

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

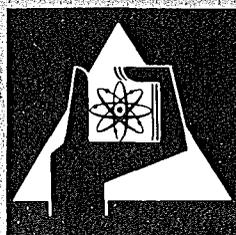
Mai 1973

KFK 1794

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

Untersuchungen zur Strömungs- und Temperatur-Verteilung im
Bereich lokaler Kühlkanalblockaden in Stabbündel-Brennelementen

D. Kirsch



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1794

Institut für Reaktorentwicklung

Projekt Schneller Brüter

Untersuchungen zur Strömungs- und Temperatur-Verteilung
im Bereich lokaler Kühlkanalblockaden
in Stabbündel-Brennelementen +)

von

D. Kirsch

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

+) Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)

Zusammenfassung

Bei den Sicherheitsuntersuchungen für natriumgekühlte schnelle Brutreaktoren wird die mögliche Ausbreitung einer Störung diskutiert, deren Anfang eine lokale Kühlkanalblockade bildet, die durch die Ablagerung kleiner Partikel an den Abstandshaltergittern eines Stabbündel-Brennelements entsteht. Um den Anstieg der Kühlmitteltemperatur im Bereich solcher Blockaden zu ermitteln, wurde die Strömungs- und Temperaturverteilung hinter simulierten lokalen Blockaden untersucht.

Phänomenologische Versuche zeigen, daß sich auch in der untersuchten Stabbündelgeometrie hinter undurchlässigen Blockaden eine ausgeprägte Rezirkulationszone mit stehenden Wirbeln ausbildet. Einen ersten Hinweis darauf, ob lokales Sieden in dieser Rezirkulationszone möglich ist, geben Versuche, mit denen die Abmessungen der Rezirkulationszone und der Massenaustausch zwischen dieser Zone und der Hauptströmung bestimmt wurden. Mit diesen beiden integralen Größen läßt sich eine über das Volumen der Rezirkulationszone gemittelte Kühlmitteltemperatur berechnen. Solche mittleren Kühlmitteltemperaturen überschreiten bei den untersuchten Blockaden (max. 41 % des Strömungsquerschnitts versperrt) nicht die Sättigungstemperatur, und es läßt sich darüber hinaus zeigen, daß diese Temperaturen aufgrund des verwendeten Meßverfahrens konservativ bestimmt werden, d.h. zu hoch liegen.

Lokales Sieden kann jedoch so lange nicht ausgeschlossen werden, wie die Temperaturverteilung in der Rezirkulationszone unbekannt ist. Da die Messung der Temperaturverteilung in einer natriumgekühlten Teststrecke mit einem beheizten Brennelement-Modell mit erheblichem Aufwand verbunden ist, wird untersucht, ob die Natriumtemperaturen im Brennelement aus Messungen in einer von Wasser durchströmten Teststrecke berechnet werden können. Aus Ähnlichkeitsbetrachtungen für einfache Geometrien ohne Stäbe ergibt sich: Bei genügend hoher Reynoldszahl, ähnlicher Geometrie und ähnlicher Wärmequellverteilung sind die dimensionslos gemachten Temperaturverteilungen in der Rezirkulationszone hinter einer zur Strömung quergestellten Platte gleich und unabhängig von der Größe der Reynolds- und Prandtlzahl (d.h. gleich für Natrium und Wasser), solange man sich auf die Temperaturen in einiger Entfernung von der Wand beschränkt. Die Vermutung, daß dieses Ergebnis auch für die untersuchte Stabbündelgeometrie gilt, wird bestätigt durch die Analyse von Temperaturverteilungen, die in Wasser und Natrium hinter einer Blockade in einer stabbündelähnlichen Geometrie gemessen wurden. Damit sind Messungen der gesuchten Temperaturverteilung gerechtfertigt, die statt mit Natrium mit Wasser durchgeführt werden. Ergebnisse solcher Messungen und die aus den Ergebnissen berechneten Natriumtemperaturen werden angegeben.

Der Versuch, eine Abschätzung der Temperaturverteilung mit dem Rechenprogramm SAMBA zu erhalten, das an sich für Auslegungsrechnungen bei ungestörter Geometrie bestimmt ist, mißlang. Dies liegt an der in solchen Rechenprogrammen verwendeten Lösungsmethode, die für eine Abschätzung der Temperaturverteilung in der Rezirkulationszone ungeeignet ist.

INVESTIGATIONS ON THE FLOW AND TEMPERATURE DISTRIBUTION DOWNSTREAM
OF LOCAL COOLANT BLOCKAGES IN ROD BUNDLE SUBASSEMBLIES

Summary

With safety investigations for liquid-metal cooled fast breeder reactors (LMFBRs) a possible propagation of a fault is considered, which could be initiated by a local coolant blockage arising from an accumulation of small particles at a spacer grid of a rod bundle subassembly. In order to evaluate the coolant temperature rise close to such blockages, flow and temperature distributions downstream of simulated local blockages have been investigated.

Experiments determining the flow pattern show, that also in the investigated rod bundle geometry a distinct recirculation zone with standing eddies develops downstream of an impermeable blockage. A first indication, whether in this recirculation zone local boiling is possible, is given by experiments determining the dimensions of the recirculation zone and the mass exchange between this zone and the main flow. Knowing these values a mean coolant temperature, averaged for the volume of the recirculation zone, can be calculated. With the investigated blockages (obstructing up to 41 % of the flow area) these mean coolant temperatures do not exceed the saturation temperature. Moreover, an analysis of the measurement method shows, that these temperatures have to be considered as conservative, i.e. too high.

However, local boiling has to be regarded possible as long as one does not know the temperature distribution in the recirculation zone. Since a measurement of the temperature distribution in a sodium-cooled test rig with a heated subassembly mock-up is possible only at considerable expense, it is investigated, whether the sodium temperatures in the subassembly can be calculated from measurements in a water-cooled test rig. Similarity considerations for a simple geometry without rods lead to the following result: With sufficiently high Reynolds number, similar geometry and similar heat source distribution, the dimensionless temperature fields in the recirculating flow downstream of a disk set normal to the main flow are equal and independent of the Reynolds and Prandtl number (i.e. equal for sodium and water), provided that one considers only temperatures at some distance from the walls. The assumption, that this result also is true for the investigated rod bundle geometry, is confirmed analysing temperature distributions, which were measured in sodium and water downstream of a blockage in a rod bundle-like geometry. Hereby temperature distribution measurements, performed with water instead of sodium, are justified. Results of such measurements and the sodium temperatures calculated from these results are given.

An attempt to get an estimate of the temperature distribution, using SAMBA, a computer code for design calculations with undisturbed geometry, did not succeed. This is due to the solution method used in codes of this kind, which is unsuitable for an estimation of the temperature distribution in the recirculation zone.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
1. Einleitung und Problemstellung	1
2. Zur Strömungsform im Bereich lokaler Blockaden in Bündelgeometrien	5
2.1 Kennzeichnende Geometrie- und Strömungs- parameter	5
2.2 Ergebnisse phänomenologischer Untersuchungen	6
3. Bestimmung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser	10
3.1 Theoretische Überlegungen zur Bestimmung integraler Größen	10
3.1.1 Die Begrenzungsfläche des Totwassers	10
3.1.2 Der Massenaustausch zwischen Totwasser und Hauptströmung	13
3.2 Versuchsergebnisse der Messungen integraler Größen	18
3.2.1 Form und Volumen des Totwassers	18
3.2.2 Die Messung des Massenaustauschs zwischen Totwasser u. Hauptströmung	20
3.3 Berechnung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser aus den gemessenen integralen Größen	23
4. Bestimmung der Temperaturverteilung im Totwasser	26
4.1 Theoretische Überlegungen zur Temperaturver- teilung im Totwasser	27
4.1.1 Die Temperaturverteilung in einem Tot- wasser ohne Stäbe	27
4.1.2 Die Temperaturverteilung in einem Tot- wasser in Stabbündelgeometrie	38
4.2 Die Messung der Temperaturverteilung im Totwasser	43
4.2.1 Versuchsanordnung und -durchführung	43
4.2.2 Versuchsergebnisse	45

4.3	Berechnung der Temperaturverteilung hinter einer lokalen Blockade in einem SNR-Brennelement aus den Versuchsergebnissen	47
5.	Zur Berechnung der Temperaturverteilung hinter lokalen Blockaden in Stabbündeln mit dem Rechenprogramm SAMBA	49
5.1	Kurzbeschreibung des verwendeten Rechenprogramms	49
5.2	Ergebnisse der Berechnungen und Diskussion	52
6.	Schlußbemerkungen	55
7.	Literatur	58
8.	Nomenklatur	63
Anhang:		
	Tabellen	
	Abbildungen	

1. Einleitung und Problemstellung

Die Frage nach dem Ausmaß der Temperaturerhöhung hinter lokalen Kühlkanalblockaden in Stabbündel-Brennelementen ist von Bedeutung für die Sicherheitsbetrachtungen von schnellen, natriumgekühlten Brutreaktoren. Gast [1] hat gezeigt, daß solche lokalen Blockaden durchaus beträchtliche Größen erreichen können, ehe sie von einer Brennelementinstrumentierung (Messung der Temperatur und des Durchsatzes am Brennelementaustritt) detektiert werden können, daß deshalb kritische Situationen wie das lokale Sieden des Kühlmittels in dem von der Blockade beeinflussten Bereich des Brennelements nicht auszuschließen sind. Die Analyse einer möglichen Schadensfortpflanzung (Propagation) nach einem lokalen Sieden führt zu dem Ergebnis, daß es zum Sieden des Kühlmittels im ganzen Brennelement und nach einem Platzen der Brennstabhüllen über eine Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung zu einer Zerstörung des Reaktorkerns kommen kann, wenn diese Ereigniskette nicht vorher durch das Sicherheitssystem des Reaktors unterbrochen wird.

Auf dieses Propagationsproblem, also die Möglichkeit einer Schadensfortpflanzung ausgehend von einer zunächst unbemerkten oder gar nicht detektierbaren kleinen Störung, hat zuerst Judd [2] hingewiesen. Gast und andere Autoren (eine Literaturzusammenstellung findet sich in [1]) haben verschiedene Aspekte dieses Problems behandelt, jedoch ist bisher der Anfang der Ereigniskette noch nicht im einzelnen untersucht worden, die Frage also, welche Temperaturen im Kühlmittel bei noch einphasiger Strömung hinter solchen lokalen Kühlkanalblockaden auftreten, die gerade an der Grenze der Detektierbarkeit liegen. Diese Grenze ist - nach Gast - erreicht, wenn durch eine axial nur wenig ausgedehnte Blockade etwa 30 - 40 % des Strömungsquerschnitts vollständig verstopft sind, und wenn man voraussetzt, daß eine Durchsatzreduktion von etwa 5 % detektiert werden kann.

Die Annahme einer axial nur wenig ausgedehnten Blockade liegt deswegen nahe, weil für die Mehrzahl der bisher geplanten natriumgekühlten schnellen Brutreaktoren, insbesondere für den SNR [3], zur Distanzierung der Brennstäbe Gitterabstandshalter vorgesehen sind, an denen sich Verunreinigungen oder Brennstoffpartikel im

Kühlmittel bevorzugt absetzen können. Der Hinweis von Gast, daß die größten Auswirkungen lokalen Siedens von einer Blockade zu erwarten sind, die axial nur wenig, radial aber erheblich ausgedehnt ist, war ein weiterer Grund, die Untersuchungen auf Kühlkanalblockaden zu beschränken, die im wesentlichen durch zur Strömung quergestellte Platten dargestellt werden, wobei jedoch im Auge behalten wird, daß durchaus noch ein Restdurchsatz durch die Blockade möglich ist. Die Vorstellung des Entstehens einer solchen Blockade durch die Ablagerung einzelner Partikel zwingt ja zur Untersuchung auch poröser Blockaden.

Es wird weiter angenommen, daß die Stabbündelgeometrie im Bereich der Blockade im wesentlichen erhalten bleibt. Zwar wird es bei stark gestörter Geometrie wahrscheinlich an einzelnen Brennstäben zu höheren Temperaturen kommen als bei einer - abgesehen von der Blockade - ungestörten Geometrie, doch darf man annehmen, daß dann ein Brennstabversagen vor dem Beginn lokalen Siedens sehr viel wahrscheinlicher wird, so daß die Detektion der Störung durch das freigesetzte Spaltgas möglich wird, bevor es zum Sieden kommt. Hinsichtlich der Detektion einer lokalen Störung und hinsichtlich der Gefährlichkeit lokalen Siedens vor einer Detektion ist die Annahme ungestörter Stabbündelgeometrie im Bereich der Blockade also konservativ [1].

Welche Möglichkeiten gibt es nun, die Temperaturverteilung im Bereich einer solchen Kühlkanalblockade zu ermitteln? Wenn man annimmt, daß Stäbe und Abstandshalter das Strömungsfeld hinter einer im Stabbündel quergestellten Platte qualitativ nicht sehr stark beeinflussen (vgl. dazu Kap. 2), dann wird sich - wegen der hohen Re-Zahl im Stabbündel-Brennelement - hinter der Blockade ein Totwasser mit quasistationären Wirbeln, eine Rezirkulationsströmung also, ausbilden. Die Probleme solcher Rezirkulationsströmungen sind in den letzten Jahren vermehrt untersucht worden, doch bleiben die zahlreichen experimentellen (z.B. [4, 5, 6, 7, 8]) und theoretischen (insbesondere [9]) Arbeiten auf einfache Geometrien beschränkt, weshalb hier auch nicht im einzelnen auf diese Arbeiten eingegangen wird. Die theoretische Behandlung hat zwar schon die Berechnung des Strömungs- und Temperaturfeldes in bestimmten zweidimensionalen Rezirkulationsströmungen ermöglicht [9], keine Ansätze gibt es jedoch bisher zur Berechnung dreidimensionaler Rezirkulationsströmungen. Für die rein

theoretische Behandlung nun gar einer Rezirkulationsströmung in einer Stabbündelgeometrie fehlen aber heute noch die Grundlagen.

Für die in dieser Arbeit gestellten Probleme wurde deshalb ein Vorgehen gewählt, das durch die Verknüpfung von experimentellen mit theoretischen Untersuchungen einerseits eine Aussage über die Temperaturen hinter lokalen Kühlkanalblockaden für Brennelemente mit der Geometrie der experimentellen Anordnungen (d.h. SNR-Geometrie [37]) zulässt, andererseits aber auch zu sehr viel allgemeineren Erkenntnissen über die Temperaturverteilung in Rezirkulationsströmungen führt. Dieses Vorgehen ist durch folgende Schritte charakterisiert:

- Untersuchung der Strömungsform hinter lokalen Kühlkanalblockaden in Stabbündelgeometrie (Kap. 2); die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigen, ob und unter welchen Bedingungen in einer Stabbündelgeometrie tatsächlich eine Rezirkulationsströmung entsteht.
- Bestimmung des Totwasservolumens und des Massenaustauschs zwischen Totwasser und Hauptströmung (Kap. 3); die Ergebnisse dieser integralen Experimente lassen die Bestimmung über das Totwasservolumen gemittelter Kühlmitteltemperaturen zu, geben also einen ersten Hinweis darauf, ob Sieden zu erwarten ist oder nicht.
- Bestimmung der Temperaturverteilung hinter einer relativ großen, aber nicht detektierbaren Kühlkanalblockade (etwa 15 % des Strömungsquerschnitts vollständig blockiert); da auch diese Messungen in Wasser durchgeführt wurden, ist hier die Frage nach der Übertragbarkeit auf Natrium von ausschlaggebender Bedeutung (Kap. 4); das Ergebnis dieser Untersuchungen ist die maximale Kühlmitteltemperatur hinter dieser Blockade, es ermöglicht also die Entscheidung, ob es zum Sieden kommt oder nicht. Für gleichartige, aber ausgedehntere Blockaden kann mit diesem Ergebnis das Verhältnis der maximalen zur mittleren Temperatur im Totwasser abgeschätzt werden.
- Berechnung der Temperaturen hinter der Blockade mit einem von anderer Stelle zur Verfügung gestellten und eigens für diese Berechnungen verbesserten Rechenprogramm, das keine Rezirku-

lationsströmungen berechnet, sondern eine Umströmung der Blockade ähnlich wie bei einer Potentialströmung (Kap. 5); ein Vergleich der berechneten mit der gemessenen Temperaturverteilung soll zeigen, wie weit das Programm trotz der falschen Beschreibung der Strömung eine Abschätzung der hinter der Blockade zu erwartenden Temperaturen liefern kann.

Trotz dieses der Aufgabenstellung angepaßten Vorgehens sind wesentliche Ergebnisse der Untersuchungen auch auf andere Arten von Blockaden und auf andere Brennelementtypen wenigstens qualitativ übertragbar. Darüber hinaus wird ein Weg angegeben, wie man zu quantitativen Aussagen über die Strömungs- und Temperaturverteilung hinter lokalen Blockaden auch in ganz anderen Geometrien kommen kann.

2. Zur Strömungsform im Bereich lokaler Blockaden in Bündelgeometrien

2.1 Kennzeichnende Geometrie- und Strömungsparameter

Die turbulente Umströmung von Körpern, an denen sich die Strömung ablöst, nimmt bei unterschiedlichen Reynoldszahlen Re unterschiedliche Formen an. Im wesentlichen sind zwei Formen zu unterscheiden, die allerdings nicht scharf voneinander zu trennen sind:

- Bei kleinen Reynoldszahlen - kennzeichnend ist hier die mit der Anströmgeschwindigkeit u_∞ und einer charakteristischen Querabmessung D des Körpers gebildete Reynoldszahl Re_{Bl} - bildet sich eine Strömung aus, die gekennzeichnet ist durch "große", mit der Strömung transportierte Wirbel, die sich vom umströmten Körper ablösen und den ganzen "Totwasserraum" hinter dem Körper ausfüllen. Bei der Umströmung eines (unendlich langen) Zylinders lösen sich die Wirbel alternierend an den beiden Ablöselinien ab und bilden so die für zweidimensionale Strömung charakteristische von KÁRMÁN'sche Wirbelstraße, die etwa im Bereich $60 < Re_{Bl} < 5000$ auftritt [10, S. 31_7, wenn D hier den Durchmesser des Zylinders bedeutet.
- Bei größeren Reynoldszahlen lösen sich nur noch "kleine" Wirbel vom umströmten Körper ab, die dann eine Trennschicht zwischen Totwasser und Hauptströmung ausfüllen, die mit zunehmender Reynoldszahl immer dünner wird. In dieser Trennschicht liegt die Begrenzungsfläche des Totwassers, die hier physikalisch sinnvoll folgendermaßen definiert werden kann: Die Begrenzungsfläche ist diejenige Stromfläche für die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten, die von der Ablöselinie am umströmten Körper ausgeht. Anders ausgedrückt: ausgehend vom Innern des Totwassers ist die Begrenzungsfläche die letzte in sich geschlossene Stromfläche. - Innerhalb des Totwassers bildet sich eine Rezirkulationsströmung mit großen, quasistationären Wirbeln aus, die zwar turbulent sind, im Gegensatz etwa zu den Wirbeln der von KÁRMÁN'schen Wirbelstraße ihre Lage im Strömungsfeld gegenüber körperfesten Koordinaten aber im wesentlichen beibehalten (Abb. 1).

Bei der Umströmung lokaler Blockaden im Stabbündel eines Reaktor-brennelements reicht die Reynoldszahl Re_{Bl} zur Kennzeichnung der Strömungsform nicht aus. Zwar liegt bei den Geschwindigkeiten, die in den von einphasig bleibenden Kühlmitteln durchströmten Reaktor-brennelementen auftreten, Re_{Bl} auch bei kleinen Blockaden so hoch, daß man eine ausgeprägte Rezirkulationsströmung mit quasistationären Wirbeln erwarten kann; auf der anderen Seite ist jedoch das Teilungsverhältnis s/d sicherlich nicht ohne Einfluß auf die Strömungsform: je kleiner s/d , desto mehr wird eine Querströmung behindert. Es ist gar nicht ohne weiteres abzusehen, ob bei sehr kleinem Teilungsverhältnis (z.B. $s/d < 1,1$) noch eine Rezirkulationsströmung auftritt. Wenn dies aber der Fall sein sollte, dann darf man annehmen, daß (wegen der behinderten Querströmung) bei kleiner werdendem Teilungsverhältnis das Totwasser immer länger wird.

Im Stabbündel eines Reaktor-brennelements sind aber noch weitere Parameter von Einfluß auf die Strömungsform und die Abmessungen des Totwassers. Neben der geometrischen Anordnung (quadratische oder hexagonale Stabanordnung, offenes Brennelement oder geschlossener Brennelementkasten, Lage der Blockade) sind besonders wichtig der Blockierungsgrad $\beta = F_{Bl}/F_{ges}$ und die Reynoldszahl Re_{∞} der Anströmung, die mit der gleichen Geschwindigkeit u_{∞} wie Re_{Bl} , aber mit dem hydraulischen Durchmesser d_h des Brennelements zu bilden ist und die den Zustand der Anströmung (und damit den Strömungszustand im ungestörten Brennelement) charakterisiert.

2.2 Ergebnisse phänomenologischer Untersuchungen

Eine phänomenologische Untersuchung der Strömungsform hinter einer Blockade in einer stabbündelähnlichen Geometrie (vgl. Abschnitt 4.1.2) wurde zuerst von Schleisiek [11] durchgeführt. Er stellte fest, daß in der von ihm verwendeten Geometrie (vgl. Abb. 19) die Ausbildung einer Rezirkulationsströmung mit quasistationären Wirbeln und Strahleinschnürung durch die Spalte zwischen den Unterkämen keineswegs behindert war. Ferner fand er, daß die Abmessungen und die Form des Totwassers bei gleicher Geometrie unabhängig waren von der Reynoldszahl Re_{Bl} , wie dies für zur Strömung quer-gestellte Platten auch für einfache Geometrien (z.B. Kreisscheibe im Kreisrohr) gilt [4, 5, 6], wenn Re_{Bl} groß genug ist.

Die von Basmer, Kirsch und Schultheiß [12, 13] durchgeführten Untersuchungen zur Strömungsform hinter Blockaden in einem Stab-bündel mit der Geometrie des SNR [3] bestätigen diese Aussagen und liefern darüber hinaus weitere Ergebnisse. Die genannten Autoren haben eine Brennelementattrappe mit Originalgeometrie (169 Stäbe in hexagonaler Anordnung, $s/d = 1,317$) in einer Symmetrieebene durch die Kanten des Sechskantkastens halbiert und die entstehende Längs-schnittfläche mit Plexiglasscheiben verschiedener Oberflächen-struktur abgedeckt. Die Strömung in der Nähe dieser Deckplatte wurde durch Zuführung von Luft unterhalb des Beobachtungsfensters sicht-bar gemacht, so daß eine qualitative Bestimmung der Strömungsform, z.T. auch eine quantitative Bestimmung der Abmessungen des Tot-wassers mit Hilfe von fotografischen und insbesondere kinemato-grafischen Aufnahmen möglich wurde.

Hier sind die Ergebnisse interessant, die mit einer Abdeckplatte erhalten wurden, bei der die Stabbündelgeometrie möglichst weit-gehend erhalten blieb. Wie Abb. 2 zeigt, entstehen bei dieser An-ordnung zusätzliche Wände in der Symmetrieebene nur in den schmalen Zwischenräumen zwischen den Stäben. Diese Abb. 2 zeigt auch die Form der bei diesen Untersuchungen verwendeten Blockade, für die die Strömungsform bei zentraler Lage und bei asymmetrischer Lage in einer Ecke des Sechskantkastens (vgl. Abb. 3) bestimmt wurde. Außerdem wurde untersucht, wie die Strömungsform durch einen Rest-durchsatz bei teilweise durchlässiger Blockade verändert wird.

Über die sich einstellende Strömungsform können die folgenden Aus-sagen gemacht werden (vgl. auch Tab. 1 und Abb. 4):

- Bei undurchlässiger Blockade bildet sich im Totwasser auch in einem Stabbündelbrennelement mit SNR-Abmessungen eine ausge-prägte Rezirkulationsströmung mit quasistationären Wirbeln und Strahleinschnürung aus.
- Vor der Blockade wurde in keinem Fall eine Strömungsablösung beobachtet.
- Eine Abhängigkeit der Totwasserabmessungen von der Re-Zahl (Re_{∞} oder Re_{B1}) wurde in diesen Versuchen nicht festgestellt.
- Der bei symmetrischer Lage der Blockade (Abb. 4, Serie 5/4) mehr oder weniger symmetrische quasistationäre Ringwirbel wird bei Ecklage der Blockade (Abb. 4, Serie 9/1) so defor-miert, daß Länge und Volumen des Totwassers bei gleichem β und gleicher Form der Blockade deutlich vergrößert sind.

- Ein geringer Restdurchsatz durch die blockierte Zone führt lediglich zum Abheben der Rezirkulationsströmung von der Blockade, während die Lage des hinteren Staupunktes sich nicht wesentlich ändert. Mit steigendem Restdurchsatz nimmt der Abstand zwischen Blockade und Rezirkulationsströmung zu (Tab. 1). Bei einem Restdurchsatz von etwa 15 % des Gesamtdurchsatzes wurde eine weitgehende Auflösung des Totwassergebiets festgestellt; in diesem Fall existierte nur noch eine Pulsationszone, in der zwar teilweise eine Strömungsumkehr beobachtet wurde, im zeitlichen Mittel herrscht jedoch auch hier die Hauptströmungsrichtung vor.

Die kinematografischen Aufnahmen bei diesen Untersuchungen ermöglichten eine recht genaue Bestimmung der Totwasserlänge und - bei den Versuchen mit Restdurchsatz - eine angenäherte Bestimmung des Abstands zwischen Blockade und Rezirkulationsströmung. Eine Bestimmung der radialen Ausdehnung des Totwassers war wegen der hohen Strömungsgeschwindigkeiten auf der radialen Totwasserbegrenzung nicht möglich (vgl. hierzu aber Kap. 3). Tab. 1 zeigt die aus [12, 13] übernommenen Ergebnisse (z.T. neu ausgewertet) der phänomenologischen Untersuchungen zusammen mit den wichtigsten Versuchsparametern. Dabei konnte die Größe des Restdurchsatzes mit dem aus einem anderen Versuch (Kap. 3) bekannten Druckunterschied zwischen Oberseite und Unterseite der Blockade, gemessen ohne Restdurchsatz, nur grob abgeschätzt werden. Die Ergebnisse der Versuche mit Restdurchsatz stimmen mit den Ergebnissen Castros [7], der perforierte Platten in zweidimensionaler Strömung ohne Stäbe untersucht hat, darin überein, daß bei kleinen Restdurchsätzen zunächst nur die Rezirkulationszone etwas abgehoben ist. Castro gibt jedoch auch bei stärkerer Perforierung seiner Platten noch eine Rückströmung weit stromab an, doch wird aus dem für diese Fälle angegebene Stromlinienbild nicht deutlich, ob eine Rezirkulationszone oder nur eine Zone sehr hoher Turbulenz gemeint ist.

Fragt man nun, wie weit die Ergebnisse dieser Untersuchungen zu verallgemeinern sind, dann ist folgendes festzustellen:

- Bei gleicher Stabbündelgeometrie ($s/d = 1,317$, große Stabzahl) gelten die oben angegebenen qualitativen Ergebnisse in entsprechender Weise sicher auch für axial nur wenig ausgedehnte Blockaden anderer Form und anderer Lage, wenn der Blockierungs-

grad β nicht zu klein (d.h. die Blockadefläche ist nicht mehr wesentlich größer als die Fläche eines Unterkanals) oder zu groß (d.h. die Querschnittsfläche des Brennelements wird mehr oder weniger vollständig blockiert) wird. Dies sollte auch bei nicht hexagonaler, sondern quadratischer Stab-anordnung richtig sein.

- Auch auf größere Teilungsverhältnisse s/d darf man die qualitativen Ergebnisse verallgemeinern, während bei deutlich kleinerem Teilungsverhältnis durchaus ganz andere Strömungsformen auftreten könnten. Experimentelle Ergebnisse, die hierzu genauere Aussagen zulassen würden, liegen jedoch nicht vor.

3. Bestimmung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser

Mit einer über das Totwasservolumen gemittelten Kühlmitteltemperatur erhält man einen ersten Hinweis, ob ein Sieden des Kühlmittels im Totwasser möglich ist. Solche mittleren Kühlmitteltemperaturen im Totwasser können berechnet werden, wenn man das Totwasservolumen und die über die Begrenzungsfläche des Totwassers in der Zeiteinheit ausgetauschte Masse kennt. Die folgenden theoretischen Überlegungen (Abschnitt 3.1) geben die Grundlagen für die experimentelle Bestimmung dieser beiden integralen Größen (Abschnitt 3.2), wobei außerdem gezeigt werden kann, daß die daraus berechneten mittleren Kühlmitteltemperaturen im Totwasser (Abschnitt 3.3) konservativ, d.h. zu hoch bestimmt werden.

3.1 Theoretische Überlegungen zur Bestimmung integraler Größen

3.1.1 Die Begrenzungsfläche des Totwassers

Bisher bekannte Methoden zur experimentellen Ermittlung der Begrenzungsfläche zwischen Totwasser und Hauptströmung sind in Stab-
bündelgeometrien nicht oder nur mit großem Aufwand anwendbar. Die Ergebnisse der in Kap. 2 beschriebenen phänomenologischen Experimente geben zwar einige Hinweise auf die Lage der Begrenzungsfläche, insbesondere die axiale Ausdehnung des Totwassers, d.h. die Lage des hinteren Staupunkts (Abb. 4), läßt sich aus den kinematografischen Aufnahmen recht genau bestimmen. Die radiale Ausdehnung des Totwassers ist aus den genannten Versuchen aber nur sehr ungenau zu bestimmen. Zur genaueren Ermittlung der Totwasserbegrenzung wurde deshalb ein anderes Verfahren angewendet, dessen theoretische Begründung im folgenden angegeben wird.

Die theoretischen Überlegungen werden in diesem wie auch in den folgenden Abschnitten für zweidimensionale Rezirkulationsströmungen ohne Stäbe durchgeführt. Dabei wird die Einschränkung auf zwei Dimensionen nur der Einfachheit halber durchgeführt, bei dreidimensionaler Betrachtungsweise erhält man qualitativ durchaus die gleichen Resultate. Die Beschränkung auf Strömungen ohne Stäbe ist zwingend, weil es eine Theorie dreidimensionaler Rezirkulationsströmungen in Stabbündeln heute nicht gibt, wie in Kap. 1 bereits festgestellt. Wie weit Ergebnisse theoretischer Überlegungen

beim Übergang von einer Strömung ohne Stäbe auf eine Strömung in einem Stabbündel gültig bleiben, muß in jedem Einzelfall diskutiert werden.

Schreibt man die NAVIER-STOKES-Gleichung für eine quasistationäre¹⁾, zweidimensionale Strömung in der Komponenten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung an (zur Orientierung der Koordinaten vgl. Abb. 5), dann erhält man nach Einführung zeitlicher Mittelwerte (durch Querstriche gekennzeichnet):

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

Wie aus den Ergebnissen später bestätigt wird (Abschnitt 3.2.1), darf man für einen großen Bereich des Totwassers annehmen, daß die Begrenzungsfläche parallel oder doch fast parallel zur Hauptströmungsrichtung verläuft. Dann verschwinden aber in der Nähe der Begrenzungsfläche \bar{v} , $\partial \bar{v} / \partial x$ und $\partial \overline{u'v'} / \partial x$. Die Glieder des molekularen Impulstransports $\nu \cdot \partial^2 \bar{v} / \partial x^2$ und $\nu \cdot \partial^2 \bar{v} / \partial y^2$ sind wegen der großen Entfernung von der Wand gegenüber den Gliedern des turbulenten Impulstransports in jedem Fall vernachlässigbar. In der Nähe der Begrenzungsfläche gilt dann, wie vom Verf. bereits in [14] angegeben,

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} \quad (2)$$

Hier sei erwähnt, daß bei der Ableitung von Grenzschichtgleichungen nach einer ähnlichen Überlegung i.a. statt der Gleichung (2) angegeben wird $\partial \bar{p} / \partial y = 0$. Rotta [15, S. 130] weist darauf hin, daß bei genaueren Betrachtungen auch in einer turbulenten Grenzschicht von Gleichung (2) auszugehen ist.

Der qualitative Verlauf der turbulenten Schwankungsgrößen $\overline{v'^2}$ in der Nähe der Begrenzungsfläche ist aber bekannt: $\overline{v'^2}$ steigt von einer mehr oder weniger konstanten Größe in der Hauptströmung zum Totwasser hin an, in der Nähe der Begrenzungsfläche hat es ein Maximum und fällt zum Innern des Totwassers wieder ab. Mit Gl. (2) wird also der statische Druck \bar{p} von der Hauptströmung zum Totwasser hin abfallen und in der Nähe der Begrenzungsfläche ein Minimum haben. Bei diesem Druckverlauf sind zwei Punkte ausge-

¹⁾ "quasistationär" heißt, daß u , v , p und φ durch einen zeitlich konstanten Mittelwert (\bar{u}) und eine instationäre Schwankung (u') um diesen Wert ausgedrückt werden können, also z.B. $u(x, y, t) = \bar{u}(x, y) + u'(x, y, t)$.

zeichnet: der des Minimums und der des Wendepunktes zwischen Hauptströmung und Minimum. Im folgenden wird untersucht, ob einer dieser beiden Punkte auf die Begrenzungsfläche fällt.

Verfährt man analog zu dem bekannten Schubspannungsansatz [10, S. 536]

$$-\overline{u'v'} = \epsilon_{My} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3)$$

und schreibt

$$-\overline{v'^2} = \epsilon_{My}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (4)$$

dann erhält man mit der Annahme, daß ϵ_{My}^* in der Nähe der Begrenzungsfläche unabhängig von y ist ¹⁾, aus den Gleichungen (2) und (4) die Beziehung

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = \epsilon_{My}^* \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \quad (5)$$

Diese lineare Beziehung zwischen der ersten Ableitung von \bar{p} und der zweiten von \bar{u} sagt dann aber aus, daß der Wendepunkt des Druckprofils mit dem Punkt maximaler Krümmung im Geschwindigkeitsprofil zusammenfällt und das Minimum des Druckprofils mit dem Wendepunkt des Geschwindigkeitsprofils (Abb. 6). Nun liegt der Wendepunkt des Geschwindigkeitsprofils in einem Wirbel im Kern des Wirbels, also an der Stelle, an der für die Geschwindigkeit $\bar{u} = 0$ gilt (z.B. [16, S. 296]). Diese Stelle wiederum muß aber im Innern des Totwassers liegen, damit die Kontinuitätsgleichung erfüllt ist, d.h. damit gilt (vgl. Abb. 6)

$$\int_{y_{TWR}}^{y_M} \bar{u}(y) \, dy = 0 \quad (6)$$

Das Ergebnis dieser Überlegung ist also, daß das Minimum des Druckprofils jedenfalls innerhalb des Totwassers liegt. Die Annahme, daß dann die Begrenzungsfläche des Totwassers mit dem näher zur Hauptströmung liegenden Wendepunkt des Druckprofils zusammenfällt, wird bestätigt aus den Ergebnissen anderer Autoren [5, 8], die den Verlauf des statischen Drucks am Totwasserrand quer zur Hauptströmungsrichtung gemessen haben und dazu die Begrenzung des Tot-

¹⁾ Für ϵ_{My} folgt dies in guter Näherung aus den Ergebnissen Carmodys [8] für $y \leq y_{TWR}$ (Abb. 6). Das qualitative Verhalten von ϵ_{My} und ϵ_{My}^* ist sicher ähnlich. Zu den Meßwerten Carmodys für $\overline{u'v'}$ im Bereich $y > y_{TWR}$ vgl. S. 33/34.

wassers angeben. Allerdings haben diese Autoren an rotations-symmetrische Rezirkulationsströmungen ohne Stäbe gemessen, und es ist nun zu fragen, wie weit die Aussage, daß die Begrenzungsfläche des Totwassers mit dem Wendepunkt des Druckprofils zusammenfällt, auch in einer Stabbündelgeometrie gültig ist. Da alle Versuchsergebnisse (vgl. Abschnitte 2.2 und 3.2.1) dafür sprechen, daß - mindestens in der Geometrie des SNR - die Ausbildung eines Totwassers in der Stabbündelgeometrie derjenigen in einer Geometrie ohne Stäbe qualitativ durchaus gleich ist, darf die Gültigkeit dieser Aussage in der Stabbündelgeometrie angenommen werden.

