_s/u_m bei unterschiedlichen P/D bzw. W/D	31
Tabelle 5: Mittlere Geschwindigkeiten in den Unterkanälen des 19-Stabbündels bei $\overline{Re} = 60.000$ (voll eingelaufener Zustand), Vergleich Experiment - Rechnungen	33
Tabelle 6: Massenstromaufteilung und mittlere Unterkanalgeschwindigkeiten in Stabbündeln bei voll eingelaufenem Strömungszustand, Vergleich Theorie - Experiment	37
Tabelle 7: Massenstromverteilungen im 19-Stabbündel mit Abstandshalter (Original-AH, $\overline{Re} = 60.000$)	49

1. Problemstellung

In Kernreaktoren erfolgt die Wärmeerzeugung im Reaktorcore, das sich aus einer Vielzahl von Brennstabbündeln, den sogenannten Brennelementen, zusammensetzt. Die durch den in diese Brennstäbe eingefüllten Kernbrennstoff freigesetzte Wärme wird durch axial strömendes Kühlmittel abgeführt.

Die Aufteilung des Kühlmittels auf die miteinander gekoppelten Teilkanäle im Bündel erfolgt nach deren Größe, Form und Lage. So kann im Kastenwandbereich mit Übergang von Zentral- auf Wand- bzw. Eckkanäle eine deutlich unterschiedliche Durchströmung erfolgen. Dies bewirkt für die entsprechenden Brennstäbe eine azimuthal ungleichförmige Wärmeabfuhr. Dieser Effekt kann zu erheblichen azimuthalen Temperaturdifferenzen im Hüllrohr führen, die Werkstoffprobleme aufwerfen (Zeitstandfestigkeit, Kriechen des Werkstoffes).

Weiterhin ist zu beachten, daß ein in Umfangsrichtung ungleichmäßig gekühlter Stab in Radialrichtung unterschiedliche Wärmedehnungen erfährt und in Richtung des heißeren Unterkanals auswandert. Durch die Verengung dieses Kanals wird die Kühlung dort noch schlechter. Es stellt sich am Stab somit ein labiler Zustand ein. Die Stäbe müssen deshalb durch Abstandshalter auf Position gehalten werden. Diese Aufgabe erfüllen als Stützgitter an bestimmten axialen Positionen angordnete Abstandshalter (AH).

Naturgemäß stören Abstandshalter die Strömung des Kühlmittels⁺). Bei unterschiedlicher Versperrung einzelner Teilkanäle mit unterschiedlichem Druckabfall werden sogar Querströmungen über Teilkanalgrenzen hinaus erzeugt. Diese sogenannte erzwungene Kühlmittelquervermischung stellt beispielsweise bei Reaktorburnelementen der geplanten SNR-Baureihe (Schneller Natriumgekühlter Reaktor)

⁺) Als "gestört" wird fortan eine Strömung bezeichnet, wenn sie durch Verdrängungskörper in den Unterkanälen verändert wird.

einen durchaus erwünschten Effekt dar. Die Abstandshalter sollen aus den überkühlten Kastenwandbereichen Kühlmittel in die heißeren Zentralkanäle abdrängen.

Ober solche, äußerst komplizierte und dreidimensionale Strömungsvorgänge existieren jedoch kaum gesicherte Kenntnisse. Ihre möglichst exakte Erfassung stellt für die Reaktorkernauslegung eine ganz wesentliche Voraussetzung dar, um bei gutem Wirkungsgrad, d. h. hohem mittlerem Temperaturniveau, gleichzeitig einen sicheren Betrieb gewährleisten zu können.

Aus dieser Problemstellung leitet sich die Zielsetzung dieser Arbeit her: Es gilt, möglichst umfassende und allgemeingültige Daten über Strömungsverteilungen in Stabbündeln mit gitterförmigen Abstandshaltern zu ermitteln. Diese können dann als Eingabe- sowie Prüfdaten der Verifizierung, Verbesserung oder Neuentwicklung von Auslegungs-Rechenprogrammen dienen.

Konkret bedeutet dies, daß zunächst die Geschwindigkeitsfelder der ungestörten und voll eingelaufenen Bündelströmung als Bezugspunkt für allgemeinere, dreidimensionale Vorgänge bestimmt werden müssen. Dabei sind vor allem hexagonale Stabanordnungen zu untersuchen, da diese heute allgemein für flüssigmetallgekühlte Reaktoren gegenüber quadratischen Anordnungen favorisiert werden.

Ausgehend von der genauen Kenntnis dieser relativ einfachen Verhältnisse muß dann der Einfluß gitterförmiger Abstandshalter experimentell bestimmt werden. Dabei sind Parameterveränderungen an für SNR-Verhältnisse aktuellen Abstandshalter-Konfigurationen vorzunehmen mit dem Ziel, verallgemeinerbare Ergebnisse bereitzustellen.

Der Weg zu diesem Ziel führt über lokale Geschwindigkeitsmessungen in einem Stabbündelmodell und Vergleiche dieser Messungen mit Daten aus anderen, verwandten Experimenten, die in der Literatur ausgewiesen sind, sowie mit Ergebnissen aus Rechnungen mit verschiedenen Auslegungsprogrammen.

2. Zusammenfassung und Bewertung bisher bekannter Resultate

2.1 Experimente zur ungestörten, voll eingelaufenen Geschwindigkeitsverteilung

Zur ungestörten Geschwindigkeitsverteilung innerhalb von Zentralkanälen ist eine Vielzahl von Experimenten durchgeführt worden. Ihre Auswertung und Zusammenstellung ergibt, daß die Geschwindigkeitsverteilung in idealisierten Zentralkanälen (unendlich ausgehende, symmetrische Anordnung) in Abhängigkeit von Stababstands- zu Stabdurchmesser Verhältnis (P/D) und von der Reynoldszahl als bekannt angesehen werden kann (vgl. Kapitel 4.3.1).

Für ebenfalls idealisierte Wandkanäle (d.h. allseits volle Symmetrie, Wandabstands- gleich Stababstandsverhältnis) wurden in jüngster Zeit von Rehme Messungen bei verschiedenen Abstandsverhältnissen durchgeführt /1,2,3/. Es konnte nachgewiesen werden, daß die Geschwindigkeitsverteilungen auch in solchen komplizierten Kanalgeometrien mit dem allgemein bekannten universellen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz beschrieben werden können.

Für reale Stabbündel, d.h. gekoppelte Mehrkanalsysteme mit Zentral-, Wand- und Eckkanälen existieren demgegenüber kaum Resultate zur Geschwindigkeitsverteilung. Die einzige aus der Literatur bekannte experimentelle Untersuchung einer realistischen Stabbündelgeometrie mit hexagonaler Anordnung ist eine Studie von Pechersky et al. /4/. Er berichtet über lokale Geschwindigkeitsfeldmessungen in Teilkanälen eines Stabbündelmodells, das einen Ausschnitt aus einem Vielstab-bündel darstellt. Die quantitativen Aussagen dieser Experimente werden allerdings durch zwei Mängel der Testbedingungen eingeschränkt:

1. Die Schwankungsbreiten der geometrischen Daten des Bündelmodells um die jeweiligen Nominalwerte sind mit ca. $\pm 10\%$ sehr groß.
2. Die vermessene Geschwindigkeitsverteilung des Mehrkanalsystems ist zwar weitgehend ungestört, aber noch nicht eingelaufen. Letztere Aussage kann hier aufgrund eigener, näherer Auswertung der vorgestellten Ergebnisse getroffen werden (vgl. Kap. 4.1.3).

Diese Messungen liefern somit keine exakten, allgemeingültigen Aussagen zur ungestörten, eingelaufenen Geschwindigkeitsverteilung in hexagonal angeordneten Stabbündeln.

Ein Stabbündelmodell mit quadratischer Anordnung wurde von Rowe et al. /5, 29/ untersucht. Seine Messungen mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers lassen leichte Asymmetrien in Geschwindigkeitsfeld und Bündelgeometrie erkennen. Die Daten sind unvollständig, da nur Teilbereiche des Bündelquerschnitts erfaßt wurden.

2.2 Experimente zur Wirkung gitterförmiger Abstandshalter

a) Lokale Geschwindigkeiten im Nachlauf eines Abstandshalters

Neben Pechersky /4/ und Rowe /5/, die jeweils in ihren Testbündeln einen sehr speziellen Abstandshalter verwenden, wurden auch von Joly /6/ lokale Geschwindigkeitsfelder bei alternierender Versperrungsfläche des Abstandshalters ausgemessen. Die Meßergebnisse sind zuverlässiger als die der beiden anderen Studien, haben jedoch nur Modellcharakter, da die Messungen nicht in einem Bündel, sondern einem stark vereinfachten 2-Kanal-Modell durchgeführt wurden.

b) Turbulenzintensität

Eine Erhöhung der Turbulenzintensität bringt eine Vergleichmäßigung der Temperaturverteilung im Kühlmittel (sogenannte turbulente Kühlmittelquervermischung). Der Einfluß des Abstandshalters auf die Turbulenzintensitäten ist somit eine zusätzliche Eingangsgröße für Auslegungsrechnungen. Hier liefern Rowe /5/ und insbesondere Joly /6/ umfangreiche experimentelle Daten zur Verteilung der axialen Turbulenzintensität.

c) Massenstrom-Umverteilungen

Pechersky /4/ ermittelt deutliche Umverteilungen aus dem Kastenwandbereich, die jedoch nur bedingt quantifizierbar sind, da die Streubreite verschiedener Vergleichsmessungen groß ist und eine sehr komplizierte, im Kastenwandbereich dreidimensional unterschiedliche AH-Form verwendet wurde.

Die Experimente von Rowe /5/ sind diesbezüglich nicht verwertbar, da nur Teilbereiche des Bündelquerschnitts vermessen wurden.

Massendurchsatzmessungen in verschiedenen Unterkanälen eines Original-SNR-angenäherten Bündels von Lamotte /7/ sind in den wesentlichen Punkten nicht quantitativ verwertbar. Neben fehlenden Angaben über die AH-Konfiguration im Kastenwandbereich und fehlenden Messungen im Eckkanal stört vor allem die starke Streuung vergleichbarer Meßwerte (vermutlich asymmetrische Bündelströmung). Die ungestörte Verteilung als Referenzpunkt der Strömungsumverteilungen wurde nicht bestimmt.

Lediglich die Messungen von Joly /6/ in seinem 2-Kanal-Modell sind diesbezüglich verwertbar, jedoch auf Reaktorverhältnisse nur indirekt übertragbar. Ihre Diskussion erfolgt später im Zusammenhang mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit (vgl. Kap. 5.2).

Weitere Experimente zur Strömungsverteilung in Bündeln mit gitterförmigen Abstandshaltern sind nicht bekannt. Erwähnenswert ist hier nur noch eine Parameterstudie von Stiefel /8/. Er hat an einem 2-Kanal-Modell die Umverteilung untersucht in Abhängigkeit von der Größe der Versperrung einer der beiden Kanäle, von der Re-Zahl und von der Spaltgröße zwischen den Kanälen. Diese Ergebnisse sind auf Bündelverhältnisse nur qualitativ anwendbar.

2.3 Rechenprogramme zur Bestimmung der Strömungsverteilung in Bündeln

Es existieren verschiedene Rechenprogramme, die mit Hilfe numerischer Methoden lokale Geschwindigkeitsverteilungen in Bündelgeometrien erfassen können (LOCAL-Codes). Diese errechnen jedoch alle ausschließlich die voll eingelaufene Verteilung. Zwei dieser Programme sind in der Lage, diese Vorgänge in Ebenen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung für vollständige Mehrkanalsysteme zu modellieren. Dies

ist einerseits der VELASCO-Code /9/, der im wesentlichen auf Experimente in konzentrischen Ringräumen aufbaut, andererseits der VITESSE-Code /10/. Beide errechnen Geschwindigkeitsverteilungen, die mit dem universellen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz in Einklang sind, wie die Vergleichsrechnungen zu Wandkanalexperimenten von Rehme zeigen /2, 10/.

Eine Verifizierung dieser Programme durch Vergleich mit experimentellen Ergebnissen aus vollständigen Stabbündelgeometrien steht aus. In der vorliegenden Arbeit erfolgt eine Bewertung der Rechenergebnisse (vgl. Kap. 4.3).

Für die Auslegung von Brennelementen mit Gitterabstandshaltern werden Rechenprogramme verwendet, die die dreidimensionalen Strömungsverteilungen nach der globalen Methode der SLUGFLOW-Modelle errechnen (sogenannte SUBCHANNEL-Codes). Hierbei werden nur die gemittelten Geschwindigkeiten der Unterkanäle und deren axiale Veränderungen betrachtet. Das neueste Programm dieser Art, der ARTIS-Code, wurde 1976 von Straub /12/ vorgestellt. Dabei stützt sich dieser Autor im wesentlichen auf die Messungen von Pechersky /4/, auf deren Zuverlässigkeit und Allgemeingültigkeit bereits eingegangen wurde, sowie auf Teile aus eigenen, früheren Testergebnissen /11/. Straub selbst bezeichnet die Entwicklung als "nicht abgeschlossen", da verschiedene willkürliche Annahmen als Eingabedaten benutzt werden mußten. Er stellt weiterhin fest, daß es "vor allem noch weiterer Experimente über die örtliche Geschwindigkeitsverteilung ... im hexagonalen Bündel bedarf". Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse bestätigt diese Aussagen im Bezug auf den ARTIS-Code. Der Mangel an experimentellen Daten belastet jedoch prinzipiell auch alle anderen derzeit für Brennelement-Auslegungen im Gebrauch befindlichen SUBCHANNEL-Codes. So ist es nicht verwunderlich, daß die mit diesen SUBCHANNEL-Codes errechneten Temperaturverteilungen noch erheblich von experimentellen Werten abweichen /13/. Zur Beseitigung dieser Diskrepanzen ist eine bessere Kenntnis der Strömungsvorgänge Grundvoraussetzung.

Aus diesen Ausführungen wird somit ein gravierender Mangel an präzisen und allgemeingültigen experimentellen Geschwindigkeitsdaten offensichtlich. Dies gilt für die ungestörte Strömungsverteilung und für die unter der Wirkung gitterförmiger Abstandshalter erzeugte Strömung.

Ausgehend von diesem Sachverhalt wird im nächsten Kapitel das Versuchsprogramm definiert.

3. Versuchsprogramm und Versuchseinrichtung

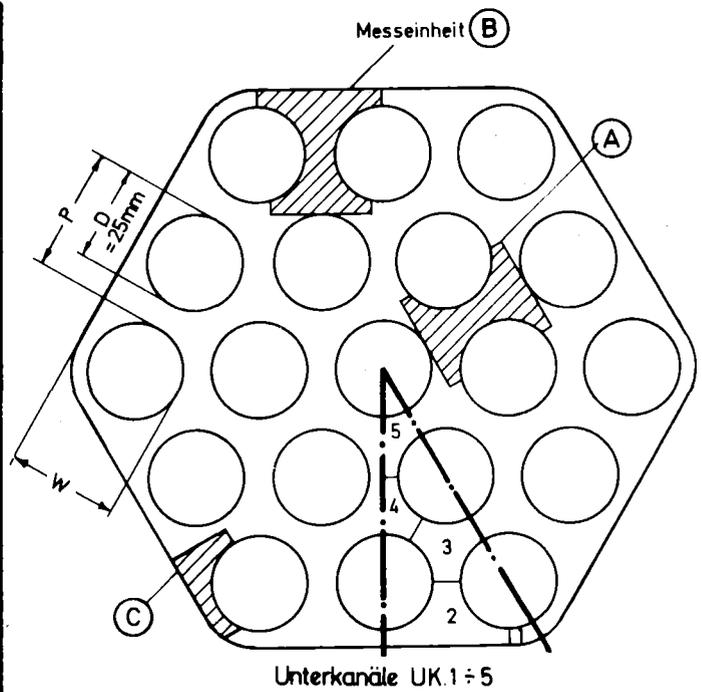
3.1 Wahl der Geometrie des Brennelement-Modells

Um direkten Bezug zur Anwendung zu gewinnen, wurde als Versuchsobjekt ein Brennelement-Modell, bestehend aus Wand- und Eckkanälen (Kastenwandzone bzw. Bündel-Randzone) und mehreren Reihen von Zentralkanälen (Bündel-Zentralzone) gewählt. Dadurch sind Aussagen zur Ausbreitung von Störungen aus der Randzone in der Bündelzentralzone zu gewinnen. So wurde ein 19-Stabbündelmodell verwendet, dessen Querschnitt in Abb. 1 maßstäblich dargestellt ist.

Durch Verwendung eines relativ kleinen Wandabstandes W ergaben sich deutliche Unterschiede im hydraulischen Durchmesser^{+) ver-} verschiedener Unterkanäle ($d_{h, \text{Zentralkanal}} \approx 3 \cdot d_{h, \text{Eckkanal}}$). Effekte als Folge der unterschiedlichen Aufteilung des Gesamtmassenstromes \dot{m}_{ges} auf die einzelnen Unterkanäle sind damit deutlicher zu erkennen. Extrapolationen auf Brennelementgeometrien mit geringeren Unterschieden - wie beispielsweise die geplanten SNR-Brennelemente Mark Ia und Mark II - liefern dementsprechend konservative Werte in der Genauigkeit der Massenstrombestimmung (vgl. Tab. 1: Geometrische Daten von Brennelementen).

+) Als hydraulischen Durchmesser d_h bezeichnet man den kreisrohr-äquivalenten Durchmesser eines beliebigen Strömungsquerschnittes. Er wird gebildet aus der Querschnittsfläche F und dem benetzten Umfang B : $d_h = 4F/B$.

Bezeichnung des Unterkanals	Fläche F_i mm ²	hydraul. Durchm. $d_{h,i}$ mm
Eckkanal (UK.1)	32,6	8,54
Wandkanal (UK.2)	299,9	16,75
1.Zentralk. (UK.3)	213,9	21,87
2.Zentralk. (UK.4)	$213,9 \cdot \frac{1}{2}$	21,87
3.Zentralk. (UK.5)	$213,9 \cdot \frac{1}{2}$	21,87
Gesamt-Bündel:	12 · 1092,8 = 13.113,6 = F_{ges} (gesamter Strömgs.-quer-Schnitt)	18,42 = D_h (mittlerer hydraul. Durchm.)



Unterkanäle UK.1÷5

$P/D = 1,30$
 $W/D = 1,17$

Maßstab: 1:2

ABB. 1: STRÖMUNGSQUERSCHNITT DES UNTERSUCHTEN 19-STABBÜNDEL-MODELLS

Wie in Abb. 1 zu erkennen ist, besteht das gewählte 19-Stabbündel-Modell aus insgesamt 5 charakteristischen Teilkanälen:

- Unterkanal 1 (UK.1): Eckkanal;
- Unterkanal 2 (UK.2): Wandkanal;
- Unterkanäle 3, 4 und 5: Zentralkanäle.

Zusammengefaßt ergeben sie einen charakteristischen Zwölftel-Ausschnitt des Bündels. Es genügt also, die Geschwindigkeitsverteilung in diesem Ausschnitt zu ermitteln, um die gesamte Verteilung zu kennen, sofern bei der Versuchsdurchführung Symmetrie gewährleistet ist. Das bedeutet, daß einerseits das Bündel genau axial, gleichmäßig angeströmt wird und andererseits keine Auslenkung der Stäbe aus ihrer Normallage vorliegt. Um die Einhaltung dieser Symmetriebedingungen überprüfen zu können, wurden die Messungen in 3 lokal getrennten Bündelausschnitten (Meßeinheiten A, B und C, Abb. 1) durchgeführt, bei deren Zusammenfügung zum genannten Zwölftel-Ausschnitt sich überdeckende Flächenbereiche entstehen.

TABELLE 1: GEOMETRISCHE DATEN VON BRENNELEMENTEN

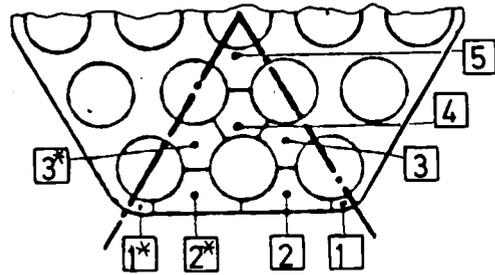
	Symbol	Dimens.	untersuchtes Modell-Bündel	SNR 300	
				Mark Ia	Mark II
Stabbündel	n_{Stab}	-	19	166 + 3	127
	D	mm	24,9	6,0	7,6
	P	mm	32,5	7,9	8,8
	W	mm	29,17	7,62	9,2
	P/D	-	1,30	1,32	1,16
	W/D	-	1,17	1,27	1,21
	R_K	mm	16,72	2,5	3,0
	SW_i	mm	146,0	105,05	102,25
	D_h	mm	18,42	5,38	3,70
	$d_{h,\text{Zentralk.}}$	mm	21,87	5,46	3,64
	$d_{h,\text{Wandk.}}$	mm	16,75	5,19	4,79
	$d_{h,\text{Eckk.}}$	mm	8,54	3,57	3,22
	L_B	mm	2000	2.444,5	2.443,5
L_B/D_h	-	108,7	454,4	660,4	
Gitter-AH	$\epsilon_{\text{Zentralk.}}$	%	20,3	28	23
	$\epsilon_{\text{Wandk.}}$	%	40 bzw. 38//60	36	61
	$\epsilon_{\text{Eckk.}}$	%	40 bzw. 28//60	18	39
	ΔL_{AH}	mm	- //650	150	150
	$\Delta L_{AH}/D_h$	-	- //35	28	41
	h_{AH}	mm	20 //40	15	15
	h_{AH}/D_h	-	1,1 //2,2	2,8	4,1
\overline{Re}	-	$(3\div 6) \cdot 10^4$	$< 8 \cdot 10^4$	$< 8 \cdot 10^4$	

3.2 Festlegung des Versuchsprogrammes

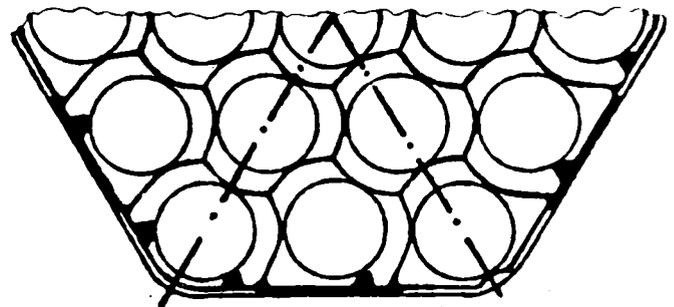
Um die komplexeren Vorgänge in Stabbündeln verstehen und beurteilen zu können, wird es für zweckmäßig gehalten, zunächst die ungestörte und voll eingelaufene Strömung als Bezugszustand zu ermitteln.

Aufbauend auf dieser Kenntnis wurde dann geplant, den Einfluß eines speziellen, für die Anwendung relevanten Abstandshaltertyps (vgl. Abb. 2, Original-AH⁺) auf die eingelaufene Bündelströmung zu unter-

Versperrungsverhältnisse ϵ_i $\epsilon = \frac{\text{AH-versperrter Querschnitt}}{\text{Querschnitt ohne AH}}$ %							
Zentralkanäle				Wandkan.		Eckkan.	
ϵ_5	ϵ_4	ϵ_3	ϵ_{3^*}	ϵ_2	ϵ_{2^*}	ϵ_1	ϵ_{1^*}
20				40	38	40	28
20				60		60	



Original -AH



randverstärkter AH

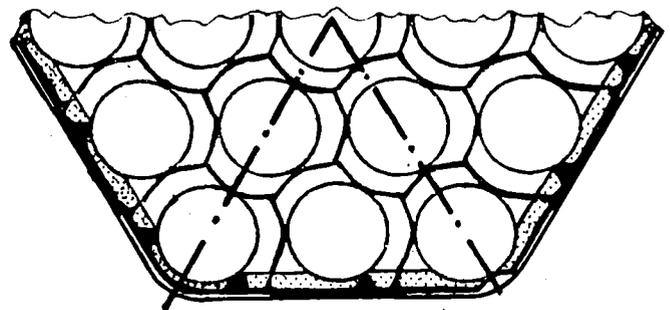


ABB. 2: UNTERSUCHTE ABSTANDSHALTERGEOMETRIEN

+) Wie in Abb. 2 zu erkennen, ist der Original -AH im Randbereich nicht vollkommen symmetrisch; insbesondere die Eckkanalversperrungen bei 0°- und 60°-Lage sind unterschiedlich in Form und Versperrungsfläche. Zur vollständigen Erfassung der Strömungsverteilung im Bündel muß hierfür statt des genannten Zwölftel-Ausschnitts ein Sechstel-Ausschnitt betrachtet werden. Dies erforderte zusätzliche Messungen mit einem um 60° versetzten AH.

suchen. Zu diesem Zweck waren Geschwindigkeitsfelder in unterschiedlichen Entfernungen L/D_h vom Abstandshalter auszumessen. Diese Messungen sollten sich über einen axialen Bereich von $-8 \leq L/D_h \leq +51$ erstrecken, so daß die räumliche AH-Wirkung vollständig erfaßt werden konnte. Im Anschluß daran sollten Vergleichsmessungen den Einfluß folgender Parameter klären:

- a) der Einfluß der mittleren Reynolds-Zahl \overline{Re} des Bündels; dementsprechend wurden Messungen bei $\overline{Re} = 60.000$ und bei $\overline{Re} = 30.000$ vorgesehen;
- b) die Störungsfortpflanzung von einem AH auf nachfolgende AH;
- c) der Einfluß der Höhe des AH;
- d) der Einfluß der Versperrungsfläche des AH in der Randzone; deshalb wurden Messungen mit einem gemäß Abb. 2 modifizierten AH geplant, dessen Stegdicke an der Kastenwand so verstärkt wurde, daß das Versperrungsverhältnis in Wand- und Eckkanälen von ca. 40% beim Original-AH auf 60% zunahm, wobei die Versperrung der Zentralkanäle mit $\varepsilon = 20\%$ konstant gehalten wurde.

Die genauen geometrischen Daten dieser verschiedenen AH-Untersuchungen sind in Tabelle 1 eingetragen und den entsprechenden SNR-Werten gegenübergestellt.

3.3 Beschreibung der Versuchseinrichtung

Die Messungen erfolgten mit der in Abb. 3 maßstäblich aufgezeichneten Teststrecke aus rostfreiem Stahl, bei deren Herstellung besonderer Wert auf hohe Maßgenauigkeit gelegt wurde. Diese Teststrecke ist an einen Wasserkreislauf angeschlossen. Zur Variation der mittleren Reynoldszahl wurde die Förderleistung der Kreislaufpumpe verändert. Die Wassertemperatur wurde für die Messungen durch Wärmetauscher konstant auf $+27^{\circ}\text{C}$ gehalten. Das Wasser strömte von unten über einen Einlaufausgleichsbehälter und ein Gleichrichtersieb am trichterförmigen Eintritt der Anströmstrecke in weitestgehend geglätteten Zustand in das 19-Stabbündel ein. Dessen Bündellänge von 2000 mm entspricht bei einem mittleren hydraulischen

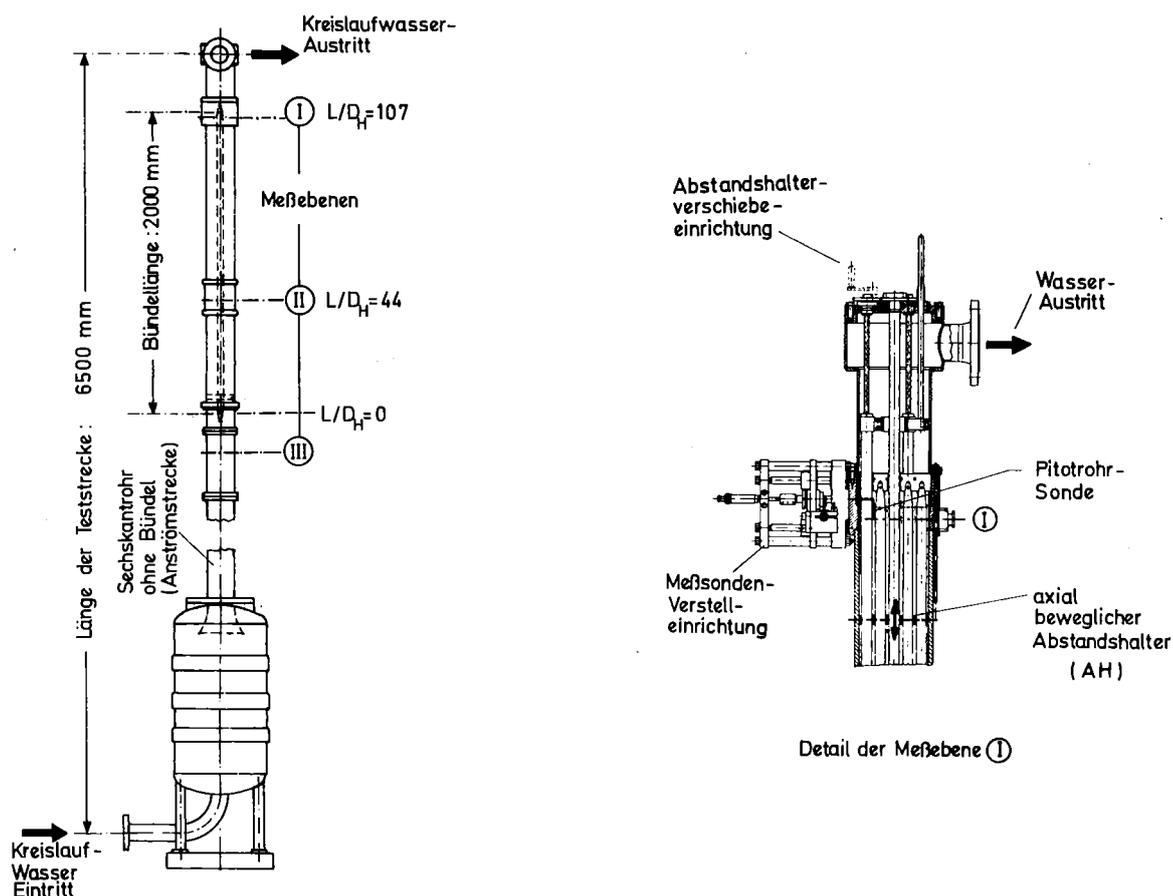


ABB.3: TESTSTRECKE MIT BÜNDEL UND MESSPOSITIONEN

Durchmesser des Gesamtbündels von $D_h = 18,4$ mm einer axialen Durchströmungslänge L_B von $109 D_h$. Das Stabbündel wird am unteren Ende durch einen Stabpositionierungsabstandshalter arretiert, der die Strömung nur unwesentlich beeinflusst (vgl. Anhang). Die obere Arretierung erfolgt durch die Aufhängekonstruktion, die an den konisch verjüngten Stabenden sitzt, d.h. sie kann nicht mehr als Bündelquerschnittsversperrung wirksam werden. Dadurch sind über $100 D_h$ ungestörte Bündellänge geschaffen.

Wie Abb. 3 weiterhin zeigt, können Messungen in 3 Ebenen erfolgen. Die Strömungsverteilung vor dem Bündeleintritt kann in Meßebeine III ermittelt werden. Die Hauptmeßebeine für die Bündelströmungsverteilung, Meßebeine I, befindet sich am oberen Ende des Stabbündels. Dabei ragen die Meßsonden aus dem querschnittserweiterten Stabendenbereich knapp $2 D_h$ in das Bündel hinein. Die Meßebeine ist

somit $107 D_h$ vom echten Bündelbeginn entfernt. Eine weitere Meßebene II wurde innerhalb der ersten Bündelhälfte bei $44 D_h$ angeordnet mit dem Ziel, den Einlaufvorgang der ungestörten Strömung im Bündel (Aufteilung auf Unterkanäle) untersuchen zu können. Das Sondenführungsrohr befand sich über $2 D_h$ stromab von der Meßsondenspitze und hat somit die Messung praktisch nicht beeinflusst (vgl. Anhang).

Zur Untersuchung des räumlichen Einflusses des Abstandshalters wurde dieser über 3 axial verschiebbare Eckstäbe in seiner Entfernung von den Meßebenen variiert. Dies ist in Abb. 3 rechts zu erkennen. Zu den umfangreichen Untersuchungen im AH-Nachlauf aus Meßebene I wurden abstützende Vergleichsmessungen in Meßebene II durchgeführt. Dabei sollte insbesondere geklärt werden, ob der zu untersuchende AH-Einfluß durch Auslaufeffekte am Bündelaustritt verändert wird (vgl. hierzu Anhang). Die Messungen stromauf von den Abstandshaltern wurden ebenfalls in Meßebene II durchgeführt.

Details der Aufhängung des Stabbündels und der Meßeinrichtungen der Meßebene I mit den 3 Meßeinheiten A, B und C (vgl. Abb. 1) zeigt Abb. 4. Entsprechende Punkte dieser zu vermessenden Teilquerschnitte wurden durch Verschieben und leichtes Schwenken der Sonde unter Verwendung der Mikrometerschrauben angesteuert. In der Meßebene II existiert eine der Meßeinheit B entsprechende Meßmöglichkeit.

