

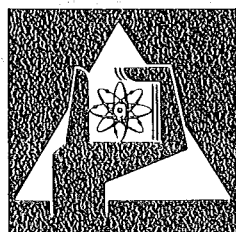
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

März 1975

KFK 2232

**Thermo- und fluiddynamische Unterkanalanalyse der
Schnellbrüter-Brennelemente und ihre Relation zur
Brennstabmechanik**

**Zusammenstellung der Vorträge vom Seminar der Fachgruppe
Thermo- und Fluiddynamik der KTG im DAfF am 11.3.1975 in
Bensberg**



**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 2232

Seminar der
Fachgruppe Thermo- und Fluiddynamik
der Kerntechnischen Gesellschaft im Deutschen Atomforum e.V.

am 11. März 1975 in Bensberg

über

THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE UNTERKANALANALYSE
DER SCHNELLBRÜTER-BRENNELEMENTE UND IHRE RELATION
ZUR BRENNSTABMECHANIK

Zusammengestellt von

P. Voj⁺

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

⁺INTERATOM, Internationale Atomreaktorbau GmbH, Bensberg

Zusammenfassung :

Die Fachgruppe Thermo- und Fluidodynamik der Kerntechnischen Gesellschaft im DAAtF veranstaltete am 11. März 1975 in Bensberg ein Seminar, bei dem neben der Veröffentlichung und Diskussion der Vergleichsrechnungen von Temperaturfeldern in Stabbündeln mit Natriumkühlung auch die wichtigsten Themen der Unterkanalanalyse und Brennstabmechanik behandelt wurden. Dabei sind insbesondere der Stand der theoretischen und experimentellen Untersuchungen an natrium- und gasgekühlten Schnellbrüter-Brennelementen und Schwerpunkte weiterführender Arbeiten erläutert worden.

Abstract :

THERMO- AND FLUIDDYNAMIC SUBCHANNEL-ANALYSIS OF FAST-BREEDER-FUEL-ELEMENTS AND ITS RELATION TO THE FUEL-ROD-MECHANICS

This report is the collection of all papers presented within a meeting held by the Thermo- Fluidynamics Division of the Kerntechnische Gesellschaft im Deutschen Atomforum e.V. in March 1975.

The objective of the meeting was to present and compare calculated and measured temperatures within sodium cooled fuel rod assemblies and to treat the most important problems of subchannel analysis and fuel rod mechanics. The status of the theoretical and experimental investigations with respect to sodium- and gascooled fast breeder fuel elements as well as future work were summarized.

Inhalt:

<u>Vorwort</u>	1
 <u>Projektstand SNR-Brennelemente</u>	
H. Mayer	
1. Beschreibung des Elementes	5
2. Stand von Planung und Fertigung	7
3. Auslegungsrandbedingungen	9
3.1 Anforderungen vom System	
3.2 Randbedingungen von verfügbarer Technologie und Werkstoff	
4. Begründung des gewählten Bündelkonzeptes	12
5. Kasten und Kastenverband	14
6. Absicherung des Konzeptes durch F+E-Arbeiten	16
7. Sicherheitstechnische Rückwirkungen auf das Brennelementkonzept	18
 <u>Projektstand SGR-Brennelemente</u>	
K. Goetzmann	
1. Einleitung	21
2. Die Kühlung des Gasbrüters, verglichen mit derjenigen für andere Reaktoren	22
3. Stand der deutschen Gasbrüterarbeiten	26
4. Konstruktion des Gasbrüterbrennelementes	27
5. Spezielle Brennelemententwicklungsarbeiten	33
Anhang 1: Literatur	36

Ergebnisse der Vergleichsrechnungen von
Temperaturfeldern bei Natriumkühlung

H. Hoffmann

1. Einleitung	39
2. Ziel	40
3. Aufgaben	40
4. Vorgehen	42
5. Ergebnisse der Vorausberechnungen	43
Vergleich mit experimentellen Daten	
5.1 Aufgabe 1: 61-Stabbündel mit Wendeldraht- Abstandshaltern	
5.2 Aufgabe 2: 61-Stabbündel mit Gitter- Abstandshaltern	
5.3 Aufgabe 3: 19-Stabbündel mit Wendeldraht- Abstandshaltern	
5.4 Aufgabe 4: 19-Stabbündel mit Gitter- Abstandshaltern	
6. Zusammenfassung der Ergebnisse	53
Anhang 1: Diskussion	
A. BN-Contribution to the Report of the KTG- Seminar "Thermo- und fluiddynamische Unter- kanalanalyse" G. Cornet	70
B. Das Rechenprogramm HERA E. Eifler, R. Nijsing	78
C. Erläuterung zu den Vergleichsrechnungen der KTG-Fachgruppe Thermo- und Fluidodynamik H. Miller	90
D. Diskussionsbeitrag zu den KTG-Vergleichs- rechnungen D. Coors, J. Heinecke, G. Weber	99
Anhang 2: Diskussion	105

Physical and mathematical modelling of rod
bundle thermohydraulics

R. Nijsing

1. Scope	109
2. Approach	110
3. Turbulent transport characteristics	115
4. Lumped and local approach for heat exchange in the bundle cross section	117
4.1 Heat transport between adjacent subchannels due to turbulent diffusion and conduction	
4.2 Intersubchannel mixing caused by the presence of grid spacers	
4.3 Forced mixing between subchannels induced by helical spacers	
4.4 Thermal interactions between "microscopic" coolant elements	
5. Illustrative results	130
5.1 Results related to subchannel analysis for steady single phase flow and unperturbed geometries	
5.2 Results based on detailed 3-dimensional analysis for steady single phase flow and unperturbed geometries	
Appendix 1: References	137

Geschwindigkeitsfelder und Druckverlust-
beiwerte in Bündelgeometrien

W. Eifler

1. Einführende Bemerkungen über Rechenmodelle und -methoden	139
2. Ableitung einiger Formeln zum Abschätzen von Einflußgrößen	144

	<u>Seite</u>
3. Erläuterung der hauptsächlichlichen Einflußparameter anhand von Zahlenbeispielen	149
3.1 Einkanalssysteme (Das "unendlich ausgedehnte" Stabbündel)	
3.2 Mehrkanalsysteme	
Anhang 1: Die Proportionalität "Wandschubspannungsgradient - Impulsfluß in Umfangsrichtung"	161
Anhang 2: Literatur zur Detailinformation	163
Anhang 3: Diskussion	165
Anhang 4: Diskussion	166
<u>Temperaturfelder in Bündeln mit Na-Kühlung</u>	
D. Weinberg	
1. Einleitung	167
2. Temperaturverteilungen im Bündel	170
2.1 Die Nu-Beziehung und dimensionslose Temperaturverteilung	
2.2 Strähnenbildung im Bündel mit Draht- und Rippenabstandshaltern	
2.3 Einfluß von Geometrieänderungen auf das Temperaturfeld	
3. Zusammenfassung und Ausblick	193
Anhang 1: Literatur	194
Anhang 2: Diskussion	201
<u>Wärmeabfuhr in Stabbündeln bei Gaskühlung</u>	
K. Rehme	
1. Einleitung	203
2. Transformation	208
3. Druckverlust-Rauhigkeitsparameter	209
4. Wärmeübergangs-Rauhigkeitsparameter	214

	<u>Seite</u>
5. Einflüsse von Gitterabstandshaltern auf Druckverlust und Wärmeübergang	218
6. Unterkanalanalyse und Test	222
7. Schlußfolgerungen	224
Anhang 1: Literatur	225
Anhang 2: Diskussion	229

Einfluß der Temperaturfelder in Bündeln mit
Natriumkühlung auf Brennstab- und Bündelauslegung

H. J. Seehafer

1. Brennstabauslegung	231
1.1 Wechselwirkungen zwischen den Core- Auslegungsgruppen	
1.2 Hüllrohrbeanspruchungen	
1.3 Die Kriterien zur Stabauslegung	
1.4 Der "begin of life"-Zustand	
1.5 Der "end of life"-Zustand	
2. Bündelauslegung	248
2.1 Bündelkomponenten	
2.2 Der Stabverband	
2.3 AH-Befestigung	
2.4 Abstandshalter	
3. Schlußbemerkung	252
Anhang 1: Literatur	254
Anhang 2: Diskussion	255

Thermo-hydraulic behaviour of gas-cooled
fuel elements

A. R. Krähe

1. Introduction	259
2. Comparison GCFR - LMFBR data set	261
2.1 General	
2.2 Basic assumptions	
2.3 Main differences	

	<u>Seite</u>
3. Effect of clad roughness on mass flow redistribution	266
3.1 General	
3.2 Redistribution in fuel element with smooth wrapper tube	
3.3 Redistributions between core and blanket	
3.4 Redistributions between core elements	
3.5 Redistributions within fuel element with infinite lattice	
4. Effect of differential swelling between clad and spacer	286
4.1 General	
4.2 Problem description	
4.3 The new spacer design	
4.4 Comparison of both designs	
4.5 Conclusions	
5. The effect of tolerances on mass flow redistributions	295
5.1 General	
5.2 Definition of problem	
5.3 Results of calculations	
5.4 Effect of mixing and cross-flow	
5.5 Conclusions	
6. Summary and conclusions	305
Appendix 1: References	306
Appendix 2: Discussion	309
<u>Teilnehmerliste</u>	311

V O R W O R T

Die einleitenden zwei Beiträge, in denen der Projektstand der natrium- und gasgekühlten Schnellbrüter-Brennelemente präsentiert wird, behandeln die wichtigsten Gesichtspunkte der Brennelementauslegung und geben eine allgemeine Information über die derzeit laufenden Entwicklungsarbeiten.

Im Jahre 1974 sind im Rahmen des Arbeitsausschusses "Unterkanalanalyse und Brennelementauslegung" der KTG-Fachgruppe Thermo- und Fluidodynamik Vergleichsrechnungen von Temperaturfeldern in Stabbündeln mit Natriumkühlung durchgeführt worden. Diese hatten als Hauptziel die Vorausberechnung von Temperaturfeldern und Druckfällen und den Vergleich der Rechenergebnisse miteinander und mit vorliegenden, noch nicht veröffentlichten experimentellen Daten. Die Aufgaben unterschieden sich voneinander durch unterschiedliche Stabbündelgrößen, Abstandshaltertypen und Beheizungsarten.

In einem zusammenfassenden Beitrag werden die Ergebnisse von vier Institutionen, die sich bei den Vergleichsberechnungen beteiligt haben, gegenübergestellt und im einzelnen diskutiert. Trotz der positiven Gesichtspunkte aus dem Vergleich der Ergebnisse ist festzustellen, daß sowohl in Bezug auf die Rechenprogramme als auch auf die Experimente Verbesserungen nötig sind. Um den Wünschen, die verwendeten Rechenprogramme und deren Eingabegrößen näher zu erläutern, Rechnung zu tragen, sind hierzu im Anhang dieses Beitrages auch kurze Diskussionsbeiträge der beteiligten Institutionen zusammengestellt worden.

Die thermo- und fluiddynamische Unterkanalanalyse ist zur Zeit die einzige Methode, die es gestattet, die gewünschten Informationen für die Auslegung von Brennelementen zu erlangen. Wichtige Voraussetzungen bei der Anwendung dieses Näherungsverfahrens sind die Kenntnis der thermo- und fluiddynamischen Phänomene in Stabbündeln, die Kenntnis des Einflusses dieser Phänomene auf die Auslegungsparameter, die physikalische und mathematische Beschreibung dieser Phänomene, die Kenntnis von Korrelationen für die überzähligen Unbekannten in den Bilanzgleichungen und experimentelle Daten zur Überprüfung der Rechenergebnisse. Diesem Thema sind vier Beiträge gewidmet:

1. Physikalische Ansätze und wesentliche Einflußgrößen der thermo- und fluiddynamischen Unterkanalanalyse
2. Geschwindigkeitsfelder und Druckverlustkoeffizienten in Bündelgeometrien
3. Temperaturfelder in Bündeln mit Natriumkühlung
4. Wärmeabfuhr in Bündeln mit Gaskühlung

Als wesentliche Punkte, um die Unterkanalanalyse zu verbessern, können folgende herausgestellt werden:

- Die mathematische Beschreibung von Phänomenen und Koeffizienten muß in größerem Maße die physikalischen Hintergründe berücksichtigen, um einerseits ein Programm nicht auf einen zu geringen Parameterbereich zu beschränken - wobei jedoch keinesfalls ein Universalprogramm angestrebt werden sollte - und andererseits Einflüsse dieser Phänomene abschätzen zu können (eventuell Rechenzeiterparnis).

- Eine Genauigkeitssteigerung der Ergebnisse beruht im wesentlichen auch auf der Art der Unterteilung des Bündels in sogenannte Unterkanäle. Hier müssen Anstrengungen unternommen werden, durch eine andere Aufteilung als die bisherige, insbesondere in Rand- und Eckbereichen des Stab-bündels, eine Steigerung der Genauigkeit zu erzielen.
- Berücksichtigung des hydrodynamischen Einlaufs.
- Kritische Sondierung der zur Verfügung stehenden Korre-lationen (z.B. Nusselt-Korrelationen).

Sowohl zur thermo- und fluiddynamischen Unterkanalanalyse als auch zur Brennstabmechanik ist eine Vielzahl von Ver-öffentlichungen bekannt. Dagegen befindet sich das Studium der Wechselwirkung zwischen Brennstabmechanik und Thermo-Fluiddynamik erst in der Anfangsphase. Drei Hauptgründe können dafür angeführt werden:

- Legt man nominelle Geometrie zugrunde, so spielt die Wechselwirkung nur bei Rand- und Eckstäben eine erhebliche Rolle. Erst wenn man die unvermeidlichen Abweichungen von der nominellen Stabbündel-Geometrie in die Betrachtungen mit einschließt (Fertigungstoleranzen), erlangt die Wech-selwirkung auch für alle anderen Stäbe erhebliche Bedeu-tung.
- Eine volle Berücksichtigung der Kopplung zwischen Brenn-stabmechanik und Thermodynamik würde die simultane Lösung beider Probleme erfordern. Dies scheint zumindest noch gegenwärtig die vorhandenen Kapazitäten zu übersteigen.
- Die Lösung des gekoppelten Problems erfordert die sehr enge Zusammenarbeit zwischen zwei verschiedenen Fach-disziplinen, nämlich der Brennstabmechanik und der Thermo- und Fluiddynamik.

Das Thema "Brennstabmechanik und ihre Wechselwirkung mit der thermo- und fluiddynamischen Unterkanalanalyse" wird in zwei Beiträgen behandelt:

1. Einfluß der Temperaturfelder in Bündeln mit Natriumkühlung auf Brennstab- und Bündelauslegung
2. Thermische Auslegung und mechanisches Verhalten von gasgekühlten Brennelementen (mit entgasten Brennstäben)

Dabei wird insbesondere auf den Einfluß der Temperaturdifferenzen und des Schwellens auf die Hüllrohrspannungen und die Wechselwirkung zwischen Temperaturverteilung und Stabverbiegung näher eingegangen. Es wird ein Überblick über den gegenwärtigen Bearbeitungsstand gegeben und auf die Notwendigkeit, die vorhandenen Rechenmodelle zu erweitern und durch Experimente zu bestätigen, hingewiesen.

PROJEKTSTAND SNR-BRENNELEMENTE

H. Mayer
INTERATOM, Bensberg

1. Beschreibung des Elementes

Die Abb. 1 zeigt eine Schemazeichnung des Brennelementes, wie es zum Einsatz während der ersten 3 Betriebsperioden (= Kern Mark Ia) vorgesehen ist. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß der Kern mit Ausnahme der Absorberwechsel und der Entnahme von Blindelementen unverändert über diese Betriebszeit steht.

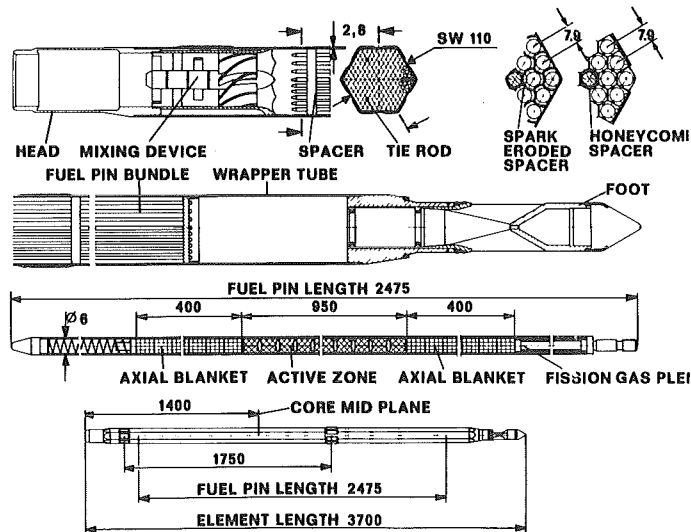


Abb. 1: Brennelement für die Erstbeladung (Kern Mark Ia) des SNR-300

Das Brennelement ist wie folgt charakterisiert:

In einem sicherheitstechnisch und thermohydraulisch erforderlichen hexagonalen Kasten befindet sich das Brennstab-bündel in einer Dreieckanordnung mit 169 Positionen.

166 Positionen sind von Brennstäben und 3 von Strukturstäben zur axialen Fixierung der Abstandshaltergitter besetzt. Die Brennstäbe selbst sind nur am unteren Ende an einer Stabhalteplatte befestigt, die ihrerseits wieder am Brennelementfuß fixiert ist. Zur Handhabung, Unterbringung von Thermoelementen und Durchmischungseinrichtung dient ein Kopfstück.

Der Kern des Bündels ist die Abstandshalterung der Brennstäbe zueinander, die maßgeblich die optimale Temperaturverteilung und minimale Brennstabbelastung (als Konsequenz im wesentlichen der Temperaturverteilung!) bestimmt.

Für die Erstbeladung des SNR-300 wurden Gitterabstandshalter aus punktgeschweißten Blechstreifen ausgewählt, und zwar primär aufgrund der relativ unkomplizierten Fertigung und einer größeren Anzahl abgeschlossener Versuche. Langfristig meinen wir jedoch, daß einerseits im Hinblick auf große anzufertigende Stückzahlen und andererseits aufgrund leicht vorzunehmender geometrischer Variation entsprechend den thermohydraulischen Erfordernissen die mit Funkenerosionsverfahren hergestellten Gitter zum Einsatz kommen müssen.

Die wichtigsten Brennelementdaten für die Erstbeladung sind:

Brennstäbe:	166
Stabdurchmesser:	6 mm
Brennstofftablettendurchmesser:	5,09 mm
Tablettendichte:	86,5 % t.D.
Aktive Säule ($\text{PuO}_2 + \text{UO}_2$):	950 mm
Axialer Brutstoff (UO_2):	2 x 400 mm
Max. nom. Stablängenleistung:	355 W/cm

Max. nom. Abbrand:	85.000 MWd/t _{Met}
Standzeit:	440 VLT
Max. nom. Hüllrohrwandmitten- temperatur:	620°C

2. Stand von Planung und Fertigung

Die Abb. 2 faßt die relativ komplizierte Projektstruktur gerade für den Sektor "Reaktorkern" zusammen. Es ist offensichtlich, daß die Neuartigkeit des Projektes nicht nur in technischen Bereichen liegt.

Die gegenwärtige Planung sieht die Kritikalität des Reaktors im 2. Quartal 1979 vor und das Ende der Anlieferung der Brennelemente 3 Monate vorher.

Der Stand der Fertigungsvorbereitung ist wie folgt:

- a) Die Hüllrohre sind in der Bestellphase (d.h. die technisch fertiggestellte Spezifikation ist in der kommerziellen Verhandlung).
- b) Die Brennstoffspezifikation ist technisch verhandelt.
- c) Alle übrigen Komponentenspezifikationen ebenso wie die Gesamtspezifikation werden bis Mitte 1975 erstellt sein.

Spezifikation bedeutet hier nicht nur Material, Dimensionen und Toleranzen, sondern die Gesamtheit der technischen Herstell-, Liefer-, Prüf- und Abnahmebedingungen. Parallel werden die für das atomrechtliche Genehmigungsverfahren erforderlichen begleitenden Unterlagen (Auslegungsbegründungen etc.) erstellt.

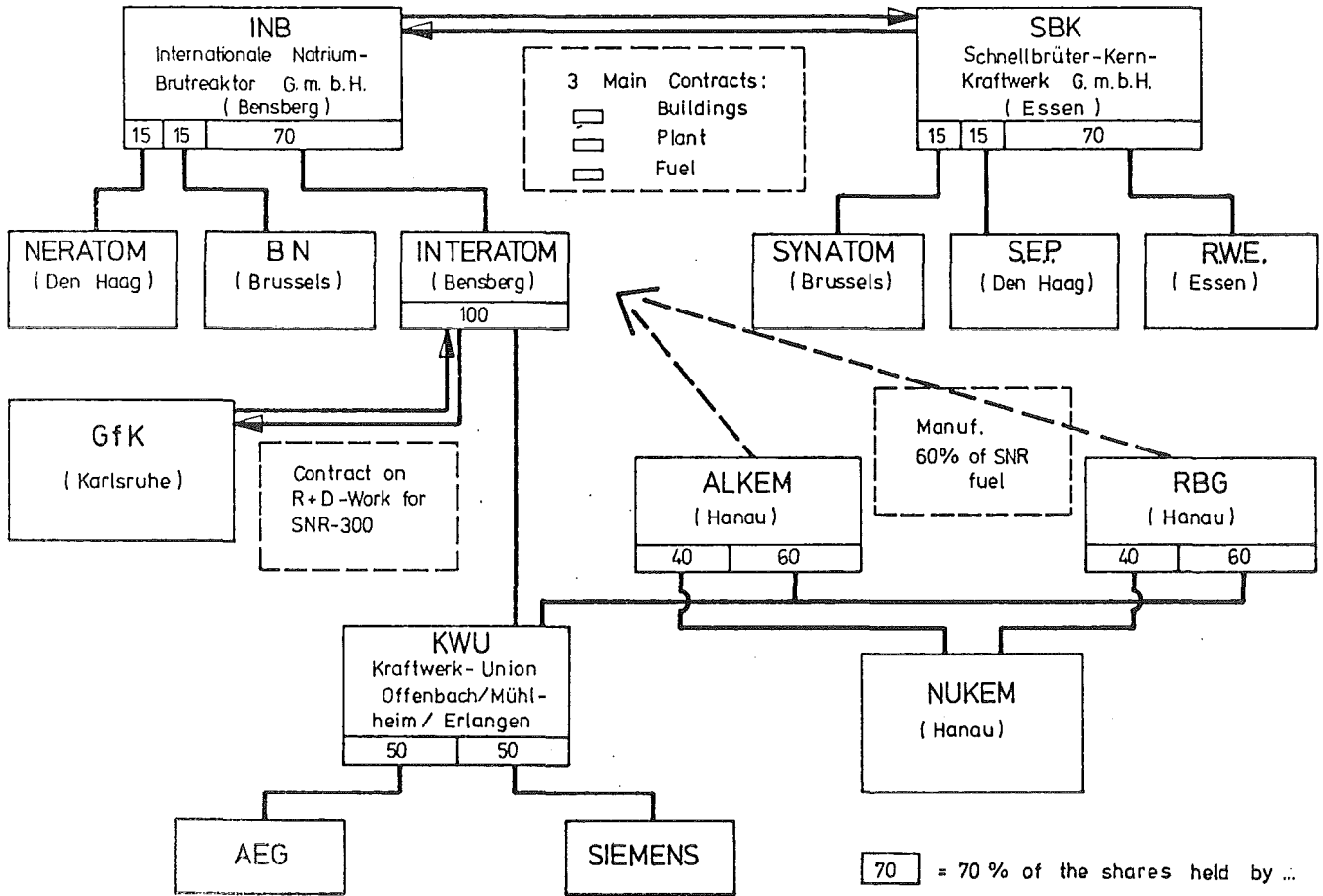


Abb. 2: Organisation des Projektes SNR-300

Die detaillierten Auslegungsarbeiten werden bis zum 2. Quartal 1976 mit den Auslegungsberichten abgeschlossen sein. Bis Ende 1976 müssen die Beiträge zum Sicherheitsbericht erstellt sein. Damit ist zwar die eigentliche Planungsphase abgeschlossen, jedoch ist zu erwarten, daß bis zum Zeitpunkt der Inbetriebnahme und auch darüber hinaus Anfragen und Auflagen der Gutachter der Genehmigungsbehörden zu bearbeiten sein werden. Art und Umfang sind unbekannt.

3. Auslegungsrandbedingungen

3.1 Anforderungen vom System

Neben den geometrischen und handhabungstechnischen Randbedingungen sind - vereinfachend - als Anforderungen vom System her zu nennen:

Reaktoraustrittstemperatur:	550°C
Reaktoraufwärmspanne:	170°C
Stablängenleistung:	≤ 600 W/cm
Brennstoff:	U-Pu-Mischoxid
Hülle und Struktur:	CrNi-Stahl
BE-Standzeit:	440 VLT

Für die genannten Zahlen müßte natürlich stehen "so hoch wie möglich"; es ist aber klar, daß die Beschränkung nach oben zumindest in den Systemtemperaturen von der Festigkeit der Stähle vorgegeben ist. Weiterhin definiert die Analyse der Auslegungsunsicherheiten den Abstand zwischen technologischer Grenze und Auslegungswert.

3.2 Randbedingungen von verfügbarer Technologie und Werkstoff

Die Brennelemente des SNR-300 und ebenso die der Anlage größerer Leistung (SNR-2, ~~2~~ 2000 MWe), deren Planung angelaufen ist, basieren auf dem international akzeptierten "Stahl-Oxyd-Konzept". Diese Vorgabe resultiert primär aus der vorhandenen und überschaubaren Technologie (sehr langfristig wird natürlich Karbidbrennstoff und Vanadium- oder Nickel-Strukturmaterial interessanter sein):

- a) Brennstoff: Der metallische Brennstoff wurde aufgrund seiner hohen Schwellraten nie ernsthaft betrachtet, hingegen ist die Oxidtechnologie vom LWR her bekannt (auf die Besonderheiten und Schwierigkeiten der Plutonium-Verarbeitung wird hier nicht weiter eingegangen).
- b) Strukturmaterial: Der Werkstoff der Technik ist Stahl, und zwar sowohl von den Eigenschaften wie von der Verarbeitbarkeit her. Gerade letzterer Punkt ist eine zentrale Forderung für die Realisierung eines Projektes. Die Einführung an sich vielversprechender neuer Werkstoffe scheitert an der nicht ausreichend bekannten oder abgesicherten (d.h. nicht über den Labormaßstab hinausgehenden) Technologie.

Beispielhaft für eine größere Zahl werkstofftechnischer Randbedingungen sei hier nur das Schwellen des Stahls im schnellen Neutronenfluß genannt. Über dieses Phänomen wurde Ende 1967 berichtet, und zwar nach Auswertung von Bestrahlungsversuchen im DFR (Dounreay Fast Reactor in Schottland). Der gegenwärtige Kenntnisstand läßt sich pauschal wie folgt zusammenfassen:

Unter dem Einfluß der schnellen (energiereichen) Neutronenstrahlung kommt es zu einer isotropen Volumenzunahme, die je nach Stahlsorte temperaturabhängig ist. Diese Temperaturabhängigkeit zeigt Abb. 3 für verschiedene Stähle bzw. Behandlungszustände, und zwar aufgetragen als prozentuelle Längenänderung. Die n-Dosis geht exponentiell ein (~ 2). Es ist unmittelbar einsichtig, daß diese langsam zunehmenden irreversiblen Dimensionsänderungen wesentlich das mechanische Verhalten des Kerns bestimmen, wobei beträchtliche Unsicherheiten in der Kenntnis aller Einflußgrößen in Kauf genommen werden müssen. Die Betrachtung wird durch die Temperaturabhängigkeit insofern verkompliziert, als Bauteile in Temperaturgradienten eben dadurch auch Schwellgradienten unterliegen und es zu, den Wärmespannungen überlagerten "Schwellspannungen" kommt.

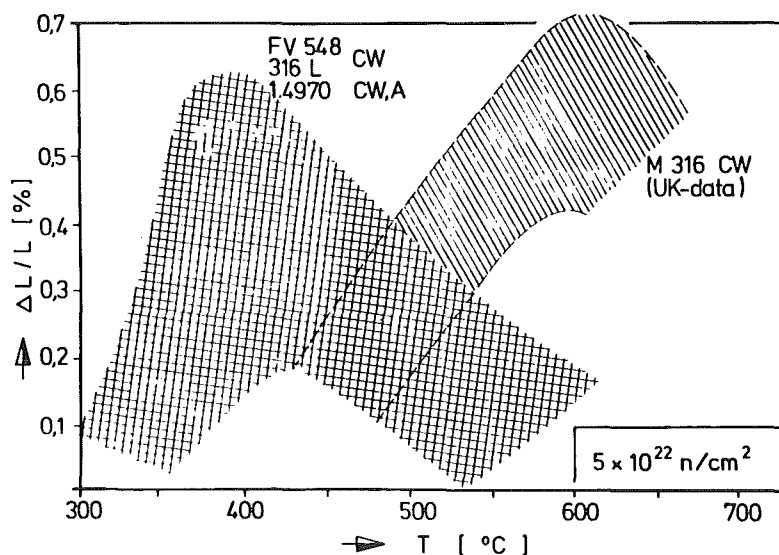


Abb. 3: Relative Längenänderung bei Neutronenbestrahlung in Abhängigkeit von der Temperatur (Kenntnisstand: Februar 1975)

4. Begründung des gewählten Bündelkonzeptes

Wesentliche Grundlage zur Definition des Bündelaufbaues war die Berücksichtigung des Stahlschwellens. Hier ist eines der zentralen Probleme, die mechanische Wechselwirkung zwischen Kasten und Gitter, zu vermeiden oder zu minimalisieren.

Als Ergebnis der bisherigen thermohydraulischen und mechanischen Analysen wurde das freistehende Bündel ausgewählt.

Die wesentlichen kühlungstechnischen Randbedingungen sind:

- (1) Temperaturformfaktor nahe 1
(d.h. geringe Abweichung der Kanalaufwärmspannen von der mittleren Austrittstemperatur)
- (2) Minimale Umfangstemperaturdifferenz an Brennstäben
- (3) $T_{\text{Hüllenmitte}} \leq 685^{\circ}\text{C}$ (extremal mit HCF)
- (4) Hohe mittlere BE-Austrittstemperatur
- (5) Minimaler Druckverlust

Im Laufe der Analysen stellte sich heraus, daß die entscheidenden Kriterien sowohl für die Mechanik des Bündels als auch für die Reaktoraufwärmspanne die Forderungen nach niedrigem Temperaturformfaktor und nach niedriger Umfangstemperaturdifferenz an Brennstäben ist. Hier liegen letztlich die Vorteile des funkenerodierten Abstandshaltergitters. Das genannte Konzept des freistehenden Bündels hat allerdings zur Folge, daß in der Auslegung auch die exzentrische Lage des Bündels im Kasten betrachtet werden muß. Dies führt zumindest im Anfangszustand zu extremen Temperaturverteilungen und damit mechanischen Belastungen, vor allem in den Brennelementen am Kernrand. Die Aufwärmspannen eines solchen Elementes je Kanal zeigt Abb. 4, wobei eine exzentrische Lage des Bündels im Kasten angenommen wurde (Berechnung mit dem Thermohydraulik-Code CIA).

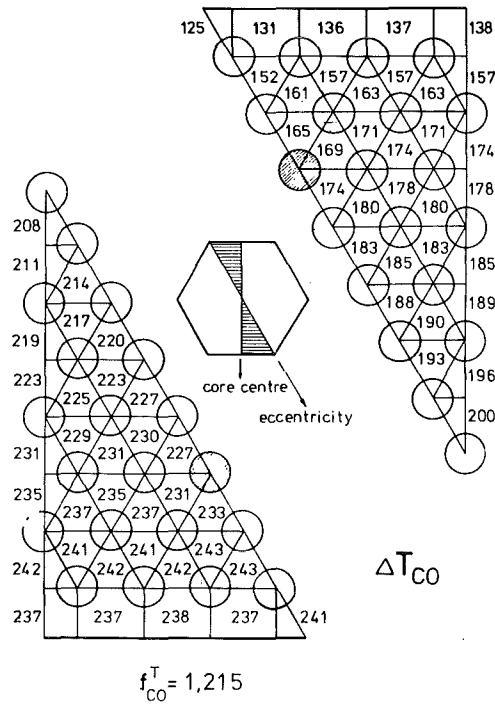


Abb. 4: Verteilung der Kühlkanalaustrittstemperaturen eines Randelementes mit exzentrisch liegendem Bündel

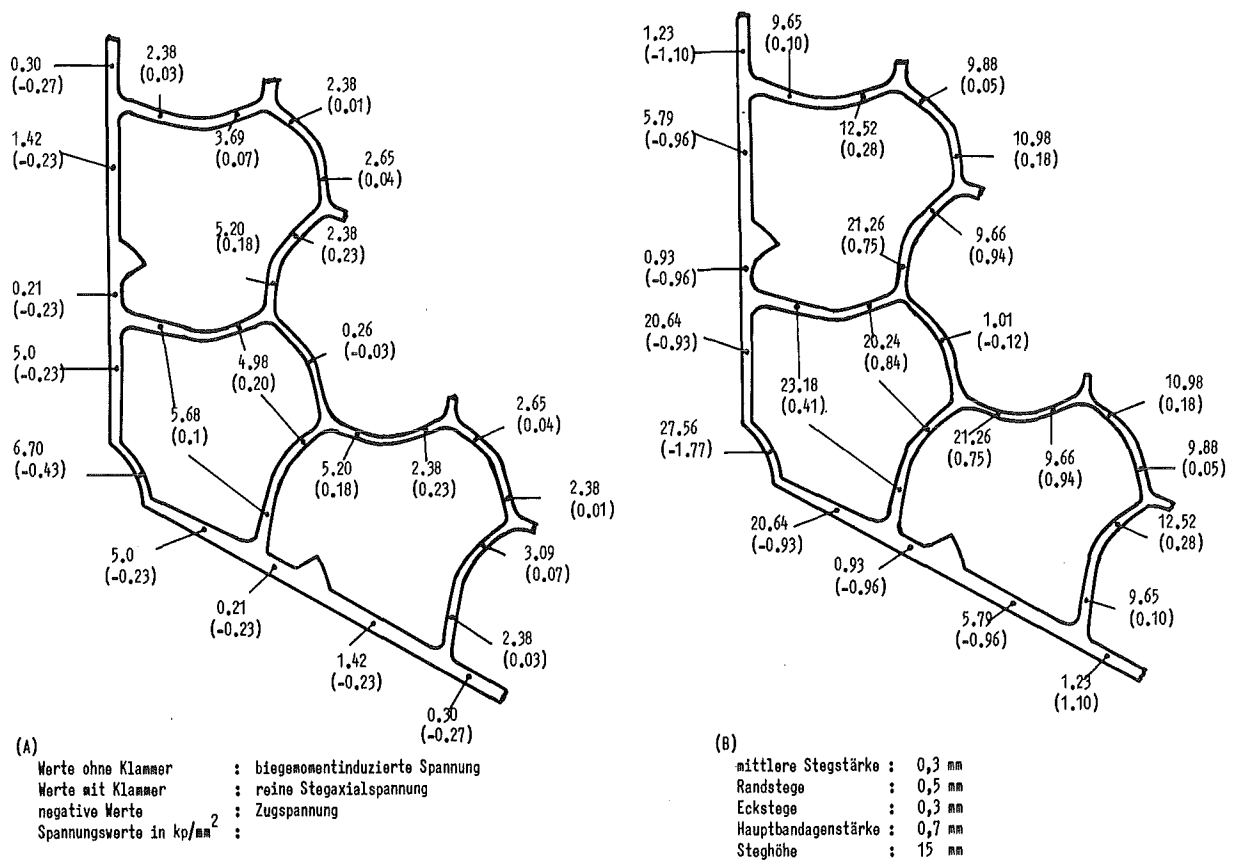


Abb. 5: Spannungsverteilung im Abstandshalter:
 (A) Wärmespannungen, (B) Überlagerung Wärme- und Schwellspannungen

Die mechanische Spannungsanalyse erfolgt mit dem Finite-Element-Programm SAP, das sich inzwischen für eine größere Zahl von Anwendungsfällen bewährt hat. Die Abb. 5 gibt eine typische Spannungsverteilung für den Abstandshalter in einer optimierten Geometrie, wie sie im Funkenerosionsverfahren herstellbar ist.

Auf den gravierenden Beitrag des Schwellens muß hingewiesen werden.

Nach dem gegenwärtigen Kenntnisstand sind die durch das Strukturmaterialschwellen entstehenden Schwierigkeiten nicht nur zu reduzieren durch "schwellfreundliche" Materialien, sondern vor allem durch eine möglichst gleichmäßige Temperaturverteilung.

5. Kasten und Kastenverband

Der Aspekt des Kastens geht weit über die reinen brennelementbezogenen Probleme hinaus und greift in das Verhalten des Gesamtkerns stark ein.

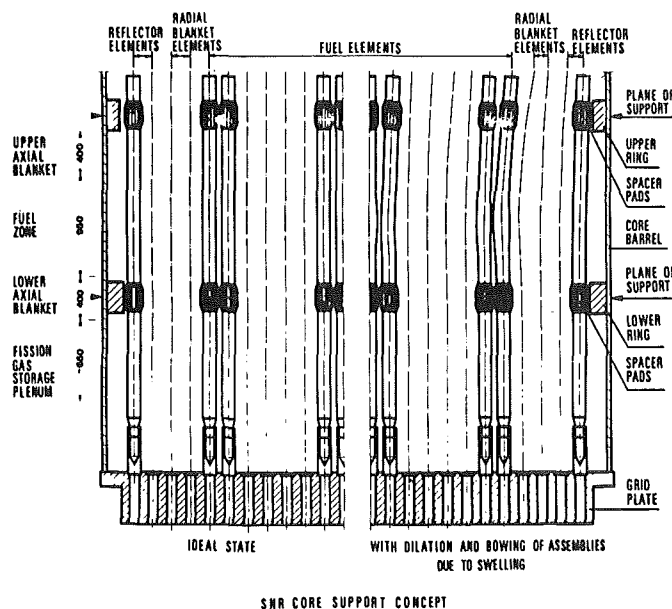


Abb. 6: SNR-Kernhalterungskonzept
Schematische Darstellung der Kastenverformungen

Immerhin macht die Abb. 6 deutlich, daß die Einzeleffekte in komplexer Weise miteinander verknüpft sind: Die sechseckigen Elemente des Kerns würden im Idealzustand Fläche an Fläche stehen.

Die drei Phänomene

- Temperaturgradient im Kern
- Strukturmaterialschwellen (abhängig von Temperatur und n-Fluß!)
- bestrahlungsinduziertes Kriechen

führen zu einer Verbiegung der Elemente nach außen und zur Ausbildung von "Bäuchen" der Kästen im Flußmaximum, bedingt durch die Kühlmitteldruckdifferenz zwischen Kasteninnen- und außen-seite. Daraus folgt unmittelbar, daß zwischen den Elementen ein ausreichender Spalt vorgesehen sein muß, ebenso wie im oberen Kernbereich Raum zur begrenzten Verbiegung.

Um die Belastung des Einzelelementes im Verband so gering wie möglich zu halten, müssen darüber hinaus die Elemente gegeneinander verschiebbar sein, d.h. die Reibkräfte an den Abstützflächen müssen durch Auswahl geeigneter Materialpaarungen limitiert werden.

Wichtiger als die Begrenzung der Kräfte auf den Einzelkasten und den Kastenverband sind die folgenden beiden Randbedingungen:

- a) Die geometrischen Verschiebungen dürfen nicht zu unkontrollierten Reaktivitätsänderungen führen.
- b) Die aus ihrer Ideallage bewegten Elemente müssen mit den Handhabungsvorrichtungen zu greifen und zu identifizieren sein (d.h. die Position muß eindeutig anzufahren sein!) und müssen trotz Verbiegung und Ausbeulung aus dem Kern entfernbar und mindestens auf diese Position wieder einsetzbar sein.

Gerade letzter Punkt - die erst im Prototyp zu gewinnende Handhabungserfahrung - erlaubt es zur Zeit nicht, eine günstigere Brennstoffausnutzung durch Umsetzen von Brennelementen vorzusehen. Der erst im Prototyp selbst zu gewinnende Handhabungserfahrung kommt daher höchste Bedeutung zu.

6. Absicherung des Konzeptes durch F+E-Arbeiten

Neben den im Rahmen dieser Tagung zu berichtenden Entwicklungsarbeiten liegt der Schwerpunkt der Arbeiten zum Brennelement

- a) auf der Methodenentwicklung
- b) auf Bestrahlungsversuchen.

Beispielhaft für die in den letzten Jahren bei INTERATOM stattgefundene intensive Entwicklung von Auslegungsmethoden sei der Brennstabcode IAMBUS erwähnt, der eine detaillierte Spannungsanalyse von Brennstoff und Hülle in radialer und axialer Richtung ermöglicht.

Den Stand der Bestrahlungsversuche fassen die Abb. 7 und 8 zusammen:

Die Tabelle der Abb. 7 listet alle Brennstabtests auf, soweit Herstellungs- und Betriebsbedingungen den SNR-300-Verhältnissen nahe kommen. Bei der Bewertung der Versuche ist die zeitliche Entwicklung der Kenntnisse und damit der Konzepte in Rechnung zu stellen. Die Bestrahlungsreaktoren waren BR-2, DFR und RAPSODIE. Auf die nicht repräsentativen Neutronenflüsse braucht nicht extra verwiesen werden. Zwei Versuche mit Stabfehlern (MOL-7B, DFR-455) befinden sich zur Zeit in der Untersuchung. Die Abb. 8 macht deutlich, daß die geforderten Reaktorbedingungen in bezug auf Leistung und Abbrand durch die bisherigen Versuche abgedeckt sind.

Experiment	Nr. of pins	Max. lin Power rating (W/cm)	Max. cladding Temperature (°C)	Max. Burn-Up (MWd/t _{Met}).10 ³	Nr. of defect pins	Pin failure at Burn-Up
Mol 7A (Loop)	7	590	630	44	1	33
MFBS-4 (Loop)	3	700	585	28	0	-
MFBS-6 (Loop)	9 (+5 VIPAC)	570	650	95	2 (+3 VIPAC)	71
DFR 304 (trefoil)	3	450	670 (?)	57	0	-
DFR 324 / 2,3 (trefoil)	2 (+1 VIPAC) (+3 VIPAC)	440 440	597 607	57 59	1 0	52 to 63 -
DFR 350 (bundle)	39	450	650	52	0	-
DFR 435/6,7,3 (trefoils)	11 (5+3+3)	400	640	80	7	64 to 90
Rapsodie Monitors	5	480	610	64	0	-
Rapsodie I (bundles)	2x34	490	610	94	0	-
TOTAL Mixed oxide fuel	156	400 - 700	585 - 650	28 - 94	11	33-90

Abb. 7: Brennstabbestrahlungen zum SNR-300

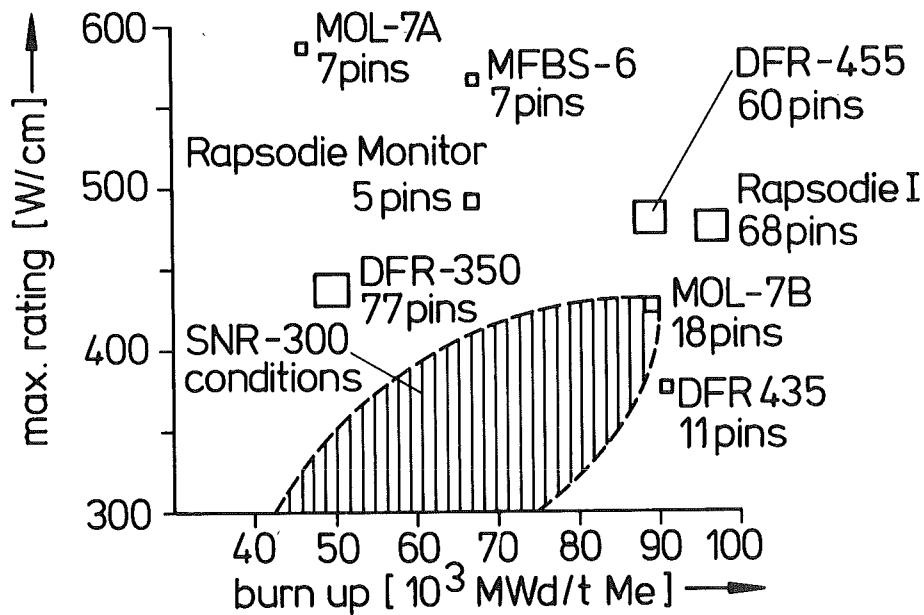


Abb. 8: Bestrahlungsversuche mit 6 mm Brennstab

7. Sicherheitstechnische Rückwirkungen auf das Brennelementkonzept

Die hier dargestellte und bisher übliche Vorgangsweise war ausschließlich die Optimierung nach betrieblichen und herstellungsorientierten Erfordernissen, wobei natürlich die Freisetzung von Spaltprodukten - man dachte primär an Spaltedelgase - zu verhindern war.

Nun zeigt sich für den Brennstab zweierlei: der Spaltgasinnendruck ist relativ einfach beherrschbar durch Vergrößerung des Plenums. Viel schwerwiegender sind Fehler in der Brennstoffzone, die - soweit heute feststellbar - durch Festkörperdruck zumindest ausgelöst werden. Zum quantitativen Verständnis der Konsequenzen ist eine umfangreiche Versuchsserie angelaufen, die Beiträge liefern muß zu:

- Pu-Austritt und Transport im Primärkreis
- Kühlkanalblockade mit Folgeschäden
- Reaktion des Brennstoffs (u.U. in Abhängigkeit vom Sauerstoffangebot) mit dem Kühlmittel und Folgeschäden.

Auch das Stabbündel ist dahingehend zu untersuchen, daß es sicherheitstechnischen Forderungen gerecht wird. Soweit bisher absehbar, muß der Kern und damit das Einzelelement im Falle einer Durchflußstörung, z.B. durch Pumpenausfall, allein durch Naturumlauf des Kühlmittels soweit kühlbar sein, daß schwerwiegende Schäden durch Überhitzung ausgeschlossen sind. Weiterhin muß sichergestellt sein, daß Brennelemente nach abnormalen Betriebsfällen (Betriebsstörungen) weiterbetrieben werden können.

Es ist sicher, daß diese Gesichtspunkte die Brennelementauslegung für Na-gekühlte Brüter in steigendem Maße bestimmen werden.

Herren Heyne, Justus, Spenke und Többe (alle INTERATOM) wird herzlich gedankt für die Bereitstellung von Ergebnissen ihrer Arbeit.

PROJEKTSTAND SGR-BRENNELEMENTE

K. Goetzmann
Kraftwerk Union, Erlangen

1. Einleitung

Der Anreiz, schnelle Brutreaktoren mit Heliumkühlung zu entwickeln, liegt in den bezüglich Betriebs- und Sicherheitsverhalten günstigen Eigenschaften des Kühlmittels Helium. Das erwartete Betriebsverhalten ist günstig, da Helium chemisch inert, nicht aktivierbar und optisch transparent ist. Sicherheitstechnisch ist Helium vorteilhaft, da bei seiner Verwendung keine plötzlichen und großen Dichteänderungen mit den daraus resultierenden unerwünschten Folgen auftreten können.

Daß der heliumgekühlte schnelle Brüter gut brütet, ist allgemein bekannt und akzeptiert. Daß es möglich ist, den Kern eines schnellen Reaktors mit Gas in einer Weise zu kühlen, daß das Performance vergleichbar [1] ist mit demjenigen eines natriumgekühlten Reaktors, wird gelegentlich noch bezweifelt. Wie dieses Performance zudem noch mit einem Brennelement zu erzielen ist, welches weitgehende Ähnlichkeit mit dem des natriumgekühlten schnellen Reaktors hat, soll einleitend erläutert werden. Der Hinweis auf die Ähnlichkeit ist übrigens nicht trivial, denn es sind auch Gasbrüter mit andersartigen Brennelementen denkbar, wie etwa die Coated Particle-Entwürfe der Gasbreeder Reactor Association zeigen [2].

Das von KWU und General Atomic gemeinsam verfolgte Gasbrüterkonzept beschränkt sich jedoch zunächst bewußt auf die Verwendung des stabförmigen Brennelementes, um die für dieses in der Natriumbrüterentwicklung gewonnenen Erfahrungen soweit wie irgend möglich zu nutzen und um demzufolge die zusätzlichen Entwicklungskosten zu minimalisieren. Diese Beschränkung bildet den einen von zwei wesentlichen Ecksteinen in der Entwicklungsstrategie für den Gasbrüter. Der andere, der Vollständigkeit halber zu erwähnende, beruht komplementär darauf, sich bezüglich des nuklearen Dampferzeugungssystems auf die Entwicklung der thermischen Hochtemperaturreaktoren abzustützen.

2. Die Kühlung des Gasbrüters, verglichen mit derjenigen für andere Reaktoren

Physikalische Gründe verlangen für den Kern schneller Reaktoren eine vergleichsweise hohe Anreicherung an spaltbarem Material. Wirtschaftliche Gründe erfordern ihrerseits eine hohe spezifische thermische Belastung dieses Spaltstoffes. Daraus folgt, daß auch die Kernvolumenleistung hoch sein muß. Man muß also die gewünschte Wärmeleistung aus einem begrenzten Kernvolumen unter der wichtigen Nebenbedingung abführen, daß bei einer vorgegebenen, materialbedingten Brennstaboberflächentemperatur eine möglichst hohe Kühlmittelaustrittstemperatur erzielt wird.