3.1.2 Der Massenaustausch zwischen Totwasser und Hauptströmung

Die Bestimmung der über die Begrenzungsfläche des Totwassers in der Zeiteinheit ausgetauschten Massen \dot{m} durch eine Konzentrationsmessung ist bereits von anderen Autoren durchgeführt worden [5, 17, 18]. Die stationäre Beimischung eines Zusatzstoffes in das Totwasser wird zur Zeit $t = 0$ plötzlich unterbrochen und der Abfall der Konzentration c des Zusatzstoffes wird gemessen. Zur Verdeutlichung des Meßprinzips wird zunächst ein stark vereinfachtes Modell diskutiert: Setzt man voraus, daß das Totwasser ideal durchmischt ist und die Hauptströmung die Konzentration $c = 0$ hat, dann kann man für kleine Konzentrationen c des Zusatzstoffes im Totwasser für $t > 0$ schreiben (vgl. Abb. 7)

$$-\dot{m} \cdot c = M \cdot \frac{dc}{dt} \quad (7)$$

Die Integration dieser Differentialgleichung ergibt mit $c(t = 0) = c_{\max}$

$$c = c_{\max} \cdot e^{-\frac{\dot{m}}{M} \cdot t} = c_{\max} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (8)$$

Kennt man das Totwasservolumen $V = M/\rho$, dann kann man \dot{m} aus der zu messenden Zeitkonstanten τ der Exponentialfunktion unmittelbar bestimmen, ohne daß der Absolutwert der Konzentration gemessen werden muß. Diese Zeitkonstante $\tau = M/\dot{m}$ nennt man auch mittlere Verweilzeit eines Teilchens im Totwasser.

Tatsächlich sind die Verhältnisse jedoch komplizierter. Statt einer idealen Durchmischung hat man eine Konzentrationsverteilung

anzunehmen, bei der auch die Konzentration in der Hauptströmung von 0 verschieden ist. Unter der Voraussetzung, daß die Konzentrationsverteilung während des Abklingvorganges ähnlich bleibt, erhält man jedoch für das Abklingen der Konzentration im Totwasser ebenfalls eine Exponentialfunktion, allerdings mit einer anderen, größeren Zeitkonstanten τ^* . Die genannte Voraussetzung wird durch theoretische Überlegungen und Experimente gestützt [5], ihre Gültigkeit konnte auch bei den in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Versuchen belegt werden.

Beschreibt man die Konzentrationsverteilung vereinfachend durch die drei Konzentrationen

$$\begin{aligned}c_0 &= c_0(t) && \text{in der Hauptströmung,} \\c_1 &= c_1(t) && \text{in einem der Begrenzungsfläche benach-} \\&&& \text{barten Gebiet des Totwassers mit der} \\&&& \text{Masse } M_1, \\c_2 &= c_2(t) && \text{im Innern des Totwassers, einem Gebiet} \\&&& \text{mit der Masse } M_2,\end{aligned}$$

dann läßt sich der Einfluß einer Konzentrationsverteilung wenigstens qualitativ abschätzen (eine exakte Lösung der die Konzentrationsverteilung beschreibenden Differentialgleichung - s. u. Gl. (14) - ist ohnehin nicht möglich). Da die Konzentrationsverteilung während des Abklingvorganges ähnlich bleibt, gilt

$$c_2 = a \cdot c_1 \quad (9),$$

wobei der Proportionalitätsfaktor a unabhängig von der Zeit ist und der Bedingung $a > 1$ gehorcht, wenn der Zusatzstoff im Innern des Totwassers zugeführt wird. Die der Gleichung (7) entsprechende Differentialgleichung heißt jetzt

$$-\dot{m} \cdot c_1 + \dot{m} \cdot c_0 = (M_1 + M_2) \cdot \frac{d}{dt} \frac{M_1 c_1 + M_2 c_2}{M_1 + M_2} \quad (10),$$

mit Gleichung (9) also

$$-\dot{m} (c_1 - c_0) = (M_1 + aM_2) \cdot \frac{d c_1}{dt} \quad (11).$$

Die Integration ergibt mit $(c_1 - c_0)(t = 0) = (c_1 - c_0)_{\max}$

$$\begin{aligned} c_1 - c_0 &= (c_1 - c_0)_{\max} \cdot e^{-\frac{\dot{m}}{M_1 + aM_2} \cdot t} \\ &= (c_1 - c_0)_{\max} \cdot e^{-\frac{t}{\tau^*}} \end{aligned} \quad (12).$$

Mit Gleichung (9) folgt daraus, daß auch c_2 mit der gleichen Zeitkonstanten τ^* abklingt. Da $a > 1$ gilt, wird $\tau^* = (M_1 + aM_2)/\dot{m}$ größer als $\tau = (M_1 + M_2)/\dot{m} = M/\dot{m}$, wie oben behauptet.

Aus τ^* läßt sich nun nur ein fiktiver Massenaustausch \dot{m}^* berechnen, da der Proportionalitätsfaktor a (allgemein: die Art der Konzentrationsverteilung) ja nicht bekannt ist. Es wird dann

$$\dot{m}^* = M/\tau^* = \frac{M_1 + M_2}{M_1 + aM_2} \cdot \dot{m} < \dot{m} \quad (13).$$

Der aus der größeren Zeitkonstanten τ^* berechnete Massenaustausch \dot{m}^* ist also kleiner als der tatsächlich vorhandene. Eben dieser kleinere Massenaustausch wäre aber auch in die Energiebilanz zur Berechnung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser einzusetzen (vgl. Abschnitt 3.3), wenn man die Ähnlichkeit von Temperatur- und Konzentrationsverteilung voraussetzen dürfte.

Man darf die Ähnlichkeit von Temperatur und Konzentrationsverteilung dann voraussetzen, wenn die folgenden Forderungen erfüllt sind [19, S. 41 ff.]:

1. Geometrische Ähnlichkeit zwischen dem Versuchsmodell, in dem die Konzentrationsverteilung erzeugt wird, und dem Brennelement, in dem sich die Temperaturverteilung einstellt.
2. Ähnlichkeit der Gleichungen, mit denen die beiden Verteilungen beschrieben werden, d.h. gleicher Aufbau der Gleichungen und Gleichheit der bestimmenden dimensionslosen Kennzahlen.
3. Ähnlichkeit der Rand- und Anfangsbedingungen.

Zu Punkt 1: Die geometrische Ähnlichkeit zwischen Versuchsmodell und Brennelement war dadurch gegeben, daß ein Versuchsmodell genau in den Abmessungen des Brennelements gebaut wurde (vgl. Abschn. 3.2).

Zu Punkt 2: Als Gleichung, die zur Beschreibung der Verteilung notwendig ist, muß - neben der Kontinuitätsgleichung, die keine dimensionslose Kennzahl ergibt - zuerst die Impulsgleichung (NAVIER-STOKES-Gleichung) für beide Verteilungen genannt werden, die die Strömungsverteilung bestimmt. Diese Gleichung (und damit die Strömungsverteilung) ist für Versuchsmodell und Brennelement dann ähnlich (anders ausgedrückt: in dimensionsloser Form gleich), wenn als einzige hierfür bestimmende Kennzahl die Reynoldszahl Re_{Bl} für Versuchsmodell und Reaktor die gleiche ist (vgl. dazu Abschnitt 4.1).

Die zweite Gleichung zur Beschreibung der Konzentrationsverteilung ist die Differentialgleichung für den Stoffaustausch,

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = D_c \nabla^2 \bar{c} - \left(\frac{\partial \overline{u'c'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial y} \right) \quad (14).$$

Die entsprechende Gleichung zur Beschreibung der Temperaturverteilung ist die Energiegleichung,

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \nabla^2 \bar{\vartheta} - \left(\frac{\partial \overline{u'\vartheta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\vartheta'}}{\partial y} \right) \quad (15).$$

Für beide Gleichungen, die zur Vereinfachung wieder in zwei Dimensionen angeschrieben sind, ist stationäre, (genauer: in den zeitlichen Mittelwerten stationäre) und inkompressible Strömung vorausgesetzt, innerhalb der Strömung existieren keine Quellen für den Zusatzstoff bzw. für Wärme. Die Konzentration \bar{c} des Zusatzstoffes muß außerdem klein sein gegenüber der Konzentration des eigentlichen Strömungsmediums.

Man sieht sofort, daß - wenn die Strömungsverteilung ähnlich ist - die Ähnlichkeit der beiden Gleichungen (14) und (15) allein durch die Glieder der molekularen Diffusion $D_c \nabla^2 \bar{c}$ bzw. $(\lambda/(\rho c_p)) \nabla^2 \bar{\vartheta}$ bestimmt wird. In dimensionslosen Kennzahlen ausgedrückt heißt das, es muß die Schmidtzahl als die zusätzlich bestimmende Kennzahl für die Konzentrationsverteilung

$$Sc = \frac{\nu}{D_c} \quad (16)$$

gleich sein der Prandtlzahl als der zusätzlich bestimmenden Kennzahl für die Temperaturverteilung

$$Pr = \frac{\rho c_p \nu}{\lambda} \quad (17).$$

Nun ist für die hochturbulente Strömung im Bereich einer lokalen Blockade die molekulare Diffusion gegenüber dem turbulenten Austausch ganz allgemein vernachlässigbar, wie im Abschnitt 4.1 ausführlich begründet wird. Daraus folgt aber, daß die Ähnlichkeit der Gleichungen, die Konzentrations- und Temperaturverteilung beschreiben, unabhängig von der Größe der Reynolds-, Prandtl- und Schmidtzahl dann gegeben ist, wenn die Reynoldszahl Re_{B1} hoch genug ist.

Diese Bedingung war bei den Versuchen zur Bestimmung des Massenaustauschs erfüllt ($Re_{B1} > 5 \cdot 10^5$, vgl. Abschnitt 4.1) und es zeigte sich dann auch, daß der dimensionslos gemachte Massenaustausch praktisch unabhängig von Re_{∞} (und damit auch von Re_{B1}) ist (Abschnitt 3.3.2).

Zu Punkt 3: Da hier nur stationäre Verteilungen diskutiert werden (für die Konzentrationsverteilung also nur die in einem stationären Vorgang eingestellte Verteilung zu Beginn des Abklingvorgangs), ist die Forderung nach Ähnlichkeit der Anfangsbedingungen ohne Bedeutung. Für die Randbedingungen muß nun allerdings festgestellt werden, daß sie ganz sicher nicht ähnlich sind: während im Brennelement die Wärme über die Fläche der Brennstabhüllen mehr oder weniger gleichmäßig zugeführt wird, konnte der Zusatzstoff im Versuchsmodell aus konstruktiven Gründen nur punktförmig an einer Stelle eines Brennstabes im Innern des Totwassers zugegeben werden.

Welche Folge diese unterschiedliche Randbedingung hat, läßt sich qualitativ abschätzen, wenn man (wie oben) die Konzentrationsverteilung wieder durch die drei Konzentrationen \bar{c}_0 , \bar{c}_1 , \bar{c}_2 beschreibt. Es leuchtet dann unmittelbar ein, daß bei einer punktförmigen Zugabe des Zusatzstoffes in das Innere des Totwassers (Index p) das Verhältnis \bar{c}_2 / \bar{c}_1 größer ist als bei einer gleichmäßigen Zugabe über die Fläche der Brennstabhüllen (Index f), die nötig wäre, um Ähnlichkeit zwischen Konzentrations- und Temperaturverteilung zu erhalten. Es gilt also mit Gleichung (9)

$$a_p > a_f \quad (18).$$

Mit Gleichung (13) folgt dann aber unmittelbar

$$\dot{m}_p^* = \frac{M_1 + M_2}{M_1 + a_p M_2} \cdot \dot{m} < \dot{m}_f^* = \frac{M_1 + M_2}{M_1 + a_f M_2} \cdot \dot{m} \quad (19).$$

Der im Versuch bestimmte Massenaustausch \dot{m}_p^* ist also kleiner als der Massenaustausch \dot{m}_f^* , der an sich in die Energiebilanz zur Berechnung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser einzusetzen wäre. Die in Abschnitt 3.3 mit \dot{m}_p^* berechneten mittleren Kühlmitteltemperaturen im Totwasser sind also konservativ, d.h. sie sind zu hoch berechnet.

3.2 Versuchsergebnisse der Messungen integraler Größen

3.2.1 Form und Volumen des Totwassers

Für die Messung von Druckprofilen zur Bestimmung der Begrenzungsfläche zwischen Totwasser und Hauptströmung wurde eine Teststrecke konstruiert und gebaut [20], die in Abb. 8 in Längs- und Querschnitt dargestellt ist. Der Querschnitt dieser Teststrecke hat die Originalabmessungen des SNR [3], die axialen Abmessungen wurden so gewählt, daß die Messungen nicht durch Störungen vom Eintritt oder Austritt beeinflußt werden konnten. In diese Teststrecke konnten verschiedene Blockaden eingebaut werden, deren Querschnitt und Lage im Bündel Abb. 9 zeigt. Die verwendeten Blockaden waren vollkommen undurchlässig mit Ausnahme eines Falles, in dem zur Simulation eines Restdurchsatzes alle Unterkanäle mit Bohrungen versehen wurden, deren Größe und Anordnung aus Abb. 9 deutlich wird. Diese Blockaden waren axial verschieblich, so daß Druckprofile in variablen Abständen vor und hinter der Blockade ausgemessen werden konnten. Die Anordnung der in einer festen axialen Meßebe liegenden Druckmeßbohrungen ist ebenfalls in Abb. 9 eingetragen. Die hohlen Stäbe, an denen die Druckmeßbohrungen von 1,5 mm \varnothing angebracht waren, wurden unterhalb der Teststrecke mit Eckrohren verbunden, die aus dem Kanal herausgeführt wurden und an durchsichtige Kunststoffschläuche angeschlossen waren. Die Schläuche waren auf einem Meßbrett mit Millimetereinteilung so angeordnet, daß die zwischen den Druckmeßbohrungen auftretenden Druckdifferenzen unmittelbar in mm WS abgelesen werden konnten.

Die beschriebene Teststrecke war im Wasserkreislauf des Instituts für Reaktorentwicklung des Kernforschungszentrums Karlsruhe eingebaut, der mit einer drehzahlregelbaren Kreiselpumpe und einer

Vorrichtung zur Erwärmung des Kreislaufwassers eingerichtet ist, so daß in der Teststrecke Reynoldszahlen von $Re_{\infty} \approx 1,3 \cdot 10^4$ (bei $\bar{v}_w = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und $\dot{V} = 40 \text{ m}^3/\text{h}$) bis $Re_{\infty} \approx 1 \cdot 10^5$ (bei $\bar{v}_w = 90 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und $\dot{V} = 100 \text{ m}^3/\text{h}$) einstellbar waren. Für die Messung der Druckprofile konnte jedoch auf die Erwärmung des Wassers verzichtet werden, da sich bei allen untersuchten Blockaden zeigte, daß die Abmessungen des Totwassers von der Reynoldszahl unabhängig sind, wenn man in dem oben genannten Bereich der in der Teststrecke einstellbaren Reynoldszahlen bleibt. Dies wird deutlich aus Abb. 10, in der für einen festen Abstand von der Blockade die mit dem Staudruck $\rho/2 \cdot u_{\infty}^2$ der ungestörten Strömung dimensionslos gemachten Druckprofile für verschiedene Reynoldszahlen aufgetragen sind, und zwar als Beispiel für eine Blockade mit $\beta = 0,147$ in zentraler Lage (1 in Abb. 9). Für diese (wie auch für jede andere untersuchte) Blockade gilt also, daß die dimensionslos gemachten Druckprofile von der Reynoldszahl unabhängig sind, und damit sind auch die Abmessungen des Totwassers unabhängig von der Reynoldszahl, und zwar ganz unabhängig davon, an welcher Stelle des Druckprofils die Begrenzungsfläche liegt (vgl. Abschnitt 3.1.1).

Als ein Beispiel für die Änderung der Druckprofile im Totwasserbereich zeigt Abb. 11 hinter der Blockade gemessene Druckprofile mit dem Abstand von der Blockade als Parameter, und zwar für die gleiche Blockade wie in Abb. 10 mit $\beta = 0,147$ in zentraler Lage (1 in Abb. 9) bei einer Reynoldszahl $Re_{\infty} = 1,86 \cdot 10^4$. Über einen weiten Bereich ist die Stelle des maximalen Druckgradienten, also die Lage der Begrenzungsfläche (vgl. Abschnitt 3.1.1), gut zu bestimmen. Das Ende des Totwassers - der hintere Staupunkt - wird da angenommen, wo sich das Druckprofil im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht mehr ändert. Es ist deutlich, daß hier am hinteren Staupunkt die Bestimmung der Totwasserbegrenzung ungenau wird, doch zeigt ein Vergleich der so bestimmten Lage des hinteren Staupunkts mit der aus kinematografischen Aufnahmen bestimmten Staupunktslage (Abschnitt 2.2) eine recht gute Übereinstimmung (Tab. 2, Nr. 2 und Tab. 1, Serie 5/3).

Aufgrund der Anordnung der Druckmeßbohrungen (Abb. 9) erhält man natürlich nur je einen Schnitt durch die Begrenzungsfläche des Totwassers in zwei senkrechten und senkrecht zueinander stehenden Ebenen. Diese aus den Druckprofilen ermittelten Schnittkurven sind

in den Abbildungen 12 bis 14 dargestellt. Dabei mußten in den Abbildungen 13 und 14 Teile der Schnittkurven aus anderen Ergebnissen ergänzt werden (Abschnitt 2.2 und [12_7]). Man sieht aus diesen Schnittkurven der Begrenzungsfläche des Totwassers, daß die in Abschnitt 3.1.1 benutzte Annahme berechtigt war: die Begrenzungsfläche des Totwassers ist in einem großen Bereich tatsächlich nahezu parallel zur Hauptströmungsrichtung.

Wegen der Symmetrie in der Anordnung der untersuchten Blockaden läßt sich aus den beiden Schnittkurven recht gut näherungsweise das Volumen des Totwassers bestimmen. Die so bestimmten Volumina sind zusammen mit einigen charakteristischen Abmessungen des Totwassers für die untersuchten Blockaden in Tab. 2 eingetragen. Aus dieser Tabelle lassen sich neben den Zahlenangaben einige Tendenzen ablesen, die mit den oben bereits angegebenen Ergebnissen in den folgenden Punkten zusammengefaßt sind:

- Die Abmessungen des Totwassers sind im untersuchten Bereich bei gleichbleibender Geometrie unabhängig von der Reynoldszahl.
- Mit steigendem Blockierungsgrad β nimmt das Verhältnis Länge des Totwassers zu Durchmesser der Blockade L/D ab.
- Auch das Verhältnis maximale Breitenausdehnung des Totwassers zu Durchmesser der Blockade B/D nimmt mit zunehmendem Blockierungsgrad β ab, das Totwasser wird also "schlanker".

Diese Ergebnisse stimmen qualitativ durchaus überein mit den Angaben anderer Autoren [4, 5, 6_7], auch liegen die Verhältnisse L/D und B/D durchaus in der gleichen Größenordnung, obwohl die genannten Autoren Totwasser hinter quergestellten Platten in Kreis- oder Rechteckkanälen ohne Stabbündel untersucht haben. Der Schluß, daß - mindestens in der Geometrie des SNR - die Ausbildung eines Totwassers in einer Stabbündelgeometrie derjenigen in einer Geometrie ohne Stäbe qualitativ gleich ist, läßt sich also gut belegen.

3.2.2 Die Messung des Massenaustauschs zwischen Totwasser und Hauptströmung

Zur Ermittlung des Massenaustauschs durch Konzentrationsmessungen war die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Teststrecke (Abb. 8) nur geringfügig zu verändern. Die Messung der Konzentration einer

injizierten KCl-Lösung wurde über eine Messung der elektrischen Leitfähigkeit durchgeführt. Dazu wurde eine Vorrichtung gebaut, die eine gleichmäßige Zufuhr der Lösung und ein nahezu unmittelbares Unterbrechen des Lösungsstromes an der Injektionsstelle ermöglichte. Der Abfall der Leitfähigkeit - und damit der Konzentration - nach der Unterbrechung der Injektion wurde durch die Messung der Spannung zwischen zwei Platinelektroden an zwei anderen Stäben im Totwasser gemessen. Abb. 15 zeigt den Bau der Injektionsvorrichtung, die aus konstruktiven Gründen nur im Zentralstab des Bündels einzubauen war, und der Elektroden, die im allgemeinen an zwei nebeneinander liegenden Nachbarstäben des Zentralstabs angebracht waren, für bestimmte Messungen aber auch an zwei anderen, nebeneinander liegenden Stäben im Totwasser angebracht werden konnten. Wegen der axialen Verschieblichkeit der Blockade waren für die Injektionsvorrichtung und für die Elektroden verschiedene Abstände von der Blockade einstellbar. Als Elektrolyt wurde KCl gewählt, weil die Leitfähigkeit einer KCl-Lösung über nahezu den gesamten Bereich der Löslichkeit praktisch linear von der Konzentration abhängt [21, 22].

Das Schaltbild des zur Messung der Spannung zwischen den Elektroden verwendeten Gerätes zeigt Abb. 16. Mit den Bezeichnungen dieser Abbildung erhält man für die gemessene Spannung $U(t)$

$$\frac{U_{\infty} - U(t)}{U(t) - U_{\text{ges}} \frac{R_2}{R_{\text{ges}}}} = \frac{U_{\infty} - U_0}{U_0 - U_{\text{ges}} \frac{R_2}{R_{\text{ges}}}} e^{-\frac{t}{\tau^*}} \quad (20),$$

wobei U_{∞} für $U(t \rightarrow \infty)$ und U_0 für $U(t = 0)$ steht, wenn $t = 0$ den Augenblick der Injektionsunterbrechung bezeichnet. $R_{\text{ges}} = R_1 + R_2 + R(t)$ wurde wegen $R_1 \gg R_2 + R(t)$ als konstant angenommen und $R(t) \sim 1/\kappa(t)$ gesetzt, wobei für die Leitfähigkeit $\kappa(t)$ wegen $c(t) \sim \kappa(t)$ nach Gleichung (12) gilt:

$$\kappa(t) - \kappa_{\infty} = (\kappa_0 - \kappa_{\infty}) e^{-\frac{t}{\tau^*}} \quad (21).$$

Aus den während des Versuchs laufend gemessenen Spannungsdifferenzen $U_{\infty} - U(t)$ und der am Ende des Versuchs sich einstellenden Spannung U_{∞} kann also mit Gleichung (20) die Verweilzeit τ^* ermittelt werden. Da der Abklingvorgang sehr rasch vor sich geht, wurden bei den

Messungen die Spannungen während des Versuchs unmittelbar auf einem Koordinatenschreiber [23] oder auf Magnetband [24] aufgezeichnet, so daß für die Auswertung jeweils der gesamte Spannungsverlauf zur Verfügung stand.

Aus dem geschilderten Meßverfahren wird deutlich, daß die gemessene Verweilzeit τ^* bei fester Lage der Injektionsstelle und gleichen Versuchsbedingungen unabhängig von der Größe, der Anordnung und der Lage der Elektroden im Totwasser ist, wenn die Konzentrationsverteilung während des Abklingvorgangs ähnlich bleibt, wie dies in Abschnitt 3.1.2 vorausgesetzt wurde. Andererseits kann man aber auch die Gültigkeit dieser Voraussetzung überprüfen, wenn man bei gleicher Lage der Injektionsstelle und gleichen Versuchsbedingungen die Verweilzeit τ^* bei unterschiedlicher Lage der Elektroden bestimmt. Abb. 17 zeigt die Ergebnisse einer solchen Vergleichsmessung. Die Unterschiede in den Verweilzeiten bei unterschiedlicher Lage sind so klein - insbesondere, wenn man die Meßgenauigkeit berücksichtigt (vgl. Abb. 17) -, daß der Schluß berechtigt erscheint: Die Konzentrationsverteilung bleibt während des Abklingvorgangs in guter Näherung ähnlich der Anfangsverteilung.

Aus den gemessenen Verweilzeiten τ^* wurde nach Gleichung (13) der Massenaustausch \dot{m}_p^* berechnet, der nach Division durch den Gesamtdurchsatz durch die Teststrecke \dot{M} die dimensionslose Massenaustauschkennzahl μ ergibt. Trägt man diese Kennzahl über der Reynoldszahl Re_∞ (oder auch Re_{Bl}) auf, dann zeigt sich, daß μ im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig von Re_∞ ist. Als Beispiel ist dies in Abb. 18 für eine Blockade in zentraler Lage mit $\beta = 0,411$ (β in Abb. 9) dargestellt. Die Größe des Massenaustauschs \dot{m}_p^* ist etwas abhängig von dem axialen Abstand der Injektionsstelle von der Blockade, Das liegt daran, daß bei unterschiedlichen axialen Abständen der Injektionsstelle auch unterschiedliche Anfangsverteilungen der Konzentration erzeugt werden, so daß sich dementsprechend eine andere Größe von \dot{m}_p^* ergibt (vgl. Abschnitt 3.1.2). In der Tabelle 3, die die Ergebnisse der Massenaustauschmessungen zusammenfaßt, ist der Fehlerbereich für die dimensionslose Massenaustauschkennzahl μ deshalb nicht so sehr auf Meßungenauigkeiten (vgl. Abb. 18) als vielmehr auf unterschiedliche axiale Abstände der Injektionsstelle von der Blockade zurückzuführen. Wenn zur Berechnung der mittleren Kühlmitteltemperaturen im Abschn.

3.3 nun für μ der Wert der unteren Grenze des Fehlerbereichs in Tab. 3 eingesetzt wird, dann ist (vgl. Abschnitt 3.1.2) der sich ergebende Wert der mittleren Kühlmitteltemperatur im Totwasser also in zweifacher Hinsicht konservativ, d.h. zu hoch berechnet.

3.3 Berechnung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser aus den gemessenen integralen Größen

Wenn man voraussetzt, daß die Wärmeleitung im Bereich der Blockade vernachlässigt werden kann (diese Voraussetzung wird in Abschn. 4.1 diskutiert), und weiter zunächst annimmt, daß die Temperatur im Totwasser $\bar{\vartheta}_{TW}$ uniform ist, dann läßt sich als Energiebilanz für die Wärmezufuhr an das Kühlmittel im Totwasser \dot{Q}_{TW} von den Brennstäben und die Wärmeabfuhr durch den turbulenten Massenaustausch \dot{m} schreiben

$$\dot{Q}_{TW} = \dot{m} \cdot c_p (\bar{\vartheta}_{TW} - \bar{\vartheta}_0) \quad (22),$$

worin $\bar{\vartheta}_0$ die - ebenfalls zunächst uniform angenommene - Kühlmitteltemperatur in der Hauptströmung ist. Für die tatsächlich vorhandenen Temperaturverteilungen soll nun wieder angenommen werden, daß sie sich durch die drei Temperaturen

$\bar{\vartheta}_0$ in der Hauptströmung, gemittelt über die axiale Länge des Totwassers,

$\bar{\vartheta}_{m1}$ in einem der Begrenzungsfläche benachbarten Gebiet des Totwassers mit der Masse M_1 ,

$\bar{\vartheta}_{m2}$ im Innern des Totwassers, einem Gebiet mit der Masse M_2 ,

beschreiben läßt, wobei $\bar{\vartheta}_{m2} - \bar{\vartheta}_0 = a_f (\bar{\vartheta}_{m1} - \bar{\vartheta}_0)$ mit $a_f > 1$ gilt. Die mittlere Temperatur im Totwasser ist dann $\bar{\vartheta}_{TW} = (M_1 \bar{\vartheta}_{m1} + M_2 \bar{\vartheta}_{m2}) / (M_1 + M_2)$. Da der turbulente Austausch über die Begrenzungsfläche nur die Masse M_1 betrifft, ist für die Energiebilanz statt Gleichung (22) also jetzt zu schreiben

$$\dot{Q}_{TW} = \dot{m} c_p (\bar{\vartheta}_{m1} - \bar{\vartheta}_0) \quad (23)$$

woraus man nach Einsetzen der Definitionen für a_f und ϑ_{TW} erhält

$$\dot{Q}_{TW} = \dot{m} \frac{M_1 + M_2}{M_1 + a_f M_2} \cdot c_p (\overline{\vartheta}_{TW} - \overline{\vartheta}_o) \quad (24)$$

oder mit Gleichung (19)

$$\dot{Q}_{TW} = \dot{m}_f^* c_p (\overline{\vartheta}_{TW} - \overline{\vartheta}_o) \quad (25),$$

worin wegen $a_f > 1$ gilt $\dot{m}_f^* < \dot{m}$.

Wenn auch die Temperaturverteilung natürlich komplizierter ist als die durch die drei Temperaturen ϑ_o , ϑ_{m1} und ϑ_{m2} beschriebene, so ist doch in jedem Fall der Schluß richtig, daß der in Gleichung (25) zur Berechnung der über die Masse des Totwassers gemittelten Kühlmitteltemperatur $\overline{\vartheta}_{TW}$ einzusetzende Massenaustausch \dot{m}_f^* kleiner ist als der tatsächlich vorhandene. Ebenso richtig bleibt auch die Abschätzung in Abschnitt 3.1.2, daß der gemessene Massenaustausch \dot{m}_p^* noch kleiner ist als \dot{m}_f^* , daß also die mit

$$\overline{\vartheta}_{TW} = \overline{\vartheta}_o + \frac{\dot{Q}_{TW}}{\dot{m}_p^* c_p} \quad (26)$$

berechnete mittlere Kühlmitteltemperatur im Totwasser zu hoch berechnet ist.

Die zur Berechnung der mittleren Kühlmitteltemperatur im Totwasser notwendigen Auslegungsdaten des SNR (Stableistung, Brennelementdurchsatz, nominelle Temperaturen im ungestörten Brennelement) wurden aus [3] entnommen. Mit diesen Daten wurden für die vier untersuchten Blockaden die mittleren Kühlmitteltemperaturen im Totwasser nach Gleichung (26) berechnet (Tab. 4), wobei das zur Berechnung von \dot{Q}_{TW} notwendige Totwasservolumen aus Tab. 2 und die zur Berechnung von \dot{m}_p^* notwendige Massenaustauschkennzahl μ aus Tab. 3 entnommen werden konnten. Die Blockade wurde jeweils in einem Brennelement am Innenrand der zweiten Zone, also an der Stelle des radialen Leistungsmaximums, und axial in Coremitte an der Stelle des axialen Leistungsmaximums angenommen. Aus Tab. 4 wird deutlich, daß die berechneten mittleren Kühlmitteltemperaturen im Totwasser

für alle untersuchten Blockaden niedriger sind als die Siedetemperaturen. Doch kann natürlich nicht ausgeschlossen werden, daß die maximalen Kühlmitteltemperaturen im Totwasser die Siedetemperatur überschreitet. Dies gilt, auch in Kenntnis der Tatsache, daß die mittlere Kühlmitteltemperatur im Totwasser sicher zu hoch berechnet ist, insbesondere für die in einer Ecke des Brennelementkastens liegende Blockade mit $\beta = 0,411$ (4 in Abb. 9).

4. Bestimmung der Temperaturverteilung im Totwasser

Nachdem mit den Ergebnissen der in Kap. 2 beschriebenen phänomenologischen Untersuchungen feststeht, daß auch in einem Stabbündel mit SNR-Geometrie (und sicher auch in ähnlichen Stabbündeln) hinter einer lokalen Blockade eine ausgeprägte Rezirkulationszone mit quasistationären Wirbeln auftritt, darf man die Möglichkeit ausschließen, die Temperaturverteilung in dieser Rezirkulationszone unmittelbar auf einem theoretischen Wege zu berechnen. Die Ansätze von Spalding und Mitarbeitern [9] sind zwar bei der Behandlung bestimmter zweidimensionaler Rezirkulationsströmungen erfolgreich gewesen, eine entsprechende Berechnung dreidimensionaler Rezirkulationsströmungen existiert aber heute nicht, insbesondere nicht für die komplizierte dreidimensionale Stabbündelgeometrie.

Für die Bestimmung des Temperaturfeldes im Totwasser hinter einer Blockade in einem von Natrium durchströmten Brennelement bleibt man also auf Experimente angewiesen. Man könnte nun diese Temperaturverteilung ausmessen in einer entsprechenden, ebenfalls von Natrium durchströmten Teststrecke mit den Abmessungen des Brennelements und einem Bündel aus elektrisch beheizten Stäben mit einer derjenigen der Brennstäbe vergleichbaren Leistung. Da ein solcher Versuch natürlich außerordentlich aufwendig wäre, stellt sich die Frage, ob man die Temperaturverteilung nicht in einer einfacheren, z.B. von Wasser durchströmten Teststrecke mit Stäben kleinerer Leistung messen und dann auf die Verhältnisse im Brennelement umrechnen kann.

Gegen die Umrechnung einer in Wasser gemessenen Temperaturverteilung auf eine Natriumströmung wird man zunächst starke Bedenken haben. Es ist ja bekannt, daß wegen der um Größenordnungen verschiedenen Prandtlzahlen von Wasser und Natrium die Temperaturverteilungen in diesen beiden Flüssigkeiten auch bei sonst ähnlichen Bedingungen grundsätzlich unterschiedliche Natur haben (z.B. [25, S. 226 ff.]), und zwar insbesondere in Wandnähe. Der Grund hierfür liegt darin, daß der molekulare Transport durch Wärmeleitung bei Natrium im allgemeinen auch in turbulenter Strömung einen merklichen Anteil am Wärmetransport hat. Es ist aber bisher wohl nirgends untersucht worden, ob in der hohturbulenten Strömung einer Rezirkula-

tionszone die Wärmeleitung nicht doch gegenüber dem turbulenten Wärmetransport vernachlässigbar ist. Im folgenden soll gezeigt werden, daß dies unter bestimmten Voraussetzungen tatsächlich zulässig ist, und zwar wird die Zulässigkeit zunächst für eine zweidimensionale Strömung ohne Stäbe nachgewiesen (Abschnitt 4.1.1), wobei statt der von den Stäben abgegebenen Wärme eine Wärmequellverteilung in der Strömung angenommen wird. Im Abschnitt 4.1.2 wird diskutiert, wie weit diese Aussage - mit weiteren Einschränkungen - auch für eine Stab-bündelgeometrie gültig ist.

4.1 Theoretische Überlegungen zur Temperaturverteilung

4.1.1 Die Temperaturverteilung in einem Totwasser ohne Stäbe

Die Frage nach der Möglichkeit der Umrechnung einer in Wasser und bei kleinerer Wärmequell-dichte gemessenen Temperaturverteilung auf eine Natriumströmung mit höherer Wärmequell-dichte ist beantwortet, wenn man zeigen kann, daß die dimensionslos gemachten Temperaturverteilungen in beiden Fällen gleich sind. Dies gilt (ähnlich wie für den Vergleich zwischen Temperatur- und Konzentrationsverteilung im Abschnitt 3.1.2) dann, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind [19, S. 41 ff.]:

1. Geometrische Ähnlichkeit zwischen dem von Wasser und dem von Natrium durchströmten Kanal;
2. Ähnlichkeit der Randbedingungen (die Anfangsbedingungen sind bei einem stationären - bei turbulenter Strömung genauer: quasistationären - Fall irrelevant);
3. Ähnlichkeit der Differentialgleichungen, mit denen das Problem beschrieben wird.

Die 1. Bedingung (geometrische Ähnlichkeit) kann beim Bau einer Teststrecke leicht berücksichtigt werden und es wird im folgenden bei der Diskussion der beiden anderen Bedingungen angenommen, daß die 1. Bedingung erfüllt ist.

Das Problem wird beschrieben durch die Differentialgleichungen für die zeitlichen Mittelwerte,

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (27),$$

Impulsgleichung:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'v'} \right) \quad (28),$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{v'^2} \right) \quad (29),$$

Energiegleichung:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} - \overline{u'\vartheta'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} - \overline{v'\vartheta'} \right) + \frac{q}{\rho c_p} \quad (30),$$

wobei in diesen Gleichungen zu den schon genannten Voraussetzungen noch die Stoffwerte ρ und c_p konstant angenommen wurden (diese beiden Stoffwerte sind aber im interessierenden Temperaturbereich für Wasser und Natrium nur wenig variabel).