Als Meßverfahren zur Ermittlung der Geschwindigkeiten wurde die Pitot-Differenzdruck-Meßtechnik gewählt. Bekanntlich beruht dieses Verfahren auf der Messung des lokalen Gesamtdruckes p_{ges} mit der Pitotrohrsonde und der Ermittlung des statischen Drucks p_{stat} im Meßquerschnitt durch eine Wandanbohrung. Wie das Schaltschema der verwendeten Meßanordnung in Abb. 5 zeigt, wird der vorliegende Differenzdruck durch einen induktiven Differenzdruckgeber in ein lineares elektrisches Signal umgewandelt. Durch Verwendung eines Meßwertintegrators ergibt sich der stationäre Differenzdruck als zeitlicher Mittelwert der jeweiligen Druckschwankungen. Dieser

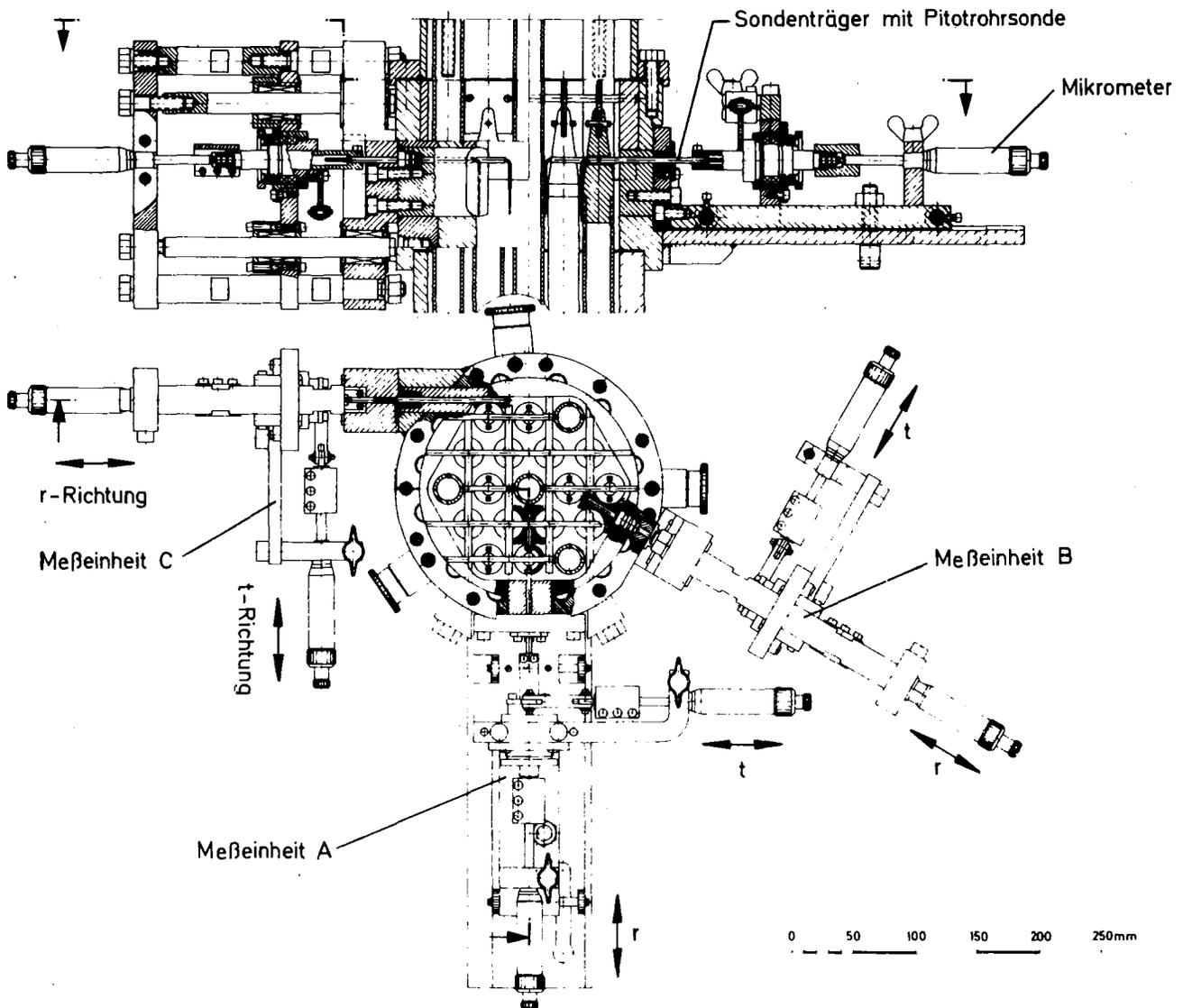


ABB. 4: DETAILZEICHNUNG DES MESSKOPFS DER TESTSTRECKE

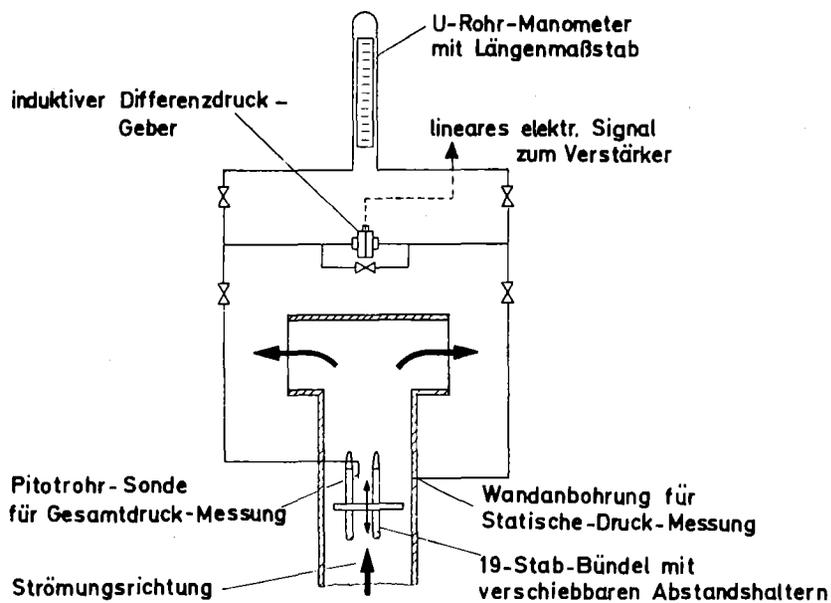


ABB. 5: SCHLTSCHEMA DER PITOT-DIFFERENZDRUCK-MESSANORDNUNG

Differenzdruck läßt sich bekannterweise mit folgender Beziehung in die entsprechende Axial-Geschwindigkeit u umrechnen:

$$u = \sqrt{2/\varrho \cdot \Delta p} ,$$

mit $\Delta p = p_{\text{ges}} - p_{\text{stat}} = \varrho/2 \cdot u^2$.

3.4 Auswertung der Messungen

Die gemessenen lokalen Geschwindigkeiten u wurden mit der mittleren Geschwindigkeit im Bündel U normiert und maschinell an der entsprechenden Stelle des Meßpunktnetzes ausgedruckt. Solche Meßwert-Plots sind für die in dieser Arbeit verwendeten Meßfelder in einem separaten Bericht zusammengestellt /14/.

Die Einzelmessungen des Meßpunktnetzes wurden graphisch zu Geschwindigkeitsprofilen erweitert. Aus diesen wurde die Geschwindigkeitsverteilung in Form von Isotachenfeldern (Felder mit Linien gleicher Geschwindigkeit) ermittelt und dargestellt.

Die mittlere Geschwindigkeit eines Unterkanals \bar{u}_i wurde durch Integration dieser Isotachenfelder im jeweiligen Strömungsquerschnitt bestimmt. Diese Integration erfolgte hier ebenfalls graphisch mit Hilfe eines Planimeters an zehnfach vergrößerten Isotachenfeldauftragungen. Das Verfahren wird im Anhang näher beschrieben.

Mit der mittleren Geschwindigkeit eines Unterkanals läßt sich dessen Massenstrom \dot{m}_i durch Multiplikation mit der Unterkanalfläche F_i und der Dichte ϱ des Wassers errechnen:

$$\dot{m}_i = \bar{u}_i \cdot F_i \cdot \varrho .$$

Die auf diese Art gewonnenen einzelnen Massenströme in der Meßebene wurden aufsummiert und mit dem an der Kreislaufpumpe eingestellten Gesamtmassenstrom verglichen. Hier sei angemerkt, daß

sich in allen untersuchten Fällen jeweils nur Abweichungen vom Sollwert von maximal +1,5% ergaben.

Dieser Sachverhalt deutet darauf hin, daß der aus theoretischen Betrachtungen, die im Anhang dargelegt sind, resultierende mögliche Maximalfehler von ca. +4% als zu konservativ gelten darf. Die tatsächliche Unsicherheit für experimentell ermittelte, absolute Zahlenwerte ($\frac{u}{U}$ lokal und m_i) beträgt für Wand- und Zentralkanäle ca. +2%. Sie verringert sich nochmals deutlich bei Relativbetrachtungen innerhalb eines Meßfeldes und liegt dann bei +1%.

4. Die ungestörte und voll eingelaufene Strömung in Stabbündeln

4.1 Realisierung des voll eingelaufenen Strömungszustandes

Um für einen einzelnen Kanal den voll eingelaufenen Strömungszustand zu erreichen, sind Einlauflängen von 40 bis 50 D_h erforderlich, wie allgemein von der Kreisrohrströmung her bekannt ist. Die Aufteilung der Gesamtströmung auf eine Vielzahl von Unterkanälen erfordert dagegen - wie man sich leicht überlegt - wesentlich längere Strecken. Nimmt man beispielsweise den Außendurchmesser des gesamten Bündels als Bezugsgröße für den Einlaufvorgang, dann ergibt sich für das verwendete Modellbündel eine Gesamtlänge von nur ca. 12 solcher Durchmesser. Um trotzdem einen praktisch eingelaufenen Zustand herstellen zu können, ist es notwendig, die Anströmung des Bündels so zu gestalten, daß die Massenstromaufteilung auf die einzelnen Unterkanäle bzw. Bündelzonen schon am Bündeleintritt möglichst weitgehend der des eingelaufenen Zustands entspricht.

Dies ist durch die in Kapitel 3.3 beschriebenen Anordnung der Teststrecke praktisch realisiert worden und wird im folgenden nachgewiesen.

4.1.1 Die Bündelanströmung

In Abb. 6 ist die in Meßebene III der Teststrecke ermittelte Bündelanströmung aufgetragen. Die auf den drei um 60° gegeneinander versetzten Meßtraversen A, B und C mehrfach gemessenen lokalen Geschwindigkeiten sind einander innerhalb ihrer Schwankungsbreite gleich. Die mit dem hydraulischen Durchmesser des Anströmquerschnitts errechnete Reynolds-Zahl $Re \approx 2,5 \cdot 10^6$ entspricht einer mittleren Reynolds-Zahl im Bündel von $\overline{Re} = 60.000$. Vergleichsmes-

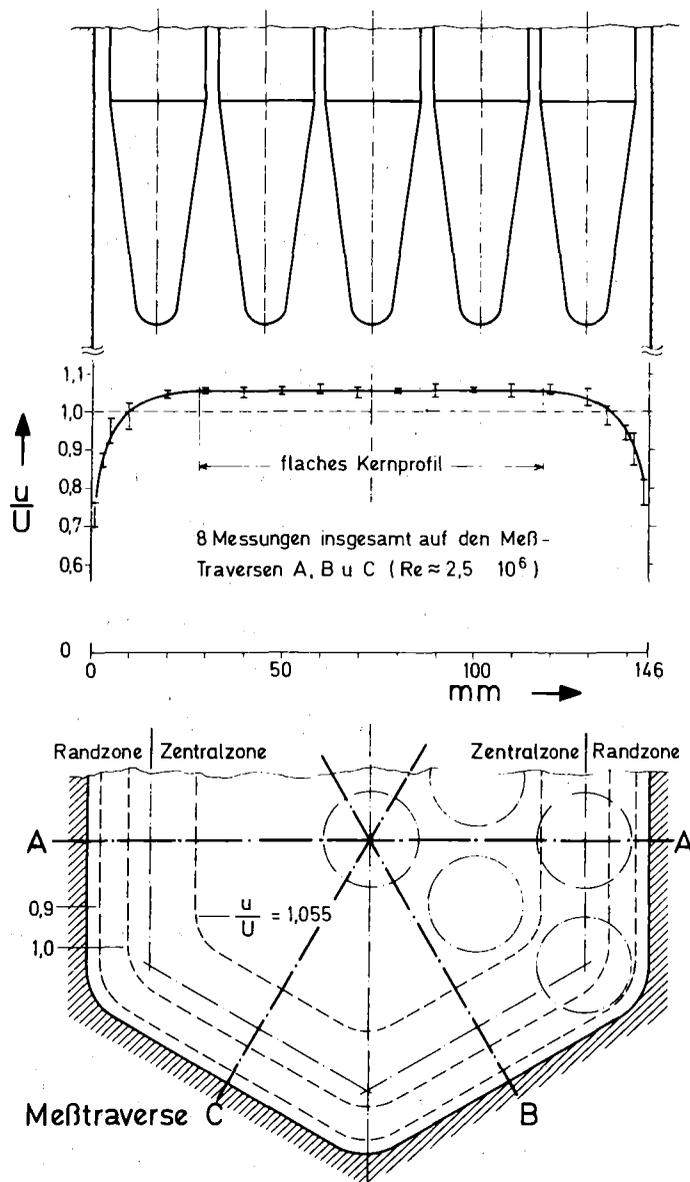


ABB.6: GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG VOR DEM BÜNDELEINTRITT (MESSEBENE III)

sungen bei $Re \approx 1,25 \cdot 10^6$, entsprechend $\overline{Re} = 30.000$, ergaben keine erkennbaren Unterschiede zu den normiert aufgetragenen Profilverläufen der Abb. 6.

Die Tatsache, daß die Meßwerte der drei verschiedenen Traversen praktisch zusammenfallen, zeigt, daß eine außerordentlich symmetrische Anströmung vorliegt. Damit ist eine entscheidende Voraussetzung, den eingelaufenen Zustand der Bündelströmung nach kleinen Anlaufstrecken zu erreichen, erfüllt.

Aus den Profilen der drei Traversen wurde auf die Geschwindigkeitsverteilung im gesamten Anströmquerschnitt extrapoliert. Einige entsprechende Isotachen sind in Abb. 6, unten, gestrichelt eingezeichnet. Es ist erwähnenswert, daß die Integration dieses Isotachenfeldes den Sollwert für den Gesamtmassenstrom im Kreislauf auf 99% genau wiedergibt.

Teilt man nun das Geschwindigkeitsfeld der Anströmung gemäß der Rand- und Zentralzone des in Strömungsrichtung folgenden Stabbündels (vgl. strichpunktierte Linien in Abb. 6 unten) auf, so zeigt sich, daß 38% des Gesamtmassenstromes in der Randzone strömen. Der Vergleichswert der am Bündelende (Meßebene I, $L_B = 107 D_h$) ermittelten ungestörten Bündelströmung beträgt 40%, d.h. beide Werte sind in erster Näherung ungefähr gleich. Auf dem zwischen diesen beiden Messungen stattfindenden Einströmvorgang in das Bündel wird noch eingegangen (vgl. Abschnitt 4.1.3).

4.1.2 Ungestörte Geschwindigkeitsverteilungen in verschiedenen Ebenen des Bündels

In Abb. 7 sind Vergleichsprofile bei $L_B = 44 D_h$ und $L_B = 107 D_h$ aufgetragen, die jeweils auf der Mitteltraverse M eines Wand- und des daran anschließenden Zentralkanals gemessen wurden. Obwohl vergleichbare Meßpunkte beider Messungen dicht beieinander liegen, lassen sich aufgrund der sehr geringen Schwankungsbreite dieser Einzelmeßwerte zwei separate Geschwindigkeitsprofile für die beiden Meßebenen ermitteln.

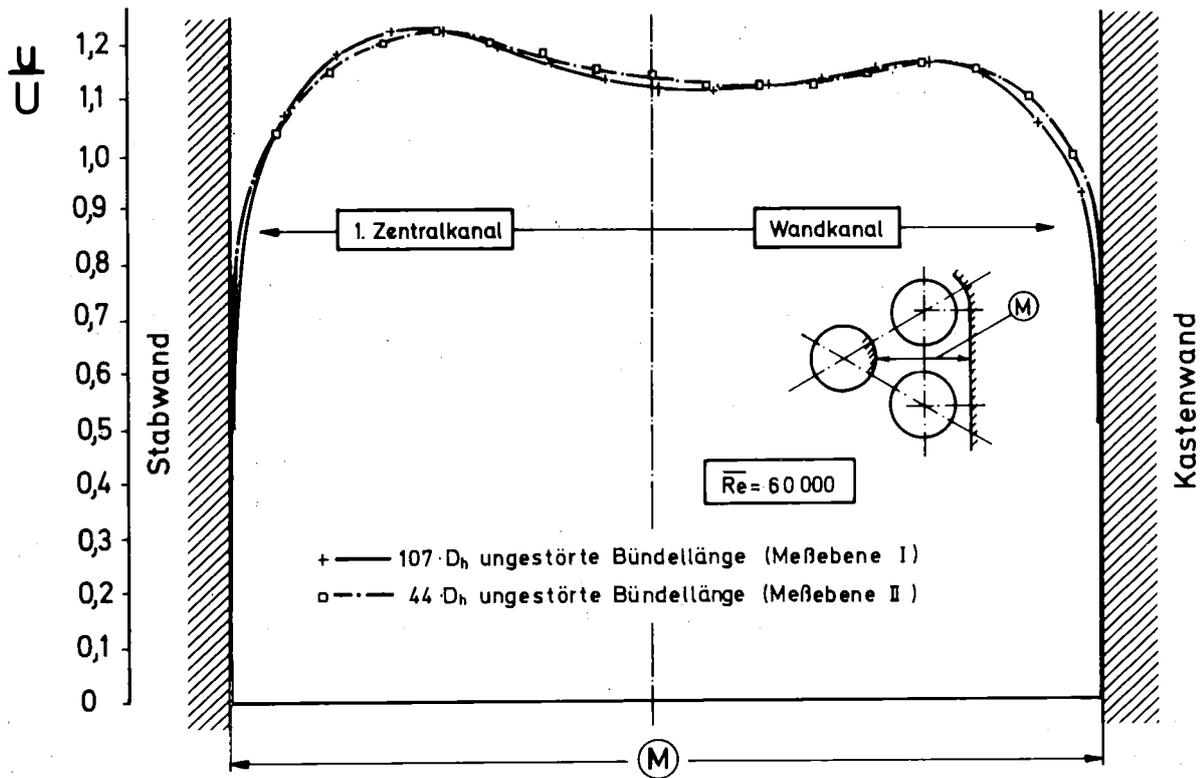
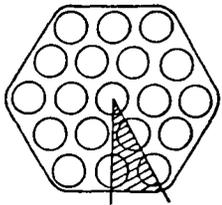


ABB. 7 UNGESTÖRTE GESCHWINDIGKEITSPROFILE IN VERSCHIEDENEN EBENEN DES BONDELS

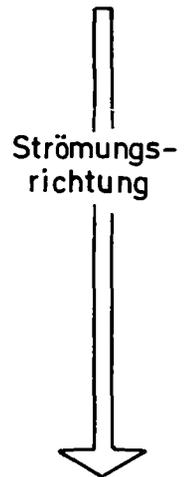
Der bei $L_B = 44 D_h$ ermittelte, etwas stärkere Geschwindigkeitsgradient in Richtung auf die Kastenwand zeigt an, daß dort ein größerer axialer Druckabfall vorliegt. Dies deutet auf einen noch nicht abgeschlossenen Einlaufvorgang hin, bei dem noch Masse aus dem Kastenwandbereich verdrängt wird.

Zur Überprüfung dieser Vermutung sind die zu den soeben diskutierten Geschwindigkeitsprofilen gehörigen Isotachenfelder zu betrachten. Diese sind in Abb. 8 zusammen mit zusätzlich bei $\overline{Re} = 30.000$ gemessenen Feldern aufgetragen. In diese Felder sind die Zahlenwerte lokaler Geschwindigkeitsmaxima an den Unterkanalgrenzen, d.h. den jeweils engsten Stellen zwischen den Stäben (u_s = "Sattelpunktgeschwindigkeit"), sowie im Zentrum der Unterkanäle (u_m = Geschwindigkeitsmaximum des Unterkanals) eingetragen.

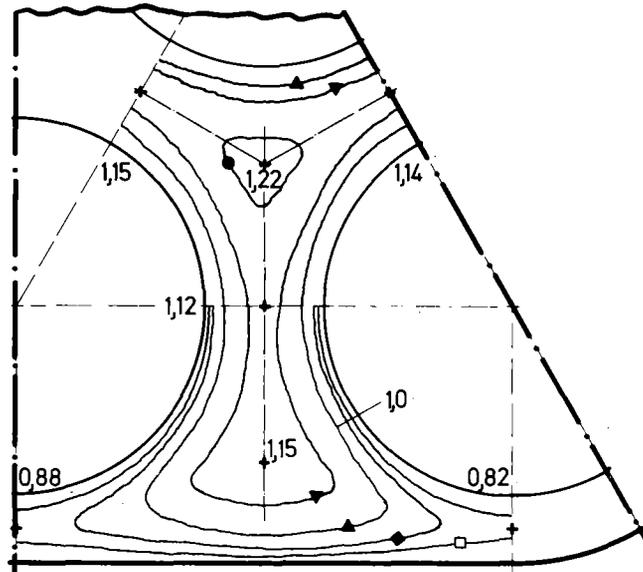
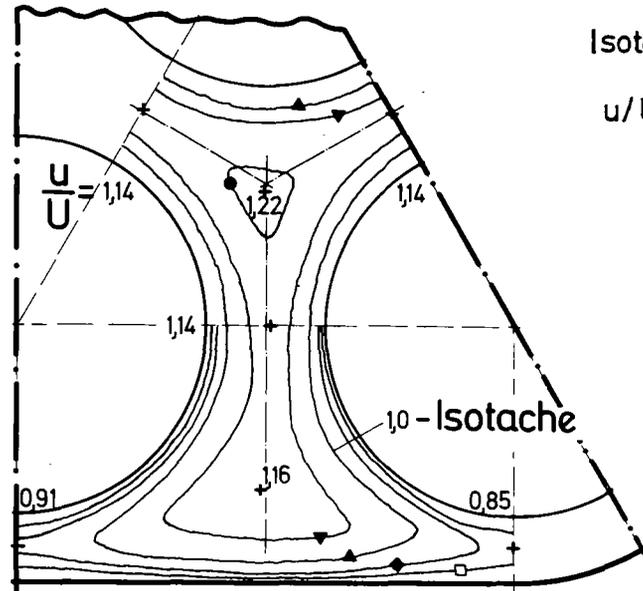
Bei weitgehender Identität der Felder bei $44 D_h$ und $107 D_h$ sind jeweils leichte Asymmetrien der Isotachenverläufe in den Unterkanalzentren bei $L_B = 44 D_h$ zu erkennen. Dies ist mit dem noch nicht ganz abgeschlossenen Einlaufvorgang zu erklären.



$L_B = 44 \cdot D_h$
(ME. II)



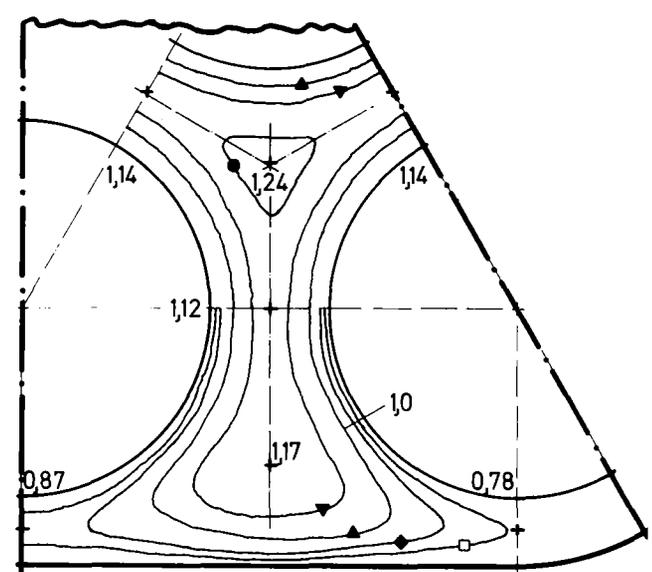
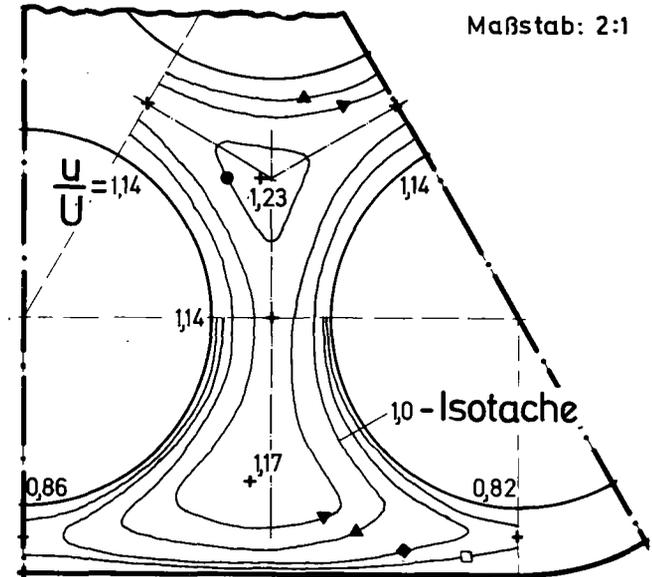
$L_B = 107 \cdot D_h$
(ME. I)



$Re = 60.000$

Isotachenfelder

- $u/U = 1,2$ ●
- $1,1$ ▼
- $1,0$ ▲
- $0,9$ ◆
- $0,8$ □



$Re = 30.000$

Maßstab: 2:1

ABB. 8: UNGESTÖRTE GESCHWINDIGKEITSFELDER (u/U) IN VERSCHIEDENEN EBENEN DES BÜNDELS

Beim Vergleich der lokalen Geschwindigkeitsmaxima zeigt sich wiederum der leichte Trend der Geschwindigkeitsabnahme im Kastenwandbereich von $44 D_h$ auf $107 D_h$, wie schon aus dem Profilvergleich (Abb. 7) zu erkennen war. Die Aufintegration der Isotachenfelder zu mittleren Unterkanalgeschwindigkeiten bestätigt diesen Trend als schwache Abnahme des Massenstromes in der Kastenwandzone, auf den im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

4.1.3 Einlaufvorgänge im Bündel und Nachweis des voll eingelaufenen Zustandes der Strömung

Aus den bisher diskutierten Untersuchungen ist nicht eindeutig zu entnehmen, ob diese bei $L_B = 107 D_h$ gemessene Strömungsverteilung wirklich voll eingelaufen ist, d.h. der Durchsatz in der Bündelrandzone nicht eventuell doch noch mit wachsender Bündellänge weiter abnehmen würde. Zur Klärung dieser Frage werden bereits hier, im Vorgriff auf später folgende Diskussionen, die Untersuchungen im Nachlauf von Abstandshaltern herangezogen, da bei dieser Anordnung umgekehrt Masse in die Bündelrandzone zurückströmt.

In Tabelle 2 sind zu diesen Vorgängen einige experimentelle Werte zusammengestellt. Aus der Änderung des Randzonenanteils am Gesamtmassenstrom $\Delta \dot{m}_R / \dot{m}_{ges}$ pro Bündelabschnitt ΔL läßt sich ein Zahlenwert bilden, der den Einlaufvorgang charakterisiert.

Die Gegenüberstellung der Zahlenwerte in Tabelle 2 erlaubt die Schlußfolgerung, daß der Einlaufvorgang im ungestörten Bündel bei $L_B = 107 D_h$ praktisch abgeschlossen ist. Es ist nämlich nicht zu erwarten, daß der im ungestörten Bündel bei $L_B = 107 D_h$ ermittelte, anteilige Randzonenmassenstrom von $\dot{m}_R / \dot{m}_{ges} = 40,1 \%$ auf Werte unter 40% absinkt. Da sich die Durchsatzaufteilung in der Meßebe II bei $L_B = 44 D_h$ von diesem Wert um weniger als 1% unterscheidet, werden hier folgende Wertungen getroffen werden:

TABELLE 2: EINLAUFVORGÄNGE DER DURCHSATZAUFTEILUNG ZWISCHEN RAND- UND ZENTRALZONE DES UNTERSUCHTEN STABBÜNDELS

Messungen	Meßebene (bzw. AH-Entferng.)	$(\dot{m}_R / \dot{m}_{ges})_{\overline{Re}=60.000} (*)$	$\Delta(\dot{m}_R / \dot{m}_{ges}) / \Delta L \cong$ Trend des Einlaufvorgangs im betrachteten Abschnitt
vor Bündeleintritt	Meßebene III ($L_B < 0$)	37,8 %	
im ungestörten Bündel	Meßebene II ($L_B = 44 \cdot D_h$)	< 41,0 % (**)	< - 0,01 %/ D_h schwache Abnahme des Rand- zonendurchsatzes
	Meßebene I ($L_B = 107 \cdot D_h$)	40,1 %	
im AH-Nachlauf	Original-AH: L = 18 · D_h L = 51 · D_h	38,5 % 39,3 %	+ (0,02 ± 0,03) %/ D_h Zunahme des Randzonen- durchsatzes
	AH mit stärkerer Randzonen-Versperrg.: L = 18 · D_h L = 51 · D_h	34,4 % 37,9 %	+ 0,11 %/ D_h starke Zunahme des Randzonendurchsatzes

(*) Die für $\overline{Re}=30.000$ ermittelten entsprechenden Zahlenwerte zur Durchsatzaufteilung im Bündel sind jeweils um 0,5 % kleiner.

(**) Dieser Zahlenwert wurde extrapoliert, da in Meßebene II keine vollständige Vermessung des Eckkanals möglich ist
(vgl. Kap.3.3, Beschreibung der Versuchseinrichtung).

- 1) Die gemessene ungestörte Geschwindigkeitsverteilung bei $L_B = 44 D_h$ ist als weitgehend eingelaufen, die bei $L_B = 107 D_h$ als praktisch vollständig eingelaufen anzusehen; letztere erhält deshalb in den weiteren Erörterungen die Bezeichnung "voll eingelaufen".
- 2) Durch die Existenz eines Bündelbereichs von über $60 D_h$ mit praktisch konstanter Strömungsverteilung ist eine wichtige Voraussetzung erfüllt, um die Wirkung von Abstandshaltern auf die Kanalströmung bestimmen zu können.

Es liegt nahe, die Änderung des Randzonen-Massenstromes pro Bündellänge $\Delta \dot{m}_R / \Delta L$ als Gütegrad für den Einlaufzustand der Bündelströmungsverteilung zu definieren. Damit wird eine Bewertung der Untersuchungen von Pechersky /4/ zur ungestörten Strömung in Bündeln möglich, die die bisher einzigen bekannten Experimente vergleichbarer Art darstellen. Es zeigt sich, daß der in der Testeinrichtung von Pechersky erreichte Gütegrad seiner als "nearly fully developed" bezeichneten Strömungsverteilung um den Faktor 10 ungünstiger ist als der hier erreichte. Aus seinen Messungen läßt sich nämlich eine Zunahme des Randzonenmassenstromes auf den letzten $15 D_h$ vor der dortigen Meßebene zur eingelaufenen Verteilung abschätzen, die der hinter dem stark wandversperrten Abstandshalter in der hier vorgestellten Testeinrichtung ähnlich ist (vgl. hierzu Tabelle 2). Der Randzonenmassenstrom in der von Pechersky benutzten Teststrecke ist demzufolge noch ca. 4% unter dem Wert der voll eingelaufenen Verteilung. Auf diesen Aspekt wird bei der Beurteilung der darauf aufbauenden Schlußfolgerungen in /4/ und /12/ noch eingegangen (Kap. 4.3).

Abschließend sollen an dieser Stelle die wesentlichen Erscheinungen beim Einströmvorgang am Bündeleintritt des 19-Stabbündels dargelegt werden. Wie die Zahlenwerte zur Durchsatzaufteilung in Tabelle 2 zeigen, strömt vor dem Bündeleintritt (Meßebene III) etwas weniger, in der Bündelmitte (Meßebene II) dagegen etwas mehr Masse in der Bündelrandzone als am Bündelende (Meßebene I). Daraus muß gefolgert werden, daß beim Einströmen in das Bündel zunächst verstärkt Masse in den Kastenwandbereich gedrängt wird, die dann später wieder

zurückströmt. Der Grund hierfür liegt darin, daß sich bei der Ausbildung des Strömungsprofils am Bündeleintritt in der Zentralzone ein höherer Druckverlust ergibt als im Kastenwandbereich, wo die Profile schon zur Hälfte ausgebildet sind. Der dadurch entstehende radiale Druckgradient bewirkt die festgestellte Umverteilung des Massenstromes aus der Zentralzone in die Randzone des Bündels.