Zur Erfüllung dieser Forderung müssen sowohl die auf den freien, d.h. für das Kühlmittel zur Verfügung stehenden Querschnitt des Kerns bezogene Wärmeabfuhrkapazität des Kühlmittels, als auch die diesem zuzuordnende Wärmeübergangszahl möglichst groß sein. Auf das

Kühlmittel bezogen heißt das, daß von Wichtigkeit sind: die Aufheizspanne, die Dichte, die spezifische Wärme und schließlich Geschwindigkeit und Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels.

Wie sich die beiden heute noch betrachteten Kühlmittel Natrium und Helium unterscheiden, geht aus Tab. 1 hervor, die typische Daten für die thermohydraulische Auslegung des Kerns enthält, wobei zur Illustration auch Daten für einen (thermischen) Druckwasserreaktor der jetzigen Generation aufgenommen worden sind. Man erkennt die bereits erwähnte hohe Leistungsdichte im schnellen Kern sowie die damit verbundenen hohen Stableistungen und Wärmedichten an der Staboberfläche.

Tabelle 1: Typische Auslegungsdaten für große Reaktoren

Kühlmittel	Wasser	Helium	Natrium
Leistungsdichte Kern, MWth/m ³	90	250	300-500
Mittlere Stableistung, W/cm	200	330	300
Druck, at	160	120	6
Aufheizspanne, °C	30	280	165
Kühlmittelgeschw., m/sec	4	80	4 - 8
Wärmestromdichte im Hüllrohr, W/cm ²	60	130	160-200
Temp.-Abfall Hülle - Kühlmittel, °C	20	65(130)	20 - 25
Wärmeabfuhrkapazität, bezogen auf den freien Kernquerschnitt, W/cm ²	68000	80000	80000 - 150000
Wärmeübergangszahl, W/cm ² grd	3	2.0 (1.0)	8

Die Wärmeabfuhrkapazität als globales Maß für die Kernkühlung unterscheidet sich bei den schnellen Reaktoren um etwa einen Faktor zwei zugunsten der Natriumkühlung. Noch größer ist der Vorteil von Natrium bei der Wärmeübergangszahl, die bei vorgegebener Kühlmittelaustrittstemperatur (und Stableistung) im wesentlichen die vorgegebenen Brennstaboberflächentemperatur bestimmt. Wegen seiner hohen Wärmeleitfähigkeit einerseits und seiner hohen volumetrischen Wärmekapazität bei geringem Druck andererseits ist Natrium ein sehr gutes Kühlmittel, welches Helium zunächst überlegen ist. Zur Verwirklichung einer vergleichbaren Kühlung mit Helium muß im wesentlichen folgender Aufwand getrieben werden:

- hoher Kühlmitteldruck
- hohe Pumpleistung zur Erzielung hoher Kühlmittelgeschwindigkeiten
- Verbesserung des Wärmeüberganges an den Brennstaboberflächen durch Turbulenzförderer (Aufrauung).

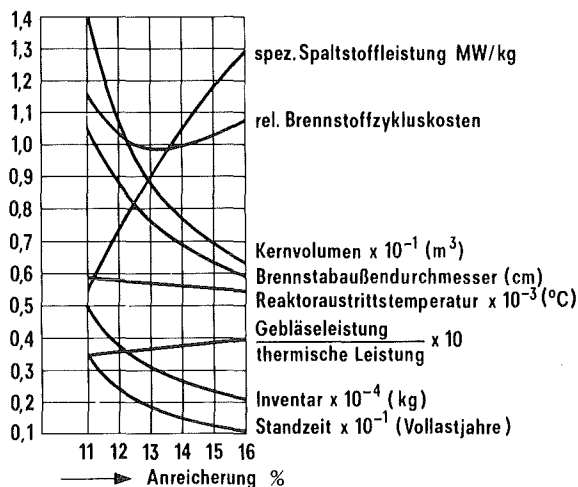


Abb. 1 - Charakteristische Daten für die Auslegung eines 1000 MW_e-Gasbrüterkerns als Funktion der Anreicherung

Treibt man diesen Aufwand, dann ist auch Helium ein akzeptables Kühlmittel zur Kühlung schneller Reaktoren. Daß dabei noch ein weiter Spielraum für die Kernauslegung vorhanden ist, kann aus Abb. 1 entnommen werden, in welcher für bestimmte, vorgegebene konservative Randbedingungen charakteristische Daten der Auslegung aufgetragen sind. Die konservativen Randbedingungen sind im wesentlichen

- 700°C als Grenzwert für die max. Heißstellentemperatur in der Mitte der Hüllrohrwand
- eine relative Hüllrohrwanddicke von $D_a/D_i = 1.15$ am Grund der Aufrauung
- relativer Druckverlust im Primärkreislauf von $\Delta p/p = 0,05$

Tab. 2 zeigt eine Auswahl der Daten für den 1000 MWe-Referenzreaktor.

Tabelle 2 - Auswahl aus den thermohydraulischen Daten für den 1000 MWe-Gasbrüterkern

Systemdruck:	120 bar
Druckverlust im Primärkreislauf:	6 bar
Maximal nominelle Stableistung:	430 W/cm
Reaktoreintrittstemp.:	273°C
Reaktoraustrittstemp.:	555°C
Maximale Heißkanaltemperatur in Hüllrohrmitte:	700°C
Brennstabaußendurchmesser:	0,82 cm
Brennstabteilung:	1,1
Aufrauung in % der Brennstablänge:	60%
Multiplikationsfaktor für den Wärmeübergang im aufgerauhten Teil:	2
Multiplikationsfaktor für den Druckverlust im aufgerauhten Teil:	4

3. Stand der deutschen Gasbrüterarbeiten

In der Bundesrepublik wird derzeit ein begrenztes Gasbrüterprogramm durchgeführt, bei welchem die beiden Forschungszentren Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe, und Kernforschungsanlage Jülich und die Kraftwerk Union Erlangen zusammenarbeiten. Das Programm hat zwei Schwerpunkte: zum einen wird auf dem Brennelementsektor als Schlüsselexperiment für die weitere Gasbrüterentwicklung das sogenannte Moler Bestrahlungsvorhaben von KFA und KWU vorbereitet und durchgeführt. Zum anderen hat KWU zusammen mit der GfK eine Referenzauslegung für ein 1000 MWe Gasbrüterkraftwerk vorgenommen und dessen Sicherheitsverhalten qualitativ und quantitativ detailliert untersucht. Auf beiden Sektoren arbeiten die deutschen Partner mit der General Atomic Company zusammen, von deren Konzept für einen 300 MWe Gasbrüter wir in Deutschland ausgegangen sind.

Das Ziel des Bestrahlungsvorhabens Mol [3] besteht darin, das gewählte Brennelementkonzept durch Langzeitversuche in seinen gasbrüterspezifischen Merkmalen, insbesondere, soweit sie die Druckentlastung der Brennstäbe (venting) betreffen, zu verifizieren. Die Bestrahlung wird im BR-2 Reaktor in Mol durchgeführt werden. Zum Einsatz gelangt ein - gegenüber dem Originalelement verkürztes - 12-Stab-Brennelementbündel, welches im wesentlichen den vorgesehenen Reaktorbedingungen unterworfen wird, wenn man von dem fehlenden schnellen Fluß absieht. Letzteres ist jedoch für die Zielsetzung des Experimentes ohne größere Bedeutung. Die Vorbereitungen für das Experiment sind nahezu abgeschlossen. Insbesondere ist die "Hardware" weitgehend fertiggestellt, sowohl auf der Loop-Seite, für die die KFA die Federführung hat, als auch auf der Seite der Brennelementfertigung bei KWU [4]. Der Beginn der Bestrahlung ist für Anfang 1976 vorgesehen. Ein die Auslegung dieses Experimentes bestätigender elektrisch beheizter Kalibrierungsversuch in Moler Geometrie wird derzeit in der GfK durchgeführt.

Die theoretischen Arbeiten zur Auslegung und Sicherheit eines großen Gasbrüterkraftwerks, auf die in diesem Rahmen nicht weiter eingegangen werden soll, haben ergeben, daß nach heutiger Kenntnis auch ein heliumgekühlter schneller Reaktor keine grundsätzlich neuen Sicherheitsprobleme aufwirft.

Die zukünftigen deutschen Arbeiten sind, soweit sie nicht bereits durch die langfristigen Vorhaben wie das der Moler Bestrahlungen festgelegt sind, auf eine aktive Beteiligung am Bau einer Gasbrüterdemonstrationsanlage in den USA ausgerichtet. Auch für diese Beteiligung nimmt das Moler Experiment eine Schlüsselstellung ein.

4. Konstruktion des Gasbrüterbrennelementes

Die konstruktiven Daten für das Brennelement eines 1000 MWe Gasbrüters sind in Tab. 3 aufgeführt.

Tabelle 3 - Konstruktive Daten für das 1000 MWe-Gasbrüterbrennelement

Gesamtlänge des Brennelementes:	5000 mm
Anzahl der Brennstäbe:	270
Gitterteilung:	11 mm
Brennstablänge:	3100 mm
Brennstabdurchmesser:	8.2±0.03 mm
Brennstabdurchmesser im Auf- rauhungsgrund:	8.0 mm
D _a /D _i -Verhältnis nom. am Auf- rauhungsgrund:	1.15
Länge der Spaltzone:	1480 mm
Länge der Brutzone:	2 x 600 mm
Kasteninnenschlüsselweite:	184.8 mm
Kastenwanddicke:	4 mm

Brennstablängenleistung max.	430 W/cm
nominell:	
Druckverlust im Element max.:	4.8 bar
Anzahl der Abstandshalter:	15
Strukturwerkstoff:	1.4981

Abb. 2 zeigt die zugehörige Übersichtszeichnung. Äußerlich gleicht das Element, von der etwas größeren Schlüsselweite abgesehen, demjenigen für den Natriumbrüter.

Im Gegensatz zum Natriumbrüter-Brennelement ist das Brennelement des Gasbrüters hängend angeordnet und fest in eine Gitterplatte wie ein Kranbalken eingespannt. Die hängende Anordnung bedingt eine mechanische Befestigung. Die Befestigungsmechanik ist außerhalb der Reaktorkaverne angeordnet. Sie ist besonders robust und einfach aufgebaut. Die eigentliche Einspannung des Elementes wird durch einen Kegelsitz und durch eine in etwa 1 m Abstand von diesem angeordnete Spannzange bewirkt.

Die weiteren Besonderheiten gegenüber dem Natriumbrüterelement betreffen (s. Tab. 4) einmal die künstliche Aufrauung und zum anderen die Druckentlastung der Brennstabinnenatmosphäre gegenüber dem außen anstehenden hohen Kühlmitteldruck.

Tabelle 4 - Besonderheiten des Gasbrüterbrennelementes

1. Druckausgleichsystem	- kein Spaltgasdruck im Hüllrohr - keine plötzliche Freisetzung akkumulierter Spaltgase - sauberer Kühlgaskreislauf (Leckage nach innen) - Ortung defekter Elemente möglich
2. Teilweise aufgerauhte Brennstäbe	- Verbesserung des Wärmeüberganges
3. Hängende Anordnung der Elemente	- mechanische Aufhängung
4. Geringe Neutronen- wechselwirkung mit dem Kühlmittel	- große Spalte zwischen den Ele- menten zur Aufnahme der Schwell- verbiegung möglich

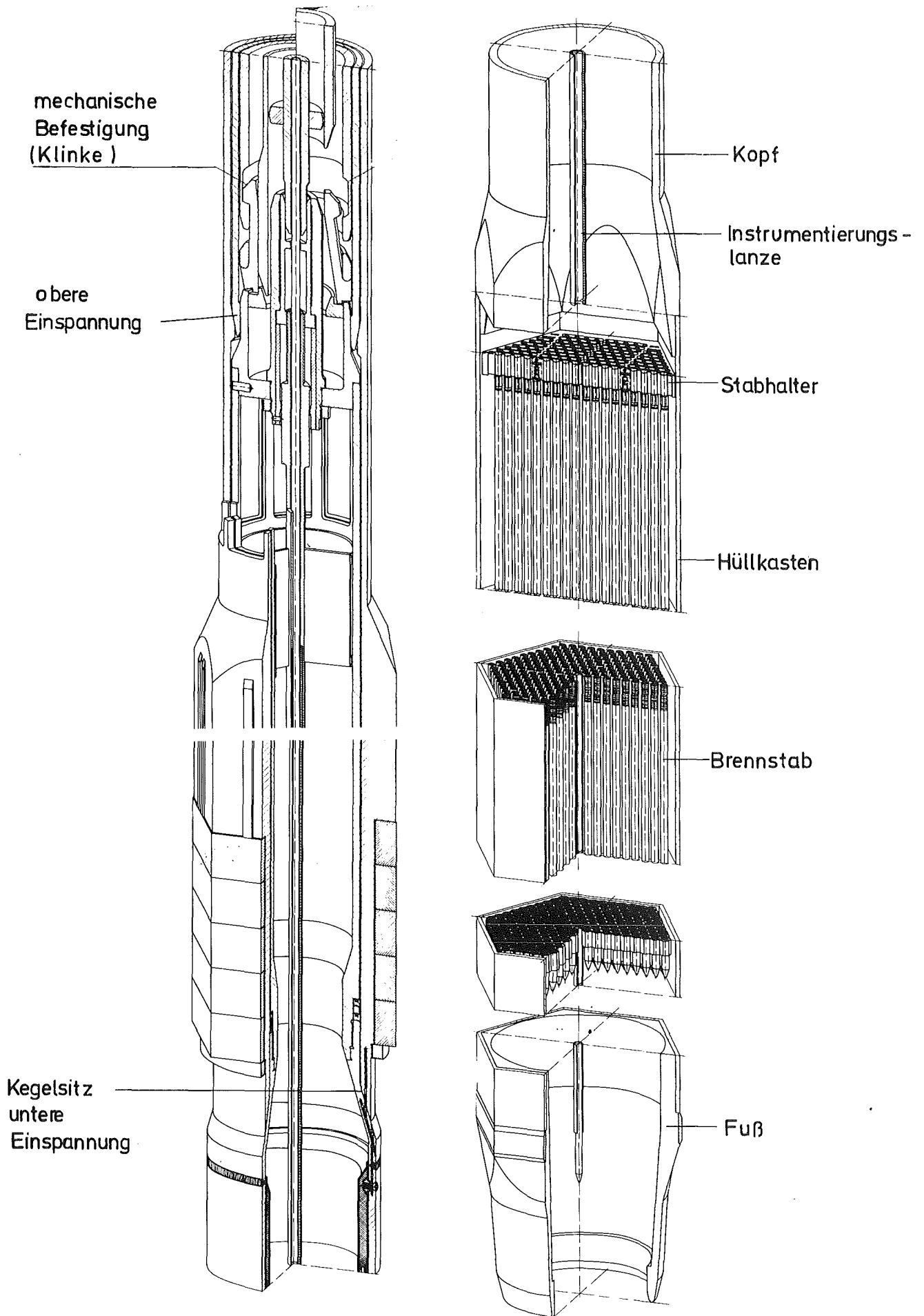


Abb. 2: Übersichtszeichnung für das 1000 MWe-Gasbrüterbrennelement

Der Zweck der Aufrauung ist - wie schon erwähnt - eine Verbesserung des Wärmeüberganges durch Erhöhung der Turbulenz des Kühlmittels an der Staboberfläche. Unter Inkaufnahme einer lokalen Druckverlustserhöhung um etwa den Faktor 3 bis 4 wird der Wärmeübergang um einen Faktor 2 verbessert, wie durch zahlreiche Versuche bereits nachgewiesen worden ist. Die Aufrauung besteht aus mechanisch - oder auch chemisch - hergestellten Rippen mit den folgenden Dimensionen: 0.1 / 0.35 / 1.2 mm für Höhe, Breite und Teilung. Die dritte und wesentliche Besonderheit des SGR-Brennelementes ist das Druckentlastungssystem. Seine Funktionsweise ist aus Abb. 3 zu ersehen.

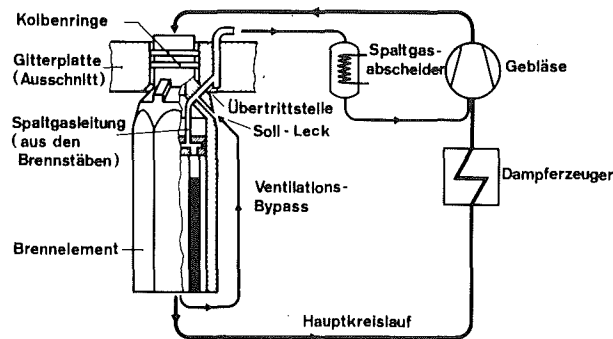


Abb. 3 - Funktionsschema des Druckausgleichssystems

Kolbenringe dichten das Kaltgasplenum des Reaktors gegenüber dem Heißgasplenum ab. Die im Brennstab im Normalbetrieb aus der Brennstoffmatrix freigesetzten Spaltgase diffundieren durch den kalten oberen Brutmantel und zwei hintereinandergeschaltete Aktivkohlezonen im Brennelementbereich zur Spaltgasübertrittsstelle im Bereich des Brennelementkopfes. Über eine Metall/Metalldichtung, die jedoch nicht absolut dicht zu sein braucht, werden die Spaltgase mit Hilfe einer kontrollierten Leckströmung in das reaktorinterne Spaltgassammelsystem geleitet. Die notwendige Druckdifferenz ergibt sich aus dem Druckabfall des Hauptkühlmittelstromes am Dampferzeuger. Die Spülwirkung des durch geeignete Formgebung kontrollierten Leckstromes bleibt auch dann noch

erhalten, wenn ein Teil der Brennstabhüllen eines Brennelementes versagen sollte. Versuche über das Verhalten der Leckströme sind bereits bei KWU mit positivem Ergebnis durchgeführt worden. Eine endgültige Bestätigung bleibt jedoch dem Bestrahlungsvorhaben Mol vorbehalten. Die Vorteile des Druckentlastungssystems können wie folgt zusammengefaßt werden:

1. Die Brennstabhülle ist weder durch Kühlmitteldruck noch durch Spaltgasdruck belastet. Hinsichtlich des Kühlmitteldrucks herrschen die gleichen Verhältnisse wie beim natriumgekühlten Reaktor vor. Wegen des fehlenden Spaltgasinnendruckes werden geringere Hüllrohrschäden erwartet.
2. Freigesetzte Spaltgase werden abgeleitet. Sie können sich nicht akkumulieren und bei Defekten der Hülle plötzlich in den Kreislauf entweichen. Der Kreislauf bleibt weitgehend unkontaminiert.
3. Der Reaktor kann auch - in Grenzen - mit defekten Brennstäben betrieben werden.
4. Die Absaugung der Spaltprodukte kann zur Ortung von Brennelementdefekten verwendet werden.

Bei der Konstruktion des SGR-Brennelementes stehen fertigungstechnische Gesichtspunkte einerseits und Robustheit des Elementes andererseits stark im Vordergrund. Dies bedingt, daß wesentliche Strukturteile des Elementes wie z.B. Stabhalter, Abstandshalter, Kopf und Fuß des Elementes aus dem Vollen hergestellt werden, was sowohl von der Technologie her als auch von der Robustheit der erhaltenen Teile große Vorteile bringt. Zur Herstellung komplexer Formen, wie z.B. beim Abstandshalter und Stabhalter, wird das Funkenerosionsverfahren benutzt, welches schon frühzeitig von Siemens für ähnliche Anwendungen eingesetzt wurde. Um die

bestmögliche Montage und Prüfbarkeit des Elementes zu erreichen, wird es aus einzelnen, für sich voll prüfbaren Baugruppen aufgebaut.

Das Element (Abb. 2) ist in Skelettbauweise mit sechs Strukturstäben in den Eckpositionen aufgebaut. Im Zentrum befindet sich ein Führungsrohr, in das eine Instrumentierungslanze eingesetzt werden kann. Die Befestigung des Abstandshalters an den Strukturstäben geschieht formschlüssig über Distanzhülsen. Verbindungen, wie Schweißen und Löten, wurden weitgehendst vermieden und durch mechanische Verbindungstechniken, speziell Schrauben, ersetzt. Selbst die Abdichtung zwischen oberer Endkappe und dem Stabhalter wird einfach und zuverlässig durch eine Metall/Metall-Flachdichtung erzielt. Dichtversuche im Rahmen des Bestrahlungsvorhabens Mol haben hervorragende Ergebnisse gezeigt [5]. Auch die problematisch erscheinenden, für das Druckausgleichssystem notwendigen Querbohrungen im Stabhalter, die selbst beim Bohren von zwei Seiten noch ein Längen/Durchmesser Verhältnis von 50 haben, konnten trotz des geringen, nur 2 mm großen Durchmessers durch Fertigungsversuche als machbar nachgewiesen werden. Das bei KWU verwendete Tieflochbohrverfahren hat sich nicht nur als zuverlässig, sondern auch als wirtschaftlich herausgestellt [6].

5. Spezielle Brennelement-Entwicklungsarbeiten

Bei der Diskussion der Entwicklungsarbeiten für das Brennelement, insbesondere was Experimente anbelangt, erscheint eine über die Grenzen der Bundesrepublik hinausgehende Kooperation wünschenswert, fruchtbar und möglich. Zum einen "beanspruchen" die SGR-Befürworter ganz generell den großen Fundus aus den zahlreichen Stabbestrahlungen für den flüssigmetallgekühlten Schnellbrüter, repräsentiert durch in etwa

2000 Stäbe im EBR-II	in den USA
1100 Stäbe im DFR	in Großbritannien
1600 Stäbe im Rapsodie	in Frankreich

Zum anderen besteht eine Zusammenarbeit zwischen GA, KWU und den beiden Forschungszentren KFA und GfK, die gezielt spezielle SGR-Experimente beinhaltet und die in Tab. 5 summarisch aufgezählt sind.

Tabelle 5 - Übersicht über gegenwärtige SGR-Versuche

-
1. Out-of-pile-Versuche
 - Wärmeübertragung, Druckverluste
 - Materialpaarungs- und Verträglichkeitsversuche
 - Fabrikationsversuche von BE-Komponenten
 2. Thermische Bestrahlung an Einzelpins
GB-Serie zum Spaltproduktverhalten
 3. Schnelle Bestrahlung an Einzelpins
F-Serie; aufgerauhte Stäbe bei hoher Hüllrohrtemperatur und Abbrand

4. Bündelbestrahlung

Moler Experiment als integraler performance test, insbesondere im Hinblick auf die Funktion des Druckentlastungssystems

Die aufgeführten out-of-pile-Versuche werden im wesentlichen in der Bundesrepublik durchgeführt. So ist zum Beispiel die erste Testserie mit einem elektrisch beheizten 12-Stabbündel in der für den Moler Versuch vorgesehenen Geometrie gerade bei der GfK abgeschlossen worden. Zu erwähnen sind jedoch auch die umfangreichen Versuche zum Wärmeübergang an aufgerauhten Brennstäben, die am Eidgenössischen Institut für Reaktorforschung in Würenlingen, Schweiz, vorgenommen werden. Die Bestrahlungen an Einzelstäben bzw. Kapseln der GB- und F-Serie werden in den USA im Oak Ridge Research Reactor und im EBR-II-Reaktor durchgeführt [8]. Die Versuche sind zum Teil bereits abgeschlossen, zum Teil noch im Gange. Die erzielten bzw. geplanten Abbrände betragen etwa 50-100,000 MWd/t. Das bereits erwähnte Moler Bestrahlungsvorhaben ist für die Gasbrüterentwicklung der Schlüsselversuch in der unmittelbaren Zukunft, da in diesem Versuch die gasbrüterspezifischen Eigenschaften des Brennelementes unter Reaktorbedingungen getestet werden. Der Zielabbrand beträgt zunächst 60,000 MWd/t. Verhält sich das Element so einwandfrei wie erwartet, so wird die Bestrahlung bis 100,000 MWd/t Abbrand fortgesetzt.

Für die fernere Zukunft sind noch weitere SGR-spezifische Experimente geplant, die in Tabelle 6 zusammengefaßt sind.

Tabelle 6 - Übersicht über zukünftige SGR-Versuche

Out-of-pile

- Verhalten von BE-Komponenten im heißen Helium
- Full Flow Test an Dummy-Brennelementen
- Instrumentierte Brennelement- und Blanket (Teil)-Elemente zur Verifikation von Rechenprogrammen

In-pile

- weitere Tests im BR-2, um das in-pile-Verhalten von Brennelementen zu testen
 - Testen von aufgerauhten Stäben im schnellen Fluß
 - Testen von Stäben und Bündeln unter transienten Bedingungen
-

Die Planung dieser Experimente erfolgt in enger Abstimmung nicht nur mit den beiden deutschen Forschungszentren Karlsruhe und Jülich, sondern auch mit General Atomic im Hinblick auf eine Zusammenarbeit bei der Verwirklichung des in den USA geplanten Gasbrüter-Demonstrationsprogrammes. Abstimmung und Zusammenarbeit haben zum Ziel, die in beiden Ländern vorhandenen Ressourcen für die Gasbrüterentwicklung optimal einzusetzen.

Anhang 1: Literatur

- [1] C.A. Goetzmann, M. Dalle Donne
Design and Safety Studies for a 1000 MWe Gas-Cooled
Fast Reactor
Proc. Fast Reactor Safety Meeting, Los Angeles,
April 1974,
CONF-740 401-P2
- [2] Staff
European Association for Gas Breeder Reactor
A 1000 MWe Gas-Cooled Indirect Cycle Fast Breeder
Reactor
Brussels, October 1971
- [3] H. Stehle, S.J.B. Krawczynski
Stand und Ziele der Brennelement-Entwicklung und
-Fertigung für den gasgekühlten schnellen Brüter
Statusbericht der KTG-Fachgruppe "Brennelemente" am
12./13.11.74 in der Kernforschungsanlage Jülich
Zusammenfassung: ATW April 1975
- [4] W. Krug, H. Stechemesser, W. Jung, M. Peehs
GSB-Brennelementbestrahlungen im Helium-Loop Mol,
Zwischenbericht Nr. 3
KFA-ZBB-IB-2/75
- [5] M. Peehs, W. Jung
Ergebnis der Entwicklung von Festbrennelementen für
gasgekühlte schnelle Brutreaktoren
Reaktortagung Berlin 1974
- [6] P. Rau, K. Klein
Aspects Associated with the Design of a Vented Fuel
Element for the Gas-Cooled Fast Reactor
NEA Specialist Meeting on GCFR Fuel Element Design,
Vienna 1972

[7]

M. Hudina

The Influence of the Roughness Shape on the
Thermo-hydraulic Characteristics of Ribbed
Surfaces

Proc. ANS International Meeting on Reactor Heat
Transfer, Karlsruhe, Oct. 1973

[8]

A.F. Weinberg, L.A. Neimark, R.B. Fitts,
G. Markoczy

Gas-Cooled Fast Breeder Reactor Fuel Development
ANS Topical Meeting on Gas-Cooled Reactors: HTGR
and GCFBR, Gatlinburg, Tenn., May 1974

ERGEBNISSE DER VERGLEICHSCHEUNUNGEN
VON TEMPERATURFELDERN BEI NATRIUMKÜHLUNG

H. Hoffmann
GfK, Karlsruhe

1. Einleitung

Die für die thermo- und fluiddynamischen Kernelementauslegung existierenden Rechenprogramme bauen auf verschiedene Modellvorstellungen auf. Sie ermöglichen die Berechnung von Kühlmittel- und Wandtemperaturen für komplexe Strömungsgeometrien, wie sie z.B. für das Brennelement eines natriumgekühlten Schnellen Reaktors vorliegen. In den Codes werden unterschiedliche Strömungsgeometrien (Zentral-, Wand- und Eckkanäle), Einbauten im Strömungskanal (Abstandshalter) sowie unterschiedliche Stabanordnungen (dreieckig, viereckig, P/D-, W/D-Verhältnisse) berücksichtigt. Wichtigste Parameter für die Eingabe in derartige Codes sind theoretisch oder experimentell gefundene Angaben für die unterschiedlichsten Austauschvorgänge (Energie und Impuls) zwischen benachbarten Unterkanälen (natürliche Vermischungsvorgänge aufgrund von Turbulenz oder radialer Druckgradienten, erzwungene Vermischungsvorgänge aufgrund von erhöhten Turbulenzen und Nachlaufvorgängen oder Wendelströmungseffekten bei Abstandshaltern).

Im allgemeinsten Fall berechnen diese Codes mittlere Temperaturen des Kühlmittels in den Teilkanälen eines Kernelementes. Die Wandtemperaturen werden daraus über entsprechende Beziehungen für den Wärmeübergang ermittelt. Je nach Unterteilung des Stabumfanges in verschieden große Segmente ergeben sich so mittlere Wandtemperaturen und schließlich deren Verteilung am Umfang.

2. Ziel

Im Rahmen der KTG-Fachgruppe Thermo- und Fluidodynamik wurden Vergleichsrechnungen durchgeführt, um Aussagen über die Fähigkeiten, mit denen vorhandene Codes Temperaturen und Druckverluste voraussagen können, zu erhalten. Diese hatten zwei Ziele, nämlich

- die Vorausberechnungen von
 - . mittleren Teilkanaltemperaturen im Bündelquerschnitt
 - . Wandtemperaturen am Umfang von Brennstäben und Bündelkasten
 - . Druckabfall über die Bündellänge.
- der Vergleich der Rechenergebnisse miteinander und mit vorliegenden Experimenten.

3. Aufgaben

Es wurden 4 Aufgaben so spezifiziert, daß die Rechenergebnisse mit vorliegenden experimentellen Daten (out-of-pile) verglichen werden konnten. Die Aufgaben unterschieden sich wesentlich voneinander durch

- unterschiedliche Stabzahlen der Bündel (19 und 61)
- unterschiedliche Abstandshaltertypen (Gitter und wendelförmige Typen).

- unterschiedliche Stabanordnungen (Verhältnisse: Stabteilung/Stabdurchmesser P/D ; Wandabstand/Stabdurchmesser W/D)
- unterschiedliche Beheizungsarten (Anzahl und Positionen beheizter Stäbe im Bündel)

Die Aufgabenstellungen sowie die geometrischen Daten der Kernelemente sind in den Abb. 1-4 enthalten. Die gewünschten Ergebnisse unterschieden sich bei den einzelnen Aufgaben.

Definiert wurden Aufgaben mit extremen Belastungsfällen, wie sie in einem Kernelement sicherlich nicht zu erwarten sind.

- In einem Fall waren die Kühlmitteltemperaturen in einem 61-Stabbündel bei elektrischer Beheizung von nur 2 Stäben zu ermitteln;
- in einem anderen Fall war die Temperaturverteilung bei Beheizung eines Sektors des Bündels zu bestimmen; dabei war innerhalb des beheizten Sektors der Eckstab wahlweise beheizt oder unbeheizt (Abb. 4).

Daraus zeigt sich, daß die Aufgabenstellungen Anforderungen an die Rechenprogramme beinhalten, die sie normalerweise nicht zu erfüllen brauchen. Die Überlegungen dabei waren:

Gelingt es, diese extremen Aufgabenstellungen rechnerisch zu behandeln und die Ergebnisse experimentell abzustützen, dann sind vollbeheizte Bündel umso einfacher, sicherlich auch umso genauer, mit den verfügbaren Codes hinsichtlich thermo- und fluiddynamischer Gesichtspunkte vorzuberechnen.

4. Vorgehen

Die spezifizierten Aufgabenstellungen wurden im Januar 1974 an insgesamt 18 Institute im DEBENELUX-Bereich sowie an EURATOM/ISPRA versandt. Nach mehreren Zwischenschritten konnte sichergestellt werden, daß 4 Institutionen ihre Bereitschaft zur Teilnahme an diesen Vergleichsrechnungen zusagten und folgende Aufgaben bearbeiten:

A: BELGONUCLEAIRE, Brüssel:	Aufgaben: 1; 2; 3; 4
B: EURATOM, Ispra:	Aufgaben: 1; 2; 3; 4
C: GESELLSCHAFT FÜR KERN- FORSCHUNG, Karlsruhe:	Aufgaben: 1; 2; 3; 4
D: INTERATOM, Bensberg:	Aufgaben: 1; 2; 3

Die experimentellen Ergebnisse basieren auf Untersuchungen seitens:

BELGONUCLEAIRE, Brüssel:	Aufgabe: 4
GESELLSCHAFT FÜR KERN- FORSCHUNG, Karlsruhe;	Aufgaben: 1; 2
PNC, Japan: ⁺⁾	Aufgabe: 3

Die Ergebnisse wurden auf dem Seminar am 11.3.1975 in Bensberg bekanntgegeben. Hierbei wurden insbesondere die vorausberechneten Daten mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

⁺⁾ H. MIYAGUCHI, persönliche Mitteilung

5. Ergebnisse der Vorausberechnungen, Vergleich mit experimentellen Daten

Die Ergebnisse der Vergleichsrechnungen sollen wiedergegeben werden als Temperatur-Differenzen zur Eintrittstemperatur. Diese Temperatur-Differenzen sind für die jeweilige Aufgabe im Bündelquerschnitt eingetragen oder graphisch dargestellt. Die wesentlichen Daten werden darüber hinaus zusammen mit den experimentellen Werten graphisch wiedergegeben und verglichen.

5.1 Aufgaben 1: 61-Stabbündel mit Wendeldraht-Abstandshaltern

In Abb. 1 ist die Aufgabe spezifiziert, die Geometrien und Betriebsdaten angegeben. Der Kasten war entlang der beheizten Stablänge an der dem Stab 2 zugeordneten Kastenwandseite isoliert, ansonsten von stagnierendem Na umgeben. Es handelt sich um die Berechnung

- von mittleren Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen des Bündels am Ende der beheizten Zone. Nur zwei von insgesamt 61 Stäben wurden über etwa 1 m beheizt (Wand- und Zentralstab); sowie
- des Druckabfalls über die Bündellänge von rund 1,5 m.

Die Ergebnisse der Vorausberechnungen von allen 4 Teilnehmern sind in Abb. 5 wiedergegeben. Es zeigt sich:

- Die höchsten Temperaturen im Bündelquerschnitt werden im Bereich der beheizten Stäbe vorausberechnet und nehmen mit zunehmendem Abstand der Teilkanäle von den beheizten Stäben ab. Der radiale Wärmetransport reicht bis in die kastenwandnahen Teilkanäle, was auf der bei Wendeldrahtabstandshaltern vorliegenden großen Kühl-

mittelquervermischung im zentralen Bündelbereich und der gerichteten Wendelströmung im peripheralen Kastenwandbereich beruht. Dieses Verhalten wird von allen 4 Teilnehmern vorausberechnet.

- Die durch den Abstandshalter bewirkte Wendelströmung entlang der Kastenwand wird von 3 Teilnehmern (B,C,D) rechnerisch als über die axiale Bündellänge gemittelte kontinuierliche Wendelströmung berücksichtigt. Teilnehmer A berücksichtigt hierbei jedoch nur in der Nähe des Wendeldrahtes die Wendelströmung. Hierdurch ergeben sich Abweichungen in den vorausberechneten maximalen Temperaturen zwischen Teilnehmer A und den übrigen Teilnehmern um einen Faktor 2 sowie im Temperaturverlauf.
- Der Unterschied der Ergebnisse im zentralen Bündelbereich beruht im wesentlichen auf unterschiedlich angenommene Größen der Mischraten (Teilnehmer B,C,D).
- Der vorausberechnete Druckabfall über die Bündellänge beträgt im Mittel $\overline{\Delta p} = 1,52$ bar. Es ergeben sich maximale Abweichungen vom Mittelwert um +13%. Das Ergebnis von Teilnehmer B wurde hierbei nicht berücksichtigt, da nur der Reibungsdruckverlust angegeben wurde und der durch die Abstandshalter bewirkte Formdruckverlustanteil, der bei der vorliegenden Bündelgeometrie eine wesentliche Rolle spielt, nicht eingeschlossen ist.

Der Vergleich der Rechenergebnisse mit dem Experiment kann durch die in Abb. 6 wiedergegebenen Daten durchgeführt werden. Abb. 6a stellt Temperaturmeßwerte für die mit Thermoelementen versehenen Bündelteilkanäle dar, die in Abb. 6a und 6c zusammen mit Rechenwerten einmal für die instrumentierte "heiße" Traverse \overrightarrow{YY} und zum anderen am Kastenwandumfang in Richtung x graphisch wiedergegeben werden.

Der Vergleich zeigt:

- Die vorausberechneten Ergebnisse der Teilnehmer (Abb. 6b) liegen unterschiedlich und lassen sich nur hinsichtlich ihrer Tendenz miteinander vergleichen. Alle Teilnehmer kalkulieren etwa gleiche Temperaturverläufe im zentralen Bündelbereich, nur in einem Falle (Teilnehmer A) wird aufgrund obiger Bemerkungen die höchste Temperatur im Bündelquerschnitt im Bereich der Kastenwand vorausberechnet. Mit den experimentellen Werten der "heißen" Traverse verglichen, sind auch hier maximale Temperaturen in den Teilkanälen am Umfang des Zentralstabes gemessen worden, die zum beheizten Wandstab hin zunächst abnehmen, dann aber wieder ansteigen. Das gleiche gilt, weniger ausgeprägt allerdings, auch für die Traverse zur Kastenwand-ecke hin, was durch die Wendelströmung entlang der Kastenwand eindeutig erklärt werden kann.

- Den Wendelströmungseffekt zeigt Abb. 6c auf. Eine starke Temperaturerhöhung tritt im Bereich des beheizten Wandstabes an der Kastenwandseite von F nach A ein. Drei Teilnehmer berechnen fast gleiche Temperaturverteilungen entlang der Kastenwand, die etwa 20% über den experimentell bestimmten Werten liegen. Teilnehmer A errechnet dagegen doppelt so hohe Temperaturen unmittelbar im Bereich des beheizten Wandstabes.

- Die starken Unterschiede, die sich für einige Teilkanaltemperaturen zwischen Vorausberechnung und Experiment ergeben, haben ihre Ursache weniger in der Genauigkeit der Thermoelementanzeigen selbst, vielmehr in der nicht exakt angebbaren Lage der Thermoelemente in den Teilkanälen des Bündelquerschnittes (s. hierzu Anhang 2) sowie in den noch nicht exakt rechnerisch erfassbaren Strömungsvorgängen innerhalb eines Bündels mit Wendeldrahtabstandshaltern.

5.2 Aufgabe 2: 61-Stabbündel mit Gitter-Abstandshaltern

Die Aufgabe ist in Abb. 2 spezifiziert, die Geometrien und Betriebsdaten sind dort angegeben; der Kasten war wie in Aufgabe 1 isoliert. Es handelte sich um die Berechnung

- von mittleren Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen des Bündels am Ende der beheizten Zone. Auch hier waren nur zwei von insgesamt 61 Stäben über etwa 1 m beheizt (Wand- und Zentralstab) sowie
- des Druckabfalls über die Bündellänge von rund 1,5 m mit 10 gitterförmigen Abstandshaltern.

Die Ergebnisse der Vorausberechnungen sind in Abb. 7 wiedergegeben. Aus Symmetriegründen sind die Angaben nur für den halben Bündelquerschnitt eingetragen. Es zeigt sich:

- Die im Bereich der beheizten Stäbe vorausberechneten mittleren Teilkanaltemperaturen haben Maximalwerte im Bereich des beheizten Wandstabes. Die Temperaturen werden mit zunehmenden Abständen von den beheizten Stäben sehr rasch abgebaut und nur wenige Teilkanäle sind aufgrund der geringen Kühlmittelquervermischung im Bündel am radialen Wärmetransport beteiligt und davon betroffen. Dieses Verhalten eines Bündels mit gitterförmigen Abstandshaltern unterscheidet sich wesentlich vom Verhalten eines Bündels mit Wendeldraht-Abstandshaltern (Aufgabe 1), bei welchem wesentlich mehr Teilkanäle des Bündels am radialen Wärmetransport beteiligt sind.
- Der berechnete Druckabfall über die Bündellänge wird im Mittel mit $\overline{\Delta p} = 1,82 \text{ bar} \pm 12\%$ unter Berücksichtigung der Ergebnisse aller Teilnehmer angegeben.

Der Vergleich der berechneten Teilkanaltemperaturen mit den experimentellen Daten im Bündelquerschnitt ist in Abb. 8 wiedergegeben. Abb. 8a zeigt die Meßergebnisse in den mit Thermoelementen ausgestatteten Teilkanälen, Abb. 8b und 8c den Vergleich mit den Rechenwerten für die Bündeltraversen $\overline{Y_1 Y_2}$ bzw. für die kastenwandnahen Teilkanäle in Richtung x. Die in Abb. 8b eingetragenen experimentellen Werte wurden durch Mittelung der symmetrisch zur Traverse $\overline{Y_1 Y_2}$ liegenden Temperaturen errechnet. Vom Zentralstab ausgehend wurden dabei sowohl die Werte in Richtung Y_1 als auch in Richtung Y_2 berücksichtigt. Es ergibt sich:

- Die Vorausberechnungen liegen geringfügig unterschiedlich im Wandbereich. Die höchsten Temperaturen im Bündelquerschnitt treten im Wandbereich auf. Diese Tendenz zeigen Experiment und Rechnung.
- Die Temperaturen der Teilkanäle am Kastenwandumfang nehmen sehr steil ab mit zunehmender Entfernung vom beheizten Stab. Dies bestätigen Rechnung und Experiment.
- Der Vergleich Rechnung - Experiment zeigt hier eine bessere Übereinstimmung als bei Aufgabe 1, was sich aus der einfacheren Strömungsführung, die bis auf den unmittelbaren Gittereinflußbereich parallel zu den Stäben verläuft und daher einfacher modellmäßig darstellbar und berechenbar ist. Die Bandbreite der Temperaturvorhersagen für die 4 Teilnehmer liegt bei etwa $\pm 10\%$ vom Mittelwert. Zur Unsicherheit des Experimentes siehe Anhang 2.

5.3 Aufgabe 3: 19-Stabbündel mit Wendeldraht-Abstandshaltern

Die Aufgabe ist in Abb. 3 spezifiziert, die Bündelgeometrien und die Betriebsdaten sind dort angegeben, der Sechskantkasten war nach außen isoliert. Es wurde verlangt die Berechnung

- mittlerer Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen des Bündels in einer Entfernung von 600 mm nach der beheizten Bündelzone. Beheizt wurden hierbei nur 3 der 19 Stäbe ebenfalls über 600 mm Länge,
- des Druckabfalles über die Bündellänge von 1,8 m.

Die Ergebnisse der Vorausberechnungen von allen 4 Teilnehmern sind in der Abb. 9 wiedergegeben, und es zeigt sich:

- Die höchsten Aufheizspannen wurden für die den Zentralstab umgebenden Teilkanäle vorausberechnet, der niedrigste Wert mit 30 K von Teilnehmer B, der höchste Wert mit 45,3 K von Teilnehmer A. Die kleinsten Aufheizspannen ergeben sich für die Wandkanäle. Hier wurden Werte zwischen 10,7 K und 19,7 K vorausberechnet. Wegen der benutzten größeren Mischrate berechnet Teilnehmer B das flachere Temperaturprofil.
- Gegenüber Aufgabe 1 ist hier der Einfluß der Wendelströmung nur schwer erkennbar, was in der Art der Beheizung der Bündelgröße und der Entfernung zum Ende der beheizten Bündelzone begründet liegt.
- Die größte Abweichung des berechneten Druckabfalles über die Bündellänge vom Mittelwert $\overline{\Delta p} = 0,14$ bar beträgt -15%. Die Ergebnisse von Teilnehmer B sind hier im Unterschied zu Aufgabe 1 berücksichtigt, da der Druckverlust bei den vorliegenden geometrischen Bedingungen fast nur aus Reibungsanteilen besteht.

Der Vergleich der vorausberechneten mit den experimentell bestimmten mittleren Teilkanaltemperaturen ist in Abb.10 wiedergegeben, wobei Abb. 10a die Meßwerte, Abb. 10b und 10c den Vergleich der Rechen- und Meßwerte für die Bündeltraversen \overline{XX} und \overline{AR} angibt. Es zeigt sich auch hier:

- Die Vorausberechnungen zeigen die gleichen Tendenzen auf und stimmen insoweit mit den experimentellen Daten überein.

- Die maximal und minimal im Bündelquerschnitt auftretenden mittleren Aufheizspannen werden - mit einer Ausnahme (Teilnehmer B) - bis auf etwa $\pm 20\%$ vorausgesagt. Dies ist wegen mangelnder experimenteller Daten zur Stützung von Eingabewerten für das hier vorliegende Stabteilungsverhältnis $P/D = 1,095$ besonders beachtenswert.

5.4 Aufgabe 4: 19-Stabbündel mit Gitter-Abstandshaltern

Diese Aufgabe ist in Abb. 4 spezifiziert, Bündelgeometrien und Betriebsdaten sind angegeben; der Kasten war nach außen isoliert. Die Aufgabenstellung beinhaltete die Vorausberechnung von Wandtemperaturen

- am Umfang des Sechskantenkastens sowie
- am Umfang des Eckstabes.

Die Berechnungen waren durchzuführen für das nur sektoral beheizbare Bündel (8 Stäbe), wobei der Eckstab des beheizten Sektors zunächst mit-, sodann nicht mitbeheizt wurde.

Für diese Aufgabe waren umfangreiche Daten verfügbar, daher war sie von besonderem Interesse. Darüber hinaus war dies unter den gestellten Aufgaben die umfangreichste, weil

- die Temperaturverteilungen in 3 axialen Ebenen der insgesamt über nur 200 mm beheizten Bündelzone vor- auszubestimmen waren;
- extreme Leistungsverteilungen vorlagen und im Vergleich zu den anderen Aufgaben zusätzliche Rechnungen durch- zuführen waren.

Die Aufgabe wurde von 3 Teilnehmern behandelt und die Ergebnisse von Rechnung und Experiment sollen anhand der Abb. 11 bis 14 diskutiert werden.

Abb. 11 stellt die Ergebnisse der Berechnung der Kastenwandtemperaturen in 3 verschiedenen Niveaus A, B und C - entsprechend 190, 130 und 70 mm vom Beginn der beheizten Zone an gerechnet - bei Beheizung von 8 Stäben dar. Abb. 11a gibt den Verlauf der Rechenwerte, Abb. 11b den Vergleich zwischen Rechnung (schraffierter Bereich) und Experiment wieder. Es zeigt sich:

- Im Bereich der beheizten Bündelzone wurden von allen 3 Teilnehmern maximale Kastenwandtemperaturerhöhungen von etwa 145 K gegenüber der Kühlmittelintrittstemperatur ermittelt. Diese maximalen Temperaturen treten bei Umfangswinkeln am Kasten von 30° bzw. 330° auf. Die Kastenwandtemperaturen nehmen stark ab zwischen den Umfangspositionen $60^\circ \leq \varphi \leq 120^\circ$ und stark zu zwischen $240^\circ \leq \varphi \leq 300^\circ$, um im Bereich $120^\circ < \varphi < 240^\circ$ etwa die Kühlmittelintrittstemperatur anzunehmen. Diese Tendenz stimmt mit den Ergebnissen der Aufgabe 2 überein, wonach sich der radiale Wärmetransport im Bündelquerschnitt nur über wenige Teilkanäle erstreckt (s. Abb. 8c).

- Die Rechenwerte unterscheiden sich in ihrem Verlauf und in ihrer Größe kaum voneinander. Die maximalen Abweichungen betragen etwa $\pm 10\%$ vom Mittelwert. Dies gilt nur im Bereich des Bündel-Eckkanals ($\varphi = 0^\circ$).
- Vergleicht man die Rechenergebnisse mit dem Experiment (Abb. 11b), so stimmen die maximal errechneten und gemessenen Kastenwandtemperaturen gut, der Verlauf am Kastenumfang jedoch nur grob überein. Jedoch läßt sich aus der Lage der Meßwerte bei $\varphi = 60^\circ$ und $\varphi > 300^\circ$ auf eine im Experiment vorgelegene exzentrische Bündellage schließen. Das Bündel scheint von der Bündelmitte in Richtung Bündel-ecke bei $\varphi = 60^\circ$ ausgelenkt gewesen zu sein, was aus den erhöhten Temperaturen bei $\varphi = 60^\circ$ und den im Bereich $\varphi > 300^\circ$ gemessenen geringeren Temperaturen gegenüber jenen bei $\varphi < 60^\circ$ zu schließen ist.

Berechnete und experimentell ermittelte Kastenwandtemperaturen in den Niveaus A, B und C bei Beheizung von nur 7 Stäben, d.h. ohne Stab Nr. 1 (Eckstab bei $\varphi = 0$) sind in Abb. 12 wiedergegeben. Es ist zu ersehen:

- Die maximalen Differenzen zwischen den Kastenwand- und Kühlmittteleintrittstemperaturen wurden von den Teilnehmern im beheizten Bündelbereich bei $30^\circ < \varphi < 60^\circ$ und $300^\circ < \varphi < 330^\circ$ vorausberechnet (Abb. 12a). Sie weichen hier nur wenig voneinander ab und liegen zwischen 123 K und 133 K. Auch hier nehmen mit zunehmender Entfernung von der beheizten Bündelzone die Kastenwandtemperaturen schnell ab und erreichen im Bereich $120^\circ < \varphi < 240^\circ$ die Werte der Kühlmittteleintrittstemperatur.

Im Bereich des nichtbeheizten Eckstabes werden starke Erniedrigungen der Kastenwandtemperaturen vorausberechnet, welche Minimalwerte im Eckkanal ($\varphi = 0^\circ$) aufweisen. Hier variieren die vorausberechneten Temperaturdifferenzen voneinander um bis zu $\pm 50\%$ vom Mittelwert.