Zu diesen Differentialgleichungen kommen bei dem hier diskutierten Problem die folgenden Randbedingungen:

- An den festen Wänden (R) gilt für die Geschwindigkeiten

$$u(R) = v(R) = 0 \quad (31).$$

- Diese Wände sind adiabat

$$\left(\frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial n} \right)_R = 0 \quad (32),$$

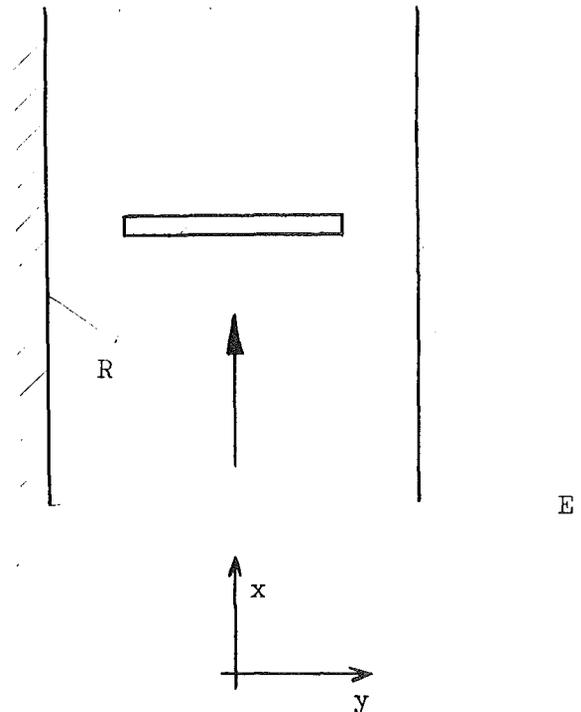
wobei n die Normalenrichtung auf den Wänden bedeutet.

- Die Geschwindigkeit am "Eintritt" ist vorgegeben,

$$\bar{u}(x_E, y) = u_\infty, \quad \bar{v}(x_E, y) = 0 \quad (33),$$

- Temperatur und Druck am "Eintritt" sind vorgegeben,

$$\bar{\vartheta}(x_E, y) = \bar{\vartheta}_E, \quad \bar{p}(x_E, y) = \bar{p}_E \quad (34).$$



- Die Wärmequellverteilung ist vorgegeben,

$$q(x, y) = q_{\max} \cdot F(x, y) \quad (35).$$

Weiter sind vorgegeben die in den Gleichungen (27) bis (30) auftretenden Stoffwerte ρ, ν, λ, c_p . Da geometrische Ähnlichkeit vorausgesetzt ist, kann die Geometrie durch eine einzige Länge D charakterisiert werden.

Macht man alle auftretenden Variablen mit den charakteristischen Größen $x_0, u_0, \Delta p_0, \Delta \vartheta_0$ und q_0 dimensionslos, wobei über die Bedeutung dieser Größen zunächst nichts ausgesagt wird, dann erhält man mit den dimensionslosen Variablen

$$X = x/x_0, \quad Y = y/x_0,$$

$$\bar{U} = \bar{u}/u_0, \quad U' = u'/u_0$$

$$\bar{V} = \bar{v}/u_0, \quad V' = v'/u_0$$

$$\bar{P} = (\bar{p} - \bar{p}_E) / \Delta p_0$$

$$\bar{\theta} = (\bar{\vartheta} - \bar{\vartheta}_E) / \Delta \vartheta_0, \quad Q = q/q_0$$

$$\bar{\theta}' = \vartheta' / \Delta \vartheta_0$$

die dimensionslosen Gleichungen

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial X} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial Y} = 0 \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial X} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} = & - \frac{\Delta p_0}{\rho u_0^2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\nu}{x_0 u_0} \frac{\partial \bar{U}}{\partial X} - \overline{U'^2} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\nu}{x_0 u_0} \frac{\partial \bar{U}}{\partial Y} - \overline{U'V'} \right) \end{aligned} \quad (37),$$

$$\begin{aligned} \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial X} + \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial Y} = & - \frac{\Delta p_0}{\rho u_0^2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\nu}{x_0 u_0} \frac{\partial \bar{V}}{\partial X} - \overline{U'V'} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\nu}{x_0 u_0} \frac{\partial \bar{V}}{\partial Y} - \overline{V'^2} \right) \end{aligned} \quad (38),$$

$$\begin{aligned} \bar{U} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X} + \bar{V} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p \nu} \cdot \frac{\nu}{x_0 u_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X} - \overline{U' \theta'} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p \nu} \cdot \frac{\nu}{x_0 u_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Y} - \overline{V' \theta'} \right) + \frac{q_0 x_0}{\rho c_p u_0 \Delta \vartheta_0} \cdot Q \end{aligned} \quad (39),$$

$$U(R) = V(R) = 0 \quad (40),$$

$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial N} \right)_R = 0 \quad (41),$$

$$\bar{U}(X_E, Y) = \frac{u_\infty}{u_0}, \quad \bar{V}(X_E, Y) = 0 \quad (42),$$

$$\bar{\theta}(X_E, Y) = 0, \quad \bar{P}(X_E, Y) = 0 \quad (43),$$

$$Q(X, Y) = \frac{q_{\max}}{q_0} \cdot F(X, Y) \quad (44).$$

Die in den Gleichungen auftretenden dimensionslosen Koeffizienten sind die Kennzahlen Eulerzahl $Eu = \Delta p_0 / (\rho u_0^2)$, Reynoldszahl $Re = x_0 u_0 / \nu$ und Prandtlzahl $Pr = \rho c_p \nu / \lambda$; der Koeffizient der dimensionslosen Wärmequellendichte in Gleichung (39) könnte als Damköhlerzahl (III in [40]) interpretiert werden, wenn die Wärme durch eine in der Strömung ablaufende chemische Reaktion erzeugt würde (q_0 wäre dann das Produkt aus Reaktionswärme und Reaktionsrate).

Welche Bedeutung diese Kennzahlen für das hier diskutierte Problem haben, sieht man erst dann, wenn man für die oben eingeführten charakteristischen Größen die für das diskutierte Problem vorgegebenen Parameter (oder Kombinationen daraus) einsetzt. Das impliziert natürlich, daß die dann folgenden Aussagen problemabhängig sind; für Probleme, bei denen andere Parameter vorgegeben sind, können also auch andere Kennzahlen wesentlich werden, auch wenn diese Probleme von denselben Differentialgleichungen beschrieben werden. Dies wird weiter unten noch durch ein Beispiel verdeutlicht, doch sollen zunächst die Kennzahlen ermittelt werden, die für das hier diskutierte Problem bestimmend sind.

Für dieses Problem sind als unabhängige Parameter vorgegeben $D, u_\infty, \rho, \nu, \lambda/c_p, q_{\max}/c_p$; da λ, c_p und q_{\max} in den Gleichungen (27) bis (30) nur als Quotienten λ/c_p bzw. q_{\max}/c_p auftreten, sind auch nur diese Quotienten unabhängige Parameter. Die in den Randbedingungen noch auftretenden Größen $\bar{\vartheta}_E$ und \bar{p}_E können nicht als unabhängige

Parameter gelten, da in den Gleichungen (27) bis (30) Temperatur ϑ und Druck p nur in Differentialen auftreten, als Lösungen dieser Gleichungen können also nur Temperaturdifferenzen zu einer bestimmten Referenztemperatur (hier $\bar{\vartheta}_E$) und Druckdifferenzen zu einem bestimmten Referenzdruck (hier \bar{p}_E) auftreten. Die Lösungen sind aber unabhängig von der absoluten Größe der Referenzwerte. Anders ausgedrückt: Man würde auch bei unterschiedlich vorgegebenem $\bar{\vartheta}_E$ bzw. \bar{p}_E die gleichen Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturverteilungen erhalten, wenn die 6 genannten unabhängigen Parameter gleich sind; dies gilt natürlich nur so lange, wie $\bar{\vartheta}_E$ oder \bar{p}_E in solchen Bereichen bleiben, daß die hier gemachten Voraussetzungen gültig sind.

Mit den unabhängigen Parametern D , u_∞ , ρ , ν , λ/c_p und q_{\max}/c_p kann man für die charakteristischen Größen z.B. einsetzen

$$x_0 = D, \quad u_0 = u_\infty, \quad \Delta p_0 = \rho u_\infty^2,$$

$$\Delta \vartheta_0 = q_{\max} \cdot D / (\rho \cdot c_p \cdot u_\infty), \quad q_0 = q_{\max},$$

so daß man als dimensionslose Variable erhält

$$X = x/D, \quad Y = y/D, \quad \bar{U} = \bar{u}/u_\infty, \quad \bar{V} = \bar{v}/u_\infty,$$

$$\bar{P} = (\bar{p} - \bar{p}_E) / (\rho u_\infty^2), \quad \bar{\theta} = (\bar{\vartheta} - \bar{\vartheta}_E) \cdot \rho c_p u_\infty / (q_{\max} D). \quad 1)$$

In den das diskutierte Problem beschreibenden dimensionslosen Gleichungen und Randbedingungen (36) bis (44) treten dann als dimensionslose Kennzahlen nur noch $Re_{Bl} = u_\infty D / \nu$ und $Pr = \rho c_p \nu / \lambda$ auf. Man kann also schließen, daß für zwei zu vergleichende Strömungsfelder (1) und (2), die von den Gleichungen und Randbedingungen (27) bis (35) beschrieben werden, die Lösungen für die dimensionslosen Variablen \bar{U} , \bar{V} , \bar{P} und $\bar{\theta}$ mit der oben angegebenen Definition dann gleich sind, wenn $Re_{Bl}^{(1)} = Re_{Bl}^{(2)}$ und $Pr^{(1)} = Pr^{(2)}$ sowie $F^{(1)}(X, Y) = F^{(2)}(X, Y)$ (ähnliche Wärmequellverteilung) gilt.

Es bleibt aber noch der Einwand zu beantworten, ob dieser Schluß gültig bleibt, wenn man die unabhängigen Parameter in anderer Weise für die charakteristischen Größen einsetzt. Man könnte ja z.B. einsetzen

$$x_0 = D, \quad u_0 = \nu/D, \quad \Delta p_0 = \rho \nu^2/D^2,$$

1) $\Delta \vartheta_0$ ist dann eine Temperaturdifferenz, die einer Aufheizspanne entspricht. $\bar{\theta}$ ist auch in den folgenden Abschnitten stets eine auf diese Weise dimensionslos gemachte Temperatur.

$$\Delta \vartheta_o = q_{\max} D^2 / (\rho c_p v), \quad q_o = q_{\max}.$$

Dann würde als dimensionslose Kennzahl in den Gleichungen (36) bis (39) nur noch die Prandtlzahl Pr auftreten, jedoch taucht die Reynoldszahl Re_{Bl} dann in der Randbedingung (42) auf - der oben gezogene Schluß wäre also auch in diesem Fall gültig. Die Überprüfung, ob dies für alle möglichen Arten des Einsetzens der unabhängigen Parameter für die charakteristischen Größen richtig bleibt, könnte man durch Ausprobieren aller denkbaren Möglichkeiten vornehmen, doch gibt die Dimensionsanalyse hier ein einfacheres und eleganteres Hilfsmittel. Danach ist die Zahl der ein Problem bestimmenden dimensionslosen Kennzahlen gleich der Differenz aus der Zahl der unabhängigen Parameter und der Zahl der Grundeinheiten in den Dimensionen dieser Parameter [19, S. 48]. Die Zahl der unabhängigen Parameter ist für das hier diskutierte Problem, wie oben schon erwähnt, 6. Die Dimensionen dieser Parameter sind

$$\begin{aligned} [D] &= m, \quad [u_\infty] = m s^{-1}, \quad [v] = m^2 s^{-1}, \quad [\rho] = kg m^{-3}, \\ [\lambda/c_p] &= kg m^{-1} s^{-1}, \quad [q/c_p] = kg K s^{-1} m^{-3}, \end{aligned}$$

die Zahl der Grundeinheiten in diesen Dimensionen ist also 4 (m, s, kg, K) und die Zahl der bestimmenden dimensionslosen Kennzahlen damit $6 - 4 = 2$.

Es gibt nun zwar keine eindeutigen Kriterien dafür, wie die bestimmenden Kennzahlen zu ermitteln sind, jedoch gilt [19, S. 47], daß die bestimmenden Kennzahlen nur unabhängige Parameter enthalten dürfen. Sieht man deren Liste daraufhin durch, dann stellt man fest, daß der Quotient q_{\max}/c_p mit keinem anderen unabhängigen Parameter dimensionslos zu machen ist, da kein anderer die Grundeinheit K in seiner Dimension enthält. Der Quotient q_{\max}/c_p kann also in den bestimmenden dimensionslosen Kennzahlen nicht auftreten; das bedeutet aber nichts anderes, als daß die dimensionslose Temperaturverteilung für das hier diskutierte Problem bei ähnlicher Wärmequellverteilung unabhängig von der absoluten Größe der Wärmequellen ist. Daß dieser Schluß, der eine Versuchsdurchführung mit kleinerer Wärmequellldichte rechtfertigt, nicht zu einem ungewöhnlichen Ergebnis führt, zeigen die folgenden Beispiele: So erhält man ein entsprechendes Ergebnis für die Temperaturverteilung in einem zylindrischen Festkörper mit konstanter Wärmequellldichte und Wärmeabfuhr an der Oberfläche des Zylinders [25, S. 121] ebenso wie

für die Temperaturverteilung in einer ausgebildeten laminaren Strömung im ebenen Spalt, in der die Wärmequelle durch die innere Reibung des Fluids gegeben ist [26]. - Da aber alle anderen unabhängigen Parameter in den Kennzahlen Re_{Bl} und Pr enthalten sind, können die gesuchten bestimmenden Kennzahlen nur diese beiden sein (bzw. zwei unabhängige Potenzprodukte $Re^k \cdot Pr^l$, z.B. Re und $Pe = Re \cdot Pr$ o.ä. - $Pe = Pécletzahl$).

Daß die Schlußfolgerungen nur für das hier diskutierte Problem gültig sind, wird deutlich, wenn man dieses Problem auch nur leicht verändert. Ersetzt man die Randbedingungen "adiabate Wände" (32) durch die Randbedingung "vorgegebene, konstante Wandtemperatur",

$$\vartheta(R) = \vartheta_w \quad (32a),$$

dann hat man mit der Temperaturdifferenz $\vartheta_w - \bar{\vartheta}_E$ einen zusätzlichen unabhängigen Parameter, und man erhält eine weitere bestimmende dimensionslose Kennzahl, z.B. $q_{max} D / (\rho c_p u_\infty (\vartheta_w - \bar{\vartheta}_E))$ ("Damköhlerzahl III"). Der Schluß, daß die dimensionslose Temperaturverteilung unabhängig von der absoluten Größe der Wärmequellendichte ist, wird also dann unzulässig.

Die Feststellung, daß für das hier diskutierte Problem die dimensionslose Temperaturverteilung bei ähnlicher Wärmequellverteilung allein von der Reynoldszahl Re_{Bl} und der Prandtlzahl Pr abhängt, ist natürlich nicht neu. Anhand der Überlegungen auf den vorigen Seiten kann man aber jetzt sofort einen weiteren Schluß ziehen:

Wenn im Totwasserbereich der molekulare Impuls- und Energietransport vernachlässigt werden kann, dann ist die dimensionslose Temperaturverteilung unabhängig von Re_{Bl} und Pr . Die Vernachlässigung des molekularen Transports bedeutet, daß in der Liste der unabhängigen Parameter ν und λ/c_p fortfallen. Dann aber ist die Zahl der unabhängigen Parameter gleich der Zahl der Grundeinheiten in den Dimensionen dieser Parameter, es gibt also keine das Problem bestimmende Kennzahl. Das heißt aber nichts anderes, als daß für alle von den betrachteten Differentialgleichungen beschriebenen Probleme die dimensionslosen Temperaturverteilungen gleich sind, wenn die Geometrie und die Randbedingungen ähnlich sind. Man sieht dies in ganz entsprechender Weise auch aus den dimensionslosen Gleichungen (36) bis (44), die bei Ver-

nachlässigung des molekularen Transports frei von Koeffizienten sind, wenn man wie oben wieder setzt $x_0 = D$, $u_0 = u_\infty$, $\Delta p_0 = \rho u_\infty^2$, $\Delta \vartheta_0 = q_{\max} D / (\rho c_p u_\infty)$ und $q_0 = q_{\max}$.

Dieser Schluß, der die Ausmessung der Temperaturverteilung im Totwasser mit Wasser und die Umrechnung der gemessenen Temperaturen auf eine Natriumströmung erlauben würde, gilt, wie oben bereits gesagt, wenn die molekulare Flüssigkeitsreibung und die Wärmeleitung im Totwasser vernachlässigt werden können. Die Zulässigkeit dieser Voraussetzungen soll im folgenden diskutiert werden.

Für den Vergleich des molekularen Impuls- und Energietransports mit dem turbulenten Transport genügt es, in den Gleichungen (28), (29) und (30) nur bestimmte Glieder zu betrachten: Für die folgende Größenordnungsabschätzung kann das Koordinatensystem jeweils für den betrachteten Punkt so gelegt werden, daß die Geschwindigkeit in y-Richtung $\bar{v} = 0$ wird, d.h. die x-Richtung zeigt dann in die Strömungsrichtung. Dann ist die Gleichung (29) hier ohne Bedeutung, und aus den Gleichungen (28) und (30) kann man molekularen und turbulenten Transport in Strömungsrichtung (x-Richtung) streichen, da in dieser Richtung der konvektive Transport in jedem Fall weit überwiegt, wenn nicht die Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} sehr klein ist. Aus den phänomenologischen Untersuchungen (vgl. Abschnitt 2.2) ist aber bekannt und durch kinematografische Aufnahmen belegt, daß die Strömungsgeschwindigkeit im Totwasserbereich mit Ausnahme weniger Stellen (Wirbelkern, hinterer Staupunkt und unmittelbare Nähe der Blockade) durchaus in der Größenordnung der Geschwindigkeit im ungestörten Bereich des Stabbündels liegt; für die hier diskutierten Strömungen ohne Stäbe gilt das also erst recht. Damit genügt es aber nachzuweisen, daß

$$v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \ll - \overline{u'v'} \quad \text{oder} \quad \epsilon_{My} = - \frac{\overline{u'v'}}{\partial \bar{u} / \partial y} \gg v \quad \text{und} \quad \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} \ll - \overline{v'\vartheta'}$$

$$\text{oder} \quad \epsilon_{Hy} = - \frac{\overline{v'\vartheta'}}{\partial \bar{\vartheta} / \partial y} \gg \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad \text{gilt.}$$

Für die Stellen sehr geringer Geschwindigkeit, die nicht in der Nähe von Wänden liegen (also für den Wirbelkern und den hinteren Staupunkt) sind aber die Verhältnisse für den molekularen und turbulenten Transport unabhängig von der Lage des Koordinatensystems mehr oder weniger symmetrisch in x- und y-Richtung, auch hier genügt also die Abschätzung jeweils einer turbulenten Austauschgröße.

Nun gilt $\epsilon_{My} \gg \nu$ in turbulenten Strömungen mit nicht allzu kleiner Reynoldszahl Re stets, wenn man die unmittelbare Wandnähe ausnimmt; im hochturbulenten Totwasserbereich gilt $\epsilon_{My} \gg \nu$ also erst recht. Da aber über ϵ_{Hy} unmittelbar keine Aussagen gemacht werden können, wohl aber über das Verhältnis ϵ_H/ϵ_M , wird im folgenden zunächst die Größe von ϵ_{My} abgeschätzt.

Nach Definition ist

$$\epsilon_{My} = - \frac{\overline{u'v'}}{\partial \bar{u}/\partial y},$$

man kann also die Größe von ϵ_{My} durch Einsetzen von Meßwerten von $\overline{u'v'}$ und $\partial \bar{u}/\partial y$ abschätzen. Aus den Ergebnissen Carmodys [8], der die Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung hinter einer Kreisscheibe mit dem Radius R_k in einer rotationssymmetrischen Strömung ausgemessen hat, erhält man in der Nähe des hinteren Staupunkts außerhalb des Totwassers

$$- \frac{\overline{u'v'}/(\partial \bar{u}/\partial r)}{u_\infty \cdot R_k} \approx 8 \cdot 10^{-2}$$

und im Kern des Totwassers

$$- \frac{\overline{u'v'}/(\partial \bar{u}/\partial r)}{u_\infty \cdot R_k} \approx 6 \cdot 10^{-2}.$$

Nur am Rand des Totwassers wird dieser Quotient deutlich niedriger, weil Carmody hier für $\overline{u'v'}$ ein unerklärliches (und wegen der großen Geschwindigkeitsgradienten an dieser Stelle auch unwahrscheinliches) Minimum erhält. Der Autor weist selbst darauf hin, daß seine Hitzdrahtanemometer hier wohl nicht richtig messen (und zwar wegen der großen Geschwindigkeitsgradienten) und schätzt aus anderen gemessenen Größen ab, daß $\overline{u'v'}$ hier sehr viel größer sein müßte als von ihm gemessen. Man darf also aus den Ergebnissen Carmodys schließen, daß im Totwasserbereich hinter einer quergestellten Scheibe gilt

$$\frac{\epsilon_{My}}{u_\infty \cdot R_k} = - \frac{\overline{u'v'}/(\partial \bar{u}/\partial y)}{u_\infty \cdot R_k} > 5 \cdot 10^{-2}$$

oder

$$\frac{\epsilon_{My}}{u_{\infty} \cdot D} > 2,5 \cdot 10^{-2}.$$

Dann gilt aber

$$\frac{\epsilon_{My}}{\nu} = \frac{\epsilon_{My}}{u_{\infty} \cdot D} \cdot \frac{u_{\infty} \cdot D}{\nu} = \frac{\epsilon_{My}}{u_{\infty} \cdot D} \cdot Re_{Bl} > 2,5 \cdot 10^{-2} \cdot Re_{Bl}$$

oder

$$\frac{\epsilon_{My}}{\nu} > 2,5 \cdot 10^{-2} \cdot Re_{Bl},$$

d.h. schon für Reynoldszahlen Re_{Bl} der Größenordnung 10^4 gilt $\epsilon_{My} \gg \nu$ im Totwasserbereich.

Weiter gilt dann

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_{Hy}}{\lambda / (\rho c_p)} &= \frac{\epsilon_{My}}{u_{\infty} \cdot D} \cdot \frac{\epsilon_H}{\epsilon_M} \cdot \frac{u_{\infty} \cdot D}{\nu} \cdot \frac{\rho c_p \nu}{\lambda} \\ &= \frac{\epsilon_{My}}{u_{\infty} \cdot D} \cdot \frac{\epsilon_H}{\epsilon_M} \cdot Re_{Bl} \cdot Pr > 2,5 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{\epsilon_H}{\epsilon_M} \cdot Re_{Bl} \cdot Pr \end{aligned}$$

oder

$$\frac{\epsilon_{Hy}}{\lambda / (\rho c_p)} > 2,5 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{\epsilon_H}{\epsilon_M} \cdot Re_{Bl} \cdot Pr \quad (45).$$

Um mit Ungleichung (45) zu einer Aussage zu kommen, bei welchen Reynolds- und Prandtlzahlen $\epsilon_{Hy} \gg \lambda / (\rho c_p)$ gilt, fehlt noch eine Angabe über die Größe des Verhältnisses ϵ_H / ϵ_M . Dieses Verhältnis ist insbesondere für kleine Prandtlzahlen nicht a priori als von der Größenordnung 1 anzunehmen, und es gibt eine ganze Reihe theoretischer und experimenteller Untersuchungen, meist für Rohrströmungen, zu seiner Bestimmung (eine Zusammenstellung der Literatur findet sich in [27]). Von den theoretischen Untersuchungen ist die von Dwyer [28] am bekanntesten, doch ist die von ihm abgeleitete Formel für ϵ_H / ϵ_M heute sicher nicht mehr als gültig anzusehen, da sich

gerade für kleine Prandtlzahlen (für die diese Formel an sich abgeleitet wurde) ein singuläres Verhalten von ϵ_H/ϵ_M ergibt (für $Pr \rightarrow 0$ sollte danach gelten $\epsilon_H/\epsilon_M \rightarrow -\infty$). Eine neuere theoretische Untersuchung von Davies [29] auf statistischer Basis kommt zu sehr viel sinnvolleren Ergebnissen, von denen die in diesem Zusammenhang wichtigsten im folgenden genannt werden:

- Das Verhältnis ϵ_H/ϵ_M ist für den gesamten Rohrquerschnitt mit Ausnahme der unmittelbaren Wandnähe im wesentlichen konstant.
- Für $Pr = 1$ und einen festen Punkt im Rohrquerschnitt hat ϵ_H/ϵ_M für alle Reynoldszahlen einen konstanten Wert der Größenordnung 1 (für $r/r_w = 0,5$ gibt Davies an $\epsilon_H/\epsilon_M = 1,23$).
- Für eine feste Reynoldszahl ist ϵ_H/ϵ_M größer als dieser konstante Wert für $Pr > 1$ und kleiner für $Pr < 1$, bleibt aber auch für $Pr \rightarrow 0$ größer als 0.
- Mit steigender Reynoldszahl nähert sich der Wert von ϵ_H/ϵ_M für alle Prandtlzahlen dem Wert für $Pr = 1$, also der Größenordnung 1.

Eine experimentelle Bestätigung dieser Aussagen ist wegen der Schwierigkeit der Messung des Verhältnisses ϵ_H/ϵ_M nur schwer zu bekommen. Einer Zusammenstellung der experimentellen Ergebnisse zahlreicher Autoren durch Huetz [27] kann man aber immerhin entnehmen, daß die experimentellen Ergebnisse den theoretischen Aussagen zumindest nicht widersprechen.

Die Aussage von Davies, daß ϵ_H/ϵ_M über den Rohrquerschnitt im wesentlichen konstant ist, sollte eine Verallgemeinerung seiner übrigen Angaben auch auf andere turbulente Strömungen erlauben; da ja auch in einem Rohrquerschnitt die turbulenten Austauschgrößen durchaus stark unterschiedliche Werte auch bei ausgebildeter Strömung haben, sollte auch für andere Turbulenzverhältnisse die Konstanz von ϵ_H/ϵ_M mit Ausnahme der Wände und bei festen Werten für Re und Pr gegeben sein. Dann kann man aber weiter schließen, daß das Verhältnis ϵ_H/ϵ_M im Totwasserbereich bei den zu erwartenden Reynoldszahlen $Re_{Bl} \gtrsim 10^6$ und der Prandtlzahl von Natrium $Pr \approx 4 \cdot 10^{-3}$ (zwischen $500^\circ C$ und $1100^\circ C$) mit $\epsilon_H/\epsilon_M > 0,2$ sehr vorsichtig abgeschätzt ist,

und zwar sowohl nach den theoretischen Aussagen von Davies als auch nach den bei Huetz zusammengestellten experimentellen Ergebnissen.

Mit $\varepsilon_H/\varepsilon_M = 0,2$, $Re_{Bl} = 10^6$ und $Pr = 4 \cdot 10^{-3}$ ergibt sich aus der Ungleichung (45) aber $\varepsilon_{Hy}/(\lambda/(\rho c_p)) > 20$, d.h. auch in einer Natriumströmung beträgt unter diesen Umständen der molekulare Wärmetransport im Totwasserbereich weniger (und wegen der vorsichtigen Abschätzung wohl deutlich weniger) als 5 % des turbulenten Transports und kann daher in guter Näherung vernachlässigt werden. Für eine Wasserströmung ($Pr = 7$ bei $20^\circ C$, $Pr = 2$ bei $90^\circ C$ und $\varepsilon_H/\varepsilon_M \approx 1$) gilt das natürlich erst recht.

Damit kann man als Ergebnis der Überlegungen in diesem Abschnitt zusammenfassen:

Bei ähnlicher Geometrie und ähnlichen Randbedingungen sind die dimensionslos gemachten Verteilungen der Geschwindigkeit und der Temperatur im Totwasserbereich einer Strömung ohne Stäbe mit Ausnahme der Gebiete in unmittelbarer Wandnähe bei genügend hoher Reynoldszahl unabhängig von der Reynolds- und der Prandtlzahl und damit in einer Wasser- und einer Natriumströmung gleich.

4.1.2 Die Temperaturverteilung in einem Totwasser in Stabbündelgeometrie

Bei der Überlegung, ob die am Schluß des letzten Abschnitts (4.1.1) gemachte Aussage auch in einer Stabbündelgeometrie gültig ist, muß man zunächst berücksichtigen, daß mit den Stäben in der Strömung zusätzliche Wände auftreten, in deren unmittelbarer Nähe diese Aussage sicher nicht gilt. Außerdem ist im Stabbündel statt der Wärmequellendichte q im Kühlmittel eine Wärmestromdichte q_f an den Stäben vorgegeben. Für die Überlegungen im Abschnitt 4.1.1 bedeutet dies, daß in der Energiegleichung (30) der Quellterm $q/(\rho c_p)$ fortfällt. Für die damit fortfallende dimensionslose Kennzahl erhält man jedoch aus der Randbedingung

$$q_f = - \lambda \left. \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} \right|_{\text{Stabwand}}$$

eine neue dimensionslose Kennzahl, $q_{f_0} \cdot x_0 / (\lambda \cdot \Delta \vartheta_0)$. An der Dimensionsanalyse ändert sich also im wesentlichen nur, daß in der Liste der Parameter (Seite 30) statt q_{\max}/c_p jetzt auftaucht q_{f_0}/λ . Die Schlußfolgerung, daß die dimensionslose Temperaturverteilung unabhängig ist von der Größe der Wärmestromdichte, ergibt sich aber ganz entsprechend, da auch hier bei den unabhängigen Parametern nur in der Dimension von q_{f_0}/λ ($K \text{ m}^{-1}$) die Grundeinheit K auftritt.

Weitere Schlußfolgerungen kann man allerdings nicht mehr allein aus theoretischen Überlegungen ziehen, sondern nur noch mit der Unterstützung durch Experimente. Dabei wird man also in jedem Fall so modifizieren müssen, daß man die Übertragbarkeit auf Geschwindigkeiten und Temperaturen in der Mitte der Unterkanäle und in der Mitte der Spalte zwischen den Stäben einschränkt. Weiter ist sicher das Verhältnis Stabmittenabstand zu Stabdurchmesser s/d nicht ohne Einfluß. Beschränkt man sich aber auf Stabbündel, die der SNR-Geometrie ($s/d = 1,317$) vergleichbar sind, dann geben die in den Kapiteln 2 und 3 berichteten Ergebnisse, nach denen die Ausbildung eines Totwassers in der SNR-Geometrie qualitativ der in einer Strömung ohne Stäbe durchaus ähnlich ist, ein erstes Indiz dafür, daß die Übertragung einer in Wasser gemessenen Temperaturverteilung auf eine Natriumströmung bei ähnlicher Geometrie, ähnlichen Randbedingungen und genügend hoher Reynoldszahl auch in einem Stabbündel möglich ist.

Dies wird bestätigt durch eine Analyse der im beheizten "Negativbündel" sowohl in Natrium als auch in Wasser gemessenen Temperaturverteilungen. Diese Teststrecke (Abb. 19) wird durch ein induktionsbeheiztes Kreisrohr gebildet, in das ein profilierter Stab so eingebracht ist, daß 6 Unterkanäle geformt werden, von denen bei den hier beschriebenen Versuchen 4 blockiert waren (Abb. 19). Das Negativbündel hat also insofern stabbündelähnlichen Charakter, als auch in ihm durch schmale Spalte getrennte Unterkanäle gebildet werden. Dabei sind die Abmessungen so gewählt, daß Spaltweite und hydraulischer Durchmesser der Unterkanäle der SNR-Geometrie entsprechen; der wesentliche Unterschied zum Stabbündel des SNR ist der, daß ein Unterkanal nur durch jeweils zwei Spalte mit Nachbarkanälen verbunden ist (in der hexagonalen Stabanordnung des SNR sind es jeweils drei Spalte). Man könnte das "Negativbündel" also als "zweidimensionales Stabbündel" bezeichnen.

Die Temperaturverteilungen im "Negativbündel" wurden von Schleisiek [30] für verschiedene Reynoldszahlen und Wärmeflüsse sowohl in Natrium als auch in Wasser gemessen, die Anordnung der in der Mitte der Unterkanäle gelegenen Meßstellen zeigt Abb. 19. Um die Temperaturverteilungen miteinander vergleichen zu können, wurden die dimensionslosen Temperaturen

$$\bar{\theta}_i = \frac{\bar{v}_i - \bar{v}_{12}}{\bar{v}_9 - \bar{v}_{12}}$$

aus den von Schleisiek gemessenen Temperaturen \bar{v}_i berechnet (die Indizes von \bar{v} bezeichnen die Lage der Meßstelle in Abb. 19). In Tab. 5 sind für einige Versuche die so berechneten dimensionslosen Temperaturen angegeben, und zwar ist jeweils ein Versuch mit Natrium einem Versuch mit Wasser bei etwa gleicher Reynoldszahl gegenübergestellt; aus dieser Tabelle lassen sich die folgenden Ergebnisse ablesen:

- Im Rahmen der Meßgenauigkeit (insbesondere die Wassertemperaturen waren nicht sehr genau meßbar) stimmen die dimensionslosen Temperaturen in allen angegebenen Fällen recht gut überein und sind anscheinend wenig abhängig von der Reynoldszahl.
- Die aus den genauer meßbaren Natriumtemperaturen berechneten dimensionslosen Temperaturen sind bei den höheren Reynoldszahlen ($Re_{Bl} = 1,6 \cdot 10^5$ bzw. $2,0 \cdot 10^5$) praktisch gleich und etwas höher als die bei der kleineren Reynoldszahl ($Re_{Bl} = 0,8 \cdot 10^5$). Dies deutet darauf hin, daß bei der kleineren Reynoldszahl der molekulare Transport durch Wärmeleitung noch einen merklichen Anteil am Wärmetransport hat, wie das nach den Überlegungen im Abschnitt 4.1.1 nicht anders zu erwarten ist.
- Versucht man, die Fehler in der Messung der Wassertemperaturen durch die Bildung eines Mittelwerts auszugleichen (dies ist sinnvoll, da bei Wasser der molekulare Transport in jedem Fall vernachlässigbar ist), dann stellt man fest, daß dieser Mittelwert (letzte Spalte in Tab. 5) mit den dimensionslosen Natriumtemperaturen bei den höheren Reynoldszahlen gut übereinstimmt.

Man darf also schließen, daß schon bei verhältnismäßig kleinen Reynoldszahlen die dimensionslosen Temperaturen in Wasser und Natrium im Totwasserbereich einer lokalen Blockade auch in einer Stabbündelgeometrie gleich sind und unabhängig von der Größe der Reynoldszahl. Daß dies schon für verhältnismäßig kleine Werte von Re_{B1} gültig ist, zeigt, daß die Abschätzung in Abschnitt 4.1.1 tatsächlich vorsichtig war. Da die dimensionslosen Temperaturverteilungen offensichtlich auch unabhängig sind von der absoluten Größe des Wärmeflusses q_f , der ebenfalls in Tab. 5 eingetragen ist, wird ein weiteres Ergebnis der Überlegungen im Abschnitt 4.1.1 bestätigt.

Durch die Analyse der Temperaturverteilungen im "Negativbündel" konnte noch ein weiteres interessantes Ergebnis gewonnen werden. Aus den Überlegungen im Abschnitt 4.1.1 folgt ja nicht nur, daß die dimensionslosen Temperaturen im Totwasserbereich bei genügend hoher Reynoldszahl unabhängig von der Reynolds- und der Prandtlzahl sind, sondern es gilt das gleiche auch für die dimensionslosen turbulenten Austauschgrößen, es müßte also bei genügend hoher Reynoldszahl gelten

$$\frac{\epsilon_{Hi}}{u_{\infty} \cdot D} (Na) = \frac{\epsilon_{Hi}}{u_{\infty} \cdot D} (H_2O) \quad (46)$$

(Wenn in Abschnitt 4.1.1 trotzdem $\epsilon_H/\epsilon_M(Na) = 0,2$ und $\epsilon_H/\epsilon_M(H_2O) \approx 1$ angenommen wurde, dann nur, um zu einer vorsichtigen Abschätzung zu kommen).