4.2 Voll eingelaufene Geschwindigkeitsverteilungen im 19-Stabbündel

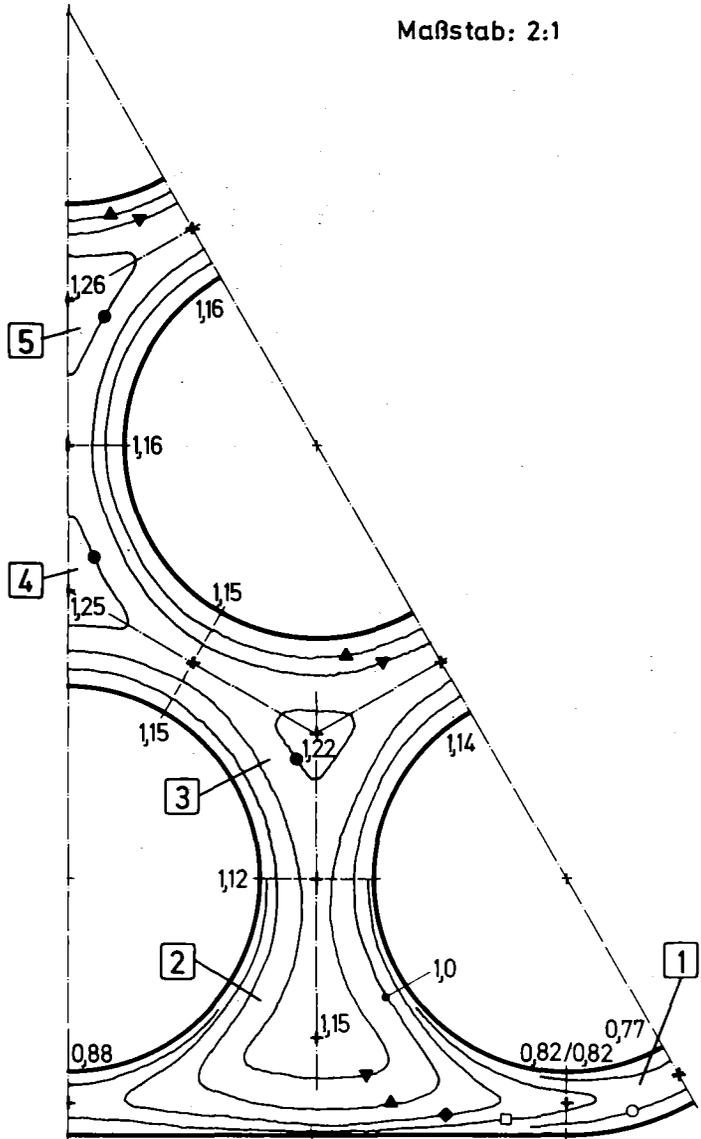
Die für $\overline{Re} = 60.000$ und $\overline{Re} = 30.000$ ermittelten Geschwindigkeitsverteilungen sind in Abb. 9 als Isotachenfelder in dem charakteristischen Zwölftelausschnitt des Bündels aufgetragen und einander gegenübergestellt. Zusätzlich eingetragen sind wiederum die Maximalgeschwindigkeiten in den verschiedenen Unterkanälen sowie an den Unterkanalgrenzen.

Als gemeinsames Merkmal beider Geschwindigkeitsverteilungen fällt zunächst der gleichmäßige Verlauf der Isotachen und die symmetrische Position der Unterkanalmaxima ins Auge.

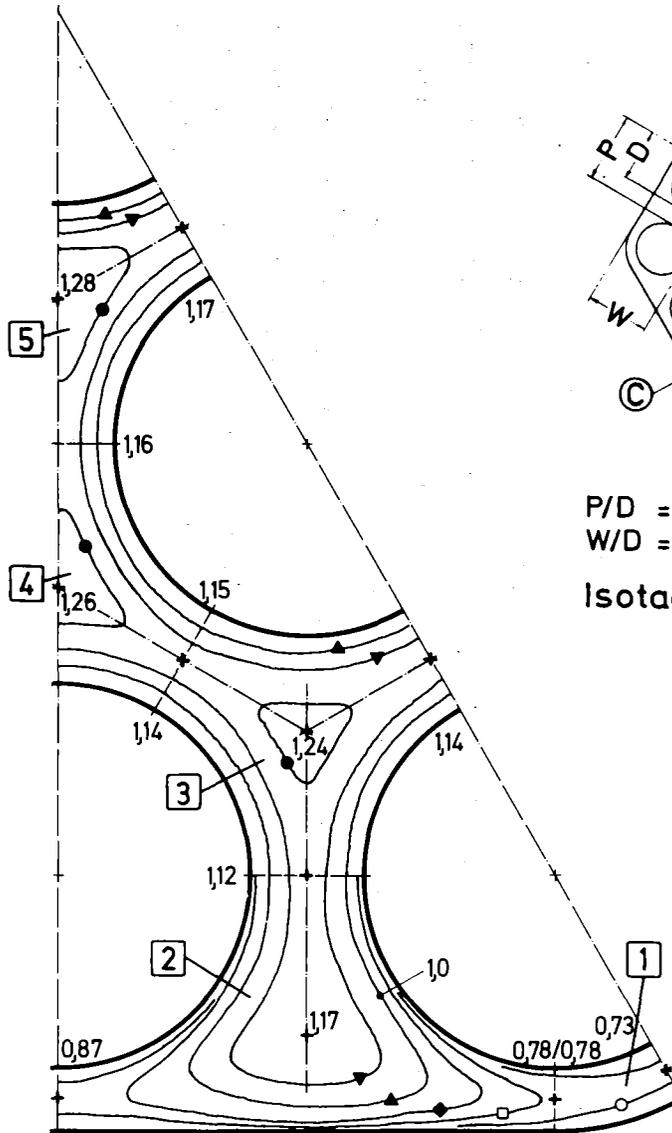
Weiterhin ist an den eingetragenen Zahlenwerten ablesbar, daß in den hydraulisch kleineren Kanälen der Bündelrandzone deutlich niedrigere Geschwindigkeiten vorliegen als an vergleichbaren Positionen der Zentralkanäle. Der in Richtung Bündelzentrum allmählich abklingende Einfluß der langsamer durchströmten Randzone ist deutlich an den Unterkanalmaxima der ersten, zweiten und dritten Zentralkanalreihe (UK.3, 4 und 5) zu erkennen. Der innerste Zentralkanal, UK.5, darf als weitgehend unbeeinflusst vom Bündelrand angesehen werden.

Im Wandkanal wiederum ist der Einfluß des relativ kleinen Eckkanals an den stärkeren Geschwindigkeitsabnahmen in dieser Richtung zu erkennen. Der Eckkanal ist mit einem Ausschnitt aus einem konzentrischen Ringspalt vergleichbar und hat infolgedessen normalerweise eine in Umfangsrichtung gleichförmige Geschwindigkeitsverteilung.

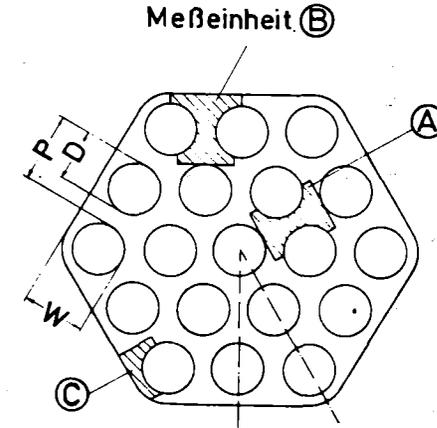
Maßstab: 2:1



$\bar{Re} = 60.000$



$\bar{Re} = 30.000$



$P/D = 1,30$
 $W/D = 1,17$

Isotachen $\frac{u}{U} =$

- 1,2 ●
- 1,1 ▼
- 1,0 ▲
- 0,9 ◆
- 0,8 □
- 0,7 ○

Unterkanäle 1...5

ABB. 9: VOLL EINGELAUFENE GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNGEN IM 19-STABBÜNDEL

lung. Die Tatsache, daß in den Isotachenfeldern die Geschwindigkeiten in Richtung auf den Wandkanal jeweils zunehmen, zeigt an, daß die mittleren Geschwindigkeiten des Eckkanals durch den benachbarten Wandkanal erhöht werden. Dieser Aspekt wird später noch diskutiert (vgl. Kapitel 4.3.2).

Zunächst jedoch soll auf die Unterschiede der Isotachenfelder bei $\overline{Re} = 60.000$ und 30.000 eingegangen werden.

Bekanntlich sind Geschwindigkeitsprofile bei kleineren Re-Zahlen weniger völlig, d.h. stärker gewölbt. Der Vergleich der in Abb. 9 aufgetragenen Isotachenfelder zeigt, daß auch die Geschwindigkeitsvariationen in Stabumfangsrichtung eine stärkere Wölbung aufweisen. Dies ist beispielsweise an den eingetragenen Zahlenwerten für die Geschwindigkeiten an den Sattelpunkten zwischen den Stäben im Verhältnis zu den Unterkanalmaxima ablesbar. Besonders deutlich ist dieser Effekt erkennbar an dem unterschiedlichen Geschwindigkeitsabfall in Richtung auf die Bündelecke. Dies führt dazu, daß die mittlere Geschwindigkeit im Eckkanal bei $\overline{Re} = 30.000$ geringer ist als bei $\overline{Re} = 60.000$.

4.3 Der Vergleich mit experimentellen Werten aus der Literatur und mit Ergebnissen aus Auslegungsrechnungen

4.3.1 Lokale Geschwindigkeitsverteilungen

Die lokale Geschwindigkeitsverteilung in Stabbündelgeometrien hängt ab vom Stab- bzw. Wandabstand, von der Re-Zahl und von der Wechselwirkung zwischen benachbarten Unterkanälen.

Ein direkter Vergleich der gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen mit Experimenten anderer Autoren ist deshalb nur möglich für den innersten Zentralkanal des Bündels (UK.5), da nur dieser von den Inhomogenitäten aus dem Bündelrandbereich weitgehend unbeeinflusst ist. Die Geschwindigkeitsverteilung in den Unterkanälen eines Stabbündels kann durch das Verhältnis Sattelpunkts-
geschwindigkeit zu Maximalgeschwindigkeit im Unterkanal (u_s/u_m)

charakterisiert werden. Um mit den experimentellen Ergebnisse anderer Autoren bei verschiedenen P/D-Verhältnissen /4,15,16,17,18, 19,20/ vergleichen zu können, erfolgten entsprechende Auswertungen dieser Arbeiten. Als ein Ergebnis dieser Auswertungen ist in Abb. 10 die Geschwindigkeitsverteilung u_s/u_m in Abhängigkeit vom P/D-Verhältnis und bezogen auf $Re \approx 40.000$ aufgetragen.

Man erkennt, daß sich die verschiedenen Experimente von P/D = 1,00 bis P/D = 1,50 recht gut durch eine gemeinsame Kurve beschreiben lassen. Diese stellt somit eine empirische Beziehung zwischen Geschwindigkeitsverteilung u_s/u_m und Stababstandsverhältnis P/D dar.

Wie man sieht, paßt sich das eigene Experiment bei P/D = 1,30 ausgezeichnet in diesen Kurvenverlauf ein. Dagegen weicht der

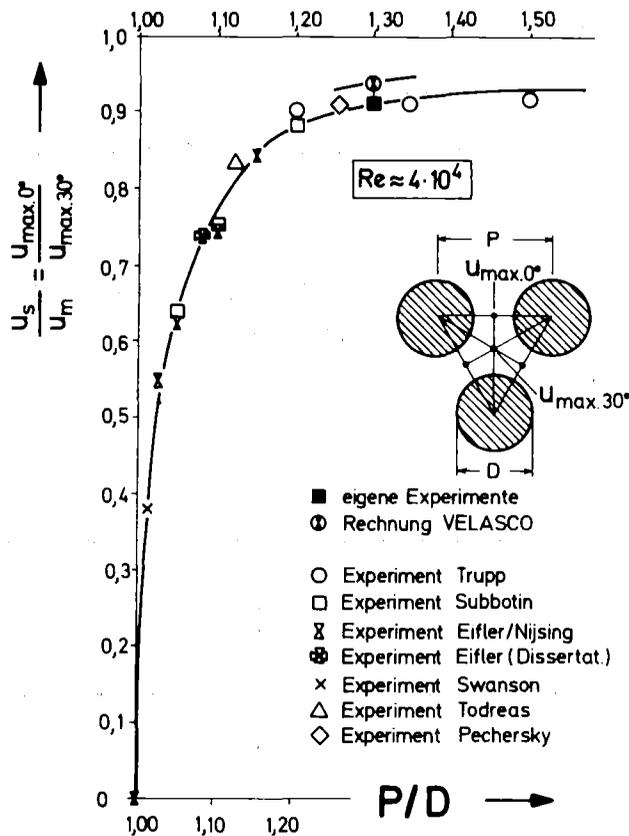


ABB. 10: ZENTRALKANAL-GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG IN ABHÄNGIGKEIT VOM STABABSTANDSVERHÄLTNIS P/D

Wert der VELASCO-Vergleichsrechnung /11/ leicht nach oben ab. Das bedeutet, daß VELASCO eine etwas schwächere Geschwindigkeitsvariation errechnet.

Zahlenwerte der Geschwindigkeitsvariationen am Zentralstab des 19-Stabbündels sind für die 2 untersuchten Re-Zahlen in Tabelle 3 zu finden. Sie werden dort den Werten aus Vergleichsrechnungen mit den Rechencodes VELASCO und VITESSE /10,21/ gegenübergestellt.

Wie schon beim Vergleich der experimentell ermittelten Isotachenfelder (vgl. Abb. 9) festzustellen war, steigt der Zahlenwert u_s/u_m bei zunehmender Re-Zahl schwach an. Diese leichte Re-Abhängigkeit ergibt auch die Auswertung von Meßergebnissen anderer Autoren bei ähnlichen P/D-Verhältnissen /15, 18/, wie die Auftragungen in Abb. 11 zeigen. Die Werte der VELASCO- bzw. VITESSE-Vergleichsrechnungen aus Tabelle 3 sind ebenfalls eingetragen. Man erkennt, daß beide Codes die Re-Abhängigkeit qualitativ richtig nachvollziehen.

(Anmerkung: Aus weiterführenden Messungen konnten Gesetzmäßigkeiten für den Einfluß der Reynolds-Zahl ermittelt werden, die in /34/ dargestellt werden.)

TABELLE 3: GESCHWINDIGKEITSVARIATION AM UMFANG DES ZENTRALSTABS (u_s/u_m) DES 19-STABBÜNDELS BEI $\overline{Re} = 30.000$ UND 60.000 , EXPERIMENT UND RECHNUNG

		Experiment	VELASCO	VITESSE
$(\overline{u}_s/u_m)_{UK.5}$	$Re_{UK.5} = 38.400$ ($\cong \overline{Re} = 30.000$)	0,91	0,936	0,926
	$Re_{UK.5} = 76.800$ ($\cong \overline{Re} = 60.000$)	0,92	0,940	0,929

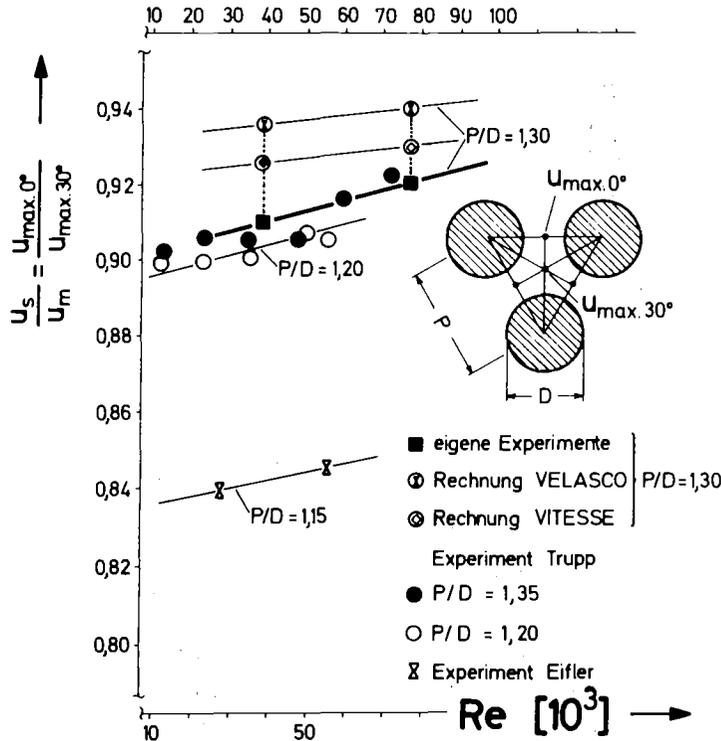


ABB. 11: Re-ABHÄNGIGKEIT DER GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG IN ZENTRALKANÄLEN

Die von den beiden Codes bei $\overline{Re} = 60.000$ errechneten lokalen Geschwindigkeitsverteilungen sind in Abb. 12 für den gesamten Bereich des 19-Stabbündels in Form von Isotachenfeldern aufgetragen und dem Experiment gegenübergestellt.

Als wesentliches Ergebnis beim Vergleich bleibt die Feststellung, daß beide Rechenprogramme die gesamte Geschwindigkeitsverteilung gut nachvollziehen. Dies kann beispielsweise an den hier eingetragenen lokalen Geschwindigkeitswerten abgelesen werden. Bei detaillierter Betrachtung ergeben sich leichte, charakteristische Abweichungen:

- VELASCO errechnet für den gesamten Bündelbereich eine etwas zu schwache Variation der Geschwindigkeit am Stabumfang, was bereits für den Zentralkanal UK.5 gezeigt wurde.
- VITESSE errechnet im Randbereich eine etwas stärkere Variation der Geschwindigkeit als im Experiment ermittelt wurde.

Vergleichsrechnungen beider Codes zu den eingangs erwähnten Wandkanalexperimenten von Rehme /1,2,10,21,22/ bringen analoge

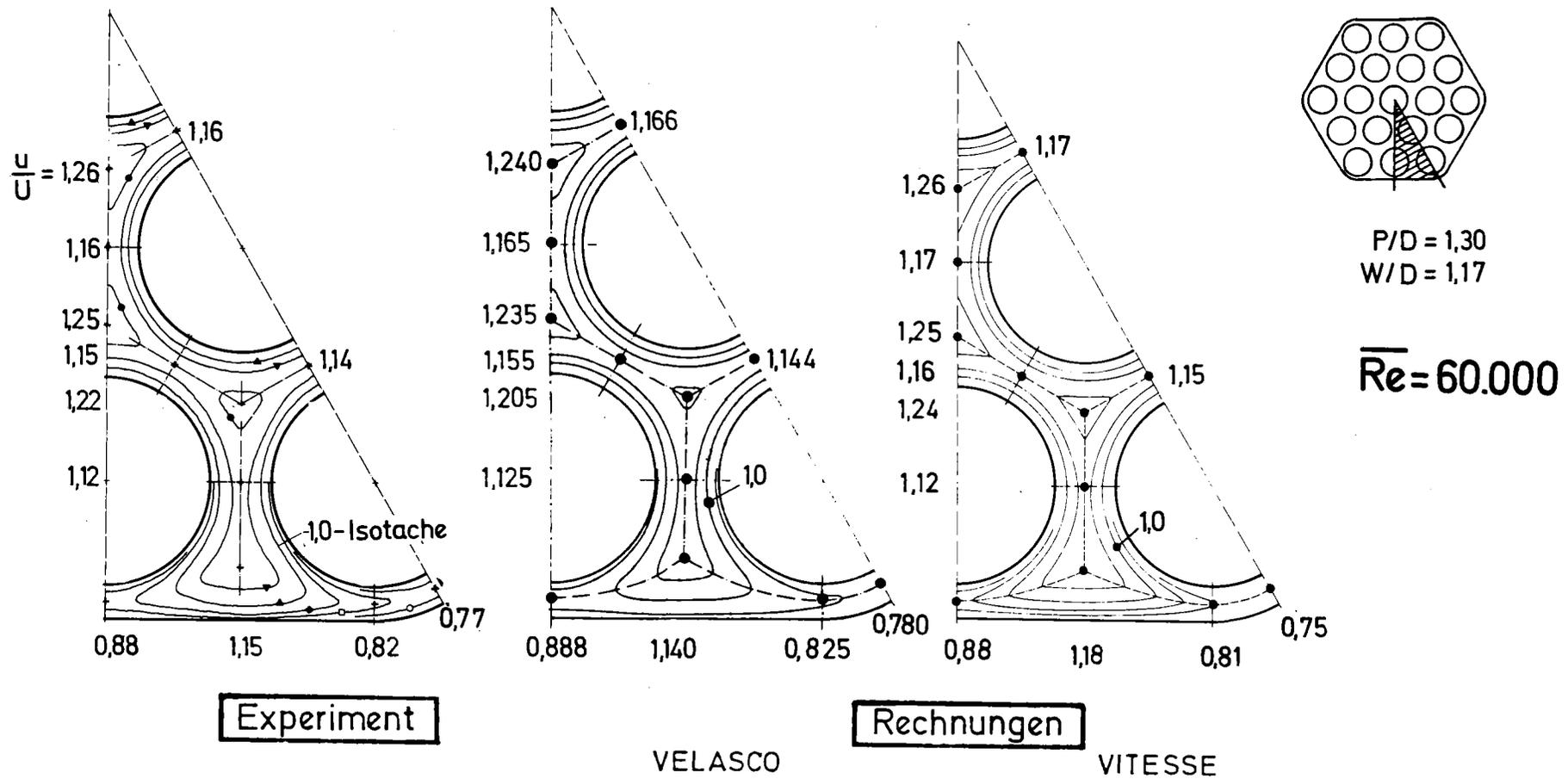


ABB. 12: VERGLEICH EXPERIMENT - RECHNUNG FÜR DIE VOLL EINGELAUFENE STRÖMUNG IM 19-STABBÜNDEL BEI $\overline{Re} = 60.000$

TABELLE 4: ABWEICHUNGEN DER VERGLEICHSCHEUNUNGEN MIT VELASCO UND VITESSE VON EXPERIMENTEN IM GESCHWINDIGKEITSVERHÄLTNIS u_s/u_m BEI UNTERSCHIEDLICHEN P/D BZW. W/D

Experiment		19-Stabbündelmodell Zentralkanal/Wandkanal		Wandkanalreihenmodelle Rehme /1,2,20,21/	
P/D bzw. W/D		1,30	1,17	1,15	1,07
mittlere Abweichung Rechnung- Experiment in u_s/u_m / % /	VELASCO	+2%	+1,5%	~0	-9%
	VITESSE	+1%	-2%	-2%	-14%

Ergebnisse. Dies kann Tabelle 4 entnommen werden, wo Abweichungen im Verhältnis u_s/u_m zwischen Rechnung und Experiment zusammengestellt sind, geordnet nach P/D bzw. W/D-Verhältnissen.

Aus der Zusammenstellung in Tabelle 4 lassen sich weitergehende Schlußfolgerungen zur Beurteilung der in den Codes verwendeten physikalischen Modellvorstellungen ziehen.

- 1) VELASCO errechnet für große Stababstände offensichtlich etwas größere u_s/u_m -Zahlenwerte, d.h. schwächere azimutale Geschwindigkeitsvariationen, für sehr kleine Abstände dagegen deutlich zu tiefe Werte, d.h. zu starke Variationen. Bei P/D bzw. W/D 1,15 stimmen Rechnung und Experiment gerade überein.
- 2) VITESSE errechnet generell tiefere Werte bzw. stärkere Variationen als VELASCO und stimmt bei größeren Stababständen am besten mit dem Experiment überein.

Zusammenfassend darf aus diesen Vergleichen der Schluß gezogen werden, daß die 2 vorgestellten Rechenmodelle in der Lage sind, lokale Geschwindigkeitsverteilungen in Stabbündelgeometrien mit für praktische Fälle befriedigender Genauigkeit zu modellieren, sofern nicht allzu kleine Stab- bzw. Wandabstandsverhältnisse vorliegen.

4.3.2 Massenstromaufteilung auf die Unterkanäle eines Stabbündels

Für die Auslegung von Reaktorbrunnenelementen mit hoher Leistungsdichte besitzt die Frage der Massenstromverteilung eine besondere Bedeutung. Der Massenstrom eines Unterkanals \dot{m}_i errechnet sich nach der Beziehung

$$\dot{m}_i = \rho \cdot F_i \cdot U \cdot (\bar{u}_i/U).$$

Da die Dichte des Strömungsmediums, die Flächen der Unterkanäle F_i und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Bündel U bekannt sind, reduziert sich das Problem auf die Kenntnis der Verteilung der mittleren, normierten Unterkanalgeschwindigkeiten \bar{u}_i/U . Auf diese wird im folgenden eingegangen.

a) Vergleich mit Ergebnissen von Rechenprogrammen

In Tabelle 5 sind die mittleren, normierten Unterkanalgeschwindigkeiten des 19-Stabbündel-Experiments bei $\overline{Re} = 60.000$ mit den Rechenergebnissen der LOCAL-Codes VELASCO und VITESSE sowie des SUBCHANNEL-Code ARTIS /12/ verglichen. Es zeigt sich, daß sowohl VELASCO als auch VITESSE die experimentellen Werte sehr gut treffen, wie schon bei der Gegenüberstellung der entsprechenden Isotachenfelder in Abb. 12 zu erkennen war.

Demgegenüber weichen die Ergebnisse aus Rechnungen mit dem ARTIS-Code merklich ab. Es wird für Wandkanäle zuviel, für Zentralkanäle zu wenig Durchsatz errechnet. Dies kann zu beträchtlichen Fehleinschätzungen bei der Berechnung von Temperaturverteilungen an wandnahen Stäben eines Bündels führen /13/.

Die Ursache für diese Abweichungen liegt darin, daß bei der Entwicklung des Code eine Anpassung der im Code verwendeten Modelle an experimentelle Werte aus Messungen bei nicht voll eingelaufener Strömung /4, 11/ erfolgte. Es handelt sich hier um die Messungen von Pechersky /4/, deren Qualität bereits beurteilt wurde, sowie um frühere, vorläufige Messungen in der hier vorgestellten Bündelgeometrie /11/ bei noch nicht optimierten Teststreckenbedingungen.

TABELLE 5: MITTLERE GESCHWINDIGKEITEN IN DEN UNTERKANÄLEN DES 19-STABBÜNDELS BEI $Re = 60.000$ (VOLL EINGELAUFENER ZUSTAND), VERGLEICH EXPERIMENT-RECHNUNGEN

	Experiment	VELASCO	VITESSE	ARTIS
\bar{u}_1/U	0,67	0,682	0,662	0,670
\bar{u}_2/U	0,94	0,940	0,945	0,895
\bar{u}_3/U	1,06	1,053	1,055	1,085
$\bar{u}_{(4+5)}/U$	1,07	1,075	1,074	1,108

Abweichungen vom Experiment	% · U			
Eckkanal (UK.1)		+1	-1	0
Wandkanal (UK.2)		0	0	-5
1.Zentralkanal (UK.3)		0	0	+3
innere Zentralk. (UK.4,5)		0	0	+3

b) Vergleich mit anderen experimentellen Arbeiten

Die Untersuchungen von Pechersky /4/ liefern die einzigen experimentellen Daten, die für die zu behandelnde Problemstellung relevant sind. In der genannten Arbeit wurde zur Darstellung der experimentellen Ergebnisse angenommen, daß die mittlere Geschwindigkeit eines Unterkanals lediglich eine Funktion seines hydraulischen Durchmessers $d_{h,i}$ ist. Um die Belastbarkeit dieser Annahme im Lichte der nun vorliegenden verbesserten Meßresultate zu überprüfen, ist der im folgenden dargelegte Gedankengang nachzuvollziehen.

Bei voll eingelaufenem Strömungszustand darf angenommen werden, daß der axiale Druckabfall für Gesamtbündel und Einzelkanal i gleich ist:

$$(1) \quad \frac{\Delta p}{\Delta L} = \frac{\lambda_{\text{ges}}}{D_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot U^2 = \frac{\lambda_i}{d_{h,i}} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \bar{u}_i^2 \quad .$$

Aus Druckverlustmessungen an Einzelkanalmodellen sowie Stabbündeln /23, 24, 25, 26, 27, 1, 2, 3/ ist zu entnehmen, daß der Druckverlust ganz analogen Gesetzmäßigkeiten folgt wie der in Kreisrohren. Unter Verwendung des jeweiligen hydraulischen Durchmessers in der Reynolds-Zahl ergibt sich für die Druckverlustbeiwerte:

$$(2) \quad \lambda_{\text{ges}} = k_{\text{ges}} \cdot (\overline{Re})^{-a} = k_{\text{ges}} \cdot (U \cdot D_h / \nu)^{-a} \quad ,$$

$$(3) \quad \lambda_i = k_i \cdot (Re_i)^{-a} = k_i \cdot (\bar{u}_i \cdot d_{h,i} / \nu)^{-a} \quad .$$

Dabei stellen k_{ges} , k_i und a dimensionslose Parameter dar, deren Größe durch die experimentellen Daten festgelegt werden.

Bei den vorliegenden Kanalformen und bei Abstandsverhältnisse P/D bzw. $W/D \geq 1,10$ weichen die Druckverlustbeiwerte aller Unterkanäle um nahezu gleiche Faktoren k_i vom Druckverlustbeiwert des Rohres ab: $1,02 \leq k_i \leq 1,06$, d.h.

$$(4) \quad k_i \approx \text{konstant} \quad .$$

Weiterhin ist bekannt, daß der Druckverlustbeiwert eines Bündels mit unterschiedlich großen Unterkanälen etwas kleiner ist als der seiner Unterkanäle /24/, d.h. es gilt darüber hinaus:

$$(5) \quad k_{\text{ges}} \lesssim k_i \quad .$$

Für den Exponent a in Gleichung (2) bzw. (3) streuen die von verschiedenen Autoren /4,28/ empirisch ermittelten Werte zwischen $0,20 \leq a \leq 0,25$. Der Wert von Pechersky liegt mit $a = 0,217$ etwa in der Mitte und soll im folgenden weiterverwendet werden.

Pechersky nimmt nun an, daß der Druckverlustbeiwert eines Unterkanals i im Stabbündelverbund nur durch die lokale, mittlere Unterkanal-Reynolds-Zahl Re_i bestimmt und unabhängig von der Geschwindigkeit seiner Nachbarkanäle ist. Er setzt die Gleichungen (2) und (3) in (1) ein und erhält die Korrelation

$$(6) \quad \bar{u}_i/U = (d_{h,i}/D_h)^e \quad \text{mit} \quad e = (1+a)/(2-a);$$

dabei wurde $k_{ges} = k_i$ gesetzt.

Mit dieser Beziehung und einem Wert $e = 0,68$ (entsprechend $a = 0,217$) erfaßt er in etwa seine experimentell ermittelten Werte, wie die Auftragung in Abb. 13 zeigt.

Wie Abb. 13 jedoch weiterhin zeigt, lassen sich die Experimente im 19-Stabbündel - auch unter Berücksichtigung der maximalen Fehlerbandbreite - hiermit weniger gut beschreiben. Eine Kurve mit $e = 0,50$ trifft demgegenüber die Meßergebnisse sehr viel besser. Die Zahlenwerte der Tabelle 6 bestätigen dies. Der Vergleich der Messungen bei $\bar{Re} = 60.000$ und 30.000 deutet an, daß für niedrigere Re -Zahlen u.U. ein Exponent $e \geq 0,50$ gewählt werden müßte.

Aus diesen Ergebnissen kann gefolgert werden, daß die Annahme von Pechersky, daß kein Impulsaustausch zwischen den Unterkanälen stattfindet, die tatsächlichen Verhältnisse nur mäßig gut beschreibt. Die hier vorgestellten genaueren Messungen zeigen vielmehr, daß eine Wechselwirkung zwischen den hydraulisch unterschiedlich großen Unterkanälen mit ihren unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten existiert. Dies hat zur Folge, daß sich die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeiten vom hydraulischen Durchmesser verringert. Dieser Impulsaustausch nimmt naturgemäß mit steigender Reynolds-Zahl noch zu.

Berücksichtigt man ferner, daß die Geschwindigkeiten in Eck- und Wandkanälen im Experiment von Pechersky bis zum voll abgeschlossenen Einlaufvorgang noch um ca. 4% anwachsen würden (vgl. Ausführungen in Kap. 4.1.3), so bestätigt sich der hier gefundene Zusammenhang von Neuem (vgl. hierzu Abb. 13).