- Vergleicht man auch in diesem Fall die vorausberechneten mit den experimentell bestimmten Werten (Abb. 12b), so stimmen die Maximalwerte wieder überein, der experimentell bestimmte Temperaturverlauf am Kastenwandumfang läßt aber auch hier den Schluß auf vorliegende Bündelaxialität zu.

Die Ergebnisse der Wandtemperaturberechnungen am Umfang des Eckstabes (Stab Nr. 1, Pos. $\varphi = 0^\circ$), mit und ohne dessen Beheizung, sind in den Abb. 13 und 14 für die betrachteten axialen Niveaus A, B und C dargestellt und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen:

- Die berechneten Wandtemperaturverteilungen mit Beheizung des Eckstabes (Abb. 13a) zeigen unterschiedlichen Verlauf. In allen Fällen ergeben sich die niedrigsten Temperaturen im Bereich der Ecke ($\varphi = 0^\circ$), die höchsten bei $\varphi = 180^\circ$. Die berechneten maximalen Differenzen zwischen Wand- und Eintrittstemperatur liegen zwischen 173 K und 180 K und weichen damit um nur maximal 7 K voneinander ab ($\varphi = 180^\circ$). Ähnliches gilt für die berechneten minimalen Temperaturen bei $\varphi = 0^\circ$. Daraus ergeben sich Unterschiede in den berechneten Temperaturdifferenzen am Stabumfang, die in Niveau A zwischen maximal 25 K und 50 K liegen, d.h. um einen Faktor 2 voneinander abweichen.
- Die experimentellen Ergebnisse (Abb. 13b) zeigen in Niveau A die höchsten Temperaturen bei $\varphi = 180^\circ$. Die maximalen Temperaturdifferenzen zur Eintrittstemperatur liegen bei 173 K und die maximalen Temperaturvariationen am Stabumfang bei 27 K. Es zeigen sich also gute bis ausgezeichnete Übereinstimmungen zwischen Vorausberechnung und Experiment.

Dies gilt für Niveau A, der heißesten Ebene im Bündel. Die Übereinstimmungen, insbesondere im Eckbereich ($300^\circ < \varphi < 60^\circ$), bei anderen axialen Temperaturniveaus (B, C) ist hier weniger gut.

- Vergleicht man die vorausberechneten Wandtemperaturen für den Fall, daß Stab 1 nicht beheizt wird (Abb. 14a), so ergeben sich zwar etwa gleichgroße maximale Temperaturdifferenzen zur Eintrittstemperatur zwischen 110 K und 117 K bei $\varphi = 180^\circ$, allerdings ebenfalls starke Abweichungen der Vorhersagen im Bereich des Eckkanals ($300^\circ < \varphi < 60^\circ$). Am Stabumfang ergeben sich in Niveau A vorausberechnete Temperaturvariationen zwischen 45 K und 75 K. Ähnliches gilt für Niveau B und C.
- Vergleicht man diese vorausberechneten Werte mit dem Experiment (Abb. 14b), so werden nur noch die Tendenzen richtig angegeben. Die maximal gemessenen Wandtemperaturen weichen von den vorausberechneten Werten wesentlich ab. Dies gilt für den gesamten Stabumfang und für alle 3 Temperaturniveaus. Die maximal gemessene Temperaturdifferenz am Stabumfang beträgt in diesem Fall rund 55 K (Niveau A).

6. Zusammenfassung der Ergebnisse

Es wurden 4 Aufgaben gestellt, mit dem Ziel, Vorausberechnungen von Temperaturfeldern und Druckabfällen durchzuführen, um aus dem Vergleich der Rechenergebnisse mit experimentellen Werten den Status der Kenntnisse dieses Arbeitsgebietes zu beurteilen.

Die gestellten Aufgaben wurden von 4 Teilnehmern behandelt. Es wurden die Berechnungen für extreme Betriebsbedingungen und geometrische Verhältnisse gefordert. Die Aufgaben unterschieden sich durch Beheizungsarten, Abstandshaltertypen, Bündelgröße, Stabanordnungen und die Art der geforderten Ergebnisse.

Die für die Berechnung verwendeten Rechenprogramme werden im Anhang kurz erläutert. Gleichzeitig werden dort Angaben über die Meßunsicherheiten der Experimente gemacht.

Zusammenfassend kann festgehalten werden:

Der Vergleich der vorausberechneten Druckabfälle gibt i.a. zufriedenstellende Ergebnisse (max. Abweichung: -14%).

Der Vergleich der vorausberechneten Temperaturen zeigt:

- Die vorausberechneten Werte können i.a. recht gut miteinander verglichen werden. Tendenzen werden qualitativ richtig vorhergesagt.
- Die Maximalwerte von Temperaturen werden i.a. in gleicher Größe vorausberechnet, andere Werte unterscheiden sich jedoch teilweise beträchtlich voneinander.
- Diese Abweichungen der rechnerischen Vorhersagen untereinander sind um so größer, je komplexer die Strömungsverhältnisse (Wendeldrahtabstandshalter), je komplizierter die Betriebsbedingungen und geometrischen Verhältnisse der Aufgabenstellungen (unbeheizter Eckstab in einem beheizten Bündelsegment) waren.

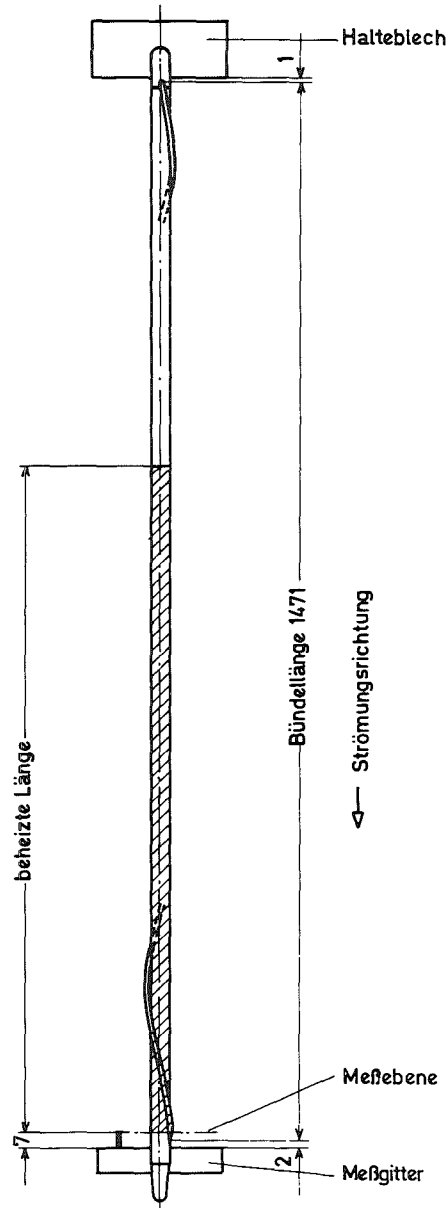
Der Vergleich zwischen vorausberechneten und experimentell ermittelten Temperaturen zeigt:

- Die vorausberechneten Werte stimmen in ihrem Verlauf i.a. mit den experimentellen Feststellungen überein.

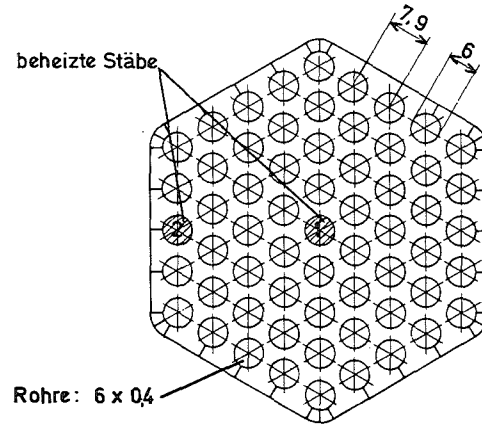
- Die vorausberechneten Daten liegen in fast allen behandelten Fällen über den experimentell ermittelten Werten.
- Die Vergleiche Rechnung - Experiment stimmen um so besser überein, je einfacher die Bündelgeometrien und je überschaubarer die thermo- und fluiddynamischen Verhältnisse waren.

Trotz dieser den Vergleichsbetrachtungen zu entnehmenden positiven Gesichtspunkte bleibt festzuhalten, daß Verbesserungen nötig sind, sowohl in bezug auf die Rechenverfahren und mehr noch bezüglich der Experimente. Dies betrifft insbesondere:

- Die Berechnung von Temperaturen in stark asymmetrisch beheizten Bündeln mit Wendeldrahtabstandshaltern (Aufgabe 1). In solchen Fällen muß der Wendelströmungseffekt sowohl entlang der Kastenwand als auch im Bündelinneren berücksichtigt werden.
- Die Berücksichtigung von Stab- und Bündelaxenzentritäten. Ohne Kenntnis der genauen Stabpositionen im Betrieb sind Vorhersagen und experimentelle Daten nur mit Einschränkung vergleichbar.
- Die Berücksichtigung von Meßunsicherheiten. Diese sind bis auf die Lage der Thermoelemente sowohl in den Teilkanälen des Bündels als auch in den Wandungen des Kastens oder beheizten Stäbe angebbbar.



Heizstab Nr.	beheizte Länge [cm]	zugeführte Leistung [kW]
1	97,5	12.801
2	96,7	12.806



1. Geometrie des Stabbündels

Stabanzahl	61
Stabdurchmesser	6,0 mm
P/D-Verhältnis	1,317

2. Abstandshalter und Elementkasten

Abstandshaltertyp	Wendeldraht
Wendeldrahtdurchmesser	1,9 mm
Wendeldrahtsteigung	100 mm
innere Schlüsselweite des Elementkastens	64,7 mm
Wandstärke des Elementkastens	1,5 mm
Kastenradius (innen)	3,5 mm
Kastenmaterial	1,4541

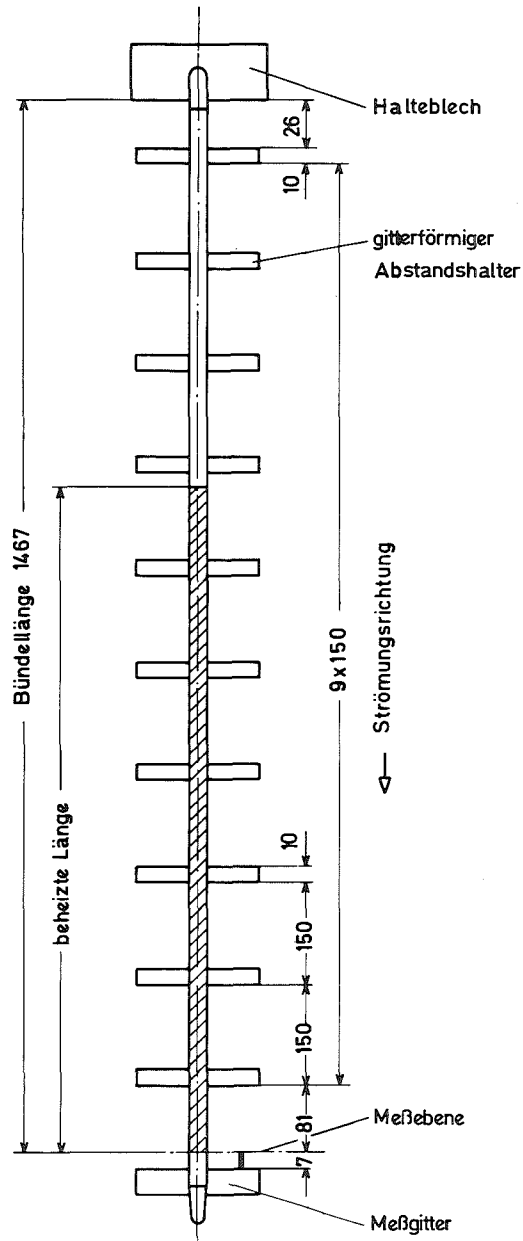
3. Betriebsdaten

Kühlmittel	Na
Durchsatz	7,31 kg/sec
Eintrittstemperatur	380 °C
Leistungsfreisetzung axial	konstant

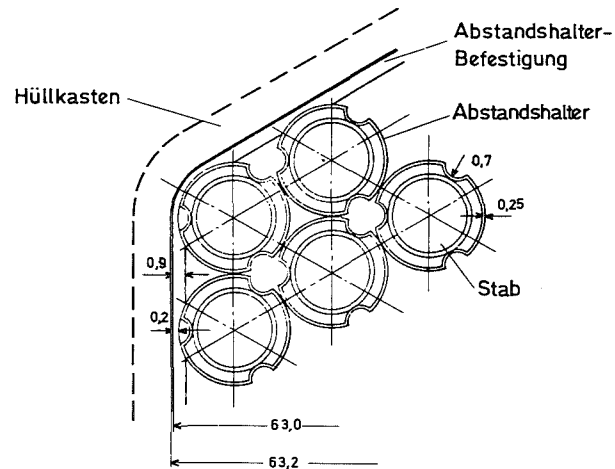
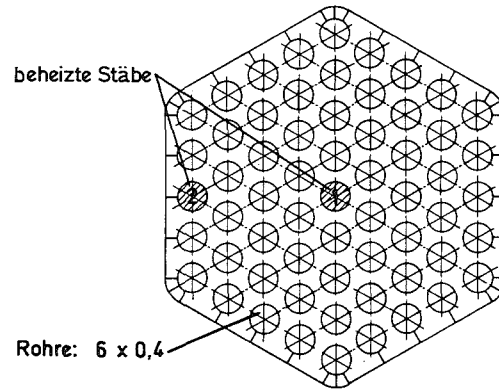
4. Gewünschte Ergebnisse

- 4.1 Mittlere Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen am Ende der beheizten Strecke (Meßebene)
- 4.2 Druckverlust über die Bündellänge

Abb. 1 Aufgabe 1: 61-Stabbündel mit Wendeldraht-Abstandshalter



Heizstab Nr.	beheizte Länge [cm]	zugeführte Leistung [kW]
1	96,0	9,673
2	96,2	9,699



1. Geometrie des Stabbündels

Stabanzahl	61
Stabdurchmesser	6,0
P/D-Verhältnis	1,317
W/D-Verhältnis	1,208

2. Abstandshalter und Elementkasten

Abstandshaltertyp	Gitter
Anordnung der Abstandshalter-Gitter	s. Abb.
Abmessungen der Abstandshalter-Gitter	s. Abb.
Innere Schlüsselweite des Elementkastens	63,2 mm
Wandstärke des Elementkastens	2,0 mm
Kastenradius (innen)	4,0 mm
Kastenmaterial	1,4541

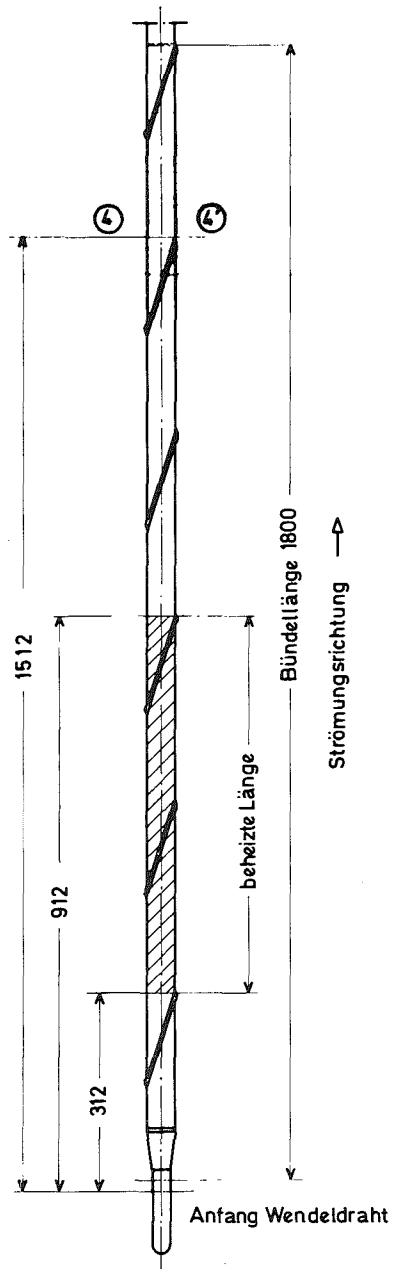
3. Betriebsdaten

Kühlmittel	Na
Durchsatz	8,316 kg/sec
Eintrittstemperatur	397 °C
Leistungsverteilung axial	konstant

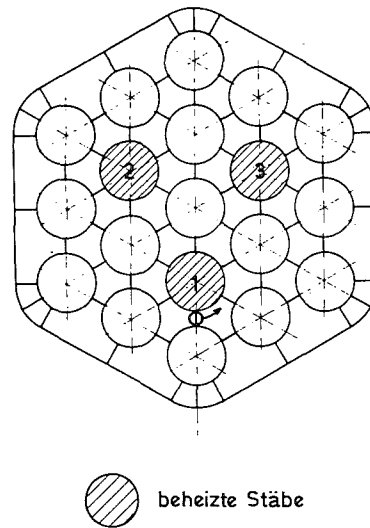
4. Gewünschte Ergebnisse

- 4.1 Mittlere Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen am Ende der beheizten Strecke (Meßebene)
- 4.2 Druckverlust über die Bündellänge

Abb. 2 Aufgabe 2: 61-Stabbündel mit Gitter-Abstandshalter



Heizstab Nr.	beheizte Länge [cm]	zugeführte Leistung [kW]
1	597	19,34
2	597	19,22
3	598	19,67



1. Geometrie des Stabbündels

Stabanzahl	19
Stabdurchmesser	15,0 mm
P/D-Verhältnis	1,095

2. Abstandshalter und Elementkasten

Abstandshaltertyp	Wendeldraht
Wendeldrahtdurchmesser	1,3 mm
Wendeldrahtsteigung	300 mm
innere Schlüsselweite des Elementkastens	74,6 mm
Wandstärke des Elementkastens	1,8 mm
Kastenradius (innen)	5,0 mm

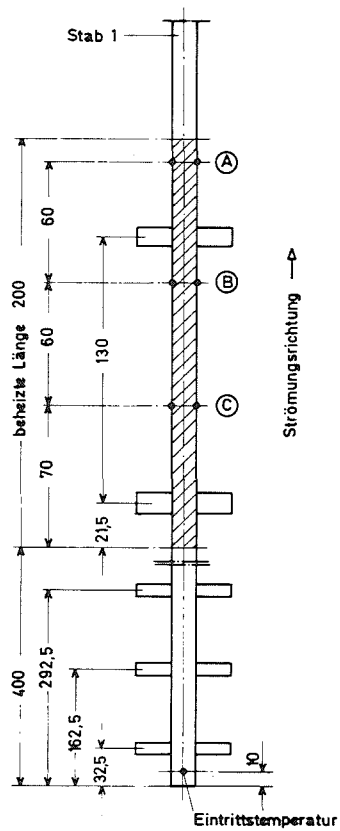
3. Betriebsdaten

Kühlmittel	Na
Durchsatz	2,18 kg/sec
Eintrittstemperatur	319 °C
Leistungsfreisetzung axial	konstant

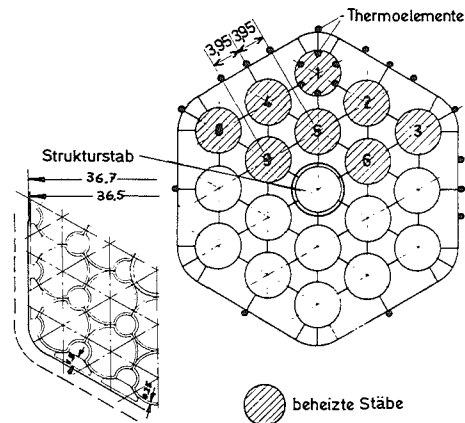
4. Gewünschte Ergebnisse

- 4.1 Mittlere Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen des Querschnittes 4 - 4'.
- 4.2 Druckverlust über die Bündellänge

Abb. 3 Aufgabe 3: 19-Stabbündel mit Wendeldraht-Abstandshalter



Heizstab Nr.	beheizte Länge [cm]	zugeführte Leistung [kW]
1	20,00	6,27
9	19,05	5,88
6	20,55	6,28
5	20,15	6,34
3	19,80	6,41
2	20,40	6,47
4	20,35	6,36
8	18,95	6,68



1. Geometrie des Stabbündels

Gesamtanzahl der Stäbe	19
Anzahl der beheizten Stäbe	8
Durchmesser	5,96 mm
Anzahl der unbeheizten Stäbe	10
Durchmesser	5,96 mm
Anzahl der Strukturstäbe (gefüllt mit Na)	1
Durchmesser	8,0 mm
P/D-Verhältnis	1,3372
W/D-Verhältnis	1,2626

2. Abstandshalter und Elementkasten

Abstandshaltertyp	Röhrchengitter
Anordnung und Abmessungen der Abstandshalter	s. Abb.
innere Schlüsselweite des Elementkastens	36,7 mm
Wandstärke	1 mm
Radius der Kastenecken	1,75 mm
Material	AISI 316

Der Elementkasten ist mit Steinwolle von 75 mm Dicke isoliert.
Der Wärmeverlust nach außen kann vernachlässigt werden.

3. Betriebsdaten

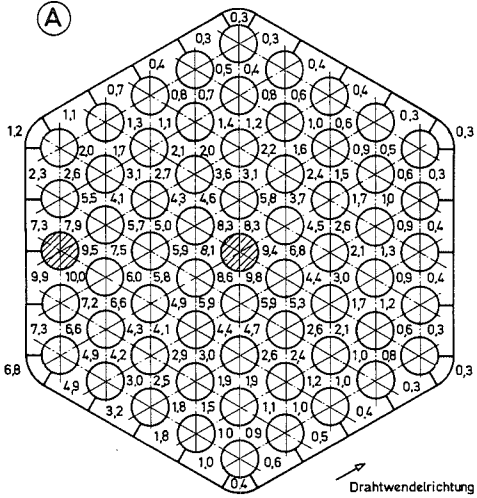
Kühlmittel	Na
Durchsatz (bei 331°C)	2,3 m ³ /h
Eintrittstemperatur	331 °C
Anordnung der Heizstäbe	s. Abb.

4. Gewünschte Ergebnisse

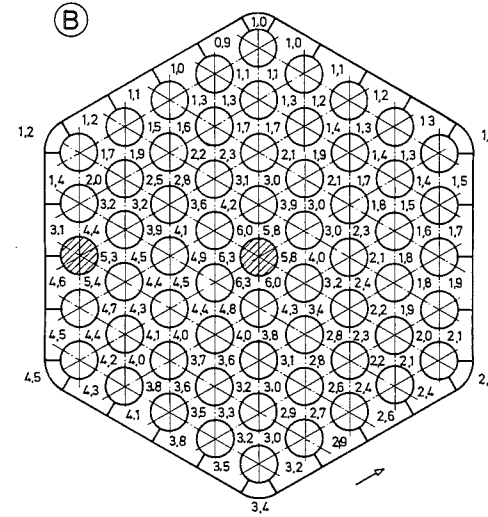
Wandtemperaturen am Elementkasten und am Stab 1 in Ebenen A, B, C (siehe Abb.) und zwar mit und ohne Beheizung des Stabes 1.

Abb. 4 Aufgabe 4: 19-Stabbündel mit Gitter-Abstandshalter

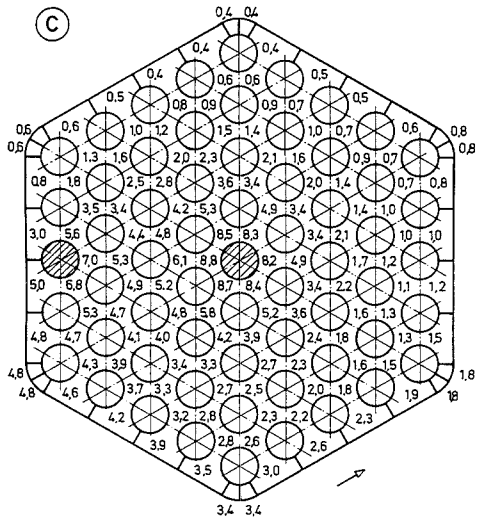
Teilnehmer:



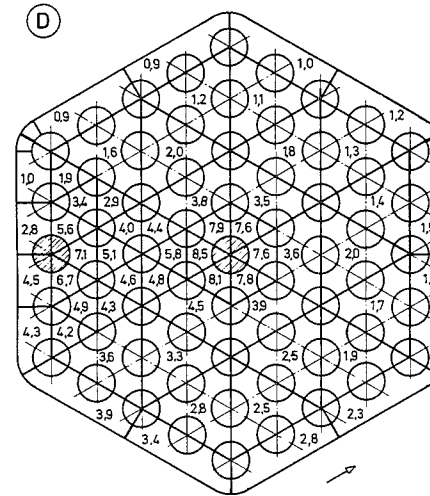
Druckverlust über die Bündellänge: $\Delta p = 1,4$ bar



$\Delta p = 0,87$ bar
(nur Reibung)

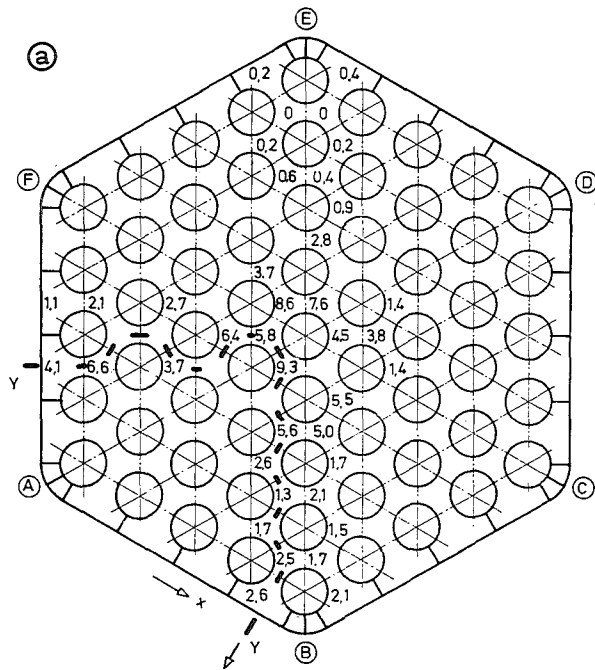


$\Delta p = 1,44$ bar



$\Delta p = 1,72$ bar

Abb. 5 Aufgabe 1: Berechnete mittlere Kühlmitteltemperaturen über den Bündelquerschnitt (Meßebene) und Druckverlust



Aufgabe 1	
Teilnehmer: - - - - A	Teilkanaltemperaturen im 61-Stabbündel
..... B	bei Beheizung von Wand- u. Zentralstab
— C	Abstandshalter: Wendeldraht
- · - · - D	D=6mm; P/D=1,32; H=100mm; Natrium

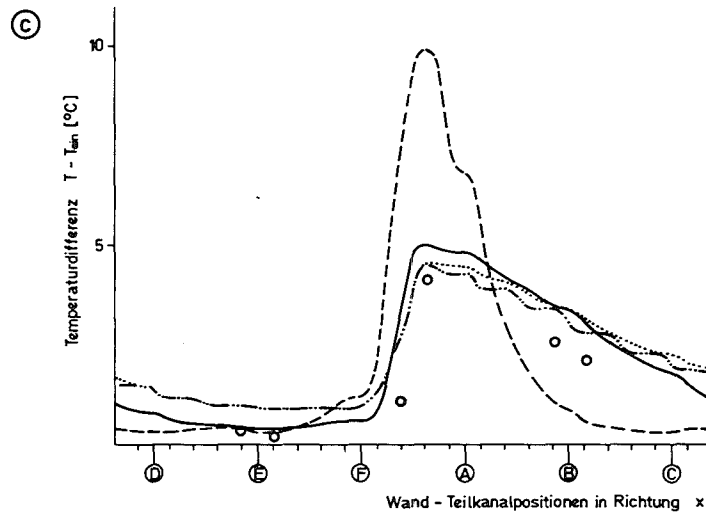
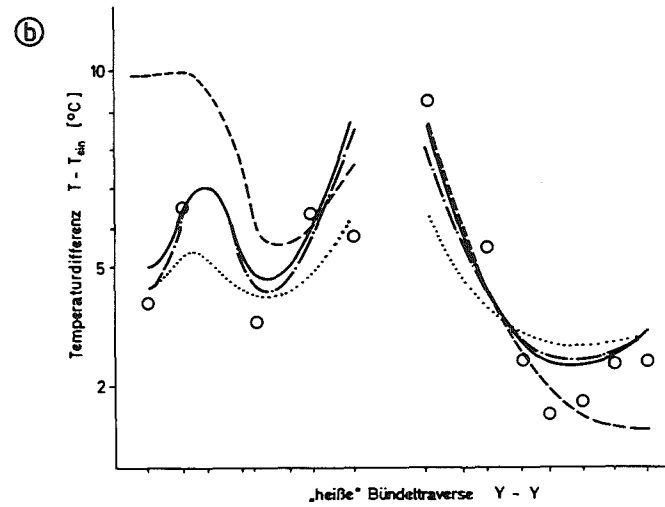
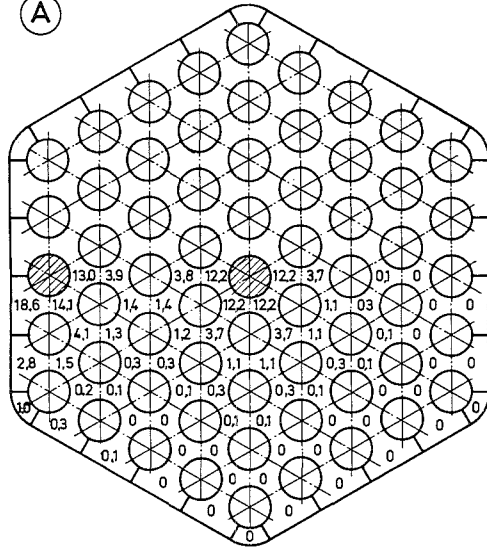


Abb. 6 Aufgabe 1: Vergleich: Rechenwerte - Experiment

Teilnehmer:

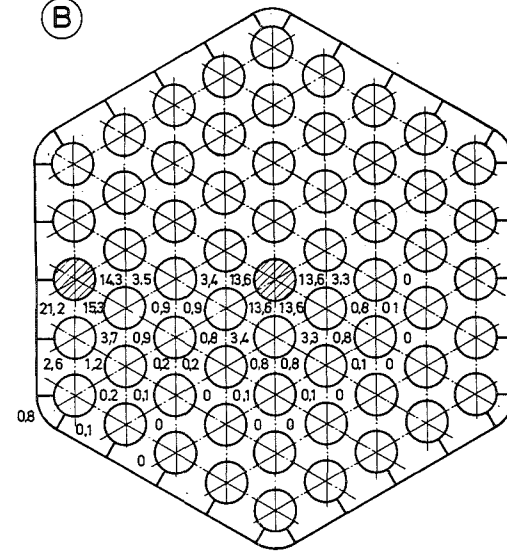
(A)



Druckverlust über die Bündellänge: $\Delta p = 1,96$ bar

$\Delta p = 1,85$ bar

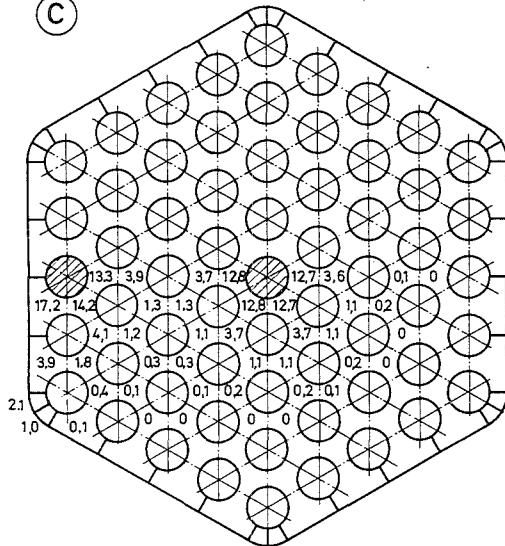
(B)



$\Delta p = 1,59$ bar

$\Delta p = 1,87$ bar

(C)



(D)

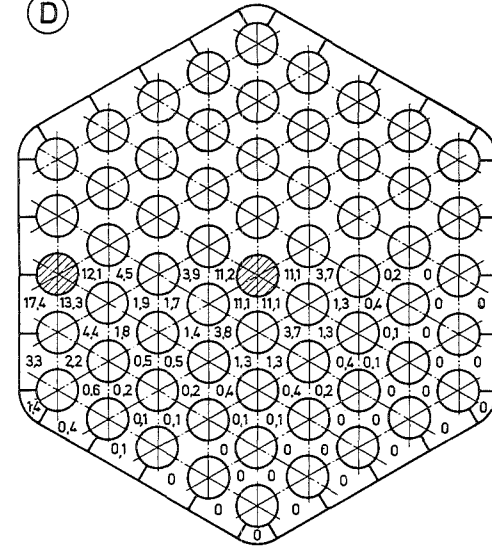
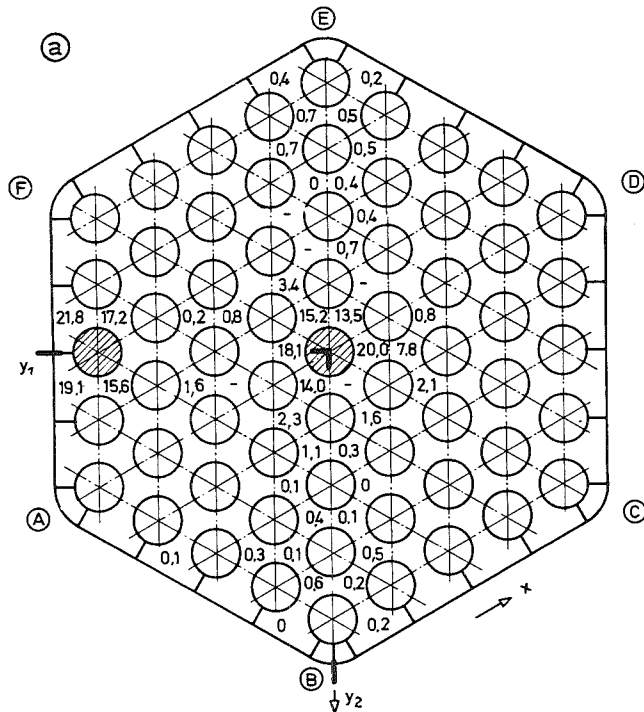


Abb. 7 Aufgabe 2: Berechnete mittlere Kühlmitteltemperaturen über den Bündelquerschnitt (Meßebeane) und Druckverlust



Aufgabe 2	
Teilnehmer	--- A Teilkanaltemperaturen im 61-Stabbündel
 B bei Beheizung von Wand-u. Zentralstab
	— C Abstandshalter: Röhrgitter
	- - - - D D=6 mm; P/D=1,32; H=150mm; Natrium

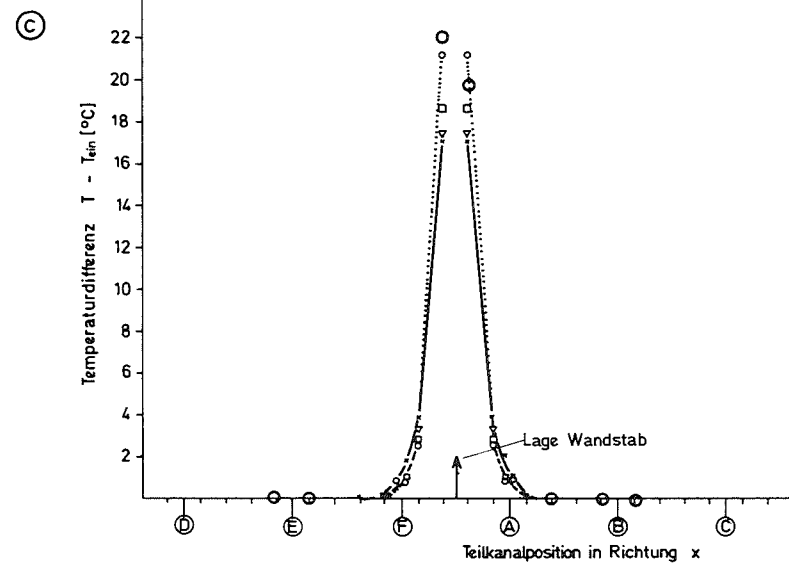
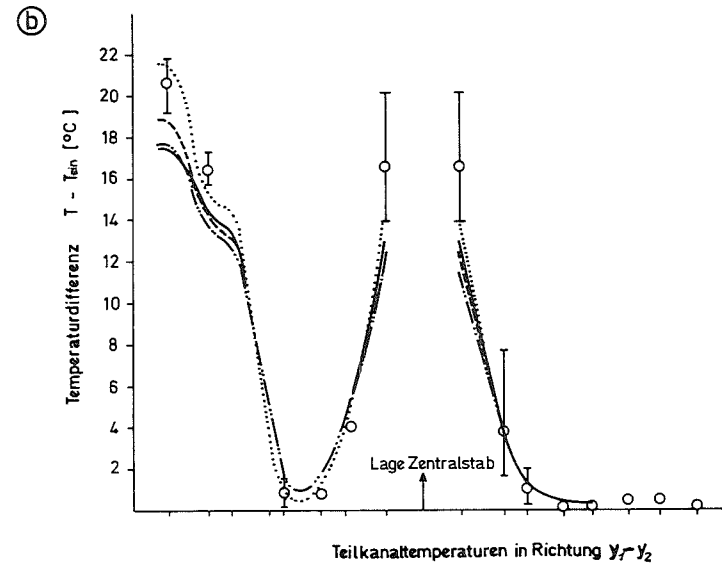
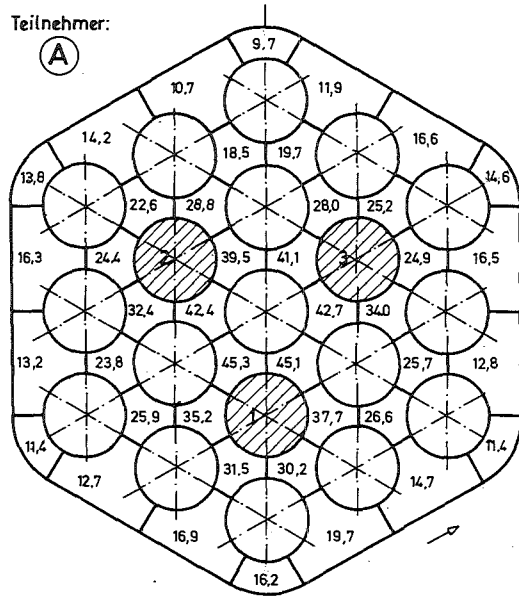


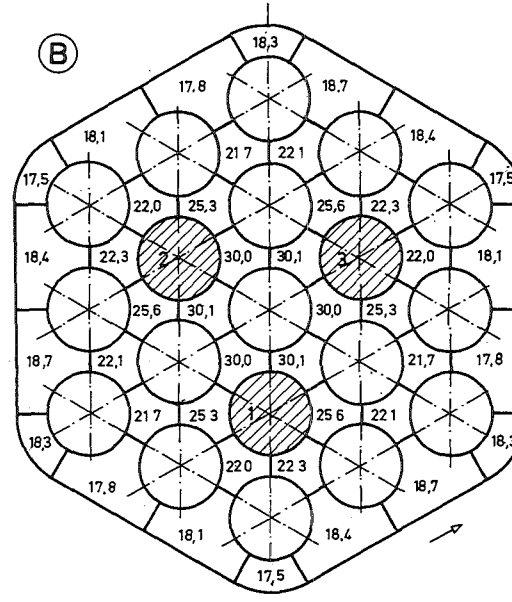
Abb. 8 Aufgabe 2: Vergleich: Rechenwerte - Experiment

Teilnehmer:



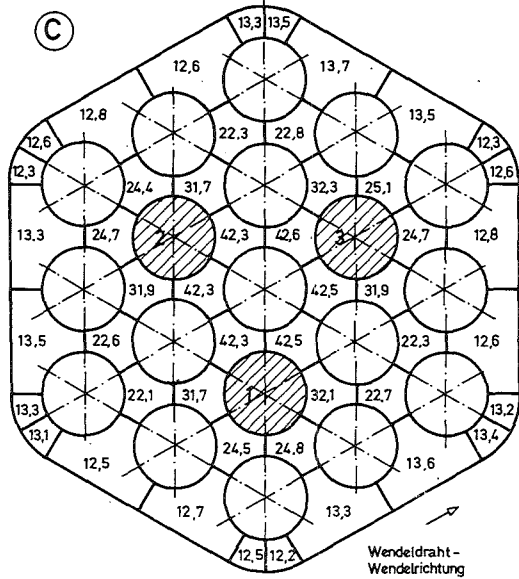
Druckverlust über die Bündellänge: $\Delta p = 0,147$ bar

$\Delta p = 0,12$ bar



$\Delta p = 0,146$ bar
(nur Reibung)

$\Delta p = 0,15$ bar



Wendeldraht -
Wendelrichtung

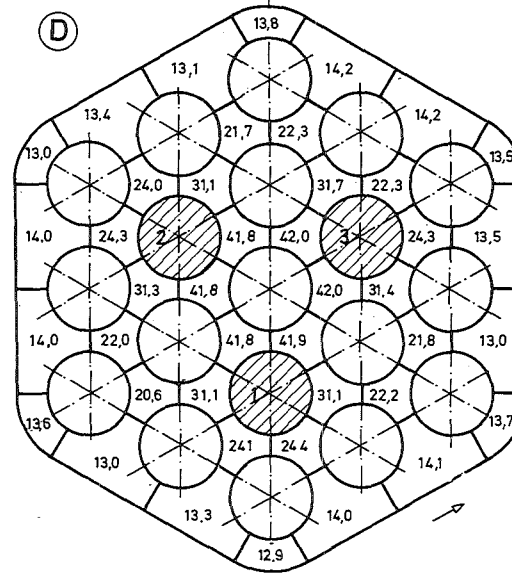
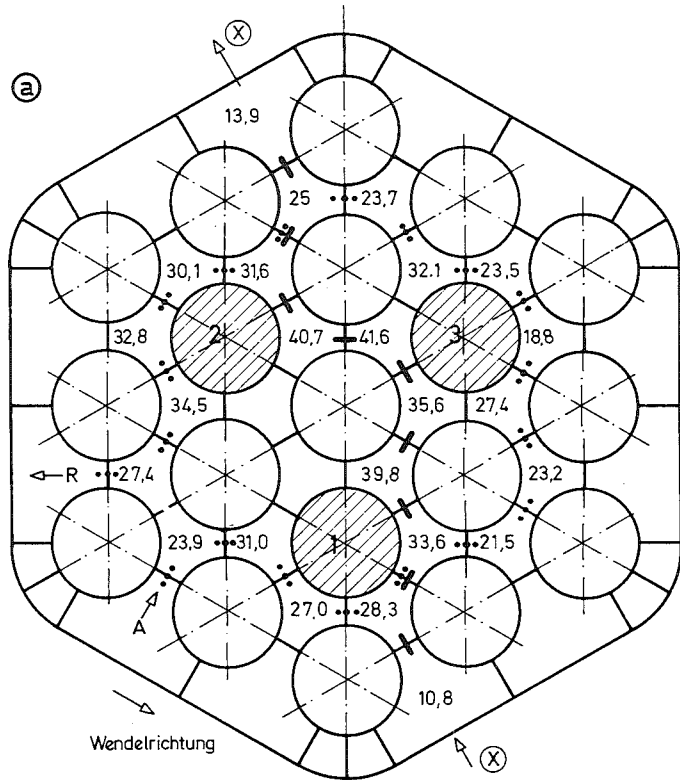


Abb. 9 Aufgabe 3: Berechnete mittlere Kühlmitteltemperaturen über den Bündelquerschnitt (Meßebene 4-4') und Druckverlust



Aufgabe 3	
Teilnehmer	----- A Teilkanaltemperaturen im 19-Stabbündel
 B bei Beheizung von 3 Stäben im Ring
	— C Abstandshalter: Wendeldraht
	- - - - D $D=15\text{ mm}$; $P/D=1,095$; $H=300\text{ mm}$; Natrium

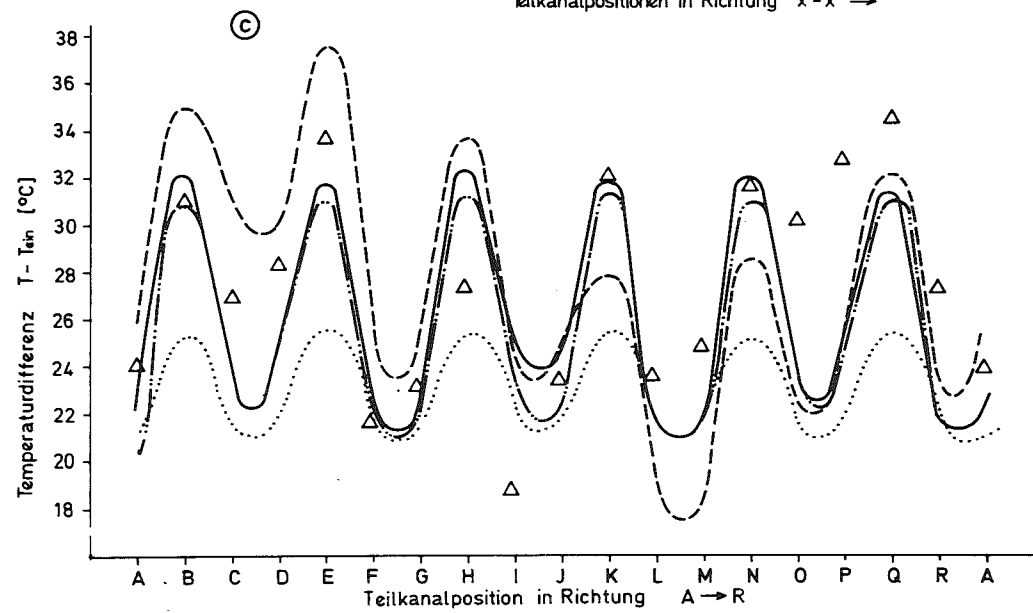
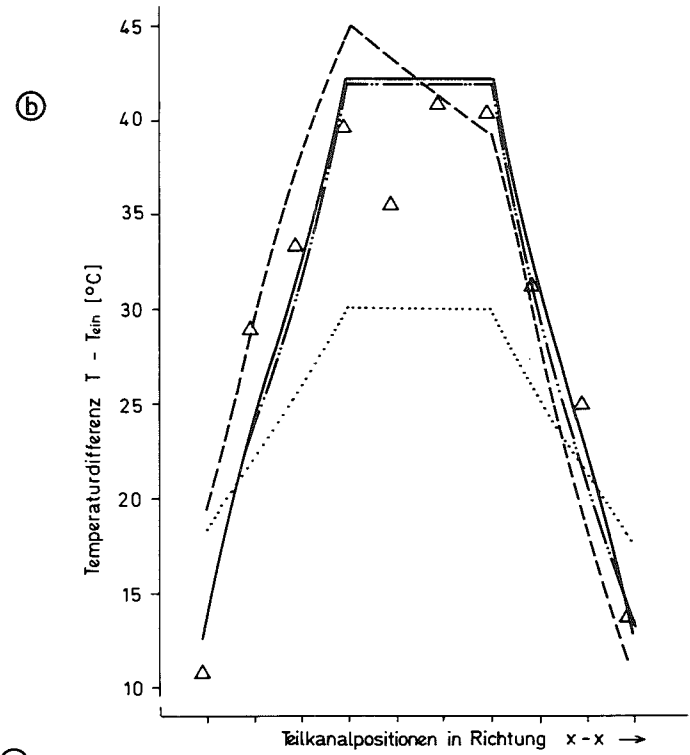