Die Gültigkeit von Gl. (46) läßt sich aber mit den im Negativbündel gemessenen Temperaturen folgendermaßen nachweisen: Diskretisiert man die Energiegleichung (Gl. (34) - im "Negativbündel" kann man zweidimensional rechnen) mit geeigneten Differenzquotienten an der Stelle der Thermoelemente 3 und 4 (Abb. 19), dann erhält man als Energiebilanz für den Austausch zwischen den entsprechenden Unterkanälen 3 und 4 mit $\bar{v}_{3-4} = 0$

$$\bar{u}_3 \left(\frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} \right)_3 \cdot F_3 = \frac{q_f}{\rho c_p} \cdot l_3 + \left(\epsilon_{Hy} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \right) \frac{\bar{\vartheta}_4 - \bar{\vartheta}_3}{\Delta y_{4-3}} \cdot b \quad (47),$$

worin b die Spaltweite, F_3 die Querschnittsfläche und l_3 den wärmeabgebenden Umfang des Unterkanals 3 bedeuten und der molekulare und der turbulente Wärmetransport in axialer (x -) Richtung wegen

$$\bar{u}_3 \left(\frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} \right)_3 \gg \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_{Hx} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \right) \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} \right)_3$$

vernachlässigt sind. Da der gesamte Wärmetransport in axialer Richtung letztlich in der Hauptströmung erfolgt, also im Unterkanal 3 (wegen der Symmetrie der Anordnung kann dessen Nachbarkanal auf der dem Unterkanal 4 gegenüberliegenden Seite hier außer Betracht bleiben), darf man schreiben

$$\left(\frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x}\right)_3 \approx \frac{\bar{\vartheta}_9 - \bar{\vartheta}_{12}}{\Delta x_{9-12}} = \frac{q_f \cdot l_3}{\rho c_p u_\infty \cdot F_3}$$

und erhält damit aus Gl. (47)

$$\frac{\epsilon_{Hy}}{u_\infty \cdot D} = \frac{\Delta y_{4-3} \cdot F_3}{\Delta x_{9-12} \cdot b \cdot D} \left(\frac{\bar{u}_3}{u_\infty} - 1\right) \cdot \frac{\bar{\vartheta}_9 - \bar{\vartheta}_{12}}{\bar{\vartheta}_4 - \bar{\vartheta}_3} - \frac{\lambda}{\rho c_p u_\infty \cdot D}$$

oder, da man wegen der geometrischen Verhältnisse $\bar{u}_3 \approx 3 u_\infty$ setzen kann,

$$\frac{\epsilon_{Hy}}{u_\infty \cdot D} = \frac{\Delta y_{4-3} \cdot F_3}{\Delta x_{9-12} \cdot b \cdot D} \cdot 2 \frac{\bar{\vartheta}_9 - \bar{\vartheta}_{12}}{\bar{\vartheta}_4 - \bar{\vartheta}_3} - \frac{1}{Pr \cdot Re_{Bl}} \quad (48).$$

Mit den bekannten geometrischen Daten und den Stoffwerten kann man also aus den gemessenen Temperaturen $\bar{\vartheta}_i$ die turbulente Austauschgröße ϵ_{Hy} ermitteln. Daß das so ermittelte ϵ_{Hy} zur Bestimmung der "wirksamen" turbulenten Austauschgröße noch mit einem Faktor zu multiplizieren ist, der die geometrischen Eigenarten der Stabbündelgeometrie berücksichtigt [31], kann hier außer Betracht bleiben, da dieser Faktor für Natrium und Wasser der gleiche ist.

Abb. 20 zeigt die mit Gl. (48) aus den gemessenen Temperaturen $\bar{\vartheta}_4$, $\bar{\vartheta}_3$, $\bar{\vartheta}_9$ und $\bar{\vartheta}_{12}$ berechnete dimensionslose Austauschgröße in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für Versuche mit Wasser und mit Natrium. Der Schluß, daß die dimensionslose turbulente Austauschgröße $\epsilon_{Hy} / (u_\infty \cdot D)$ gleich ist für Wasser und Natrium und praktisch unabhängig von der Reynoldszahl, läßt sich mit dieser Abbildung gut belegen.

Mit den Ergebnissen für das "zweidimensionale" Negativbündel und den in den Kapiteln 2 und 3 berichteten Ergebnissen darf man also folgern, daß die dimensionslosen Temperaturverteilungen im Totwasserbereich einer lokalen Blockade bei ähnlicher (SNR-) Geometrie und ähnlichen Randbedingungen auch in einer Stabbündelgeometrie bei genügend hohen Reynoldszahlen gleich und unabhängig von der Reynolds- und der Prandtlzahl sind, wenn man sich auf die Temperaturen in der Mitte der Unterkanäle beschränkt.

4.2 Die Messung der Temperaturverteilung im Totwasser

4.2.1 Versuchsanordnung und -durchführung

Die Teststrecke für die Messung der Temperaturverteilung ist in Abb. 21 im Längs- und Querschnitt dargestellt. Der Querschnitt dieser Teststrecke hat die Originalabmessungen des SNR [37], die axialen Abmessungen sind so gewählt, daß die Messungen im Totwasser hinter der Blockade nicht durch Störungen vom Ein- oder Austritt beeinflusst werden können. Ein gleichmäßiges seitliches Ausströmen des Wassers (der seitliche Austritt ist durch die Zuführung der elektrischen Leitungen erzwungen) wird durch einen Ringkanal am Austritt erreicht. In das Stabbündel ist eine zentral gelegene Blockade mit $\beta = 0,147$ (in Abb. 9) eingebaut. Der Bereich stromabwärts dieser Blockade muß wegen der Bestückung mit Thermoelementen frei von Gitterabstandshaltern sein, so daß deren axiale Anordnung nicht ganz den Verhältnissen im SNR entspricht.

Die 169 Heizstäbe werden auf einer Länge von 0,7 m (0,1 m vor, 0,6 m hinter der Blockade) indirekt durch elektrische Widerstandsheizdrähte mit Wechselstrom beheizt. Bei einer Nennleistung von 1,4 kW (entsprechend einer Stableistung von 20 W/cm) kann jeder Stab maximal 3,5 kW (entsprechend 50 W/cm) aufnehmen, ohne daß (bei entsprechend hohem Durchsatz) mit unterkühltem Sieden an der Oberfläche gerechnet werden muß. In der Mitte des Bündels sind 12 Heizstäbe mit je 3 Thermoelementen instrumentiert (Abb. 22), die im Totwasserbereich in Nuten in der Hülle der Heizstäbe eingelötet sind, um hier die Strömung möglichst wenig zu stören. Da die Hüllwandstärke nur 0,45 mm beträgt, mußten Thermoelemente mit 0,25 mm Außendurchmesser verwendet werden. Die Enden der Thermoelemente (NiCr-Ni-Thermoelemente mit TM-Meßstellen) sind aus der Hülle der Stäbe so herausgebogen, daß sie in die Mitte der Unterkanäle ragen. Die Anordnung der Thermoelemente (Abb. 22) ist so gewählt, daß die Meßstellen an je zwei instrumentierten Heizern in einer Ebene liegen, so daß unter Ausnutzung der Sechseckgeometrie die Temperaturen in allen Unterkanälen hinter der Blockade in 6 Meßebenen (im Abstand 10, 20, 40, 60, 80, 100 mm hinter der Blockade) gemessen werden. Die Thermoelemente werden wie die elektrischen Anschlüsse der Heizstäbe durch den Deckel am oberen Ende (am Austritt) aus der Teststrecke herausgeführt. Eine Ansicht der in den Wasserkreislauf (vgl. Abschnitt 3.2.1) fertig ein-

gebauten, im beheizten Bereich wärmeisolierten Teststrecke zeigt Abb. 23.

Trotz großer Sorgfalt bei der Montage waren von den 36 im Totwasserbereich eingebauten Thermoelementen bei der Messung nur noch 27 intakt. Der Vorteil eines - abgesehen von der Blockade - ungestörten Strömungs- und Temperaturfeldes, der durch die Verwendung der gegen mechanische Beschädigungen sehr empfindlichen Thermoelemente mit nur 0,25 mm Außendurchmesser erreicht wurde, mußte also mit dem Verlust eines Viertels der geplanten Meßstellen erkauft werden (die beschädigten Thermoelemente sind in Abb. 22 mit einem Stern * gekennzeichnet). Aber auch die verbleibenden 27 Meßstellen geben noch ein sehr gutes Bild der Temperaturverteilung im Totwasser (vgl. Abschnitt 4.2.2).

Der Zeitraum für die Erfassung des stationären (wegen der turbulenten Strömung genauer: quasistationären) Temperaturfeldes im Totwasser ist durch die Eigenschaften des Wasserkreislaufs stark eingeschränkt. So dauert es beim höchsten Durchsatz ($\dot{V} = 100 \text{ m}^3/\text{h}$) von dem Zeitpunkt an, an dem sich nach dem Einschalten der Heizung in der Teststrecke stationäre Verhältnisse eingestellt haben, nur ca. 20 s, bis die Eintrittstemperatur zu steigen beginnt und damit das Temperaturfeld instationär wird. Um dennoch für jede der ursprünglich 38 Meßstellen (36 Thermoelemente im Totwasserbereich, dazu je eins am Ein- und Austritt) genügend Meßwerte für eine ausreichend genaue Bildung des zeitlichen Mittelwerts erfassen zu können, ist der Einsatz eines schnellen, mehrkanaligen Datenerfassungs- und -registriergerätes notwendig. Dieses Gerät tastet mit einer Meßfrequenz von 100 Hz alle Meßstellen 8 s lang jeweils nacheinander mit einer Kanalschaltfrequenz von 40 kHz ab, digitalisiert die augenblicklichen analogen Meßwerte und speichert sie sequentiell auf einem Magnetband ab. Die 800 Meßwerte reichen zur Bildung des Mittelwertes aus, wie durch eine Auswertung mit kürzeren Meßzeiten (und entsprechend weniger Meßwerten) überprüft wurde (bis zu einer Meßzeit von 4 s ändert sich der Mittelwert für unterschiedliche Meßzeiten, bei Meßzeiten größer als 4 s bleibt der Mittelwert konstant).

Die mit den Meßwerten beschriebenen Magnetbänder werden mit dem Programmsystem SEDAP [32] auf einer elektronischen Rechenanlage (IBM 370/165) ausgewertet. SEDAP liest die Meßwerte vom Band, sor-

tiert sie und setzt sie zu den zeitabhängigen Signalen für jede einzelne Meßstelle zusammen, wobei die Thermospannungen in Temperaturdifferenzen umgerechnet werden. Wenn Interesse an einer Analyse des zeitabhängigen Signals besteht, kann diese mit SEDAP vorgenommen werden. In diesem Zusammenhang sind jedoch nur die ebenfalls mit SEDAP berechneten zeitlichen Mittelwerte wesentlich. Durch die Verarbeitung mit SEDAP wurde auch eine Auswertemethode gefunden [33], die unabhängig ist von der Wahl der Vergleichstemperatur der Thermoelemente (Raumtemperatur), und die die Fehler in der Anzeige der nur kleinen Absolutwerte durch die Thermoelemente sowie die durch Temperaturdrift verursachten Fehler in der Nullpunkteinstellung der Verstärker eliminiert. Die hier interessierende Temperaturdifferenz zwischen dem zeitlichen Mittelwert einer Temperatur im Totwasser $\bar{\vartheta}_i$ und dem der Eintrittstemperatur $\bar{\vartheta}_E$ wird daher recht genau bestimmt. Die dimensionslose Temperaturerhöhung im Totwasser gegenüber der Temperatur in der Hauptströmung unmittelbar an der Blockade $\bar{\vartheta}_S$ wird berechnet mit

$$\theta_i = \frac{\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_S}{\bar{\vartheta}_A - \bar{\vartheta}_E} = \frac{\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_E}{\bar{\vartheta}_A - \bar{\vartheta}_E} - \frac{1}{7} \quad (49)$$

worin $\bar{\vartheta}_A$ die Austrittstemperatur bedeutet und wegen der axialen Lage der Blockade in der Teststrecke $\bar{\vartheta}_S - \bar{\vartheta}_E = (\bar{\vartheta}_A - \bar{\vartheta}_E) / 7$ gesetzt werden kann.

4.2.2 Versuchsergebnisse

Die Messung der Temperaturverteilung im Totwasser wurde in 10 Versuchen bei jeweils unterschiedlichem Durchsatz ($40 \div 100 \text{ m}^3/\text{h}$) und unterschiedlicher Wassertemperatur (20, 60, 90 °C) durchgeführt, d.h. die Reynoldszahl Re_∞ im Bündel variiert zwischen $1,35 \cdot 10^4$ und $9,61 \cdot 10^4$, so daß mit dem höchsten Wert von Re_∞ etwa die Reynoldszahl im SNR-Brennelement ($Re_\infty \approx 10^5$ [37]) erreicht wurde. Die Leistungsaufnahme des Stabbündels war durch die zur Verfügung stehende Energieversorgung begrenzt; sie betrug bei allen Versuchen jeweils $545 \pm 5 \text{ kW}$ entsprechend einer Stabileistung von $46,1 \pm 0,4 \text{ W/cm}$, wobei der Fehlerbereich die Schwankungen zwischen einzelnen Versuchen angibt. Während eines Versuches war die Leistungsaufnahme konstant.

Die Abbildungen 24 und 25 zeigen als zwei Beispiele die gemessenen Temperaturerhöhungen hinter der Blockade gegenüber der Eintrittstemperatur $\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_E$ für die kleinste und die größte Reynoldszahl ($Re_\infty = 1,35 \cdot 10^4$ und $Re_\infty = 9,61 \cdot 10^4$). Vergleicht man die gemessenen Temperaturverteilungen mit den aus gemessenen integralen Größen berechneten mittleren Temperaturen im Totwasser (Kapitel 3), dann stellt man fest, daß diese mittleren Temperaturen nur geringfügig unter den gemessenen maximalen Temperaturen im Totwasser liegen. Das bestätigt die Überlegung im Abschnitt 3.1.2, daß die mittleren Temperaturen aus den integralen Größen konservativ berechnet werden.

Die dimensionslosen Temperaturen $\bar{\theta}_i$ sind im gesamten untersuchten Bereich ($Re_\infty \approx 10^4$ bis $Re_\infty \approx 10^5$, d.h. $Re_{Bl} \approx 10^5$ bis $Re_{Bl} \approx 10^6$) unabhängig von der Reynoldszahl, wie dies nach den Überlegungen im Abschnitt 4.1 nicht anders erwartet werden kann. Zur Verdeutlichung zeigt Abb. 26 die dimensionslosen Temperaturen $\bar{\theta}_4$ und $\bar{\theta}_{19}$ (für die Thermoelemente T4 und T 19, vgl. Abb. 22) in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_∞ . Für alle anderen Thermoelemente ergibt sich ein ähnliches Bild. Es genügt also, die Temperaturverteilung bei einer (genügend hohen) Reynoldszahl zu messen, wenn nur die dimensionslosen Temperaturen $\bar{\theta}_i$ interessieren.

Ein Bild der Temperaturverteilung im Totwasser gibt Abb. 27, in der die aus Meßwerten berechneten Werte von $\bar{\theta}_i$ für $Re_\infty = 9,61 \cdot 10^4$ aufgetragen sind (für andere Reynoldszahlen ergibt sich das gleiche Bild, wenn man von Abweichungen durch Meßungenauigkeiten absieht). Die Werte von $\bar{\theta}_i$ an den Stellen, an denen die Thermoelemente ausgefallen sind, lassen sich recht gut durch Inter- bzw. Extrapolation ergänzen (gestrichelt in Abb. 27). Man erkennt, daß die Temperatur in der Mitte der Rezirkulationszone axial zur Blockade hin ansteigt. Das Maximum der Temperatur hinter der Blockade scheint nicht in der Mitte, sondern am Rand der Blockade zu liegen, was aus dem Strömungsverlauf erklärt werden kann: das Fluid strömt ja hinter der Blockade von der Mitte radial nach außen und wird dabei weiter aufgeheizt. Doch ist eine sichere Aussage über die Temperatur in der Mitte hinter der Blockade nicht möglich, da in der untersten Meßebene (10 mm hinter der Blockade) alle drei inneren Thermoelemente ausgefallen sind. Immerhin wird aus der Extrapolation der Meßwerte (Abb. 27)

deutlich, daß die Temperatur in der Mitte hinter der Blockade nicht wesentlich über der maximal gemessenen Temperatur liegen kann.

Der Kern des quasistationären Wirbels, der etwa 30 bis 40 mm hinter dem Rand der Blockade zu suchen ist, zeichnet sich nicht durch eine besonders erhöhte Temperatur aus (Abb. 27), obwohl dort ja die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten sehr klein sind. Das läßt sich aber gut erklären durch den intensiven turbulenten Austausch mit der hier noch deutlich kälteren Hauptströmung. Die vom turbulenten Austausch mit dem Totwasser betroffenen Teile der Hauptströmung werden aber durch diesen Austausch mit der heißeren Rezirkulationszone stärker aufgeheizt als die übrigen Teile der Hauptströmung, so daß es nicht verwundert, daß in der Nähe des hinteren Staupunktes ein weiteres, wenn auch kleineres, relatives Maximum der Temperatur zu erkennen ist (Abb. 27).

4.3 Berechnung der Temperaturverteilung hinter einer lokalen Blockade in einem SNR-Brennelement aus den Versuchsergebnissen

Von den Bedingungen, die nach den Überlegungen im Abschn. 4.1 erfüllt sein müssen, damit die dimensionslosen Temperaturverteilungen in der von Wasser durchströmten Teststrecke und in dem von Natrium durchströmten Brennelement gleich sind, ist die geometrische Ähnlichkeit durch den Bau einer Teststrecke in den Abmessungen des Brennelements gegeben. Die Ähnlichkeit der Randbedingungen ist jedoch in einem Punkt nicht ganz erfüllt: Die von den Heizstäben der Teststrecke abgegebene Leistung ist innerhalb der beheizten Länge axial konstant, während die Brennstäbe eine axiale Leistungsverteilung in der Form einer abgeschnittenen halben cos-Periode haben, mit dem Leistungsmaximum in der Mitte des Cores. Doch ist diese Verteilung in der Nähe des Maximums so flach, daß dort ihre Annäherung durch eine konstante Leistung gerechtfertigt ist. Andererseits sind aber auch die maximalen Temperaturen im Totwasser eben wegen des Leistungsmaximums bei einer Blockade in der Coremitte oder wenig darüber zu erwarten. - Die letzte Bedingung, genügend hohe Reynoldszahlen, ist bei der untersuchten Blockade mit $Re_{Bl} = 0,9 \cdot 10^6$ nach den Überlegungen im Abschnitt 4.1.2 sicher gut erfüllt.

Dann gilt aber

$$(\bar{\theta}_i)_{H_2O} = \left(\frac{\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_s}{\bar{\vartheta}_A - \bar{\vartheta}_E} \right)_{H_2O} = \left(\frac{\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_s}{\Delta \vartheta_o} \right)_{SNR} = (\bar{\theta}_i)_{SNR} \quad (50)$$

Da die Angabe einer der Aufheizspanne bei Wasser $\bar{\vartheta}_A - \bar{\vartheta}_E$ entsprechenden Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_0$ bei Natrium wegen der unterschiedlichen Leistungsverteilungen schlecht möglich ist, wird man besser auf den Gradienten der mittleren Kühlmitteltemperatur im Totwasserbereich beziehen, der für die Teststrecke mit

$$\frac{\bar{\vartheta}_A - \bar{\vartheta}_E}{\Delta x_B} \quad (\Delta x_B: \text{beheizte Länge der Heizstäbe})$$

und für das SNR-Brennelement [3] mit

$$\frac{n \cdot \chi_{\max}}{\dot{M} \cdot c_p}$$

angegeben werden kann. $\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_s$ müßte dann an sich auch auf eine Länge bezogen werden, da diese wegen der gleichen Abmessungen aber für Teststrecke und Brennelement gleich ist, fällt sie heraus. Man erhält also aus Gleichung (50)

$$(\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_s)_{\text{SNR}} = \frac{n \cdot \chi_{\max}}{\dot{M} \cdot c_p} \cdot \Delta x_B \cdot (\bar{\theta}_i)_{\text{H}_2\text{O}} \quad (51)$$

Abb. 28 zeigt mit Gleichung (51) berechnete Temperaturen im Totwasser hinter einer der Versuchsanordnung entsprechenden Blockade in der Coremitte eines SNR-Brennelements, das wie in Abschnitt 3.3 wieder am Innenrand der zweiten Zone angenommen wurde, also an der Stelle des radialen Leistungsmaximums. Da Abb. 27 schon das Bild der Temperaturverteilung zeigt (das in dimensionsloser Form ja für Teststrecke und SNR-Brennelement gilt), sind in Abb. 28 nur die Temperaturen in den Ebenen 20 und 40 mm hinter der Blockade angegeben. Man erkennt, daß die maximalen Temperaturen weit unter der Sättigungstemperatur (in Coremitte etwa 1000 °C) bleiben, und daß die aus den integralen Größen berechnete mittlere Kühlmitteltemperatur im Totwasser (Tab. 4; $\beta = 0,147$) etwa gleich der hier aus Meßwerten berechneten maximalen Temperatur ist.

Diese Feststellung, daß die aus den gemessenen integralen Größen berechnete mittlere Kühlmitteltemperatur etwa gleich der tatsächlich vorhandenen maximalen Temperatur ist, auf andere, gleichartige Blockaden zu verallgemeinern ist in erster Näherung wohl zulässig. Dann kommt man aber mit den in Tab. 4 angegebenen Ergebnissen zu dem Schluß, daß auch hinter schon detektierbaren Blockaden ($\beta = 0,411$) lokales Sieden unwahrscheinlich ist.

5. Zur Berechnung der Temperaturverteilung hinter lokalen Blockaden in Stabbündeln mit dem Rechenprogramm SAMBA

Mit dem im vorigen Kapitel angegebenen Verfahren ist die experimentelle Ermittlung der Temperaturverteilung im Totwasser hinter einer lokalen Blockade in einer Stabbündelgeometrie möglich. Man kann sich auch durch die Untersuchung vieler verschiedenartiger Blockaden einen Überblick verschaffen, welche Form diese Temperaturverteilung bei unterschiedlichen Blockaden hat. Doch bleibt es wünschenswert, ein Hilfsmittel zu besitzen, mit dem die Temperaturverteilung hinter beliebigen Blockaden bestimmt werden kann, ohne daß deswegen für jede neuartige Blockade ein neuer Versuch durchgeführt werden muß. Das gegebene Hilfsmittel dieser Art wäre ein Rechenprogramm, mit dem die gesuchte Temperaturverteilung berechnet werden kann. Da es jedoch keine Ansätze zur theoretischen Behandlung einer dreidimensionalen Rezirkulationsströmung in einer Stabbündelgeometrie gibt, fehlt für ein solches Rechenprogramm die Grundlage. Es wurde deswegen untersucht, ob es nicht möglich ist, mit anderen Rechenprogrammen die Temperaturverteilung wenigstens näherungsweise zu berechnen, auch wenn die Strömungsverteilung, die man aus Rechnungen mit derartigen Programmen erhält, den physikalischen Tatsachen nicht entspricht. Von den hierfür in Frage kommenden und verfügbaren Rechenprogrammen [34, 35, 36, 37, 38] war SAMBA das einzige, das die Berechnung größerer Blockaden in diesem Sinne zuließ.

5.1 Kurzbeschreibung des verwendeten Rechenprogramms

Das Rechenprogramm SAMBA ist eine von Gregory [34] auf die Verhältnisse von schnellen, natriumgekühlten Reaktoren zugeschnittene Version des bekannten, von Bowring [35] entwickelten Rechenprogramms HAMBO. HAMBO berechnet die stationäre Massenstrom-, Enthalpie- und Druckverteilung in den Unterkanälen eines von Wasser durchströmten Stabbündel-Brennelements sowohl bei Ein-Phasen- als auch bei Zwei-Phasen-Strömung (siedendes Wasser). Bei entsprechender Wahl der Eingabedaten können Brennelemente mit Stabbündeln in beliebiger geometrischer Anordnung gerechnet werden, wobei allerdings die Zahl der zu berechnenden Unterkanäle beschränkt ist; unter bestimmten Voraussetzungen können auch verwandte Probleme mit ganz anderer geometrischer Anordnung gerechnet werden.

Zur Berechnung der Massenstrom-, Enthalpie-, und Druckverteilung werden die Gleichungen (27) bis (30) (S. 28) dadurch vereinfacht, daß der molekulare und turbulente Energie- und Impulstransport in Hauptströmungsrichtung als vernachlässigbar klein im Vergleich mit dem konvektiven Transport angenommen wird. Weiter wird vorausgesetzt, daß beim Auftreten von Strömungskomponenten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung (\bar{v}) für den Impulstransport nur der molekulare Impulsaustausch senkrecht zu diesen Strömungskomponenten wesentlich ist. Man erhält also statt der Gleichungen (27) bis (30) das folgende Gleichungssystem (der Einfachheit halber wieder zweidimensional geschrieben):

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (52),$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \quad (53),$$

$$0 = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \nu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \quad (54),$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial \bar{\vartheta}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'\vartheta'}}{\partial y} \quad (55),$$

wobei statt einer Wärmequellendichte in der Energiegleichung an den Staboberflächen eine Wärmestromdichte als Randbedingung vorgegeben ist. Im Rechenprogramm HAMBO wird für die numerische Lösung von diesen Gleichungen (52) bis (55) ausgegangen (ebenso etwa auch in COBRA [36]), während in anderen Rechenprogrammen bei sonst gleichartigem Vorgehen mit $\bar{v} = 0$ noch weiter vereinfacht wird (z.B. MISTRAL [37], THESYS [38] u.a.). Die Gleichungen (52) bis (55) werden zur numerischen Lösung über die Flächen der einzelnen Unterkanäle (vgl. Abb. 29) integriert und die Differentialquotienten durch entsprechende Differenzenquotienten ersetzt (Einzelheiten dazu sind in [35] angegeben), so daß einerseits mit Mittelwerten von \bar{u} , \bar{p} , $\bar{\vartheta}$ für die einzelnen Unterkanäle gerechnet wird, andererseits der molekulare Impuls- und Energieaustausch nur noch an den Staboberflächen, der turbulente Austausch nur in den Spalten zwischen den Stäben (den Grenzen zwischen benachbarten Unterkanälen) berücksichtigt werden muß. Ein besonderes Problem bildet die numerische Lösung der Gleichung (54), die zu einem i.a. schlecht konditionierten (fast singulären) System linearer Gleichungen für die Querströmungen (\bar{v}) führt, zu dessen Lösung in HAMBO ein besonderes

iteratives Verfahren verwendet wird. Die wesentlichen Lösungsverfahren des Rechenprogramms HAMBO hat die Version SAMBA beibehalten, doch sind für die Berechnung natriumgekühlter Reaktoren einige Änderungen vorgenommen worden [34], von denen in diesem Zusammenhang nur die Berücksichtigung des molekularen Energietransports auch zwischen benachbarten Unterkanälen wesentlich ist.

Man erkennt, daß der elliptische Charakter der Gleichungen (27) bis (30) durch die Vereinfachungen, die zu den Gleichungen (52) bis (55) führen, verloren geht; dieses Gleichungssystem hat vielmehr parabolischen Charakter, es kann daher die numerische Lösung wie für ein Anfangswertproblem durchgeführt werden, und die oben genannten Rechenprogramme gehen auch sämtlich in dieser Weise vor. Dieses in der Reaktortechnik übliche und für Auslegungsrechnungen durchaus bewährte Vorgehen ist natürlich nur zulässig, wenn als Voraussetzung für die vorgenommenen Vereinfachungen bei turbulenter Strömung im gesamten Stabündel $\bar{v} \ll \bar{u}$ gilt.

Da diese Voraussetzung für das hier behandelte Problem der Umströmung einer lokalen Blockade sicherlich nicht gilt, muß man bei dem Versuch einer numerischen Lösung mit einem derartigen Rechenprogramm von vornherein damit rechnen, daß man nicht nur für die Strömungsverteilung, sondern auch für die Temperaturverteilung ein Ergebnis erhält, das den physikalischen Tatsachen nicht entspricht. Andererseits wäre eine auf diese Weise berechnete Temperaturverteilung hinter lokalen Blockaden für Sicherheitsbetrachtungen dann ausreichend, wenn man nachweisen kann, daß die berechnete Temperaturverteilung für die behandelten Fälle konservativ ist, d.h. es werden höhere Temperaturen berechnet, als tatsächlich zu erwarten ist. Der Vergleich der berechneten Temperaturverteilung für den im Abschnitt 4.2 beschriebenen Versuch mit den gemessenen Temperaturen sollte der Beginn dieses Nachweises sein.

Das geschilderte Modell - Berechnung der Massenstrom-, Enthalpie- und Druckverteilung wie bei einem Anfangswertproblem - impliziert nun, daß die Rückwirkungen von Störungen stromaufwärts nicht berechnet werden können, insbesondere können keine Rückströmungen auftreten. Für die Umströmung einer Blockade wird eine Querströmung zum Rand der Blockade nur in dem axialen Abschnitt unmittelbar vor der Blockade berechnet. Hinter der Blockade wird keine Rezirkulationsströmung berechnet, sondern eine Strömung, die bereits im axialen Abschnitt

unmittelbar hinter der Blockade von deren Rand zur Mitte der Blockade gerichtet ist; in den folgenden axialen Abschnitten bildet sich dann allmählich die ungestörte Strömungsverteilung wieder aus, so daß hinter der Blockade ein Strömungsbild entsteht, das dem einer Potentialströmung ähnlich sieht.

Nun hat Gregory [34] bereits mit SAMBA Temperaturen im Bereich von Blockaden berechnet, doch hat er nur Blockaden betrachtet, durch die in einer der SNR-Geometrie vergleichbaren Stabbündel-Geometrie maximal 24 Unterkanäle blockiert wurden. Im Zusammenhang dieser Arbeit interessieren jedoch sehr viel größere Blockaden (die Blockade 1 in Abb. 9 mit $\beta = 0,147$ betrifft bereits 54 Unterkanäle), die mit der von Gregory verwendeten Version von SAMBA nicht zu behandeln waren, da die Iterationen für derartige Blockaden divergent wurden.

Um größere Blockaden mit möglichst geringem Restdurchsatz mit SAMBA berechnen zu können, wurde deshalb die von Gregory verwendete Version soweit verbessert, daß eine zentral gelegene Blockade mit $\beta = 0,147$ (die also 54 Unterkanäle betrifft) in einem SNR-Brennelement untersucht werden konnte. Dabei wurde die Berechnung auf einen 30° -Sektor des Brennelements beschränkt (Abb. 29), was wegen der Symmetrie bei zentral gelegener Blockade zulässig ist. Allerdings können mit SAMBA keine völlig undurchlässigen Blockaden untersucht werden, da die Blockade durch die Eingabe eines hohen Druckverlustbeiwertes für ein fiktives Abstandshaltergitter in den Unterkanälen an der Stelle der Blockade simuliert werden muß, was eine Verkleinerung der Querschnittsfläche der Unterkanäle an dieser Stelle bedeutet. Die Querschnittsfläche kann nicht ganz zu Null gemacht werden, weil die Iteration zur Bestimmung der Querströmungen bei zu hohen Druckverlustbeiwerten instabil wird, doch kann der verbleibende Restdurchsatz vernachlässigbar klein gemacht werden.

5.2 Ergebnisse der Berechnungen und Diskussion

Mit dem verbesserten Rechenprogramm SAMBA wurde versucht, die Temperaturverteilung in der Nähe der Blockade in der im Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Teststrecke zu berechnen. Die Blockade wurde dabei durch die Eingabe hoher Gitterdruckverlust-Beiwerte so simuliert, daß insgesamt weniger als 0,4 % des Gesamtdurchsatzes durch das Brennelement durch die blockierten Unterkanäle strömt (vgl. Abb. 29) was insofern vernach-

lässigbar ist, als nach den phänomenologischen Untersuchungen (Abschnitt 2.2) auch bei sehr viel größeren Restdurchsätzen noch eine ausgeprägte Rezirkulationsströmung entsteht, in der nach den Ergebnissen bei der Berechnung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser (Abschnitt 3.3) nur wenig niedrigere Temperaturen herrschen als in Rezirkulationszonen hinter völlig undurchlässigen Blockaden.

Eine systematische Variation der Länge der axialen Abschnitte zeigte dann, daß - zwischen zwei Extremfällen - praktisch jede beliebige Temperaturverteilung hinter der Blockade berechnet werden kann, wenn die Länge der axialen Abschnitte entsprechend gewählt wird (Abb. 30). Die Variation der übrigen Parameter (z.B. des Druckverlustbeiwerts für die Querströmung, von dem man den größten Einfluß erwartet) hat demgegenüber nur vernachlässigbaren Einfluß. Die Folgerung, daß die Abschätzung der Temperaturen hinter einer lokalen Blockade mit dem Rechenprogramm SAMBA nur dann konservativ ist, wenn man "zufällig" die richtige Länge der axialen Abschnitte wählt, wird mit diesen Ergebnissen zwingend.

Man kann nun zeigen, daß man diese Ergebnisse dadurch erhält, daß das Problem der Berechnung der Massenstrom-, Enthalpie- und Druckverteilung wie ein Anfangswertproblem behandelt wird, daß die Folgerung also nicht nur für das Rechenprogramm SAMBA, sondern auch für alle ähnlich vorgehenden Rechenprogramme gilt. Die Behandlung als Anfangswertproblem impliziert, daß die Drücke am Ende eines axialen Abschnitts unter Berücksichtigung des Querströmungsdruckverlusts ausgeglichen sind, d.h. die Drücke in zwei benachbarten Unterkanälen unterscheiden sich nur durch den Druckverlust der zwischen diesen beiden Kanälen herrschenden Querströmung (Gleichung (54)) - aus dieser Bedingung werden bei der Behandlung als Anfangswertproblem die Querströmungen ausgerechnet.

Bei der Umströmung einer Blockade ergibt sich dann aber folgendes (Abb. 31): In den axialen Abschnitten vor der Blockade ist der Druck in allen Unterkanälen gleich. Erst unmittelbar in demjenigen axialen Abschnitt, in dem die Blockade simuliert wird, ändert sich dies; hier wäre ohne Querströmung der Druckabfall in den blockierten Kanälen sehr viel größer als in den freien. Damit die oben genannte Bedingung für den Druckausgleich erfüllt wird, muß also der Druckabfall in den blockierten Kanälen kleiner und in den freien Kanälen größer werden, was nur durch eine Verringerung des Durchsatzes in den blockierten und eine Vergrößerung des Durchsatzes in den freien Kanälen möglich ist, d.h.

es entsteht eine Querströmung von den blockierten zu den freien Kanälen. Eine Querströmung ist aber nur in Richtung eines fallenden Druckgradienten möglich, d.h. die Druckgradienten müssen so stark geändert werden (also die Querströmung so groß werden), daß am Ende des axialen Abschnitts mit der Blockade der Druck in den blockierten Kanälen höher ist als in den freien bzw. der Druckabfall in den blockierten Kanälen geringer als in den freien.

Für die Verhältnisse im unmittelbar folgenden axialen Abschnitt hinter der Blockade überlegt man entsprechend, daß jetzt ohne Querströmung in den blockierten Unterkanälen wegen des geringen Restdurchsatzes und des Wegfalls des zusätzlichen "Blockade-Druckverlusts" der Druckabfall sehr klein wäre, während in den freien Unterkanälen der Druckabfall ohne Querströmung im wesentlichen der gleiche bliebe wie im axialen Abschnitt mit der Blockade. Die ausgleichende Querströmung - jetzt also von den freien in die blockierten Unterkanäle - bewirkt dann, daß der Druckabfall in den blockierten Unterkanälen hinter der Blockade größer wird als in den freien.

In den beiden diskutierten (und in diesem Zusammenhang wichtigen) axialen Abschnitten muß also das Vorzeichen des Druckgradienten in Querrichtung zwischen blockierten und freien Unterkanälen, das ohne Querströmung sich einstellt, umgekehrt werden, damit durch eine Querströmung die Bedingung für den Druckausgleich erfüllt werden kann. Aus Abb. 31 wird aber unmittelbar deutlich, daß für diese Vorzeichenumkehr in kurzen axialen Abschnitten sehr viel größere Änderungen des axialen Druckabfalles und damit größere Querströmungen notwendig sind als in langen axialen Abschnitten.

Damit wird aber der unterschiedliche Temperaturverlauf bei unterschiedlicher Länge der axialen Abschnitte erklärt: Hinter der Blockade wird bei kleinen axialen Abschnitten weniger Wärme an das wegen der größeren Querströmung mit größeren Durchsätzen strömende Kühlmittel abgegeben, die Temperaturen werden niedriger als bei größeren axialen Abschnitten (vgl. Abb. 30).