Theorie :

$$\frac{\bar{u}_i}{U} \approx \left[\frac{d_{h,i}}{D_h} \right]^e \quad (\lambda_i \stackrel{!}{=} \text{konst.} \cdot \lambda_{\text{Rohr}})$$

- e = 0,68 nach Pechersky [4]
($\hat{=}$ Rechnung ohne Impulsaustausch)
- e = 0,50 nach eigenen Untersuchungen
(neue Beziehung)

Experimente :

- eigene Messungen ($\bar{Re} = 60000$)
(sowie Rechnungen VELASCO, VITESSE)
- Messungen Pechersky ($\bar{Re} \approx 80000$)

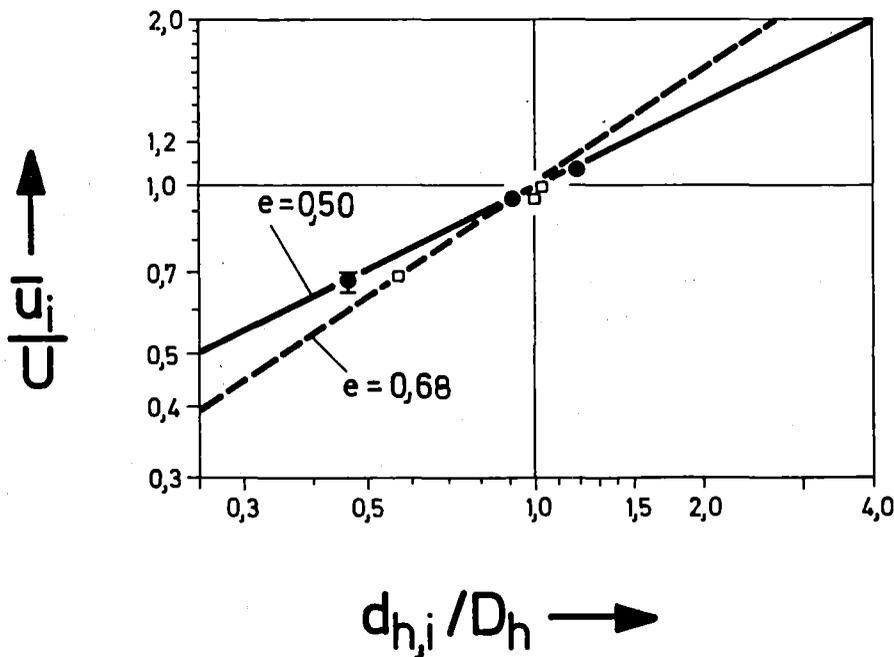


ABB. 13: VERTEILUNG DER MITTLEREN UNTERKANAL-GESCHWINDIGKEITEN IN EINEM STABBÜNDEL, VERGLEICH EXPERIMENT - THEORIE

Um mit der angegebenen Korrelation auch die Massenbilanz korrekt zu treffen (vgl. Tab. 6), ist die Einführung eines korrigierenden Proportionalitätsfaktors A in die Beziehung (6) angezeigt. Der sich aus der bisher verwendeten theoretischen Beziehung ergebende Massenüberschuß, den auch Pechersky feststellte [4], ist dadurch bedingt, daß der in Gleichung (5) genannte Unterschied zwischen Druckverlustbeiwerten des Einzelkanals und des Gesamtbündels bislang vernachlässigt wurde. Damit wird als neue empirische Beziehung

TABELLE 6: MASSENSTROMAUFTeilUNG UND MITTLERE UNTERKANALGESCHWINDIGKEITEN IN STABBÜNDELN BEI VOLL EINGELAUFENEM STRÖMUNGSZUSTAND, VERGLEICH THEORIE - EXPERIMENT

	THEORIE: $\bar{u}_i/U = (d_{h,i}/D_h)^e$				EXPERIMENT (19-Stabbündel)			
	e = 0,68		e = 0,50		$\bar{Re} = 60.000$		$\bar{Re} = 30.000$	
	(Pechersky /4/ = Rechnung ohne Impulsaustausch)		(neue Beziehung)					
	\bar{u}_i/U	(\dot{m}_i/\dot{m}_{ges})	\bar{u}_i/U	(\dot{m}_i/\dot{m}_{ges})	\bar{u}_i/U	(\dot{m}_i/\dot{m}_{ges})	\bar{u}_i/U	(\dot{m}_i/\dot{m}_{ges})
Eckkanal UK.1	0,593	(2,5 %)	0,681	(2,9 %)	0,67	(2,9 %)	0,63	(2,7 %)
Wandkanal UK.2	0,937	(37,0 %)	0,954	(37,6 %)	0,94	(37,2 %)	0,94	(36,9 %)
1.Zentralk. UK.3	1,124	(31,6 %)	1,089	(30,6 %)	1,06	(29,7 %)	1,06	(29,8 %)
innere Zentralk. UK.4+5	1,124	(31,6 %)	1,089	(30,6 %)	1,07	(30,2 %)	1,08	(30,5 %)
(Massenbilanz)	($\Sigma = 102,7$ %)		($\Sigma = 101,7$ %)		($\Sigma = 100$ %)		($\Sigma = 100$ %)	

für die mittleren Geschwindigkeiten in den Unterkanälen von Stab-
bündeln

$$\bar{u}_i/U \approx A (d_{h,i}/D_h)^e$$

mit

$$e = 0,5 \quad ,$$
$$A = 0,98$$

vorgeschlagen.

4.4 Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Stabbündelgeometrien

Die im vorhergehenden Abschnitt dargelegten Ergebnisse zur voll
eingelaufenen Strömungsverteilung lassen sich auf andere Strö-
mungs- und Geometrieverhältnisse übertragen, sofern die zum Gül-
tigkeitsbereich gemachten Einschränkungen beachtet werden. Zu-
sammenfassend ergibt sich somit folgendes Bild:

Zur Frage der lokalen Geschwindigkeitsverteilung ist der Zu-
sammenhang zwischen Geschwindigkeitsvariation am Stabumfang und
P/D-Verhältnis bzw. Reynolds-Zahl den Abbn. 10 und 11 zu entnehmen.
In Wandkanälen können diese empirisch festgelegten Zusammenhänge
für Abschätzungen herangezogen werden. Der eventuell vorhandene
Einfluß unterschiedlich durchströmter Nachbarkanäle ist für
detailliertere Betrachtungen zu berücksichtigen (vgl. Abb. 9).

Die empirisch ermittelte Beziehung für die Aufteilung des Massen-
stromes auf die Unterkanäle eines Stabbündels mit

$$\bar{u}_i/U = 0,98 \cdot (d_{h,i}/D_h)^{0,5}$$

liefert für einfache, schnelle Abschätzungen offensichtlich
brauchbare Ergebnisse. Dabei sind allerdings folgende Abgren-
zungen für den Gültigkeitsbereich zu beachten:

- 1) genügend große \overline{Re} -Zahlen ($\overline{Re} \geq 30.000$) /34/.
- 2) geometrisch ähnliche Bündelgeometrien, d.h. hexagonale An-
ordnungen und $P/D, W/D \geq 1,15$, so daß einerseits
für die Druckverlustbeiwerte aller Unterkanäle $\lambda_i \approx \text{konst} \cdot \lambda_R$ gilt
und andererseits für den Impulsaustausch zwischen Unterkanälen
hinreichend große Spaltweiten existieren.

Die in Tabelle 1 genannten Brennelementgeometrien für den SNR Mark Ia und II erfüllen diese Kriterien. Die Übertragbarkeit bleibt auch dann erhalten, wenn leichte Asymmetrien in den Bündelgeometrien vorhanden sind, solange sich die Abmessungen im Rahmen der oben genannten Werte bewegen.

Der Vergleich der experimentellen Daten mit solchen, die mit Hilfe der Rechenprogramme VELASCO und VITESSE gewonnen wurden, zeigt eine gute Übereinstimmung für P/D , $W/D \geq 1,15$ und $\overline{Re} \approx 60.000/34/$.

Eine direkte Übertragung der dargelegten Ergebnisse auf die Auslegung von Brennstabbündeln ist nicht möglich, da eine voll eingelaufene Strömung in realen Brennelementen praktisch nie auftreten wird. Die Ursachen dafür sind unterschiedliche Anströmungen der Bündel und Störungen durch die gitterförmigen Abstandshalter. Trotzdem ist die Kenntnis der ungestörten Strömung in Stabbündeln wichtig, da sie den Bezugszustand für komplexere, dreidimensionale Strömungsvorgänge darstellt.

5. Die Wirkung gitterförmiger Abstandshalter

Ein gitterförmiger Abstandshalter (AH) bewirkt lokale Störungen des Geschwindigkeitsfeldes im Unterkanal. Bei bestimmten Abstandshalterformen können darüber hinaus Umverteilungen von Fluidmasse zwischen den Unterkanälen des Bündels auftreten. Verursacht werden diese Umverteilungen durch unterschiedlichen Druckabfall am Abstandshalter in den einzelnen Unterkanälen. Dieser Druckabfall hängt in erster Linie von der Geometrie des Abstandshalters im jeweiligen Unterkanal ab. Die wesentlichsten Einflußparameter der AH-Geometrie sind:

- 1) die Größe der versperreten Fläche im Unterkanal;
- 2) die Position der versperrenden Fläche (z.B. am Rand oder im Zentrum des Unterkanals);
- 3) der benetzte Umfang des AH;
- 4) die axiale Ausdehnung, d.h. die Höhe des AH.

Die Punkte 2) und 3) werden durch die prinzipielle Formgebung des AH festgelegt. Da hier viele Variationen denkbar sind, erfolgte für die experimentellen Untersuchungen eine Beschränkung auf eine SNR-relevante Konfiguration. An diesem Abstandshaltertyp wurden die beiden anderen Parameter, Versperrungsfläche und Höhe, untersucht.

Der durch die Abstandshalter verursachte, unterschiedliche Druckabfall in den Unterkanälen des Bündels wird weiterhin i.a. von der mittleren Reynolds-Zahl der Strömung und von der Form der Anströmung stromauf vom Abstandshalter abhängen.

Der Einfluß dieser Parameter wurde ebenfalls im relevanten Bereich untersucht.

Naturgemäß hängt die Umverteilung des Massenstromes durch den Abstandshalter auch von der Geometrie des Bündels, so vor allem von der Größe des Spalts zwischen den Stäben ab. Die diesbezügliche Übertragbarkeit der mit der festliegenden Geometrie des Modellbündels ermittelten Ergebnisse wird an entsprechender Stelle diskutiert.

5.1 Experimentelle Ergebnisse der Untersuchungen

5.1.1 Meßergebnisse mit dem Original-Abstandshalter

5.1.1.1 Lokale Geschwindigkeitsfelder

In den Bereichen starker lokaler Strömungsstörungen, d.h. in der unmittelbaren Umgebung des Abstandshalters, sind größere Unterschiede im statischen Druck senkrecht zur Hauptströmungsrichtung zu erwarten. Dadurch wäre jedoch das verwendete Meßsystem mit festliegender Meßposition zur Bestimmung des statischen Drucks für quantitative Untersuchungen überfordert. Um nun den Gültigkeitsbereich für die Druckmessung am AH stromauf und stromab abgrenzen zu können, wurden lokale Messungen zur axialen und radialen Verteilung des statischen Drucks vorgenommen (vgl. Anhang). Als wesentliches Ergebnis dieser Untersuchung sei hier der Sachverhalt genannt, daß ab etwa $3 D_h$ stromab sämtliche durch den AH verursachten lokalen Unterschiede im statischen Druck abgebaut sind (bzw. beim modifizierten AH mit zusätzlicher Versperrung am Rand ab etwa $7 D_h$). Alle im folgenden diskutierten, quantitativ ausgewerteten Isotachenfelder wurden in axialen Bereichen mit entsprechend ausgeglichenem statischen Druck gemessen.

Entsprechend dieser Vorbemerkung besitzen die in Abb. 14 aufgetragenen Meßprofile direkt hinter dem AH nur qualitativen Charakter. Die Auftragung der auf der Mitteltraverse M von Wand- und anschließendem Zentralkanal ermittelten Geschwindigkeitsprofile erfolgte deshalb in Form der direkt gemessenen Differenzdrücke ($\Delta p \sim u^2$).

Die ersten Profile direkt hinter dem AH zeigen qualitativ die Rückströmung in den Totwassergebieten hinter den AH-Stegen an (vgl. Abb. 14; Anmerkung: die Aussagefähigkeit solcher Messungen in Totwassergebieten wird im Anhang diskutiert; dort wird gezeigt, daß qualitative Aussagen möglich sind). Bei einer genaueren Betrachtung der sich stromab vom AH verändernden Geschwindigkeitsprofile fällt auf, daß im Zentralkanal die Rückströmung schon ab etwa $0,3 D_h$ wieder in einer Vorwärtsströmung übergeht. Dies zeigt den Abschluß

des dortigen Totwassergebietes an. Auf der anderen Seite besitzt das Totwassergebiet hinter dem im Mittel dreifach breiteren AH-Steg vor der Kastenwand eine etwa dreifache axiale Ausdehnung und reicht dort bis $1 D_h$ stromab vom AH.

Nach etwa $3 D_h$ legt die Strömung wieder voll an die Kastenwand an. Die Störung ist nur noch an der veränderten Kernströmung zu erkennen. Dies ist die Entfernung, bei der auch die Verteilung des statischen Drucks senkrecht zur Hauptströmungsrichtung wieder ausgeglichen ist.

Wie weiterhin aus Abb. 14 zu entnehmen, ist die Glättung der Nachlaufbeulen im Profil generell nach etwa $10 D_h$ annähernd erfolgt. Nun erkennt man nur noch feinere Verschiebungen im Profil-

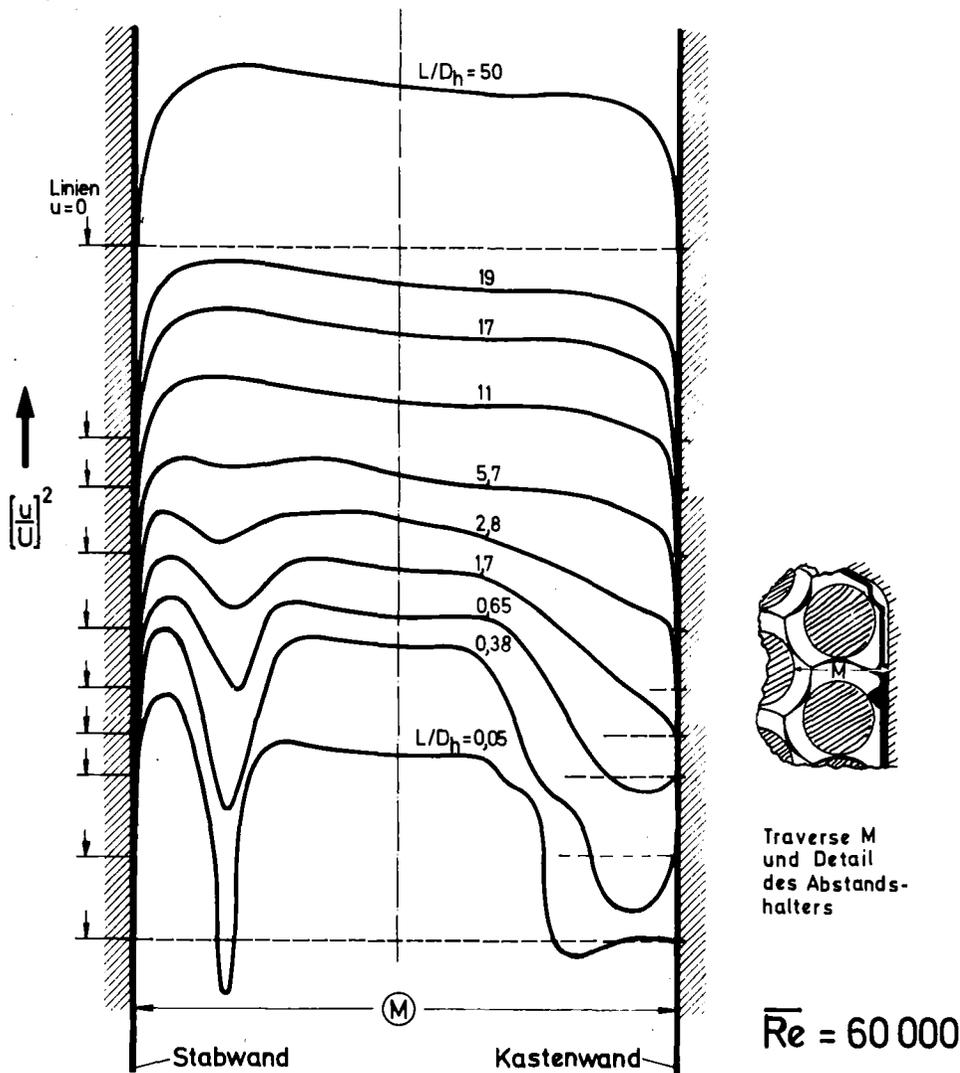


ABB. 14: GEMESSENE DIFFERENZDRUCK-PROFILE STROMAB VOM ORIGINAL-ABSTANDSHALTER ($\bar{Re} = 60.000$)

verlauf, die offensichtlich eine große axiale Länge beanspruchen und in dieser Auftragung nur schwach erkennbar sind. Eine genauere Beschreibung der weiteren Strömungsrückbildung erfolgt deshalb anhand von Geschwindigkeitsfeldern.

In Abb. 15 ist zu diesem Zweck eine ganze Serie solcher Felder aneinander gereiht. Sie sind nach ihren Entfernungen vom AH geordnet. Es sind Isotachenfelder aus dem Bereich von $5 D_h$ stromauf bis $50 D_h$ stromab vom AH. Aufgenommen in die Bildserie wurden ebenfalls die ungestörten Verteilungen (vgl. Kap. 4) am Anfang ($L = -\infty$) und am Ende ($L = +\infty$). Anhand solcher Serien von Isotachenfeldern lassen sich die Strömungsvorgänge gut veranschaulichen.

Aus Abb. 15 wird deutlich, daß die Wirkung des AH etwa $5 D_h$ stromauf reicht. $3,6 D_h$ hinter dem AH sind die Isotachen noch deutlich sichtbar von der vorliegenden AH-Konfiguration geprägt. Dies zeigt sich an der Form der geschlossenen Isotachen in den Kernströmungen der Unterkanäle. Ähnlich bildet sich der starke Nocken des AH in Kastenwandnähe im Isotachenfeld ab. Diese lokalen Effekte verschwinden dann zunehmend mit axialer Entfernung vom AH. Sie sind bei $10 D_h$ noch schwach und bei $18 D_h$ nicht mehr erkennbar. Dort sind die Isotachenverläufe wieder gleichmäßig. Trotzdem unterscheidet sich dieses Isotachenfeld noch von dem der ungestörten Strömung. Dies trifft sogar noch für das Feld bei $51 D_h$ zu. Die Abweichung liegt in geringeren Geschwindigkeiten im Zentrum des Wandkanals. Dies ist beispielsweise an der Isotache $u/U = 1,1$ zu erkennen, die im ungestörten, eingelaufenen Fall sehr viel weiter in den Wandkanal hineinreicht. Aber auch das Fehlen eines Geschwindigkeitsmaximums im Bereich des Wandkanals verdeutlicht diese Abweichung. Aus diesen Merkmalen der Isotachenfelder muß geschlossen werden, daß die vom AH in die Zentralkanäle gedrängte Masse, verursacht durch die größere Versperrung des Wandbereichs relativ zum Zentralbereich, demnach auch nach $50 D_h$ noch nicht vollständig zurückgeströmt sondern in den inneren Zentralkanälen geblieben ist, wie im folgenden noch gezeigt wird. Entsprechende Effekte können auch aus den Isotachenfeldern im Nachlauf von Abstandshaltern entnommen werden, die von Joly /6/ und Rowe /5/ vermessen wurden.

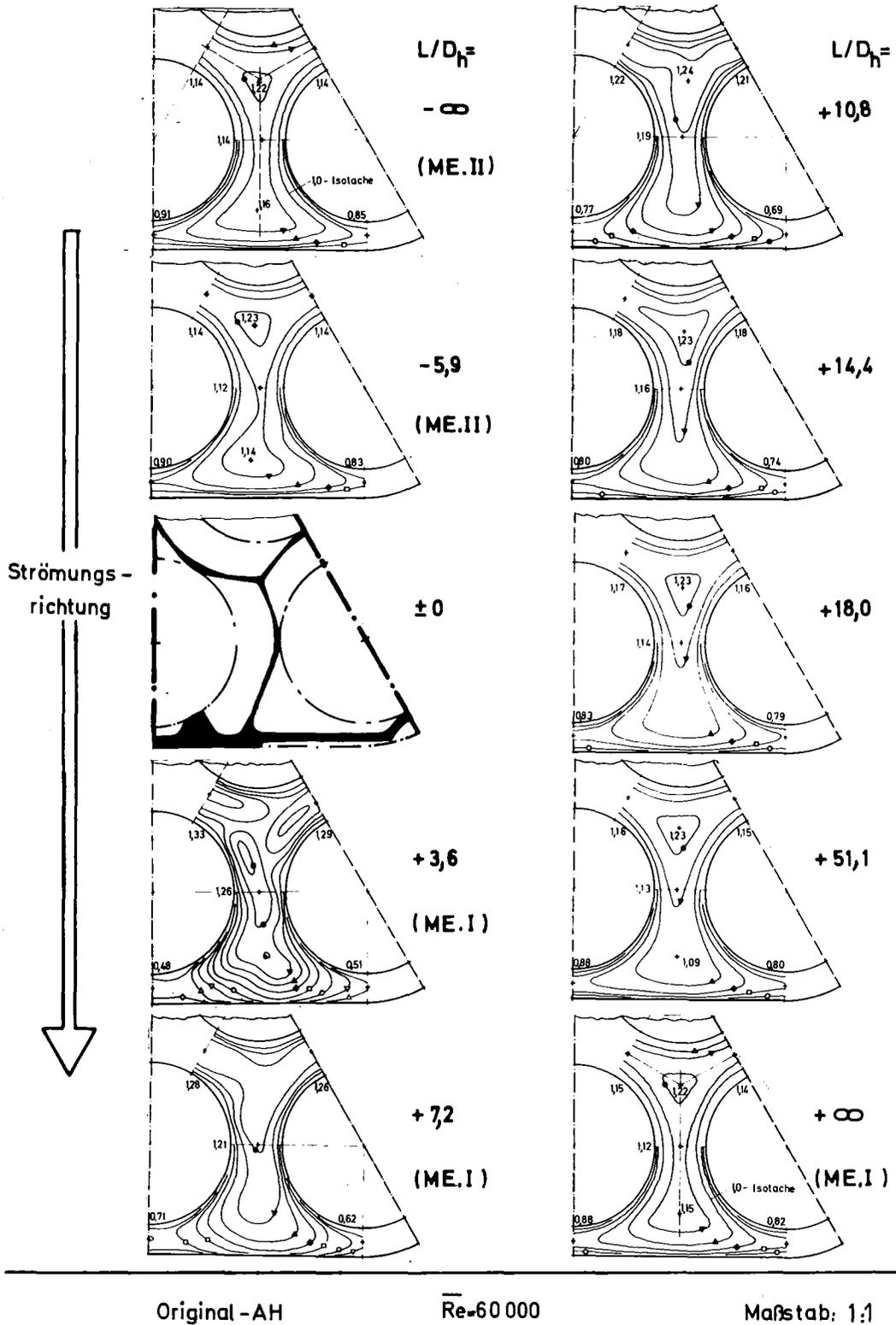


ABB. 15: STÖRUNG UND RÜCKBILDUNG DER LOKALEN GESCHWINDIGKEITSFELDER (u/U) DURCH ABSTANDSHALTER (ORIGINAL-AH, $\overline{Re} = 60.000$)

Es ist somit festzuhalten, daß nach relativ schnell abgeschlossenem Ausgleich örtlicher Störungen noch Veränderungen der Massenströme in den Unterkanälen erfolgen können, die sehr langsam ablaufen.

Dies wird noch deutlicher, wenn man die Veränderung der Isotachfelder über den gesamten Bündelquerschnitt betrachtet. In den Abb. 16 und 17 sind solche Felder für fünf Ebenen hinter dem AH aufgetragen. Sie entstanden durch Zusammenfügung der Messungen in den drei eingangs gezeigten, lokal getrennten Meßeinheiten. Die dadurch bedingten, leichten Abweichungen sind in den Abb. 16 und 17 jeweils an den entsprechenden Unterkanalgrenzen erkennbar als Isotachenversätze bzw. Unterschiede in den lokalen Geschwindigkeitsmaxima. Wie in Kapitel 3.2 schon erwähnt, muß aufgrund nichtvorhandener Symmetrie des Original-AH statt des üblichen Zwölftel hier ein Sechstel-Ausschnitt betrachtet werden. Die Zahl der charakteristischen Unterkanäle erhöht sich somit von 5 auf 8, zu den Unterkanälen UK.1 bis 5 kommen dementsprechend UK.1*, 2* und 3* (links von der Mittellinie in den Abbildungen) hinzu.

Bei Betrachtung der Zentralzone mit den Unterkanälen UK3 bzw. 3*, 4 und 5 fällt nun auf, daß alle Zentralkanäle zunächst etwa gleiche Isotachfelder besitzen. Mit zunehmender Entfernung vom AH erkennt man jedoch, daß trotz allgemein gleichartiger Profilrückbildung in den Unterkanälen die an die Randzone angrenzenden Zentralkanäle UK.3 und 3* zunehmend geringere Geschwindigkeiten aufweisen als beispielsweise der innerste Zentralkanal UK.5. Dies ist im Isotachfeld $L/D_h = 18,0$ am deutlichsten zu erkennen (z.B. Fläche der Isotache $u/U = 1,2$). Auf dieses unterschiedliche Verhalten der Zentralkanäle bei der Rückströmung wird im folgenden Kapitel eingegangen.

Weiterhin fällt beim Betrachten dieser Felder auf, daß in den Eckkanälen im Gegensatz zu den größeren Zentral- und Wandkanälen die lokalen Profilstörungen früher ausgeglichen sind (vgl. Feld $L/D_h = 3,6$, Abb. 16). Für Betrachtungen zum Nachlauf innerhalb einzelner Teilkanäle muß folglich als charakteristische Länge die jeweilige Kanalabmessung, z.B. der jeweilige hydraulische Durch-

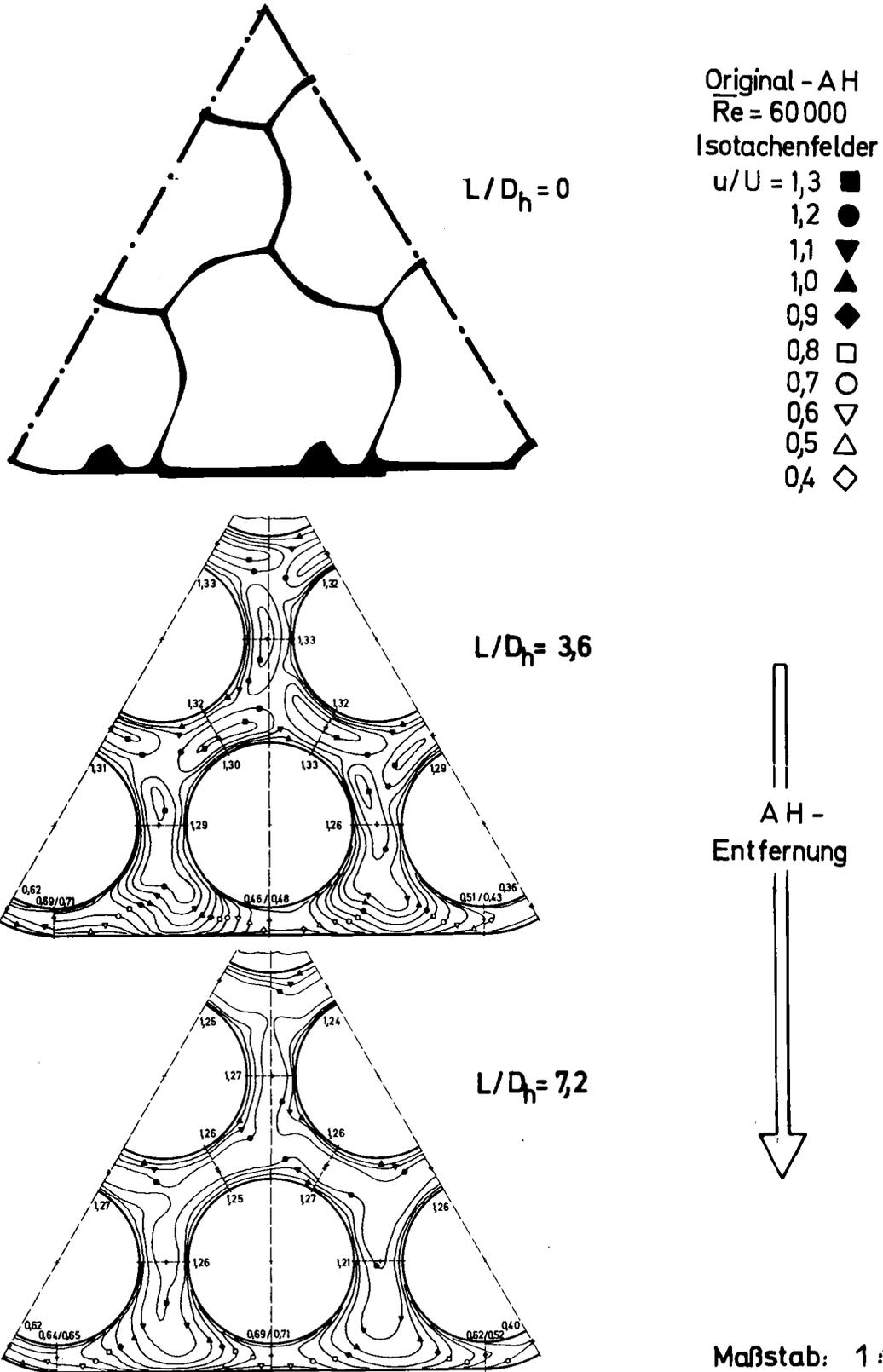


ABB. 16: GESCHWINDIGKEITSFELDER (u/U) IM BÜNDELQUERSCHNITT IN VERSCHIEDENEN EBENEN HINTER DEM ORIGINAL-ABSTANDSHALTER ($Re = 60.000$, $L/D_h = 3,6; 7,2$)

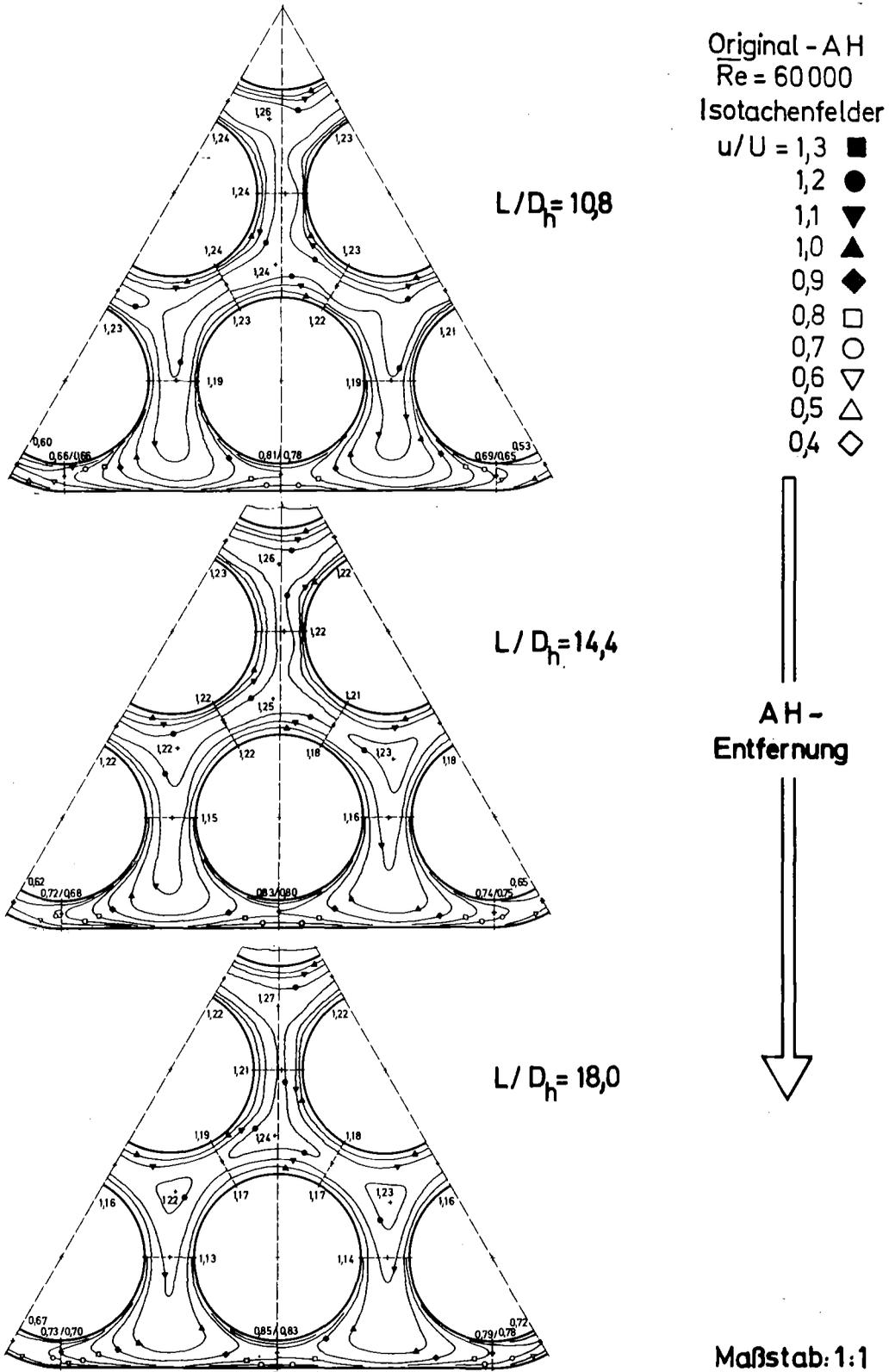


ABB. 17: GESCHWINDIGKEITSFELDER (u/U) IM BÜNDELQUERSCHNITT IN VERSCHIEDENEN EBENEN HINTER DEM ORIGINAL-ABSTANDSHALTER ($\overline{Re} = 60.000$, $L/D_h = 10,8; 14,4; 18,0$)

messer $d_{h,i}$, verwendet werden. Bei den hier vorliegenden Verhältnissen ($d_{h,1} \approx 1/2 D_h$; $d_{h,2} \approx d_{h,3/4/5} \approx D_h$) ist also die effektive axiale Nachlaufänge im Eckkanal etwa halb so groß wie für die übrigen Unterkanäle. Auch die von Rowe /5/ ermittelten Isotachenfelder im AH-Nachlauf zeigen, daß Störungen in den engen Teilbereichen eines Unterkanals schneller ausgeglichen sind als in deren Zentren.