Abb. 10 Aufgabe 3: Vergleich: Rechenwerte - Experiment

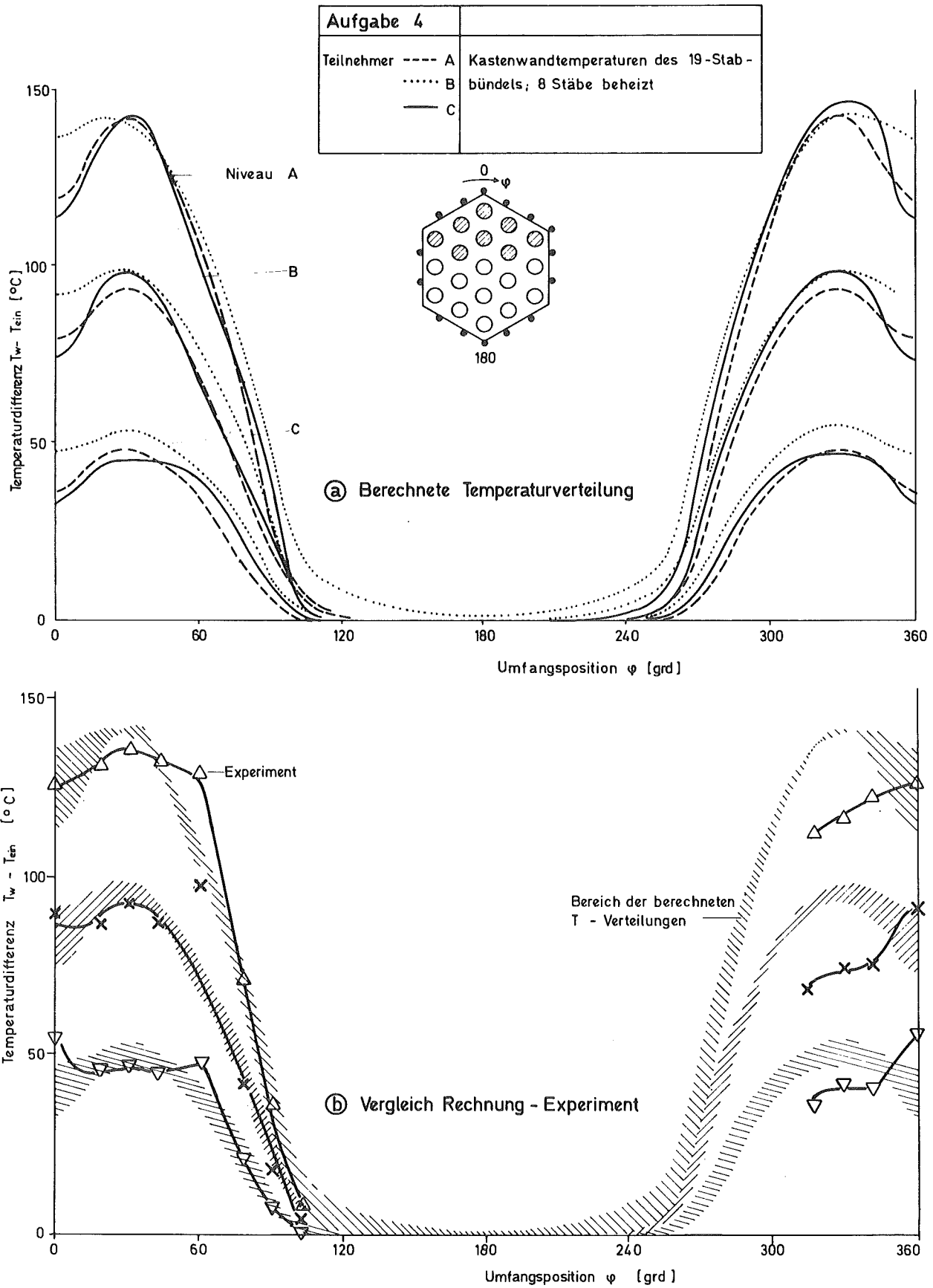


Abb. 11 Aufgabe 4: Berechnete und experimentell ermittelte Kastenwandtemperaturen (mit Beheizung von Stab 1)

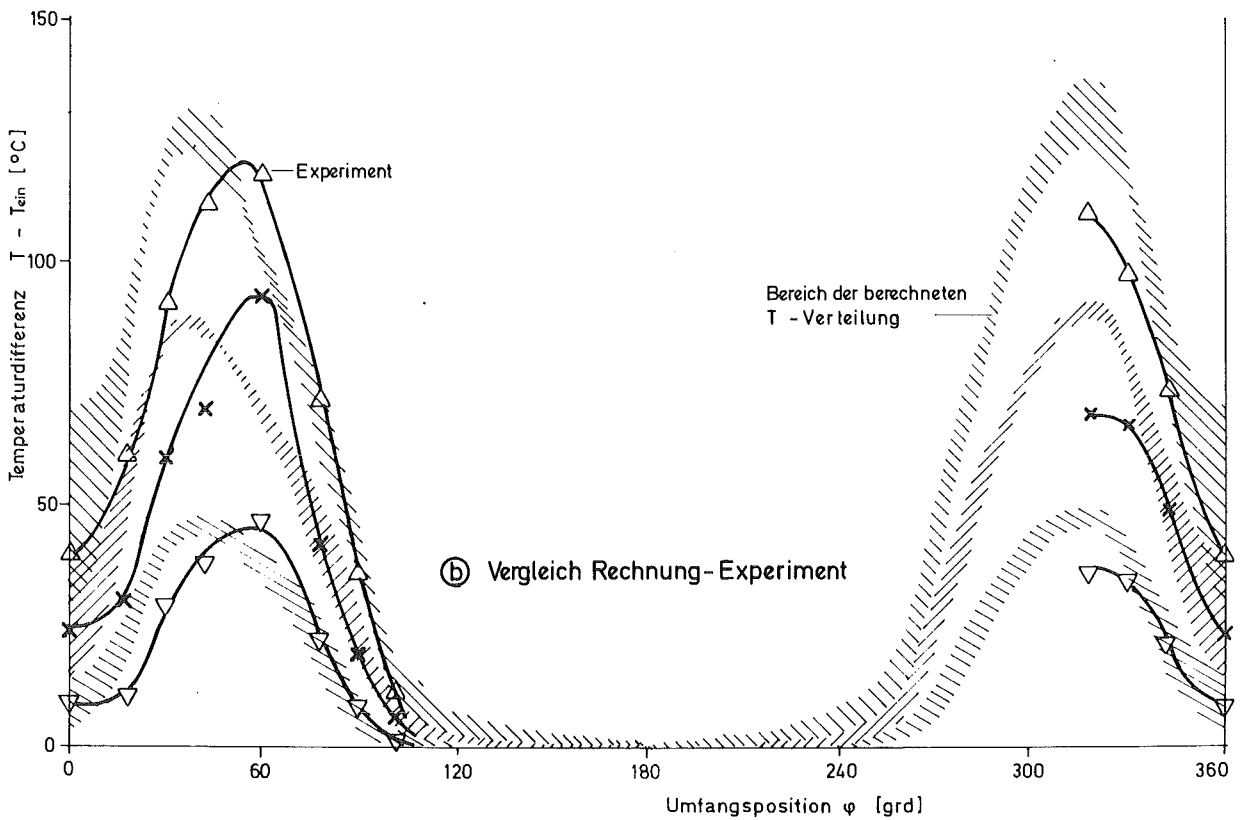
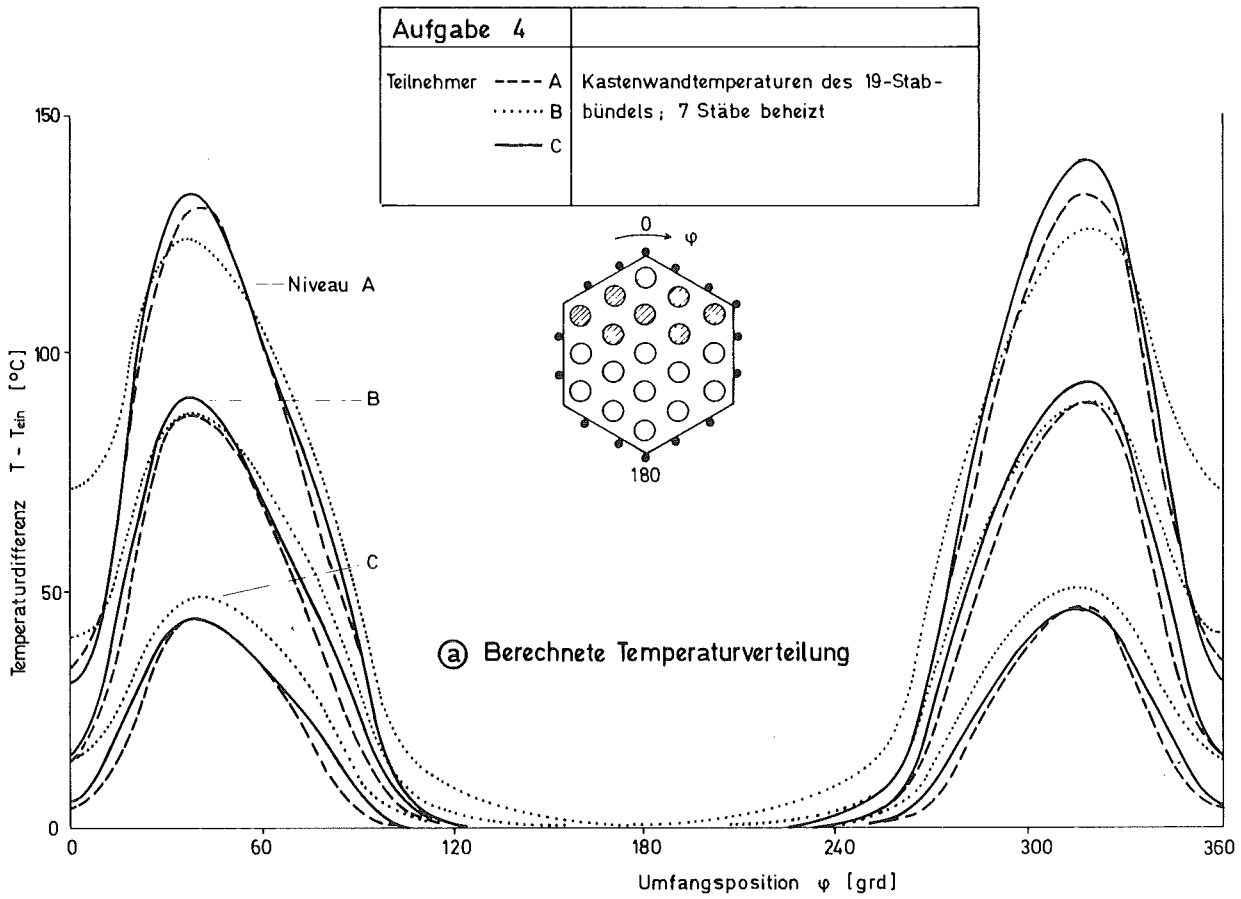
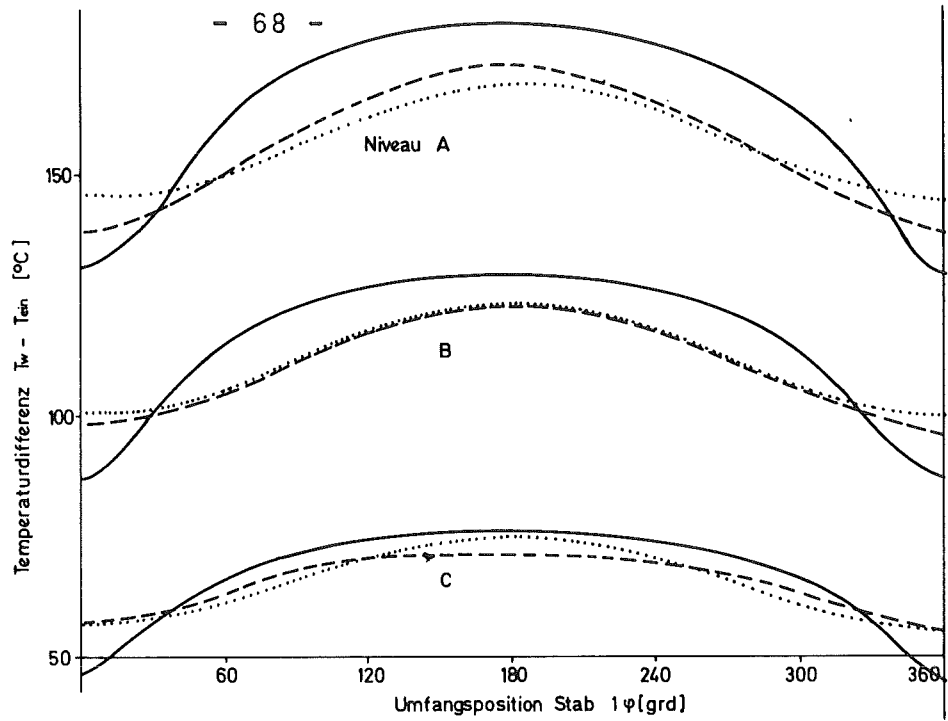
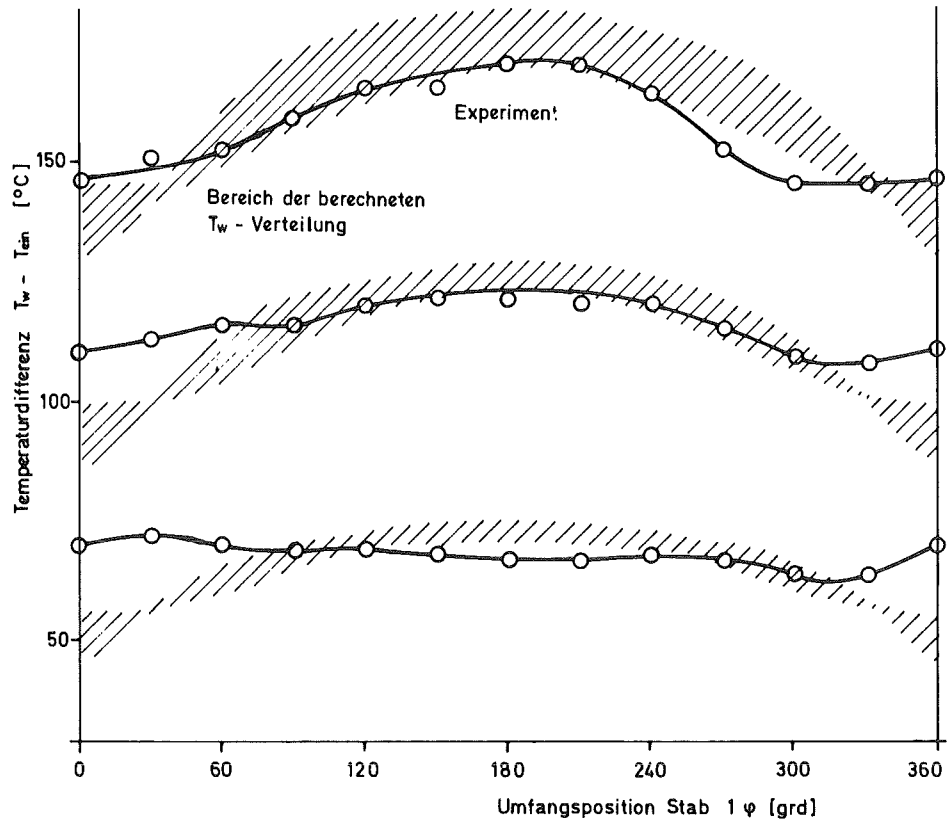


Abb. 12 Aufgabe 4: Berechnete und experimentell ermittelte Kastenwandtemperaturen (ohne Beheizung von Stab 1)

Ⓐ Berechnete Temperaturverteilung



Ⓑ Vergleich Rechnung-Experiment



Aufgabe 4	
Teilnehmer	----- A Oberflächentemperatur des Stabes 1 (Stab 1 beheizt)
 B
	———— C

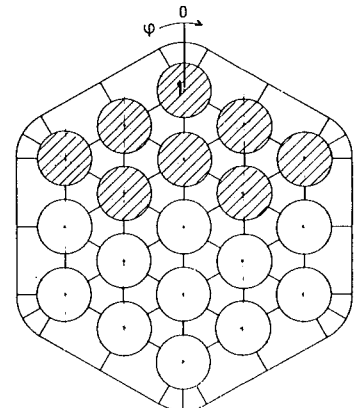
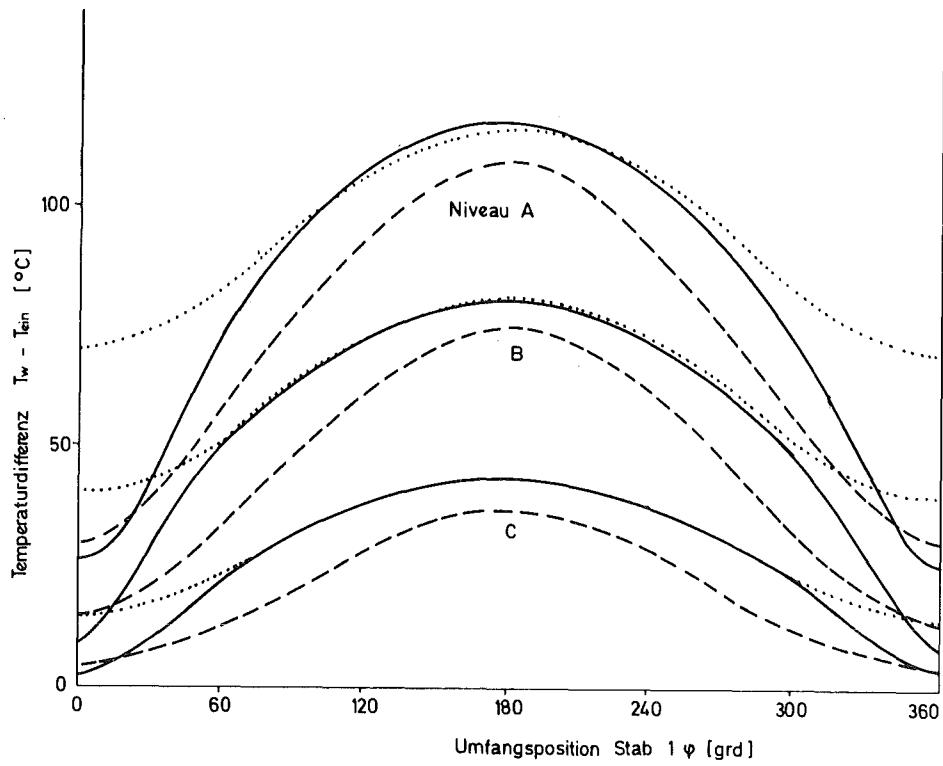
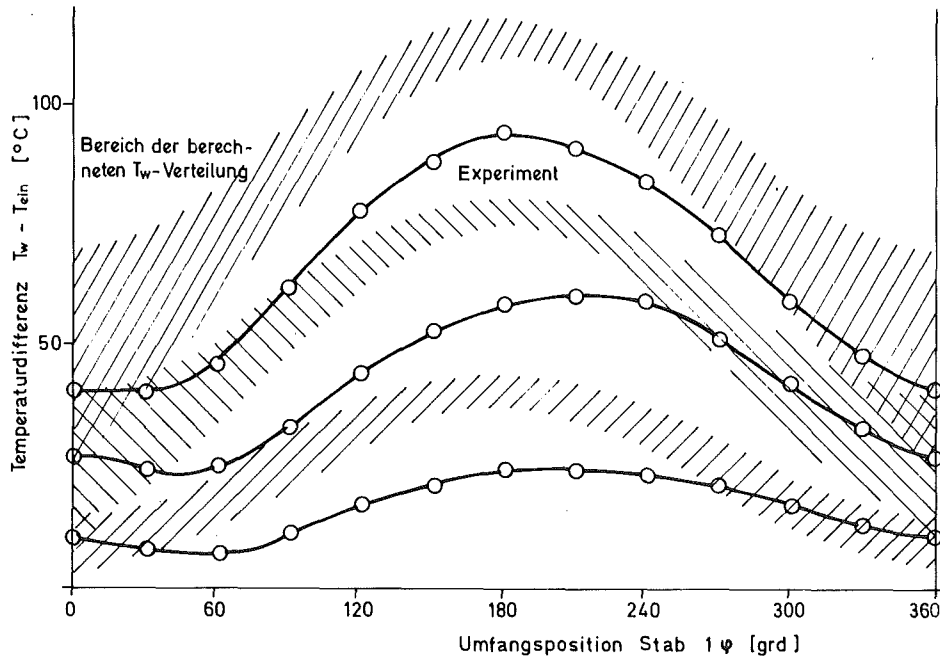


Abb. 13 Aufgabe 4: Berechnete und experimentell ermittelte Stabwandtemperaturen (mit Beheizung von Stab 1)



Ⓐ Berechnete Temperaturverteilung



Ⓑ Vergleich Rechnung-Experiment

Aufgabe 4	
Teilnehmer	---- A Oberflächentemperatur des Stabes 1
 B (Stab 1 unbeheizt)
	— C

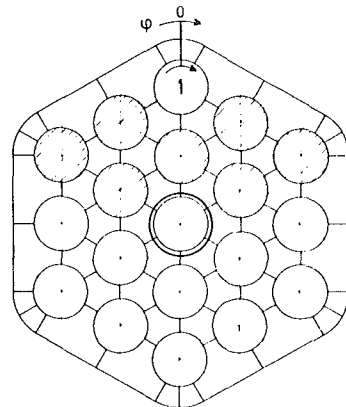


Abb. 14 Aufgabe 4: Berechnete und experimentell ermittelte Stabwandtemperaturen (ohne Beheizung von Stab 1)

Anhang 1: Diskussion: Stellungnahme der Teilnehmer

A. BN-Contribution to the Report of the KTG-Seminar
"Thermo- und fluiddynamische Unterkanalanalyse"

G. Cornet

BELGONUCLEAIRE - Brüssel

A.1. CALCULATION METHODS USED FOR EXERCISES N^o. 2 AND 4

The pressure drop and the distribution of the bulk sodium temperatures of the 2 investigated gridded sub-assemblies are calculated using the computer code NADIA; the wall temperatures required in exercise No. 4 are calculated by use of heat transfer coefficients given in section 1.3.

A.1.1 DESCRIPTION OF NADIA CODE

The NADIA computer code allows to perform steady state thermohydraulic calculations of a rod bundle cooled by sodium, using a subchannel model.

The bundle cross-section is subdivided into interconnected subchannels characterized by input data such as flow area, wetted perimeter, local pressure drop coefficient at grid level and the power generated by the pins.

The bundle length is subdivided into axial increments so that the thermal-hydraulic equations are solved numerically using finite differences. For each axial step, the subchannels equations for continuity, energy and momentum are solved by an iterative process based on the condition that the pressure difference between adjacent subchannels corresponds to the transverse mass transfer; heat conduction, turbulent mixing and diversion cross-flow are taken into account.

The turbulent mixing rate is calculated by means of a theoretical correlation established for unperturbed parallel flow; the enhancement of mixing due to grids and bundle geometry is taken into account by a correction factor.

At each axial step, the pressure drop in each subchannel includes the friction pressure drop along the pin and wrapper tube walls and the local pressure drop at the grid level.

A. 1.2 INPUT DATA FOR NADIA CALCULATIONS

a) Geometry

Subchannel free flow areas and wetted perimeters are calculated assuming that each pin is centred in its grid cell and the bundle is centred within the wrapper tube.

The axial calculation increment is about 50 mm long.

b) Grid pressure drop coefficients

The grid pressure drop in each subchannel is calculated with the following coefficient:

$$f_g = \frac{1}{\alpha^2} - 1$$

where α is the relative flow area inside the grid. The grid pressure drop coefficient values are summarized as follows for the different subchannels of the two investigated bundles:

	EXERCISES	
	No. 2	No. 4
Triangular subchannel	0.7	{0.7 } {0.6 } (around tie-rod)
rectangular wall subchannel	1.9	2.1
corner subchannel	1.6	0.4

c) Friction pressure drop

The friction pressure drop is calculated by use of a coefficient given by the following correlation:

$$\lambda = 0.184 \text{ Re}^{-0.2}$$

where Re denotes the subchannel Reynolds number.

d) Turbulent mixing rate

The value of the correction factor applied to the turbulent mixing model included in NADIA leads to a mixing rate μ which amounts to 1.2% per cm between two triangular subchannels of an infinite rod bundle.

e) Heat conduction

Heat transfer by thermal conduction between the coolant subchannels is taken into account; heat conduction in cladding and wrapper tube wall is neglected.

f) Power data

The power dissipated in the coolant subchannels is determined by use of the linear power generated by the pins in the considered subchannels; it assumes a rectangular axial distribution. The test section is assumed to be perfectly isolated.

g) Mass flow rate

The calculations are performed with the bundle mass flow rates given on figures 1 and 3. The distribution of the inlet subchannel mass flow rates is calculated internally in such a way that the friction pressure-drop is equal in all subchannels.

A.1.3 WALL TO COOLANT HEAT TRANSFER

The differences between the outer surface temperatures of the corner pin required in exercise No. 4 and the bulk sodium temperatures calculated by the NADIA code are summarized in the following table; they are calculated for a linear pin power of 100 W/cm:

	Heated	Unheated
	corner pin	
- in the triangular subchannel	3.3 [17]	- 2.0
- in the rectangular subchannel	4.8 [27]	- 3.3
- in the corner subchannel	3.9	0

In the case of the heated pin the temperature drop in the rectangular subchannel assumes the same value as in a central subchannel of a bundle of rods arranged in an infinite square array (same P/D ratio).

The pin temperature in front of the corner subchannel is calculated by use of an annular zone model; this zone is delimited by the outer pin surface and the wrapper tube wall.

In the case of the unheated corner pin, the sodium temperature drops normalized to a 100 W/cm linear power of the surrounding heated pins are roughly approximated assuming a parabolic temperature profile in the direction perpendicular to the heated pin wall; in front of the wrapper tube corner, the pin assumes the bulk sodium temperature of the corner subchannel.

With the same heat conduction models as above, the temperature drops in the neighbourhood of the wrapper tube wall are evaluated and summarized in the following table; they are calculated for a 100 W/cm linear power of the fronting heated pins:

	Heated corner pins	Unheated corner pins
- in the rectangular subchannel (between 2 pins)	- 2.1	- 3.3
- in the corner subchannel	- 1.7	0

A.2. CALCULATION METHODS USED FOR EXERCISES No. 1 AND 3

The coolant subchannel temperatures in the spiral wire bundles are calculated by use of the SPIRALE code. The bundle pressure drop is calculated with the NOVENDSTERN model [3]; this model determines the flow distribution between the pins theoretically and multiplies the pressure drop for a smooth pipe, using equivalent diameter techniques, by an empirical correction factor.

A.2.1 DESCRIPTION OF THE SPIRALE CODE

The SPIRALE code calculates the distribution of the sodium subchannel temperatures in a bundle of rods spaced with helical wires and arranged into a triangular array.

The following geometrical characteristics of the bundle are provided as input data:

- bundle size;
- pin dimensions;
- spiral wire diameter and winding pitch;
- angular position of the spiral wires at the bundle inlet;
- wrapper tube inner size and corner radius.

The axial and radial power distributions are also specified.

The subdivision of the bundle cross-section into subchannels is made internally by the code.

The bundle length is subdivided into calculation steps in such a way that the equations of mass continuity and energy are solved by use of the finite differences method. The sweeping cross flow at each gap separating two subchannels is assumed to be proportional to:

- the portion of the subchannel flow area which is swept by the spacer wire;
- the mass velocity in the subchannel from which the spacer wire is emerging;
- a sine function of the distance of the wire to the gap at the axial level under consideration.

The magnitude of the sweeping cross-flow is adjusted by a mixing efficiency coefficient. The enthalpy exchanges between subchannels by heat conduction are also taken into account.

A.2.2 INPUT DATA

a) Geometry

Due to the lack of information on the actual position of the pins, the calculations on both bundles are carried out assuming a tight bundle centred within the wrapper tube; as result, the considered pin pitch amounts to 7.9 mm in the exercise No. 1 and 16.3 mm in the exercise No. 3.

Axial calculation increments of 10 mm (ex. No. 1) and 15 mm (ex. No. 3) length are used.

b) Mixing coefficient

When integrated along one winding pitch, the sweeping cross-flow as modelled in the SPIRALE code leads to an equivalent mixing rate between two triangular subchannels which amounts to

-12% per cm in the bundle no. 1

-2.5% per cm in the bundle no. 3

when expressed as function of the subchannel mass flow rate.

c) Mass flow rate

The subchannel mass flow rates distribution is performed by the code using the following friction pressure drop relationship:

$$\lambda = 0.316 \operatorname{Re}^{-0.25}$$

The subchannel mass flow rate remains approximately constant along the bundle length.

d) Power data

The same assumptions as in A.1.2 are made here.

REFERENCES

- [1] O.E. DWYER, H.C. BERRY
Effects of cladding thickness and thermal conductivity on heat transfer to liquid metals flowing in-line through bundles of closely spaced reactor fuel rods
Nucl. Sci. Eng. 40, 317-330 (1970)
- [2] T. GINSBERG, D.M. FRANCE
Theoretical heat transfer predictions for finite nuclear fuel rod assemblies
Nucl. Sci. Eng. 48, 103-114 (1972)
- [3] E.H. NOVENDSTERN
Turbulent flow pressure drop model for fuel rod assemblies utilizing a helical wire-wrap spacer system
Nucl. Eng. Des. 22 (1972)

B.

Das Rechenprogramm HERA

E. Eifler, R. Nijsing
EURATOM, Ispra

VORBEMERKUNG

Für die Vergleichsrechnungen von Temperaturfeldern bei Natriumkühlung wurde von EURATOM-Ispra das Programm HERA benutzt, welches an anderer Stelle [1,2] bereits im Detail beschrieben wurde. Die folgende Kurzbeschreibung soll deshalb nur die wesentlichen Charakteristiken dieses Programms herausstellen. Vorauszuschicken ist, daß es zur Gruppe der Rechenprogramme gehört, die die von den Stäben gebildeten "Unterkanäle" als kleinstes Element des Strömungsquerschnitts voraussetzen.

B.1. DIE UNTERKANAL-IMPULSBILANZEN UND IHRE AUSWERTUNG

B.1.1 Die Bilanz-Gleichung

Die folgende Impulsbilanz ist auf die gesamte Länge des Stabbündels bezogen, d.h. die daraus berechneten Unterkanal-Geschwindigkeiten stellen über die ganze Länge gemittelte Geschwindigkeiten dar. Die Bilanz für den Unterkanal i wird aus folgenden Beiträgen gebildet:

a) Druckabfall

$$\Delta P = P_{\text{Eintritt}} - P_{\text{Austritt}}$$
$$Z_{\text{tot}} - \text{Stabbündellänge}$$

$$\left| \frac{\Delta P}{Z_{\text{tot}}} \right.$$

b) Wandreibung

WP_i - benetzter Umfang $\tau_{w.i} = \rho/8 \cdot f_i \cdot U_i^2$ - mittlere Wandschubspannung ρ - Dichte f_i - Reibungsbeiwert U_i - mittlere Geschwindigkeit im Unterkanal		$-\tau_{w.i} \cdot WP_i$
--	--	--------------------------

c) Gitter-Druckverlust

n_g - Anzahl Gitter innerhalb der Länge Z_{tot} $C_{g.i}$ - Gitter-Druckverlust-Beiwert		$-n_g \cdot \rho/2 U_i^2 \cdot C_{g.i}/Z_{tot}$
--	--	---

d) Impulsaustausch mit den Nachbar-kanälen

N - Anzahl von Nachbarkanälen $\alpha_{i.j}$ - Mischungsbeiwert für Impuls		$-\sum_{j=1}^N \{ \alpha_{i.j} (\rho U_i - \rho U_j) \}$
		$= 0 \quad (1)$

B.1.2 Reibungs- und Gitterdruckverlust-Beiwert

Für den Reibungsbeiwert ist eine Funktion der Form

$$f_i = C_f \cdot Re_i^{-m} \quad (2)$$

vorgegeben. Re_i ist die mit Hilfe der Unterkanal-Daten berechnete Reynoldszahl. C_f und m sind als Eingangsdaten zu spezifizieren. Die vorliegenden Rechnungen wurden mit

$$C_f = 0,35 \quad ; \quad m = 1/4$$

ausgeführt.

Bei Draht-Abstandshaltern wird nur die durch die Drähte hervorgerufene zusätzliche Reibung berücksichtigt; d.h. der steigungs- und Reynolds-zahlabhängige Formwiderstand wird nicht berücksichtigt.

Bei Gitterabstandshaltern wird für die vorliegenden Rechnungen der Beiwert $C_{g.i}$ nach REHME [3] abgeschätzt zu

$$C_{g.i} = 7 \cdot \epsilon_i^2 \quad (3)$$

ϵ_i ist die relative Versperrung des Unterkanals i durch die Gitterstruktur.

B.1.3 Der Mischungsbeiwert für Impuls

Definition

$$\alpha_{i,j} = \frac{Q_{m.i,j}/\Delta z}{\rho U_i - \rho U_j} \quad (4)$$

$Q_{m.i,j}/\Delta z$ ist der Impulsfluß von Unterkanal i nach Unterkanal j pro axiale Einheit Δz .

B.1.3.1 Der Mischungsbeiwert für glatte Stäbe

Unter der Annahme, daß der Impulsfluß $Q_{m.i,j}$ in Umfangsrichtung der die Unterkanäle bildenden Stäbe (entsprechendes gilt für die Kanalwand) für einen Bereich

$\varphi_{c.i} \leq \varphi \leq \varphi_{c.j}$ um die Kontaktstelle $\varphi = 0$ der betrachteten Unterkanäle i und j konstant bleibt, läßt sich für

$\alpha_{i,j}$ ableiten:

$$\frac{1}{\alpha_{i,j}} = \int_0^{\varphi_{c.i}} \frac{p \, d\varphi}{2 y_o(\varphi) \epsilon_\varphi(\varphi)} + \int_0^{\varphi_{c.j}} \frac{p \, d\varphi}{2 y_o(\varphi) \epsilon_\varphi(\varphi)} \quad (5)$$

Beitrag von Unterkanal i

Beitrag von Unterkanal j

$\varphi_{c,i}$ bzw. $\varphi_{c,j}$ bezeichnet die Umfangsposition, wo die radial gemittelte Geschwindigkeit gerade gleich der mittleren Geschwindigkeit im Unterkanal i bzw. j ist. Für die vorliegenden Rechnungen wurde jeweils der den Kanalzentren entsprechende Winkel für φ_c eingesetzt. p ist der dimensionslose Stabmittelpunktsabstand. ε_{φ} ist die turbulente Austauschgröße für den Impulstransport parallel zu benetzten Wänden. Nach Versuchen in einem Rechteckkanal [4] wird folgende Beziehung verwandt:

$$\varepsilon_{\varphi} = 0,154 \cdot y_0(\varphi) \sqrt{\frac{\tau_{w,i}}{\rho}} \quad (6)$$

$y_0(\varphi)$ ist die vom Umfangswinkel abhängige Profillänge senkrecht zur benetzten Wand.

B.1.3.2 Der Mischungsbeiwert für Draht-Abstandshalter

Es wird unterschieden zwischen einem Zweirichtungstransport im Zentrum des Bündels und zwischen Wand- und Zentralkanälen (alternativ die Richtung wechselnd) und einem Einrichtungstransport entlang der Kanalwand, wo alle Drähte in der gleichen Richtung drehen. Ausgangsbasis für die Bestimmung des Mischungsbeiwertes ist der Höchstdurchsatz $M_{i,j}$ pro Längeneinheit, der innerhalb des Drahtbereiches von Unterkanal i in den Unterkanal j gelangen kann; der auf dieser Basis berechnete Mischungsbeiwert stellt somit eine Abschätzung des größtmöglichen Wertes dar.

$$M_{i,j} = \pi \cdot d_s \cdot \frac{d+d_s}{h} \cdot U_{i,j} \quad (7)$$

d_s - Durchmesser des Abstandshalters
 h - Steigungshöhe des Abstandshalters
 d - Stabdurchmesser
 $U_{i,j}$ - mittlere Geschwindigkeit an der engsten Stelle

Nimmt man für den Zweirichtungstransport für je die Hälfte der Steigungshöhe h den Durchsatz alternativ für die Hin- und Gegenrichtung in der Größe von $M_{i,j}$ konstant an, so folgt daraus ein über die ganze Steigung gemittelter Mischungsbeiwert in der Größe von

$$\alpha_{i,j} = M_{i,j} / 2 \quad (8)$$

Für $U_{i,j}$ wird hier $(U_i + U_j) / 2$ eingesetzt.
Für den Einrichtungstransport wird über die ganze Länge ein Durchsatz in der Größe von $M_{i,j}$ angenommen, d.h.

$$\alpha_{i,j} = M_{i,j} \quad (9)$$

Aus Bilanzgründen wird hier ein rund um das Bündel konstanter Wert (= Mittelwert der mittleren Geschwindigkeiten in den Randkanälen) für $U_{i,j}$ eingesetzt.
Der Impulsfluß muß im letzten Fall nach der Gleichung

$$\frac{Q_{m,i,j}}{\Delta z} = \alpha_{i,j} \cdot \rho \cdot U_i \quad (10)$$

berechnet werden, wenn die Drehrichtung von Unterkanal i nach Unterkanal j verläuft. In Gleichung (1), Ausdruck d , fällt dann entsprechend " ρU_i " oder " ρU_j " weg. Die vorliegenden Rechnungen wurden mit Mischungsbeiwerten nach den Gleichungen (5), (8) und (9) durchgeführt.
Es können wahlweise auch andere, beispielsweise auf Experimenten beruhende Werte eingegeben werden.

B.1.4 Auswertung der Bilanzgleichung

Aus den Bilanzen (1) folgt ein nichtlineares Gleichungssystem, mit Hilfe dessen sowie der Massenbilanz für das ganze Bündel der Druckabfall ΔP und die mittleren Geschwindigkeiten U_i in den einzelnen Unterkanälen iterativ berechnet werden.

B.2 DIE UNTERKANAL-WÄRMEBILANZEN UND IHRE AUSWERTUNG

B.2.1 Die Bilanzgleichung

Die auf die axiale Längeneinheit dz bezogene Bilanz für den Unterkanal i enthält folgende Beiträge:

a) axiale Enthalpie-Steigung

G_i	- Massendurchsatz im Unterkanal i	$G_i \frac{dH_i}{dz}$
H_i	- Enthalpie im Unterkanal i	

b) Wärmeaustausch mit den Nachbarkanälen

N	- Anzahl von Nachbarkanälen	$+ \sum_{j=1}^N \left\{ \beta_{i,j} (H_i - H_j) \right\}$
$\beta_{i,j}$	- Mischungsbeiwert für Wärme	

c) Wärmezufuhr von den Stäben

q_i	- mittlerer Wärmefluß von den Staboberflächen im Unterkanal i	$-q_i \cdot HP_i$	
HP_i	- beheizter Umfang im Unterkanal i	$= 0$	(11)

B.2.2 Der Mischungsbeiwert für Wärme

Im Prinzip gelten die gleichen Aussagen wie im Abschnitt B.1.3, jedoch mit den folgenden Präzisierungen.

Definition:

$$\beta_{i,j} = \frac{Q_{h.i,j}/dz}{H_i - H_j} \quad (12)$$

B.2.2.1 Der Mischungsbeiwert für glatte Stäbe

Hier muß im Unterschied zum Impulstransport der Beitrag der molekularen Diffusion berücksichtigt werden.

$$\frac{1}{\beta_{i,j}} = \frac{1}{\rho} \int_{\mathcal{P}_{c,i}} \frac{\rho \, d\mathcal{P}}{2 y_o(\mathcal{P}) (\Psi \cdot \epsilon_{\mathcal{P}} + a)} + \frac{1}{\rho} \int_{\mathcal{P}_{c,j}} \frac{\rho \, d\mathcal{P}}{2 y_o(\mathcal{P}) (\Psi \cdot \epsilon_{\mathcal{P}} + a)} \quad (13)$$

↑
↑
 Beitrag des Unterkanals i Beitrag des Unterkanals j

$\mathcal{P}_{c,i}$ und $\mathcal{P}_{c,j}$ bezeichnen hier die Umfangsposition, wo die radialgemittelte Temperatur gerade gleich der mittleren Temperatur im Unterkanal ist. Für die vorliegenden Rechnungen wurde auch hier der den Kanalzentren entsprechende Winkel für \mathcal{P}_c eingesetzt. a ist die Wärmeleitfähigkeit des Kühlmediums, Ψ das Verhältnis der turbulenten Austauschgröße für Wärme zu der für Impuls für Transportvorgänge parallel zu benetzten Wänden. Für Ψ wird nach BOBKOV et al. [5] der folgende, entsprechend den geänderten Bedingungen modifizierte Ausdruck benutzt:

$$\Psi = 1,38 \left\{ 1 - e^{-2,73 \cdot 10^{-4} \cdot y_{o,av,i} \cdot Re_i \cdot Pr_i^{1/3}} \right\} \quad (14)$$

$y_{o,av,i}$ ist die innerhalb des betrachteten Bereiches um den Umfang gemittelte und auf den hydraulischen Durchmesser des Unterkanals i bezogene Profillänge senkrecht zur benetzten Wand. Pr_i ist die Prandtl-Zahl im Unterkanal i .

B.2 .2.2 Der Mischungsbeiwert für Drahtabstandshalter

Ein- und Zweirichtungstransport:

$$\beta_{i,j} = \mathcal{J} \cdot \alpha_{i,j} \quad (15)$$

Für den Einrichtungstransport fällt dann entweder H_i (bei Drehrichtung von j nach i) oder H_j (bei Drehrichtung von i nach j) in Ausdruck b, Gleichung (11), weg.

B.2 .3 Berücksichtigung von Mischeffekten eines Gitterabstandshalters

Es wird zwischen zwei Einflüssen unterschieden. Durch eine verschieden große Versperrung des Strömungsquerschnitts benachbarter Unterkanäle findet eine im wesentlichen auf die unmittelbare Nähe des Gitters beschränkte Querströmung statt. Diesem Vorgang wird durch einen am Ort des Gitters konzentrierten zusätzlichen Wärmeaustausch nach folgender Gleichung Rechnung getragen:

$$H_{i,d} = H_{i,u} + \sum_{j=1}^N \left\{ \frac{\gamma_{i,j}}{G_i} (H_{j,u} - H_{i,u}) \right\} \quad (16)$$

Hierbei kennzeichnet der Index "d" den Zustand vor dem Gitter, der Index "u" hinter dem Gitter. $\gamma_{i,j}$ ist ein "Gittermischungsbeiwert", der als Eingabe zu spezifizieren ist. Bei den vorliegenden Rechnungen wurde mit $\gamma_{i,j} = 0$ gerechnet.

Weiterhin bewirken die Gitter eine im Prinzip mit wachsendem Abstand vom Gitter abnehmende Erhöhung der turbulenten Austauschgröße $\epsilon_{\mathcal{J}}$, die durch einen über die Länge gemittelten konstanten Zuschlag zu $\epsilon_{\mathcal{J}}$ in Gleichung (13) berücksichtigt wird.

Für die vorliegenden Rechnungen wurde ε_φ in Gleichung (13) mit dem Faktor

$$F_g = \sqrt{\frac{\Delta P_{\text{Gitter}} + \Delta P_{\text{Reibung}}}{\Delta P_{\text{Reibung}}}}$$

multipliziert.

B.2.4 Berechnung von Wandtemperaturen

In Anbetracht der Einteilung des Strömungsquerschnittes in Unterkanäle können Wandtemperaturen am Umfang eines Stabes k nur als Mittelwerte über die innerhalb des Unterkanals i befindliche Staboberfläche nach der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$T_{k.i} = \frac{q_k}{\alpha_i} + T_i$$

q_k ist der innerhalb des Unterkanals i gemittelte Wärmefluß an der Oberfläche des Stabes k , α_i die Wärmeübergangszahl, T_i die mittlere Temperatur im Unterkanal i .

Für die Berechnung der Wärmeübergangszahl wird bei den hier vorliegenden Rechnungen folgende Beziehung nach GRÄBER und RIEGER [6] benutzt:

$$Nu_i = c_1 + c_2 (Re_i \cdot Pr_i)^{c_3} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } c_1 &= 0,25 + 6,2 p \\ c_2 &= -0,007 + 0,032 p \\ c_3 &= 0,8 - 0,024 p \end{aligned}$$

Wärmeleitungseffekte innerhalb der Stäbe und der Kanalwand sowie Wärmeverluste nach außen werden nicht berücksichtigt, so daß unbeheizten Stab- oder Kanalwand-Oberflächen automatisch die zugehörige Unterkanal-Temperatur zugeordnet wird. Gemessene Wandtemperaturverteilungen sollten daher durch den durch Leitung bewirkten Ausgleich flacher verlaufen.

B.2.5 Auswertung der Bilanzgleichung

Aus den Bilanzen (9) folgt ein System linearer Differentialgleichungen, welches in Matrixform folgendes Aussehen hat:

$$\left\{ \frac{d}{dZ} \frac{HR}{ZR} \right\} = [E] \{HR\} + \{QR\} \quad (20)$$

$[E]$ ist eine die Mischungsbeiwerte enthaltende Koeffizientenmatrix; $\left\{ \frac{d}{dZ} \frac{HR}{ZR} \right\}$, $\{HR\}$ und $\{QR\}$ stellen Kolonnen-Vektoren des dimensionslosen Enthalpie-Gradienten, der dimensionslosen Enthalpie bzw. der dimensionslosen Wärmezufuhr dar.

Durch eine geeignete Transformation dieses Gleichungssystems führt der Lösungsweg zunächst auf die Aufgabe, Eigenwerte und Eigenvektoren der Koeffizientenmatrix $[E]$ zu bestimmen. Die Lösung dieser Teilaufgabe bestimmt im wesentlichen die Rechenzeit. Für beliebige Anfangs-Temperaturverteilungen und Wärmequellenverteilungen kann dann unmittelbar für jeden Unterkanal eine analytische Beschreibung des axialen Temperaturverlaufs angegeben werden, d.h. die Temperaturverteilung kann an jeder beliebigen axialen Stelle exakt berechnet werden.

B.3. TOPOGRAPHISCHE EINGABEDATEN

Die Original-Version von HERA berechnet in Unterprogrammen alle notwendigen topographischen Daten für hexagonale Stabbündel mit Stäben gleichen Durchmessers, wobei nur der Stabradius, der Stab-Stab-Abstand, der Stab-Kanalwand-Abstand und die Anzahl Stabreihen um den Zentralstab anzugeben sind. Zusätzliche Optionen betreffen Teilgebiete des hexagonalen Stabbündels. Diese Programm-Version wurde für die Aufgaben 1 bis 3 verwandt.

Zur Behandlung beliebiger Stabanordnungen wurde die Originalversion von HERA so abgeändert, daß für jeden Unterkanal und jeden Stab eine Anzahl von notwendigen topographischen Daten eingegeben werden kann. Diese abgeänderte HERA-Version wurde für Aufgabe 4 verwandt.

B.4. LITERATUR

- 1□ R. Nijsing und W. Eifler
HERA-1A, Heat Transfer in Rod Assemblies
Bericht EUR 4905 e, 1973
- 2□ R. Nijsing und W. Eifler
A Computation Method for the Steady State Thermohydraulic
Analysis of Fuel Rod Bundles with Single Phase Cooling
Nucl. Eng. Design 30 (1974), 145-185
- 3□ K. Rehme
Widerstandsbeiwerte von Gitterabstandshaltern für
Reaktorbrennelemente
ATKE 15 (1970), 127-130
- 4□ R. Nijsing, W. Eifler und B. Delfau
Lateral Turbulent Diffusion for Longitudinal Flow in a
Rectangular Channel
Nucl. Eng. Design 32 (1975), 221

- [5] V.P. Bobkov und M. Kh. Ibragimov
Application of the uniform diffusion model to the
calculation of the tangential stresses and velocity
field in a turbulent fluid flow
High Temp. 8 (1970), 305-310
- [6] H. Gräber and M. Rieger
Experimental Study of Heat Transfer to Liquid Metals
Flowing In-line through Tube Bundles
Int. Seminar on Heat Transfer in Liquid Metals,
Trogir, Yugoslavia, 1971

C. Erläuterung zu den Vergleichsrechnungen der KTG-Fachgruppe
Thermo- und Fluidodynamik

H. Miller

Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe

Die Aufgaben wurden mit dem Programm MISTRAL-II gerechnet, das in [1] ausführlich beschrieben ist. Um die Beurteilung der Rechenergebnisse zu erleichtern und die Gründe für Diskrepanzen aufzufinden, werden hier folgende Punkte angesprochen:

- modelltheoretische Ansätze des Codes
- aus der Aufgabenstellung nicht ersichtliche Eingabedaten
- vereinfachende Annahmen
- Hilfsrechnungen für solche Daten, die der Code nicht liefert.

C.1. Impulsgleichung

$$\Delta P = -\left(\frac{\dot{M}}{F}\right)^2 \frac{L}{2\rho} \left(\frac{c}{d_h} + \frac{i\zeta}{L}\right)$$

\dot{M} - Bündeldurchsatz

F - freier Strömungsquerschnitt des Bündels

L - Bündellänge

ρ - Kühlmitteldichte; $\rho = \rho(T)$

c - Widerstandsfaktor für das Glattrohr bzw. für Bündel mit Wendelabstandshalter

d_h - hydraulischer Durchmesser des Bündels

i - Anzahl der Abstandshaltergitter

ζ - Gitterwiderstandsbeiwert.

Der Gitterwiderstand wird über die Bündellänge "verschmiert". Der Widerstandskoeffizient errechnet sich nach Rehme [2],

$$\zeta = C \varepsilon^2$$

worin ε die relative Versperrung bedeutet und $C = 6,5$ gesetzt wurde. Der Durchsatz wird auf die Teilkanäle entsprechend ihrem Widerstandskoeffizienten c (einschließlich Gitterwiderstand ζ) aufgeteilt; c wird der Literatur [3], [4] und [5] entnommen. Die Stoffwerte sind temperaturabhängig, was bei inkompressiblen Kühlmitteln eine geringe Modifikation der Durchsatzverteilung für jeden axialen Rechenschritt ergibt. Der Einfluß des Impulsaustausches zwischen benachbarten Kanälen bleibt unberücksichtigt.

C.2. Energiegleichung

Für den Rechenabschnitt der Länge Δx gilt:

$$\psi_k \Delta x - \sum_{j=1}^n Q_{kj} + \dot{m}_k \Delta i_k = 0$$

- k - Index des betrachteten Unterkanals
- ψ_k - dem Kanal pro Längeneinheit zugeführte Heizleistung
- Q_{kj} - an den Nachbarkanal j durch Quervermischung abgegebene Energie
- n - Anzahl der Nachbarkanäle
- \dot{m}_k - Durchsatz des Unterkanals
- Δi_k - Enthalpie-Änderung des Kühlmittels im Rechenabschnitt

Die Leistungsabgabe eines Brennstabes an die angrenzenden Unterkanäle wird im Verhältnis des Heizflächenanteils dieser Kanäle aufgeteilt. Als beheizte Länge wurde das arithmetische Mittel der Heizstablängen eingesetzt.