Als Ergebnis dieses Abschnitts läßt sich also zusammenfassen, daß die Abschätzung der Temperaturen im Totwasser hinter einer Blockade mit Rechenprogrammen, die die Berechnung der Massenstrom-, Enthalpie- und Druckverteilung in einem Stabbündel als Anfangswertproblem behandeln, nicht sinnvoll ist,

6. Schlußbemerkungen

Die Untersuchungen, über die in dieser Arbeit berichtet wird, haben gezeigt, daß die Ausbildung einer Rezirkulationszone hinter einer lokalen Blockade - wenn diese in der Form einer quergestellten Platte ähnelt - auch in einer Stabbündelgeometrie (mindestens in SNR-Geometrie) qualitativ durchaus vergleichbar ist der Ausbildung einer Rezirkulationszone in einfacheren Geometrien, etwa hinter einer quergestellten Kreisscheibe in einem Kreisrohr. Diese Erkenntnis führte dazu, daß experimentelle Methoden, die für einfachere Geometrien entwickelt waren, mit entsprechender Modifikation auch im Stabbündel angewendet werden konnten, und daß theoretische Überlegungen, die mit den heutigen Kenntnissen nur für einfache Geometrien durchgeführt werden können, sich sinnvoll auf Stabbündel ausdehnen ließen.

Die qualitative Ähnlichkeit der Rezirkulationsströmungen im Stabbündel und in einfacheren Geometrien wurde belegt durch die Ergebnisse der Experimente zur Bestimmung der Form und der Abmessungen des Totwassers, die einerseits aus phänomenologischen Untersuchungen, andererseits aus der Messung der Druckprofile ermittelt wurden. Aus den Ergebnissen dieser Experimente ließ sich weiter das Volumen des Totwassers ermitteln, so daß zusammen mit den Ergebnissen der Massenaustauschmessungen die Berechnung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser möglich war. Es konnte gezeigt werden, daß die so berechneten Temperaturen konservativ, d.h. zu hoch bestimmt sind, so daß man nach diesen Berechnungen schon folgern kann, daß die Siedetemperatur in einem SNR-Brennelement auch hinter einer schon detektierbaren Blockade wahrscheinlich nicht erreicht wird. Auch wenn keine sichere Aussage über die maximal hinter einer Blockade zu erwartende Temperatur möglich ist, so wird mit den zur Bestimmung mittlerer Kühlmitteltemperaturen im Totwasser durchzuführenden Experimenten doch ein Hilfsmittel angegeben, mit dem man sich bei relativ kleinem Aufwand Anhaltspunkte verschaffen kann für die Folgen auch anderer lokaler Blockaden und auch in Brennelementen anderen Typs.

Die mit größerem, wegen der Durchführung mit Wasser aber noch vertretbarem Aufwand ausgeführten Experimente zur Bestimmung der Temperaturverteilung hinter lokalen Blockaden bestätigen, daß die aus integralen Experimenten berechneten mittleren Kühlmitteltempera-

turen zu hoch liegen. Der Schluß von der einen nicht detektierbaren Blockade, hinter der die Temperaturverteilung gemessen wurde, auf andere, gleichartige Blockaden führt zu der Aussage, daß auch hinter einer schon detektierbaren lokalen Blockade in einem SNR-Brennelement Natriumsieden nicht auftritt. Doch sollte dies noch durch das Ausmessen der Temperaturverteilung hinter einer schon detektierbaren Blockade in einer Ecke des Brennelementkastens (z.B. 4 in Abb. 9) bestätigt werden. Die Fortführung dieser Untersuchungen ist auch aus anderen Gründen wünschenswert: Es ist durchaus noch fraglich, ob man das von einer gerade schon detektierbaren lokalen Blockade herrührende Signal zum Anlaß nehmen soll, den Reaktor abzuschalten. Eine Temperaturerhöhung um etwa 10 K am Austritt eines Brennelements, wie sie im SNR [3] bei einer Durchsatzreduktion von 5 % auftreten würde, könnte durchaus auch andere, ungefährlichere Ursachen haben als eine lokale Blockade. Will man deshalb nicht bei jeder derartigen Temperaturerhöhung den Reaktor abschalten und das betreffende Brennelement austauschen, dann wird die Frage wichtig, welche Temperaturverteilungen hinter Blockaden entstehen, die einen noch größeren Anteil des Brennelementquerschnitts verstopfen.

Es sollte auch darauf hingewiesen werden, daß man aus den Ergebnissen für die hier untersuchten Blockaden nicht schließen kann, daß lokales Sieden im Bereich nicht detektierbarer Blockaden ausgeschlossen ist. Es sind andere als die hier untersuchten Blockaden denkbar (radial weniger, dafür axial um so mehr ausgedehnte Blockaden), bei denen lokales Sieden schon bei relativ kleinen Blockaden möglich ist. Doch sind die Auswirkungen eines lokalen Siedens bei solchen Blockaden hinsichtlich der Schadensfortpflanzung ungefährlich [1].

Daß es möglich ist, eine in Wasser gemessene Temperaturverteilung in einem Totwasser auf eine Natriumströmung umzurechnen, wurde zunächst für einfache Geometrien gezeigt. Diese Umrechnung ist möglich bei ähnlicher Geometrie, ähnlicher Wärmefluß- bzw. Wärmequellverteilung und genügend hoher Reynoldszahl, wenn man sich auf die Temperaturen in einiger Entfernung von den Wänden beschränkt, d.h. im Stabbündel auf die Temperaturen in der Mitte der Unterkanäle. Die Erweiterung dieser Aussage auf Stabbündel war nicht nur mit der qualitativen Ähnlichkeit der Rezirkulationsströmung zu begründen, sondern sie konnte auch durch die Analyse der in einer stabbündelähnlichen Geometrie ("Negativbündel") gemessenen Temperaturverteilung gesichert werden.

Der Versuch, die Temperaturen im Totwasser hinter einer Blockade abzuschätzen mit einem Rechenprogramm, das die Massenstrom-, Druck- und Enthalpieverteilung in einem Stabbündel wie bei einem Anfangswertproblem berechnet, scheiterte (Kap. 5), und es konnte gezeigt werden, daß er wegen der Behandlung als Anfangswertproblem scheitern mußte. Dieser Versuch wurde unternommen, weil es heute keine Ansätze zur unmittelbaren theoretischen Behandlung von dreidimensionalen Rezirkulationsströmungen in Stabbündeln gibt und auch in naher Zukunft nicht geben kann. Die Erkenntnis, daß Rezirkulationsströmungen in Stabbündeln denen in einfacheren Geometrien qualitativ ähnlich sind, könnte aber auch einen anderen, bisher nicht untersuchten Weg zur theoretischen Behandlung von Rezirkulationsströmungen in Stabbündeln ermöglichen: Es sollte untersucht werden, ob die bekannten und erfolgreichen Ansätze zur Behandlung zweidimensionaler Rezirkulationsströmungen [9] mit gewissen, noch zu bestimmenden Modifikationen auf Stabbündel anwendbar sind, wenn man sich dabei auf symmetrische, zentral im Brennelement liegende Blockaden beschränkt, deren Umströmung näherungsweise als zylindersymmetrisch, also zweidimensional angesehen werden kann¹⁾. Die in dieser Arbeit angegebenen, gemessenen Temperaturen wären das gegebene Hilfsmittel zur Überprüfung der in einem solchen Versuch berechneten Temperaturen.

1) Die Ankündigung des Rechenprogramms SABRE [39] läßt vermuten, daß derartige Untersuchungen bereits an anderer Stelle durchgeführt werden. Doch liegen hierüber noch keine Ergebnisse vor, auch sind Einzelheiten des dem Rechenprogramm SABRE zugrunde gelegten physikalischen Modells bisher nicht veröffentlicht.

7. Literatur

- [1] K.Gast: Die Ausbreitung örtlicher Störungen im Kern Schneller Natriumgekühlter Reaktoren und ihre Bedeutung für die Reaktorsicherheit. KFK-Bericht 1380, Mai 1971.
- [2] A.M.Judd: Loss of Coolant Accidents in a Large Sodium Cooled Fast Reactor. ANL - 7120, Oktober 1965.
- [3] K.Gast; E.G.Schlechtendahl: Schneller Natriumgekühlter Reaktor Na 2. KFK-Bericht 660, Oktober 1967.
- [4] G.Winterfeld: Versuche über Rezirkulationsströmungen in Flammen. Z. Flugwiss. 10 (1962) S.168.
- [5] G.Winterfeld: Untersuchungen über den Massenaustausch zwischen Rückströmgebieten hinter rotationssymmetrischen Flammenhaltern und der umgebenden Strömung. Dissertation TH Aachen 1968/Deutsche Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht DLR FB 69/07, Februar 1969.
- [6] K.-R.Löblich: Über die Rezirkulationszone hinter umströmten Körpern und ihre Bedeutung für den Stoff- und Wärmetransport. Fortschr.-Ber. VDI - Z., Reihe 7, Nr. 4, Januar 1967.
- [7] I.P.Castro: Wake Characteristics of Two-Dimensional Perforated Plates Normal to an Air Stream. J. Fluid Mechanics 46 (1971) p. 599.
- [8] T.Carmody: Establishment of the Wake behind a Disk. Ph.D. Dissertation, State University of Iowa, 1963. Trans. ASME, J. Basic Eng. 86 (1964) p. 869.
- [9] A.D.Gosman, W.M.Pun, A.K.Runchal, D.B.Spalding, M.Wolfshtein: Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows. Academic Press, London and New York 1969.
- [10] H.Schlichting: Grenzschicht-Theorie. 5. Auflage, Verlag G. Braun, Karlsruhe 1965.

- [11] D.Kirsch, K.Schleisiek: Flow and Temperature Distribution around Local Coolant Blockages in Sodium Cooled Fuel Elements. International Seminar on Heat Transfer in Liquid Metals, Trogir (Yugoslavia) 6.-11.Sept. 1971, Paper Nr. 22.
- [12] P.Basmer, D.Kirsch, G.F.Schultheiß: Phänomenologische Untersuchungen der Strömungsverteilung hinter lokalen Kühlkanalblockaden in Stabbündeln. KFK-Bericht 1548, Januar 1972.
- [13] P.Basmer, D.Kirsch, G.F.Schultheiß: Untersuchungen zur Bestimmung der Strömungsform im Totwasser hinter lokalen Kühlkanalblockaden in Stabbündeln. atomwirtschaft - atomtechnik (atw) 17 (1972) S.416.
- [14] D.Kirsch, R.Meyder, G.F.Schultheiß: Zur Strömungsverteilung im Bereich lokaler Kühlkanalblockaden in Stabbündel-Brennelementen. Vortrag Nr. 137 der Reaktortagung des Deutschen Atomforums/KTG, Bonn 30.3.-2.4.1971.
- [15] J.C.Rotta: Turbulente Strömungen. Verlag B.G. Teubner, Stuttgart 1972.
- [16] W.Kaufmann: Technische Hydro- und Aeromechanik, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1963.
- [17] A.W.Quick: Ein Verfahren zur Untersuchung des Austauschvorganges in verwirbelten Strömungen hinter Körpern mit abgelöster Strömung. Bericht 12 der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, Mühlheim (Ruhr), Westdeutscher Verlag, Köln und Opladen 1956.
- [18] T.A.Bovina: On Studies of Exchange between Recirculation Zone behind the Flame-Holder and Outer Flow. 7th Symposium (Int.) on Combustion, Butterworths, London 1959, p. 692.
- [19] S.S.Kutateladze: Fundamentals of Heat Transfer (Translated from the second revised and augmented edition, Moscow-Leningrad 1962), Edward Arnold Ltd, London 1963.

- [20] H.Nabizadeh: Konstruktion und Erprobung einer Versuchseinrichtung zur Ermittlung von Totwasserbereichen in örtlich gestörten Brennelementbündeln. Diplomarbeit am Lehrstuhl für Reaktortechnik der Universität Karlsruhe (TH), Januar 1971.
- [21] J.Eggert, L.Hock, G.M.Schwab: Lehrbuch der physikalischen Chemie in elementarer Darstellung. 9. Auflage, Verlag Hirzel, Stuttgart 1968.
- [22] F.Kohlrausch: Praktische Physik. Band 3: Tafeln. 22. Auflage, B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart 1968.
- [23] T.Krings: Untersuchung des Massenaustausches im Totwasser einer Durchflußstörung in einem Brennelementbündel. Diplomarbeit am Lehrstuhl für Reaktortechnik der Universität Karlsruhe (TH), August 1971.
- [24] I.Hauffe: Hydrodynamische Untersuchungen an Totwasserbereichen in Bündelgeometrien. Diplomarbeit am Lehrstuhl für Reaktortechnik der Universität Karlsruhe (TH), Juni 1972.
- [25] Gröber/Erk/Grigull: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. 3. Auflage, 3. Neudruck, Springer-Verlag Berlin/Göttingen/Heidelberg 1963.
- [26] H.Schlichting: Einige exakte Lösungen für die Temperaturverteilung in einer laminaren Strömung. Z. angew. Math. Mech. 31 (1951) S. 78.
- [27] J.Huetz: Eddy Diffusivities in Liquid Metals. International Seminar on Heat Transfer in Liquid Metals, Trogir (Yugoslavia) 6.-11. Sept. 1971, Lecture No. II.
- [28] O.E.Dwyer: Eddy Transport in Liquid-Metal Heat Transfer. A.I.Ch.E. Journal 9 (1963) p. 261.
- [29] F.Davies: Eddy Viscosity and Eddy Conductivity - A Statistical Approach and Experimental Verification. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule (ETH) Zürich, 1969.

- [30] K.Schleisiek: Persönliche Mitteilung, Institut für Reaktor-entwicklung, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1971).
- [31] J.T.Rogers, N.E.Todreas: Coolant Interchannel Mixing in Reactor Fuel Rod Bundles - Single Phase Coolants; in: Heat Transfer in Rod Bundles. ASME Winter Annual Meeting, New York, Dec. 1968.
- [32] M.Audoux, F.Katz, W.Olbrich, E.G.Schlechtendahl: System for Experimental Data Processing (SEDAP). KFK-Bericht 1594, Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [33] G.Grötzbach: Messung der Temperaturverteilung im Totwasserbereich lokaler Blockaden in einem Brennelementmodell. Diplomarbeit am Lehrstuhl für Reaktortechnik der Universität Karlsruhe (TH), August 1972.
- [34] C.V.Gregory: An Investigation into the Use of SAMBA for Solving the Local Blockage Problem in PFR Subassemblies. Unveröffentlichter Bericht und persönliche Mitteilung.
- [35] R.W.Bowring: HAMBO - A Computer Programme for the Subchannel Analysis of the Hydraulic and Burnout Characteristics of Rod-Clusters. Part I: General Description, AEEW - R 524, April 1967; Part II: The Equations, AEEW - R 582, January 1968.
- [36] D.S.Rowe: COBRA-II: A Digital Computer Program for Thermal-Hydraulic Subchannel Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements. BNWL - 1229, February 1970.
- [37] W.Baumann: MISTRAL - Thermodynamischer Mischströmungsalgorithmus für Stabbündel. KFK-Bericht 988, Juni 1970.
- [38] A.Amendola, K.Doetschmann: THECA, ein Rechenprogramm zur dreidimensionalen thermischen Auslegung schneller Reaktorkerne einschließlich einer statistischen Heißstellen- und Zuverlässigkeitsanalyse. Vortrag Nr. 153 der Reaktortagung des Deutschen Atomforums/KTG, Hamburg, 11.-14.4.1972.
- [39] J.P.H. Blake, C.V. Gregory, R. Herbert, D.C.G. Smith: Theoretical Studies related to Local Blockages in Fast Reactor Subassemblies. Paper 33, Intern. Conf. on Engineering of Fast Reactors, Karlsruhe, Oct. 9-13, 1972.

[40]

G. Damköhler: Einflüsse der Strömung, Diffusion und des Wärmeübergangs auf die Leistung von Reaktionsöfen.
Zeitschrift Elektrochem. 42 (1936) S. 846.

8. Nomenklatur

(Mit Querstrichen versehene Größen - z.B. \bar{u} - bedeuten stets zeitliche Mittelwerte, auch wenn dies nicht ausdrücklich angegeben ist).

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung	Erläuterung
a	l	} Proportionalitätsfaktor	} S. 14 S. 17 S. 17
a _f	l		
a _p	l		
b	m	Spaltweite im "Negativbündel"	S. 39
B	m	Größte Querabmessung eines Totwassers	Abb. 1
c	l, kg·kg ⁻¹	Konzentration eines Zusatzstoffes zu einem Fluid	
\bar{c}	l	Zeitlicher Mittelwert von c	
c'	l	Schwankung von c, c' = c - \bar{c}	
c ₀	l	} Für die Massen bestimmter Bereiche gemittelte Konzentration	S. 14
c ₁	l		
c ₂	l		
c _{max}	l	Maximalwert von c	
c _p	Ws kg ⁻¹ K ⁻¹	Spezifische Wärme eines Fluids bei konstantem Druck	
d	m	Stabdurchmesser	
d _h	m	Hydraulischer Durchmesser eines Stabbündel-Brennelements bzw. eines entsprechenden Modells	
D	m	Charakteristische Querabmessung eines umströmten Körpers	Abb. 1 Abb. 9 Abb. 19
D _c	m ² s ⁻¹	Diffusionskoeffizient	
Eu	l	Eulerzahl	S. 30
F	l	Verteilungsfunktion der Wärmequellendichte	S. 29
F ₃	m ²	Querschnittsfläche des Unterkanals 3 im "Negativbündel"	S. 41
F _{B1}	m ²	Querschnittsfläche eines umströmten Körpers senkrecht zur Anströmrichtung	

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung	Erläuterung	
F_{ges}	m^2	Gesamte durchströmte Querschnittsfläche eines Kanals bzw. Brennelements		
l_3	m	Wärmeabgebender Umfang des Unterkanals 3 im "Negativbündel"	S. 41	
L	m	Größte Länge eines Totwassers	Abb. 1	
\dot{m}	$kg\ s^{-1}$	Über die Begrenzungsfläche eines Totwassers in der Zeiteinheit ausgetauschte Masse		
\dot{m}^*	$kg\ s^{-1}$	} Fiktive Werte für \dot{m}	} S. 15	
\dot{m}_f^*	$kg\ s^{-1}$			} S. 17
\dot{m}_p^*	$kg\ s^{-1}$			
M	kg	Masse einer Rezirkulationszone		
M_1	kg	} Massen bestimmter Bereiche einer Rezirkulationszone	S. 14	
M_2	kg			
\dot{M}	$kg\ s^{-1}$	Gesamter Massenstrom (Durchsatz) durch ein Brennelement bzw. eine Teststrecke	S. 14	
n	1	Zahl der Stäbe eines Stabbündels		
p	$N\ m^{-2}$	Statischer Druck eines Fluids		
\bar{p}	$N\ m^{-2}$	Zeitlicher Mittelwert von p		
p'	$N\ m^{-2}$	Schwankung von p, $p' = p - \bar{p}$		
\bar{p}_E	$N\ m^{-2}$	Bezugsdruck, "Eintritts"-druck	S. 28	
\bar{P}	1	Dimensionsloser statischer Druck eines Fluids	S. 29	
Pr	1	Prandtlzahl	S. 16, 30	
q	$W\ m^{-3}$	Wärmequellendichte		
q_0	$W\ m^{-3}$	Charakteristische Wärmequellendichte	S. 29	
q_f	$W\ m^{-2}$	Wärmestromdichte	S. 39	

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung	Erläuterung
q_{fo}	$W m^{-2}$	Charakteristische Wärmestromdichte	S. 39
q_{max}	$W m^{-3}$	Maximale Wärmequell-dichte	
Q	1	Dimensionslose Wärmequell-dichte	S. 29
\dot{Q}_{TW}	W	Dem Kühlmittel im Totwasser zugeführte Wärme	
r	m	Radiale Koordinate senkrecht zur Hauptströmungsrichtung	
r_w	m	Rohrradius	S. 35
R	Ω	Elektrischer Widerstand zwischen den Meß-Elektroden	} S. 21
R_1	Ω	} Feste Widerstände	
R_2	Ω		
R_{ges}	Ω	Gesamter elektrischer Widerstand	
R_k	m	Radius einer Kreisscheibe	S. 33
Re	1	Reynoldszahl (allgemein)	S. 30
Re_{∞}	1	Reynoldszahl der Anströmung	S. 6
Re_{Bl}	1	Reynoldszahl eines umströmten Körpers	S. 5
s	m	Stabmittenabstand	
Sc	1	Schmidtzahl	S. 16
t	s	Zeit	
u	$m s^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung	
\bar{u}	$m s^{-1}$	Zeitlicher Mittelwert von u	
u'	$m s^{-1}$	Schwankung von u, $u' = u - \bar{u}$	
u_o	$m s^{-1}$	Charakteristische Geschwindigkeit	S. 29

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung	Erläuterung
u_{∞}	$m s^{-1}$	Anströmgeschwindigkeit	
\bar{U}	l	Dimensionslose Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung	} S. 29
U'	l	Schwankung zu \bar{U}	
U	V	Gemessene elektrische Spannung	} S. 21
U_0	V	$U_0 = U (t = 0)$	
U_{∞}	V	$U = U (t \rightarrow \infty)$	
U_{ges}	V	Gesamte elektrische Spannung	
v	$m s^{-1}$	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung	
\bar{v}	$m s^{-1}$	Zeitlicher Mittelwert von v	
v'	$m s^{-1}$	Schwankung von v , $v' = v - \bar{v}$	
\bar{V}	l	Dimensionslose Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung	} S. 29
V'	l	Schwankung zu \bar{V}	
V	m^3	Volumen einer Rezirkulationszone	
\dot{V}	$m^3 s^{-1}$, $m^3 h^{-1}$	Gesamtvolumenstrom durch ein Brennelement bzw. eine Teststrecke	
x	m	Kartesische Koordinate in Hauptströmungsrichtung	
x_0	m	Charakteristische Länge	S. 29
X	l	Dimensionslose x-Koordinate	S. 29
y	m	Kartesische Koordinate senkrecht zur Hauptströmungsrichtung	
y_M	m	y-Koordinate in der Mitte einer Rezirkulationszone	} Abb. 6
y_{TWR}	m	y-Koordinate auf der Begrenzungsfläche einer Rezirkulationszone	
Y	l	Dimensionslose y-Koordinate	S. 29
z	m	Kartesische Koordinate senkrecht zur x- u. y-Koordinate	

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung	Erklärung
β	l	Blockierungsgrad	S. 6
Δx_B	m	Beheizte Länge der Heizstäbe	
Δx_{9-12}	m	Abstand zwischen den Meßstellen 9 und 12 im "Negativbündel"	} S. 39
Δy_{4-3}	m		
Δp_0	$N\ m^{-2}$	Charakteristische Druckdifferenz	S. 29
$\Delta \vartheta_0$	K	Charakteristische Temperaturdifferenz	S. 29
$\epsilon_{Hy}, \epsilon_H$	$m^2\ s^{-1}$	Turbulente Austauschgröße für Wärme	S. 34
$\epsilon_{My}, \epsilon_M$	$m^2\ s^{-1}$	} Turbulente Austauschgrößen für Impuls	} S. 12, 34
ϵ_{My}^*	$m^2\ s^{-1}$		
ϑ	K, °C	Temperatur eines Fluids	
$\bar{\vartheta}$	K, °C	Zeitlicher Mittelwert von ϑ	
ϑ'	K, °C	Schwankung von ϑ , $\vartheta' = \vartheta - \bar{\vartheta}$	
ϑ_0	K, °C	Bezugstemperatur	
$\bar{\vartheta}_0$	K, °C	} Für die Massen bestimmter Bereiche gemittelte Temperaturen	} S. 23
$\bar{\vartheta}_{m1}$	K, °C		
$\bar{\vartheta}_{m2}$	K, °C		
ϑ_i	K, °C	Temperatur an der Meßstelle i (i = 1, 2, ...)	
$\bar{\vartheta}_s$	K, °C	Temperatur in der Hauptströmung unmittelbar an der Blockade	
$\bar{\vartheta}_w$	K, °C	Temperatur des Kreislaufwassers	
$\bar{\vartheta}_A$	K, °C	Austrittstemperatur der Teststrecke	S. 43
$\bar{\vartheta}_E$	K, °C	Eintrittstemperatur der Teststrecke, Bezugstemperatur	S. 28, 43
$\bar{\vartheta}_{TW}$	K, °C	Über die Masse des Totwassers gemittelte Fluid-Temperatur	S. 23

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung	Erläuterung
$\bar{\theta}$	1	Dimensionslose Temperatur des Fluids	} S. 29
θ'	1	Schwankung zu $\bar{\theta}$	
$\bar{\theta}_i$	1	Dimensionslose Temperatur an der Meßstelle i ($i = 1, 2, \dots$)	
κ	$\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$	Elektrische Leitfähigkeit	} S. 21
κ_0	$\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$	$\kappa_0 = \kappa (t = 0)$	
κ_∞	$\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$	$\kappa_\infty = \kappa (t \rightarrow \infty)$	
λ	$\text{Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit eines Fluids	
μ	1	Massenaustausch-Kennzahl	S. 22
ν	$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$	Kinematische Zähigkeit eines Fluids	
ρ	kg m^{-3}	Dichte eines Fluids	
τ	s	Zeitkonstante, mittlere Verweilzeit	S. 13
τ^*	s	Zeitkonstante	S. 14
χ_{max}	W/m	Maximale Stableistung der SNR-Brennstäbe	

Tab. 1: Ergebnisse der phänomenologischen Untersuchungen (nach [12, 13], z.T. neu ausgewertet)

Versuchsserie	-	5/3	5/4	9/1	12/1	13/2	14/1
Lage und Form der Blockade	-	Abb. 2	Abb. 2	Abb. 3	Abb. 2	Abb. 2	Abb. 2
Reynoldszahl Re_{∞}	1	$2,02 \cdot 10^4$	$3,00 \cdot 10^4$	$2,32 \cdot 10^4$	$3,34 \cdot 10^4$	$3,32 \cdot 10^4$	$3,13 \cdot 10^4$
Verhältnis Länge des Totwassers zu Durchmesser der Blockade L/D	1	$1,73 \pm 0,07$	$1,69 \pm 0,07$	$2,5 \pm 0,05$	$1,60 \pm 0,04$	$1,60 \pm 0,04$	-
Durchmesser der Bohrungen in den Unterkanälen der Blockade	mm	0	0	0	0,5	1,0	1,5
Anteil des Restdurchsatzes durch die Blockade am Gesamtdurchsatz	1	0	0	0	0,008	0,054	0,162
Abstand der Rezirkulationszone von der Blockade	mm	0	0	0	5	15	-

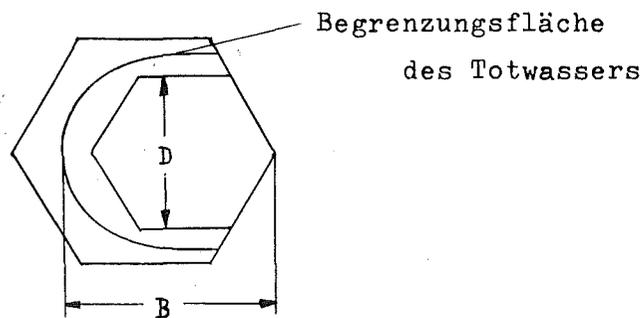
Tab. 2: Abmessungen und Volumen des Totwassers, bestimmt aus den Messungen der Druckverteilung

Blockade (Abb. 9)		1	2	3	4
β	l	0,147	0,411	0,411 ¹⁾	0,411
L	mm	77 ^{±5}	112 ^{±8}	107 ^{±5}	174 ^{±5} ²⁾
B	mm	80 ^{±2}	96 ^{±2}	90 ^{±2}	95 ^{±2} ³⁾
L/D	l	1,84 ^{±0,12}	1,65 ^{±0,12}	1,57 ^{±0,10}	2,56 ^{±0,08}
B/D	l	1,90 ^{±0,05}	1,40 ^{±0,03}	1,32 ^{±0,03}	1,39 ^{±0,03}
V	cm ³	137 ^{±12}	298 ^{±25}	238 ^{±20}	470 ^{±40}

1) Anteil des Restdurchsatzes durch die Blockade 3 am Gesamtdurchsatz $\approx 0,054$ (vgl. Tab. 1, Serie 13/2).

2) nach 12.7

3) B für Blockade 4:



Tab. 3: Ergebnisse der Massenaustauschmessungen

Blockade (Abb. 9)		1	2	3	4
β	1	0,147	0,411	0,411 ¹⁾	0,411
μ	1	0,032	0,059	0,055	0,070
		$\pm 0,002$	$\pm 0,004$	$\pm 0,020$	$\pm 0,025$

1) vgl. Fußnote 1, Tab. 2

Tab. 4: Mittlere Kühlmitteltemperaturen im Totwasser hinter lokalen Kühlkanalblockaden (Blockade jeweils in Coremittelebene im höchstbelasteten Brennelement des SNR [3,7])

Blockade (Abb. 9)		1	2	3	4
β	1	0,147	0,411	0,411 ¹⁾	0,411
$\bar{\vartheta}_S$	°C	478	489	489	489
$\bar{\vartheta}_{TW}$	°C	710(±30) ²⁾	800(±50) ²⁾	760(±170) ²⁾	900(±280) ²⁾
Siedetemperatur		≈ 1000 °C			

1) vgl. Fußnote 1, Tab. 2

2) Zu den angegebenen Fehlerbereichen ist zu bemerken, daß sie sich aus der Addition der Fehler in der Volumenbestimmung und in der Massenaustauschmessung ergeben. Da schon die angegebenen Mitteltemperaturen konservativ berechnet sind (Abschnitt 3.1.2), sind Abweichungen von diesen zu höheren Temperaturen als unrealistisch anzusehen.

Tab. 5: Dimensionslose Temperaturen im "Negativbündel"

Kühlmittel		Na	H ₂ O	Na	H ₂ O	Na	H ₂ O	H ₂ O
Re _{Bl}	1	0,81·10 ⁵	0,81·10 ⁵	1,64·10 ⁵	1,62·10 ⁵	2,05·10 ⁵	1,98·10 ⁵	Mittelwert
q _f	W cm ⁻²	57	129	133	129	133	159	
$\bar{\theta}_2$	1	1,14	1,18	1,18	1,12	1,22	1,30	1,20
$\bar{\theta}_4$	1	1,07	1,24	1,20	1,16	1,23	1,30	1,23
$\bar{\theta}_5$	1	0,77	0,97	0,93	0,76	0,93	1,02	0,92
$\bar{\theta}_6$	1	0,70	0,82	0,76	0,66	0,77	0,74	0,74
$\bar{\theta}_3$	1	0,34	0,38	0,32	0,32	0,31	0,39	0,37

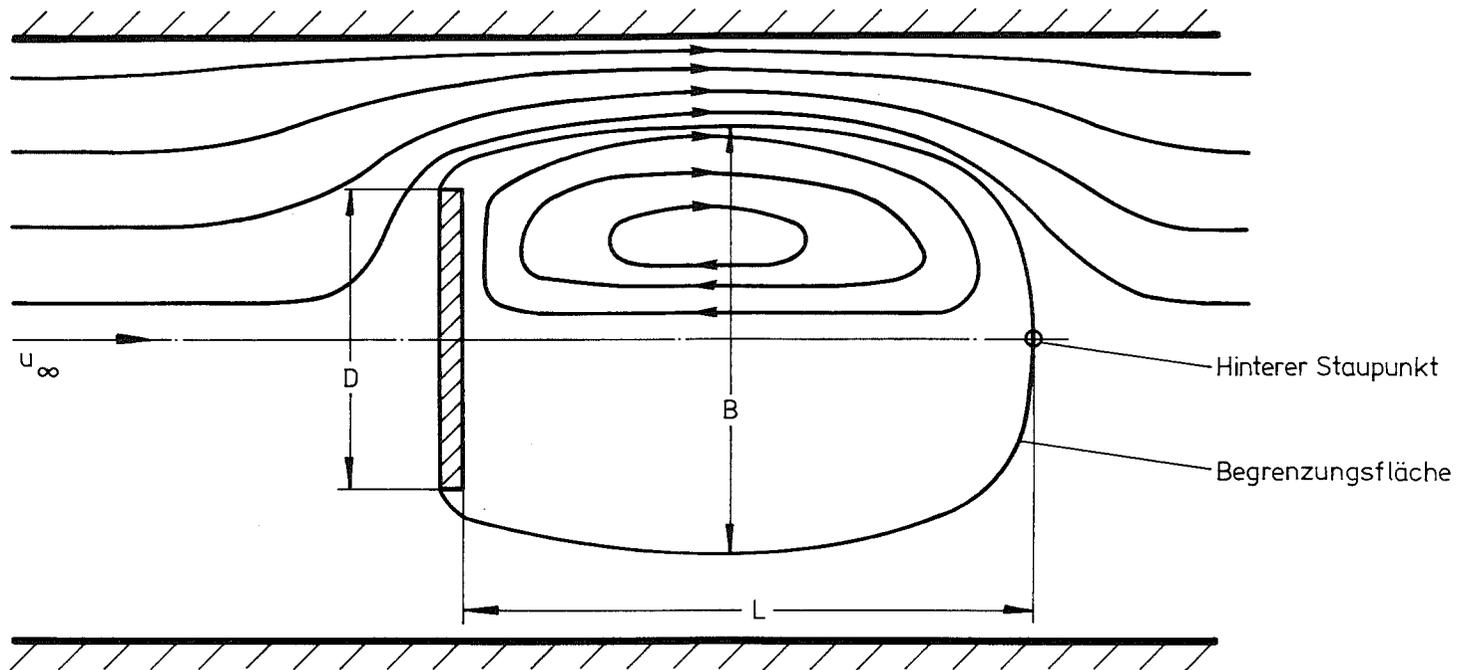


Abb.1: Rezirkulationszone hinter einer Blockade, schematisch
 Stromlinien der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit (obere Bildhälfte),
 Erläuterung der verwendeten Begriffe und Formelzeichen

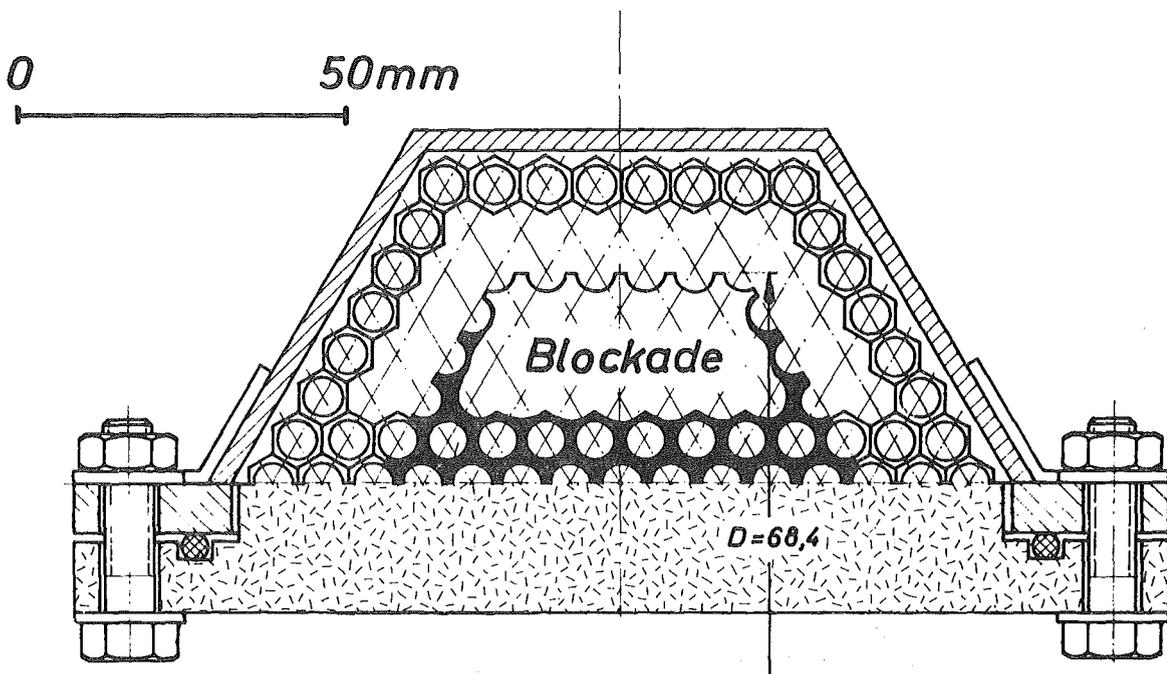


Abb. 2: Querschnitt durch den Versuchskanal für die phänomenologischen Untersuchungen, zentrale Lage der Blockade