5.1.1.2 Massenstromverteilungen im Bündel mit Abstandshalter

Aus den gemessenen Isotachenfeldern wurden wiederum durch Integration die Massenströme für die 8 charakteristischen Unterkanäle ermittelt. Diese Zahlenwerte sind in Tabelle 7 zusammengestellt und in Abb. 18 dargestellt. Abb. 18 zeigt die Massenstromkurven \dot{m}_i der 8 charakteristischen Unterkanäle als Funktion der AH-Entfernung L/D_h . Die aufgetragenen Kurven berücksichtigen die Massenbilanz im Bündelquerschnitt, so daß der Gesamtmassenstrom für jede Entfernung L/D_h vom Abstandshalter konstant ist (vgl. Tab. 7). Die zum Teil vorhandenen, leichten Abweichungen der aus den in den vorangegangenen Abb. gezeigten Isotachenfelder ermittelten Einzelmeßpunkte sind lediglich zufälliger Natur (vgl. Anhang). Mehrfach vorgenommene Wiederholungsmessungen konnten dies bestätigen.

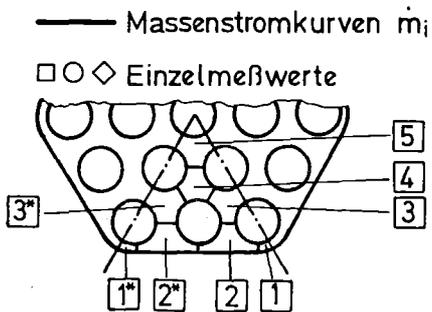
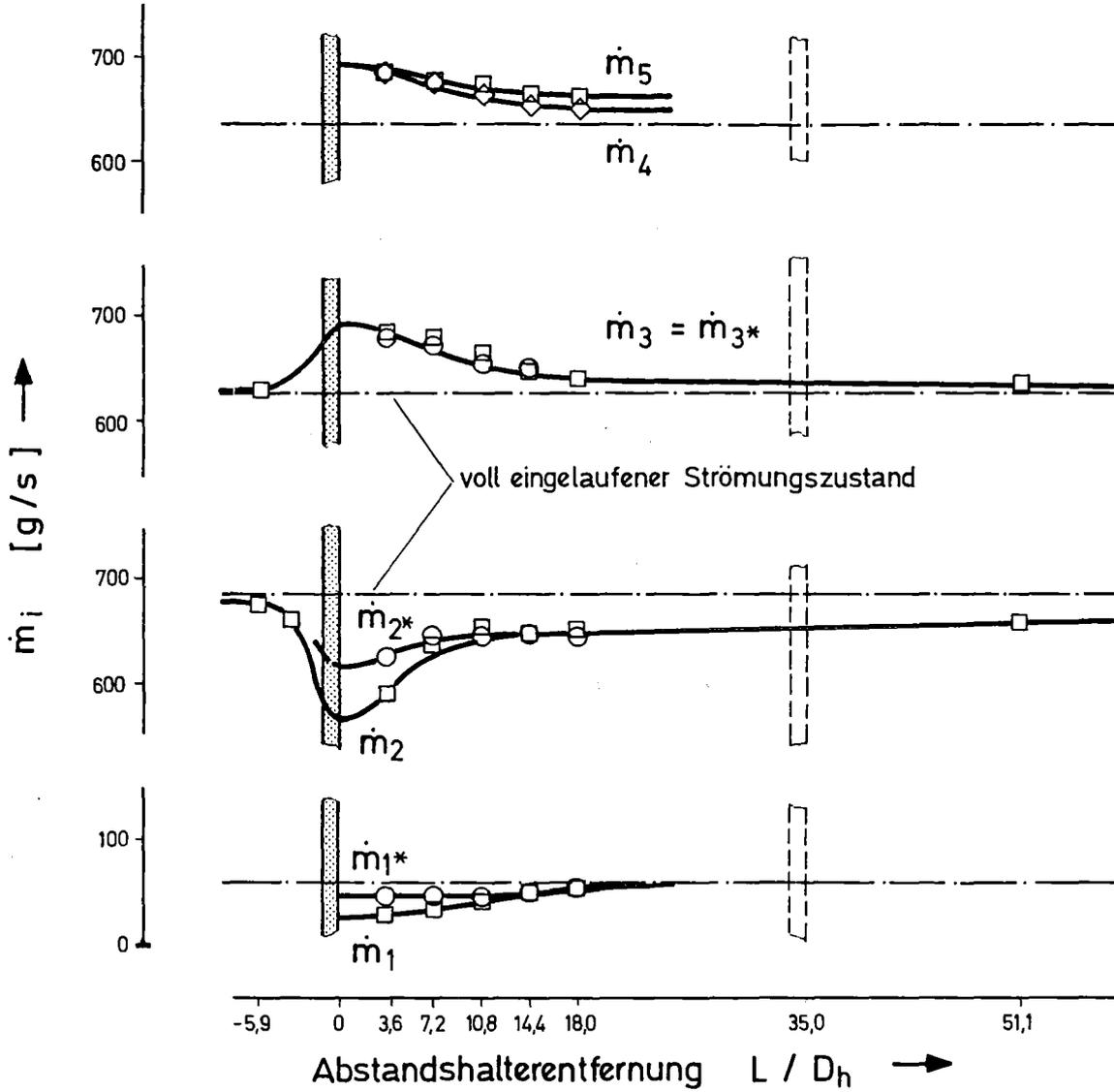
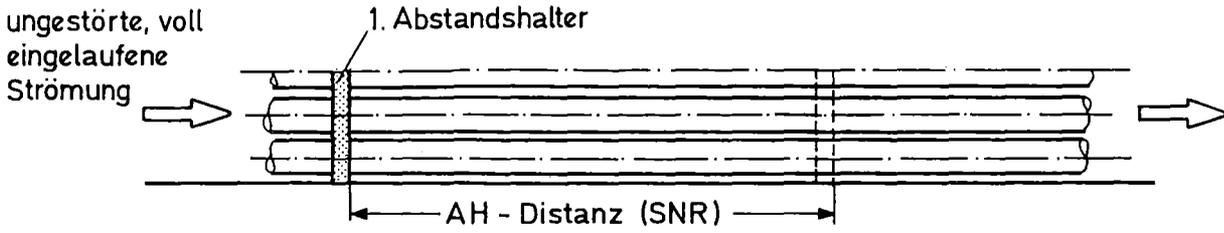
Die Extrapolation der Massenstromkurven auf die Position des Gitters wurde durch eine Kurve zweiter Ordnung (Parabel) realisiert. Dies wird damit begründet, daß im Gitter in erster Näherung kein Massenaustausch zwischen Unterkanälen erfolgen kann. Mit $d\dot{m}_i/dL = 0$ besitzen die Massenstromkurven dort eine waagrechte Tangente.

Somit ist die Massenstromverteilung für den gesamten Bündelbereich und für sämtliche Unterkanäle erfaßt. Aus der Änderung der Massenströme pro Länge können die quer zur Hauptströmungsrichtung strömenden Massen durch Bilanzierung ermittelt werden. Damit lassen sich die Strömungsvorgänge im Detail deuten, was im folgenden geschehen soll.

TABELLE 7: MASSENSTROMVERTEILUNGEN IM BÜNDEL MIT ABSTANDSHALTER (ORIGINAL-AH; $\overline{Re} = 60.000$)

AH-Entfernung L/D_h	Unterkanal-Massenströme \dot{m}_i in g/sec ^(*)								Massenbilanz $\sum \dot{m}_i$ g/sec	Sollwertabweichung (bezogen auf Gesamtvolumenstrom) %
	UK.1 ($\epsilon = 40\%$)	UK.2 (40%)	UK.3 (20%)	UK.4 (20%)	UK.5 (20%)	UK.3* (20%)	UK.2* (38%)	UK.1* (28%)		
∞	60 (61)	785 (788)	625 (628)	635 (638)	638 (641)	625 (628)	785 (788)	60 (61)	4213 (4232)	0 (+0,5)
0	27	665	690	690	690	690	715	47	4214	0
+ 3,6	29 (29)	685 (688)	680 (686)	685 (687)	685 (684)	680 (680)	725 (728)	47 (47)	4216 (4229)	0 (+0,4)
+ 7,2	33 (33)	725 (742)	665 (680)	670 (678)	675 (678)	665 (669)	735 (749)	47 (47)	4215 (4276)	0 (+1,5)
+10,8	44 (44)	740 (754)	650 (664)	665 (667)	670 (673)	650 (653)	745 (750)	47 (47)	4211 (4252)	0 (+0,9)
+14,4	52 (52)	745 (748)	645 (646)	660 (657)	665 (664)	645 (650)	750 (751)	49 (49)	4211 (4217)	0 (+0,1)
+18,0	55 (55)	750 (750)	640 (641)	655 (648)	665 (662)	640 (638)	750 (749)	53 (53)	4208 (4196)	0 (-0,4)
+51,1	60	760 (758)	630 (636)	650	660	630	760	60	4210	0

(*) über Massenbilanz bereinigte Zahlenwerte (vgl. Massenstromkurven;)
Einzelmeßwerte jeweils in Klammern angefügt (Abweichungen $\leq 2 \dot{m}_i$)



Original - AH

Versperrungsverhältnisse ϵ_i :

$\epsilon_1 = 40\%$ $\epsilon_{1^*} = 28\%$

$\epsilon_2 = 40\%$ $\epsilon_{2^*} = 38\%$

$\epsilon_3 = \epsilon_{3^*} = \epsilon_4 = \epsilon_5 = 20\%$

$\overline{Re} = 60\,000$

ABB. 18: MASSENSTROMKURVEN (\dot{m}_i) FÜR DIE 8 CHARAKTERISTISCHEN UNTERKANÄLE DES BÜNDELS (ORIGINAL-ABSTANDSHALTER, $\overline{Re} = 60.000$)

a) Ursachen und typische Merkmale der Strömungsverteilung

Die ungestörte, eingelaufene Strömung beginnt sich ab $5 D_h$ stromauf vom AH merklich zu ändern. Dabei existiert an der stärkeren Versperrung der Bündelrandzone in Relation zur Zentralzone ein entsprechend höherer Aufstauereffekt, so daß ein Druckgefälle in Richtung Bündelzentrum entsteht. Entlang dieses Druckgefälles strömt Masse in die Richtung auf das Bündelzentrum. Diese Querströmungen werden mit geringerer Entfernung vom AH deutlich stärker. Dies ist an den zunehmenden Gradienten der Massenstrom-Kurven dm_j/dL zu erkennen (vgl. Abb.18). Die Querströmungen sind in diesem axialen Bereich eines Bündels mit Abstandshalter am größten und können lokal auf ein mehrfaches der mittleren Axialgeschwindigkeit anwachsen, wie einfache rechnerische Abschätzungen zeigen.

Beim Eintritt in den Abstandshalter werden diese in Querrichtung beschleunigten Massen durch dessen Stege wieder abgebremst.

Bedingt durch den höheren Druckabfall an den Versperrungen der Randzone liegt direkt hinter dem AH ein Druckgradient über dem Bündelquerschnitt an, der die Masse in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt. Nach Abbau dieser Druckdifferenz, was - wie bereits berichtet - innerhalb der nächsten $3 D_h$ hinter dem AH erfolgt, nimmt die Intensität der Querströmung wieder ab (vgl. Abb. 18, Wendepunkte im Kurvenverlauf).

Die Rückströmung in die Bündelrandzone wird außerdem durch den Umstand verstärkt, daß in den Zentralkanälen bei erhöhtem Durchsatz der axiale Druckabfall größer ist als im Kastenwandbereich. Allerdings ist der hierdurch hervorgerufene Druckgradient quer zur Hauptströmungsrichtung offensichtlich gering. Dies läßt sich an der Tatsache ablesen, daß im Bereich von $20 D_h$ bis $50 D_h$ hinter dem Abstandshalter trotz deutlich erkennbarer Abweichungen der Massenströme in den Unterkanälen gegenüber dem ursprünglichen, voll eingelaufenen Strömungszustand nur noch geringe Veränderungen im Massenstrom festgestellt werden können.

Die Querströmungen im Nachlauf des Abstandshalters werden somit im wesentlichen von den durch die unterschiedliche Kanalversperrung verursachten radialen Druckgradienten in unmittelbarer AH-Nähe beeinflusst. Ist die in Querrichtung beschleunigte Masse durch Reibung abgebremst, kommt die Rückströmung weitgehend zum Erliegen.

Das bedeutet aber für ein reales Stabbündel mit Abstandshalterentfernungen von ca. 30 bis 40 D_h , daß die Störwirkung der Abstandshalter diese Distanz überschreitet. Die ungestörte, voll eingelaufene Strömungsverteilung wird also in solchen Bündeln an keiner Stelle erreicht.

b) Die Strömungsvorgänge zwischen den Unterkanälen im Einzelnen

Wie in Abb. 18 bei einem Vergleich der Massenstromkurven \dot{m}_3 , \dot{m}_4 und \dot{m}_5 zu erkennen ist, schwächt sich der AH-Einfluß in Richtung auf das Bündelzentrum ab. So erhöht die aus der Randzone verdrängte Masse den Massenstrom im direkt benachbarten UK.3 etwas stärker als in den inneren Zentralkanälen. Im AH-Nachlauf ändert sich der Massenstrom im UK.3 wiederum schneller durch Abgabe von Fluidmasse in den Wandkanal. Die Rückströmung setzt also hier sofort hinter dem Abstandshalter ein. Die weiter innen liegenden Kanäle geben demzufolge erst verzögert Masse in den UK.3 ab. Dieses unterschiedliche Verhalten der Zentralkanäle tritt bei stärkeren Umverteilungen, wie beispielsweise bei dem randverstärkten AH (vgl. Kap. 5.1.2.2), noch deutlicher hervor und führt dort zu nicht mehr vernachlässigbaren Unterschieden.

Weiterhin fällt auf, daß sich die Massenstromkurven der Eckkanäle UK.1 und UK.1* deutlich unterscheiden. Der 40% versperrte UK.1 hat am AH über 50% seines Massenstromes abgegeben, füllt sich dann aber rasch wieder auf und hat nach 20 D_h seinen ursprünglichen Massenstrom wieder annähernd erreicht. Der mit ca. 30% etwas schwächer versperrte UK.1* verändert seinen Massenstrom aber nur um 20% und füllt sich erst ab 11 D_h wieder auf. Die geringere Auslenkung könnte durch die relativ größere Versperrung des Nachbarkanals UK.2* mit ca. 40%

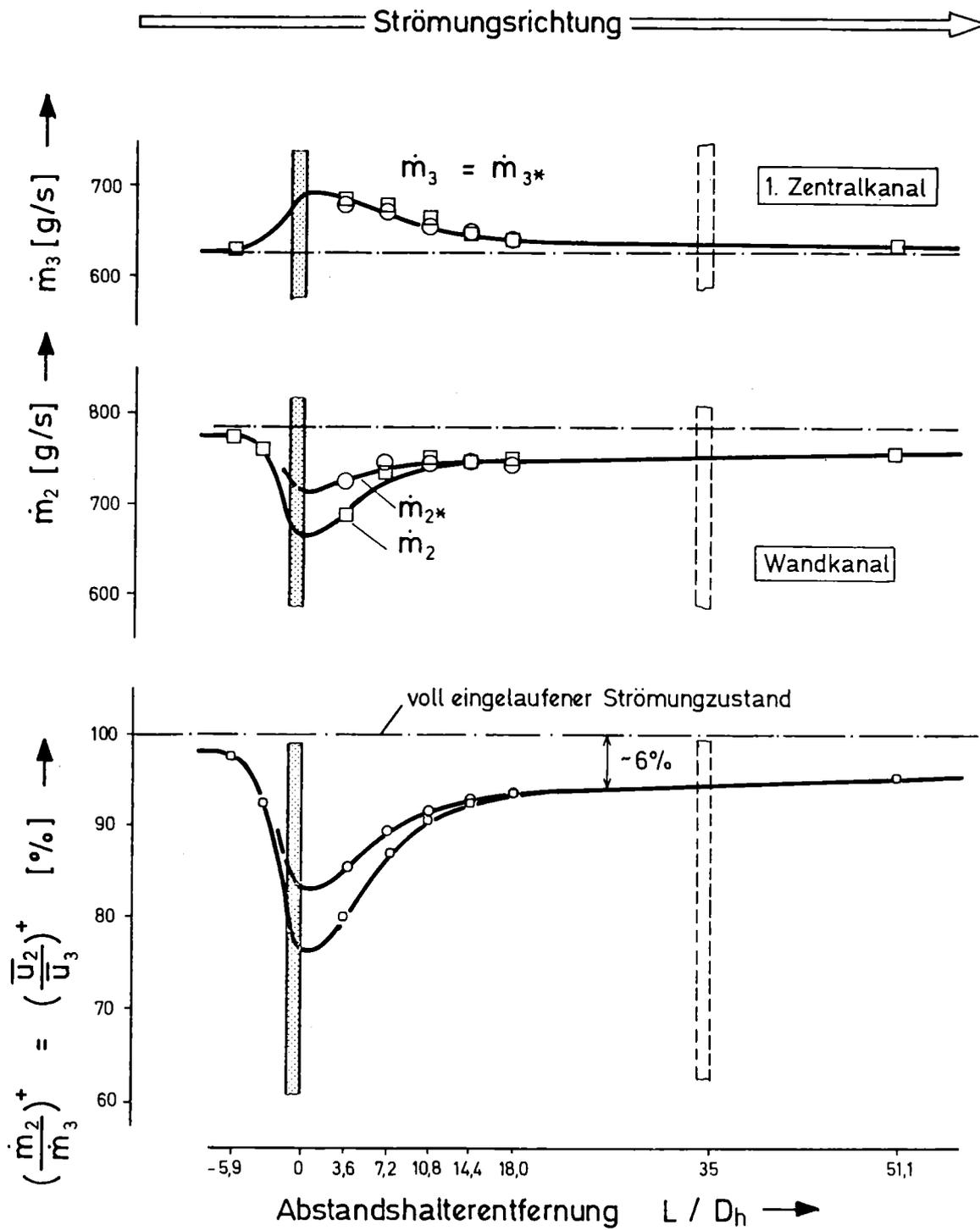
bedingt sein. Für den späteren Wiederanstieg jedoch müssen die lokalen Verhältnisse betrachtet werden, wie sie sich aus den gemessenen Isotachenfeldern (Abbn. 16 und 17) ergeben. Dort erkennt man, daß zunächst der Nachlaufbereich des dicken AH-Nockens vor dem UK.1* aufgefüllt wird, bevor Masse in den Eckkanal einströmen kann.

Eine weitere Besonderheit stellen die unterschiedlichen Kurvenverläufe von m_2 und m_2^* dar. Um detaillierte Betrachtungen anstellen zu können, wurde für die Unterkanalpaarungen UK.2 - UK.3 und UK.2* - UK.3* in Abb. 19 eine Relativauftragung gewählt. Die zu normierten Relativwerten $(m_2/m_3)^+$ und $(m_2^*/m_3^*)^+$ umgerechneten Meßwerte streuen deutlich weniger als die Absolutwerte m_j , wie der Vergleich der Auftragungen in Abb. 19 zeigt.

Die Kurven der Relativauftragung bestätigen nun die bisher festgestellten Trends in deutlicher Form:

- 1.) Die Strömungsumverteilung am AH ist im Bereich von UK.2 und UK.3 stärker ausgeprägt als im Bereich von UK.2* und UK.3*.
- 2.) Die Rückströmung hinter dem Abstandshalter läßt sich in zwei Teilvorgänge aufschlüsseln. Zunächst resultiert, bedingt durch die lokale Wirkung des Abstandshalters, eine relativ starke Rückströmung bis etwa $18 D_h$. Wenn diese Wirkung weitgehend abgeklungen ist, tritt ein demgegenüber gemäßiger Einlaufvorgang der Bündelströmung in Erscheinung. Wie aus Abb. 19 klar zu entnehmen ist, ist dieser Prozeß auch nach $51 D_h$ noch nicht abgeschlossen.

Der in Punkt 1.) genannte Effekt der unterschiedlichen Umverteilung zwischen der 0^0 -Lage und der 60^0 -Lage des Abstandshalters kann nicht allein auf die um nur 3% größere Gesamtversperrung der Randzone im Falle der 0^0 -Lage zurückgeführt werden. Lokale Betrachtungen anhand der Isotachenfelder in den Abbn. 16 und 17 zeigen vielmehr, daß, wiederum bedingt durch die spezielle Positionierung des AH-Nockens, Masse über die Unterkanalgrenze aus UK.2 in UK.2* gedrängt wurde. Stromab vom AH strömt diese Fluidmasse in den Nachlaufbereich des Nockens zurück, so daß sich der UK.2 insgesamt gesehen wieder schneller auffüllt als der UK.2* (vgl. hierzu auch Abb. 19).



□ Messungen UK. 2, UK. 3

○ Messungen UK. 2*, UK. 3*

$\bar{Re} = 60\,000$

ABB. 19: MASSENSTROMVERTEILUNGEN AM WANDSTAB DES BÜNDELS, UNTERSCHIEDE DURCH LOCALE EFFEKTE DES ABSTANDSHALTERS (ORIGINAL-ABSTANDSHALTER, $\bar{Re} = 60.000$)

5.1.1.3 Einfluß der Reynolds-Zahl auf die Umverteilung der Massenströme

Um den Einfluß der Reynolds-Zahl auf die Strömungsvorgänge im Bündel kennenzulernen, wurden Messungen bei reduziertem Gesamtvolumenstrom durchgeführt. Der Wert der entsprechenden Reynolds-Zahl lag bei $\overline{Re} = 30.000$. Die in Abb. 20 aufgetragenen normierten Massenstromverhältnisse $(\dot{m}_2^*/\dot{m}_3^*)^+$ aus Messungen bei $\overline{Re} = 60.000$ und $\overline{Re} = 30.000$ stimmen im Rahmen der maximalen Unsicherheit in den experimentellen Werten von $\pm 1,5\%$ überein. Das bedeutet aber, daß sich sowohl Richtung und Größe der durch den AH verursachten Massenstromänderungen als auch die Vorgänge der Rückströmung in ihren Charakteristika nicht merklich ändern. Es scheint somit in dem betrachteten Bereich großer Reynolds-Zahlen keine relevante Abhängigkeit der 3-dimensionalen Strömungsvorgänge von dieser Kennzahl vorzuliegen.

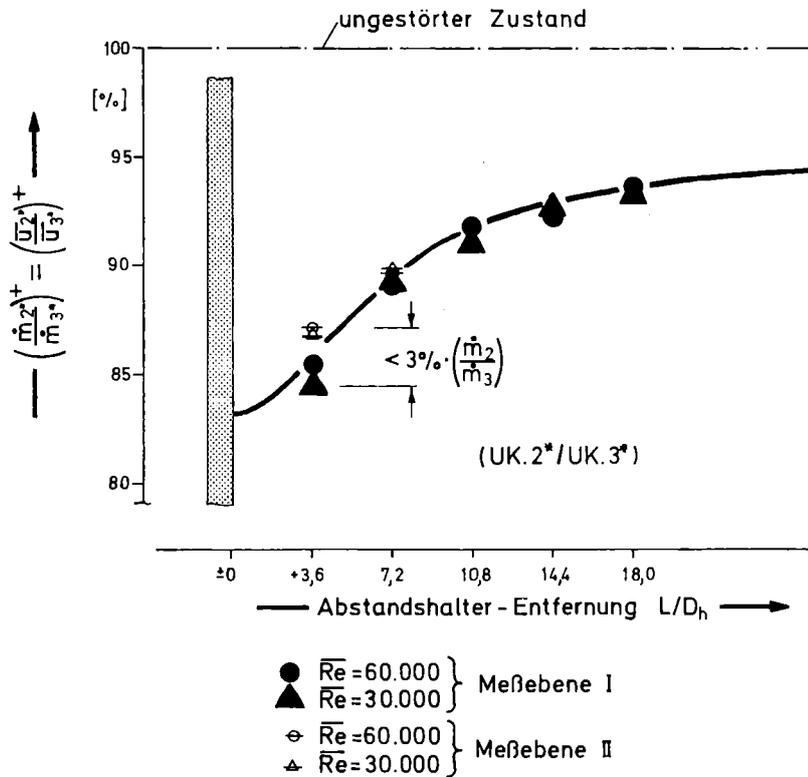


ABB. 20 RELATIVIERTE MASSENSTROMVERTEILUNG AM WANDSTAB BEI VARIATIONEN DER REYNOLDS-ZAHL DES BÜNDELS ($\overline{Re} = 30.000, 60.000$)

5.1.1.4 Die Umverteilung des Massenstromes an nachfolgenden Abstandshaltern

Die Messungen hinter einem einzelnen Abstandshalter haben gezeigt, daß auch nach einer Distanz von $35 D_h$ noch Einflüsse des Abstandshalters auf die Massenstromverteilung vorliegen. In Abb. 21 sind zwei Serien von Isotachenfeldern einander gegenüber gestellt, die einerseits im Nachlauf eines einzelnen (linke Seite der Abb.) und andererseits im Nachlauf eines Abstandshalterpaares (rechte Seite) aufgenommen wurde. Die Distanz für das Abstandshalterpaar betrug $35 D_h$.

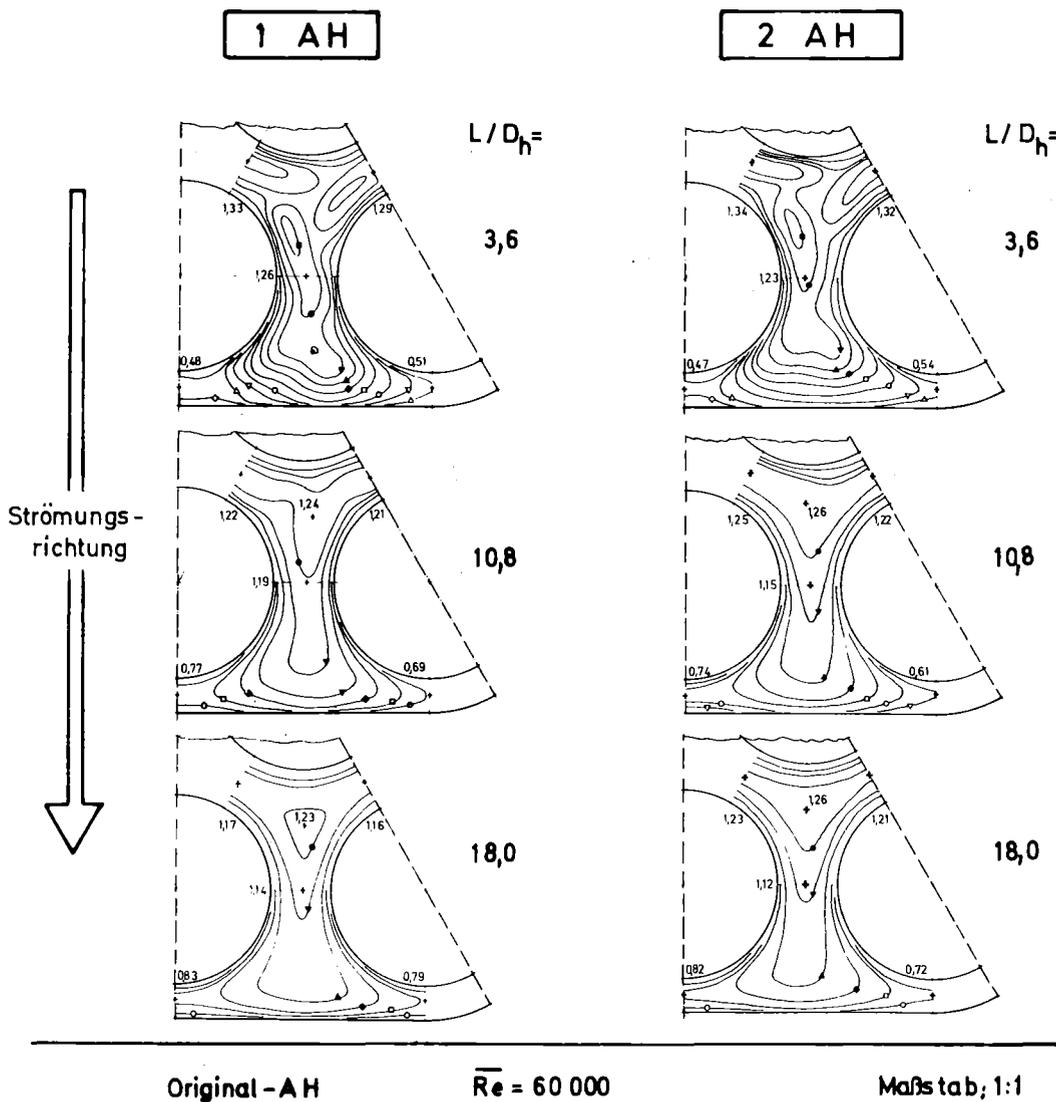


ABB. 21: GESCHWINDIGKEITSFELDER (u/U) IM NACHLAUF EINES EINZEL-AH UND EINES AH-PAARES (ORIGINAL-AH, $\overline{Re} = 60.000$)

Der Vergleich zeigt, daß die Isotachenfelder im Nachlauf des AH-Paares qualitativ weitgehend denen des Einzel-AH entsprechen. Eine genauere Analyse der Zahlenwerte im Bild zeigt jedoch, daß hinter dem zweiten Abstandshalter im Wandkanal generell etwas geringere, in dem Zentralkanal etwas höhere Geschwindigkeiten vorliegen.

Dieser Sachverhalt wird durch Abb. 22 erhärtet, welche Massenstromkurven für den Bereich eines Abstandshalterpaares wiedergibt. Die Kurvenverläufe für \dot{m}_2 und \dot{m}_3 zeigen deutlich eine verstärkende Wirkung des zweiten AH auf die Massenstromumverteilung: im Wandkanal wird der Massenstrom noch weiter abgesenkt, im Zentralkanal UK.3 weiter angehoben. Um diese Auslenkung der Massenströme am zweiten AH quantifizieren zu können, wurde wiederum die Relativauftragung $(\dot{m}_2/\dot{m}_3)^+$ gewählt (Abb. 22).

Diese Auftragung zeigt nun klar, daß die maximalen Massenstromänderungen am zweiten AH die gleiche Größe besitzen wie am vorhergehenden AH. Das bedeutet, daß das treibende radiale Druckgefälle am zweiten AH so groß wie am vorausgehenden ist. Daraus kann geschlossen werden, daß das entgegengerichtete Druckgefälle, das durch den noch nicht abgeschlossenen Einlaufvorgang der Bündelströmung bedingt ist, demgegenüber vernachlässigbar klein ist. Allerdings ist zu erwarten, daß sich bei einer größeren Anzahl von aufeinander folgenden Abstandshaltern mit wachsender Abweichung vom voll eingelaufenen Strömungszustand eine verstärkte Rückströmung in die Randzone vollzieht.

5.1.2 Einfluß einzelner Geometrieparameter des Abstandshalters auf die Umverteilung der Massenströme

5.1.2.1 Höhe des AH

Vergleichsmessungen hinter einem AH mit doppelter Höhe ergaben qualitativ gleiche Isotachenfelder. Die daraus ermittelten mittleren Massenströme sind in Abb. 23 wiederum als Absolut- und als Relativwerte aufgetragen. Zum Vergleich sind ebenfalls entsprechende Werte des Original-AH eingezeichnet.