Der Ansatz für den Energieaustausch mit den Nachbar-
kanälen lautet:

$$Q_{kj} = \mu_{kj} \Delta x \dot{m}_k (i_k - i_j) + \lambda \frac{a}{s_{kj}} \Delta x (\bar{t}_k - \bar{t}_j)$$

- μ_{kj} - Mischrate für den Massenaustausch zwischen den
Kanälen k und j, bezogen auf die Längeneinheit
- λ - Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels
- a_{kj} - engster Abstand zwischen den Oberflächen zweier
Stäbe (bzw. Stab/Kastenwand)
- s_{kj} - Mittenabstand der Kanäle k und j
- \bar{t} - Mittelwert der Unterkanaltemperatur

Für das Bündelinnere und den Austauschvorgang zwischen
Innen- und Randkanälen wird eine globale Mischrate ein-
gesetzt, die experimentell für die unendlich ausgedehnte
hexagonale Anordnung gewonnen wurde [5]. Im Falle von
Gitterabstandshaltern wird diese Mischrate für den Aus-
tausch der Randkanäle unter sich im Verhältnis der freien
Abstände Stab-Stab bzw. Stab-Wand umgerechnet.

Bei Wendelabstandshaltern wird der Austauschkoefizient
der Randkanäle im Programm berechnet nach:

$$\mu_R = \frac{d \cdot \pi \cdot s \cdot EF}{F_k \cdot h}$$

- d - Stabdurchmesser
- s - Spalt zwischen Randstab und Kastenwand
- F_k - freier Kanalquerschnitt des Wand- oder Eckkanals
- h - Wendelsteigung
- EF - Intensitätsparameter

In diesem Falle ist der Austausch einseitig gerichtet und erzeugt eine Drallströmung entlang der Kastenwand. Obiger Formel liegt das Modell zugrunde, daß die zwischen Wendelkopfkreis und Stabgrundkreis gelegene Kühlmittelmasse entsprechend der Wendelschräge aus der Bündelachsrichtung abgelenkt wird. Neuere Untersuchungen haben gezeigt, daß dieses Modell nicht die einzige Ursache der Drallströmung ist, so daß der Intensitätsparameter auch > 1 sein kann. Aufgrund unserer Untersuchungen wurde für Aufgabe 1 $EF = 1,0$ für Aufgabe 3 $EF = 1,0$ gewählt. Die für Aufgabe 1 bis 4 verwendeten Mischraten waren: 30; 2,5; 10; 2,5 %/cm, bezogen auf einen Unterkanal mit 3 benachbarten Kanälen.

Die Wärmeleitung im Kühlmittel wird im Programm repräsentiert durch den Wärmetransport eines Stabes, der die Stoffeigenschaften des Kühlmittels besitzt, an beiden Enden die jeweils mittlere Kanaltemperatur hat und der folgende Maße aufweist:

Länge = Schwerpunktsabstand der Kühlkanäle
Breite = engster Spalt zwischen zwei Stäben bzw. Stab und Kastenwand
Höhe = Länge des Rechenabschnittes.

Die Wärmeleitung in Stab- oder Kastenwänden wird vernachlässigt. Die Stoffwerte sind auch hier temperaturabhängig.

C.3. Wärmeübergangsgesetz

Für den Wärmeübergang zwischen der Heizfläche und dem Kühlmittel (mit mittlerer Kanaltemperatur) wird nach [67] angesetzt:

$$\text{Nu} = a + b (\text{Re} \cdot \text{Pr})^c$$

wobei $a = 0,25 + 6,20 P/D$

$$b = -0,007 + 0,032 P/D$$

$$c = 0,800 - 0,024 P/D$$

P - Stabteilung

D - Stabdurchmesser

Damit kann für den Teil einer Heizfläche, der im bezogenen Unterkanal liegt, die azimutal gemittelte Wandtemperatur angegeben werden.

C4. Mathematisches Lösungsverfahren

Die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte wird in die Impulsgleichung durch eine einfache Iteration eingearbeitet. Als Abbruchschranke dient die Massenbilanz, die i.a. mit einer Genauigkeit von 10^{-4} oder besser erfüllt wird.

Das Gleichungssystem für die Energie, dessen Variablenvektor das Temperaturfeld ist, wird mit dem Gauß-Seidel-Verfahren bis zu einer Genauigkeit von 10^{-3} gelöst. Diese Abbruchschranke kennzeichnet zwar nicht notwendigerweise die Genauigkeit des Temperaturfeldes, die damit errechnete Energiebilanz ist jedoch in der Regel von gleicher Größenordnung genau.

C. 5. Geometrische Vereinfachungen

In der Aufgabe 3 wurde die freie Unterkanalfläche aus dem P/D-Verhältnis errechnet, d.h. das aus Stab- und Wendeldrahtdurchmesser sich ergebende Spiel blieb außer Betracht. Die Lage des Bündels im Elementkasten wurde zentrisch angenommen. In Aufgabe 4 wurde für den Strukturstab der Heizstabdurchmesser eingesetzt. Im übrigen ist die radiale Diskretisierung des Bündels in Abb. 1 dargestellt, wobei die Zahlen in den Schnittpunkten der Linien die Stabnummern bedeuten.

C.6. Wandtemperaturen

Die unter Punkt 3 genannte Gleichung erlaubt nur, die Temperatur beheizter Wände zu bestimmen. In Aufgabe 4 sind aber auch Temperaturen an der Kastenwand und an einem unbeheizten Stab gefragt. Sofern möglich, wurden diese durch lineare Extrapolation aus der bekannten Temperatur einer gegenüberliegenden Wand und der mittleren Kühlmitteltemperatur errechnet, sonst gleich der Kanalmitteltemperatur gesetzt. Für Temperaturen, die an anderen Orten gefragt waren, als sie vom Rechenprogramm angegeben werden, wurde ebenfalls linear interpoliert.

C.7. Bemerkungen zum Vergleichsverfahren

Zur Beurteilung der vorliegenden Arbeit muß der Idealfall, d.h. eine korrekte Code-Verifizierung, herangezogen werden. Dazu müßte mehr Aufwand getrieben werden, u.a. wäre dafür erforderlich:

- a) Alle experimentellen Ergebnisse müßten mit Fehler-schranken angegeben werden. Hauptproblem ist hier bei großen Temperaturgradienten die Unsicherheit in der Kenntnis der Position der Thermo-elemente. Bei wendelförmigen Abstandshaltern kommt noch die Unkenntnis der Feinstruktur der Strömung hinzu.
- b) Auch die Rechenergebnisse müßten mit einem Unsicherheitsbereich angegeben werden. Dieser wird beeinflußt durch die Genauigkeit der verwendeten Stoffgesetze, technisch-physikalischen Beziehungen und durch die mit Toleranzen behafteten Eingabewerte des Codes; er müßte durch Parameterstudien ermittelt werden.

c) Der Vergleich zwischen Rechnung und Experiment setzt den nach Größe und Ort bekannten, experimentellen Wert mit dem gerechneten, nur der Größe nach bekannten Mittelwert der Unterkanaltemperatur in Beziehung. Dieser systematische Fehler und seine Abhängigkeit vom Gradienten des Temperaturfeldes sollte untersucht werden.

Die Überdeckung der Unsicherheitsbereiche von a) und b) wäre dann ein Maß für die Güte eines Rechenprogramms und der darin verwendeten Modelle. Darüber hinaus gibt dieses Verfahren verlässliche Anhaltspunkte für die Fehler-schranken der Rechenergebnisse.

C.8. LITERATUR

- [1] W. Baumann
MISTRAL II-Thermodynamischer Mischströmungs-
algorithmus für Stabbündel
KFK 1605, Juni 1972
- [2] K. Rehme
Widerstandsbeiwerte von Gitterabstandshaltern
für Reaktorbrannelemente
KFK 1205, April 1970
- [3] W. Baumann, H. Hoffmann, R. Möller
Fuel rod bundles with various spacer designs for
sodium-cooled fast reactors
IAEA-SM-130/38, Wien 1970
- [4] K. Rehme
Untersuchung des Druckverlustes für längs durch-
strömte Stabbündel mit Spiraldrahtabstandshaltern
Externer Bericht INR-4/68-16, Febr. 1968

[5]

H. Hoffmann

Experimentelle Untersuchung zur Kühlmittelquervermischung und zum Druckabfall in Stabbündeln mit wendelförmigen Abstandshaltern

KFK 1843, Dezember 1973

[6]

Gräber, Rieger

Experimental study of heat transfer to liquid metals flowing in-line through tube bundles

Progr. in Heat and Mass Transfer, Vol. VII, 1973 (151-167)

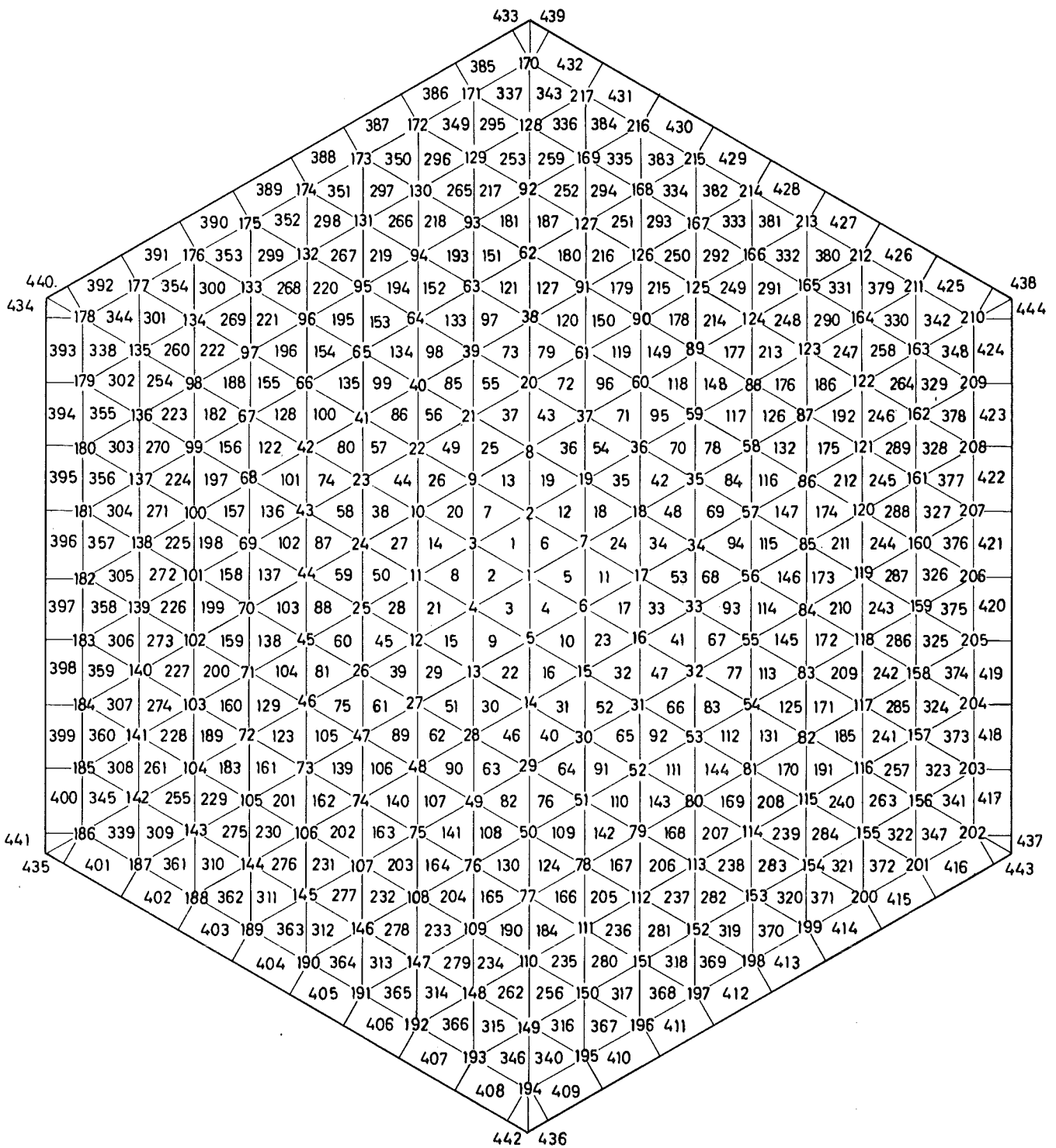


Abb. 1: Radiale Diskretisierung eines 217 - Stabbündels

D. Diskussionsbeitrag zu den KTG-Vergleichsrechnungen

C. Coors, J. Heinecke, G. Weber
INTERATOM, Bensberg

D.1. Rechenprogramm

Die Vergleichsrechnungen wurden mit dem Programm CIA, der INTERATOM-Version des Programms COBRA II¹⁾, durchgeführt. CIA berechnet die stationäre Durchsatz- und Temperaturverteilung in den Unterkanälen von Stabbündeln. Das Programm verwendet ein mathematisches Modell, das Mischungsvorgänge zwischen den Unterkanälen infolge Wärmeleitung, Turbulenz und Umlenkströmungen berücksichtigt. Die das Modell beschreibenden Gleichungen werden als Anfangswert-Problem behandelt und mit Hilfe eines Differenzenschemas gelöst. Die vier wesentlichen Gleichungen sind die

Massenbilanz

$$\frac{d\dot{m}_i}{dx} = - \sum_{j=1}^N W_{ij}$$

Energiebilanz

$$\dot{m}_i \frac{dh_i}{dx} = \dot{q}_i - \sum_{j=1}^N (h_i - h_j) W_{ij} - \sum_{j=1}^N (t_i - t_j) \cdot C_{ij} + \sum_{j=1}^N (h_i - h^+) W_{ij}$$

1) D.S. Rowe, COBRA II - A digital computer program for thermohydraulic subchannel analysis of rod bundle nuclear fuel elements, BNWL-1229, Febr. 1970

Impulsbilanz in Strömungsrichtung

$$\frac{dp_i}{dx} = - \left(\frac{\dot{m}_i}{A_i} \right)^2 \left[f_i \frac{1}{2\rho_i d_i} + \zeta'_i \frac{1}{2\rho_i} + A_i \cdot \frac{d\left(\frac{1}{\rho_i A_i}\right)}{dx} \right] \\ - \rho_i \cdot g \cos\theta - \frac{1}{A_i} \sum_{j=1}^N (U_i - U_j) W_{ij}' + \frac{1}{A_i} \sum_{j=1}^N (2 U_i - U^+) W_{ij}$$

Impulsbilanz senkrecht zur Strömungsrichtung

$$D_{ij} \mid W_{ij} \mid W_{ij} = P_i - P_j$$

wobei die folgenden Beziehungen verwendet werden:

$$f_i = a_i \cdot Re_i^{b_i} + c_i$$

$$\zeta'_i = \frac{\zeta_i}{\Delta x}$$

$$W_{ij}' = \beta_{ij} S_{ij} \frac{\dot{m}_i + \dot{m}_j}{A_i + A_j}$$

$$C_{ij} = \frac{\lambda_i + \lambda_j}{2} \frac{S_{ij}}{Z_{ij}}$$

$$D_{ij} = \frac{(f_l)}{4 S_{ij}^3 \rho_i}$$

Dabei bedeuten:

- | | | |
|---|-----------------------|---|
| a | $\left[- \right]$ | Konstante in der Reibungsbeiwertbeziehung |
| A | $\left[m \right]$ | Kühlkanalquerschnitt |
| b | $\left[- \right]$ | Konstante in der Reibungsbeiwertbeziehung |
| c | $\left[- \right]$ | Konstante in der Reibungsbeiwertbeziehung |
| C | $\left[W/m \right]$ | Wärmeleitkoeffizient |
| d | $\left[m \right]$ | hydraulischer Durchmesser |
| D | $\left[m/kg \right]$ | Querstromdruckverlustkoeffizient |

f	$[-]$	Reibungsbeiwert
(f1)	$[m]$	Querströmreibungsfaktor
g	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
h	$[J/kg]$	Enthalpie
m	$[kg/s]$	Kanaldurchsatz
N	$[-]$	Anzahl der Kühlkanäle
p	$[N/m^2]$	Kühlmitteldruck
\dot{q}	$[W/m]$	Kanallängenleistung
Re	$[-]$	Reynoldszahl
S	$[m]$	Spaltbreite zwischen zwei Kanälen
t	$[^{\circ}C]$	Kühlmitteltemperatur
U	$[m/s]$	Kühlmittelgeschwindigkeit
W	$[kg/sm]$	Querstrom zwischen Unterkanälen mit Nettomassentransport
W'	$[kg/sm]$	Querstrom zwischen Unterkanälen ohne Nettomassentransport
Z	$[m]$	Abstand der Schwerpunkte zweier Unterkanäle
β	$[-]$	Mischungsbeiwert
ρ	$[kg/m^3]$	Kühlmitteldichte
λ	$[W/mK]$	Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels
θ	$[rad]$	Kanalneigung
ζ	$[-]$	Gitterwiderstandsbeiwert
Δx	$[m]$	Rechenschrittlänge
i,j		Kanalnummer
ij		Kontakt zwischen Kanal i und Kanal j
+		effektiv:
		$u^+ = u_i$ für $w_{ij} \geq 0$
		$u^+ = u_j$ für $w_{ij} < 0$
		$h^+ = h_i$ für $w_{ij} \geq 0$
		$h^+ = h_j$ für $w_{ij} < 0$

D.2. Eingabedaten

Die wichtigsten geometrischen und thermohydraulischen Eingabedaten sind in der Tab. 1 zusammengestellt. Im folgenden werden noch einige Erläuterungen gegeben.

Aufgabe 1 und 3: Drahtwendelabstandshalter

Die Druckverlustberechnung erfolgt nach der Methode von Rehme²⁾. Ursprünglich ist die darin angegebene Beziehung gedacht für Bündel. Um sie auch für Unterkanäle anwenden zu können, werden für den hydraulischen Durchmesser, den Durchsatz und die Strömungsfläche die Kanalgrößen eingesetzt, und außerdem wird das Umfangsverhältnis $U_{\text{Bündel}} / U_{\text{gesamt}}$ zu 1 gesetzt.

Das Bündel wird in zwei Zonen eingeteilt, Zone 1 (alle Dreieckskanäle) erhält einen für alle Kanäle gleichen Mischungsbeiwert, und zwar den in Tab. 1 angegebenen Wert β . Zone 2 (Rand- und Eckkanäle) ist gekennzeichnet durch eine gleichbleibende, von der Wendelstellung unabhängige Strömung in Umfangsrichtung. In jedem Rechenschritt gibt der Randkanal i einen Teil seines Durchsatzes an den benachbarten Randkanal j ab. Die Größe dieses Querstromes ist abhängig von der Wendelsteigung und vom Durchmesser des Wendeldrahtes.

$$\text{Randquerstrom Aufgabe 1} \quad \frac{W_{ij}}{\dot{m}_i} = 19,1 \quad \left[\frac{1}{m} \right]$$

$$\text{Randquerstrom Aufgabe 2} \quad \frac{W_{ij}}{\dot{m}_i} = 3,82 \quad \left[\frac{1}{m} \right]$$

Für die Randkontakte wird $\beta = 0$ gesetzt.

²⁾ K. Rehme: Systematische experimentelle Untersuchung der Abhängigkeit des Druckverlustes von der geometrischen Anordnung für längs durchströmte Stabbündel mit Spiraldrahtwendelabstandshaltern, KFK-INR-4/68-16, Februar 1968

Aufgabe 2: Gitterabstandshalter

Die Gitterdruckverlustbeiwerte werden nach folgender Beziehung berechnet:

$$\zeta_i = 11,57 \left(\frac{A_{AH_i}}{A_i} \right)^2$$

wobei A_{AH_i} die Stirnfläche des Abstandshalters im Kanal i ist. Der in Tab. 1 angegebene Mischungsbeiwert β wird für alle Kanalpaarungen angesetzt.

Tabelle 1 Eingabedaten zu den KTG-Vergleichsrechnungen

Aufgabe	1	2	3
<hr/>			
Strömungsflächen A_i [10^{-6} m^2]			
- Dreieckskanal	11,45	12,887	27,73
- Randkanal	23,147	19,311	57,30
- Rand/Eckkanal	27,326	-	-
- Eckkanal	-	4,778	14,83
<hr/>			
hydraulischer Durchmesser d_i [10^{-3} m]			
- Dreieckskanal	3,68	5,47	4,33
- Randkanal	4,55	4,46	5,46
- Rand/Eckkanal	4,36	-	-
- Eckkanal	-	6,2	3,15
<hr/>			
Gitterwiderstandsbeiwert ζ_i [-]			
- Dreieckskanal	-	0,629	-
- Randkanal	-	1,973	-
- Eckkanal	-	0,508	-
<hr/>			
Reibungsbeiwertkonstanten [-]			
a	0,2754	0,184	0,1637
b	-0,17	-0,2	-0,17
c	0,0	0,0	0,0
<hr/>			
Mischungsbeiwert [-]			
β	0,051	0,0075	0,0361
<hr/>			
Rechenschrittlänge [m]			
Δx	0,01667	0,05	0,025
<hr/>			

Anhang 2: Allgemeine Diskussion

W. Baumann (GfK, Karlsruhe)

Es wurden einerseits Diagramme gezeigt, in welchen die berechneten Temperaturkurven erstaunlich gut mit den Meßpunkten übereinstimmen, z.B. beim "SWIRL"-Effekt. Sie haben andererseits Diagramme gezeigt, in welchen selbst der Tendenz nach eine Diskrepanz zwischen Rechen- und Meßwerten auftritt. Gibt es eine Erklärung dafür, warum einmal Unterschiede auftreten und ein andermal nicht?

H. Hoffmann

Die Unterschiede zwischen Rechen- und Meßwerten lassen sich auf verschiedene Weise erklären. Teilweise beruhen sie auf den in den verwendeten Rechenprogrammen enthaltenen unterschiedlichen Modellvorstellungen für den Energieaustausch zwischen benachbarten Teilkanälen eines Bündels (z.B. "SWIRL"-Effekte auch innerhalb des Bündels beachtet oder nicht beachtet) und den angenommenen unterschiedlich großen Austauschkoefizienten. Zum anderen liegt es auch an der Genauigkeit der Meßwerte und deren Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen.

H. Miller (GfK, Karlsruhe)

Wie sind die in den Diagrammen angegebenen Toleranzen der experimentell gemessenen Temperaturen zustande gekommen?

H. Hoffmann

Die angegebenen Bänder stellen mit den in den Teilkanälen installierten Thermoelementen gemessene maximale bzw. minimale Temperaturen dar, und zwar bezogen auf die in gleichen Abständen vom beheizten Stab liegenden Kanäle (Abb. 8b).

Dabei wurden, vom Wandstab in Richtung y ausgehend, die symmetrisch zur Achse $y-y$ liegenden Teilkanäle berücksichtigt. Die große Toleranz im Bereich des Zentralstabes ergibt sich aus den 5 in den zentralen Teilkanälen gemessenen Kühlmitteltemperaturen. Die Abweichung vom gemittelten Wert nach oben stellt also die höchste gemessene Temperatur, die Abweichung nach unten die niedrigste gemessene Temperatur dar. Die Meßunsicherheiten sind hierbei noch nicht enthalten. Die großen Abweichungen werden teilweise verursacht durch die insbesondere während des Betriebes nicht exakt angebbare örtliche Lage der Thermolemente im Strömungskanal, andererseits durch noch nicht deutbare Strömungsvorgänge im Bündel, insbesondere bei Anwesenheit wendelförmiger Abstandshalter.

K. Götzmann (KWU, Erlangen)

Welche Genauigkeit schreiben die Experimentatoren ihren Messungen zu?

H. Hoffmann

Bezüglich der Aufgaben 1 und 2:

- Die Messungen waren reproduzierbar, d.h. sie wurden unter Wiederholungsbedingungen durchgeführt (Zeitabstand bis 6 Monate).
- Es wurden geeichte Thermolemente und Durchflußmesser verwendet.
- Es muß zwischen zwei, die Unsicherheit der Meßwerte beeinflussenden Phänomenen unterschieden werden, nämlich einerseits der statistischen Schwankung eines Meßwertes unter Beachtung der Genauigkeit der Meßwerterfassungsanlage, andererseits der durch die örtlichen Lagen der Thermolemente in den Teilkanälen des Bündels verursachten Unsicherheiten.

Die installierten Thermoelemente von 0,5 mm Durchmesser messen lokale Temperaturen. Die Anzeigen von Thermoelementen, die in Teilkanälen installiert sind, welche auf gleichem Radius zum beheizten Stab liegen, werden gemittelt und diese gemittelten Temperaturen quasi als "mittlere" Teilkanaltemperaturen betrachtet. Durch die Einbautoleranzen ergeben sich unterschiedliche Anzeigen der Thermoelemente, je nachdem, ob diese mehr oder weniger zum beheizten Stab hin liegen. Insgesamt ergibt sich daraus eine einer Toleranzfläche ($\approx 10\%$ der Teilkanalfläche) zuzuordnende mittlere Temperatur. Andererseits werden - wie bereits erwähnt - diese gemessenen unterschiedlichen Temperaturen auch durch noch nicht erfaßbare und deutbare Strömungsvorgänge im Bündel, insbesondere bei Anwesenheit wendelförmiger Abstandshalter, verursacht. Beachtet man dies, so kann zur "Genauigkeit" der Messungen festgehalten werden:

Die Genauigkeiten von Durchsatz-, Leistungs- und Temperaturmessungen:

- Durchflußmesser (geeicht) inclusive Anzeige: $\leq \pm 4 \%$
- Leistung der Heizstäbe inclusive Anzeige: $\leq \pm 1 \%$
- Thermoelemente (geeicht) inclusive Anzeige: $\leq \pm 0,3\%$

Die während der Versuchsdurchführung aufgetretenen statistischen Schwankungen der einzelnen Meßwerte, die zur Mittelwertbildung aus jeweils 10 Meßreihen verwendet wurden, führen zu folgenden Standardabweichungen σ (statistische Sicherheit 95% nach DIN 1319).

- Durchfluß: $\leq \pm 2,5 \%$
- Leistung: $\leq \pm 0,3 \%$
- Temperatur: $\leq \pm 0,1 \%$

Die Messungen der lokalen Temperaturen waren damit mit sehr hoher Genauigkeit möglich ($< \pm 0,5^{\circ}\text{C}$).

Unter Beachtung der Unsicherheiten aus der Thermoelementlage und der zur Zeit noch nicht möglichen Zuordnung von gemessenen lokalen Temperaturen und lokalen Strömungsvorgängen im Bündel ergeben sich wesentlich größere Abweichungen gemessener lokaler Werte vom daraus errechneten Mittelwert aller Anzeigen vergleichbarer Thermoelemente (gleicher Abstand vom beheizten Stab !). Die Vertrauensgrenzen werden daher wesentlich größer und betragen für die i.a. 5 Thermoelemente auf gleichen Radien vom beheizten Stab für die statistische Sicherheit 95% maximal für die 1. Aufgabe $\approx \pm 30\%$, für die 2. Aufgabe $\approx \pm 22\%$.

PHYSICAL AND MATHEMATICAL MODELLING OF
ROD BUNDLE THERMOHYDRAULICS

R. Nijsing
EURATOM, Ispra

1. Scope

The thermohydraulic analysis is aimed at establishing the spatial temperature distribution in the fuel element. This knowledge is primarily used for predicting the mechanical behaviour of fuel rods and structural materials. According to the area of application three cases may be considered:

- a) A nominal geometry and steady thermohydraulic conditions.
- b) An anomalous geometry and (quasi) steady thermohydraulic conditions.
- c) A nominal geometry and transient thermohydraulic conditions.

The first case is considered in thermal design. The geometrical anomaly pertaining to case b) regards the presence of flow restrictions extending over part of the bundle. Its cause may be (i) swelling and bowing of rods or channel walls, (ii) the presence of foreign objects. The interest is on two aspects both related to reactor safety. One concerns the temperature

distribution in the region of (incipient) failure which determines whether failure propagation may occur. The other regards the effect of geometrical anomalies on the time-average or fluctuating temperature field at the fuel element outlet which may potentially be used for early failure detection.

Case c) is also related to reactor safety and regards the thermohydraulic transient arising as a consequence of a sudden loss of cooling and/or a power excursion. The aim is here to provide a scenario of thermohydraulic events and to establish the failure threshold.

2. Approach

A first step in the development of a thermohydraulic fuel element analysis is to set up a physical model for the flow- and heat transfer processes in the coolant region. Such a model in order to be realistic, requires a good understanding of flow mechanisms and a "feeling" for the relative importance of competing thermohydraulic transport phenomena. Fig. 1 provides information on the possible types of flow behaviour.

The most crude approach (Fig. 2) is to ignore variations of flow and heat transfer in the cross section and to visualize the fuel rod bundle as a single channel characterized by the same equivalent hydraulic (thermal) diameter in which coolant velocity and heat source density equal the cross section average values in the bundle. The above approach is still being applied in reactor safety analysis (e.g. for analysis of the consequences of loss of coolant accidents).

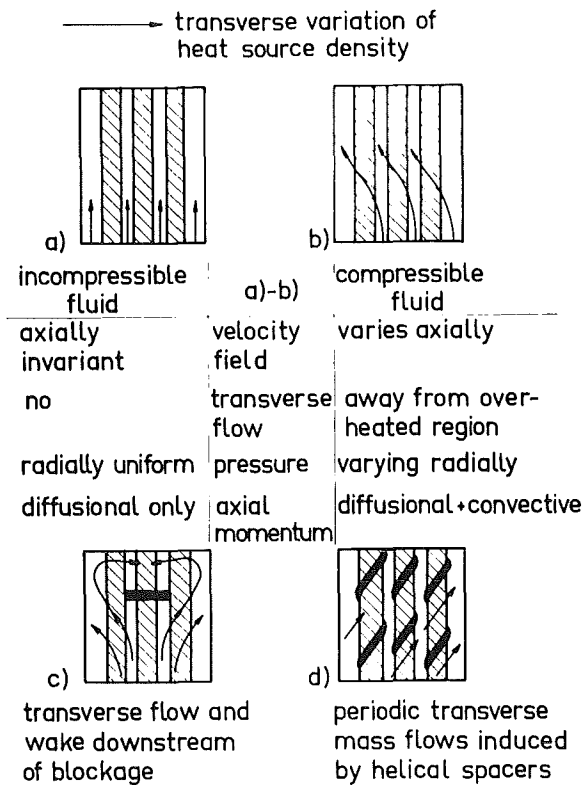


Fig. 1: Rod bundle flow behaviour

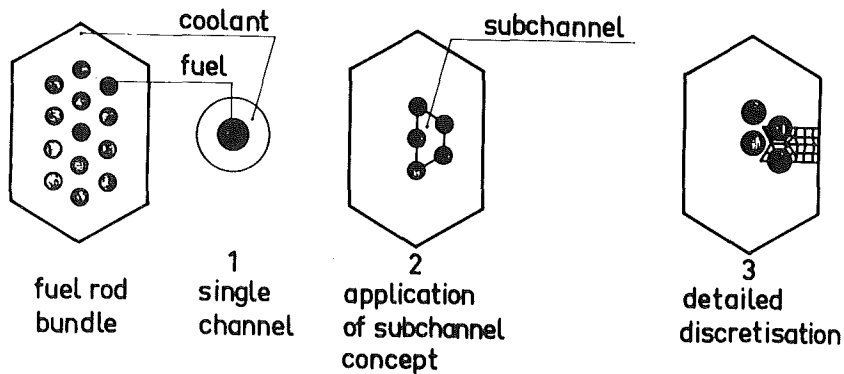


Fig. 2: Modelling of bundle section

For design purposes one must establish whether variations in heat source density and geometry across the bundle may lead to unacceptable temperature variations of fuel cladding and structural materials. For this usually an approach is applied which involves the subdivision of the bundle flow area into sub-channels (flow channels bounded by adjacent rods) in

which the hydrodynamic and thermal coolant conditions are characterized by bulk average values. Thermohydraulic interactions between subchannels are described in terms of "intersubchannel mixing coefficients" which can either be determined by carrying out suitable thermohydraulic experiments in rod bundles or be computed applying simplified theoretical models based on local transport characteristics. More detailed and precise information can be obtained when the flow area is discretised into a larger number of elements. As a consequence the number of equations to be solved becomes much larger and this leads to an increase of computer time and computer storage requirements. In addition the physical description requires here a more basic knowledge of the flow situation than is necessary for applying the subchannel concept.

The mathematical description of the physical transport processes must be based on application of the conservation principles for mass, momentum and energy. This is illustrated in Figures 3-7 for a situation of steady 2-dimensional flow.

- CONSERVATION OF: MASS
- AXIAL MOMENTUM
- TRANSVERSE MOMENTUM
- ENERGY

- STEADY 2-DIMENSIONAL FLOW

- DISCRETISATION IN DIRECTION NORMAL TO FLOW

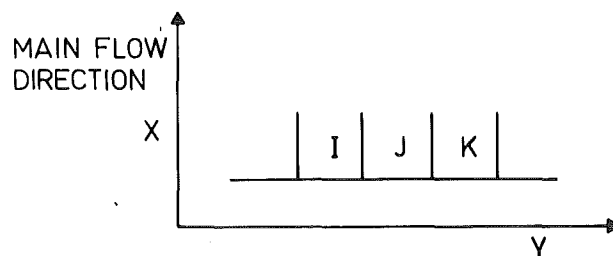


Fig. 3

The flow section in a plane normal to the main flow direction x is discretised in elements I, J, K, etc. along the coordinate y . According to Fig. 4 the sum of the mass flow rates G entering the element J equal those leaving the element.

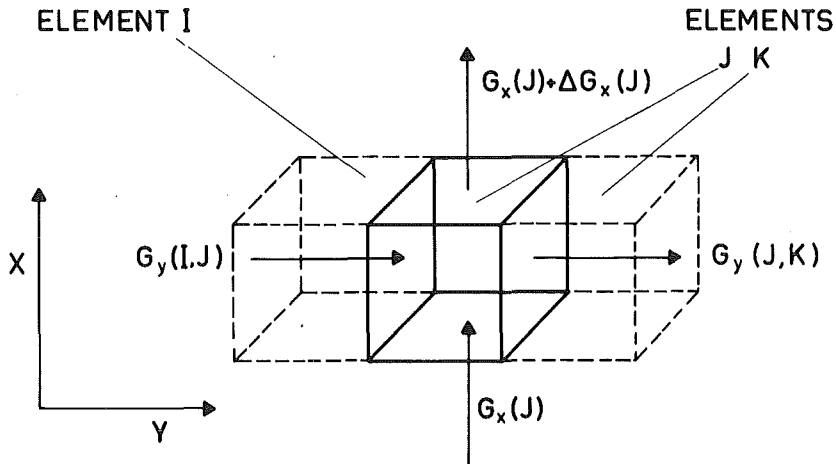


Fig. 4: Mass conservation

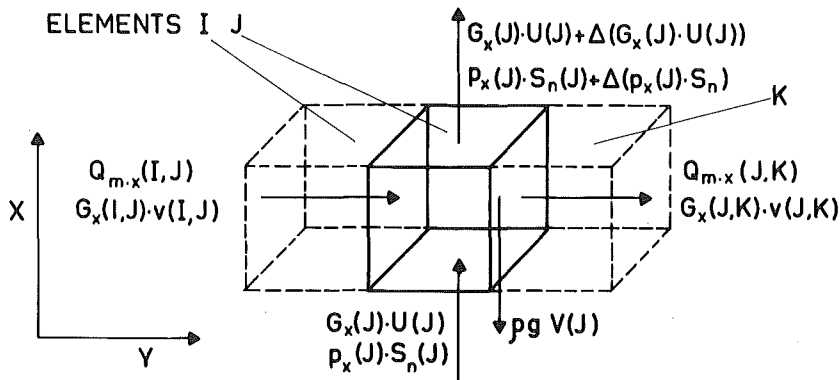


Fig. 5: Conservation of axial momentum

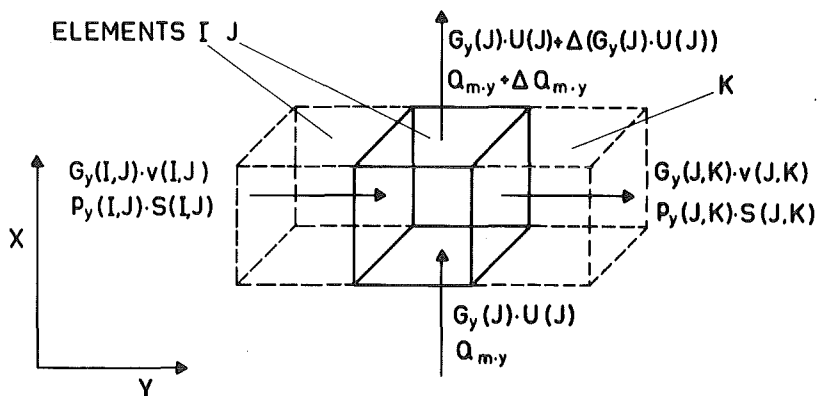


Fig. 6: Conservation of transverse momentum

In Fig. 5 and 6 axial and transverse momentum balances are applied to the element J. The terms $G_x(J) \cdot u(J)$ and $G_x(I,J) \cdot v(I,J)$ represent convective axial and lateral transfer rates respectively of axial momentum. The terms $G_y(J) \cdot u(J)$ and $G_y(I,J) \cdot v(I,J)$ idem for transverse momentum. The terms $p_x(J) \cdot S_n(J)$ and $p_y(I,J) \cdot S(I,J)$ denote pressure forces in the main flow direction x and the transverse direction y. $Q_{m,x}$ and $Q_{m,y}$ indicate rates of diffusional transport of axial momentum and transverse momentum in the transverse and axial directions respectively. The term $\rho gV(J)$ represents the gravity force. In Fig. 7 a heat balance is applied to element J. The terms $G_x(J) \cdot H(J)$ and $G_y(I,J) \cdot H(I,J)$ represent convective axial and transverse heat flows respectively, whereas $Q_h(J)$ and $Q_h(I,J)$ denote diffusional heat transport rates in the axial and transverse directions.

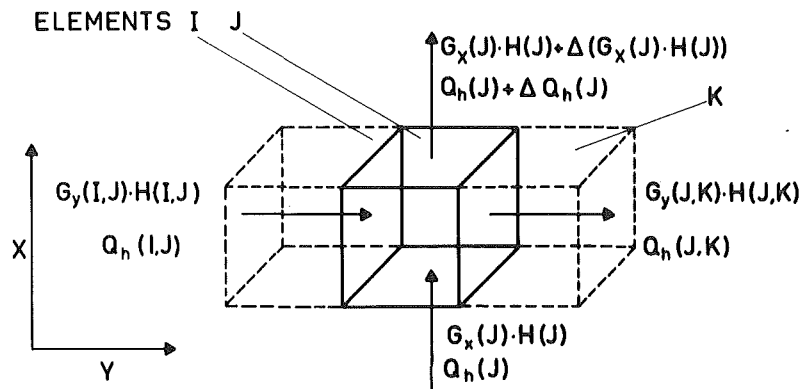


Fig. 7: Energy conservation

When the volume element J is "microscopic", the transport parameters referred to above may be taken constant over the faces of the element. When element J is "macroscopic" these parameters may be considered area-average quantities. In order to improve the accuracy of the "macroscopic element" approach one may assume that the afore parameters are a function of x and y (e.g. a linear function) within the element. It depends on the problem considered whether the conservation equations still may be simplified. E.g. for the

case of incompressible flow in a channel of uniform flow section at a sufficiently long distance from the inlet, the transverse momentum balance may be ignored and in the axial momentum balance the transverse convective terms may be disregarded. In the "hydrodynamic entrance region" of this channel it is often justified to assume a transverse uniformity of the pressure and hence to ignore the transverse momentum balance. These aspects are dealt within the paper by Eifler [1]. Before the momentum and energy equations can be used in practice, the diffusional flux terms in these equations must be expressed in terms of their driving forces, i.e. the mean velocity gradients and mean temperature gradients respectively. These aspects will be dealt within the next chapters for the case of steady single phase turbulent flow in an unperturbed geometry.

3. Turbulent transport characteristics

A situation of fully developed turbulent flow is considered, where secondary flow may be neglected. Diffusional momentum and heat fluxes $q_{m,y}$ and $q_{h,y}$ incorporate contributions due to molecular effects and turbulent velocity fluctuations. This is expressed by:

$$q_{m,y} = -\rho\nu \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \overline{u'v'} \quad (1)$$

$$q_{h,y} = -c_p \rho a \frac{\partial T}{\partial y} + c_p \rho \overline{T'v'} \quad (2)$$

The turbulent flux terms $u'v'$ and $T'v'$ representing one-point correlations between the fluctuating quantities u' , v' and T' , v' respectively are related to the time-average gradients of u and T by:

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

$$\overline{T'v'} = - \epsilon_h \frac{\partial T}{\partial y} \quad (4)$$

which represent the definition equations for the turbulent diffusivities ϵ_m and ϵ_h .

Extensive studies have shown that both for simple geometries and rod bundle geometries the turbulent diffusivity for momentum transport normally to the wall, is given by an expression of the form [2]:

$$\epsilon_{m,r} = F(y, Y_o) \cdot \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (5)$$

In the central flow region the above equation is reasonably well approximated by [2]:

$$\epsilon_{m,r} = c \cdot Y_o \cdot \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (6)$$

where c has the approximate value 0.07. For low Prandtl number coolants the ratio of turbulent diffusivities for heat and momentum ψ may be significantly affected by conduction effects. The expressions used by us for ψ is a modification of a relation established by Bolkov et al. [3]:

$$\psi = 1.45 \left(\frac{u}{u_{\max}} \right)^{0.5} \left\{ 1 - \exp \left(-1.24 \cdot 10^{-5} F_\alpha \frac{y_o}{d_e} \text{Re} \sqrt[3]{\text{Pr}} \right) \right\} \quad (7)$$

The relation for $\epsilon_{m,r}$ suggests that the diffusivity for circumferential transport (i.e. parallel to the wall) will also be rather uniform in the central flow region.

Results of experiments involving lateral turbulent diffusion of mass in an axial flow of water between parallel plates in the Reynolds number of 30,000 - 90,000 could be well correlated by [4]:

$$\epsilon = 0.178 y_0 \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (8)$$

indicating anisotropic behaviour of turbulence.

4. Lumped and local approach for heat exchange in the bundle cross section⁺⁾

4.1 Heat transport between adjacent subchannels due to turbulent diffusion and conduction

For the present considerations which regard inter-subchannel transport of heat in assemblies of bare parallel rods, it is assumed that conduction and turbulent diffusion represent the sole mechanisms of transport. For the case of heat transport, the approach usually followed is to apply:

$$\frac{dQ_h}{dz} = w(\epsilon_h + a) c_p \rho \left(\frac{dT}{dy} \right)_{IJ}, \quad (9)$$

where dQ_h/dz is the intersubchannel heat flow per unit of axial distance, w is the rod clearance, ϵ_h is the turbulent heat diffusivity, a is the thermal diffusivity, c_p is the specific heat, ρ is the density, and to approximate the radially averaged temperature gradient at the boundary between the adjacent subchannels by

$$\left(\frac{dT}{dy} \right)_{IJ} = \frac{T(I) - T(J)}{Y_{IJ}} \quad (10)$$

⁺⁾ The contents of this chapter is largely based on references [5] - [7].

where $T(I)$ and $T(J)$ are the bulk coolant temperatures in subchannels I and J respectively, and Y_{IJ} is a mixing distance, usually the distance between subchannel centroids (Fig. 8).

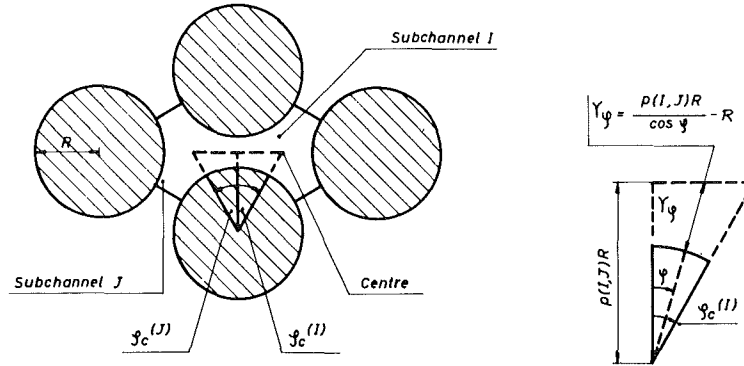


Fig. 8: Turbulent diffusive transport between central subchannels I and J

With the definition of enthalpy according to

$$dH = c_p dT, \quad (11)$$

eqs. (9) and (10) may be combined as

$$\frac{dQ_h}{dz} = w (\epsilon_h + a) \rho \frac{H(I) - H(J)}{Y_{IJ}} \quad (12)$$

where $H(I)$ denotes the bulk average value of the coolant enthalpy in subchannel I. Defining the heat mixing coefficient $\beta(I,J)$ as

$$\beta(I,J) = \frac{dQ_h}{dz \{H(I) - H(J)\}}, \quad (13)$$

eq. (12) gives

$$\beta(I,J) = \frac{w}{Y_{IJ}} (\epsilon_h + a) \rho. \quad (14)$$

To enable numerical prediction of $\beta(I,J)$ the turbulent diffusivity ϵ_h is usually expressed as an average for the two adjacent subchannels and related to the Reynolds and Prandtl numbers in each of these subchannels. The accuracy of eq. (14) depends to a large extent on the type of expression assumed for the turbulent diffusivity and is further affected by the approximative nature of eq. (10). In this connection it is worth pointing out that eq. (10) tends to give pessimistic results. This is due to the fact that the width of the gap available for lateral heat transport varies with angular position reaching a minimum at the boundary between subchannels I and J.

The intersubchannel mixing model employed by us differs from that referred to above in that it considers separately the diffusive transport rates in each of the two subchannels and is able to take into account the locally varying turbulent transport characteristics inside a given subchannel. It predicts heat mixing coefficients $\beta(I,J)$ as defined by eq. (13).

Interactions are considered between adjacent subchannels I and J such as schematically represented in Fig. 8. The basic - mostly pessimistic - assumption underlying the present mixing model is that the circumferential flow of heat inside each of the subchannels I and J is invariant within the interval $-\varphi_e(J) \leq \varphi \leq \varphi_e(I)$ and hence is equal in this range to the intersubchannel rate quantity Q_h . Here $\varphi_e(I)$ denotes a reference position in subchannel I which for the nominal case is set equal to $\varphi_c(I)$, the circumferential position that corresponds to the centroid of subchannel I. At each φ position in the above interval circumferential heat transport rates are assumed to be given by

$$\frac{dQ_h}{dz} = - 2Y_\varphi (\Psi \epsilon_\varphi + a) \rho \frac{dH_{lm\varphi}}{r_{eff} d\varphi} \quad (15)$$

In the above, $H_{lm\varphi}$ denotes the radially averaged enthalpy of the coolant at φ , ϵ_φ is the angular position dependent radially averaged turbulent diffusivity for circumferential momentum transport, Ψ denotes the ratio of turbulent diffusivities for heat and momentum transfer and Y_φ is a radial distance parameter given for the triangular subchannels of Fig. 8 by

$$Y_\varphi = \frac{p(I,J) \cdot R}{\cos \varphi} - R, \quad (16)$$

where $p(I,J)$ is the pitch-to-diameter ratio of the rods separating subchannels I and J. The parameter r_{eff} denotes an effective radial position approximated by

$$r_{eff} = p(I,J) \cdot R. \quad (17)$$

In order to derive an expression for $\beta(I,J)$ it is necessary to make an assumption with regard to the circumferential position inside a subchannel I, at which $H_{lm\varphi}$ equals the subchannel bulk value $H(I)$. The - mostly pessimistic - option underlying the present model is that this occurs at the position $\varphi_c(I)$. Integrating eq. (15) with respect to φ then yields the following expression for $\beta(I,J)$:

$$\{\beta(I,J)\}^{-1} = \overbrace{\int_0^{\varphi_e(I)} \frac{p(I,J)R}{2Y_\varphi (\Psi \epsilon_\varphi + a)} d\varphi}^{\text{contribution subchannel I}} + \overbrace{\int_0^{\varphi_e(J)} \frac{p(I,J)R}{2Y_\varphi (\Psi \epsilon_\varphi + a)} d\varphi}^{\text{contribution subchannel J}} \quad (18)$$

with $\varphi_e(I) = \varphi_c(I)$ and $\varphi_e(J) = \varphi_c(J)$.

The computation of $\beta(I,J)$ according to the above equations requires expressions to be available for the turbulent diffusivity ϵ_φ , and the diffusivity ratio Ψ . The choice for the turbulent diffusivity expression is based on the considerations presented in the preceding chapter.

4.2 Intersubchannel mixing caused by the presence of grid spacers

The presence of grid spacers at certain axial locations in the fuel rod assembly will affect the interchange of momentum and heat between subchannels as follows:

- a) Vortex formation downstream of the grid augments intensity and scale of turbulence and this entails an increase of the turbulent diffusivity. It has been shown that the incremental turbulent diffusion increases as the ratio of the free flow area in the grid to the undisturbed bundle flow area decreases. The relative importance of this effect appears to depend strongly on the shape of the grid device. Due to the decay of turbulence the diffusivity ϵ_φ will decrease with axial distance downstream of a grid towards the asymptotic value given by eq. (8).
- b) Since grid spacers represent obstructions to the axial coolant flow, they will induce also macroscopic interactions between subchannels. At short distances upstream and downstream of a grid a net-flow exchange will occur resulting into enhanced mixing. Near the wall of the flow duct where the grid resistance coefficient is likely to vary from one subchannel to another, lateral pressure differences may develop leading to intersubchannel cross flow over relatively large axial distances.