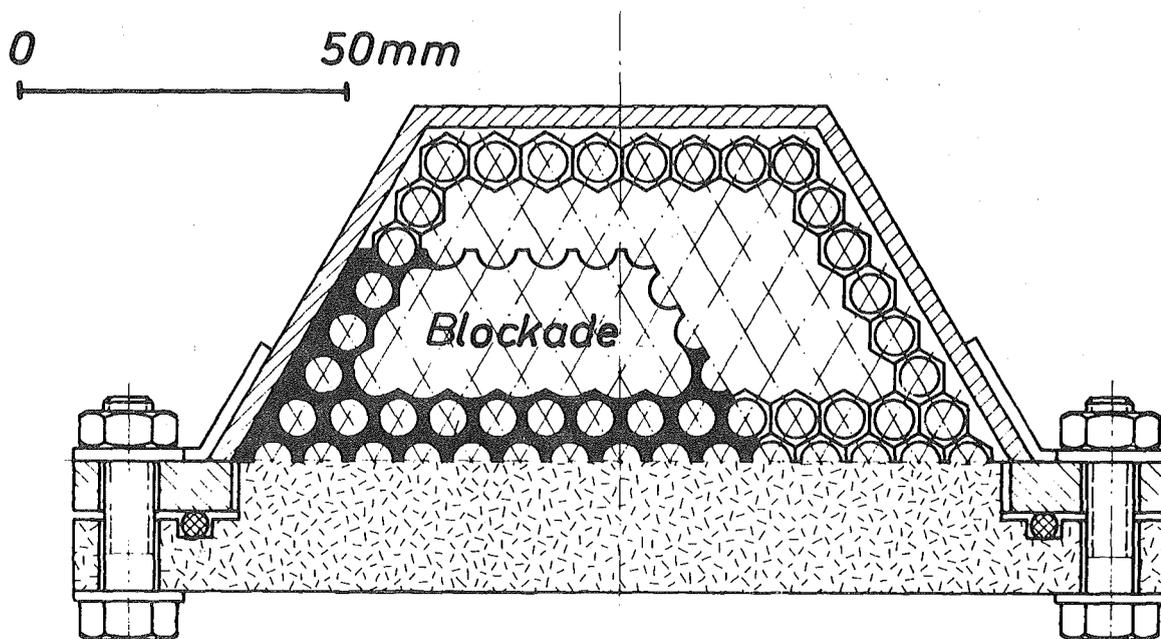
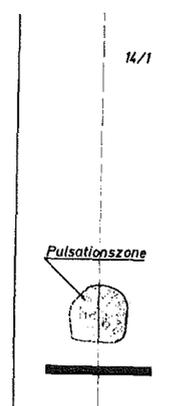
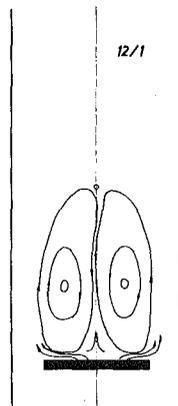
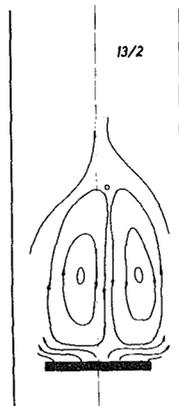
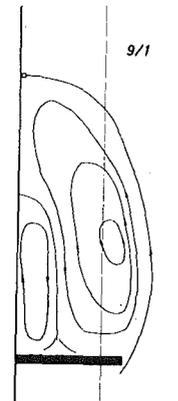
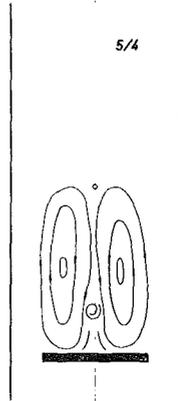


Abb. 3: Querschnitt durch den Versuchskanal für die phänomenologischen Untersuchungen, Ecklage der Blockade



o hinterer Staupunkt

Abb. 4: Strömung im Totwasser hinter der Blockade im zeitlichen Mittel, schematisch und vereinfacht (Ergebnisse der phänomenologischen Untersuchungen)

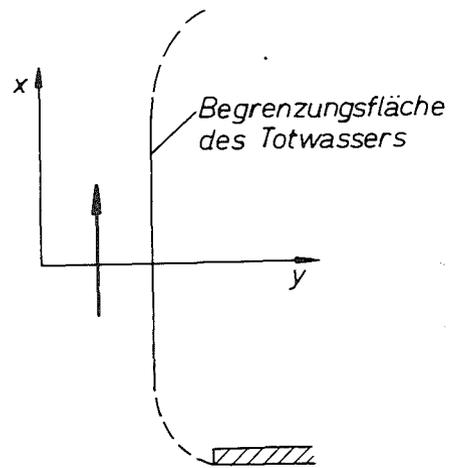


Abb. 5: Koordinaten am Totwasserrand (zu Abschnitt 3.1.1)

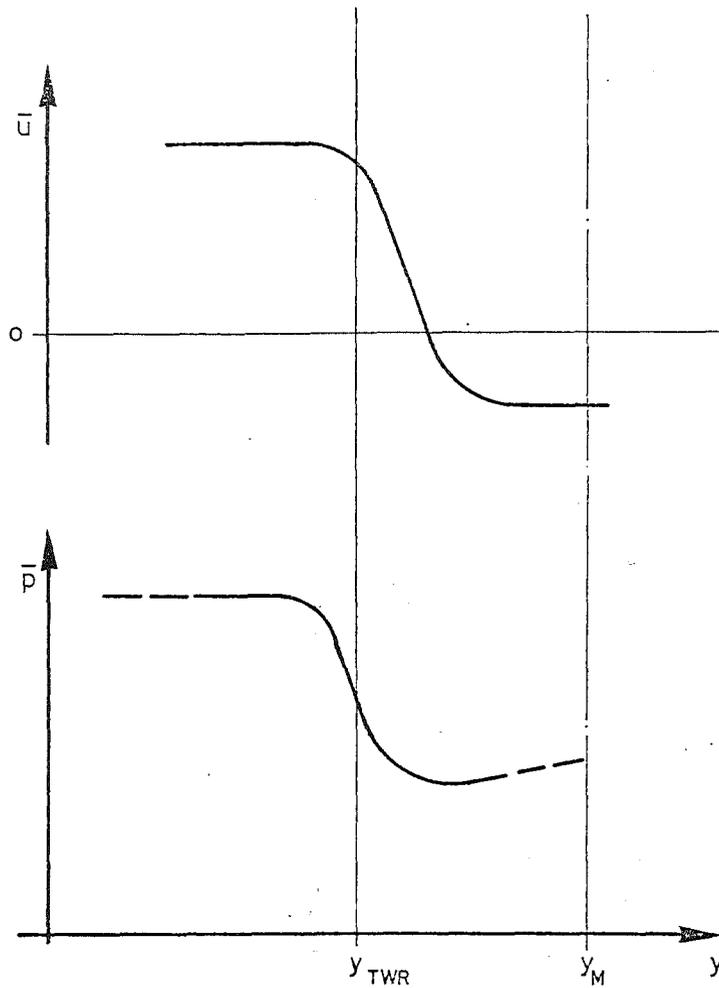


Abb. 6: Druck- u. Geschwindigkeitsverlauf am Totwasserrand, schematisch

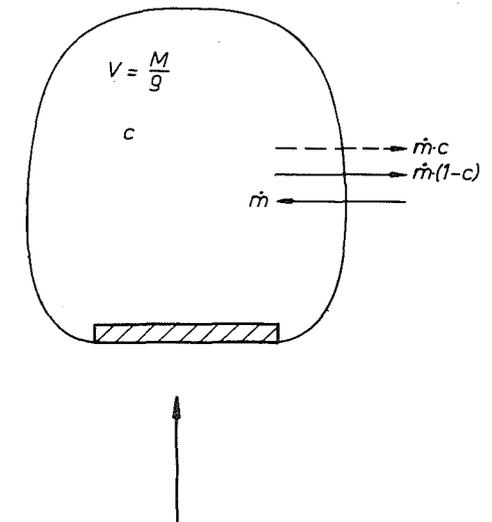


Abb. 7: Massenaustausch über den Totwasserrand, schematisch und vereinfacht

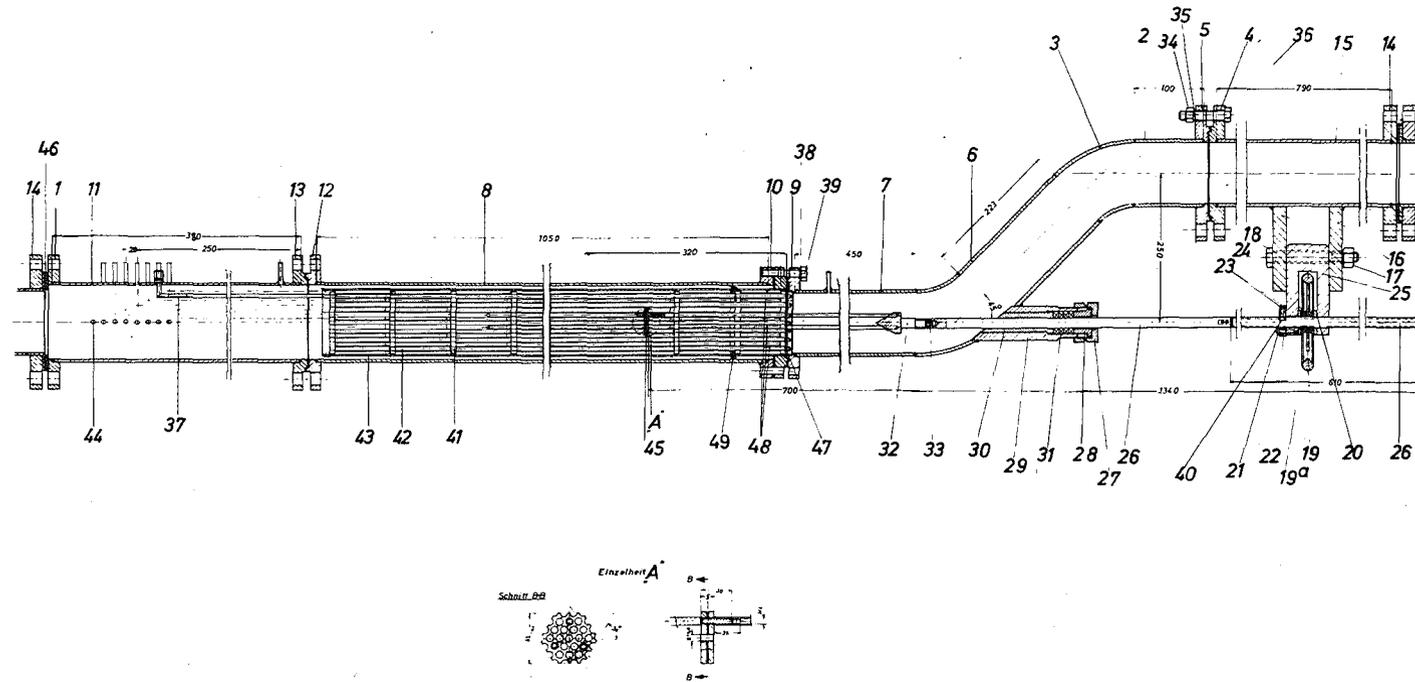


Abb. 8: Teststrecke zur Messung der Druckverteilung im Bereich einer lokalen Blockade

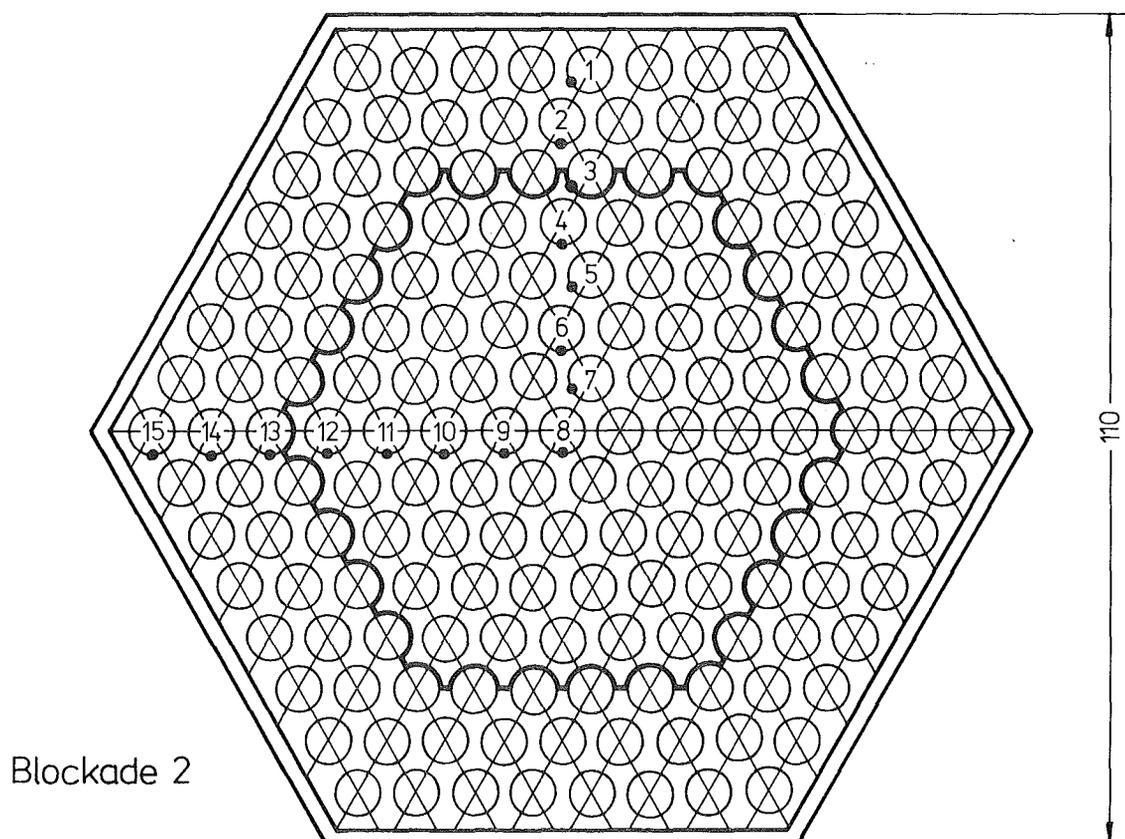
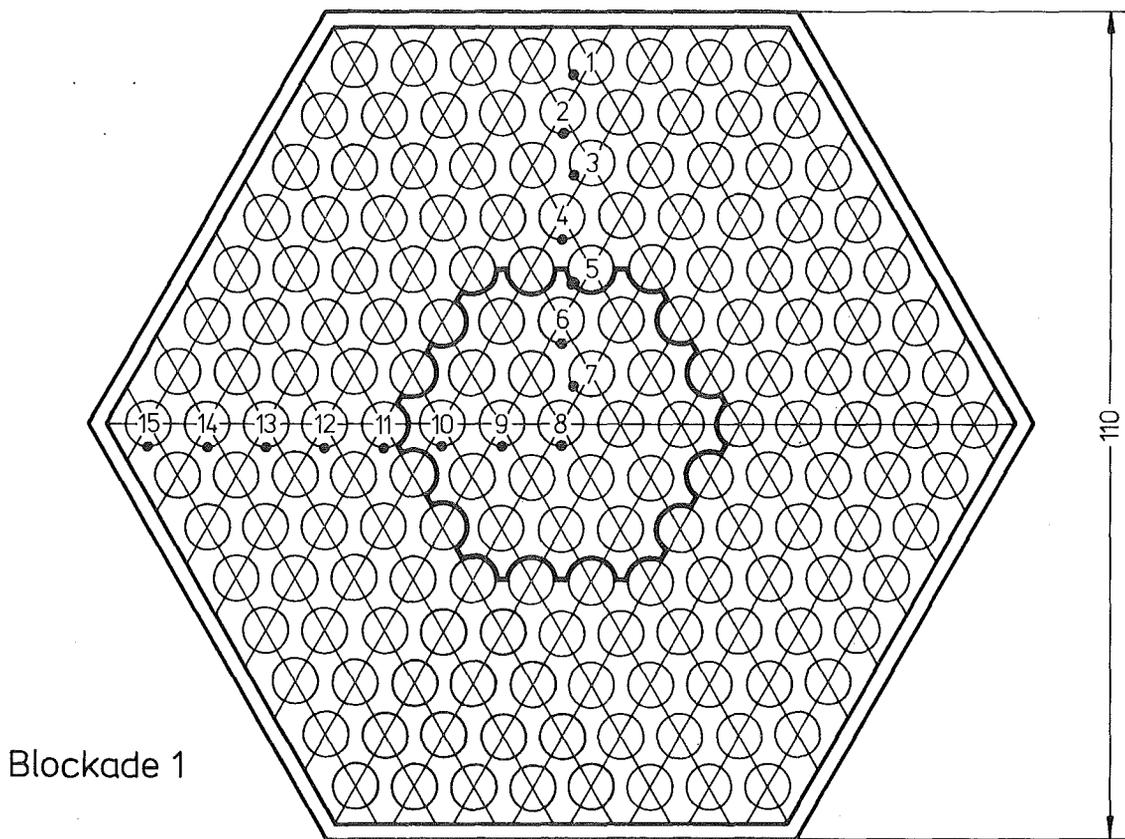
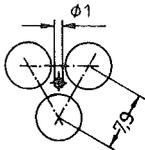


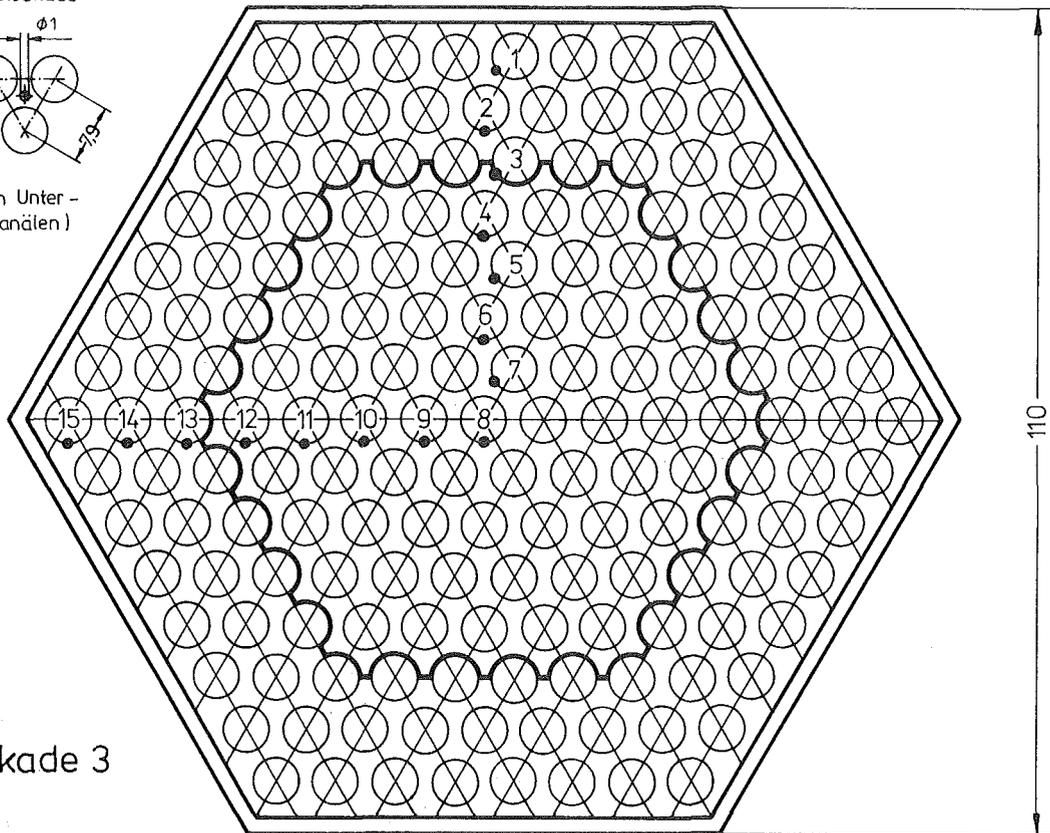
Abb. 9a: Querschnitt und Lage der untersuchten Blockaden, Lage der Druckmeßbohrungen

Anordnung der Bohrungen
in der Blockade



(in allen Unter-
kanälen)

Blockade 3



Blockade 4

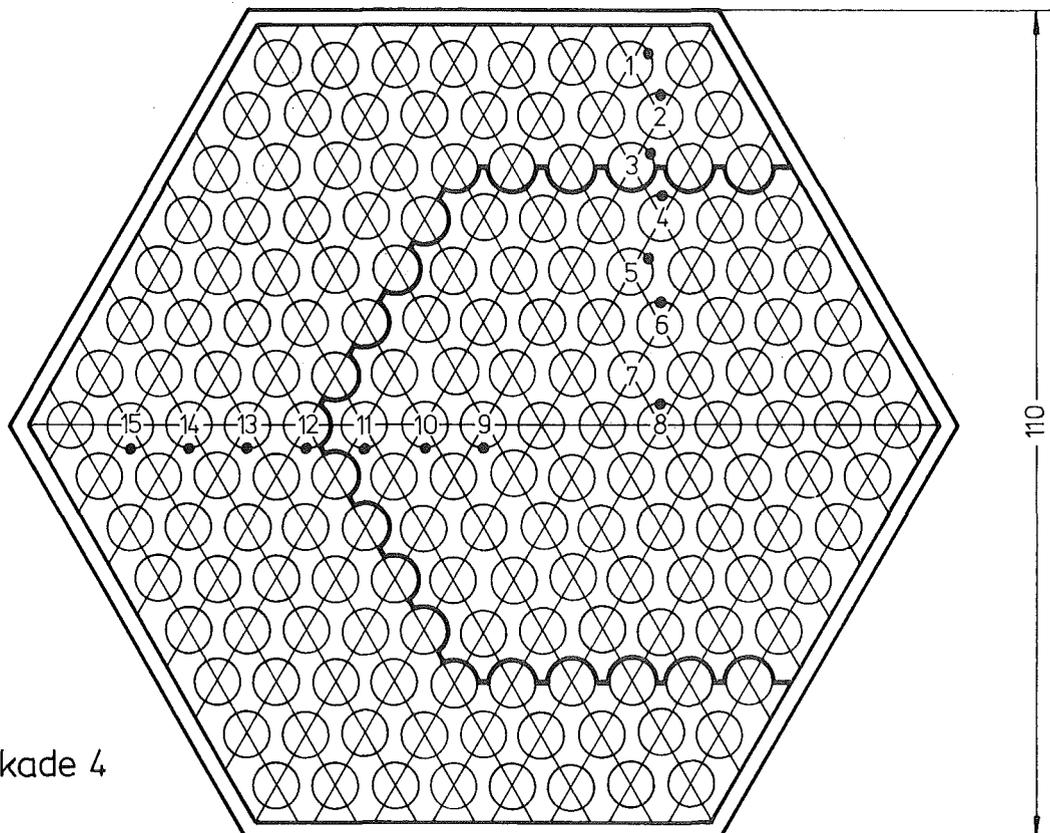


Abb. 9 b: Querschnitt und Lage der untersuchten Blockaden ,
Lage der Druckmeßbohrungen

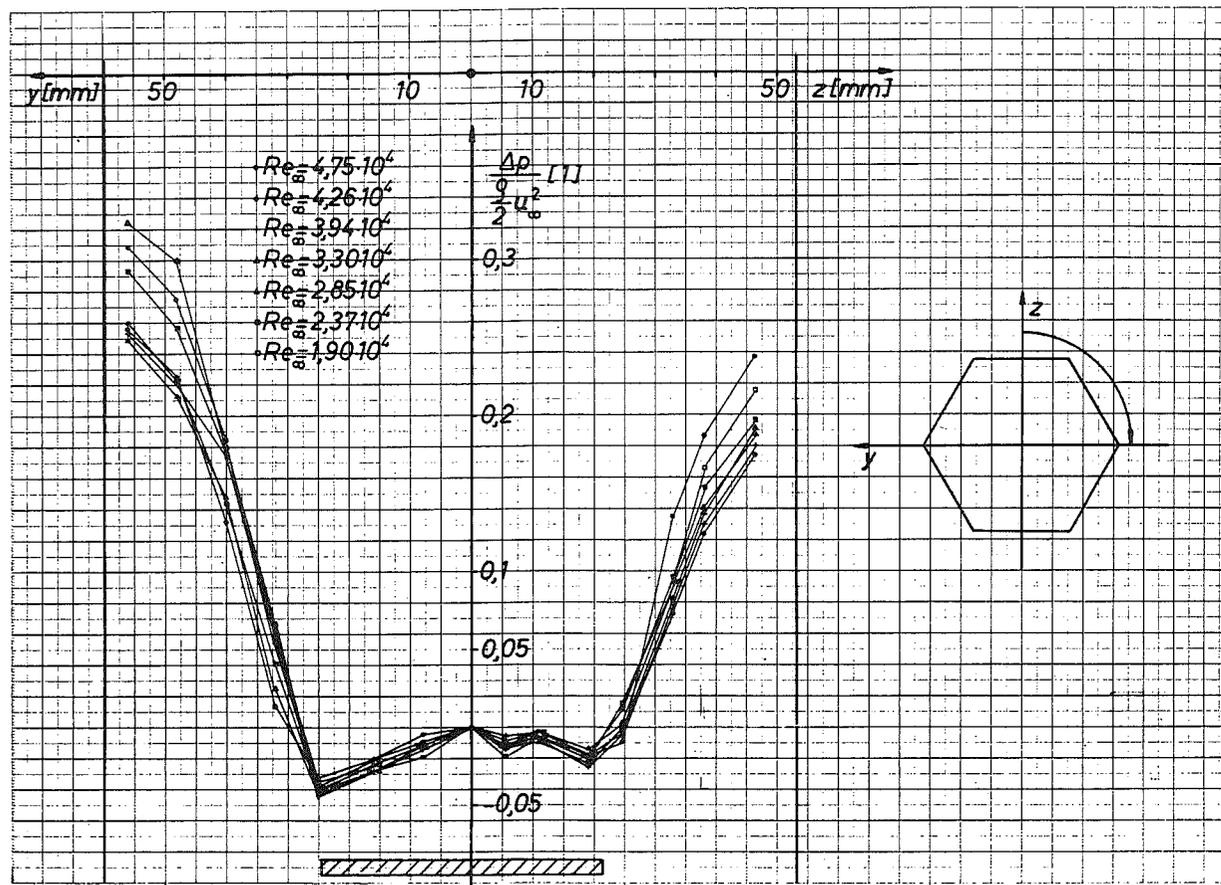


Abb. 10: Dimensionslose Druckprofile
 hinter einer lokalen Blockade
 für verschiedene Reynolds-
 zahlen Re_{∞}

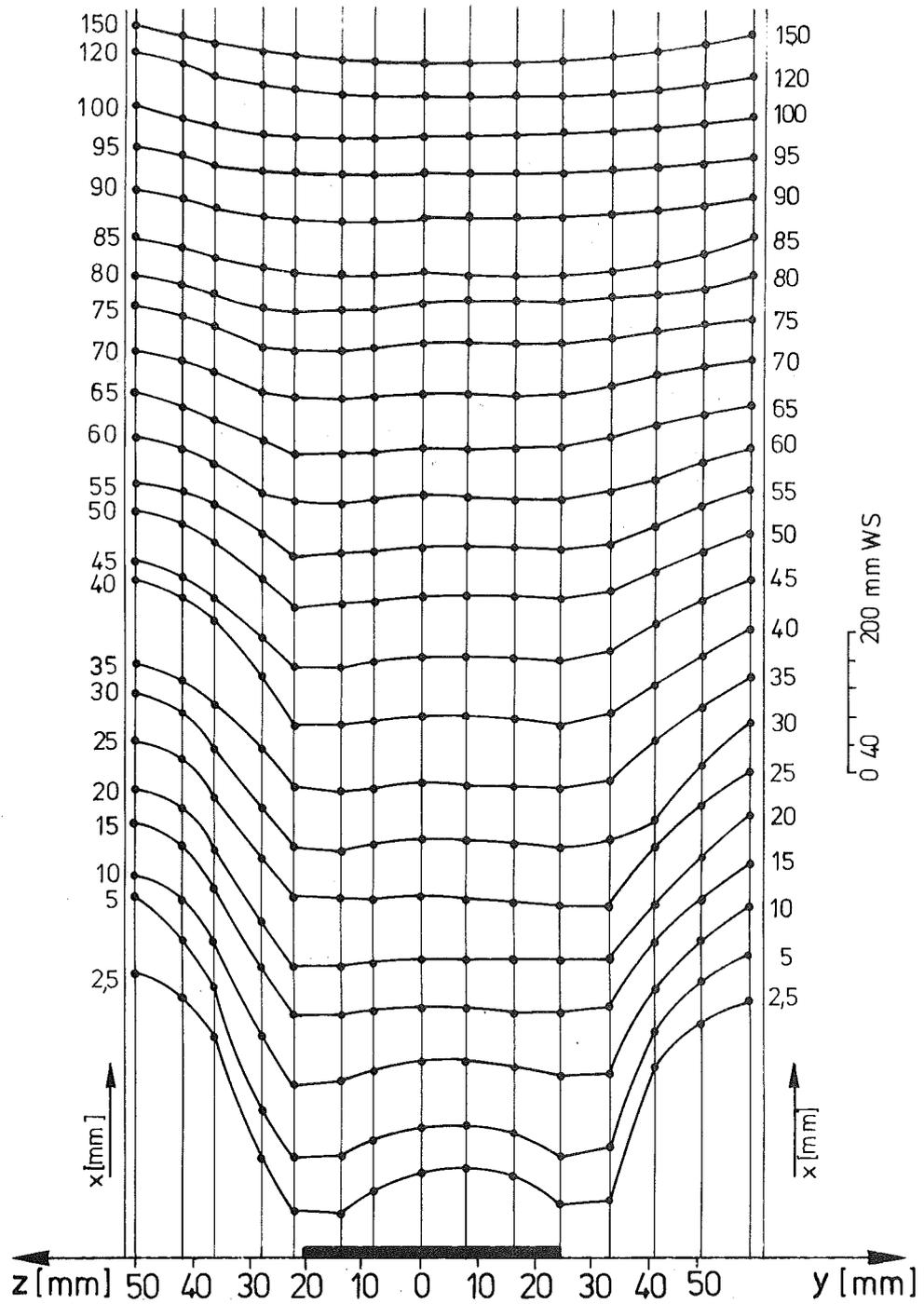
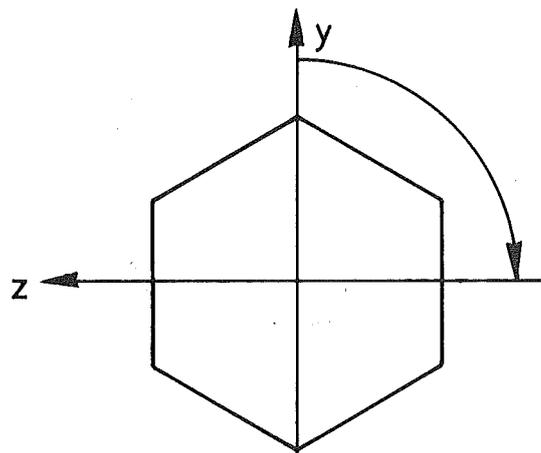


Abb.11: Druckprofile in verschiedenen Abständen hinter einer lokalen Blockade



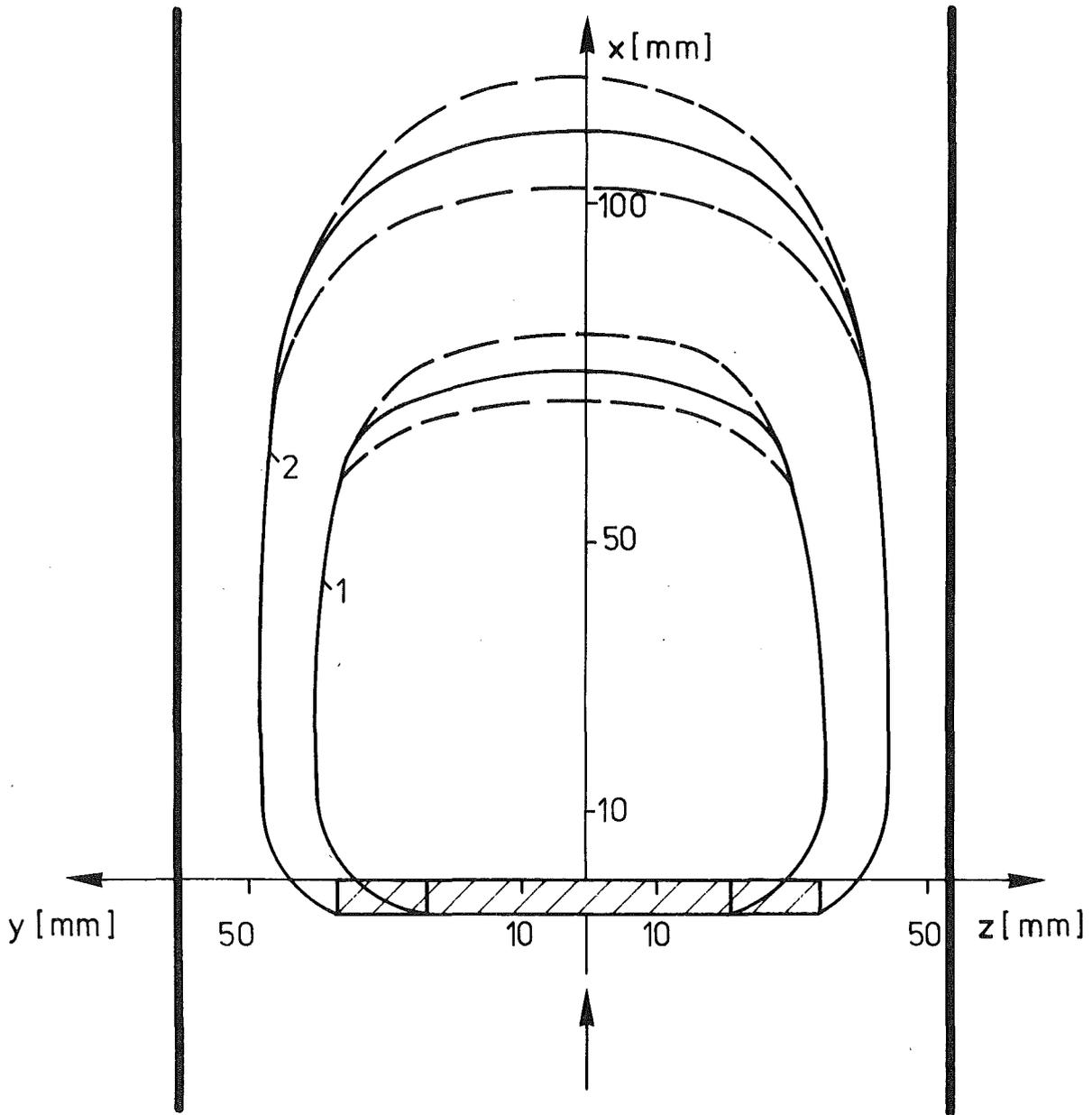
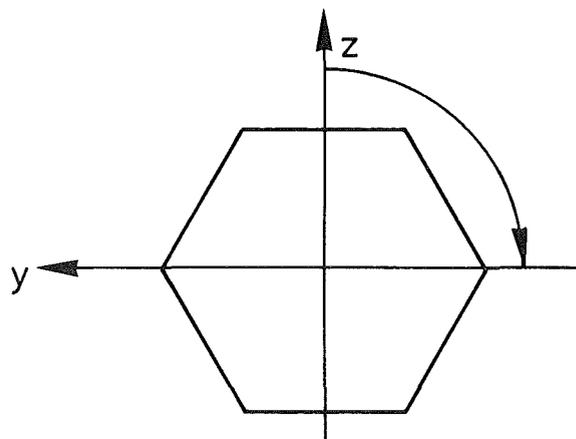