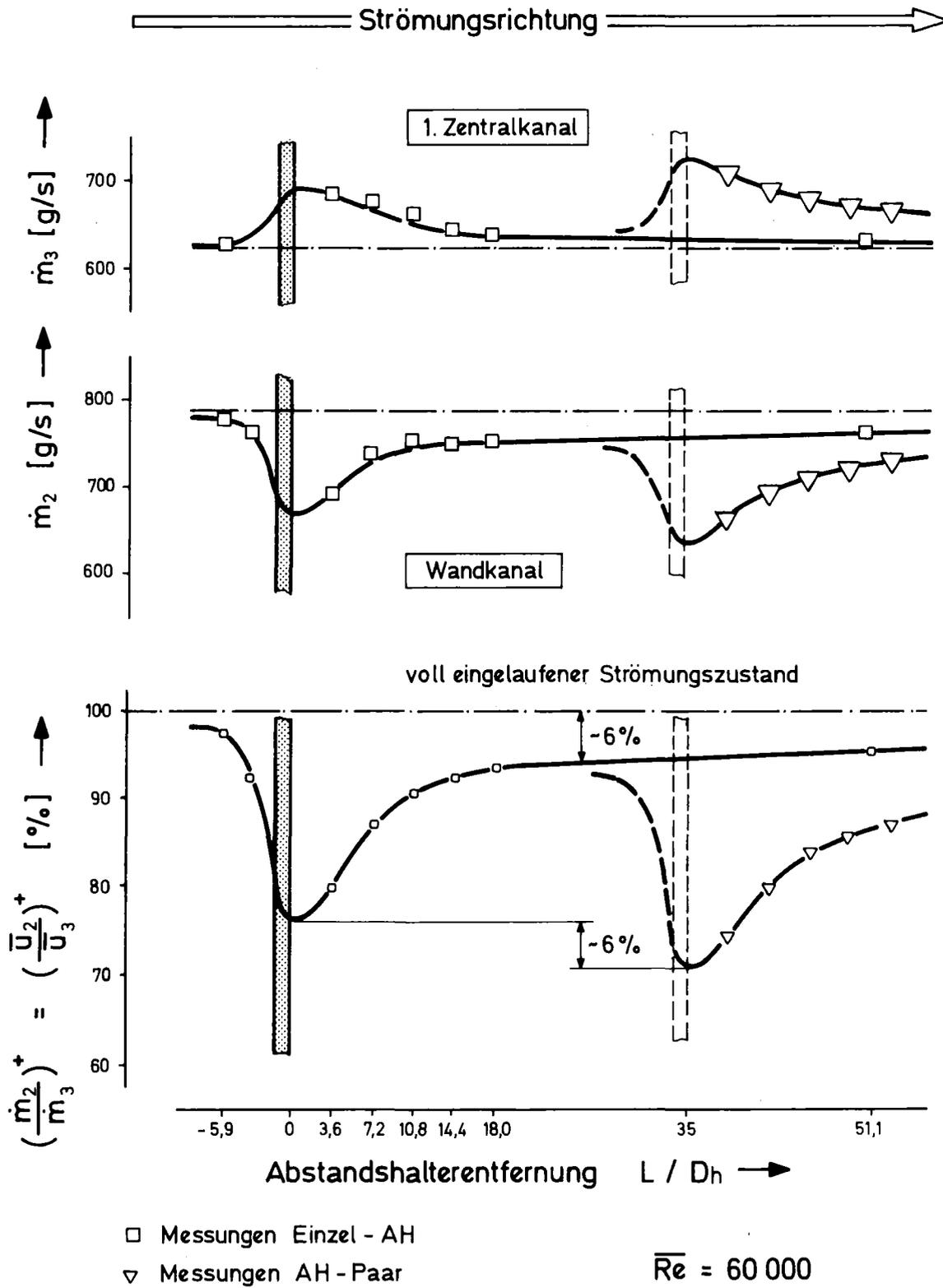
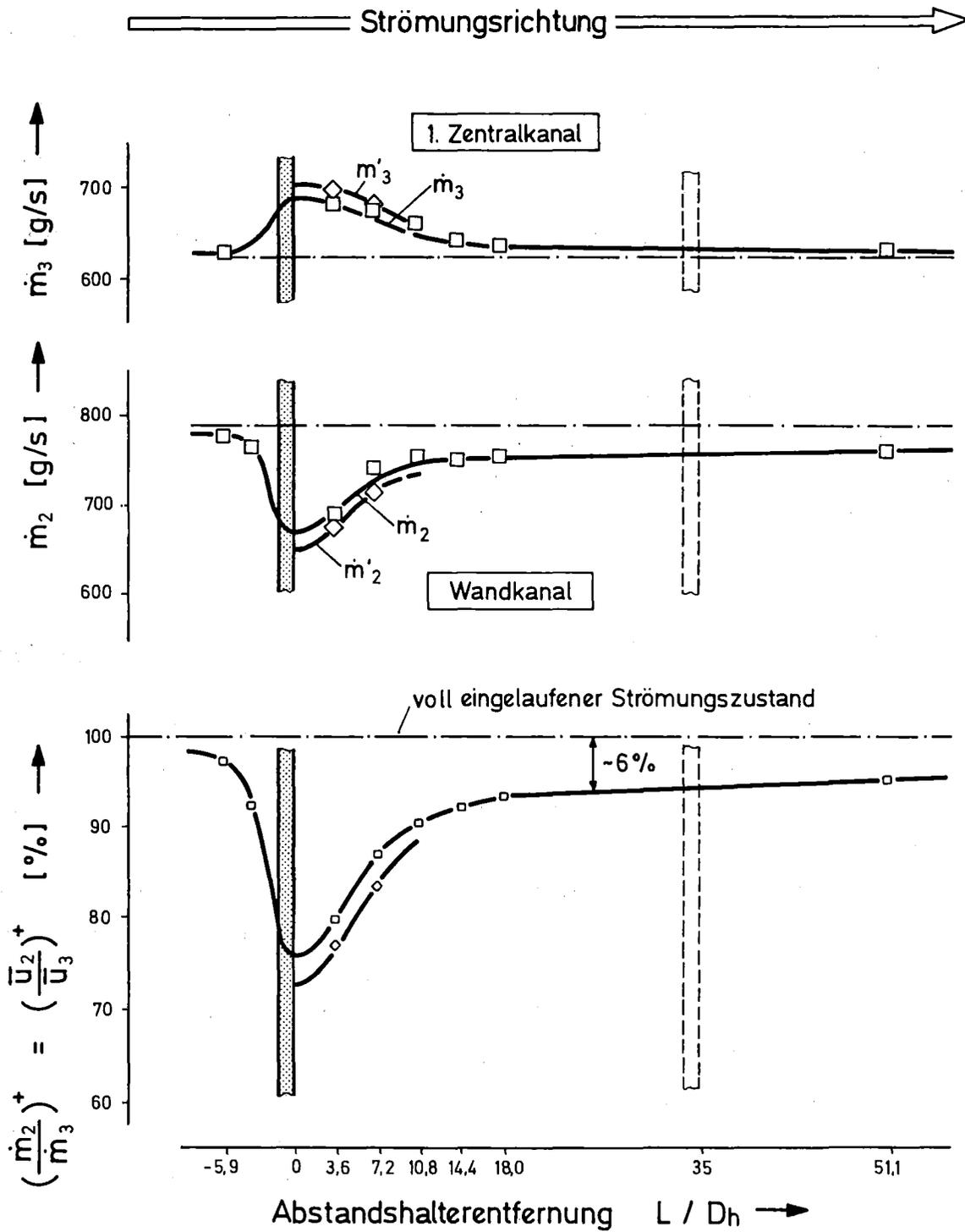


ABB. 22: MASSENSTROMKURVEN AM WANDSTAB IM BEREICH EINES ABSTANDS-
HALTER-PAARES (ORIGINAL-AH, $\bar{Re} = 60.000$)



- Messungen Original-AH : $h_{AH} = 1,1 \cdot D_h$
- ◇ Messungen Doppel-AH : $h'_{AH} = 2,2 \cdot D_h = 2 \cdot h_{AH}$

$\overline{Re} = 60.000$

ABB. 23: EINFLUSS DER HÖHE DES ABSTANDSHALTERS AUF DIE MASSENSTROMVERTEILUNG AM WANDSTAB ($h'_{AH} = 2 h_{AH} = 2,2 D_h$, $\overline{Re} = 60.000$)

Wie zu erwarten, verstärkt eine größere axiale Ausdehnung des AH seine Umverteilungswirkung. Aus Abb. 23 ist zu entnehmen, daß eine Verdoppelung der Höhe allerdings nur eine etwa 15% -ige Zunahme der Massenstromänderung am Abstandshalter zur Folge hat. Aus dieser Tatsache kann gefolgert werden, daß die die Umverteilung erzeugende, mittlere radiale Druckdifferenz am AH vor allem durch die unterschiedlichen Druckabfälle am Abstandshaltereintritt und nur gering durch unterschiedlichen Druckabfall beim Durchströmen des AH bestimmt ist.

Es kann also hier festgehalten werden, daß der Einfluß der Höhe des AH gering ist. Im vorliegenden Fall bewirkte die Verdoppelung der AH-Höhe eine Durchsatzverringerung in der Bündelrandzone von maximal 2%.

5.1.2.2 Größe der Versperrungsfläche des AH in der Bündelrandzone

Bei der Auslegung von Brennelementen besteht das Problem, Fluidmasse definiert aus der Randzone des Brennelementes in die Zentralzone abzudrängen. Dies kann durch eine Verbreiterung des Abstandshalterstegs an der Kastenwand erfolgen. Es besteht die Aufgabe, quantitative Beziehungen zwischen diesen Geometrieparametern und den Massenstromänderungen zu ermitteln. Zu diesem Zweck wurden Vergleichsmessungen mit dem in Kap. 3.1 geschilderten, am Rand verstärkten AH durchgeführt (vgl. hierzu Abb. 2). In Abb. 24 (rechte Seite) sind einige der mit diesem AH ermittelten Isotachenfelder zu sehen. Zum Vergleich sind links in dieser Abbildung die Felder im Nachlauf des Original-AH dargestellt. Da für den Druckausgleich im Bündelquerschnitt hinter dem modifizierten AH aufgrund der starken Randzonenversperrung eine größere axiale Distanz erforderlich ist (vgl. Kap. 5.1.1.1), beginnen die ersten quantitativ ausgewerteten Isotachenfelder hier erst bei $L/D_h = 7,2$.

Bei der Betrachtung der Isotachenfelder in Abb. 24 lassen sich folgende charakteristische Vorgänge erkennen:

Zunächst fällt auf, daß durch die größere Versperrung der Randzone bedingt im Wandkanal größere Geschwindigkeitsgradienten in Richtung

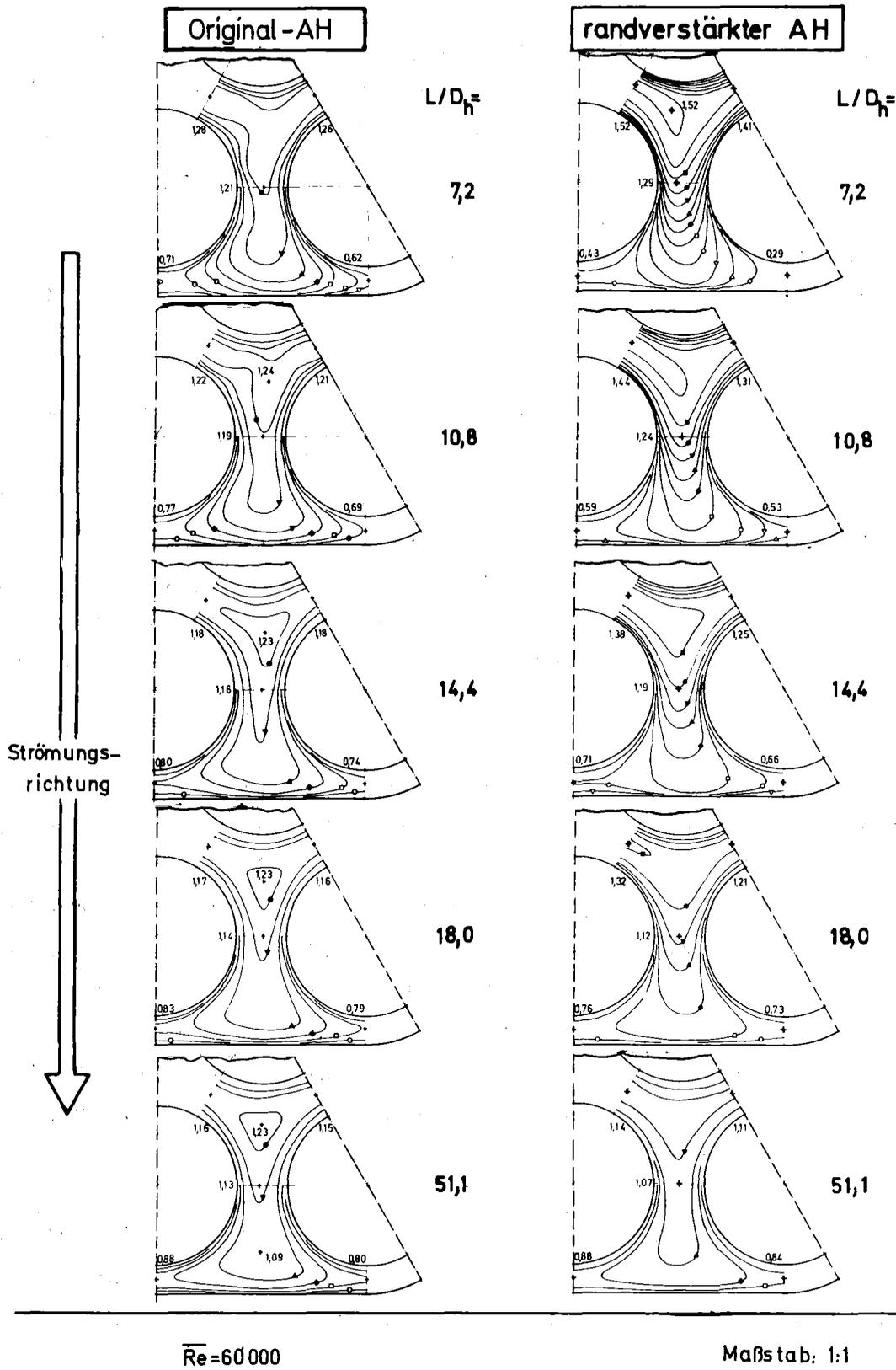


ABB. 24: GESCHWINDIGKEITSFELDER (u/U) IM NACHLAUF DES RANDVERSTÄRKTEN ABSTANDSHALTERS IM VERGLEICH ZUM ORIGINAL-AH ($\overline{Re} = 60.000$)

auf die Kastenwand auftreten. Auf der anderen Seite sind im Zentralkanal deutlich höhere Werte der Geschwindigkeiten im Vergleich zum Fall mit Original-AH zu erkennen. Es liegt demzufolge eine weit stärkere Umverteilung von Fluidmassen vor.

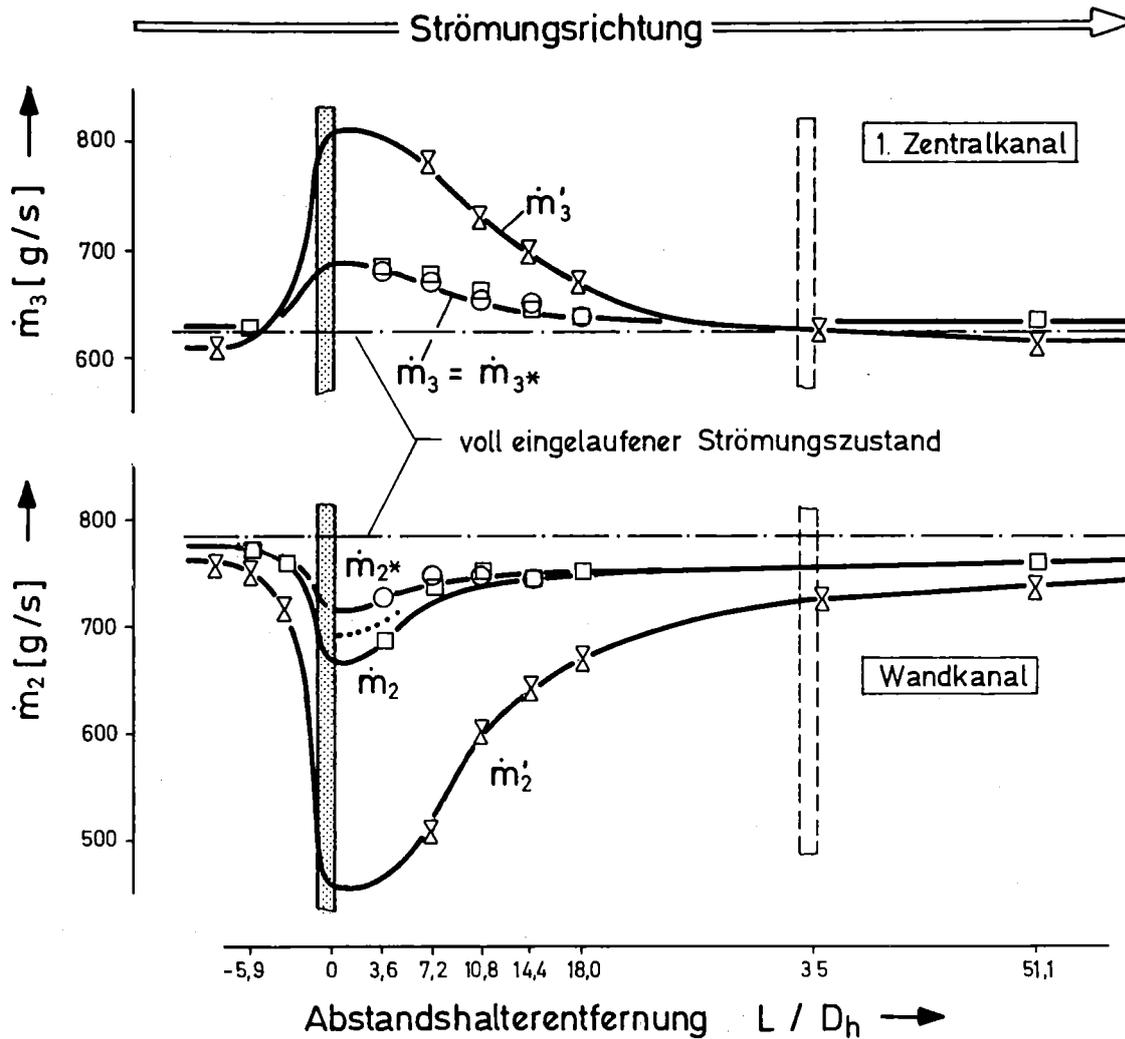
Beim Rückströmvorgang hinter dem randverstärkten AH treten wiederum dieselben typischen Merkmale wie beim Original-AH auf, allerdings sehr viel deutlicher sichtbar.

Dies gilt einerseits für den Vorgang des Wiederauffüllens der Bündelrandzone. So wird unter der Wirkung des Unterdrucks im Totwasser- und Nachlaufgebiet des breiten AH-Stegs vor der Kastenwand zunächst diese kastenwandnahe Zone unter Durchsatzreduktion im Wandkanalzentrum wieder aufgefüllt. Dies führt dazu, daß die kastenwandnahe Zone relativ kurz hinter der Störung wieder annähernd die Werte der ungestörten Strömungsverteilung erreicht (vgl. hierzu entsprechende Zahlenwerte in Abb. 17 mit Abb. 9).

Andererseits ist der sukzessiv erfolgende Zufluß aus den hintereinander liegenden Zentralkanälen beim randverstärkten AH deutlicher zu erkennen. Der erste Zentralkanal gibt relativ rasch Masse in den stark durchsatzreduzierten Wandkanal ab. Danach erst erfolgt das Nachströmen aus den inneren Zentralkanälen. Dies ist sichtbar an dem deutlichen Geschwindigkeitsanstieg des ersten Zentralkanals in Richtung auf die weiter innen liegenden Zentralkanäle (vgl. Abbn. 16 und 17). Messungen in diesen inneren Zentralkanälen bestätigen dies und zeigen einen weiteren, entsprechenden Anstieg vom zweiten zum dritten Zentralkanal.

Die soeben anhand der Isotachenfelder diskutierten Effekte treten noch einmal deutlich in Abb. 25 hervor, in der die Massenstromkurven für Wandkanal und ersten Zentralkanal aufgetragen sind.

Zunächst ist im Vergleich zum Original-AH die deutliche Zunahme der maximalen Massenstromänderung beim verstärkten Abstandhalter zu erkennen. Dabei hat eine Zunahme des Versperrungsverhältnisses ε_2 von 40% auf 60% eine um den Faktor 4 verstärkte Abnahme des Massenstromes im Wandkanal zur Folge.



○ □ Messungen Original - AH ($\bar{\epsilon}_2 = 39\%$)

⊗ Messungen randverstärkter AH ($\epsilon'_2 = 60\%$)

$\bar{Re} = 60\,000$

ABB. 25 EINFLUSS DER GRÖSSE DER RANDZONEN-VERSERRUNG DURCH DEN AH AUF DIE MASSENSTROMVERTEILUNG AM WANDSTAB

($\epsilon'_2/\epsilon'_3 = 0,6/0,2$; $\epsilon_2/\epsilon_3 = 0,4/0,2$; $\bar{Re} = 60.000$)

Eine starke Rückströmung bewirkt, daß der Massenstrom im Wandkanal dennoch nach $50 D_h$ wieder etwa Werte erreicht wie beim Original-AH.

Bei genauer Betrachtung der Kurven fällt auf, daß der Massenstrom des verstärkten AH im ersten Zentralkanal für größere Entfernungen vom Abstandshalter den Wert des ungestörten, voll eingelaufenen Zustandes unterschreitet. Darin spiegelt sich der Sachverhalt wieder, daß aus dem ersten Zentralkanal in den Wandkanal mehr Masse abströmt als aus den inneren Zentralkanälen nachströmt. Dieser Effekt kann in den Isotachenfeldern der Abb. 24 klar an der Form der Isotachen erkannt werden.

Ein analoges Phänomen ist aus dem Kurvenverlauf der Massenströme vor dem Abstandshalter abzulesen. Es zeigt sich hier eine zusätzliche Stromaufwirkung des in der Randzone verstärkten Abstandshalters, die in der Tendenz auch schon beim Original-AH erkennbar war.

Als wichtigstes Ergebnis kann hier festgehalten werden, daß eine Zunahme der Versperrungsfläche in der Randzone einen erheblichen Einfluß auf die Massenstromverteilung hat.

5.2 Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf andere Abstandshalter- und Bündelgeometrien

Die dreidimensionalen Massenstromverteilungen in Bündeln mit Abstandshaltern werden, wie im vorhergehenden bereits dargelegt, im wesentlichen durch zwei Prozesse bestimmt:

- a) durch Massenstromänderungen am Abstandshalter, bedingt durch seine Verdrängungswirkung;
- b) durch nachfolgende Einlaufvorgänge zwischen den Unterkanälen des Stabbündels.

Es ist einleuchtend, daß durch beide Arten der Umverteilung von Fluidmassen die Wärmeübertragung in den Übergangsbereichen von Kastwand- zu Zentralzone des Bündels entscheidend beeinflußt werden kann (vgl. hierzu /13/). Es ist bekannt, daß die Kanäle in den Randzonen eines Brennelementes aufgrund geringerer Wärmeproduktion im Vergleich zur Zentralzone niedrigere mittlere Temperaturen aufweisen. Ziel der thermohydraulischen Auslegung eines Brennelementbündels ist es, diese Temperaturen durch Absenkung des Massenstromes in der Randzone und damit verbundene Querströmungen definiert anzuheben. Dazu ist es notwendig, eine qualitative Beziehung zwischen der Veränderung des Massenstromes in der Randzone des Bündels und der Geometrie des Abstandshalters zu besitzen.

Die vorgestellten Experimente zeigen nun, daß nicht die Höhe, sondern die Größe der Randzonenversperrung die Absenkung der Massenströme in den Randzonen entscheidend beeinflusst. Sie ist somit als die wichtigste Geometriegröße des Abstandshalters anzusehen.

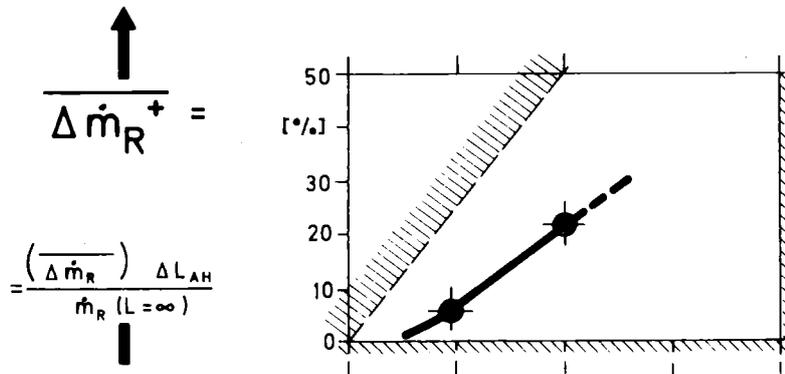
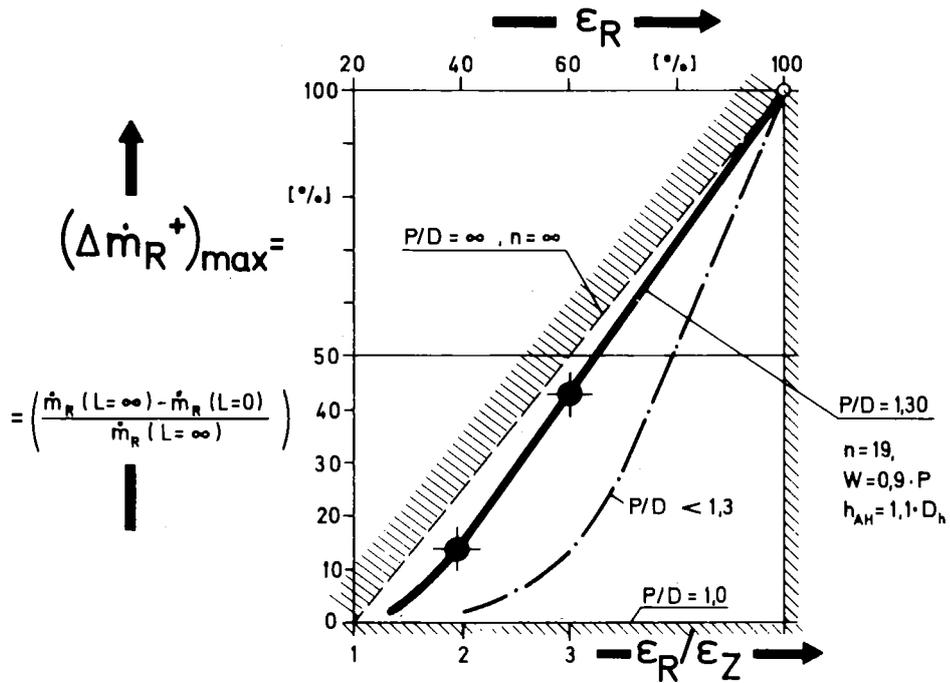
Aufgrund dieser Überlegungen ist es zweckmäßig, die maximale Änderung des Massenstromes am Abstandshalter ($\Delta\dot{m}_{R,\max}$) und die auf eine AH-Distanz gemittelte Absenkung des Massenstromes in der Randzone des Bündels ($\overline{\Delta\dot{m}_{R,\Delta L(AH)}}$) als Bezugsgrößen zur Charakterisierung der komplexen, dreidimensionalen Strömungsvorgänge zu wählen. Die Abhängigkeit dieser beiden Größen von den Versperrungsflächen in Rand- und Zentralzone gilt es zu quantifizieren.

In Abb. 26 sind diese Größen, normiert mit dem Wert der voll eingelaufenen Strömungsverteilung, als Funktion vom Randzonenversperrungsverhältnis ϵ_R bzw. dem Verhältnis Rand- zu Zentralzone ϵ_R/ϵ_Z dargestellt. Der für das Stababstandsverhältnis $P/D = 1,30$ aufgetragene Kurvenverlauf wurde einerseits durch zwei experimentell ermittelte Werte und andererseits durch theoretische Überlegungen ermittelt, die im folgenden dargelegt werden.

Es ist einleuchtend, daß eine totale Versperrung der Randzone ($\epsilon_R = 100\%$) zu einer völligen Massenverdrängung aus dieser Zone führen ($\Delta\dot{m}_{R,\max}^+ = 100\%$, oberes Bild in Abb. 26). Bei etwa gleicher Versperrung bzw. gleichem Druckabfall für Wand- und Zentralzone ($\epsilon_R/\epsilon_Z \approx 1$ bei $\epsilon_R \approx 20\%$) wird die Massenstromänderung gegen den Wert Null streben ($\Delta\dot{m}_{R,\max} = 0$).

Aufgrund der stromab vom AH stattfindenden Rückströmung sind die Werte für die mittlere Auslenkung ($\overline{\Delta\dot{m}_R}$) $_{\Delta L(AH)}$ naturgemäß immer kleiner als die der maximalen Auslenkung; für den Fall, daß keine Umverteilung stattfindet, verschwinden die Werte ebenso (unteres Bild in Abb. 26).

Aus den Diagrammen in Abb. 26 ist weiterhin zu entnehmen, daß die beiden Kurven für die Massenstromänderungen bei einer Variation des



ϵ_R	%	20	40 (39)	60	80	100
ϵ_R / ϵ_Z	—	1	2 (1,95)	3		
$\Delta \dot{m}_{R, \max}^+$	%	(\approx) 0	14	43	—	100
$\overline{\Delta \dot{m}_R^+}$	%	(\approx) 0	6	22	—	—

ABB. 26: MASSENSTROMÄNDERUNGEN IN ABHÄNGIGKEIT VOM VERSPERRUNGSVERHÄLTNIS

P/D-Verhältnisses innerhalb des durch Schraffur abgegrenzten Bereichs variieren. Dabei sind die Grenzkurven durch die Stababstandsverhältnisse $P/D = \infty$ (d.h. unendlich großer Stabspalt: kein Widerstand für die Querströmung) und $P/D = 1,0$ (kein Spalt zwischen den Stäben) markiert. Zur Charakterisierung des Kurvenverlaufs für ein Stabbündel mit $P/D < 1,3$ ist eine strichpunktierte Linie in Abb. 26, oberes Bild, eingetragen. Man erkennt, daß das P/D-Verhältnis einen deutlichen Einfluß auf die maximale Massenstromänderung besitzen kann.

Demgegenüber ist der Einfluß des P/D-Verhältnisses auf die mittlere Massenstromänderung als gering einzuschätzen. Bei $P/D < 1,3$ wird die maximale Auslenkung kleiner, die Rückströmung erstreckt sich jedoch über größere Distanzen. Der auf die axiale Distanz gemittelte Wert bleibt dadurch in erster Näherung ungefähr gleich.

Eine Auswertung der Messungen von Stiefel /8/ zur Umverteilung bei Variation des Stabspaltes liefert für diese Zusammenhänge nur qualitativ verwertbare Ergebnisse.

Gegenüber den bisher diskutierten Kenngrößen von Abstandshaltern und Stabbündeln haben die Bündelstabzahl n , das Verhältnis Wandabstand zu Stababstand W/P und die dimensionslose Höhe des Abstandshalters h_{AH}/D_h nur untergeordneten Einfluß. Sie sollen an dieser Stelle jedoch aus Gründen der Vollständigkeit ebenfalls diskutiert werden:

- Die AH-Höhe erhöht die Massenstromänderung nur geringfügig, wie die in dieser Arbeit dargelegten Experimente zeigten.
- Mit deutlich größerem Wandabstand eines Bündels ($W > P$) ist die nichtversperrte Restfläche der Randzone bei gleichem Versperrungsflächenverhältnis ϵ_R absolut gesehen größer. Das bewirkt, daß bei gleichem ϵ_R/ϵ_Z eine etwas geringere Massenstromänderung am AH erfolgt als durch den hier ermittelten Kurvenverlauf angezeigt wird.
- Die Stabzahl n eines Bündels charakterisiert die Anzahl der für die Aufnahme der aus der Randzone verdrängten Masse zur Verfügung stehenden Zentralkanäle. Bei einer Stabzahl $n < 19$ entsteht folg-

lich ein Aufstauereffekt für die Querströmung, der die Massenstromänderung verringern kann.

In diesem Zusammenhang sind die Messungen von Joly /6/ zu erwähnen. Er hat in einer vereinfachten 2-Kanal-Anordnung mit $P/D = 1,30$ Messungen im Nachlauf eines Abstandshalters durchgeführt, der den hier diskutierten Typen in Konfiguration und Höhe ähnlich ist. Die aus seiner Messung zu extrapolierende maximale Massenstromänderung hat den Wert 20% bei einem Versperrungsverhältnis des AH von $\epsilon_R/\epsilon_Z = 2,6$. Sie befindet sich somit in qualitativer Übereinstimmung mit dem für das 19-Stabbündel ermittelten Kurvenverlauf (vgl. mit Abb. 26, oberes Bild).

Mit diesen Ausführungen ist die Übertragbarkeit der in dieser Arbeit gefundenen Zusammenhänge abgegrenzt. Im nun folgenden Kapitel wird abschließend eine Bewertung eines der derzeit gebräuchlichen Auslegungsrechenprogramme vorgenommen.

5.3 Vergleich mit Ergebnissen aus Rechnungen zur Auslegung von Reaktorbrennelementen

Dreidimensionale Massenstromverteilungen in Stabbündeln mit Abstandshaltern können bislang nur durch die eingangs charakterisierten SUBCHANNEL-Codes berechnet werden. Diese Programme werden derzeit zur thermohydraulischen Auslegung von Brennelementen angewendet. Es erfolgt hier die Beurteilung eines der neuesten Rechenprogramme, nämlich des bereits mehrfach zitierten ARTIS-Code /12/.