In the present model the mixing effects produced by grids are described as follows:

- 1) The enhancement of turbulent diffusivity ϵ_φ is considered to be constant over the axial distance interval between two grids. An enhancement factor F_g may be included for this purpose, in eq. (8).
- 2) The effect of intersubchannel cross flow on heat interchange is taken into consideration by introducing a grid mixing coefficient $\gamma(I,J)$ for macroscopic interactions between adjacent subchannels I and J.

$\gamma(I,J)$ is defined by a heat balance across the grid for the subchannel I

$$H(I)_d = H(I)_u + \sum_1^{N(I)} \frac{\gamma(I,J)}{G(I)} \{H(J)_u - H(I)_u\}, \quad (19)$$

where the subscripts d and u denote downstream and upstream positions. The summation in the second right-hand term of eq. (19) is carried out over the number of bounding subchannels $N(I)$. In this simplified procedure the macroscopic grid mixing effects which occur over a certain axial distance are localized at the axial position of the grid. The coefficient $\gamma(I,J)$ given as input information is specific for the grid design and ought to be determined experimentally.

4.3 Forced mixing between subchannels induced by helical spacers

Attention is given here to the mixing behaviour of rod assemblies with a helical-wire spacer system, schematically presented in Fig. 9. The dominating physical mechanism underlying intersubchannel heat transport is here a periodic transverse mass flow between adjacent subchannels, induced by the axially varying angular

position of the spacing wire. In a fundamental analysis of this process the following aspects need be taken into consideration.

- a) By mechanical action the fluid is forced to flow in the direction of spacer rotation. An additional cause of axially varying transverse mass flow between adjacent subchannels is due to the finite dimensions of the spacer which, traversing a subchannel, entails an axial variation of the subchannel flow section.

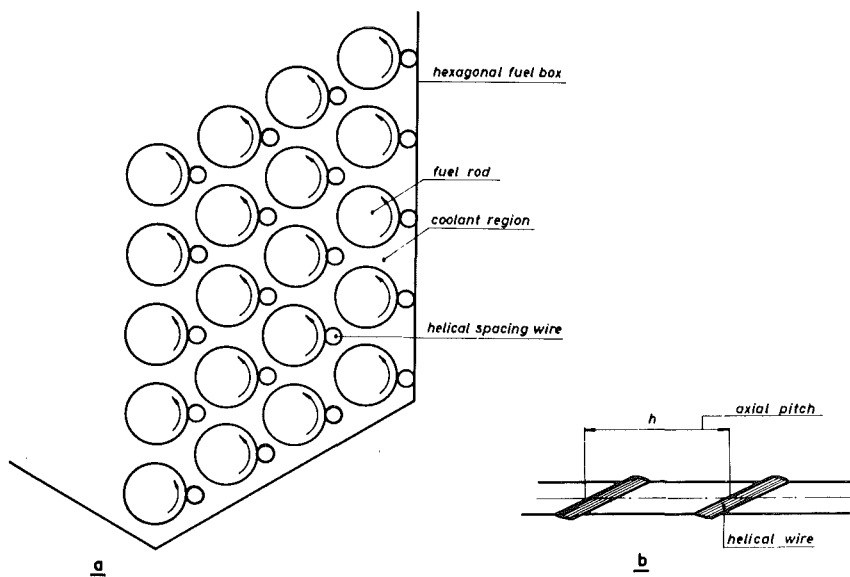


Fig. 9: Hexagonal fuel rod bundle with helical spacing wires

- b) The transverse mass flow into a given subchannel causes an increment of axial mass flow in that subchannel and produces secondary transverse motions of fluid into other bounding subchannels. The relative importance of these flow effects depends primarily on the axial subchannel flow resistance and the cross flow resistances between neighbouring subchannels.

- c) The transverse mass flows between central subchannels and between a central subchannel and a peripheral subchannel, undergo periodic variations with reversal of direction at distance intervals equal to half the axial spacer pitch h . Between two peripheral subchannels on the other hand, we have to make do with a single direction transverse mass flow, varying axially only in magnitude⁺⁾ as illustrated in Fig. 10.
- d) The net transport of fluid from one subchannel to another results in a transfer of heat at a rate depending on both the transverse mass flow and the coolant enthalpy in the gap between the two subchannels. The magnitude of the latter will depend on the mixing behaviour within a single subchannel.

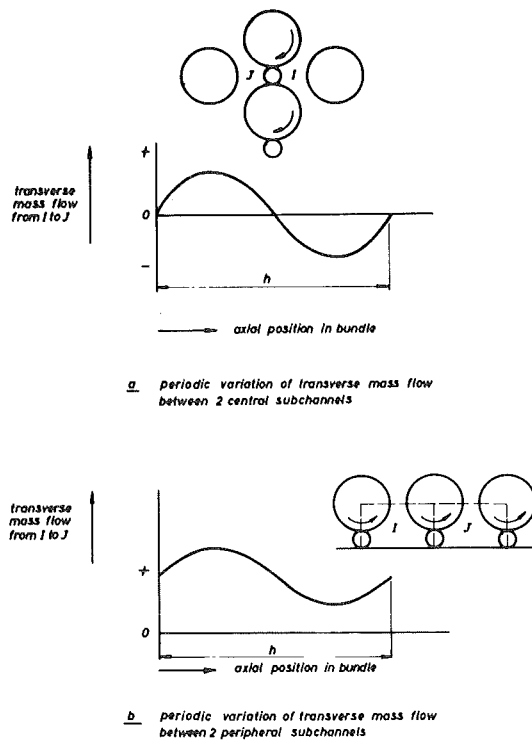


Fig. 10: Mixing behaviour in bundle with helical spacers

⁺⁾ This results in a net circumferential flow of coolant along the flow duct wall.

From the above, one may infer that in order to predict accurately the mixing behaviour of assemblies with helical spacers a rather detailed knowledge is required of the flow structure and of the transport properties in such systems. Of particular interest is the extent to which fluid follows the direction of the spacer and how local mixing within a subchannel affects the value of the coolant enthalpy in the gap with respect to the bulk subchannel value.

The hitherto limited knowledge on the details of coolant transport phenomena in rod bundles with helical spacers justifies a simplified approach for the description of subchannel interactions in these geometries. At axial locations where the spacer traverses the gap between rods in the direction from subchannel I towards subchannel J, the transverse mass flow reaches maximum values (Fig. 10). There the fluid is obliged to follow the spacer bodily into J, transporting heat at a rate given by

$$\frac{dQ_h}{dz} = \beta(I)H_g(I,J) \quad (20)$$

where $\beta(I)$ is a single direction convective transport coefficient given by

$$\beta(I) = d_s \pi \frac{d + d_s}{h} \rho U_g(I,J). \quad (21)$$

In the above equations $U_g(I,J)$ and $H_g(I,J)$ represent the axial coolant velocity and the coolant enthalpy respectively in the gap (I,J). In the present simplified description use is made of a continuous mixing model, involving axial averaging of intersubchannel transport effects.

For interactions between central subchannels or between a central subchannel and a peripheral subchannel where transport is of the two-direction type, the following procedure may be adopted:

- a) $H_g(I,J)$ and $U_g(I,J)$ are assumed to equal the bulk average values $H(I)$ and $U(I)$ of the donor subchannel I; and
- b) intersubchannel heat flows, alternating direction at axial distance intervals $h/2$, are assumed to be constant in each of these intervals and equal to the predictions of the maximum rate expressions (20) and (21). This results in the following expression for an axially averaged mixing coefficient $\beta(I,J)$ as defined by eq. (13)⁺:

$$\beta(I,J) = \frac{1}{4} d_s \pi \frac{d + d_s}{h} \rho \{U(I) + U(J)\} . \quad (22)$$

When applying the continuous mixing model to interactions between peripheral subchannels where a single direction transport mechanism is operative, the axially averaged lateral mass flows between peripheral subchannels must, because of continuity, be the same for each subchannel. The value of $U_g(I,J)$ in the "axially averaged version" of eq. (21) thus ought to be a constant, e.g. an averaged peripheral subchannel velocity U_p . Employing a procedure similar to that outlined above, leads to the following rate expressions:

$$\frac{dQ_h}{dz} = \beta(I)H(I) \quad (23)$$

and

$$\beta(I) = d_s \pi \frac{d + d_s}{h} \rho U_p . \quad (24)$$

It is worth emphasizing that the mixing rates predicted by eqs. (22) and (23) are based on maximum possible values of the transverse mass flow rates.

⁺) This procedure is strictly correct only when the enthalpy difference between the two adjoining subchannels does not vary axially and the bundle length is much larger than the axial spacer pitch h .

4.4 Thermal interactions between "microscopic" coolant elements

A more local approach involving a more detailed subdivision of the flow section can be applied to certain characteristic regions of the bundle section as illustrated in Figs. 11 and 12.

In describing thermal interactions between adjacent coolant elements $r\Delta\varphi.\Delta v$ or $\Delta y.\Delta s$, the following simplifying assumptions are made:

- The local coolant enthalpy at the centre of an element K equals the bulk enthalpy $H(K)$.
- The variation of coolant enthalpy between centres of adjoining elements is linear.
- Along the boundaries between adjacent elements the distribution of turbulent property values of enthalpies and of enthalpy gradients, heat fluxes respectively, normal to these boundaries is uniform.

Heat transport between adjacent elements is due to:

- a) Conduction and turbulent diffusion. The diffusive heat flux normal to the grid element boundary can be written as:

$$q''_n = \rho(a + \epsilon_h) \frac{\partial H}{\partial n} \quad (25)$$

where a is the thermal diffusivity, ϵ_h is the turbulent heat diffusivity and $\frac{\partial H}{\partial n}$ the normal enthalpy gradient.

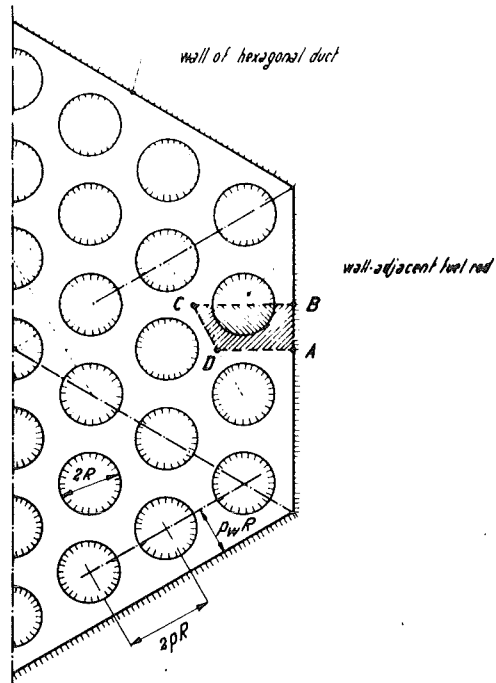


Fig. 11: Cross section of hexagonal fuel rod assembly

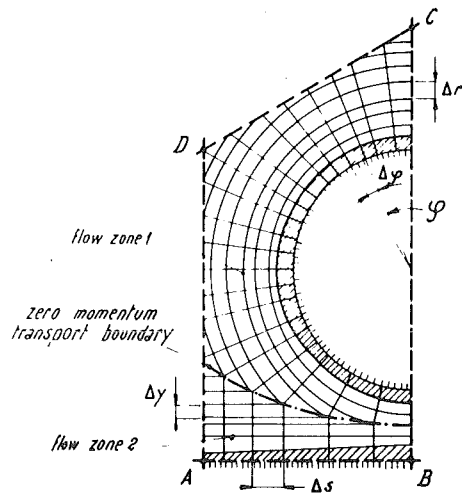


Fig. 12: Discretization of the coolant region

b) Secondary flow.^{+) The heat flux due to this mechanism is:}

$$q'_n = \rho v_n H_g \quad (26)$$

where v_n is the secondary flow intensity normal to the element boundary considered in the direction of element L and H_g is the enthalpy value at the boundary.

It now is convenient to define diffusive and convective interaction coefficients $\beta(K,L)$ and $\sigma(K,L)$ governing heat transport between adjacent elements K and L. The rate equation for diffusive heat transport per axial length unit between element K and L can be written as:

$$\beta(K,L) [H(K) - H(L)] = -\rho [a + \epsilon_h(K,L)] w(K,L) \frac{\partial H}{\partial n}(K,L) \quad (27)$$

where $w(K,L)$ is the width of the boundary separating elements K and L, $\epsilon_h(K,L)$ the value of ϵ_h at the boundary K-L and $\frac{\partial H}{\partial n}$ the normal enthalpy gradient at this boundary in the direction of L. In view of the previously made assumptions:

$$-\frac{\partial H}{\partial n}(K,L) = \frac{H(K) - H(L)}{e(K,L)} \quad (28)$$

where $e(K,L)$ is the distance between the centres of elements K and L. From eqs. (27) and (28):

$$\beta(K,L) = \frac{\rho [a + \epsilon_h(K,L)] w(K,L)}{e(K,L)} \quad (29)$$

The rate of convective heat transport per axial length unit is:

$$\sigma(K,L) H_g(K,L) = \rho v_n(K,L) H_g(K,L) \quad (30)$$

^{+) When in the plane at right angles to the flow direction there is a peripheral variation of wall shear stress, this gives rise to a secondary flow phenomenon. This effect has been at length discussed in ref. [8].}

where $H_g(K,L)$ is the enthalpy at the boundary between elements K and L and $v_n(K,L)$ is the normal secondary flow intensity at the boundary K-L. In view of the assumed linear variation of enthalpy between adjacent elements:

$$H_g(K,L) = \left\{1 - \frac{g(K,L)}{e(K,L)}\right\} H(K) + \frac{g(K,L)}{e(K,L)} H(L) \quad (31)$$

$g(K,L)$ being the distance between the centre of K and the boundary K-L.

With the now available expressions for the "mixing" coefficients $\beta(K,L)$ and $\sigma(K,L)$ the mathematical method to be employed for obtaining the 3-dimensional temperature field becomes similar to that adopted in the subchannel analysis. The results discussed hereafter have been obtained applying the mathematical approach described in ref. [6].

5. Illustrative results

5.1 Results related to subchannel analysis for steady single phase flow and unperturbed geometries

Fig. 13 provides a comparison between theoretical predictions and empirical expressions for intersubchannel mixing in triangular arrays of bare rods with a pitch-to-diameter ratio p of 1.3. The curves of $\beta(I,J)$, made dimensionless with the dynamic viscosity μ , pertain to Prandtl numbers exceeding unity, where conduction effects can be disregarded. Fig. 13 shows that the theoretical predictions lie within the range of experimental data and that the spread of the latter amounts to about a factor 3. This is considered

to be largely a result of insufficient test channel length and of different initial- and boundary conditions in the experiments. The large sensitiveness of intersubchannel heat transport to thermal boundary conditions is at the origin of the limited physical validity of the mixing coefficient concept. Information on this is given in the following paragraph. The effect of conduction on intersubchannel mixing is shown in Fig. 14.

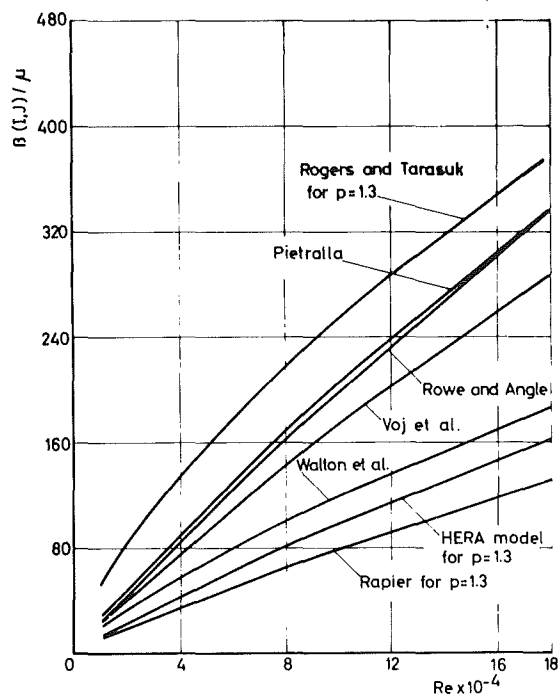


Fig. 13: Turbulent intersubchannel mixing coefficients in a triangular rod array, a comparison with experimental data

It is seen that for a Prandtl number of 0.005 (corresponding to that of sodium) and for a Reynolds number of 100,000 the intersubchannel mixing coefficient is about 70% higher than the mixing coefficient where only turbulence is taken into consideration. At Reynolds numbers below 40,000 conduction strongly dominates and intersubchannel mixing is almost entirely due to this mode of transport. As shown in ref. [6] experimental data on mixing in rod assemblies with a helical wire wrap are in satisfactory agreement with theoretical

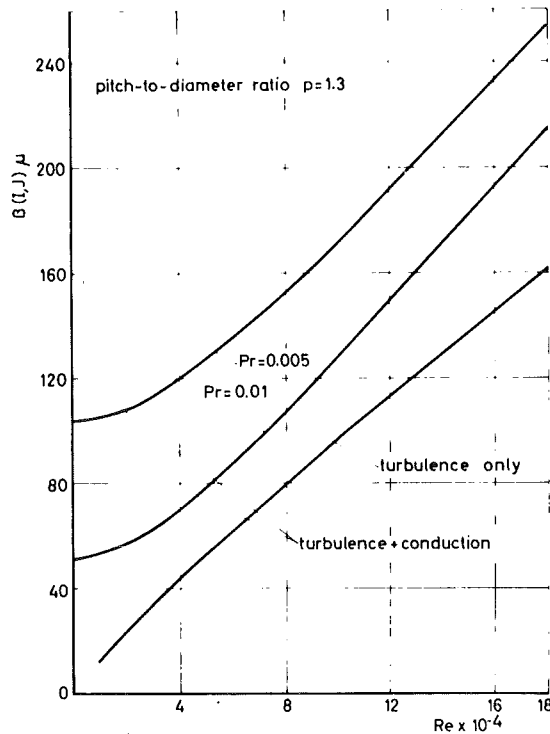


Fig. 14: Effect of Reynolds and Prandtl number on diffusive intersubchannel mixing coefficients in a triangular rod array

predictions based on the application of a continuous mixing model which implies the use of an axially averaged mixing coefficient $\beta(I,J)$. Information on the contribution of turbulence and conduction to intersubchannel mixing in a sodium-cooled wire wrapped bundle is given in Fig. 15. It is shown that, except at low Reynolds numbers, the forced mixing, due to the presence of the wire, is much more important than mixing effects due to turbulence and conduction.

In the literature the hope is expressed that intense coolant mixing due to helical spacer wires in conjunction with a net swirl provoked by these devices will significantly reduce circumferential flow duct temperature variations arising from a lateral power gradient. The theoretical results presented in Fig. 16 and 17 provide information on this aspect.

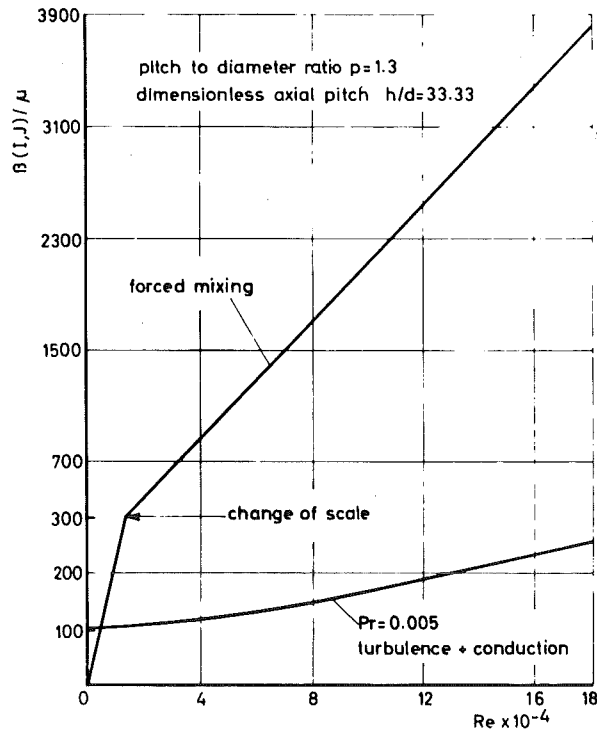


Fig. 15: A comparison of mixing coefficients due to conduction and turbulence and due to forced mixing by helical spacers in a sodium-cooled triangular rod array

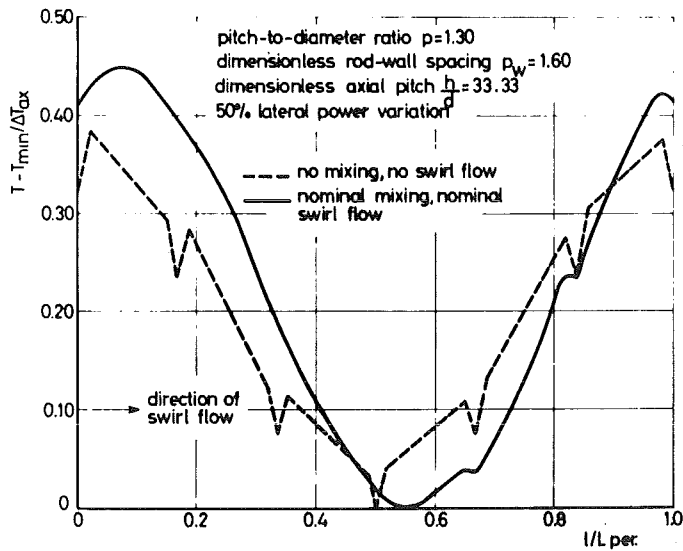


Fig. 16: Circumferential temperature distribution of flow duct at outlet of 169-rod bundle with wire spacers

Fig. 16 shows the circumferential variation of the hexagonal flow duct temperature at the outlet of a 169-rod bundle. The circumferential position of the flow duct is expressed in dimensionless form as l/L_{per} where l is the distance from

the angular position of maximum heat generation - in the direction of swirl flow - and L_{per} is the circumference of the flow duct. It is observed, in line with expectations, that temperature maxima and minima are displaced in the direction of swirl flow. The amplitude of flow duct temperature variation appears to be larger for the case of thermal interactions between subchannels than for the case where these interactions are neglected. Obviously, the negative effect of intersubchannel heat transport from the "hot" interior bundle region towards the outer "cold" subchannels is not balanced any more by the favourable effect of the swirl flow in the outer row of subchannels. Fig. 17 shows how the amplitude of flow duct temperature variations increases with the magnitude of the rod bundle. It is seen that for bundles with more than 5 rows around the central rod (bundles with more than 127 rods), this amplitude is larger than for the - at first sight pessimistic - assumption of zero mixing and zero swirl flow.

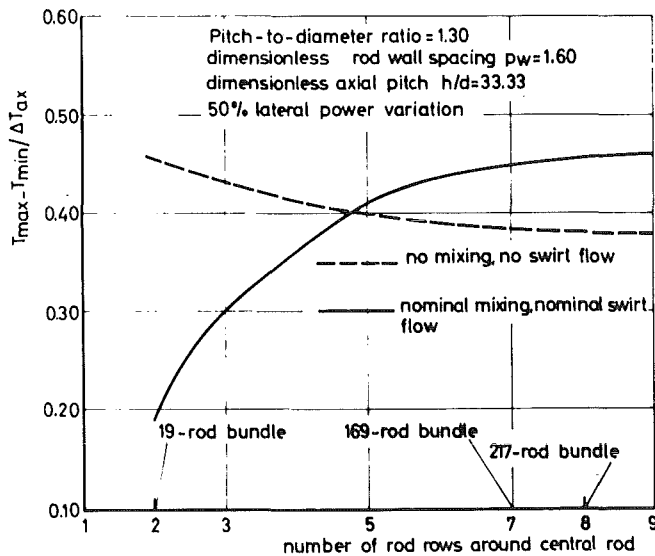


Fig. 17: Maximum temperature variation across flow duct at outlet of hexagonal rod bundles with wire spacers

5.2 Results based on detailed 3-dimensional analysis for steady single phase flow and unperturbed geometries

The results presented are obtained for coolant properties, corresponding to those of sodium at 500°C. The bundle length and outer rod diameters are 1 m and 6 mm respectively, whereas the range of pitch-to-diameter ratios p is 1.10 - 1.30 and that of the dimensionless wall distances p_w (rod centre - wall distance divided by rod radius) 1.20 - 1.60. Axially uniform and cosinus-type heat flux distributions are considered. In the latter case the ratio extrapolated length to heated length is 1.5. The fuel element power has a value giving rise to an axial bulk coolant temperature rise of 200°C. Fig. 18, pertaining to a wall-adjacent rod with $p = 1.3$ and $p_w = 1.6$ and with axially uniform heat flux, shows that very important circumferential cladding temperature variations develop with increasing distance from the inlet. A fully established heat transfer situation is not attained here. This is also demonstrated by Fig. 19 which provides information on the axial variation of circumferential cladding temperature differences. It is seen that the effect of rod spacing (p and p_w) is quite significant (curves 1 and 3, curves 2 and 4).

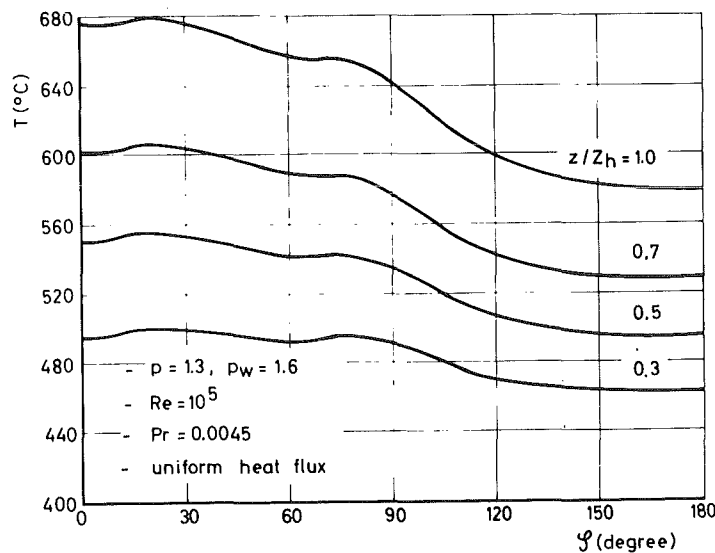


Fig. 18: Circumferential cladding temperature variation of wall-adjacent fuel rod

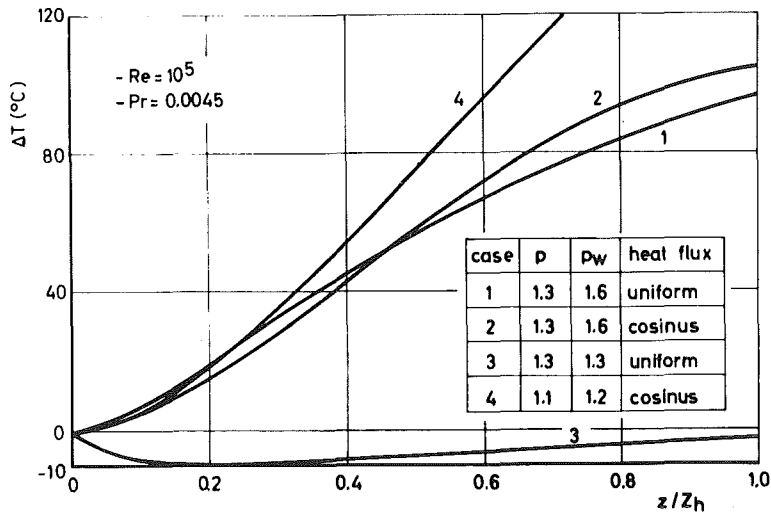


Fig. 19: Axial variation of cladding temperature difference of wall adjacent fuel rod

Fig. 20 provides information on computed values of the intersubchannel mixing coefficient $\beta(I,J)$ defined by eq. (13). Note that the subchannels I and J, referred to here, are the wall-adjacent subchannel and the adjoining inner triangular subchannel. It is interesting to observe that the mixing coefficient $\beta(I,J)$ does not have a constant value but varies appreciably with distance increasing in the direction of flow. At the outlet of the bundle it is still somewhat smaller than the value predicted by the HERA computer programme [5] for the same conditions: $\beta(I,J)/\mu = 160$. The results here referred to demonstrate clearly the limitations of the mixing coefficient concept.

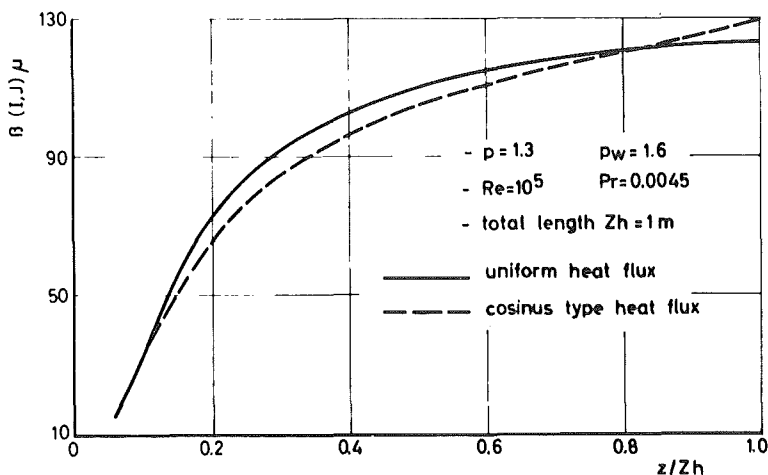


Fig. 20: Axial variation of intersubchannel mixing coefficient

APPENDIX 1: References

- [1] W. Eifler
"Geschwindigkeitsfelder und Druckverlustbeiwerte in Bündelgeometrien", These proceedings
- [2] W. Eifler
"Über die turbulente Geschwindigkeitsverteilung und Wandreibung in Strömungskanälen verschiedener Querschnitte"
Doctoral Thesis T-U Darmstadt (1968)
- [3] V.P. Bobkov and M.Kh. Ibragimov
"Diffusion of heat with the turbulent flow of liquids with different Prandtl numbers"
High Temp., 8 (1970), 9
- [4] R. Nijsing, W. Eifler and B. Delfau
"Lateral turbulent diffusion for longitudinal flow in a rectangular channel"
Nucl. Eng. and Design 32(1975) 2
- [5] R. Nijsing and W. Eifler
"HERA-1A, Heat transfer in rod assemblies, a computer program for steady state thermo-hydraulic analysis of multirod fuel bundles cooled by liquid metal under non-boiling conditions"
EUR-4905e (1973)
- [6] R. Nijsing and W. Eifler
"A computation method for the steady state thermo-hydraulic analysis of fuel rod bundles with single phase cooling"
Nucl. Eng. and Design, 30 (1974) 145

[7]

R. Nijsing and W. Eifler

"Axial development of temperature fields in hexagonal fast reactor fuel rod bundles with liquid metal cooling"

Paper presented at the International Meeting on Reactor Heat Transfer, Karlsruhe, 9-11 (1973)

[8]

R. Nijsing and W. Eifler

"Temperature fields in liquid metal cooled rod assemblies"

Progr. Heat Mass Transfer, 7 (1973) 115, Pergamon Press

GESCHWINDIGKEITSFELDER UND DRUCKVERLUSTBEIWERTE
IN BÜNDELGEOMETRIEN

W. Eifler
EURATOM, Ispra

1. Einführende Bemerkungen über Rechenmodelle und -methoden

Jede Strömung durch einen endlich langen Kanal stellt mathematisch prinzipiell eine dreidimensionale Randwertaufgabe dar, d.h. eine Lösung kann nur unter Vorgabe der Randbedingungen für das System als Ganzes gefunden werden.

Je nach den Genauigkeitsansprüchen oder der Verfügbarkeit von entsprechenden Rechenmethoden können oder müssen Annahmen eingeführt werden, die zu einem vereinfachten "Modell" der wirklichen Situation führen.

Vereinfachende Annahmen können die berücksichtigten Richtungsabhängigkeiten, die angewandten Rechenmethoden und die Beschreibung der turbulenten Impulstransportprozesse betreffen.

Die Reduzierung der Richtungsabhängigkeiten kann bis zum "Ein-Kanal"-Modell mit Pfropfenströmung für das ganze Stab-bündel-Brennelement führen. Dies ist dann noch sinnvoll, wenn die Ortsabhängigkeit der Geschwindigkeit nur eine sehr untergeordnete Rolle für die Berechnung der Hauptvariablen spielt, wie es z.B. oft bei neutronenphysikalischen Berechnungen der Fall ist; oder wenn der betreffende "Kanal" nur ein kleiner Teil des betrachteten Systems ist, für welches nur sein gemittelttes Verhalten von Bedeutung ist, wie es z.B. bei dynamischen Berechnungen für den gesamten Primärkreislauf der Fall ist.

Zweidimensionale Berechnungen erfüllen meist für die thermo-hydraulische Auslegung von Brennelementen ihren Zweck, da im Normal- (d.h. Auslegungs-) Fall die vorkommenden kleinen axialen Änderungen des Geschwindigkeitsfeldes nur einen sekundären Einfluß auf das zu berechnende dreidimensionale Temperaturfeld haben. Dies gilt allerdings nur bedingt für gasgekühlte Brennelemente.

Für Brennelement-Sicherheitsbetrachtungen sind dreidimensionale Berechnungen im allgemeinen unerlässlich, da angenommene Unfallbedingungen meist eine Störung der Brennelementstruktur bedeuten (Verstopfungen, Verbiegungen), so daß bedeutende Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung auftreten können. Solange jedoch diese Querkomponenten noch relativ klein gegenüber der Hauptkomponente bleiben, kann oft noch mit guter Näherung Druckkonstanz innerhalb eines Querschnittes angenommen werden, das bedeutet, daß das noch dreidimensionale Strömungsproblem dann als Anfangswertproblem behandelt und die Lösung in axialer Richtung schrittweise konstruiert werden kann. Ein eindeutiger Fall, der ohne dimensionsmäßige Beschränkungen aller Variablen gelöst werden muß, betrifft ausgedehnte, undurchlässige Verstopfungen des Strömungsquerschnittes, die in ihrem Strömungsschatten eine bedeutende Rückströmung verursachen.

Die möglichen Vereinfachungen in der mathematischen Behandlung des dimensionsmäßig definierten Modells stehen im Zusammenhang mit der Diskretisierung des Strömungsraumes. Ein wesentliches Kriterium für die Genauigkeit numerischer Berechnungen - "exakte" Lösungen können nur für sehr einfache Strömungsprobleme gefunden werden - ist die Feinheit des Elementnetzes. Die Elementgröße ist so zu wählen, daß die Veränderlichen und ihre Ableitungen nur in einem beschränkten - von der gewünschten Genauigkeit abhängigen - Maße von einem innerhalb der Elemente vorgegebenen Verlauf abweichen. Man kann durch eine gröbere Diskretisierung Genauigkeit opfern und entweder bei gleichem Aufwand größere Räume erfassen oder bei gleichgroßen Räumen Rechenaufwand einsparen.

Benutzt man die wie üblich definierte Einheit "Unterkanal" als Maßgröße für die Diskretisierung, so kann man - ohne Berücksichtigung spezifischer Maßnahmen zur Kompensation des Diskretisierungsfehlers durch angepaßte Transportkoeffizienten - folgende grobe Genauigkeitsskala aufstellen:

- 2 Gruppen von Unterkanälen innerhalb eines Brennelementes (z.B. Wandkanäle und Zentralkanäle) werden je zusammengefaßt zu einer Region (= "Element") betrachtet:
= "abschätzen"
- Die Unterkanäle selbst werden als kleinste Einheit definiert: ="qualitativ richtig erfassen"
- Es wird eine Diskretisierung innerhalb der Unterkanäle selbst vorgenommen:
= "quantitativ richtig erfassen".

Letztere Aussage gilt natürlich nur in dem Ausmaße, in welchem tatsächlich eine detaillierte Diskretisierung vorliegt.

Die aus dieser Skala resultierende Forderung nach einer Diskretisierung innerhalb der Unterkanäle zur Erzielung einer kontrollierbaren Genauigkeit ist besonders bei dreidimensionalen Berechnungen für Vielstabbündel mit einem großen Aufwand verbunden. Eine lamellenartige Diskretisierung, wie sie in Abb. 1 andeutungsweise gezeigt wird, erscheint jedoch geeignet, um bei großer erzielbarer Genauigkeit den Aufwand in annehmbaren Grenzen zu halten.

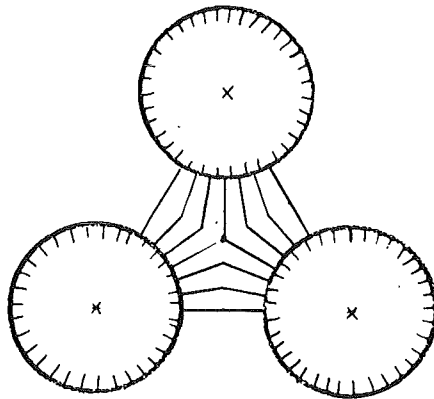


Abb. 1

Der durch den turbulenten Charakter der Strömung verursachte Impulstransport besteht aus zwei Anteilen: einem diffusionsartigen Prozeß, der im allgemeinen durch das Produkt "Geschwindigkeitsgradient \times turbulenter Austauschkoefizient" beschrieben wird, und einem konvektionsartigen Vorgang, der durch die sogenannten Sekundärströmungen bewirkt und meistens vernachlässigt oder durch Anpassung des Austauschkoefizienten indirekt berücksichtigt wird. Wird bei einer endlichen Diskretisierung das Netz zu grob gewählt (Unterkanalkonzept), versucht man meistens eine Kompensation des Diskretisierungsfehlers durch eine Anpassung des Diffusionskoefizienten zu erreichen, der dann zum

"Mischungskoeffizienten" wird. In einer seine Herkunft endgültig verschleiern Version übernimmt der Mischungskoeffizient oft die Rolle, die volle Diskrepanz zwischen experimentellen und Rechenergebnissen zu überbrücken und enthält dann Einflußanteile von Element-Randbedingungen jeder Art. Dieser Mischungsbeiwert kann verständlicherweise nur sehr grob in allgemeinen Gesetzmäßigkeiten dargestellt werden.

Dem Unterkanal- wie auch dem Lamellenkonzept liegt die Annahme zugrunde, daß die Transportvorgänge senkrecht zur benetzten Oberfläche durch radial gemittelte Transportkoeffizienten (Reibungsbeiwerte, Wärmeübergangszahlen) beschrieben werden können, die aus Untersuchungen an einfachen Strömungskanälen (Kreisrohr, konzentrischer Ringspalt) hinreichend bekannt und auf begrenzte Elemente im Stabbündel übertragen werden können.

Für den radial gemittelten Transport in Umfangsrichtung wird in Anhang 1 für das Lamellenkonzept eine Proportionalität zwischen dem Wandschubspannungsunterschied in benachbarten Elementen und dem turbulenten Impulsaustausch zwischen diesen Elementen abgeleitet. Der Proportionalitätsfaktor enthält sowohl den von der turbulenten Diffusion als auch den von den Sekundärströmungen bewirkten Anteil und kann aus bekannten Gesetzmäßigkeiten berechnet werden. Diese Darstellungsweise hat u.a. praktische Vorteile, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Wie der auf die übliche Weise definierte, unterliegt jedoch auch der auf diese Art bestimmte "Austauschkoeffizient" den gleichen prinzipiellen Unsicherheiten, wenn die Lamellen zu Unterkanälen entarten.

2. Ableitung einiger Formeln zum Abschätzen von Einflußgrößen

Für ein lamellenartiges Element oder einen Unterkanal "i" der axialen Ausdehnung ΔX gilt für die axiale Komponente der Impulsbilanz:

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\frac{\Delta P}{\Delta X}}_{(a)} + \underbrace{\frac{4\tau_{w.i}}{d_{hi}}}_{(b)} + \underbrace{1200 \cdot n_g \cdot \frac{\epsilon_i^2 \cdot \tau_{w.i}}{\Delta X}}_{(c)} + \underbrace{\sum_{n=1}^N \gamma_{i,n} \frac{\tau_{w.i} - \tau_{w.n}}{S_i}}_{(d)} + \\
 & + \underbrace{2\rho \frac{\Delta u_i}{\Delta X} (u_i + \Delta u_i)}_{(e)} + \underbrace{\sum_{n=1}^N \rho \frac{(u_i + u_n) v_{i,n} F_{i,n}}{2 \cdot \Delta X \cdot S_i}}_{(f)} = 0 \quad (1)
 \end{aligned}$$

Dabei haben die einzelnen Summanden folgende Bedeutung:

(a) Druckabfall

(b) Wandreibung

- $\tau_w = \rho/8fu^2$ Wandschubspannung
- ρ Dichte
- f Reibungsbeiwert
- u Strömungsgeschwindigkeit
- d_h hydraulischer Durchmesser

(c) Gitterdruckverlust

- n_g Anzahl Gitter innerhalb ΔX
- ϵ relative Elementversperrung durch Gitter

(d) Impulsaustausch mit den Nachbar-
kanälen "n" durch Turbulenz

- S Elementquerschnitt
- γ Austauschkoeffizient
- N Anzahl der kommunizierenden Nachbar-
kanäle

(e) Konvektiver axialer Impulstransport

- Δu Änderung der axialen Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Länge ΔX

(f) Konvektiver Impulstransport in Umfangsrichtung

- v Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung
- F Elementquerschnitt in Richtung von v

Die Massenbilanz für ein Element lautet:

$$\frac{\Delta u_i}{\Delta X} + \sum_{\bar{n}=1}^N \frac{v_{i,\bar{n}} \cdot F_{i,\bar{n}}}{\Delta X \cdot S_i} = 0 \quad (2)$$

Zu Term (c) der Impulsbilanz ist folgendes zu erläutern:

- Der Gittereffekt wird hier über die axiale Ausdehnung homogenisiert betrachtet, d.h. es gilt

$$n_g / \Delta X = n_{g,\text{tot}} / X_{\text{tot}}$$

- REHME⁺⁾ hat nach zahlreichen Messungen an verschiedenen Typen von Gitterabstandshaltern folgende empirische Formel für den durch ein Gitter verursachten zusätzlichen Druckverlust angegeben:

$$\Delta P_{\text{Gitter}} = C_v \cdot \epsilon^2 \cdot \rho u_b^2 / 2$$

u_b ist die mittlere Geschwindigkeit im gitterfreien Bündel, C_v ein aus den Experimenten bestimmter Verlustbeiwert, von REHME mit 6 bis 7 spezifiziert für Reynolds-Zahlen > 50.000 .

⁺⁾ K. REHME, Widerstandsbeiwerte von Gitterabstandshaltern für Reaktorbrunnenelemente, Atomkernenergie 15 (1970) 2, 127-130

Eine Prüfung der Versuchsdaten über den gesamten Reynolds-Zahlbereich rechtfertigt jedoch die angenäherte Aussage

$$C_v \approx 300 \cdot f.$$

Diese wurde in Term (c) benutzt, nicht um REHME's Ergebnisse genauer zu interpretieren, sondern um ΔP_{Gitter} proportional der Wandschubspannung darstellen zu können.

- Die von REHME für das gesamte Bündel getroffene Aussage wird in der obigen Bilanz auf das einzelne Element angewandt, d.h. die relative Versperrung soll \pm bei gleichem C_v - für jedes Element verschieden sein können.

Term (d) in Gleichung (1) folgt aus Anhang 1.

Die Anwendung der Bilanz (1) auf den zweidimensionalen, d.h. eingelaufenen Strömungszustand - die Terme (e) und (f) sind Null - führt zu folgendem einfachen Ausdruck für das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeiten in einem System von n_1 Unterkanälen des Typs "1" (z.B. Wandkanäle) und n_2 Unterkanälen des Typs "2" (z.B. Zentralkanäle), die über n_a gleichgeartete Verbindungswege austauschen:

$$\left(\frac{u_1}{u_2}\right)^2 = \frac{f_2/d_{h2}}{f_1/d_{h1}} \cdot \frac{1+300 \cdot \epsilon_2^2 \cdot n_g / (\Delta X/d_{h2}) + \frac{n_a \gamma d_{h2}}{4} \left(\frac{1}{n_1 \cdot S_1} + \frac{1}{n_2 \cdot S_2}\right)}{1+300 \cdot \epsilon_1^2 \cdot n_g / (\Delta X/d_{h1}) + \frac{n_a \gamma d_{h1}}{4} \left(\frac{1}{n_1 \cdot S_1} + \frac{1}{n_2 \cdot S_2}\right)}$$

Zur Anwendung der Bilanzen (1) und (2) auf eine dreidimensionale Strömungssituation werden folgende Annahmen getroffen:

- Der Druck sei konstant über den betrachteten Querschnitt (d.h. nur die axiale Komponente der Impulsbilanz muß berücksichtigt werden);

- Die Elemente (Unterkanäle) seien geometrisch - auch bezüglich der Gitterversperrung - identisch (z.B. Zentralzone eines Vielstabbündels), d.h.

$$d_{hi} = d_h, S_i = S, F_n = F, \epsilon_i = \epsilon$$

- Die axiale Elementlänge ΔX wird verschwindend klein angenommen, d.h.

$$\Delta X \rightarrow dX, \Delta u_i / \Delta X \rightarrow du_i / dX, \Delta u_i \ll u_i$$

- Trotz verschiedener Geschwindigkeiten in den Unterkanälen seien ihre Reibungsbeiwerte (die nach der Blasiusgleichung nur etwa proportional zu $u^{-1/4}$ sind) gleich, d.h.

$$f_i = f.$$

Es werden folgende zwei Systeme betrachtet:

System 1: An der Stelle $X = X_0$ sei die Geschwindigkeit in n_1 Unterkanälen auf dem Niveau " u_{10} ", in n_2 Unterkanälen auf dem Niveau " u_{20} "; zwischen den verschiedenen Unterkanal-Gruppen bestehen n_a Austauschverbindungen.

System 2: In einer Serie von N in Reihe nebeneinander liegenden Unterkanälen nehme bei $X = X_0$ die Geschwindigkeit von dem Niveau " u_{10} " im 1. Kanal auf das Niveau " u_{20} " im N .ten Kanal zu oder ab.

Es ist klar, daß in beiden Systemen infolge der geometrischen Identität aller Unterkanäle ihr Geschwindigkeitsniveau für $X \rightarrow \infty$ gleich werden muß.

Unter Berücksichtigung der getroffenen Annahmen liefern die Bilanzgleichungen (1) und (2) zumindest in du/dx lineare Differentialgleichungen 1. Ordnung, deren Lösung durch folgende einfache e-Funktionen gegeben ist: (" ρ " ist der benetzte Umfang eines Unterkanals).

System 1

$$S_R = \frac{u_{1x}^{-u_{2x}}}{u_{10}^{-u_{20}}} = k^2 \cdot e^{-f \frac{X-X_0}{d_h} \left[1+300 \cdot \epsilon^2 \cdot \frac{n_{gtot}}{X_{tot}/d_h} + \left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} \right) \cdot \frac{n_a \gamma}{Per} \right]} \quad (4)$$

$$(k = \frac{u_{10}^{+u_{20}}}{u_{1x}^{+u_{2x}}})$$

System 2

$$S_R = \frac{u_{1x}^{-u_{2x}}}{u_{10}^{-u_{20}}} = e^{-f \frac{X-X_0}{d_h} \left[1+300 \cdot \epsilon^2 \cdot \frac{n_{gtot}}{X_{tot}/d_h} + \frac{2}{N-1} \cdot \frac{\gamma}{Per} \right]} \quad (5)$$

Der Ausdruck S_R sei als "relative Reststörung" des Geschwindigkeitsfeldes bezeichnet.

k in Gleichung (4) hat nur den Charakter einer Korrektur der reinen e -Funktion. Mit Hilfe der globalen Massenbilanz

$$n_1 \cdot u_1 + n_2 \cdot u_2 = (n_1 + n_2) u$$

kann für k abgeleitet werden:

$$k = \frac{1 + \frac{u_{2x}}{u} \cdot \frac{n_1 - n_2}{n_1 + u_2}}{1 + \frac{u_{20}}{u} \cdot \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}}$$

Man erkennt, daß für $n_1 = n_2$ k gleich 1 wird und somit für $n_1 = n_2 = n_a = 1$ und $N = 2$ die Lösungen (4) und (5) identisch werden.

Vernachlässigen wir den turbulenten Austausch ($\gamma = 0$) und die Abweichungen von 1 des Faktors k , so stellen wir fest, daß der axiale Abbau von Blocktyp-Störungen des Geschwindigkeitsfeldes nach der gleichen Gesetzmäßigkeit erfolgt wie der von linearen Störungen des Geschwindigkeitsfeldes.

Der Exponent der e-Funktion enthält in identischer Zusammensetzung die gleichen Einflußgrößen wie Zähler und Nenner von Gleichung (3):

- Wandreibung im glatten Bündel
- Querschnittsversperrung durch Gitter
- turbulenter Impulsaustausch.

Die Ausdrücke (3), (4) und (5) können dazu benutzt werden, um sich rasch einen Eindruck zu verschaffen, wie diese Größen die Geschwindigkeitsverteilung in Stabbündeln beeinflussen.

3. Erläuterung der hauptsächlichlichen Einflußparameter anhand von Zahlenbeispielen

Die im folgenden dargestellten Ergebnisse wurden mit Hilfe der Rechenprogramme VELASCØ und VELASCØ-3D sowie der im vorigen Abschnitt abgeleiteten Ausdrücke erhalten.

Die Anzahl der betrachteten Parameter wurde von vorneherein wie folgt beschränkt:

- Es wurden nur Stabbündel in Dreiecksanordnung behandelt.
- Für gasförmige Strömungsmedien gelten die Ergebnisse nur unter isothermen Verhältnissen, da infolge von der Temperatur proportionalen Dichteänderungen bei nichtisothermen Verhältnissen eine hier nicht berücksichtigte Kopplung mit dem Temperaturfeld auftritt.