Abb.12 : Schnittkurven durch die Begrenzungsfläche des Totwassers für die Blockaden 1 und 2 aus Abb.9



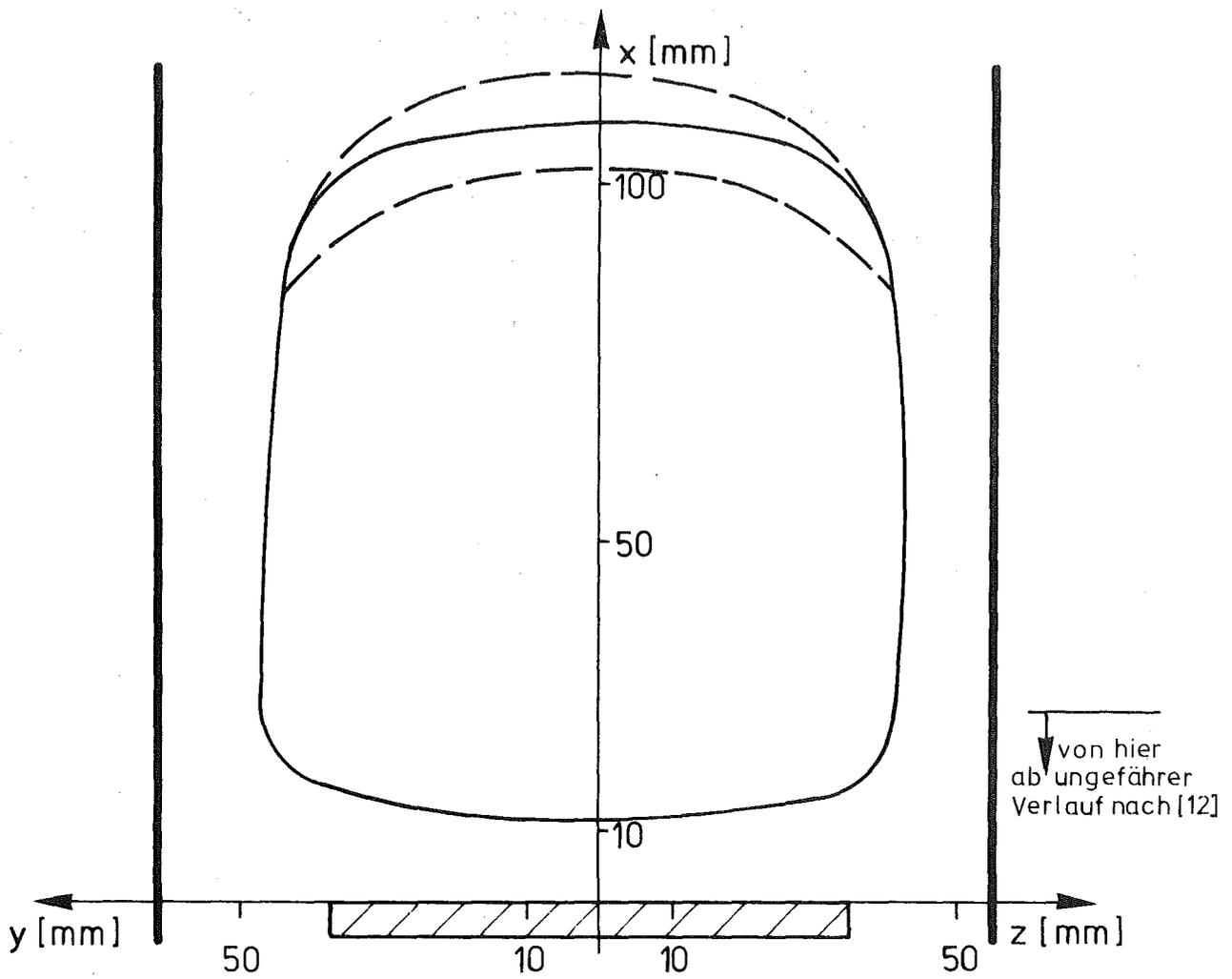
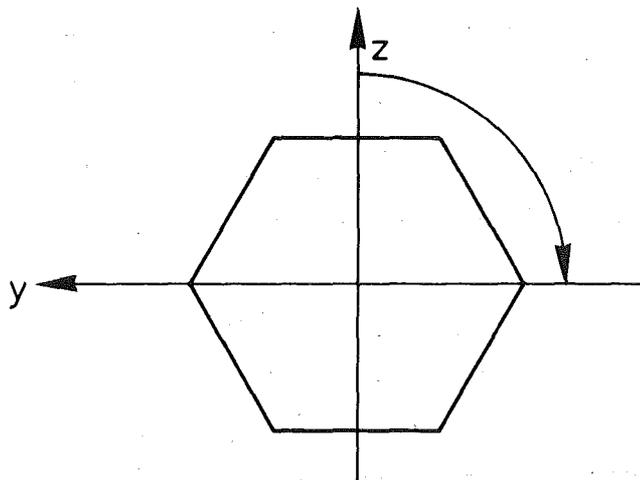


Abb.13: Schnittkurven durch die Begrenzungsfläche des Totwassers für die Blockade 3 aus Abb.9



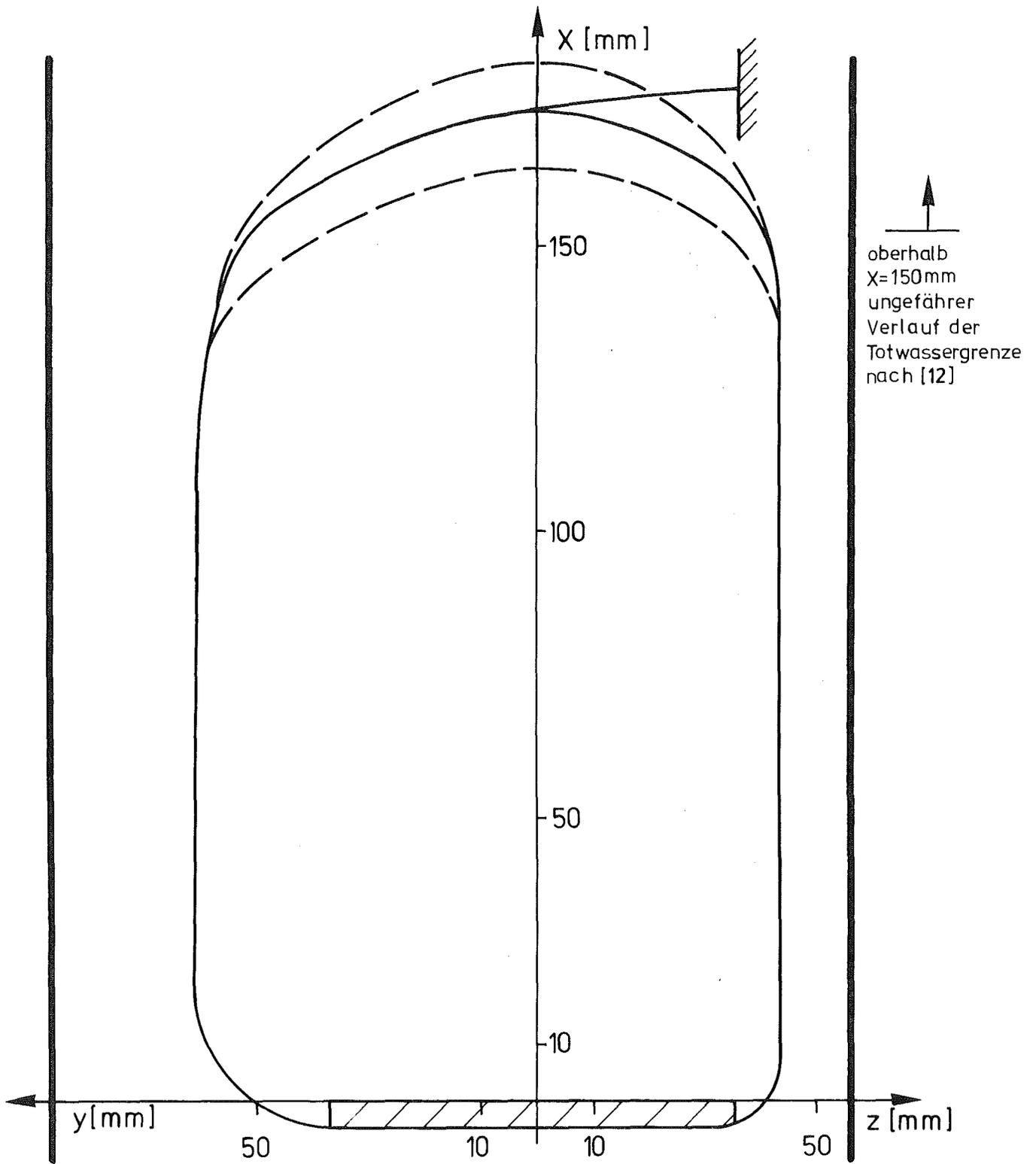
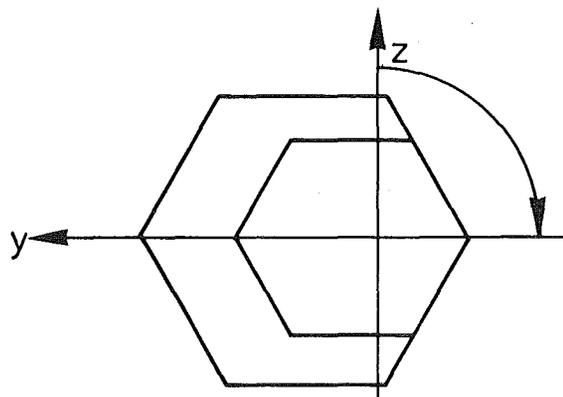
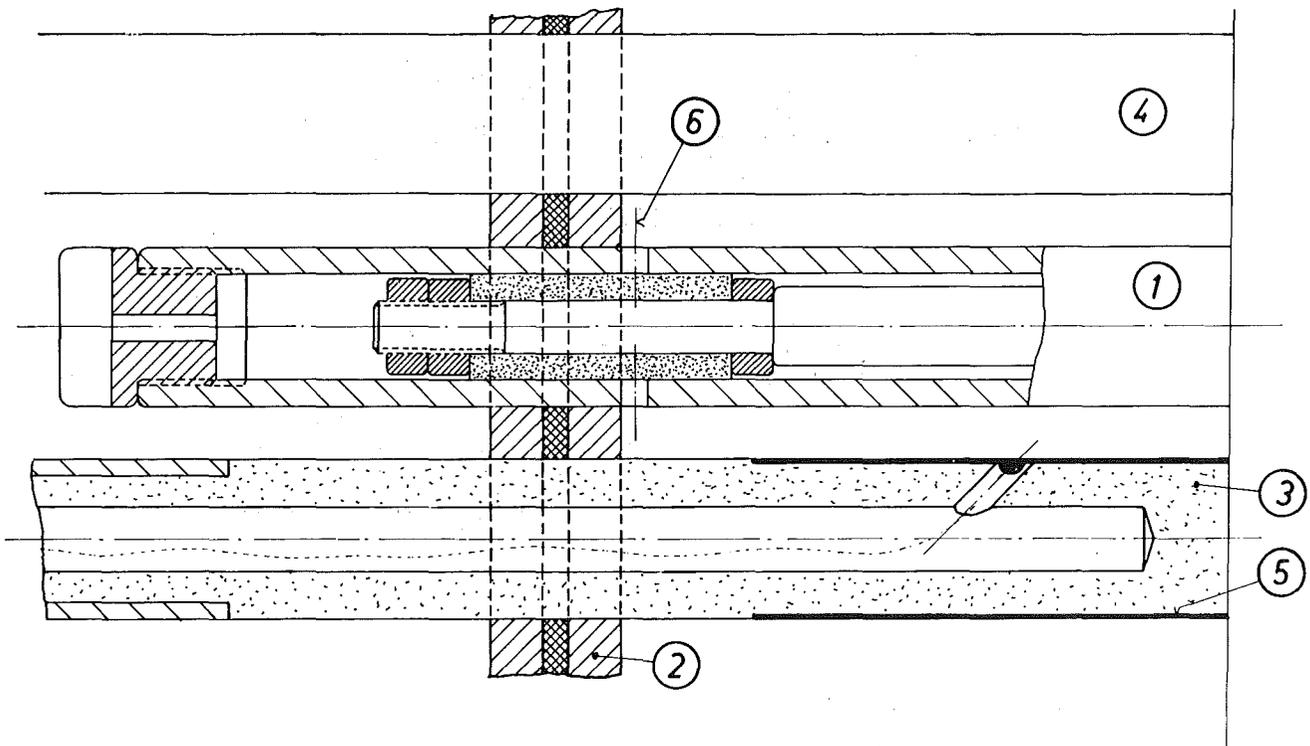


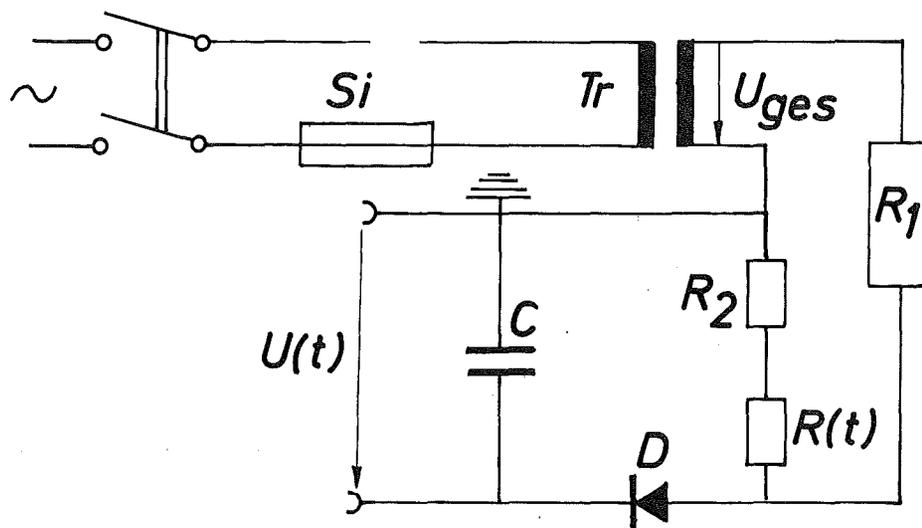
Abb.14: Schnittkurven durch die Begrenzungsfläche des Totwassers für die Blockade 4 aus Abb.9





- 1 Injektor
- 2 Blockade
- 3 Meßsonde
- 4 Stab
- 5 Platinfolie
- 6 Substanzaustritt

Abb. 15: Injektionsvorrichtung und Meßelectroden zur Bestimmung des Massenaustauschs



- S_i = Sicherung F2A/250 V
 Tr = Transformator 220/220/0.55
 R_1 = Widerstand 10 k Ω
 C = Kondensator 0.15 μ F
 D = Diode B280C/800 Si
 R_2 = Widerstand 100 Ω
 $R(t)$ = Widerstand zwischen den Me β elektroden

Abb. 16: Schaltbild des Netzgerätes zur Messung der Verweilzeit

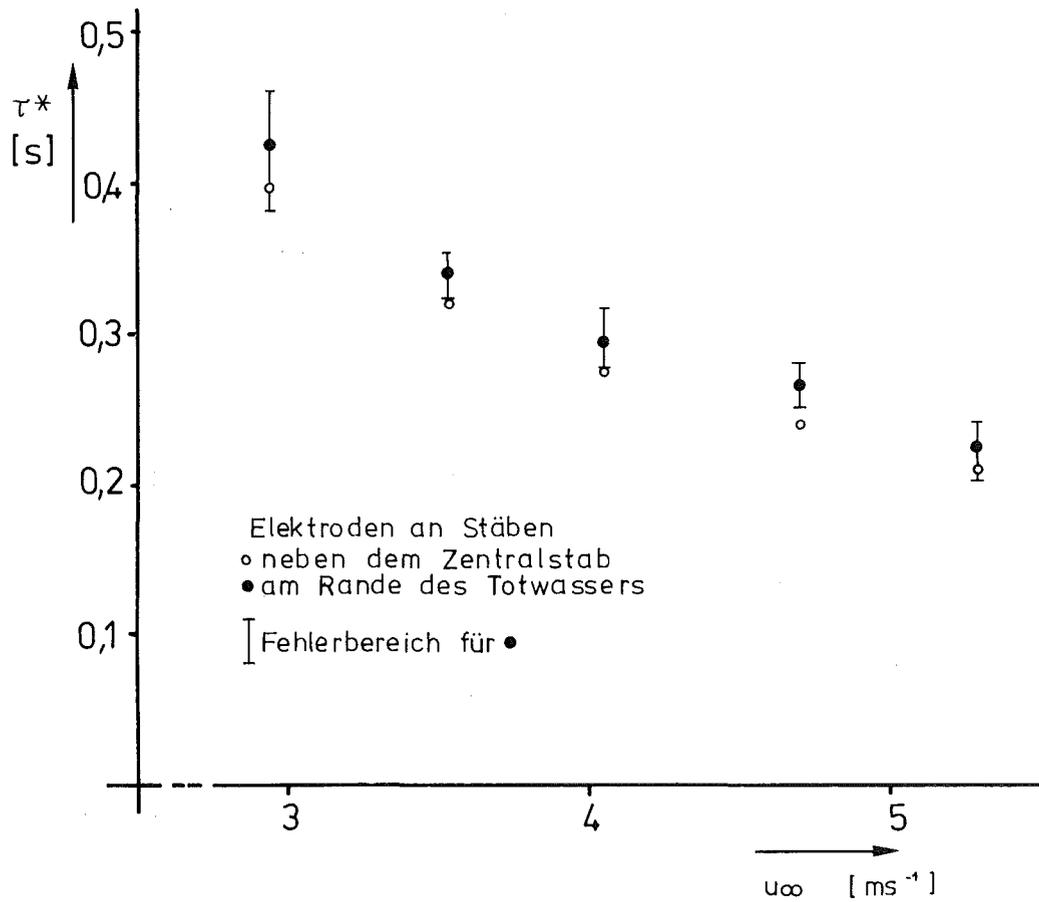


Abb.17 Verweilzeit τ^* bei unterschiedlicher Lage der Elektroden

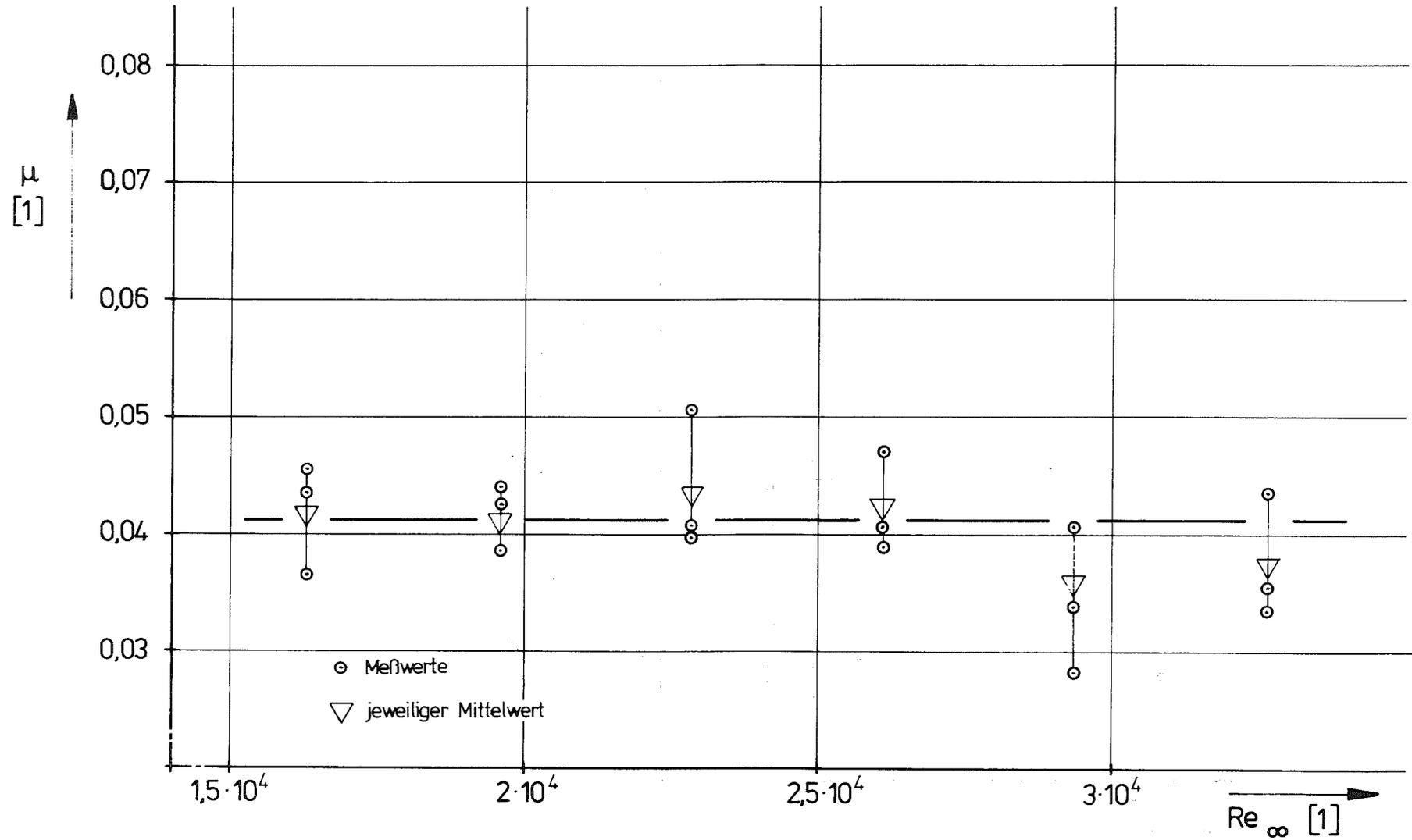


Abb. 18 : Dimensionsloser Massenaustausch μ in Abhängigkeit von der Reynolds- Zahl für die Blockade 3 aus Abb. 9