Mit ARTIS wurden Vergleichsrechnungen zu den vorliegenden 19-Stabbündel-Experimenten durchgeführt /13,30/. Typische Ergebnisse aus diesen Vergleichsrechnungen sind in Abb.27 gezeigt. In dieser Abb.27 sind die Massenstromkurven für 4 charakteristische Unterkanäle UK.1*, 2*, 3*, (4+5) im Bündel mit Original-AH aufgetragen. Daneben sind die experimentell ermittelten Kurven aufgezeichnet. Die gerechneten Kurven geben zwar im allgemeinen den Trend der experimentellen Werte richtig wieder; bei einer detaillierten Betrachtung ergeben sich jedoch merkbare Unterschiede. Berechnungen von Temperaturfeldern

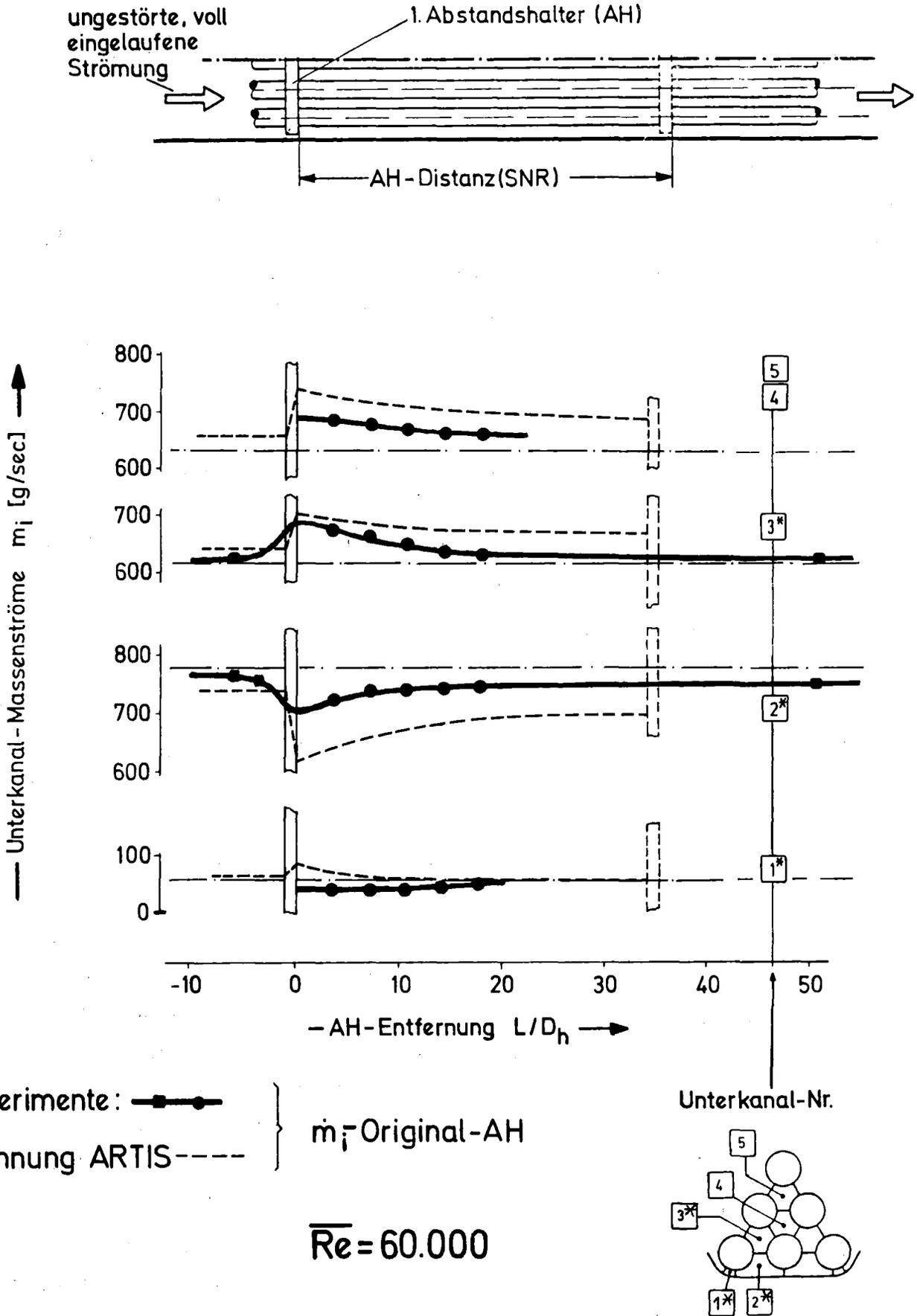


ABB. 27: ERRECHNETE MASSENSTROMKURVEN (\dot{m}_i ; ARTIS) FÜR 5 UNTERKANÄLE DES 19-STABBÜNDELS IM VERGLEICH MIT EXPERIMENTELL ERMITTELTEN KURVEN (ORIGINAL-AH, $Re = 60.000$)

auf der Basis dieser theoretisch ermittelten Massenströme müssen in Frage gestellt werden.

Im einzelnen erscheint es angezeigt, die physikalischen Modelle im ARTIS-Code im Hinblick auf folgende Punkte zu prüfen:

- 1) Die berechneten Massenströme \dot{m}_i der Anströmung vor dem 1. AH weichen bis zu 5% von den experimentellen Werten ab. Dieser Punkt wurde bereits in Kap. 4.3.2 untersucht. Die Ursache der Abweichung liegt in der Anpassung an nicht sachgemäße Experimente.
- 2) Die Stromaufwirkung des AH bleibt unberücksichtigt. Dies hat zur Folge, daß für den Eckkanal UK.1* mit $\epsilon_1^* = 30\%$ eine Erhöhung des Massenstromes errechnet wird, da der benachbarte Wandkanal 40% versperrt ist. In Wirklichkeit wird schon im Vorfeld des AH Masse aus dem gesamten Kastenwandbereich verdrängt, so daß auch der Massenstrom des Eckkanals abnimmt.
- 3) Für die inneren Zentralkanäle UK.4+5 wird ein stärkerer Zuwachs des Massenstromes errechnet als für den Nachbarkanal UK.3*. Hier wird die Tiefenwirkung des Abstandshalters überschätzt.
- 4) Für den Wandkanal UK.2* wird eine deutlich zu starke Massenstromauslenkung errechnet. Der Vergleichswert zu dem im vorangehenden Kapitel vorgestellten, experimentell ermittelten Zahlenwert der Massenstromänderung in der Randzone weicht hier fast um den Faktor 2 ab (vgl. hierzu Abb. 26).

Der Grund für die Abweichung dürfte darin liegen, daß das Rechenprogramm nur die Größe der Versperrungsflächen eines Unterkanaals berücksichtigt. Dies muß bei der vorliegenden AH-Konfiguration zu einer Überschätzung des Druckabfalls im Wandkanal im Vergleich zum Zentralkanal führen. Denn die versperrende Fläche befindet sich im Wandkanal im wesentlichen unmittelbar an der Kastenwand, während sie im Zentralkanal über den gesamten Unterkanalquerschnitt verteilt ist.

Es wäre daher zweckmäßig, außer der Versperrungsfläche zumindest noch den benetzten Umfang im AH zu berücksichtigen. Gegebenenfalls sollte auch noch die Position der Versperrung im Unterkanal gewichtet werden.

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde durch Experimente gezeigt, daß Einlaufvorgänge mit Umverteilungen von Fluidmassen zwischen den Unterkanälen eines Stabbündels über relativ große axiale Längen ablaufen. Das bedeutet, daß in Brennelementbündeln, wie sie in der Praxis vorkommen, aufgrund unterschiedlicher Formen der Anströmung sowie infolge der eingebauten Abstandshalter nirgendwo in ihrer gesamten axialen Ausdehnung voll eingelaufene Strömungszustände anzutreffen sind.

Trotzdem ist die Kenntnis der voll eingelaufenen Geschwindigkeitsverteilung im Bündel eine entscheidende Voraussetzung für das Verständnis von dreidimensionalen Strömungsvorgängen. Sie ist insbesondere als Referenzzustand für alle stattfindenden Einlaufvorgänge anzusehen.

Für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Bündelgeometrie mit 19 Stäben konnte der voll eingelaufene Strömungszustand praktisch realisiert werden. Damit war erstmalig eine Überprüfung der Qualität der LOCAL-Codes VELASCO und VITESSE an einer realistischen Stabbündelgeometrie möglich. Aus dem Vergleich zwischen errechneten und experimentellen Daten konnte gefolgert werden, daß beide Rechenprogramme für Bündelgeometrien mit genügend großen Stababstandsverhältnissen und für genügend große Reynolds-Zahlen Geschwindigkeitsverteilungen errechnen, die einen für die Praxis befriedigenden Vertrauensgrad besitzen.

Durch Auswertung von Experimenten anderer Autoren bei unterschiedlichen Stababstandsverhältnissen konnte eine empirische Beziehung in Form einer Kurve ermittelt werden, die die voll eingelaufene, lokale Geschwindigkeitsverteilung in Unterkanälen charakterisiert. Charakteristische Abweichungen der Rechenprogramme VELASCO und VITESSE hiervon konnten quantitativ angegeben werden.

Weiterhin wurde eine empirische Beziehung für die Aufteilung der Massenströme auf die Unterkanäle eines Stabbündels bereitgestellt, die eine aus der Literatur bekannte Beziehung /4/ korrigiert. Diese

neue Beziehung erlaubt eine schnelle, näherungsweise Bestimmung der voll eingelaufenen Massenstromverteilung in Bündelgeometrien, bei denen genügend große Stababstandsverhältnisse vorliegen ($P/D, W/D > 1,10$). Die Beziehung besitzt eine schwache Abhängigkeit von der mittleren Reynolds-Zahl des Bündels.

Die Wirkung von Abstandshaltern auf die Strömung in Stabbündeln wurde im zweiten Teil der Arbeit detailliert dargelegt. Wesentliche Vorgänge wurden physikalisch gedeutet. Auf diese Weise ist einerseits das Verständnis für Einzelheiten der Massenstromumverteilung gewachsen; andererseits konnten so die Grenzen der Übertragbarkeit der gefundenen Ergebnisse deutlich gemacht werden.

Als wichtigste Resultate der Untersuchungen zur AH-Wirkung sind die folgenden Punkte zu nennen:

- Lokale Störungen des Strömungsfeldes entstehen erst kurz vor dem Abstandshalter. Totwassergebiete mit Rückströmung hinter AH-Stegen besitzen axiale Ausdehnungen bis zur 3-fachen Stegbreite. Nach $10 d_h$ sind die starken lokalen Störungen des Geschwindigkeitsprofils in den Unterkanälen ausgeglichen, im Gegensatz zu Massenstromänderungen, die auch nach $50 D_h$ noch deutlich feststellbar sind.
- Die durch einen AH verursachte Umverteilung der Massenströme aus der Rand- in die Zentralzone wird im wesentlichen durch die Größe der Versperrungsfläche in der Randzone und nur in geringem Maße durch die Höhe des AH bestimmt. Der Zusammenhang von maximaler sowie mittlerer Massenstromänderung und einem beliebigen Versperrungsverhältnis eines relevanten AH-Typs konnte quantifiziert werden. Die Übertragbarkeit dieser quantitativen Beziehung auf andere Abstandshalter- und Bündelgeometrien wurde im Detail diskutiert und abgegrenzt. Es wurde gezeigt, daß in einem Stabbündel mit $P/D < 1,3$ größere Abweichungen von den empirisch ermittelten Beziehungen auftreten können.
- Die Massenstromumverteilung ist im untersuchten Bereich großer Reynolds-Zahlen praktisch unabhängig von dieser Kennzahl.
- An nachfolgenden Abstandshaltern erfolgt i.a. erneut eine gleich große Auslenkung des Massenstromes wie am vorhergehenden Abstandshalter.

- Im Nachlauf von Abstandshaltern erfolgt der Rückfluß der in die Zentralzone abgedrängten Massen sukzessiv. Die der Bündelrandzone benachbarten Zentralkanäle eines Stabbündels geben ihren Massenüberschuß zuerst ab. Die Rückströmung aus den in Richtung Bündelzentrum anschließenden Zentralkanälen erfolgt erst nach und nach. Dieser Sachverhalt führt im Mittel zu etwas höheren Durchsätzen in den inneren Zentralkanälen.

Ein abschließender Vergleich der experimentellen Befunde mit Ergebnissen eines derzeit zur Auslegung von Reaktorbrennelementen gebräuchlichen SUBCHANNEL-Code (ARTIS) zeigt merkliche Differenzen in den Massenströmen der Unterkanäle auf. Eine Verbesserung verschiedener im Code verwendeter physikalischer Modelle erscheint dringend angezeigt.

Literaturverzeichnis

- /1/ Rehme, K.:
Experimentelle Untersuchungen der turbulenten Strömung in einem Wandkanal eines Stabbündels; KfK 2441, April 1977.
- /2/ Rehme, K.:
Turbulente Strömung in einem Wandkanal eines Stabbündels; KfK 2617, April 1978.
- /3/ Rehme, K.:
Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen in einem Wandkanal eines Stabbündels; KfK 2637, Juli 1978.
- /4/ Pechersky, M.J., Roidt, R.M., Vegter, B.J., Markley, R.A.:
Scale Rod Bundle Flow Tests; United States Atomic Energy Commission, Report WARD-OX-3045-6, USA, 1974.
- /5/ Rowe, D.S., Chapman, C.C.:
Measurement of Turbulent Velocity, Intensity and Scale in Rod Bundle Flow Channels Containing a Grid Spacer; BNWL-1757, Batelle, June 1973.
- /6/ Joly, C.:
Etude fine des écoulements au voisinage des grilles d'espacement d'un assemblage de combustible, 1974 (unveröffentlicht).
- /7/ Lamotte, G.:
SNR-Mark-Ia Subchannel Flow Measurements; 1976 (unveröffentlicht).
- /8/ Stiefel, U.:
Berechnung und Messung des Massenquerstromes zwischen parallelen Teilkanälen; DATF-KTG, Reaktortagung 1971.

- / 9/ Eifler, W., Nijsing, R.:
VELASCO-Velocity Field in Asymmetric Rod Configurations;
Report EUR - 4950e, (1973).
- /10/ Slagter, W., Roodbergen, H.A., Decker, N.H.:
Prediction of Fully Developed Turbulent Flow in Non Circular
Channels by the Finite Element Method; NATO Advanced Study
Institute, Istanbul, (1978).
- /11/ Trippe, G.:
Experimentelle Bestimmung der lokalen Kühlmittelströmungs-
verteilung in SNR-Bündelgeometrien mit gitterförmigen Ab-
standshaltern; DATF-KTG, Reaktortagung 1977.
- /12/ Straub, G.:
Berechnung der Temperaturfelder in parallel angeströmten
Brennstabbündeln schneller natriumgekühlter Brutreaktoren
(ARTIS), Dissertation TU Stuttgart, 1976.
- /13/ Möller, R., Weinberg, D., Trippe, G., Tschöke, H.:
Experiments on the Fluid Dynamics and Thermodynamics of the
Rod Bundles to Verify and Support the Design on the SNR-300
Fuel Elements - Status and Open Problems; International
Symposium on Design, Construction and Operating Experience
of Demonstration Liquid Metal Fast Breeder Reactors, Bologna,
Italien, 1978, IAEA-SM-225/34.
- /14/ Trippe, G.:
Meßwerttabellen zu der vorliegenden Arbeit (unveröffentlicht).
- /15/ Trupp, A.C., Azdad, R.S.:
The Structure of Turbulent Flow in Triangular Array Rod
Bundles; Nucl. Eng. and Design 32 (1975), pp. 47-84.
- /16/ Subbotin, V.I., Ushakov, P.A., Levchenko, Yu.D.,
Alexandrov, A.M.:
Velocity Field of Turbulent Fluid Flow in a Longitudinal
Streamline of Clusters of Rods; Report AEC-tr-7189 (1971).

- /17/ Eifler, W., Nijssing, R.:
Fundamental Studies of Fluid Flow and Heat Transfer in
Fuel Element Geometries; Part II: Experimental Investigation
of Velocity Distribution and Flow Resistance in a Triangular
Array of Parallel Rods; EUR 2193.e, 1965.
- /18/ Eifler, W.:
Über die turbulente Geschwindigkeitsverteilung und Wandrei-
bung in Strömungskanälen verschiedener Querschnitte;
Dissertation TH Darmstadt (1968).
- /19/ Palmer, L.D., Swanson, L.L.:
Experimental Measurements of Turbulent Heat Transfer
Coefficients, Friction Factors and Velocity Profiles for
Air Flowing Parallel to Closely Spaced Rods;
GAMD - 1335, 1960.
- /20/ Carajilescov, P., Todreas, N.E.:
Experimental and Analytical Study of Axial Turbulent Flows
in an Interior Subchannel of a Bare Rod Bundle; Transactions
of the ASME, May 1976, pp. 262-268.
- /21/ Slagter, W.:
Private Mitteilungen
- /22/ Rehme, K.:
Private Mitteilung
- /23/ Rehme, K.:
Pressure Drop Performance of Rod Bundles in Hexagonal
Arrangements; Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 2499-
2517; 1972.
- /24/ Rehme, K.:
Simple Method of Predicting Friction Factors of Turbulent
Flow in Non-circular Channels; Int. J. Heat Mass Transfer,
Vol. 16, pp. 933-950; 1973.
- /25/ Kjellström, B.:
Studies of Turbulent Flow Parallel to a Rod Bundle of
Triangular Array; Report AE-487, Studsvik, Sweden; 1974.

- /26/ Rehme, K.:
Turbulente Strömung in konzentrischen Ringspalten;
KfK 2099, Mai 1975.
- /27/ Rehme, K.:
Messungen der Geschwindigkeits-, Turbulenz- und Wandschubspannungsverteilungen in einem Eckkanal eines Stabbündels;
KfK 2512, Oktober 1977.
- /28/ Schlichting, H.:
Grenzschicht-Theorie; Verlag G. Braun, Karlsruhe; 1964.
- /29/ Rowe, D.S.:
Measurements of Turbulent Velocity Intensity and Scale in Rod Bundle Flow Channels; BNWL-1736, UC-80, Batelle, May 1973.
- /30/ Weinberg, D.:
Private Mitteilung
- /31/ Seeger, W.:
Strömungsmeßverfahren: Vergleich von Hitzdrahtanemometrie und Differenzdruckmeßverfahren und die Schwenkcharakteristiken von Pitotrohrsonden; Studienarbeit Universität Karlsruhe, 1976.
- /32/ Voj, P., Scholven, K.:
Widerstandsbeiwerte von funkenerodierten und punktgeschweißten Wabengittern; 1975 (unveröffentlicht).
- /33/ Nikuradse, J.:
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren; Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ing.-Wesens, VDI-Forschungsheft Nr. 356, 1932.
- /34/ Trippe, G. et al.:
Gesetzmäßigkeiten der voll eingelaufenen, turbulenten Strömung in axial durchströmten Stabbündeln und Bewertung verschiedener Auslegungsprogramme; in Vorbereitung.

Anhang: Diskussion möglicher Fehlerquellen im Experiment

Experimentell ermittelte Daten sind naturgemäß mit Fehlern behaftet. Fehler können im Meßsystem, in der Teststreckenordnung und im Auswerteverfahren auftreten. Es erfolgt eine nach diesen drei Bereichen aufgeteilte Diskussion möglicher Fehlerquellen, die zu einer Abschätzung des maximalen Fehlers führt.

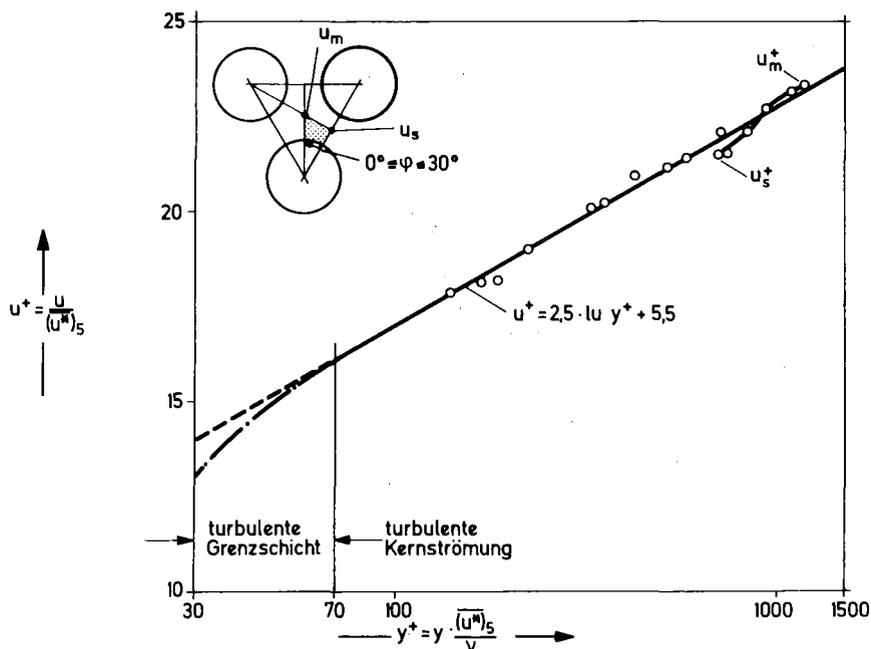
A.1 Die Pitot-Differenzdruck-Meßanordnung

A.1.1 Die Messung des lokalen Gesamtdruckes p_{ges} mit der Pitotrohrsonde

Bei Messungen mit Pitotrohrsonden werden im allgemeinen Meßwertkorrekturen durchgeführt, die die endlichen Abmessungen der Sonde berücksichtigen /18,1,2,3,26,27/. Diese Korrekturen erreichen jedoch erst in unmittelbarer Wandnähe eine merkliche Größe. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten wurden nur Meßorte angesteuert, die innerhalb des Kernströmungsbereiches der jeweiligen Unterkanalströmung lagen. Eine entsprechende Korrektur der Meßwerte schien deshalb nicht erforderlich.

Die Richtigkeit dieser Annahme kann in Abb. 28 geprüft werden. Dort sind Meßwerte der voll eingelaufenen Strömungsverteilung am Beispiel eines 30° -Ausschnittes des Zentralkanals UK.5 im Vergleich mit dem universellen Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung /33, 26/ aufgetragen. Man erkennt eine gute Obereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Berücksichtigt man, daß die aufgetragenen experimentellen Werte mit einer für den gesamten Unterkanal gemittelten Schubspannungsgeschwindigkeit $(u^*)_5$ in die dimensionslose Darstellung umgerechnet wurden, so verringert sich deren in Abb. 28 erkennbare Streubreite nochmals deutlich. Die Wandschubspannung ist in Wirklichkeit an der Stelle $\varphi = 0^\circ$ etwa 3% kleiner als bei $\varphi = 30^\circ$ /1,2,3,18/, so daß beispielsweise die dimensionslos gemachte Sattelpunktgeschwindigkeit u_{ξ}^+ etwas größer und die dimensionslos gemachte Maximalgeschwindigkeit u_m^+ etwas



○ Meßwerte bei voll eingelaufener Strömung im Zentralkanal (UK.5, $0^\circ \leq \varphi \leq 30^\circ$, $\overline{Re} = 60\,000$);
 umgerechnet mit einer mittleren Schubspannungsgeschwindigkeit für UK.5:

$$(\overline{u^*})_s = \overline{u}_s \cdot \left(\frac{\lambda_5}{8}\right)^{-0.5} = \text{konst} \cdot f(\varphi)$$

ABB. 28 VERGLEICH VON LOKAL GEMESSENEN GESCHWINDIGKEITEN MIT DEM UNIVERSELLEN GESETZ DER GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG (ZENTRAKANAL UK.5, VOLL EINGELAUFENE STRÖMUNG BEI $\overline{Re} = 60.000$).

kleiner würde. Die Übereinstimmung mit der Kurve für die universelle Geschwindigkeitsverteilung ist dann noch besser (vgl. Abb. 28).

Aus einer Vielzahl von Wiederholungsmessungen konnte eine ausgezeichnete Reproduzierbarkeit lokaler Meßwerte mit Schwankungen $\leq \pm 0,5\% \cdot U$ festgestellt werden. Diese geringe Streubreite von Einzelmeßwerten konnte bereits anhand der Geschwindigkeitsprofile in Abb. 7 gezeigt werden.

Eine Besonderheit der hier verwendeten Meßanordnung besteht darin, daß zum Ansteuern von Meßpositionen links und rechts von den Mitteltraversen M der Meßeinheiten A, B und C die Pitotrohrsonde leicht geschwenkt wurde (vgl. hierzu Abb. 4). Um den Einfluß der SONDENSCHRÄGLAGEN auf den Geschwindigkeitsmeßwert kennenzulernen, wurden umfangreiche Eichmessungen durchgeführt. Dabei wurden u.a. auch verschiedene Sondenkopfformen untersucht. Ein großer Teil dieser Untersuchungen wurde in /31/ zusammengefaßt. Neuere Eichmessungen mit der gewählten Pitotrohrsonde erfolgten in der Meßeinheit III der hier vorgestellten Teststrecke (vgl. hierzu Abb. 6). Das Ergebnis

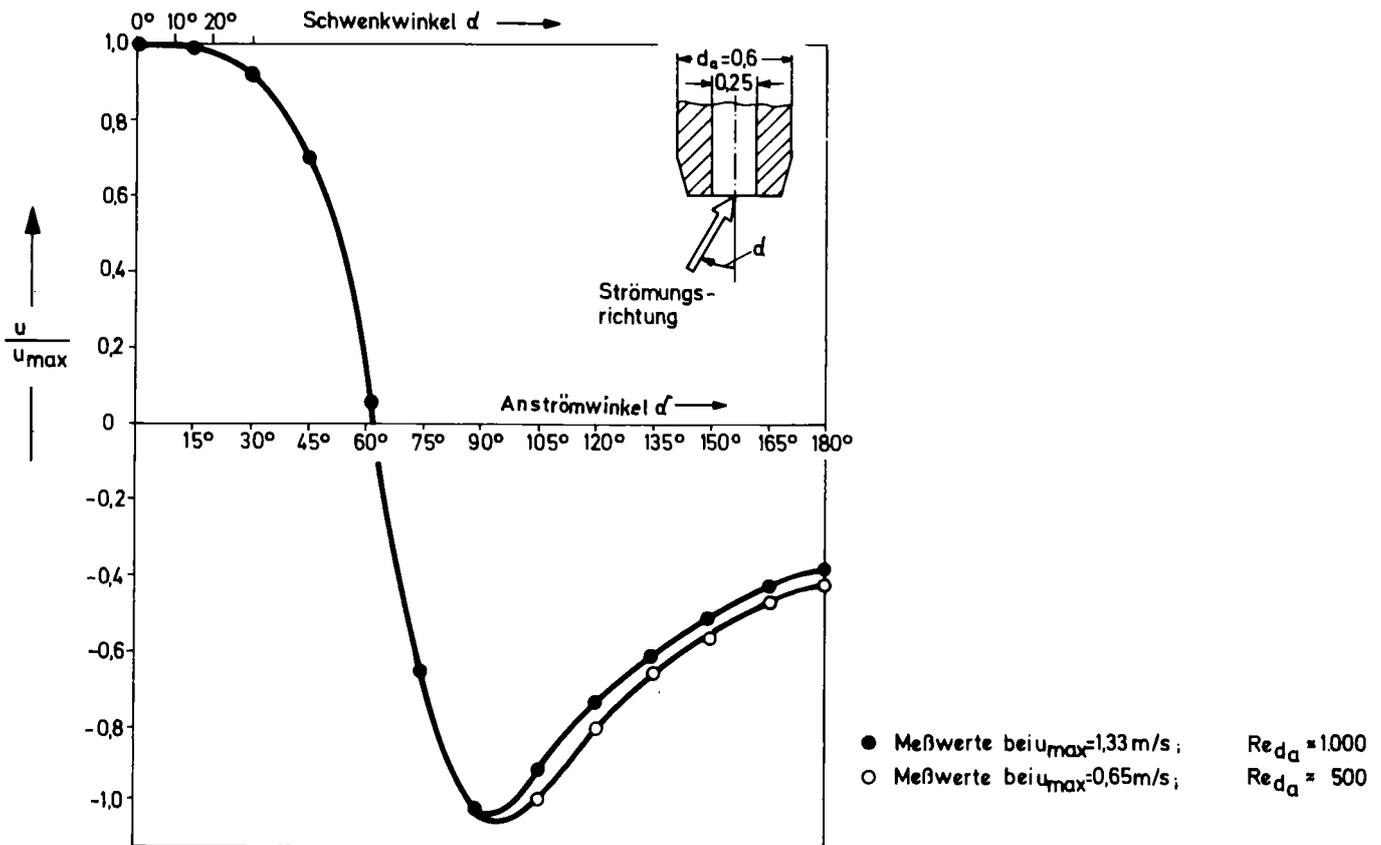


ABB. 29 DAS VERHALTEN DER PITOTROHRSONDE BEI UNTERSCHIEDLICHEN ANSTRÖMWINKELN

für Anströmwinkel von 0° bis 180° und unterschiedliche Reynolds-Zahlen ist in Abb. 29 aufgetragen. Aus dieser Richtungscharakteristik der Pitotrohrsonde sind 2 wichtige Schlüsse zu ziehen:

1. Bei leichten Sondenschräglagen weicht der Meßwert der Geschwindigkeit nur schwach vom Wert der coaxialen Anströmung ab. Das bedeutet, daß in Zentralkanälen mit Sondenschwenkwinkeln $\alpha \leq 11^\circ$ der systematische Meßfehler unter 0,5% liegt. Im Wandkanal mit $\alpha \leq 21^\circ$ wächst dieser bis auf 2% an. Hier wurden bei der Auswertung entsprechende Meßwertkorrekturen vorgenommen.
2. Bei Anströmwindeln von $\alpha \geq 65^\circ$ werden von der Sonde Unterdrücke gemessen. Das bedeutet, daß Rückströmungen mit $90^\circ < \alpha \leq 180^\circ$ qualitativ richtig angezeigt werden. Damit können Totwassergebiete, in denen Rückströmungen stattfinden, lokalisiert werden (siehe weiter unten).

Beide Effekte sind im relevanten Bereich unabhängig von der Reynolds-Zahl.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß die maximale Unsicherheit im lokalen Meßwert $\pm 1\%$ beträgt.

A.1.2 Die Verteilung des statischen Druckes p_{stat}

Das Meßsystem beruht darauf, daß der mit Hilfe einer Wandanbohrung an der Kastenwand des Stabbündels ermittelte statische Druck in der gesamten Meßebene konstant ist. Es ist zu erwarten, daß im Nachlauf von Abstandshaltern keine gleichmäßige Verteilung vorliegt. Aus diesem Grund wurde das Verhalten des statischen Druckes an verschiedenen Positionen des Meßquerschnittes in Abhängigkeit von der Entfernung der untersuchten Abstandshalter experimentell ermittelt. Einige typische Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abb. 30 dargestellt. Dort ist der Druckabfall am Abstandshalter und der nachfolgende Druckrückgewinn in dimensionsloser Form aufgetragen, ermittelt durch Wandanbohrungen an verschiedenen, charakteristischen Positionen des Meßquerschnittes. Wie aus Abb. 30 zu entnehmen, befinden sich die Meßpositionen Z1 und Z2 am Zentralstab, wobei Z1 die Mantellinie charakterisiert, auf der sich der Abstandshaltersteg beim axialen Verschieben bewegt, während Z2 vom freien Strömungsquerschnitt der AH-Ebene umgeben ist. Die Meßposition KW befindetet

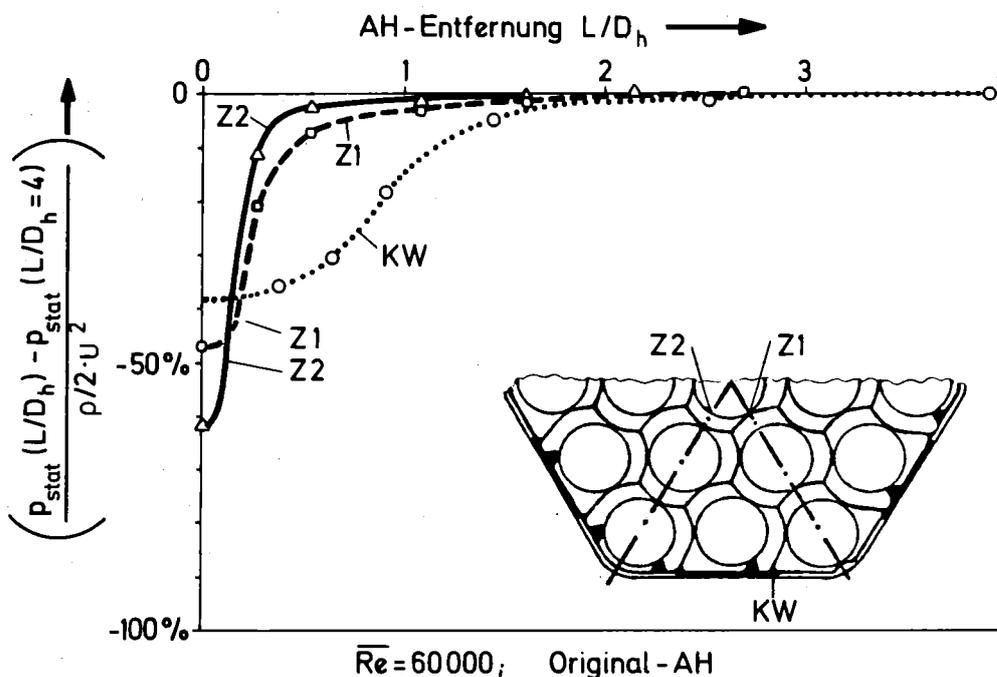


ABB. 30 MESSUNGEN ZUR VERTEILUNG DES STATISCHEN DRUCKES IM AH-NACHLAUF (ORIGINAL-AH, $\bar{Re} = 60.000$)

sich an der Kastenwand auf der Mittellinie eines vorgelagerten Wandkanals; diese Meßposition wurde bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten zur Ermittlung des statischen Druckes benützt.