3.1 Einkanalsysteme (Das "unendlich ausgedehnte" Stabbündel)

a. Eingelaufener Strömungszustand

Die örtlich radial gemittelte Geschwindigkeit η ändert sich um den Stabumfang von einem Minimum an der Stelle minimalen Abstandes zwischen Nachbarstäben bis zu einem Maximum an der Umfangsstelle, die dem Kanalzentrum entspricht (Abb. 2).

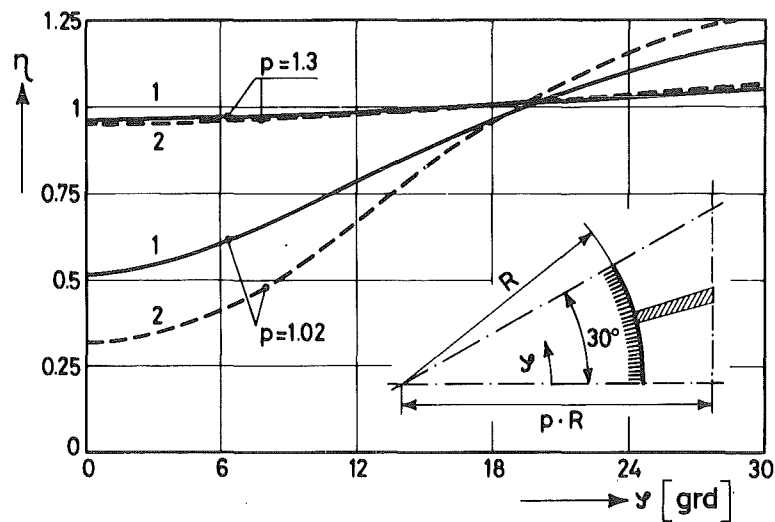


Abb. 2

Der Unterschied zwischen Geschwindigkeitsminimum und -maximum wird nur für $p < 1.3$ wesentlich vom dimensionslosen Stababstand p beeinflusst (Abb. 3).

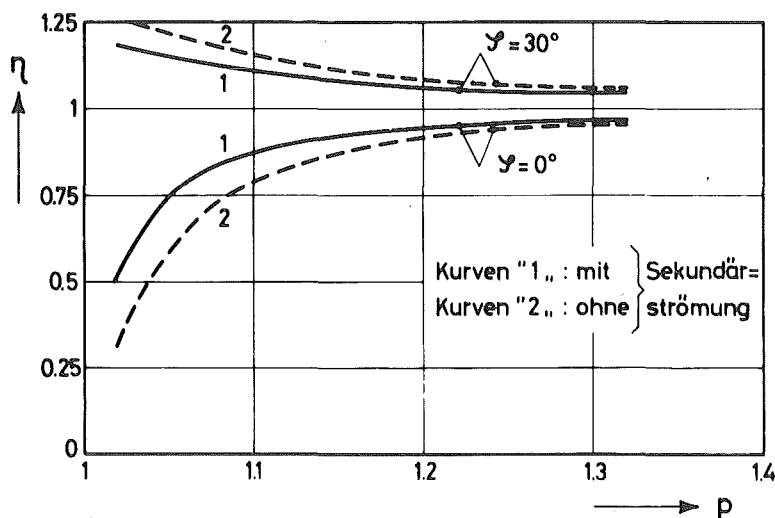


Abb. 3

Für $p > 1.3$ wird der Unterschied vernachlässigbar klein. Im gleichen Bereich ($p < 1.3$) liefern auch die Sekundärströmungen einen wichtigen Beitrag zum Impulstransport in Umfangsrichtung. Der Einfluß der Reynoldszahl auf die Geschwindigkeitsverteilung (und, was hier nicht gezeigt wird, auf das Reibungsverhältnis f/f_0) ist nicht sehr bedeutend (Abb. 4).

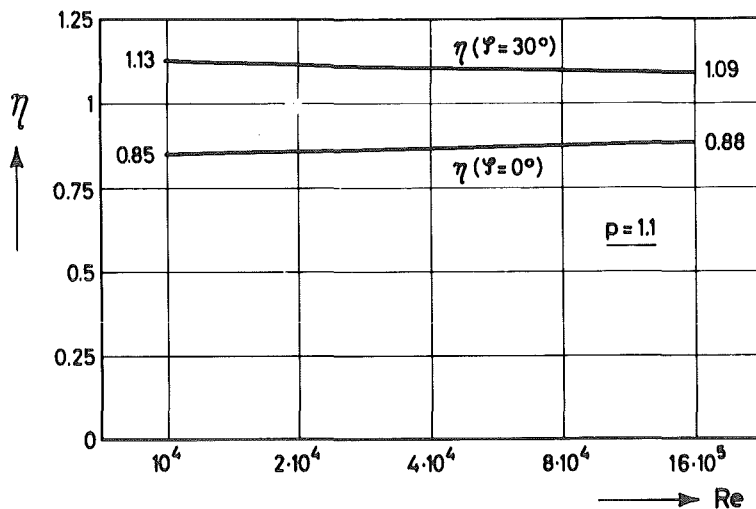


Abb. 4

Das Verhältnis des Reibungsbeiwertes f zu dem des Kreisrohres f_0 fällt unterhalb von $p = 1.3$ rasch von etwa 1.1 auf einen Wert zwischen 0.5 und 0.6 bei $p = 1$ ab (Abb. 5).

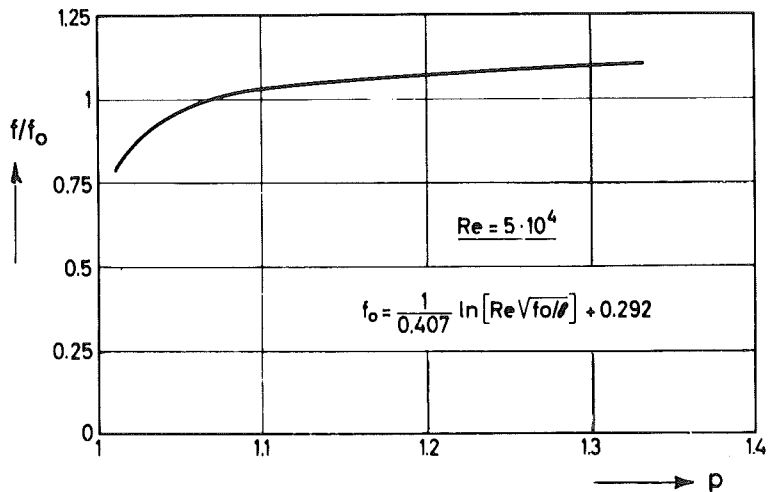


Abb. 5

Für $p > 1.3$ steigt das Verhältnis linear mit p an (um etwa 10% bis $p = 2$).

b. Axial sich entwickelnde Strömung

Der Einlaufvorgang von der Anfangsbedingung gleichförmiger Eintrittsgeschwindigkeit bis zum Gleichgewichtszustand (Abb. 6 und 7) spielt sich - in hydraulischen Durchmessern ausgedrückt - größenordnungsmäßig innerhalb der gleichen axialen Distanzen ab wie beim Kreisrohr (≤ 50 hydraulische Durchmesser). Für große p -Werte nimmt die Einlauflänge in hydraulischen Durchmessern bei gleicher Reststörung (definiert in Abb. 7) mit wachsendem p ab, für kleine p -Werte ist die Tendenz nicht einheitlich (Abb. 8).

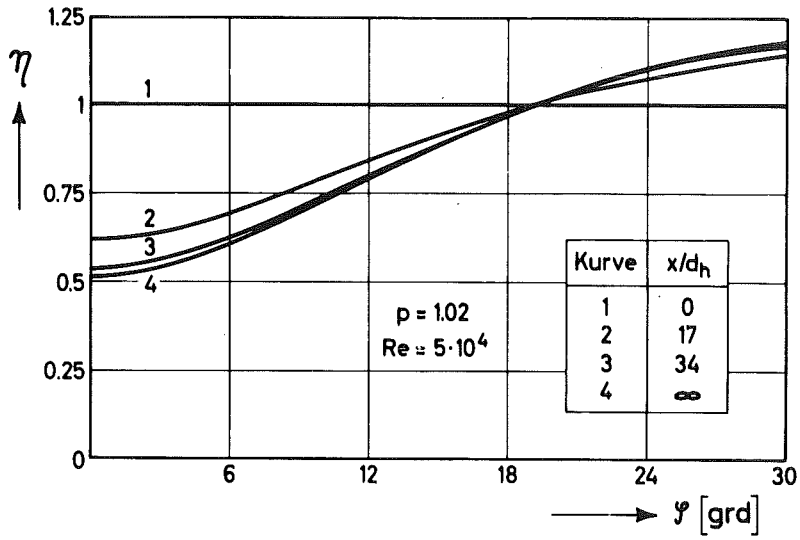


Abb. 6

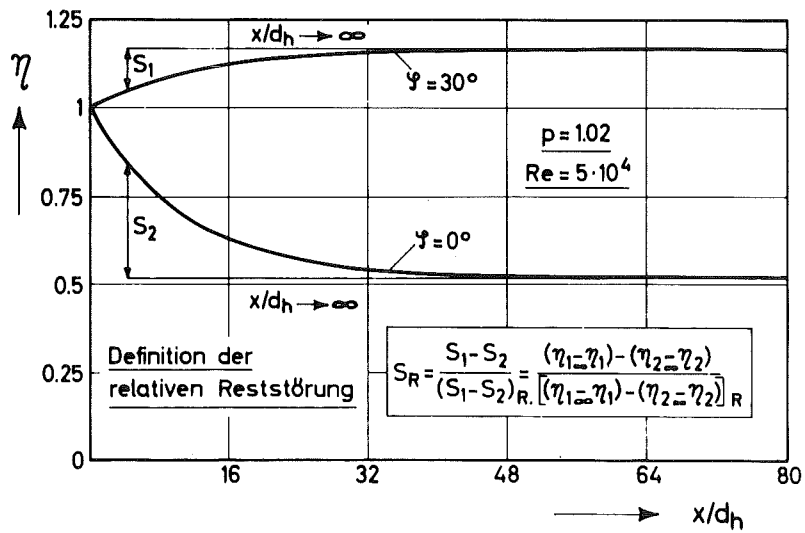


Abb. 7

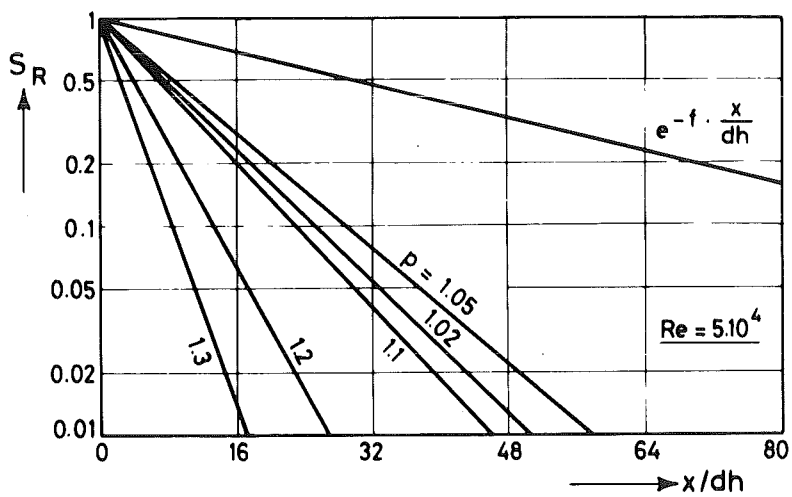


Abb. 8

In Abb. 8 ist zum Vergleich eine e-Funktion eingetragen, die etwa den Geschwindigkeitsausgleich zwischen mehreren Unterkanälen beschreibt. Der Ausgleich zwischen verschiedenen Unterkanälen nimmt offensichtlich weitaus größere axiale Distanzen in Anspruch als das Erreichen des Gleichgewichtszustandes innerhalb eines Unterkanals. Wählt man als charakteristische Länge zur Beschreibung des Einlaufvorganges anstelle des hydraulischen Durchmessers die Länge, über welche sich das Profil ausbilden muß (beim Kreisrohr der Radius, hier etwa der benetzte Umfang), so erreicht man zumindest für große p-Werte eine einheitliche Darstellung (Abb. 9).

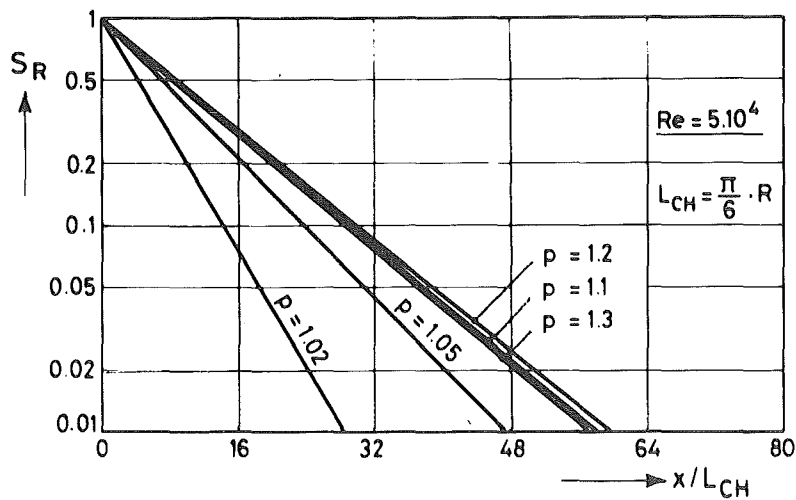


Abb. 9

3.2 Mehrkanalsysteme

a. Eingelaufener Strömungszustand

Die angewandten Rechenmethoden reproduzieren für die verschiedensten Geometrien sehr gut entsprechende experimentelle Ergebnisse (Abb. 10, 11 und 12). Abb. 10 zeigt den Einfluß verschiedener Annahmen über die Transporteigenschaften.

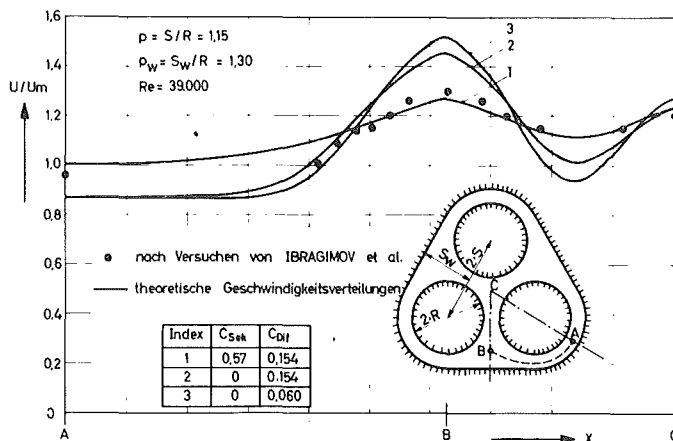


Abb. 10

Wie die Abb. 11 und 12 zeigen, kann der Reibungsbeiwert endlicher Stabbündel infolge des Einflusses der Randkanäle sehr verschieden von dem unendlich ausgedehnter Bündel sein. Zur Darstellung der Reibungsbeiwerte gibt es keine einfachen, allgemeinen Gesetzmäßigkeiten, beispielsweise auf der Basis des hydraulischen Durchmessers, der im Falle von Abb.12 für alle Versuchsanordnungen gleich blieb. Allerdings kann man sich als Faustregel merken, daß das Verhältnis f/f_0 für die im allgemeinen der Brennelementauslegung zugrunde gelegten Abmessungen zwischen 1 und 1.1 liegt.

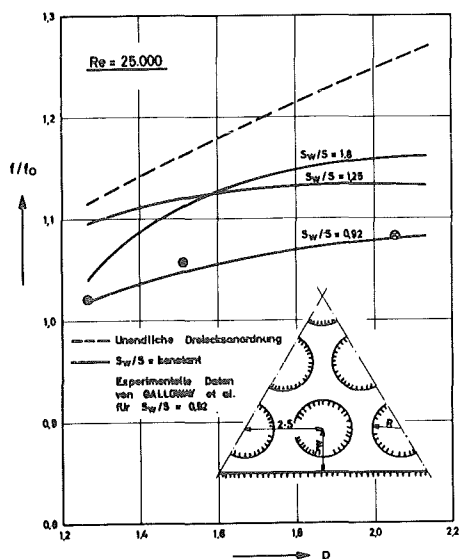


Abb. 11

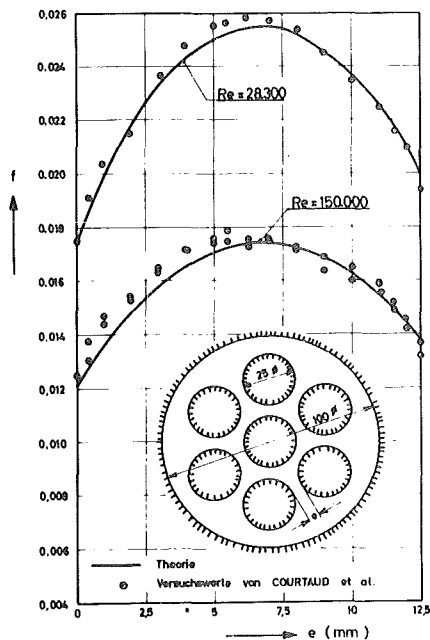


Abb. 12

Die Geschwindigkeitsverteilung in Wandkanälen hexagonaler Bündel ist bei gleichen relativen Abständen extremer als in Zentralkanälen.

In Abb. 13 entspricht $p_w = 1.3$ einem Stababstand von 1.15.

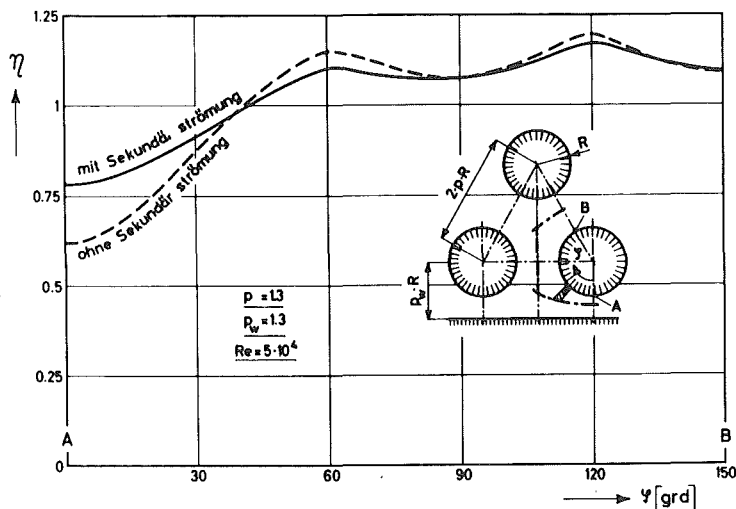


Abb. 13

Die Geschwindigkeitsextreme für den Bereich $0^\circ \leq \psi \leq 60^\circ$ entsprechen jedoch etwa denen in einem Zentralkanal mit $p = 1.06$ (siehe Abb. 3). Auch der Einfluß der Sekundärströmung ist hier ebenso bedeutend wie für $p = 1.06$.

Gleichung (3) wurde benutzt, um den in Abb. 14 dargestellten Einfluß des turbulenten Impulsaustausches (ohne Gitter) und den in Abb. 15 dargestellten Einfluß von Gittern (ohne turbulenten Austausch) auf die makroskopische Geschwindigkeitsverteilung in hexagonalen Stabbündeln zu untersuchen.

Abb. 14 zeigt das - noch um den relativ unwesentlich von 1 abweichenden Faktor $\sqrt{f_2/f_1}$ zu korrigierende - Verhältnis u_1/u_2 der mittleren Geschwindigkeiten in Rand- und Zentralkanälen als Funktion des Verhältnisses ("Stab-Wand-Abstand") / ("Stab-Stab-Abstand"). Der Einfluß des turbulenten Austausches wird nur für große p -Werte, relativ kleine Stab-Wand-Abstände und kleine Stabbündel spürbar, ohne jedoch innerhalb des dargestellten Parameterfeldes über die Größen-

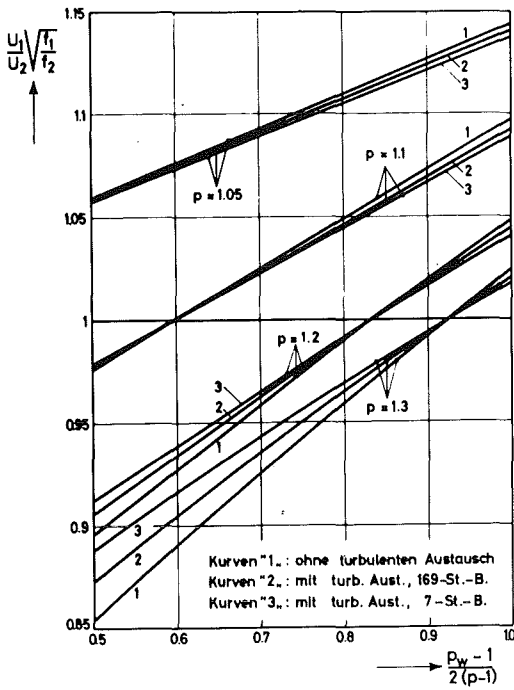


Abb. 14

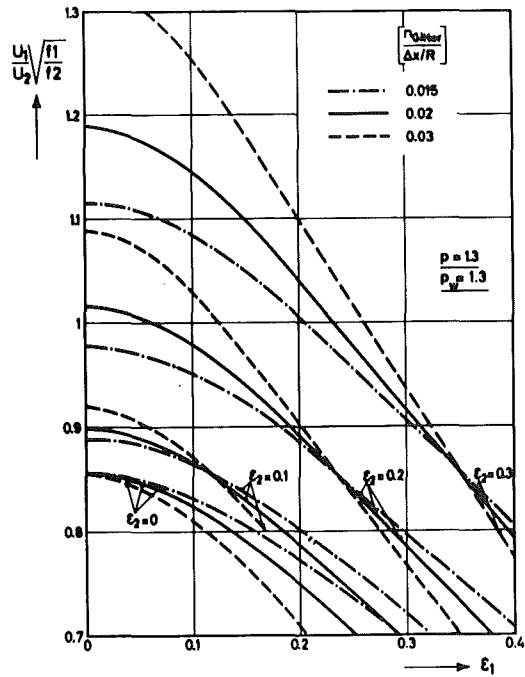


Abb. 15

ordnung eines Sekundäreffektes hinauszugehen. In Abb. 15 ist das Geschwindigkeitsverhältnis u_1/u_2 als Funktion der relativen Versperrung ϵ_1 in den Randkanälen aufgetragen, Parameter sind die relative Versperrung ϵ_2 in den Zentralkanälen und die axiale Gitterdichte.

Die Darstellung gilt für $p_w = p = 1.3$. Für $\epsilon_2/\epsilon_1 = (d_{h1}/d_{h2})^{1/2}$ bleibt das Geschwindigkeitsverhältnis auf dem Niveau des Wertes ohne Gitter, unabhängig von der axialen Gitterdichte und den Absolutwerten der Versperrungen. Die Abweichungen des Geschwindigkeitsverhältnisses von diesem Niveau können - je nach dem Wert der einzelnen Parameter - bedeutend werden und folgen in der Richtung den Abweichungen des Versperrungsverhältnisses ϵ_2/ϵ_1 von dem Wert $(d_{h1}/d_{h2})^{1/2}$.

b. Axial sich entwickelnde Strömung

Beim Ausgleich zwischen zwei Unterkanälen, die sich an einer Anfangsposition $X = 0$ auf uniformem, aber verschiedenem Geschwindigkeitsniveau befinden, bildet sich rasch die Feinstruktur des Geschwindigkeitsfeldes innerhalb der einzelnen Unterkanäle aus (Abb. 16), während der Ausgleich der mittleren Geschwindigkeiten noch länger dauert als nach Gleichung (4) zu erwarten war (Abb. 17).

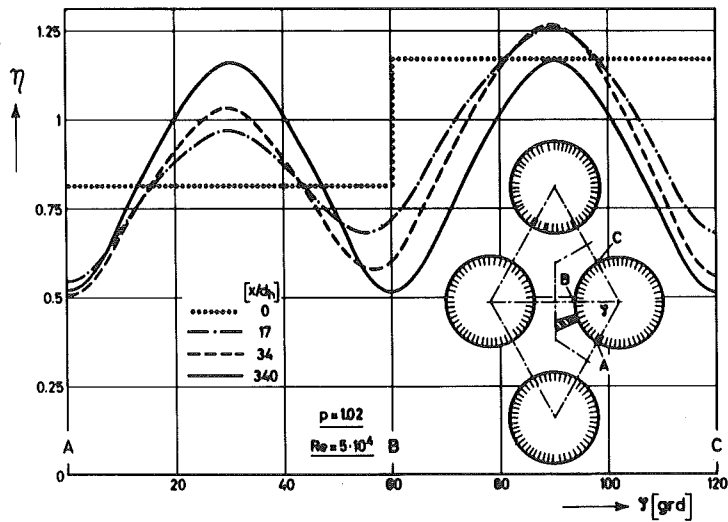


Abb. 16

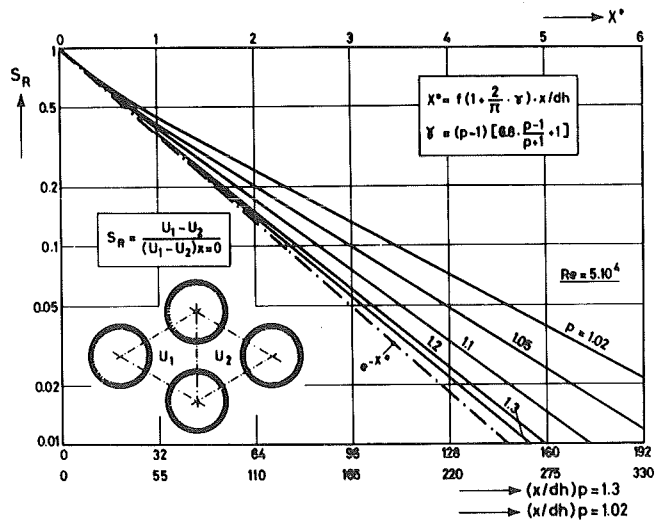


Abb. 17

Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der detaillierten Berechnungen und Gleichung (4) werden durch die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Unterkanäle hervorgerufen. Für Werte des Parameters X^+ gegen Null, d.h. für axiale Abstände, bei welchen die Feinstruktur des Geschwindigkeitsfeldes innerhalb der Unterkanäle noch nicht ausgebildet und somit die der Gleichung (4) zugrunde liegende Annahme gleichförmiger Geschwindigkeit innerhalb der Unterkanäle noch erfüllt ist, folgt das Abklingen der Anfangsstörung für alle Werte von p der Gleichung (4). Abweichungen davon setzen um so früher ein, je kleiner der Wert des Abstandsparameters p ist, d.h. je mehr die Bedingung gleichförmiger Geschwindigkeit verletzt wird. Für $p > 1.2$ stellt Gleichung (4) eine sehr gute Näherung dar.

Aus einer Untersuchung über das Aussterben von Störungen des Geschwindigkeitsfeldes in SNR-ähnlichen Stabbündeln ($p = 1.3$, $p_w = 1.4$), die durch einen Ausschnitt über die Schlüsselweite dargestellt wurden (Abb. 18), folgt, daß

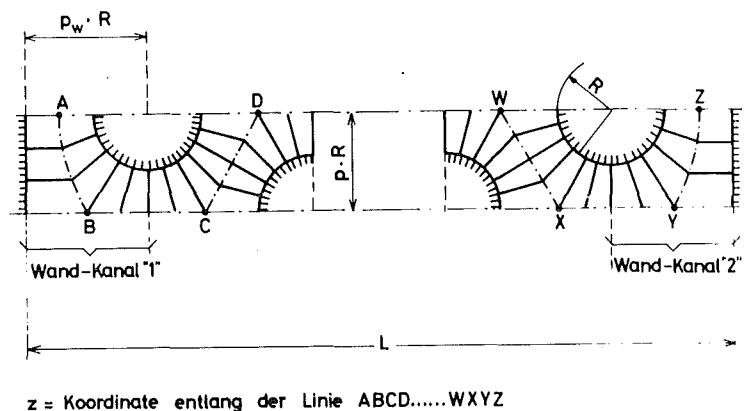


Abb. 18

die Ergebnisse für die verschiedensten, in Abb. 19 spezifizierten Anfangsbedingungen sehr gut durch die einfache e-Funktion

$$S_R = e^{-f \cdot X/d_h}$$

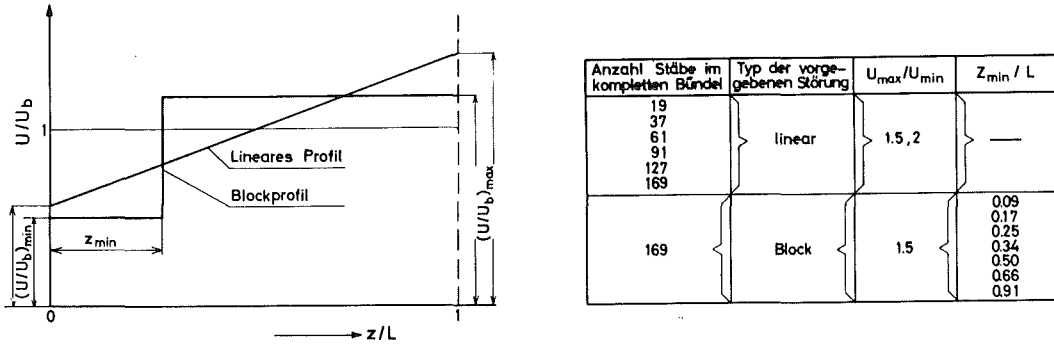


Abb. 19

dargestellt werden (Abb. 20). Diese e-Funktion folgt aus Gleichung (4) - bzw. (5) - durch Vernachlässigung des turbulenten Impulsaustausches und des quadratischen Korrekturfaktors bei Betrachtung gitterfreier Anordnungen. Beim Vorhandensein von Gittern kann somit die Aussage gemacht werden, daß die axiale Lauflänge einer Störung bis zum Erreichen eines vorgegebenen Restwertes im Vergleich zum glatten Bündel um den Faktor reduziert wird, um den der effektive Reibungsbeiwert nach der Gleichung

$$f_{\text{effektiv}} = f_{\text{glatt}} \left(1 + 300 \cdot \epsilon^2 \cdot \frac{n_{\text{gtot}}}{X_{\text{tot}}/d_h} \right)$$

höher als der des glatten Stabbündels wird.

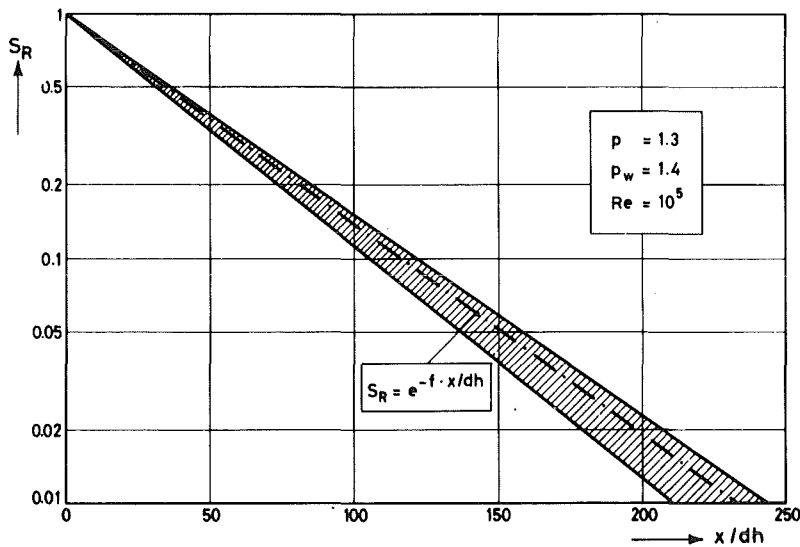


Abb. 20

ANHANG 1: Die Proportionalität "Wandschubspannungs-
gradient-Impulsfluß in Umfangsrichtung"

Der durch den turbulenten Charakter der Strömung verursachte Impulsfluß τ_φ in Umfangsrichtung von Stäben eines parallel angeströmten Bündels wird wie folgt beschrieben:

$$\tau_\varphi = -\rho (\epsilon_\varphi + \nu) \frac{\delta u}{r \delta \varphi} + \rho u v_\varphi$$

(ρ - Dichte, ν - kinematische Zähigkeit, ϵ_φ - turbulente Austauschgröße, u - axiale Strömungsgeschwindigkeit, v_φ - Sekundärströmungskomponente in Umfangsrichtung, r, φ - Zylinderkoordinaten).

Es wird eingeführt:

$$u(r) = u^+(r) \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} ; \frac{\delta u}{\delta \varphi} \approx \frac{u^+ + 1/\kappa}{2 \sqrt{\tau_w/\rho}} \cdot \frac{d \tau_w/\rho}{d \varphi} ;$$

$$\epsilon_\varphi = .154 \cdot y_0 \cdot F_1(r) \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} ; \nu \ll \epsilon_\varphi ;$$

$$v_\varphi = .573 \cdot \frac{\Delta \varphi}{\sqrt{\tau_w/\rho}} \cdot F_2(r) \frac{d \tau_w/\rho}{d \varphi}$$

($u^+(r)$ - bekannte Gesetzmäßigkeit für radiales Geschwindigkeitsprofil, τ_w - Wandschubspannung, κ - Parameter des Geschwindigkeitsgesetzes, y_0 - Geschwindigkeitsprofillänge, $\Delta \varphi$ - Ausdehnung des Sekundärwirbels in Umfangsrichtung, $F_1(r)$, $F_2(r)$ - bekannte Verteilungsfunktionen).

$$\tau_\varphi = F(r) \cdot \frac{d \tau_w}{d \varphi}$$

worin $F(r)$ nach den obigen Angaben berechnet werden kann. Für den über die Länge y_0 gemittelten Impulsfluß $\overline{\tau_\varphi}$ folgt durch Integration:

$$\bar{\tau}_{\varphi} = \int_R^{R+y_0} F(r) d \frac{r}{y_0} \cdot \frac{d\tau_w}{d\varphi}$$

(R = Stabradius)

Für Elemente endlicher Ausdehnung machen wir den Ansatz

$$S_{i,j} \cdot \bar{\tau}_{\varphi_{i,j}} = \Delta X \cdot \gamma (\tau_{w_i} - \tau_{w_j})$$

($S_{i,j}$ - gemeinsamer Querschnitt benachbarter Elemente i, j ,
 ΔX - axiale Ausdehnung der Elemente, γ - Austauschkoef-
 zient).

Mit

$$\frac{d\tau_w}{d\varphi} \rightarrow \frac{\tau_{w_i} - \tau_{w_j}}{\varphi_{i,j}}, \quad \frac{S_{i,j}}{\Delta X} = y_0$$

ergibt sich

$$\gamma = \frac{1}{\varphi_{i,j}} \int_R^{R+y_0} F(r) dr$$

Alle Unsicherheit des Austauschkoefizienten γ liegt in dem
 Umfangsabstand $\varphi_{i,j}$. Bei Benutzung des Lamellenkonzeptes kann
 diese Unsicherheit klein gehalten werden. Entarten die Lamel-
 len zu Unterkanälen, kann $\varphi_{i,j}$ nur grob abgeschätzt werden.

ANHANG 2: Literatur zur Detailinformation

W. Eifler

Über die turbulente Geschwindigkeitsverteilung und Wandreibung in Strömungskanälen verschiedener Querschnitte
Dissertation TH Darmstadt (1968),

W. Eifler

Berechnung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung und der Wandreibung in konzentrischen Ringspalten
Wärme- und Stoffübertragung 2 (1969), 36

W. Eifler, R. Nijsing

Berechnung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung und Wandreibung in unendlich ausgedehnten, parallel angeströmten Stabbündeln
Wärme- und Stoffübertragung 2 (1969), 246

R. Nijsing, W. Eifler

A rapid analytical approach for determining velocity and temperature distributions in fuel rod bundles
Reaktortagung des Deutschen Atomforums 1970, Berlin

W. Eifler, R. Nijsing

Berechnung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung und Wandreibung in exzentrischen Ringspalten
Atomkernenergie 18 (1971), 133

W. Eifler, R. Nijsing

Berechnung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung und Wandreibung in asymmetrischen Stabbündeln
Atomkernenergie 18 (1971), 189

W. Eifler, R. Nijsing

Turbulenter Reibungsbeiwert und Mischungsbeiwert für den
Impulsaustausch zwischen Unterkanälen - typische Beispiele
für nicht-universelle Gesetzmäßigkeiten
Reaktortagung des Deutschen Atomforums, 1972, Hamburg

W. Eifler, R. Nijsing

VELASCØ-velocity field in asymmetric rod configurations
EUR-4950 e (1973)

W. Eifler, R. Nijsing

Das Abklingen von Störungen des Geschwindigkeitsfeldes
in Stabbündel-Brennelementen
Atomwirtschaft 20 (1975), 177

W. Eifler, R. Nijsing

A 3D-version of the VELASCØ-code (to be published)

W. Eifler, R. Nijsing

The axial development of velocity fields in asymmetric
rod configurations (to be published)

ANHANG 3: Diskussion

W. Baumann (GfK, Karlsruhe)

Sekundärströmung war früher umstritten; heute ist dies nicht mehr der Fall, weil man verschiedene Effekte ohne die Annahme der Sekundärströmung nicht erklären kann. Wie ist es jedoch mit dieser Strömung, die kreislaufartig im Teilkanal auftreten soll, die aber ohne Druckabfall nicht existieren kann? Kann man sich Druckabfall in einer Ebene senkrecht zur Strömungsrichtung vorstellen?

W. Eifler (EURATOM, Ispra)

Der Auslösemechanismus für die Sekundärströmung ist in dem kontinuierlichen Wechsel zwischen Aufbau und Zusammenbruch der wandnahen Grenzschicht zu sehen. Dieser Vorgang erzeugt fluktuierende Impuls- und Massenströme senkrecht zur Wand, deren Intensität von der örtlichen Wandschubspannung abhängt. Wenn die Wandschubspannung sich um den benetzten Umfang ändert, entstehen resultierende Komponenten der Flüsse in Umfangsrichtung, die in dem von uns benutzten Ansatz proportional dem Wandschubspannungsgradienten angenommen werden. Dieser Ansatz, der durch Vergleich mit experimentellen Ergebnissen "geeicht" wurde, umgeht die Frage nach dem sicher vorhandenen, aber bisher nicht meßbaren Druckgradienten entlang eines Sekundärwirbels durch Rückgriff auf den Ursprung des Phänomens (also auch des eventuellen Druckgradienten).

ANHANG 4: Diskussion

W. Eifler (EURATOM, Ispra)

Die große Streuung der experimentellen Wärmeübergangszahlen für Flüssigmetall hat einen wesentlichen Grund darin, daß die - infolge des guten Wärmeüberganges - kleinen Temperaturdifferenzen zwischen Wand und Flüssigkeit experimentell nicht gut erfaßt werden können. Jedoch bedeutet dies gleichzeitig, daß beim umgekehrten Vorgang - der Berechnung der Wandtemperatur mit Hilfe dieser experimentell bestimmten Nu-Zahlen - auch eine große Ungenauigkeit der Nu-Zahlen in Kauf genommen werden kann, da der resultierende Fehler der Wandtemperatur in Grad - infolge des guten Wärmeüberganges - trotz allem gering ist.

TEMPERATURFELDER IN BÜNDELN MIT NA-KÜHLUNG

D. Weinberg
GfK, Karlsruhe

1. Einleitung

Die thermohydraulische Auslegung von flüssigmetallgekühlten Brennelementen erstreckt sich heute hauptsächlich auf zylindrische, eng gepackte Brennstäbe in symmetrischer, dreieckiger Anordnung, umgeben von hexagonalen Kästen. Die Auslegung solcher Brennelemente für den stationären und instationären Normalbetrieb und Notkühlfall hat in ihren Aussagen über die hydraulischen und thermischen Daten nicht den Genauigkeitsgrad, der wünschenswert und notwendig wäre. Als Zielvorstellung wäre erforderlich, daß im Falle einer nichtnominellen Anordnung von Brennstäben im Brennelement die örtlichen Temperaturverteilungen bekannt wären, um auch lokale Temperaturspitzen zu erfassen.

Heute werden Brennelemente überwiegend nach der Global-Parameter-Methode berechnet. Die zu berechnende Bündelgeometrie wird in eine Matrix von Unterkanälen eingeteilt. Solch ein Unterkanal umfaßt den Brennstab, den Fluidbereich, die Halterung der Stäbe und den Brennelementkasten. Für jeden dieser Unterkanäle werden die Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie aufgestellt

und für die gewünschte Matrix gelöst. Die Kopplung an den Grenzen der einzelnen Unterkanäle durch den Transport von Masse, Impuls und Energie geschieht durch Global-Koeffizienten, im einfachsten Fall durch einen sämtliche drei Transportvorgänge beschreibenden Vermischungs-Koeffizienten (mixing coefficient).

Der Hauptvorteil dieses Verfahrens liegt in der Kopplung und Berechnung auch komplizierter Geometrien des Brennelementes unter Berücksichtigung der unterschiedlichsten Abstandshaltertypen. Die Rechnungen können heute für dreidimensionale Strömungen im stationären und instationären Fall durchgeführt werden.

Dieses Verfahren ist nur in der Lage, mittlere Fluid-Temperaturen anzugeben und hat seine Schwierigkeiten bei der Anwendung in den Rand- und Eckgebieten des hexagonalen Brennelementkastens. Örtliche Temperaturen und Brennstaboberflächentemperaturen können nicht direkt berechnet werden. Die Berechnung der Brennstaboberflächentemperatur wird durch eine empirische Nusselt-Beziehung vorgenommen.

Daneben existieren Berechnungsmethoden, die für einzelne Unterkanäle mit glatten Brennstäben und ohne Abstandshalter die Navier-Stokes-Gleichungen des Impulses und der Energie für die örtlichen Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen lösen. Diese Methoden werden zur Herleitung von Global-Koeffizienten benutzt, da eine Behandlung nach dieser Methode für ein gesamtes Bündel auf große Schwierigkeiten stößt. Das Hauptproblem stellen dabei die Unkenntnis der örtlichen Schubspannungs- und der turbulenten Wärmestromverteilungen in derartigen unregelmäßigen Kanälen dar. Außerdem müßte bei Einbeziehung von Gitter- und Wendeldraht-Abstandshaltern sowie der Kastenberandung die physikalische Auswirkung dieser Geometrieveränderungen auf die Impuls- und Energieumverteilung bekannt sein. Zur Klärung dieser fehlenden Kenntnisse werden Einzeluntersuchungen an entsprechenden Geometrien herangezogen.

Die Anstrengungen zur Verbesserung der Bündelauslegung erstrecken sich danach in zwei Richtungen.

Einmal wird versucht, durch Verfeinerung der Global-Parameter-Methode die Aussagen auch an den kritischen Punkten zuverlässiger zu gestalten. Dazu gehören die Verwendung von verbesserten Nu-Beziehungen und die Unterscheidung von örtlichen Global-Koeffizienten je nach Lage des Unterkanals im Bündel. Zum anderen werden in Einzeluntersuchungen grundsätzliche Erkenntnisse für die Verteilung der turbulenten Schubspannung und des Wärmestroms in unregelmäßigen Kanälen und die Auswirkungen von z.B. Abstandshaltern oder sonstigen Kanalversperrungen auf die Strömungsverteilung für die Erweiterung der hier an zweiter Stelle erwähnten Methode angestrebt. Dabei wird nicht nur den nominellen Geometrien Aufmerksamkeit geschenkt, sondern für den Fall der beginnenden Unfallsituation auch den nichtnominellen Geometrien, also den unregelmäßigen Unterkanälen mit völlig asymmetrischer Stabposition.

Beispielhaft für die Verfeinerung und Entwicklung der Global-Koeffizienten-Methode und als Eingabe in die Impuls- und Energiegleichungen werden

- die neuesten Nu-Beziehungen für die Errechnung von Hüllrohroberflächentemperaturen in hexagonalen Bündeln mitgeteilt
- das Problem des "swirl-flow" dargestellt
- erste Ergebnisse der Untersuchung des turbulenten Wärmestroms in unregelmäßigen Geometrien angeführt.

2. Temperaturverteilungen im Bündel

2.1 Die Nu-Beziehung und dimensionslose Temperaturverteilung

Wie in einem axial durchströmten Rohr oder zentrischen Ringraum mit symmetrischer Wärmestromverteilung, so wird auch im unregelmäßigen Unterkanal eines hexagonalen Bündels zur Kopplung des Temperaturfeldes von Brennstab und Fluid die allgemeine Definition der α -Zahl verwendet:

$$\alpha_{\text{örtl.}} = \frac{\dot{q}_{\text{örtl.}}}{t_w - \bar{t}_{f1}} \quad (1)$$

Dabei kommt es jedoch, infolge der nicht symmetrisch ausgebildeten Wärmestromverteilung, zu Temperaturvariationen im Fluid- und Brennstabbereich, so daß es nach der obigen Definition von α zu negativen Werten kommen kann. Es ist deshalb günstiger, für einen Unterkanal einen mittleren Wärmeübergangskoeffizienten zu definieren:

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{q}}{\bar{t}_w - \bar{t}_{f1}} \quad (2)$$

Mit dieser Definition erhält man auch eine mittlere Nusselt-Zahl.

$$\bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot L}{\lambda_{f1}} = \frac{\bar{q} \cdot L}{(\bar{t}_w - \bar{t}_{f1}) \cdot \lambda_{f1}} \quad (3)$$

Mit dieser Beziehung können charakteristische Aussagen für den Unterkanal gemacht werden.

Im allgemeinen wird die Kennzeichnung der thermischen Verhältnisse im Unterkanal durch eine Nu-Beziehung in der Form

$$Nu = C + D \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (4)$$

vorgenommen.

Die Tabelle 1 zeigt eine Zusammenstellung der aus der Literatur bekannten Nu-Beziehungen für Flüssigmetalle in Bündeln mit dreieckiger Anordnung aus Experimenten und Rechnungen [1-20; 26; 28].

Dazu muß folgendes festgehalten werden:

- Die experimentell ermittelten Nu-Zahlen bzw. Nu-Gleichungen basieren auf der Bestimmung einer mittleren Bündelaustrittstemperatur und einer korrigierten mittleren Brennstaboberflächentemperatur über das gesamte Brennelement. Aussagen und Eigenschaften des einzelnen Unterkanals gehen dabei verloren. Die so hergeleiteten Nu-Beziehungen stellen Globalaussagen für die experimentell untersuchten Bündel dar.
- Die thermischen Randbedingungen in den Experimenten werden im allgemeinen nicht mitgeteilt.
- Die rechnerisch ermittelten Nu-Beziehungen betrachten einen zentralen Unterkanal bei unendlich ausgedehntem Bündel. Der Einfluß der Kastenwand kann nicht beachtet werden.

Die Abb. 1, 2, 3 zeigen nach p/d -Verhältnissen geordnet die Nu-Zahlen in Abhängigkeit von der Pe-Zahl. Neben der schon früher erkannten [39] Fehlerbreite der experimentellen Werte von $\pm 40\%$ und einem Unterschied von 40% zwischen rechnerisch und experimentell bestimmten Nu-Zahlen fällt die bei jeweils einem p/d -Verhältnis herrschende einheitliche Steigung bei verschiedenen Autoren auf. Dagegen ist die absolute Größe der Nu-Zahl unterschiedlich. Dies legt die Vermutung nahe, daß den aus den Experimenten gewonnenen Nu-Zahlen systematische Fehler bei der Temperaturbestimmung anhaften.