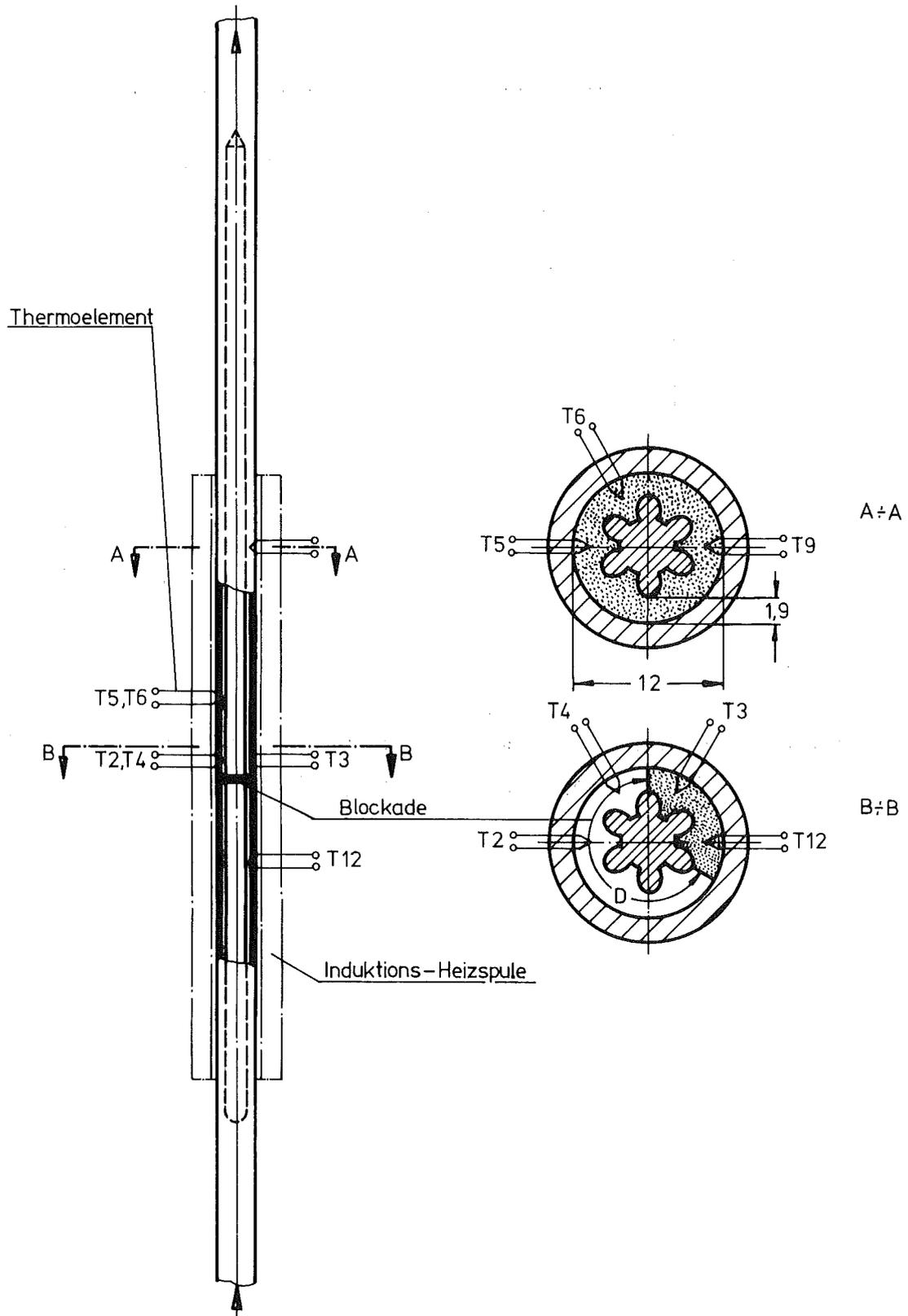


Abb.19: Teststrecke „Negativbündel“

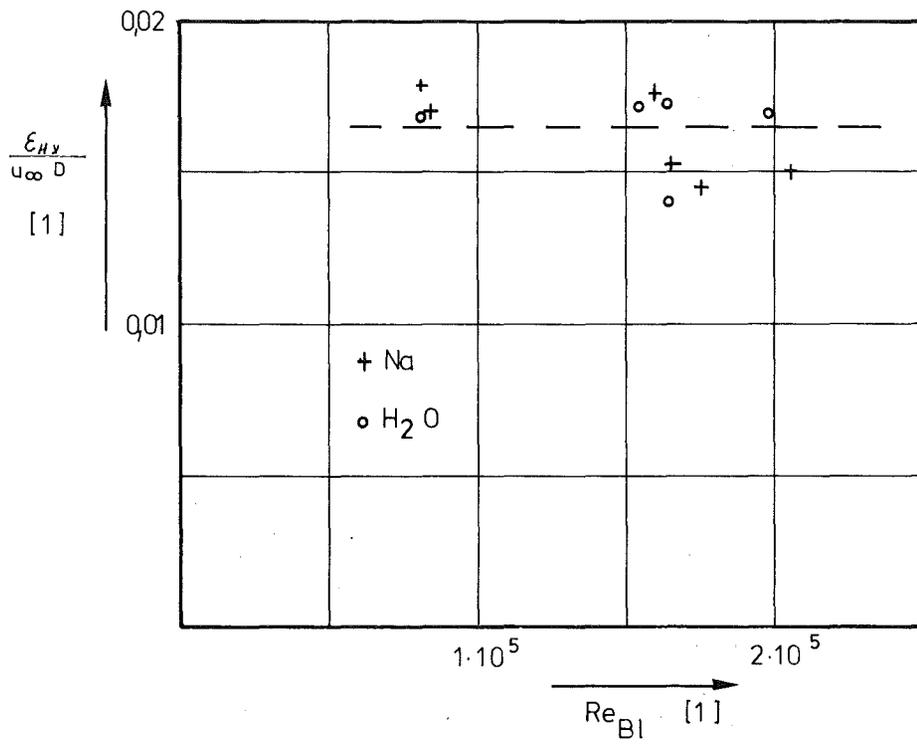


Abb. 20 Dimensionslose turbulente Austauschgröße für Wärme im „Negativbündel“

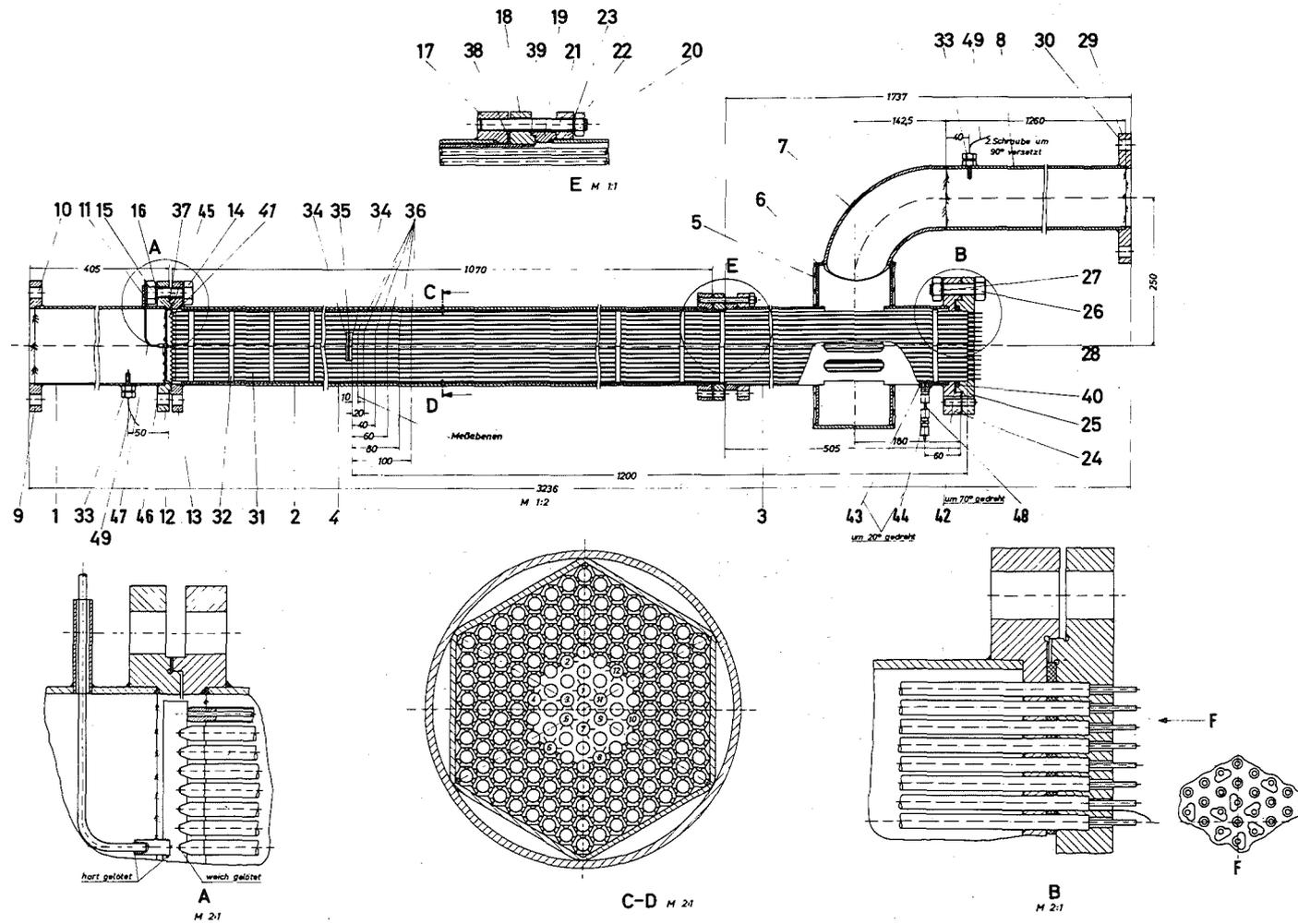


Abb. 21: Teststrecke zur Messung der Temperaturverteilung

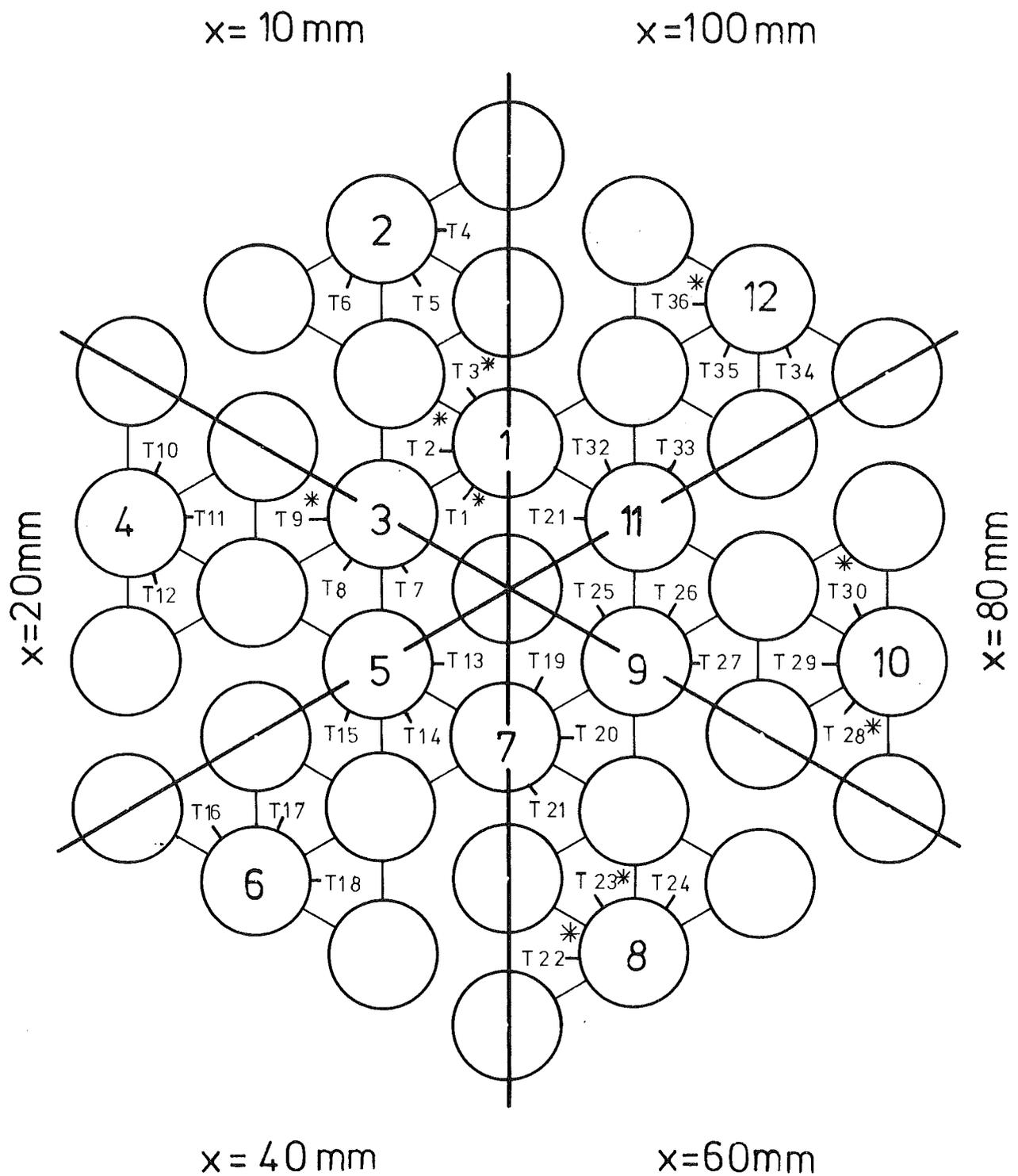


Abb.22
 Numerierung und Anordnung der Meßstellen und instrumentierten Heizstäbe

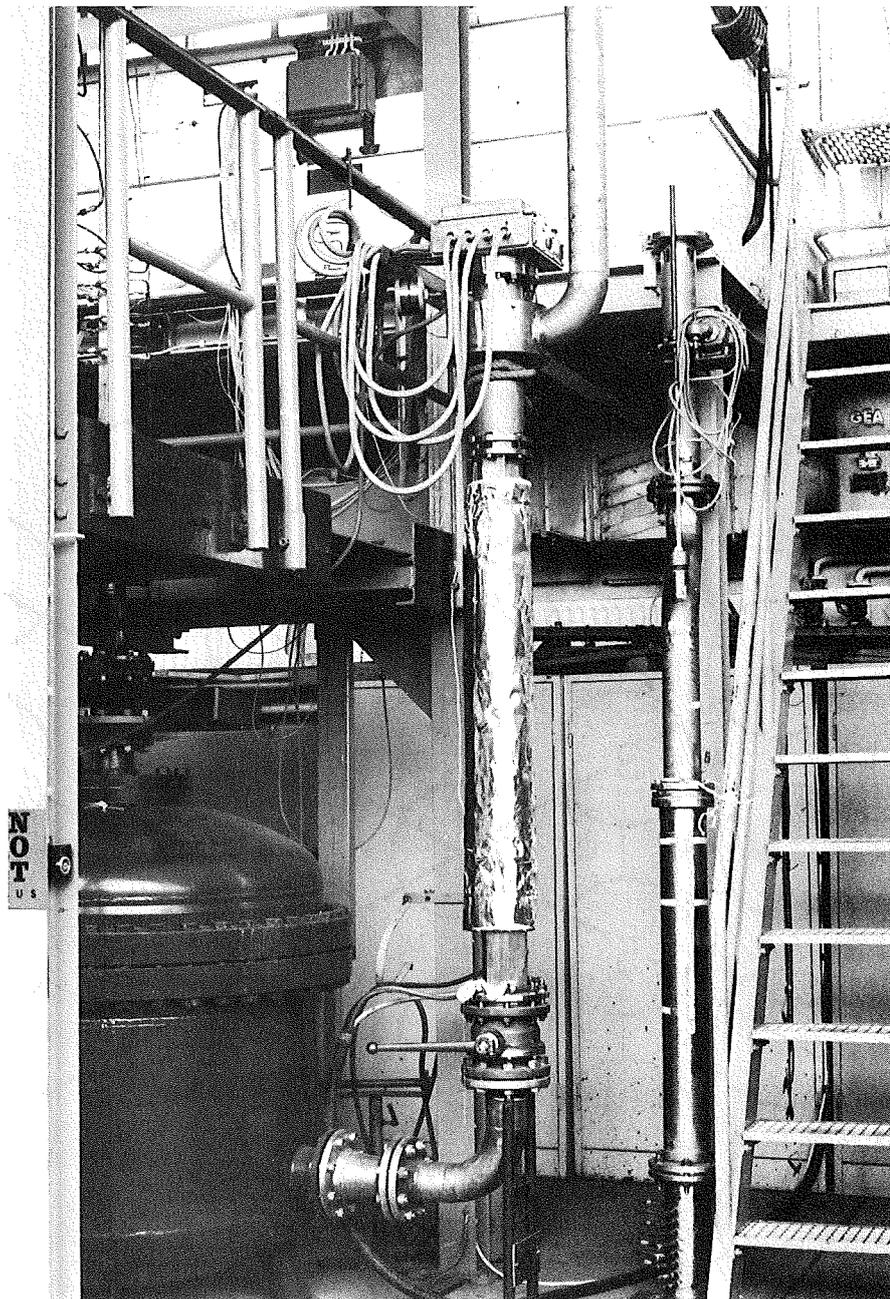


Abb. 23: Ansicht der Teststrecke zur Messung der Temperaturverteilung

$$V = 40 \text{ m}^3/\text{h}$$

$$Re_{\infty} = 1,35 \cdot 10^4$$

$$\bar{\vartheta}_E = 23,6 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

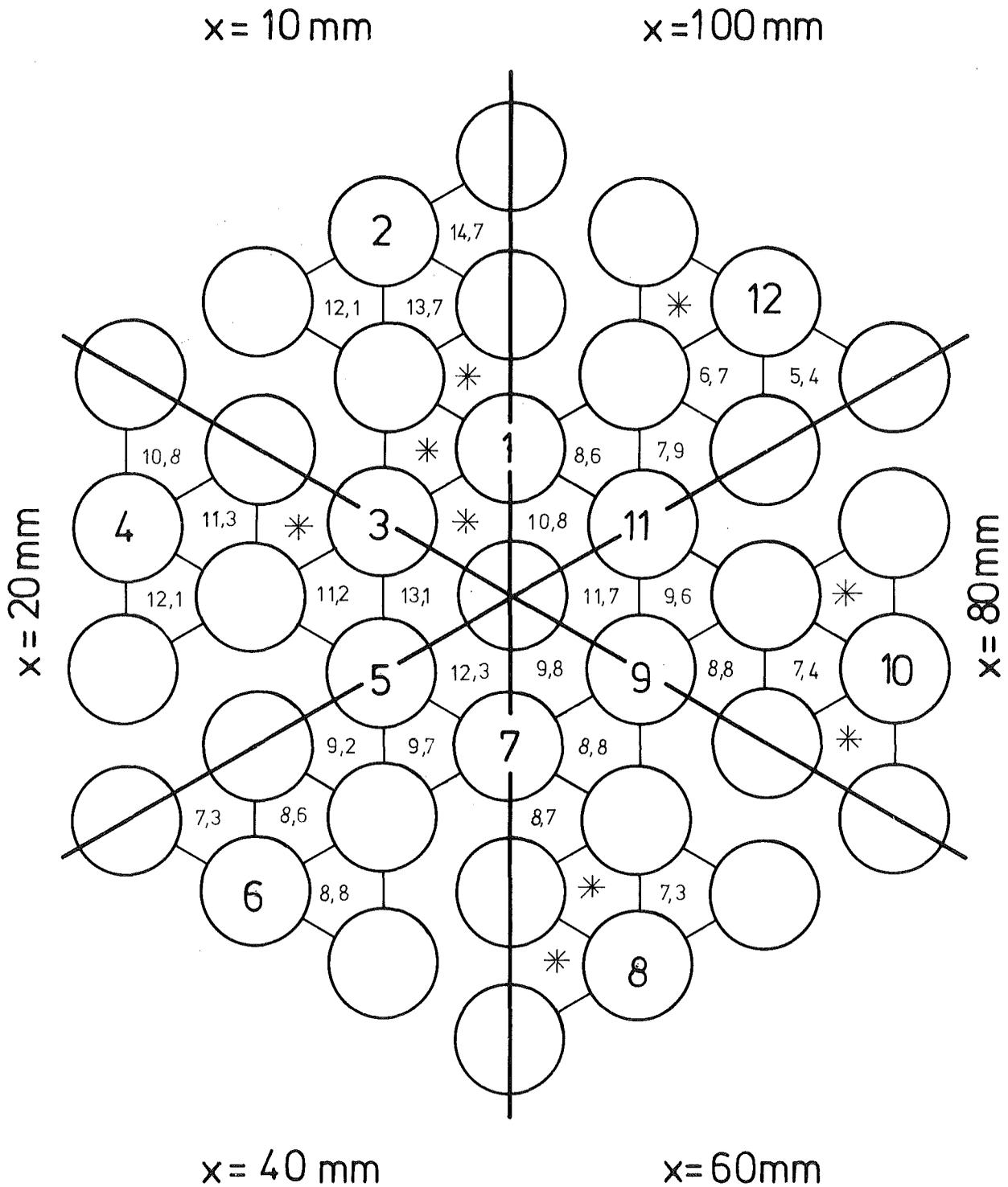


Abb. 24

Mittlere Temperaturerhöhung gegenüber der Eintrittstemperatur $\bar{\vartheta}_i - \bar{\vartheta}_E$ [K]

$$V = 100 \text{ m}^3/\text{h}$$

$$Re_{\infty} = 9,61 \cdot 10^4$$

$$\bar{\vartheta}_E = 90,2 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

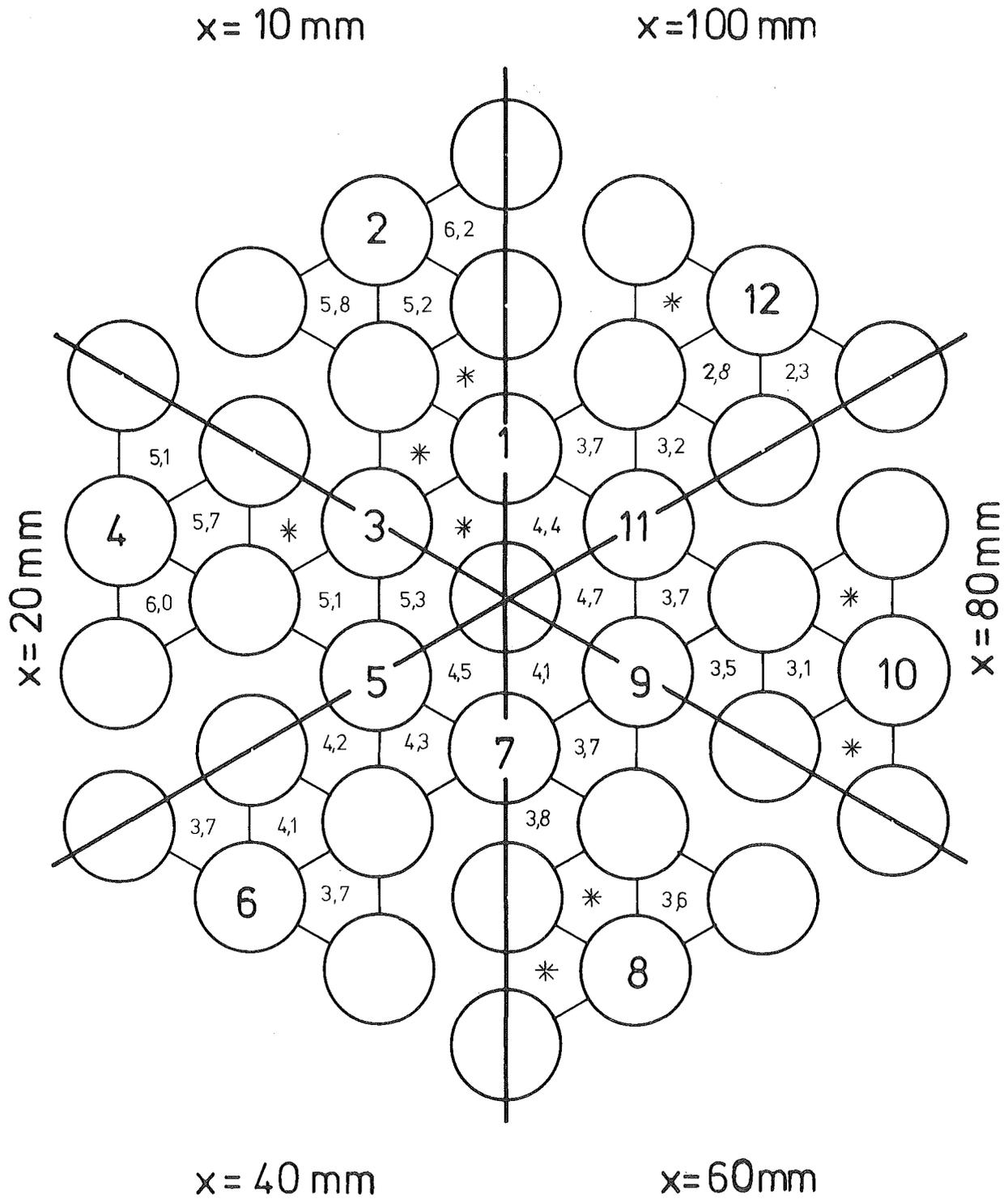


Abb. 25

Mittlere Temperaturerhöhung gegenüber der Eintrittstemperatur $\bar{\vartheta}_1 - \bar{\vartheta}_E$ [K]

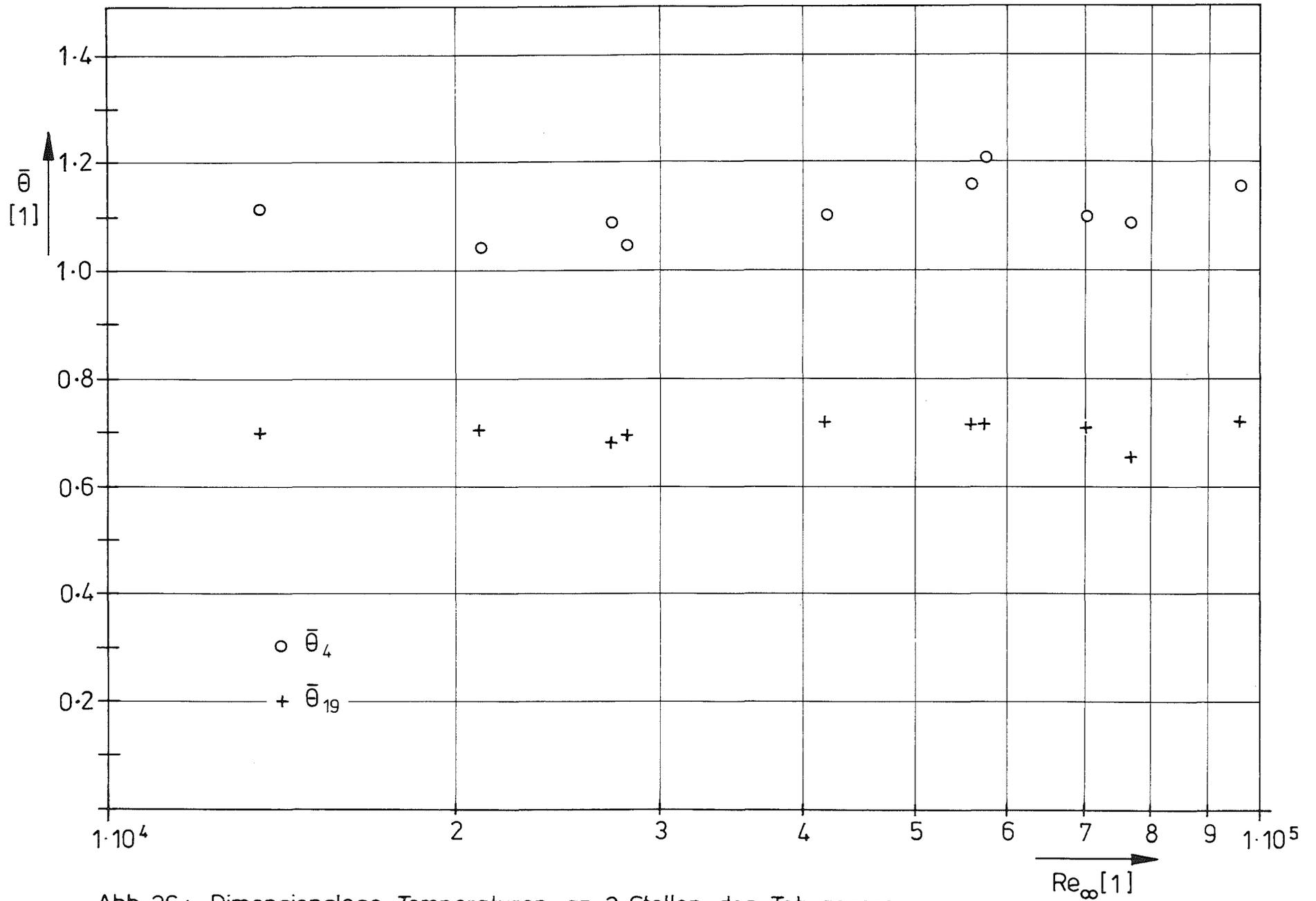


Abb. 26: Dimensionslose Temperaturen an 2 Stellen des Totwassers, abhängig von der Reynoldszahl Re_∞

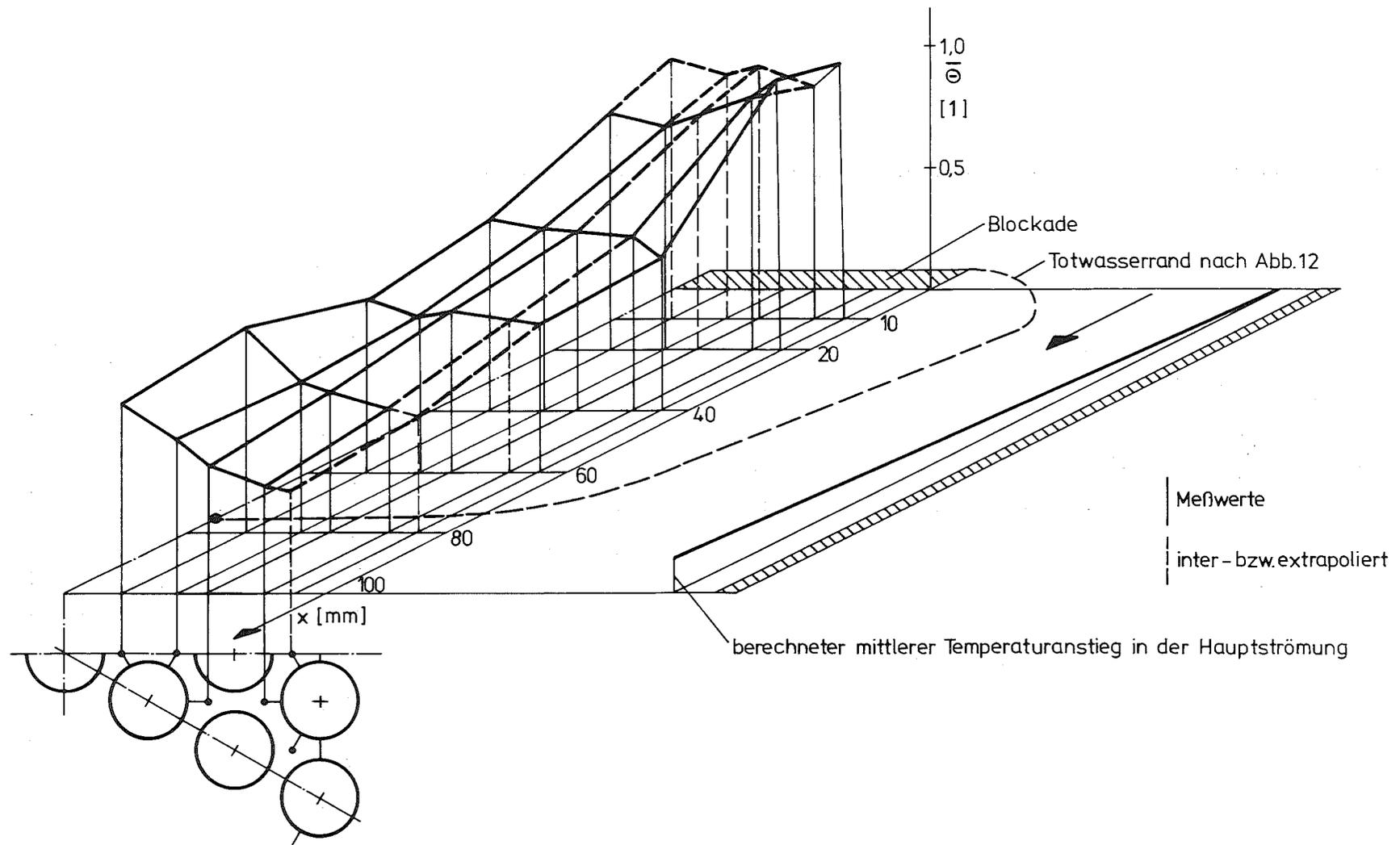


Abb.27: Dimensionslose Temperaturverteilung
 hinter einer lokalen Blockade

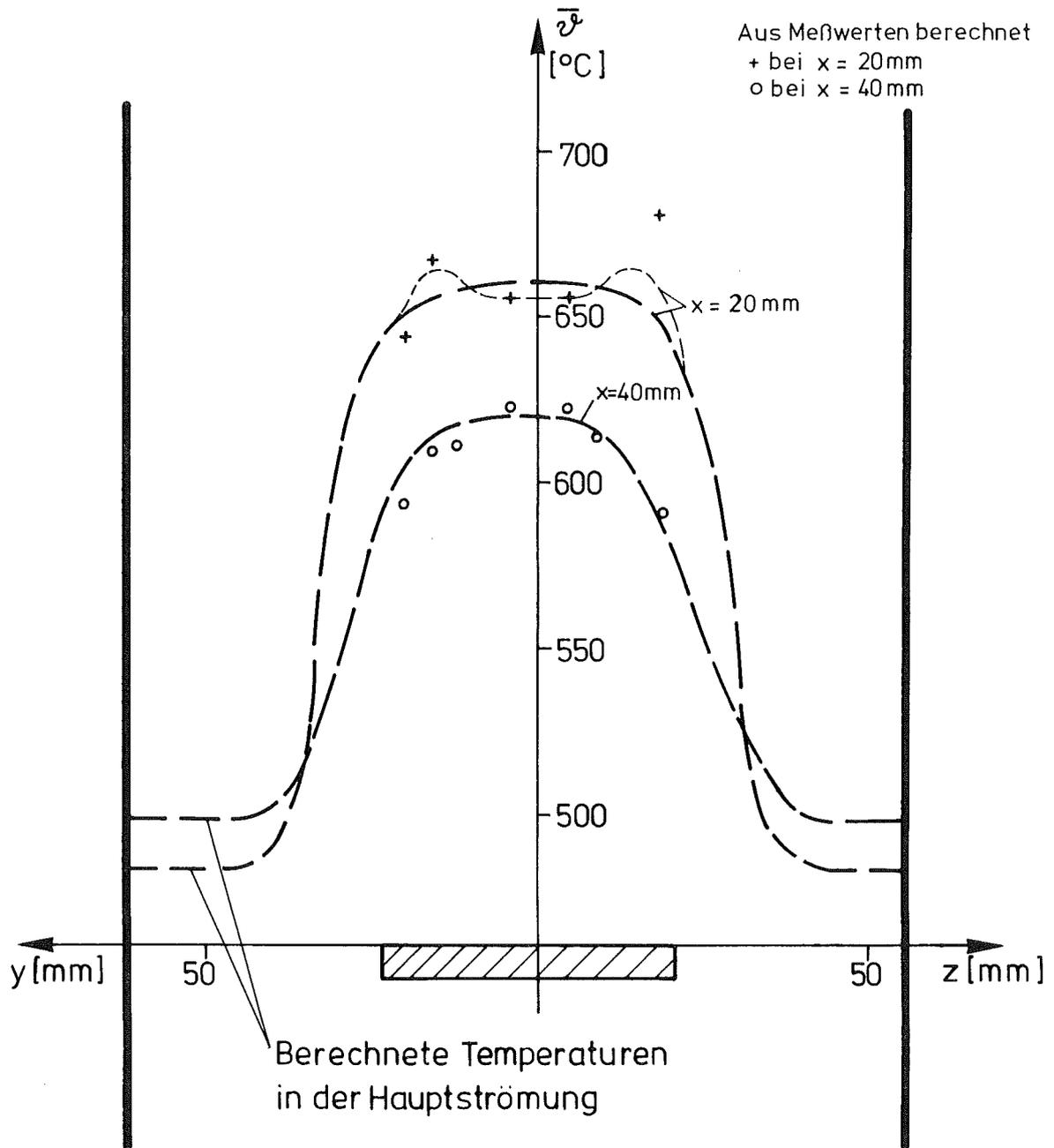
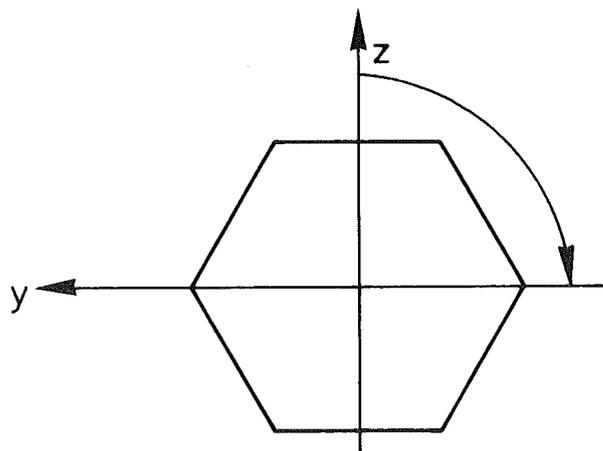


Abb.28: Temperaturen im Totwasser hinter einer lokalen Blockade im höchstbelasteten SNR-Brennelement



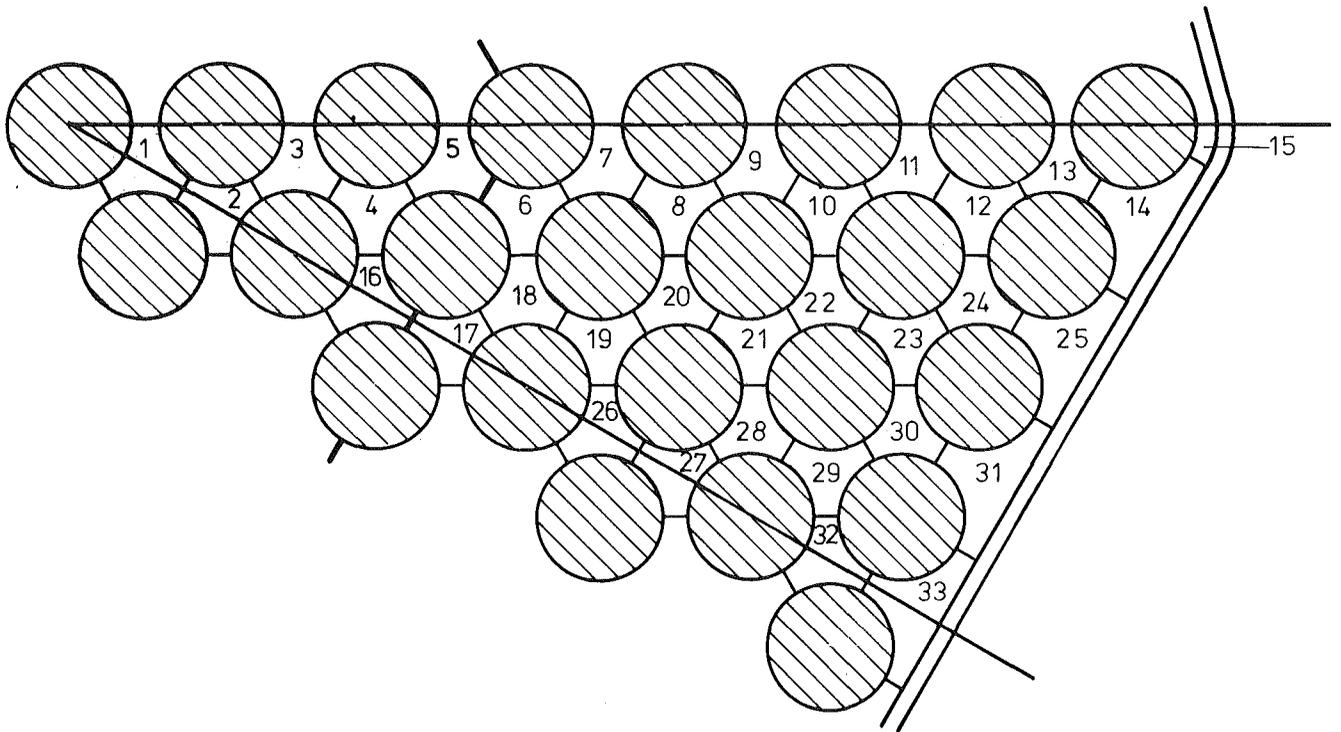


Abb. 29: 30°-Sektor eines SNR-Brennelements und Numerierung der Unterkanäle für die Rechnungen mit dem Programm SAMBA

Durchsätze in den blockierten Unterkanälen:

1	0,4%	} des Durchsatzes im unblockierten Unterkanal
2	1,3%	
3	1,8%	
4	2,9%	
5	4,1%	
16	4,1%	

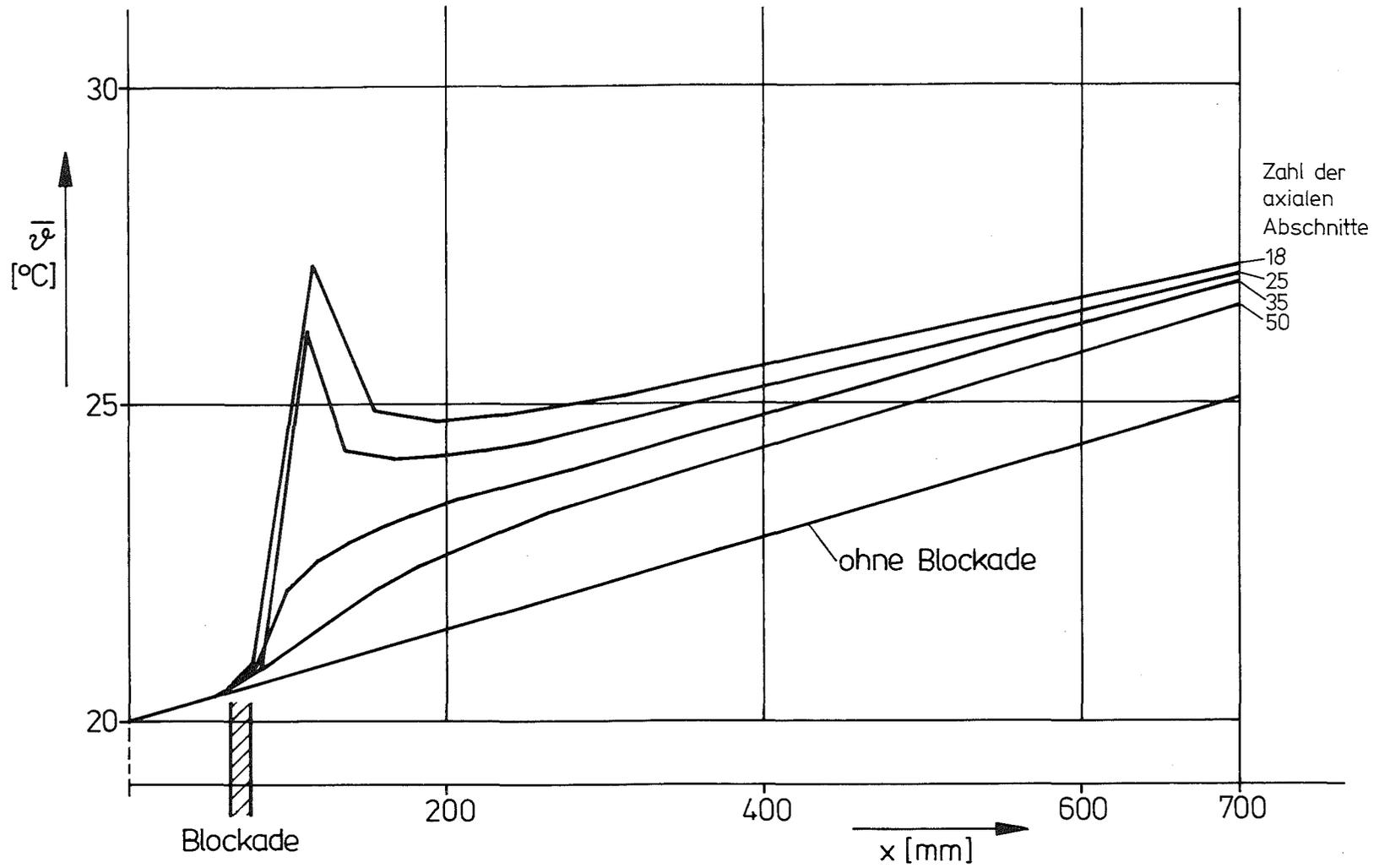


Abb. 30 : Mit dem Rechenprogramm SAMBA berechneter Temperaturverlauf im Unterkanal 1 (Abb. 29) der Teststrecke zur Bestimmung der Temperaturverteilung

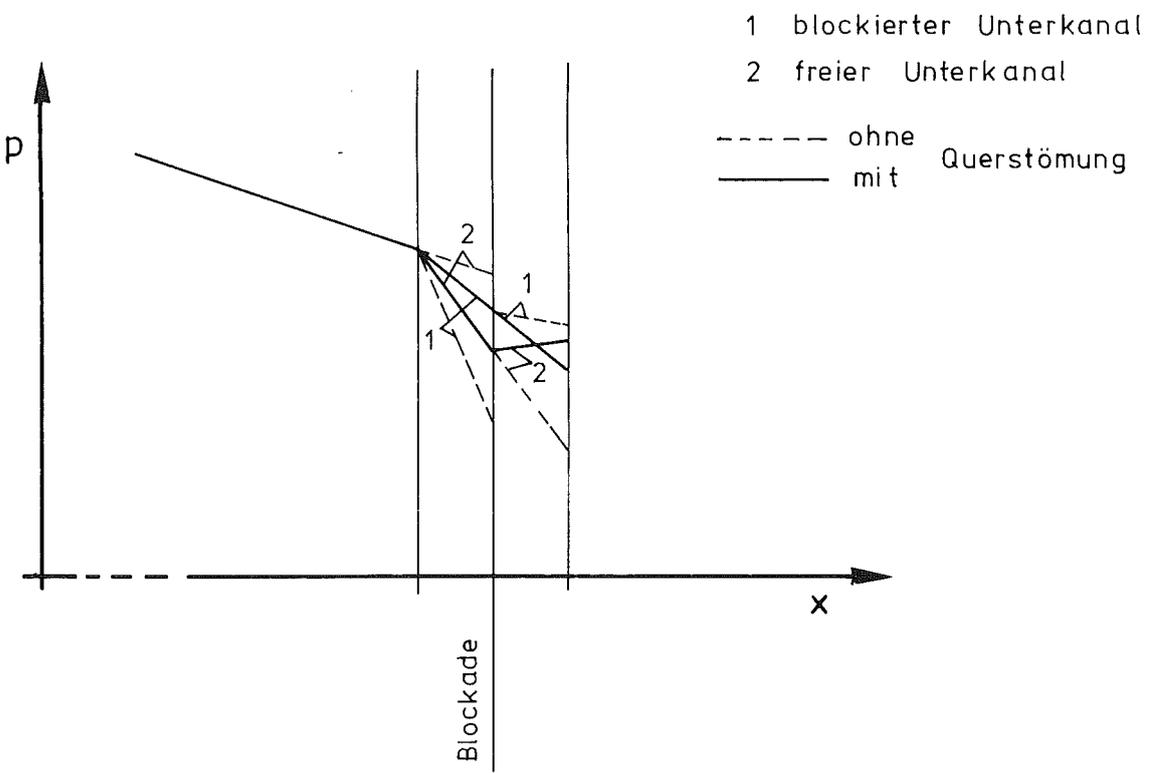
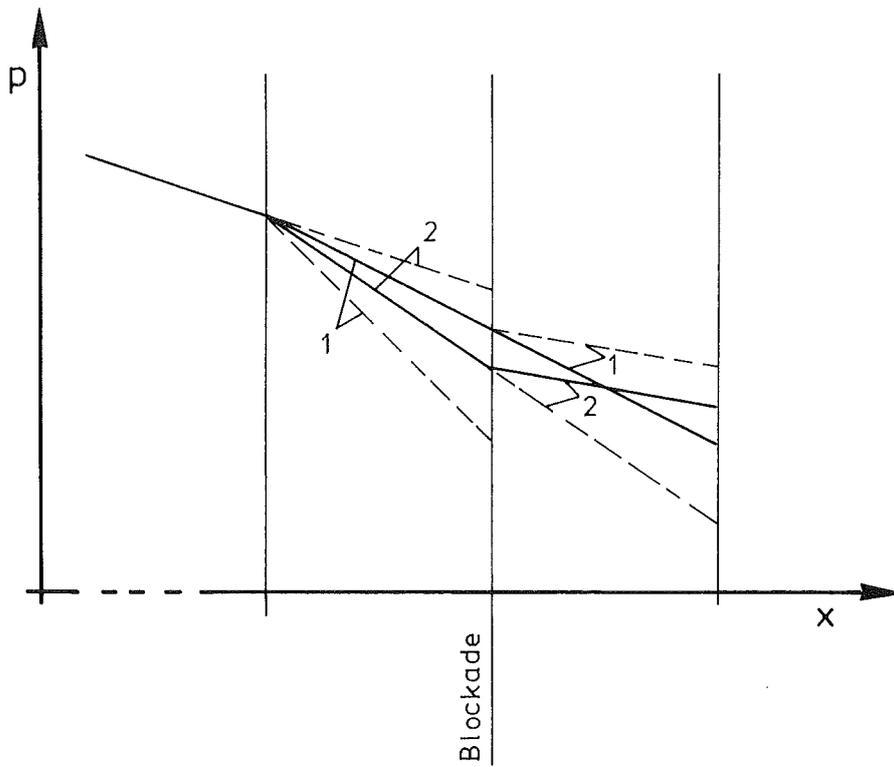


Abb.31 Druckverlauf in der Nähe der Blockade bei unterschiedlicher Länge der axialen Abschnitte im Rechenprogramm SAMBA, schematisch