Die Messungen zeigen nun, daß der Druckabfall am AH im Bereich der Position Z2 die größten Werte erreicht, wie zu erwarten war. Hier werden Zahlenwerte von über 50% des mittleren Differenzdruckes der Strömung erreicht. Wie weiterhin zu erkennen ist, erfolgt der nachfolgende Druckrückgewinn in diesen Bereichen des Meßquerschnitts in relativ kurzen Entfernungen vom Abstandshalter. Demgegenüber werden an den Meßpositionen Z1 und KW geringere Druckabfälle am AH gemessen. Diese Positionen sind von Totwassergebieten der AH-Stege abgedeckt. Der Druckrückgewinn erfordert hier aufgrund der lokalen Nachlaufeffekte größere axiale Längen. Der Meßposition KW ist die stärkste Versperrung vorgelagert. Wenn der Druckrückgewinn dort abgeschlossen ist, so sind folglich auch an allen anderen Positionen des Meßquerschnitts die durch den AH verursachten, lokalen Störungen des statischen Druckes abgebaut.

Wie aus Abb. 30 zu entnehmen, beträgt diese axiale Distanz bis zum vollen Druckrückgewinn beim Original-AH und bei $\overline{Re} = 60.000$ etwa $3 D_h$. Beim randverstärkten AH verdoppelt sie sich.

Wiederholungsmessungen bei $\overline{Re} = 30.000$ zeigten, daß die axiale Distanz bis zum vollen Druckrückgewinn mit der Reynolds-Zahl anwächst. Eine Auswertung von Druckabfallsmessungen anderer Autoren /32/ bei größeren \overline{Re} -Variationen zeigt ähnliche Effekte. Folgende Beziehung kann angegeben werden:

$$L \sim Re^a, \quad a \approx 0,5 \quad .$$

Aufgrund der in Kap. 5 dargelegten Überlegungen sind auch außerhalb des bisher betrachteten Bereichs, in dem der Abbau lokaler Störungen in der Verteilung des statischen Drucks erfolgt, noch weitere, leichte Unterschiede zwischen den Unterkanälen des Bündels zu erwarten. Diese bewirken die Umverteilungen von Fluidmasse zwischen den Unterkanälen während der stattfindenden Einlaufvorgänge.

Dementsprechende Druckunterschiede konnten nicht festgestellt werden. Sie liegen folglich im Bereich der vorhandenen Meßunsicherheiten. Für die Geschwindigkeitsermittlung verbleibt eine Unsicherheit von $\pm 1\%$.

A.1.3 Messungen in stark gestörten Strömungen mit Totwassergebieten

Um bei Messungen in stark gestörten Strömungen mit lokalen Unterschieden im statischen Druck quantitativ verwertbare Ergebnisse erzielen zu können, wurde eine spezielle Doppelrohrsonde entwickelt. Bei dieser Doppelrohrsonde wird der statische Druck p_{stat} durch eine zweite, entsprechend modifizierte Rohrsonde zusammen mit dem Gesamtdruck p_{ges} lokal ermittelt (vgl. Abb. 31, Zeichnung rechts oben). Unabhängig davon, daß nicht eindeutig klärbar ist, wie exakt der lokale statische Druck mit dieser Spezialsonde bestimmt werden kann, erlauben Vergleichsmessungen mit dieser Doppelrohrsonde Aussagen zur Güte der im allgemeinen verwendeten Pitotmeßtechnik bei Messungen in stark gestörten Strömungen.

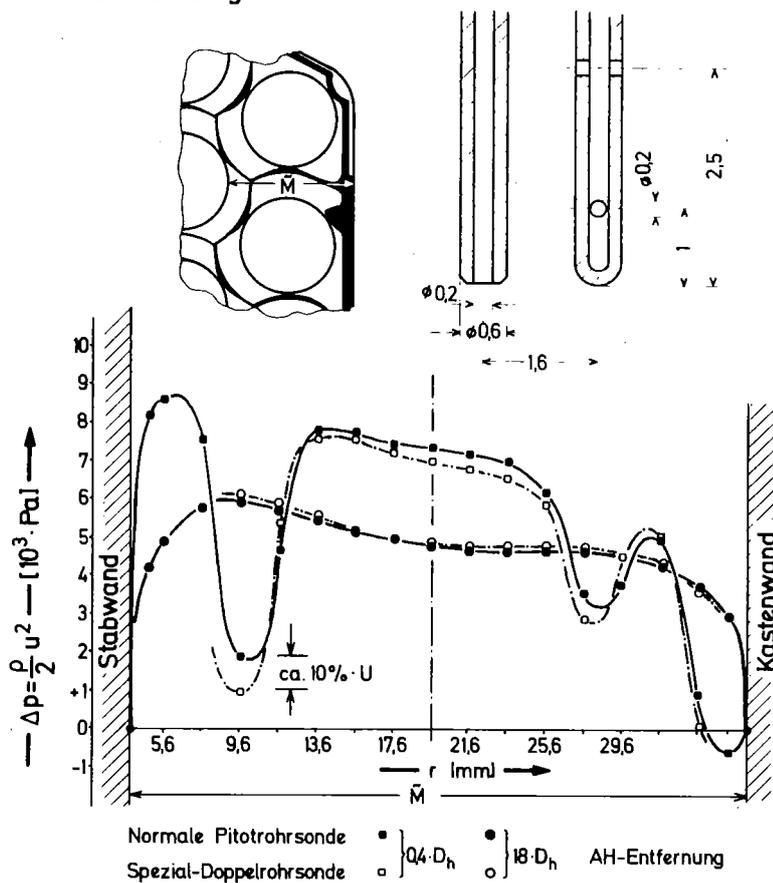


ABB. 31 VERGLEICHSMESSUNGEN IM AH-NACHLAUF MIT EINER SPEZIAL-DOPPELROHRSONDE ZUR MESSUNG DES LOKALEN STATISCHEN DRUCKES

In Abb. 31 sind hierzu Profile auf einer Traverse \tilde{M} zum Vergleich aufgetragen. Die Messungen bei $0,4 D_h$ hinter dem Original-AH lassen das Rückströmgebiet hinter dem AH-Steg vor der Kastenwand erkennen. Die Übereinstimmung der mit den zwei verschiedenen Meßverfahren ermittelten Differenzdruckprofile darf als befriedigend bezeichnet werden. Trotz erheblicher Störungen der Strömung beträgt die maximale lokale Abweichung in den daraus zu ermittelnden Geschwindigkeiten $10\% \cdot U$.

Daraus darf gefolgert werden, daß die verwendete Pitot-Differenzdruck-Meßanordnung auch in stark gestörten Strömungen qualitativ richtige Ergebnisse liefert.

Diese Aussage wird bestätigt durch eine vergrößerte Auftragung des Totwassergebietes vor der Kastenwand in Abb. 32. Die eingetragenen Geschwindigkeitsprofile wurden mit der üblichen Pitot-Differenzdruck-Meßanordnung ermittelt und entsprechend den bereits in Abb. 14 gezeigten Profilen auf der Mitteltraverse M. Wie man in Abb. 32 sieht, lassen sich aus den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen die Totwasserberandungen ebenso wie die Strömungsvorgänge innerhalb des Totwassergebietes sinnvoll ableiten.

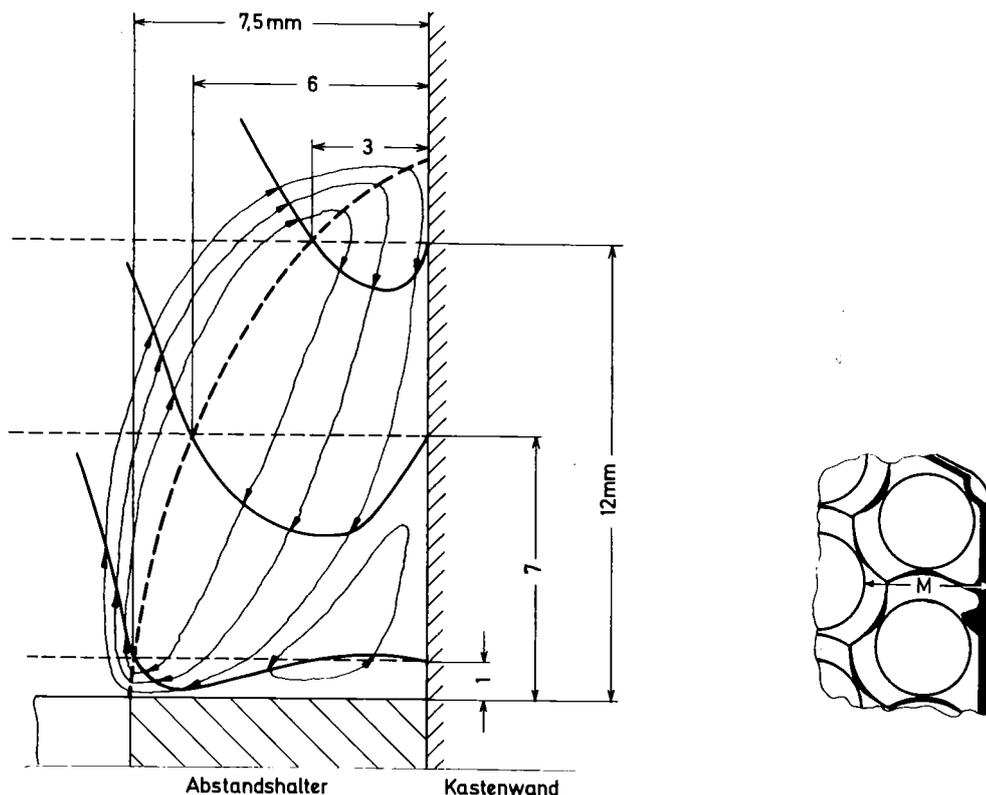


ABB. 32 MESSUNGEN IN TOTWASSERGEBIETEN HINTER DEM ABSTANDS-
HALTERSTEG VOR DER KASTENWAND (ORIGINAL-AH, $\overline{Re} = 60.000$)

A.2 Die Teststreckenordnung

A.2.1 Geometrische Störeinflüsse

Die Stabbündelgeometrie ist naturgemäß mit Unregelmäßigkeiten behaftet. Eine Prüfung der effektiven Geometrietoleranzen erfolgte verschiedentlich für die Meßebenen I und II. Die Abweichungen von den Nominalmaßen (vgl. hierzu Tabelle 1) waren mit $\pm 0,1$ mm sehr gering. Es ist zu erwarten, daß auch im axialen Bereich zwischen diesen beiden Meßebenen keine wesentlich größeren Abweichungen vorlagen.

Der sich aus diesen Unregelmäßigkeiten ergebende Fehler für die Geschwindigkeitsermittlung ist auf $\pm 0,5\%$ abzuschätzen. Für den Eckkanal des Stabbündels ergibt sich hier mit $\pm 2,5\%$ ein deutlich höherer Wert, bedingt durch die geringe Querschnittsfläche dieses Kanals.

Die bei voll eingelaufener Bündelströmung tatsächlich aufgetretenen Abweichungen lokaler Geschwindigkeiten an symmetrischen Bündelpositionen sind im Einklang mit dem hier angegebenen Streubereich (vgl. hierzu Abb. 9). Die bei den Messungen im Nachlauf von Abstandshaltern feststellbaren Abweichungen (vgl. Abbn. 16 und 17) sind vor allem durch Unregelmäßigkeiten in der Geometrie der untersuchten Abstandshalter hervorgerufen. Sie werden mit wachsender Abstandshalterentfernung schwächer.

Die Meßsondenverstelleinrichtung (vgl. Abb. 4) arbeitet außerordentlich exakt. Die durch den Sondenschwenkvorgang verursachte Positionsabweichungen der Sondenspitze sind vernachlässigbar klein. Fehler, die bei der Einjustierung der Sonde teilweise vorkamen, wurden - sofern erforderlich - bei der Auswertung durch entsprechende Verschiebung des Meßpunktnetzes gegenüber der Stabbündelgeometrie korrigiert.

A.2.2 Fluiddynamische Störeffekte

Als größte Störquelle des Experimentes erwies sich die Einstellgenauigkeit der Pumpenförderleistung im Teststreckenkreislauf. Bei Unter-

brechungen der Meßserien und Neueinstellung des Gesamtvolumenstromes konnten deutlich feststellbare Abweichungen im Absolutniveau vergleichbarer Geschwindigkeitsfelder bis zu $\pm 1,5\%$ auftreten. Bei fortlaufenden Messungen ohne Unterbrechungen blieb die Förderleistung der Kreislaufpumpe hingegen konstant, was durch Anfahren von Eichpunkten innerhalb des gerade vermessenen Geschwindigkeitsfeldes geprüft werden konnte.

Bei den Meßfeldern, zu denen Wiederholungsmessungen mit abweichenden Meßwertniveaus vorlagen, wurde das Absolutniveau durch Mittelwertbildung festgelegt. Da nicht für alle in der Arbeit vorgestellten Meßfelder solche Wiederholungsmessungen durchgeführt wurden, ist die genannte Streubreite von $\pm 1,5\%$ als möglicher Fehler in den absoluten Zahlenwerten des Experimentes weiterhin zu berücksichtigen. Lediglich für die vorgestellten ungestörten Strömungsverteilungen ist dieser Fehler vernachlässigbar klein.

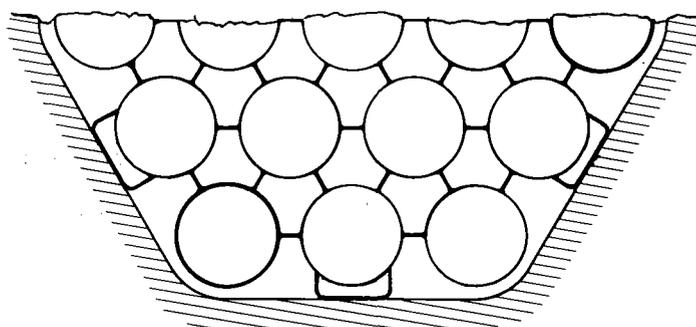
Fluiddynamische Störeffekte können durch das Einbringen der Pitotrohrsonden in die Stabbündelanordnung verursacht werden. Dabei kann die Verdrängungswirkung der Pitotrohrsonde selbst vernachlässigt werden. Lediglich im Eckkanal besitzt die querschnittsversperrende Fläche der Sonde mit 1% der Unterkanalfläche eine merkliche Größe. Sie ist jedoch auch dort gegenüber den Unsicherheiten in der Unterkanalfläche selbst gering und wird deshalb nicht berücksichtigt. Hingegen könnte das stromab von den Meßebenen folgende Sondenträgerrohr aufgrund seiner deutlich größeren Abmessungen eine störende Wirkung besitzen (vgl. hierzu Abbn. 3 und 4). Um diesen Einfluß abschätzen zu können, wurden die Durchmesser der Sondenträgerrohre von 4 mm auf 2 mm reduziert und Wiederholungsmessungen durchgeführt. Es konnten sowohl in Meßebene I als auch in Meßebene II keine Unterschiede im ermittelten Geschwindigkeitsfeld festgestellt werden. Somit darf auch dieser Effekt unberücksichtigt bleiben.

Weitere Störeffekte können durch den Stabpositionierungsabstandshalter hervorgerufen werden, der etwas oberhalb vom Bündeleintritt sitzt

(vgl. Kap. 3.3). Wie aus der maßstäblichen Darstellung dieses Abstandshalters in Abb. 33 zu entnehmen ist, wurde hier eine AH-Konfiguration gewählt, die geringstmögliche fluiddynamische Störeffekte erwarten läßt. So sind einerseits keine Umverteilungen von Fluidmasse zwischen den Unterkanälen zu erwarten, wie aus den diesbezüglichen Darlegungen in Kap. 5 dieser Arbeit zu folgern ist. Andererseits sind die Stege dieses Abstandshalters so angeordnet, daß lokale Störungen nach relativ kurzen Distanzen wieder abgebaut sind (vgl. hierzu die Bewertung der experimentellen Ergebnisse von Rowe /6/ in Kap. 5.1.1.1). Es ist anzunehmen, daß die so positionierten Stege gleichzeitig die Einlaufängen für die lokale Ausbildung der Strömung in den Unterkanälen des Bündels verkürzen.

Als letzter Aspekt sind Auslaufeffekte bei Messungen in der Meßebene I zu diskutieren. Aus experimentellen Untersuchungen von Eifler /18/ kann gefolgert werden, daß lokale Auslaufeffekte bis etwa $0,5 d_h$ in die Unterkanäle eines Stabbündels hineinwirken können. Die Meßebene I liegt deutlich außerhalb dieses Bereichs.

Demgegenüber sind bei den durch die Abstandshalter hervorgerufenen Umverteilungen von Fluidmasse aus der Rand- in die Zentralzone des Bündels Auslaufeffekte möglich, die systematische Meßfehler zur Folge haben. Die nun folgenden theoretischen Überlegungen sollen dies verdeutlichen.



$\epsilon_j \approx \text{konstant} \approx 22\%$

$i = 1 \dots 5$

ABB. 33 DER STABPOSITIONIERUNGS-ABSTANDSHALTER DES 19-STAB-BÜNDELS

Die vom Abstandshalter in Richtung auf das Bündelzentrum abgedrängte Fluidmasse muß aufgrund des anschließend wirksam werdenden stärkeren axialen Druckabfalles in den Unterkanälen der Bündelcentralzone wieder in die Randzone zurückströmen. Bei Umverteilungen in der Nähe des Bündelendes ist dieser Aufstauereffekt in der Bündelcentralzone schwächer. Es ist deshalb zu erwarten, daß ein Abstandshalter eine größere Umverteilung erzeugt, wenn er am Bündelende positioniert ist.

Um diesen Effekt quantifizieren zu können, wurden mit dem Original-AH in der Meßebene II Vergleichsmessungen zu Meßebene I durchgeführt. Wie Abb. 3 zu entnehmen ist, ist die Meßebene II in großer Entfernung vom Bündelende angeordnet und erlaubt somit Untersuchungen, die mit Sicherheit frei von diesem Auslaufereffekt sind. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden in Abb. 20 im Vergleich mit Ergebnissen aus Meßebene I aufgetragen. Man kann daraus entnehmen, daß die aus Messungen in der Meßebene I ermittelten Massenstromänderungen am Abstandshalter u.U. um 1 bis 2% zu groß sind. Dies sollte bei der Bewertung der experimentellen Ergebnisse in Kapitel 5 entsprechende Beachtung finden.

A.3 Das Auswerteverfahren

Bei der Umrechnung des lokal gemessenen Differenzdruckes Δp in die Geschwindigkeit u nach der Beziehung

$$u = \sqrt{2/\rho \cdot \Delta p}$$

entsteht kein zusätzlicher Fehler, da die Dichte des Strömungsmediums Wasser bei einer Temperatur $T = (27 \pm 1)^\circ\text{C}$ mit $\rho = (997 \pm 0,5) \text{ kg/m}^3$ sehr exakt angegeben werden kann.

Bei der graphischen Erweiterung der lokalen Meßwerte auf den Traversen des Meßpunktnetzes zu Geschwindigkeitsprofilen (vgl. als Beispiel Abb. 7) verringern sich die aufgrund naturgemäßer Streuungen bei Einzelmeßwerten vorhandenen Unsicherheiten durch die dabei stattfin-

denden Mittelungsprozesse. Ein zweiter Mittelungsprozeß erfolgt bei Erweiterung dieser Einzelprofile zu Isotachenfeldern (vgl. Abbn. 8 etc.). Demgegenüber kommen wiederum neue Unsicherheiten des graphischen Verfahrens zur Bestimmung der mittleren Unterkanalwerte \bar{u}_i und \dot{m}_i mit $\pm 0,5\%$ hinzu. Dadurch bleibt der für lokale Geschwindigkeitsmeßwerte angegebene mögliche Fehler von $\pm 1\%$ auch für diese gemittelten Werte erhalten. Diese Aussagen können anhand der nun folgenden Beschreibung dieses Verfahrens verdeutlicht werden.

Die Beziehung für die mittleren, normierten Unterkanalgeschwindigkeiten lautet

$$\bar{u}_i/U = (u/U \cdot F)_i / F_i \quad ,$$

die für die Massenströme in den Unterkanälen

$$\dot{m}_i = (u/U \cdot F)_i \cdot U \cdot \varrho \quad .$$

Die Unterkanalfläche F_i , die mittlere Geschwindigkeit U im Bündel und die Dichte ϱ des Fluids sind bekannt. Es gilt, die Werte $(u/U \cdot F)_i$ zu bestimmen. Dies geschieht durch das erwähnte graphische Verfahren, das nun am Beispiel eines Wandkanals (UK.2) und eines Zentralkanals (UK.3) erläutert wird.

Ausgehend von den in Abb. 15 dargestellten Isotachenfeldern wurden zunächst die durch die Isotachen (Linien $u/U = \text{konst}$) und die Unterkanalgrenzen beschriebenen Isotachenflächen $F_{\text{isot.}}$ pro Unterkanal in einem ersten Planimetrierverfahren bestimmt. Die so erhaltenen Zahlenwerte wurden über dem entsprechenden Wert u/U aufgetragen, wie in Abb. 34 zu sehen ist. Dazu ist anzumerken, daß die Maximalgeschwindigkeit u_m/U des Unterkanals jeweils die Isotachenfläche $F_{\text{isot.}} = 0$ besitzt. Die Isotachenfläche der Isotache $u/U = 0$ ist identisch mit der Unterkanalfläche F_i .

Da nur die Kernströmungsbereiche der Unterkanäle vermessen wurden, waren die wandnahen Isotachen durch graphische Extrapolationen der Geschwindigkeitsprofile an die Kanalberandung zu bestimmen. Dies wurde in Abb. 7 am Beispiel ungestörter Geschwindigkeitsverteilungen für die Mitteltraverse M gezeigt. Für den Fall der ungestörten, voll

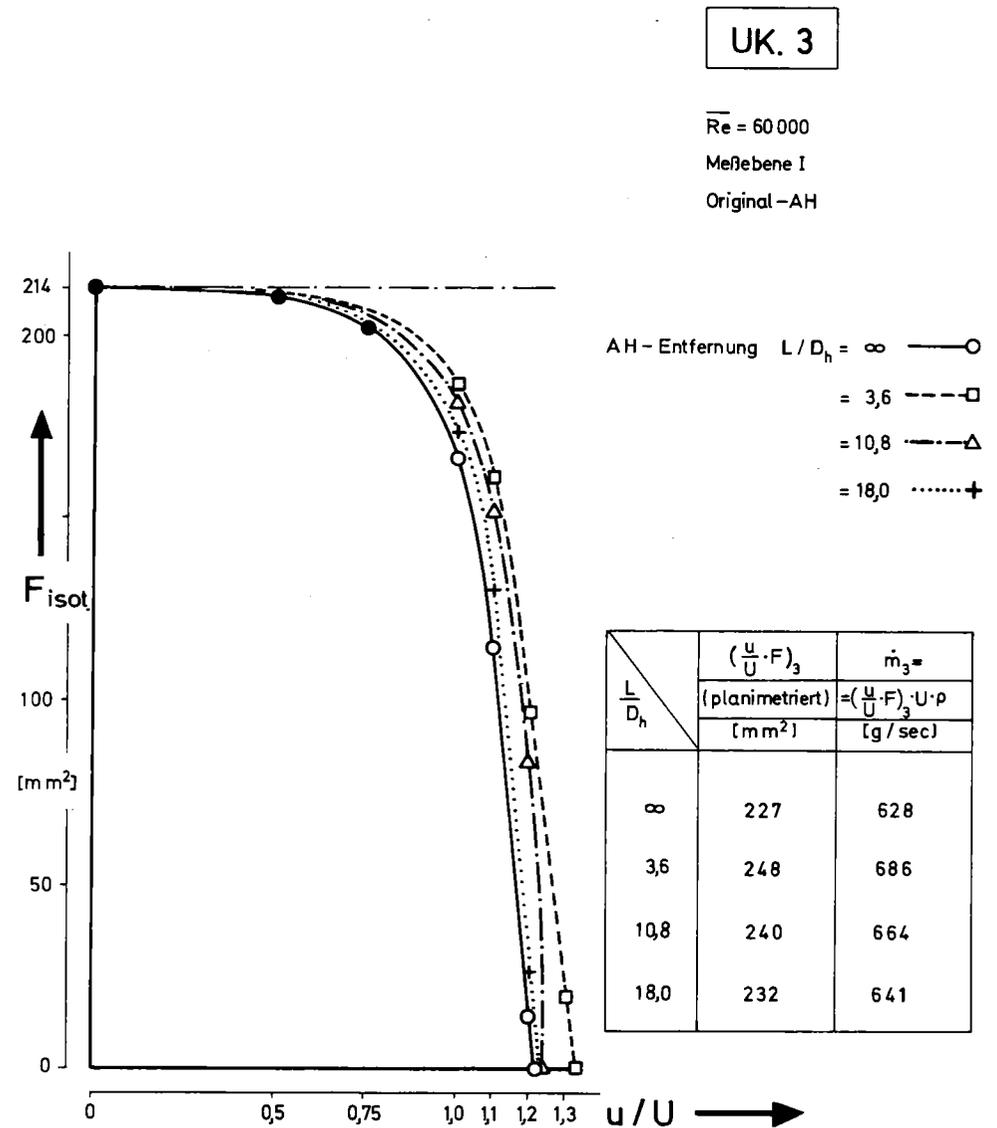
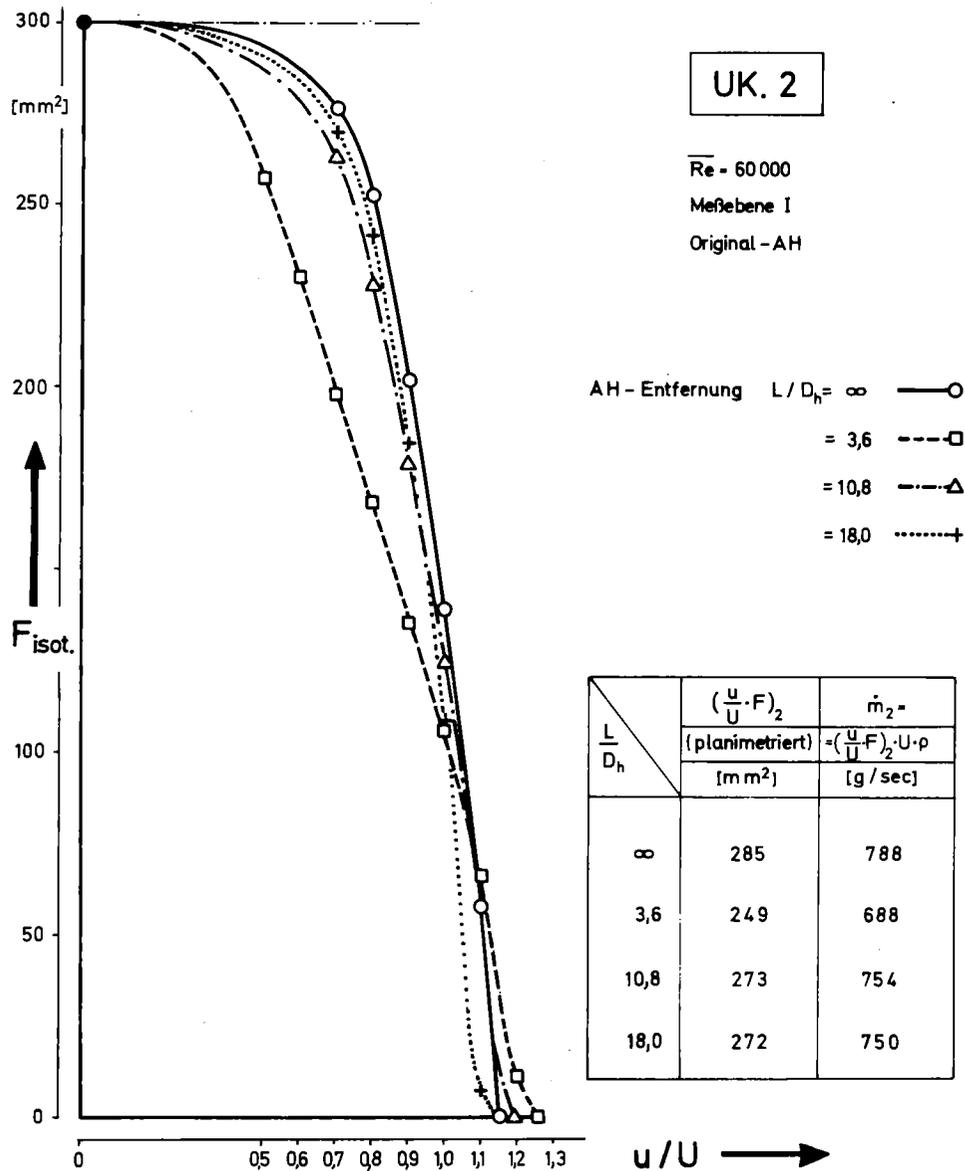


ABB. 34 ERMITTLUNG DER MASSESSTRÖME \dot{m}_i FÜR DEN WANDKANAL UK.2 UND ZENTRAKANAL UK.3 DES 19-STABBÜNDELS ($\overline{Re} = 60.000$, Meßebene I)

eingelaufenen Strömung wurden die so ermittelten Isotachenflächen der wandnahen Isotachen rechnerisch nachgeprüft. Hierzu wurden die sich nach dem universellen Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung /33/ ergebenden Wandabstände der Isotachen verwendet. Es ergaben sich nur unwesentliche Abweichungen von den graphisch bestimmten Werten. Wie aus Abb. 34 zu entnehmen ist, waren somit die Kurvenverläufe der Funktionen

$$F_{\text{isot.}} = f(u/U)$$

für den voll eingelaufenen Strömungszustand eindeutig festgelegt ($L/D_h = \infty$, durchgezogene Linien).

Bei den durch Abstandshalter gestörten Strömungen wurden für den wandnahen Bereich analoge Kurvenverläufe angenommen. Dies ist in Abb. 34 an 3 Beispielen gezeigt (Entfernungen $L/D_h = 3,6; 10,8; 18,0$ vom Original-AH, $\overline{Re} = 60.000$). Es sei darauf hingewiesen, daß die Entwicklungen der Kurvenverläufe mit zunehmender AH-Entfernung die in Kapitel 5 beschriebenen, typischen Vorgänge der Strömungsrückbildung von Neuem bestätigen (vgl. Abb. 34).

Durch die Bestimmung der Flächen unter den beschriebenen Kurven werden nun die gesuchten Zahlenwerte $(u/U \cdot F)_i$ ermittelt. Dies geschieht durch ein zweites Planimetrierverfahren. Damit können die Massenströme \dot{m}_i errechnet werden (vgl. Tabellen in Abb. 34).

Die Massenbilanz der so für die charakteristischen Unterkanäle des Strömungsquerschnitts ermittelten Massenströme ergab im Fall der voll eingelaufenen Strömungen bei $\overline{Re} = 30.000$ und $\overline{Re} = 60.000$ jeweils eine Abweichung von +0,5% vom Sollwert des Gesamtmassenstroms. Da nicht eindeutig klärbar ist, worauf diese leichte Oberhöhung zurückzuführen ist, wurden für die weiterführenden Betrachtungen dieser Arbeit die Werte aller 5 charakteristischen Unterkanäle um diesen Wert korrigiert.

Demgegenüber ergaben solche Massenbilanzen in gestörten Strömungen Abweichungen von +1,5% bis -0,4%, wie Tabelle 7 zu entnehmen war.

Diese Streuungen in der Massenbilanz sind allerdings gemäß den Ausführungen in Kapitel A.2.2 im wesentlichen auf fluiddynamische Störeffekte zurückzuführen.

Als wichtig für die Fehlerbetrachtung erwies sich der Sachverhalt, daß mehrfache, getrennte Wiederholungen des gesamten, hier beschriebenen Auswertevorgangs Streuungen von $\leq \pm 0,5\%$ ergaben. Dies berechtigt zur obigen Annahme, daß die maximale Unsicherheit bei der Bestimmung der mittleren Unterkanalwerte $\pm 1\%$ beträgt.

A.4 Zusammenfassende Abschätzung für den maximalen Gesamtfehler

Aus den vorangegangenen Darlegungen folgt, daß für den maximal möglichen Gesamtfehler folgende Einzelpunkte zu beachten sind:

- | | |
|--|----------------|
| (a) Unsicherheit bei der Ermittlung lokaler Geschwindigkeitswerte sowie mittlerer Unterkanalwerte: | $\pm 1 \%$; |
| (b) Einfluß möglicher Störungen der Stabbündelgeometrie | |
| - allgemein : | $\pm 0,5 \%$; |
| - im Eckkanal: | $\pm 2,5 \%$; |
| (c) mögliche Abweichungen in der Verteilung des statischen Drucks im Meßquerschnitt: | $\pm 1 \%$; |
| (d) Schwankungen im Absolutniveau der Meßwerte zwischen verschiedenen Meßserien: | $\pm 1,5 \%$. |

Der mögliche Maximalfehler absoluter Zahlenwerte beläuft sich somit im ungünstigsten Fall auf $\pm 4\%$, im Eckkanal auf $\pm 6\%$. Diese Werte verringern sich deutlich im Falle der ungestörten, voll eingelaufenen Strömung gemäß den vorangegangenen Ausführungen.

Bei Relativbetrachtungen innerhalb eines Meßfeldes, wie beispielsweise bei den Werten $(\dot{m}_2/\dot{m}_3)^+$, entfallen die Punkte (b), (c) und (d) weitgehend, so daß der Maximalfehler dann $\pm 1,5\%$ beträgt.

Das bedeutet, daß experimentelle Ergebnisse erzielt werden konnten, die für praktische Anwendungen brauchbare Genauigkeiten aufweisen.