Lit.	Verfasser	Jahr	Theorie Experiment	Kühl- Mittel	Pe-Bereich	Pr mittel	Leistung W/cm ²	Temperatur- bereich °C	Handbed. Beheizungsart Oberfläche	p/d	n	Geometrie BE- Kasten Abstandshalter	Gleichung
[1]	Dwyer, Tu	1960	T	-	10 ² - 10 ⁴	-	8 - 12	38	Cu (H1)	1,375 -2,2	-		$Nu = 0,93 + 10,81 \frac{Pe}{p/d} - 2,01 \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^2 + 0,0252 \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^{0,273} (Pe - Pe_0)^{0,8}$
[2]	Subbotin	1960	E	Hg	80 - 470	0,035				1,0	7		
[3]	Friedland, Bonilla	1961	T	-	10 - 10 ⁵	0 - 0,1				1,375 -10	-		$Nu = 7,0 + 3,8 \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^{1,52} + 0,027 \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^{0,27} (Pe - Pe_0)^{0,8}$
[4]	Friedland, Dwyer, Maresca, Bonilla	1961	E	Hg	190-4000	0,016- 0,0227	5	49 - 127	elektr. (Cu)H1	1,38 1,75	19 13		
[5]	Borishanskii, Firsova	1963	E	Na	30-800	0,007	6 - 12	210 - 310	elektr. Cu	1,2	7	Rohr	$Nu = 6 + 0,006 Pe$
[6]	Borishanskii, Firsova	1964	E	Na He	30-400	0,007		220 - 270	elektr. Cu	1,2 1,5	-	Rohr	$Nu = 6 + 0,006 Pe$
[7]	Subbotin et al.	1964	T/E	-	100-4000	-			elektr. WT	1,1- 1,5	7 37		$Nu = 0,58 \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^{0,55} Pe^{0,45}$ mit $d_n = d \left[\frac{2\sqrt{2}}{3} \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^2 - 1 \right]$ $Nu = 8 [d_n/1 + 0,027 (p/d - 1,1)^{0,46}] Pe^{0,6}$
[8]	Maresca Dwyer	1964	E	Hg	150-4000	0,02	8 - 12	38	Cu(H1)	1,75	13	Rohr	
[9]	Nismo Dwyer	1965	E	Hg	150-4000	0,0185	8 - 12	38	Na (H1)	1,75	13	Rohr wendelf.AH	$Pe < 700: Nu = -2,79 + 3,97(p/d) + 1,035(p/d)^2 + 3,12 \log_{10} Re - 0,285 (\log_{10} Re)^2$ $Pe > 700: Nu = a + b (Pe)^{\gamma}$ $a = 6,66 + 3,126 (p/d) + 1,184 (p/d)^2$ $b = 0,0155$ $\gamma = 0,86$ $\gamma = 1 - 1,82/Pr (\epsilon_{eff})_{max}^{1,4}; 1,3 \leq p/d \leq 3,0$
[10]	Subbotin et al.	1965	E	Na	2 - 1200	-				1,04 1,14	19 37		
[11]	Kalish, Dwyer	1967	E	NaK	250-1200	0,013			elektr.	1,75	19	Rohr	
[12]	Borishanskii, Gotovskii, Firsova	1967	T/E	Na He	70-2000	0,007 0,03			elektr.	1,1 1,2 1,5	-		
[13]	Pasek	1967	E	Na	21 - 120	0,007				1,2	7		
[14]	Subbotin Ussakov	1967	E/T	Na	4 - 2500					1,04 1,15 1,25	37	wendelf.AH sechseckig	$Nu = 5,5 + 0,003 \cdot Pe; (p/d = 1,15)$
[15]	O.E.Dwyer	1970	T						q = const t = const	1,05- 2,00	∞		slug-flow Nu-Zahlen
[16]	Borishanskii	1969	E		65-2200	0,03; 0,007	6,6-16,6	205-236		1,1- 1,5	7	Rohr	für $200 \leq Pe \leq 2200$ $Nu = 24,15 \lg [-8,12 + 12,76 \left(\frac{Pe}{p/d}\right) - 3,65 \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^2] +$ $+ 0,0174 [1 - \exp(-\frac{Pe}{200})] (Pe - 200)^{0,9}$ für $Pe < 200$ $Nu_1 = 24,15 \lg [-8,12 + 12,76 \left(\frac{Pe}{p/d}\right) - 3,65 \left(\frac{Pe}{p/d}\right)^2]$
[17]	H.Gräber M.Rieger	1972	E	NaK	110-4300	0,008- 0,024	5,3-28,0 10,0	124-306 100-425	elektr. WT	1,25 1,60 1,95	31	Rohr	$Nu = a + b Pe^c$ $a = 0,25 + 6,20 p/d; b = -0,007 + 0,032 p/d$ $c = 0,800 - 0,024 p/d$ für $p/d = 1,2 - 2,0; Pe = 150 - 4000$
[18]	O.E.Dwyer H.C.Berry	1971	T		20-5000	0,0048- 0,022			q = const.auss. t = const.auss.	1,001- 1,30	∞		Parameter-Studie
[19]	A.V.Zhukov (1967)	1969	E	Na	400-4500					1,1- 1,5	19 37	sechseckig	$Nu = 0,58 (1,1(p/d)^2 - 1)^{0,55} Pe^{0,45}$ $1,1 \leq p/d \leq 1,5; 400 \leq Pe \leq 4000$
[20]	N.I.Buleev	1972	T		$Re = 4 \cdot 10^3 -$ $2 \cdot 10^5$	0,01; 0,025			$\frac{\lambda_{wand}}{\lambda_{flüssig}} = 0,2;$ $1,0; 1,5; 2,0$	1,0-1,05 1,1; 1,2	∞		$Nu = (\lambda_w/\lambda_f)^{0,11} Pr - f(p/d; Pe) \frac{p/d}{m} \left[\frac{1,0}{0,48} \left \frac{1,05}{0,18} \right \frac{1,1}{0,05} \right]$
[26]	W.J.Oberjohn	1970	T		70-35-10 ⁵	0,7- 0,00735			q=const	1,02- 1,75	∞		Parameter-Studie
[28]	V.P. Bobkov	1972	T		10 - 2000	0,01 - 0,04							$\frac{c_w}{D} = 0,025$ $\frac{\lambda_w}{\lambda_f} = 0,040$ $\frac{\lambda_w}{\lambda_f} = 4,0$ $Nu = Nu_0 + B \cdot Pe^{0,8}$ $Nu_0 = 3 [1 - \varphi_1 (0,7 + 0,3 \exp(-0,32 \epsilon_n^{0,2}))]$ mit $\varphi_1 = (Y_0 \max - Y_0 \min) Y_0 \max$ $\epsilon_n = \frac{\lambda_w}{\lambda_f} \left\{ \left[1 - \frac{\lambda_w \lambda_f}{\lambda_w \lambda_f} \left(\frac{f_0 d_w}{f_0} \right)^{2n} \right] \left[1 + \frac{\lambda_w \lambda_f}{\lambda_w \lambda_f} \left(\frac{f_0 d_w}{f_0} \right)^{2n} \right]^{-1} \right\}$ $B = 2,2 \cdot 10^{-2} ko$ $ko = \frac{Nu_0}{Y_0}, f_0 = \text{Stabradius}$

Tabelle 1: Wärmeübergangsbeziehungen für Stabbündel mit dreieckiger Anordnung

Es soll hier noch näher auf die in der Fußnote⁺⁺⁺⁾ dargestellten Grundgleichungen des turbulenten Transports nach [28] eingegangen werden, um zu zeigen, mit welchem theoretischen und experimentellen Aufwand Nu-Beziehungen aufgestellt werden. Es ist daraus auch abzulesen, wie dringend notwendig die genauere Kenntnis von Brennstab-Oberflächentemperaturen ist.

Die von Bobkov [28] mitgeteilte Nu-Beziehung gründet sich auf Experimente zur Ermittlung des anisotropen turbulenten Energieaustausches in unregelmäßigen und gekoppelten Kanälen. Als Medium wurden Luft, Wasser und Quecksilber verwendet. Der Gültigkeitsbereich wurde dann von Bobkov auch folgerichtig nur für Pr-Zahlen $> 3 \cdot 10^{-2}$ angegeben. Da eine relevante Pr-Zahl für Na bei 550°C in der Größenordnung von $\text{Pr} = 4 \cdot 10^{-3}$ liegt, sollte diese Nu-Gleichung hierfür nicht angewendet werden. Auf diesen Umstand hat auch H. Fuchs [32] aufmerksam gemacht, als er versuchte, die von Bobkov verwendete Methode zur Ermittlung der turbulenten Schwankungsgrößen experimentell für Na zu bestätigen. Fuchs erhielt viel zu große Werte der Energieaustauschgröße für Na, was er hauptsächlich darauf zurückführte, daß die Größenordnungen der Wärmeleitfähigkeit λ und der Temperaturleitfähigkeit a gleich groß sind und somit das Energieaustauschmodell, wie es für Quecksilber entwickelt wurde, nicht mehr gültig ist. Es würde also von großer

+++)

$$\left(\frac{\epsilon_H}{a}\right)_y = 0,167 \text{ Re} \cdot \text{Pr} \left[1 - \exp(-1,83 \cdot 10^{-5} \cdot \text{Re}) \right] (1-\bar{y})^2 \cdot \gamma \cdot \left(\frac{u}{u}\right)^2$$

$$\left[1 - \left(1 - \frac{y}{y_{\max}}\right)^4 \right] \exp\left(-1,54 \frac{y}{y_{\max}}\right)$$

$$\left(\frac{\epsilon_H}{a}\right)_\varphi = 0,38 \cdot \text{Re} \cdot \text{Pr} \left[1 - \exp(-1,83 \cdot 10^{-5} \cdot \text{Re}) \right] (1-\bar{u})^2$$

$$\left[1 - \left(1 - \frac{y}{y_{\max}}\right)^{20} \right] \exp\left(-2,34 \frac{y}{y_{\max}}\right)$$

mit $\gamma = 0,06 - 0,94$

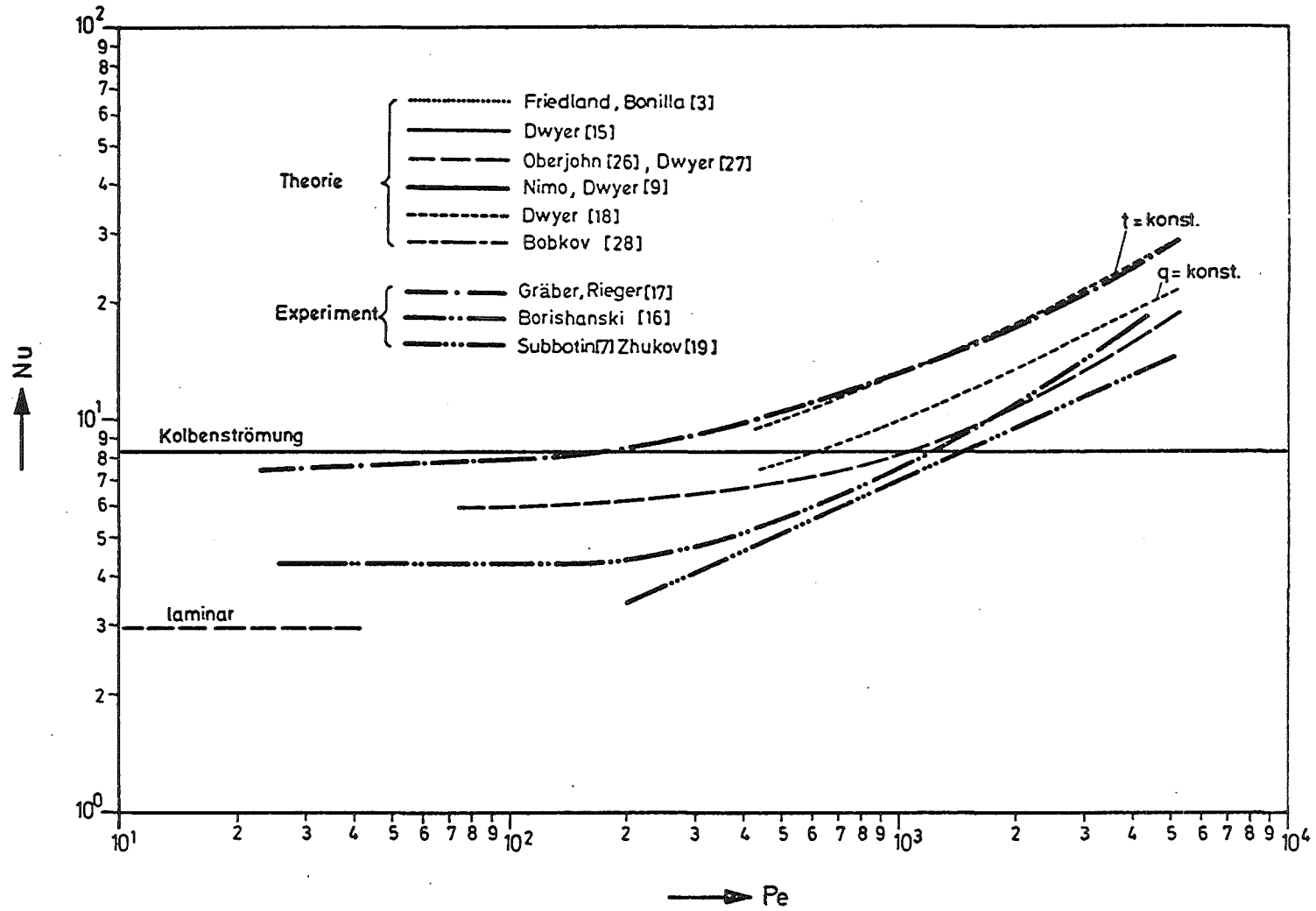


Abb. 1: Wärmeübergangsbeziehung für hexagonale Stabbündel (P/D = 1,1)

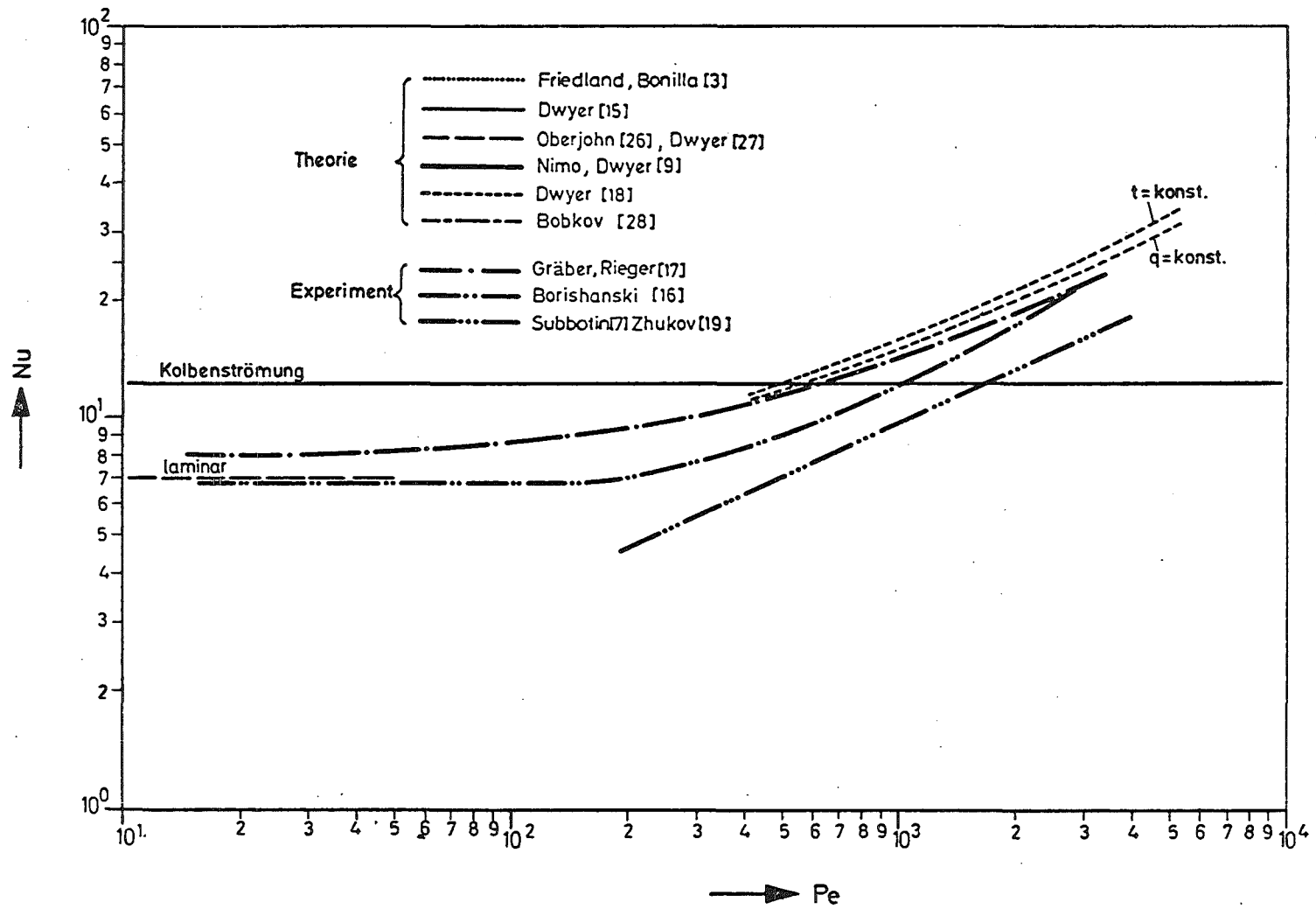


Abb. 2: Wärmeübergangsbeziehung für hexagonale Stabbündel ($P/D = 1,2$)

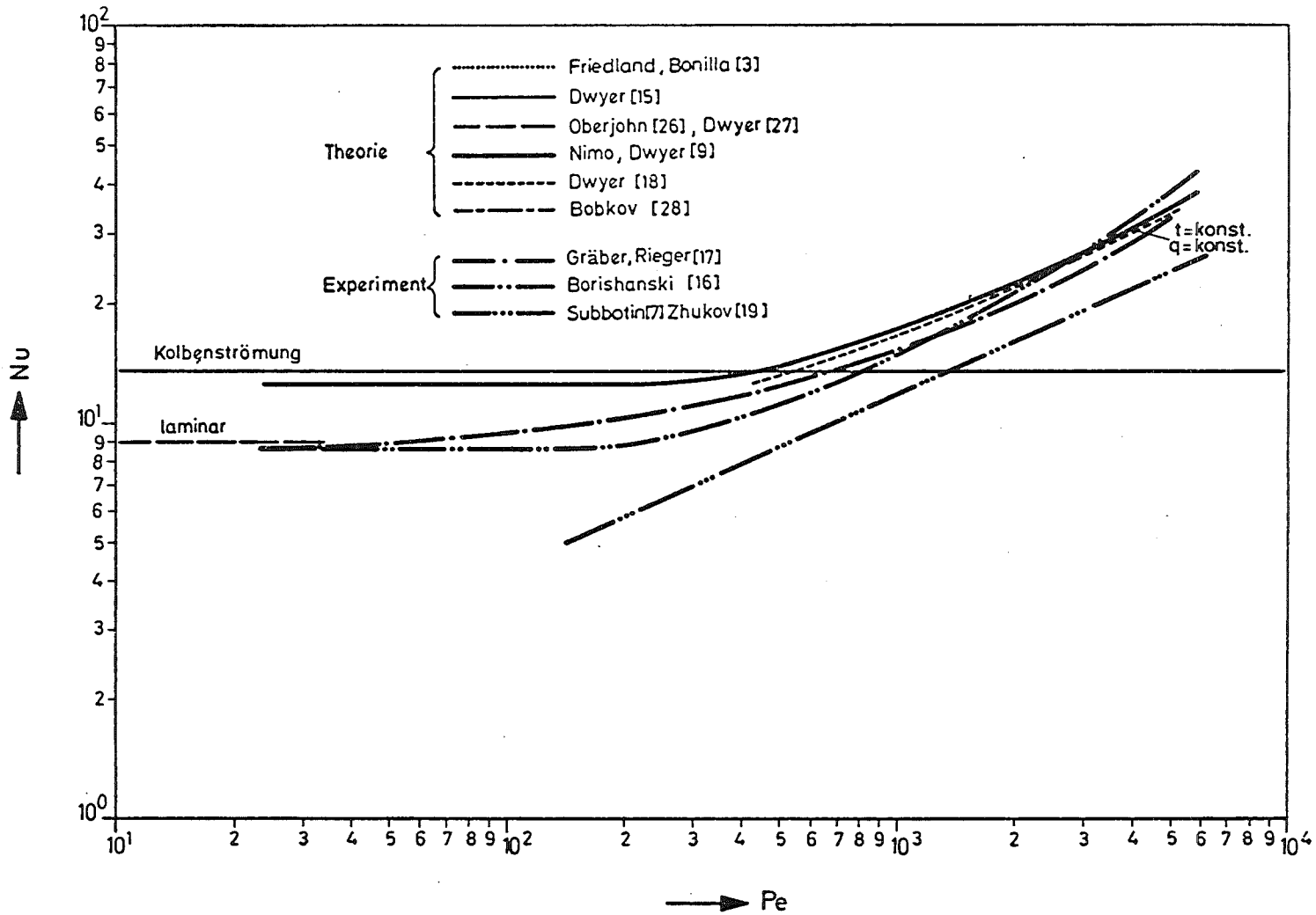


Abb. 3: Wärmeübergangsbeziehung für hexagonale Stabbündel ($P/D = 1,3$)

Bedeutung sein, wenn das von Bobkov entwickelte Grundmodell auf Natrium übertragen werden könnte.

Neben den Nu-Beziehungen hat sich ein für einfache regelmäßige Geometrien entwickeltes universelles, dimensionsloses Temperaturprofil auch für die Anwendung auf Unterkanäle von Brennelementen bewährt. Nach dem Vorbild des universellen Geschwindigkeitsgesetzes ist die allgemeine Formulierung

$$T^+ = A \ln y^+ + B \quad (5)$$

mit $y^+ = \frac{y}{x} ; y^x = \frac{v}{v^x}$

und $T^+ = \frac{\bar{t}_w - \bar{t}_{f1}}{\bar{q} \cdot a} \cdot \lambda_{f1} \cdot v^x$

Die Koeffizienten A und B sind von der Prandtl-Zahl abhängig und müssen aus Experimenten bestimmt werden. Für Quecksilber wird von Subbotin [29] angegeben (Pr = 0,026).

$$T^+ = 4,75 \ln y^+ - 7,5$$

Bei Beschreibung azimuthaler Temperaturverteilung am Umfang von Brennstäben wird T^+ als cos-Funktion angegeben. Es ist möglich, so komplizierte Kanäle wie den Eckkanal eines hexagonalen Bündels mit Drahtabstandshaltern zu beschreiben [33].

2.2 Strahlenbildung im Bündel mit Draht- und Rippenabstandshaltern

In Untersuchungen an durchsichtigen Bündelattrappen [40] sowie in gezielten Experimenten in einem axial mit Natrium durchströmten 61-Stabbündel mit Draht- und Rippenabstandshalterung [41,42,43] wurde die Wendelströmung (sog. swirl-flow) eingehend untersucht. Bei der axialen Durchströmung eines solchen Bündels folgt das Medium hauptsächlich den um den Brennstab geführten Drähten. Besonders augenfällig ist dieser Effekt zwischen den Randstäben und der Brennelement-Kastenwand. In diesem Bereich kommt es infolge einseitiger Ausrichtung der Drähte zu einer Richtungsströmung zwischen der äußeren Reihe von Stäben und Kastenwand um das Bündel herum. Zwischen den Unterkanälen an der Kastenwand und denjenigen im Bündelinneren existiert gleichzeitig eine thermohydraulische Wechselwirkung.

Die Wendelströmung bewirkt infolge der gerichteten Strömung eine Umverteilung der Energie, so daß sich einmal in Gebieten mit hohen Temperaturen die Temperaturspitzen abbauen und zum anderen eine charakteristische Temperaturumverlagerung erfolgt. Dabei sind die Auswirkungen der Wendelströmung je nach Belastungsfall des Bündels unterschiedlich.

Global-Rechenprogramme berücksichtigen daher im allgemeinen zur Auslegung von Bündeln mit Wendelabstandshaltern den Effekt der Wendelströmung als Global-Parameter. Hier sollen die Ergebnisse aus Rechnungen und Experimenten des Wendelströmungseffektes miteinander verglichen werden. Darüber hinaus wird ein weiterer zu beachtender Effekt dargestellt.

- Bei einem ungleichmäßig beheizten Bündel mit z.B. 3 Rippenabstandshaltern treten in den Ecken des Bündels Temperaturspitzen auf, sofern bei der Berechnung nur rein axiale Strömung beachtet wird (siehe Abb. 4, $EF = 0$). Da die Rippen der Stäbe jedoch die gleiche Drehung besitzen, wird im Bereich der Kastenwand eine gerichtete Strömung (Wendelströmung) erzeugt, die die Temperaturspitze aus der Ecke heraus trägt. Gleichzeitig findet eine Wechselwirkung zwischen diesen Randkanälen und benachbarten kühleren Innenkanälen statt, so daß generell ein Abbau bzw. Ausgleich der Temperaturen eintritt. Dabei stellt "EF" den globalen Wendelströmungseffekt dar, der nach Art eines Wirkungsgrades definiert ist, wobei $EF = 1$ bedeutet, daß die von den Wendeln abgedeckte Strömung im Bereich der Kastenwand der Richtung der Rippensteigung folgt.
- Bei einer extrem schiefen Beheizung des Bündels kann die Wendelströmung einen starken Austausch von heißer und kalter Strömung bewirken, so daß eine Umverteilung der Temperaturverhältnisse geschieht. Die Abb. 5 zeigt für einen Wendeldraht diesen Effekt. Bei Bündeln mit größer werdender Stabzahl erhält dieser Austausch geringere Bedeutung, weil der dann azimuthal zurückzulegende Weg der Strömung an der Kastenwand immer größer wird.

Darüber hinaus haben nun Experimente an Bündeln mit Drahtabstandshaltern gezeigt $\sphericalangle 40,43 \sphericalangle$, daß sich neben der Wendelströmung eine weitere gerichtete Strömung ausbildet. Diese Strömung folgt den durch die Drahtabstützstellen gegen die Kastenwand gebildeten "Straßen", die eine größere Neigung gegen die Strömungsrichtung aufweisen als die eigentlichen Drahtabstandshalter. Aufgrund der geringen Steigung und damit größeren Versperrung in der Axialrichtung tritt eine größere Wendelströmung zwischen Bündel und Kastenwand auf. Die Abb. 6 zeigt diesen Effekt in einigen Fotografien.

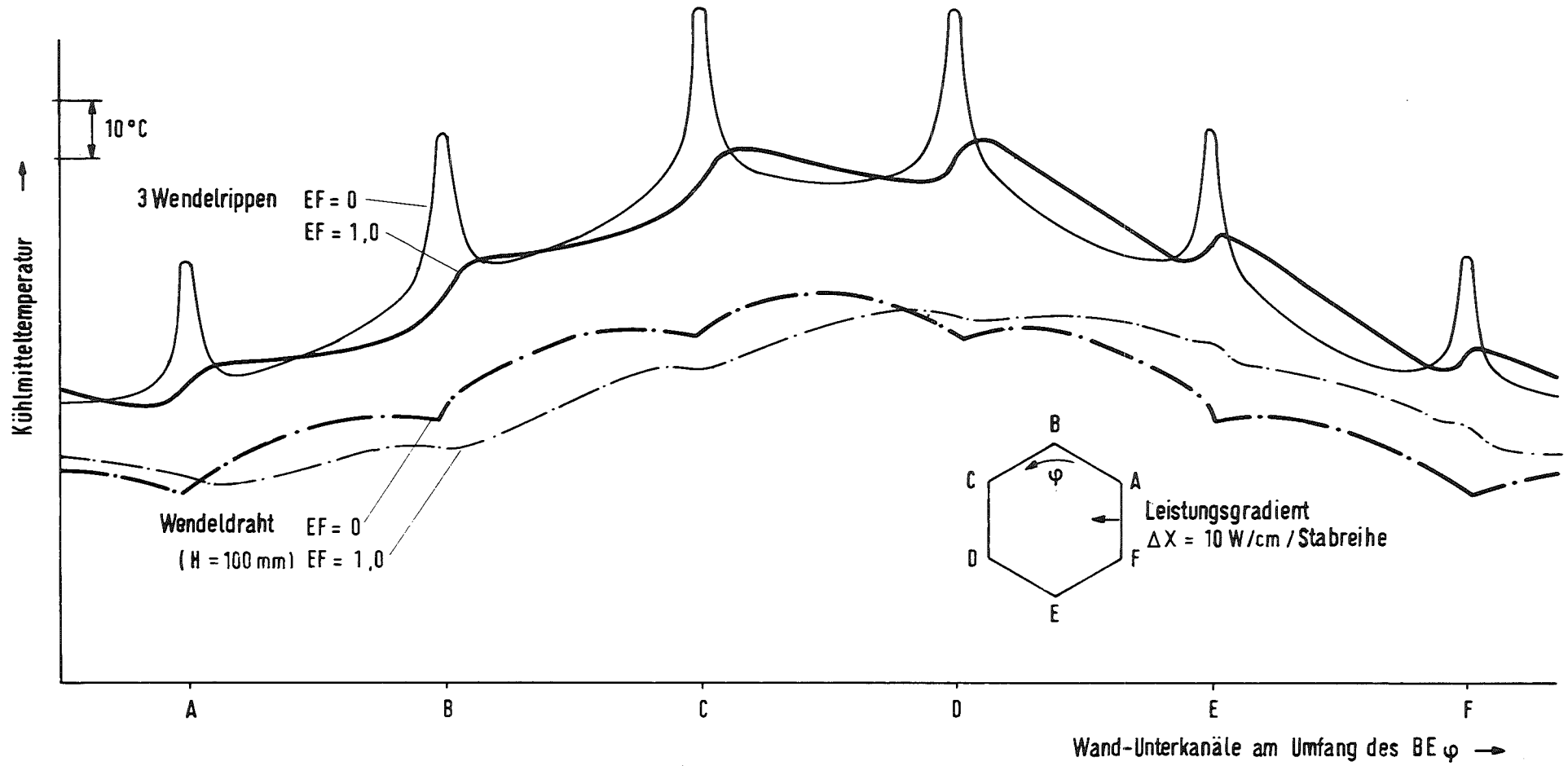


Abb. 4: Kühlmittel-Temperaturvariation in den Wand-Unterkanälen am Umfang des BE am Austritt eines 169-Stabbündels mit Wendelabstandshaltern ($P/D = 1,32$) nach [42]

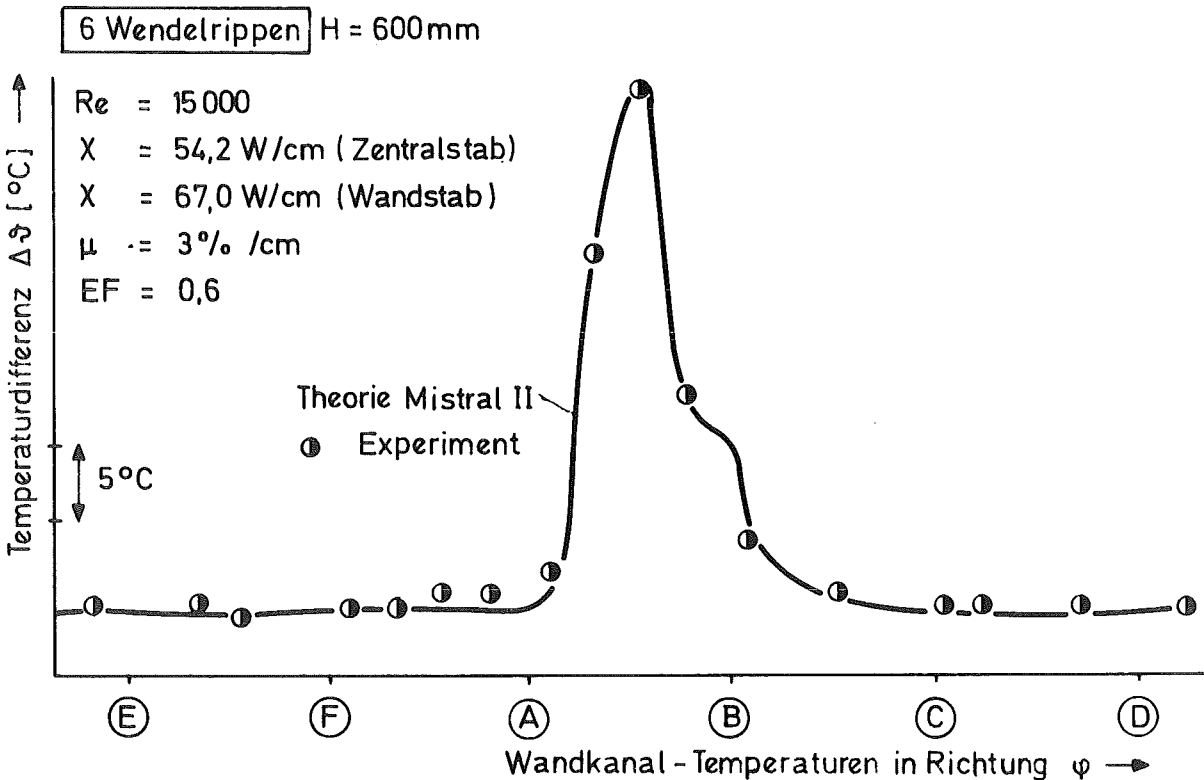
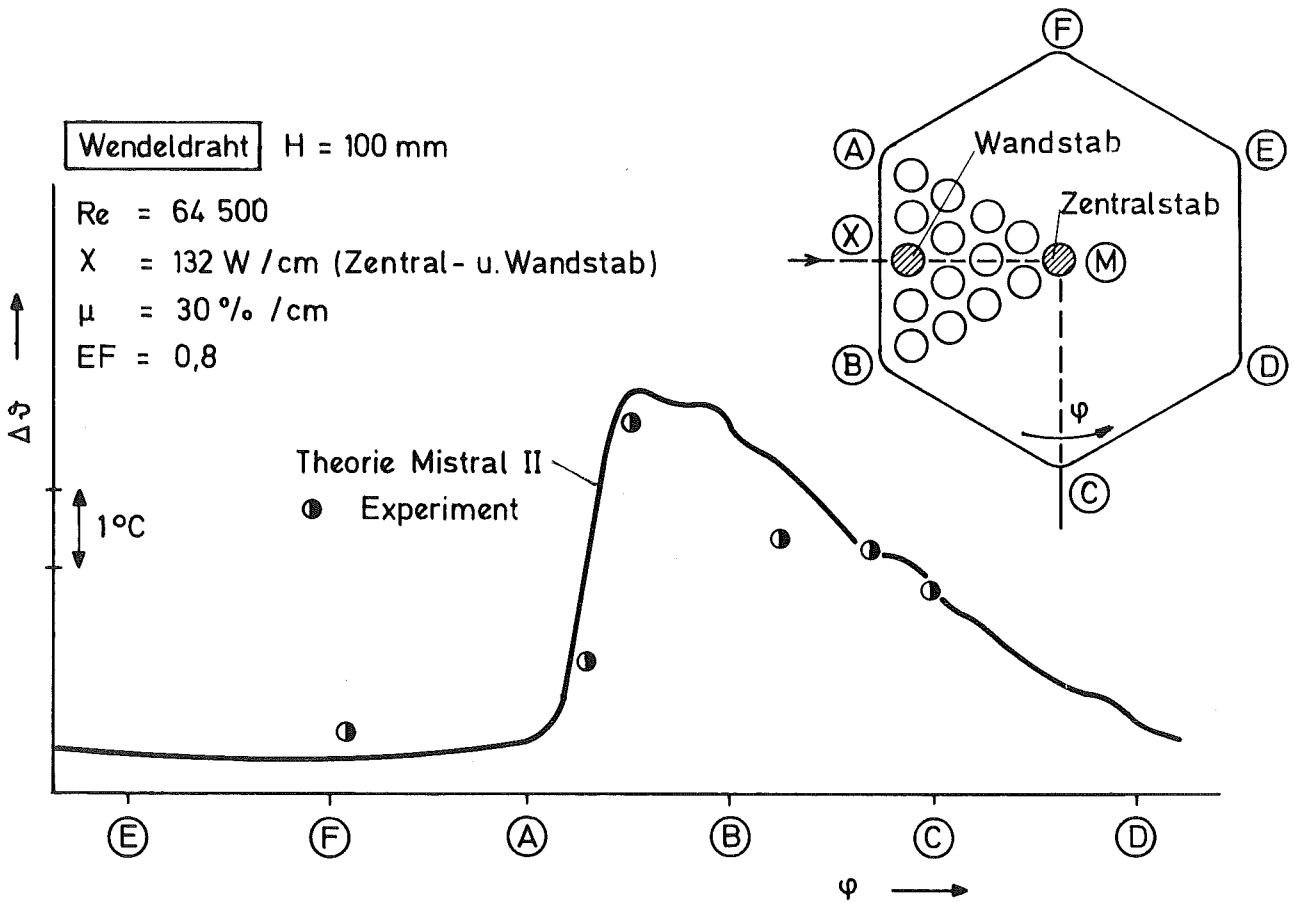
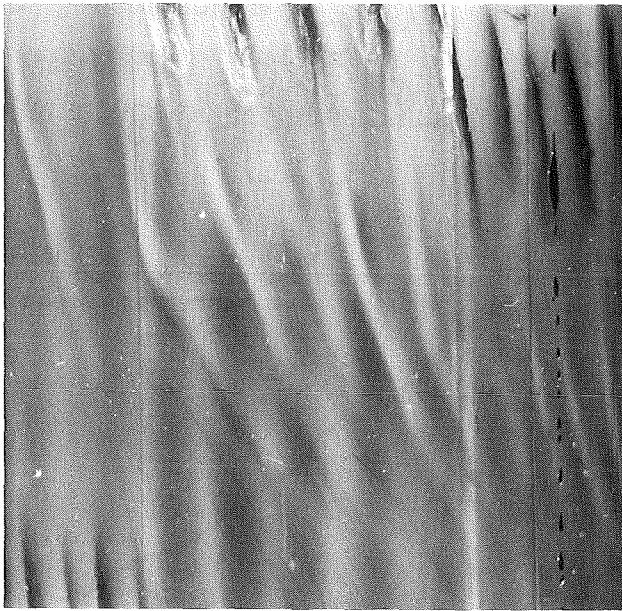
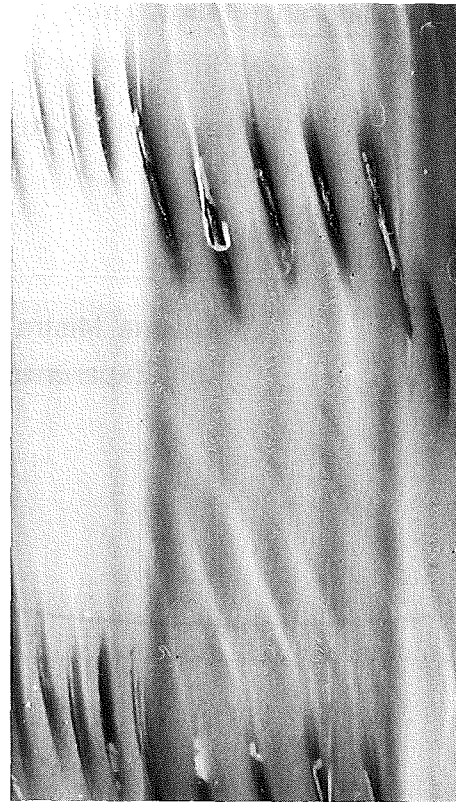


Abb. 5: Temperaturverteilung im Bündelquerschnitt
 Vergleich Theorie - Experiment (P/D = 1,32) [42]



$Re = 8570$ (2,00 m/sek)



$Re = 12000$ (3,00 m/sek)



$Re = 21400$ (4,90 m/sek)

Abb. 6: Strömungsverlauf in der Randzone eines
61-Stabbündels mit Wendeldrahtabstandshalter
Steigung 100 mm, $p/d = 1,32$

Es stellt ein 61-Stabbündel mit einem Wendeldraht dar. Deutlich ist die Wechselwirkung der beiden gerichteten Strömungen zu erkennen, Gebiete mit völliger Vermischung wechseln sich ab mit Gebieten, in denen einmal die Wendelströmung und einmal die "Straßen"-Strömung vorherrschen.

Dieser Effekt der zusätzlich gerichteten Strömung wurde indirekt in Na-Versuchen in einem 61-Stabbündel gemessen. Die Abb. 7 zeigt Temperaturmessungen entlang der Kastenwand bei Beheizung eines Randstabes und gleichzeitig Rechenergebnisse mit dem Globalprogramm MISTRAL II [43].

Die experimentellen Ergebnisse liegen, wie in Abb. 7 zu sehen ist, über dem gerechneten Temperaturverlauf mit $EF = 1,0$. Diese Tatsache ist nur dadurch zu erklären, daß durch die zusätzliche gerichtete "Straßen"-Strömung ein intensiverer azimuthaler Wärmetransport erfolgt. Dieser Effekt scheint von der Wendelsteigung abhängig zu sein, was durch laufende Untersuchungen zur Zeit geklärt wird.

Beobachtet man die in axialer Richtung in gleichmäßigen Abständen an der Kastenwand anliegenden Drähte bzw. Rippen, so sieht man, daß je nach betrachtetem axialem Ort die Strömungs- und Temperaturverhältnisse im Randbereich sehr unterschiedlich sein können. Es ist nicht auszuschließen, daß bei der Beschreibung der axialen Temperaturverhältnisse in einem hexagonalen Bündel mit Draht- bzw. Rippenabstandshaltern mit verschiedenen Global-Parametern gerechnet werden muß.

Bei der Betrachtung der azimuthalen Strömungsform innerhalb eines bestimmten Strömungsquerschnittes trifft das vorher für den axialen Temperaturverlauf gesagte ebenso zu. Am Umfang der Kastenwand treten die unterschiedlichsten Formen der gerichteten Strömung auf. Auch hier muß man, um die Temperaturverhältnisse richtig zu erfassen, mit verschiedenen Global-Parameter-Ansätzen arbeiten.

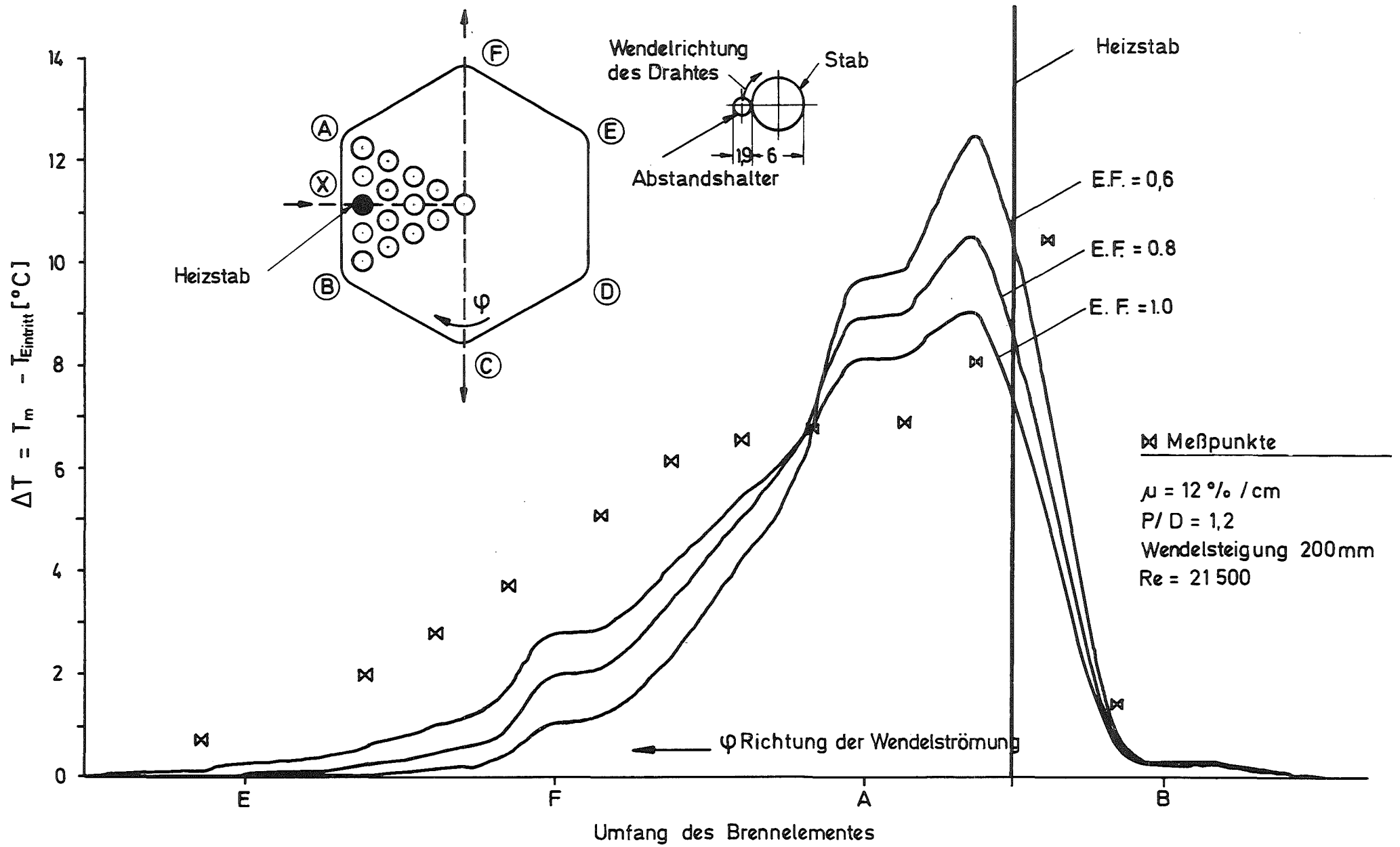


Abb. 7: Wendelströmungs-Effekt, Vergleich von Rechnung und Experiment

2.3 Einfluß von Geometrieänderungen auf das Temperaturfeld

Als Beispiel für die Entwicklung eines verbesserten Ansatzes zur Eingabe in die Energiegleichung sollen hier erste Ergebnisse der Untersuchungen über den Geometrie-einfluß auf die turbulenten Austauschgrößen berichtet werden. Die Untersuchungen werden in einem zentrischen und exzentrischen Ringraum in einer Natriumströmung und Wasserströmung durchgeführt.

Für die Deutung der Temperaturprofilmessungen im Natrium war es notwendig, zuvor die Geschwindigkeitsverteilungen in einer derartigen Geometrie zu messen. Dabei wurde auch der hydrodynamische Einlauf mit untersucht.

Die Abb. 8 und 9 zeigen Geschwindigkeitsprofile in einem Ringraum mit einem Radienverhältnis $r_1/r_2 = 0,25$ und einer Exzentrizität $\epsilon = 0,25$, gemessen wurde in 3 axialen Ebenen in der Symmetrieebene. Die Profile sind asymmetrisch und zeigen mit wachsendem hydrodynamischem Einlauf eine Veränderung des Geschwindigkeitsmaximums.

In der gleichen Geometrie wurden Temperaturprofile in Natrium aufgenommen. Die Abb. 10 zeigt die Ergebnisse für eine Wärmestromdichte von 80 W/cm^2 und einer Exzentrizität von $\epsilon = 0,10$ und $\epsilon = 0,30$ bei Beheizung des Innenstabes. Bei Auswandern des Innenstabes aus der Mittellage wird der Temperaturgradient im engeren Ringspalt größer und im größeren Ringspalt geringer.

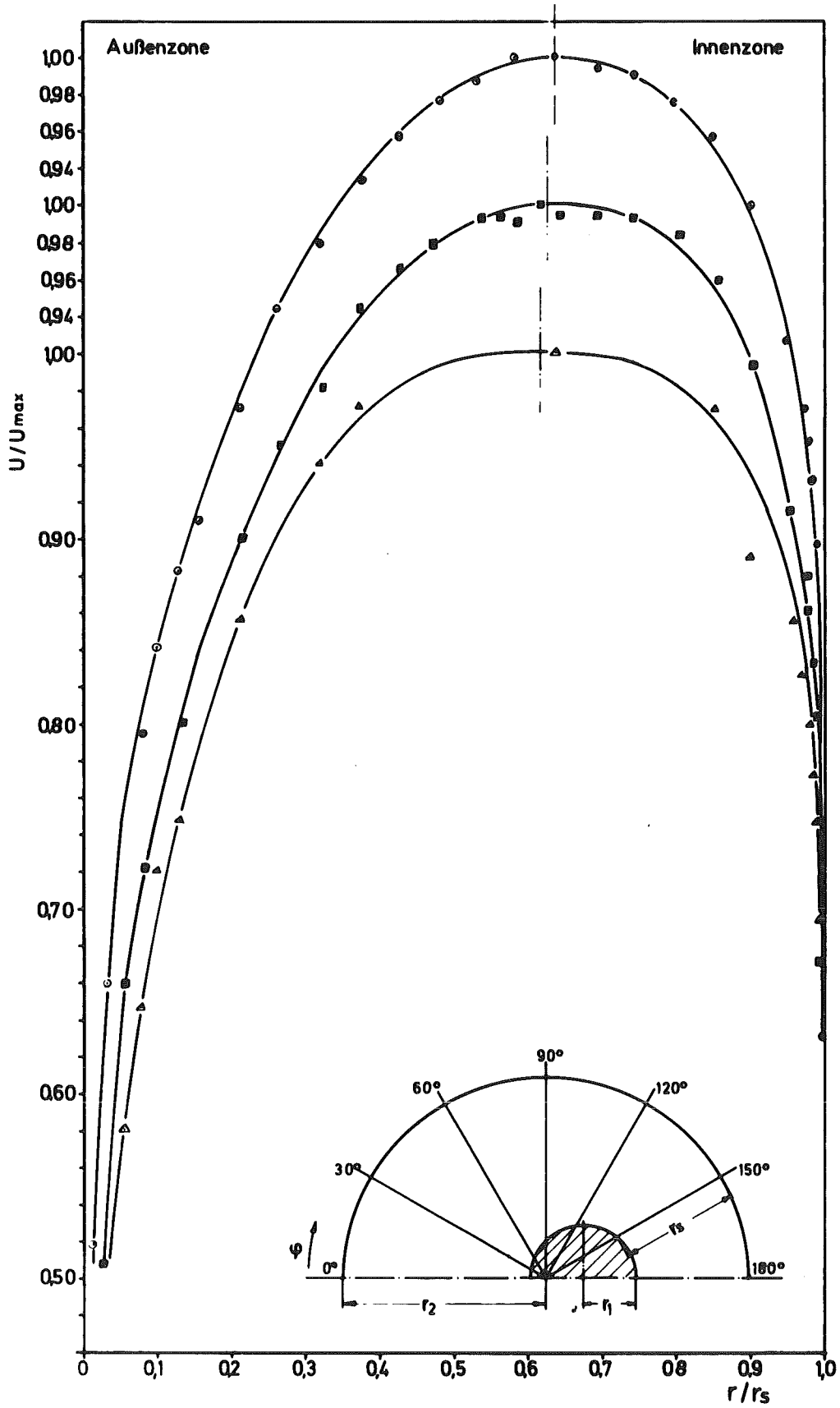


Abb. 8: Geschwindigkeitsprofil im exzentrischen Ringraum $\phi = 0^\circ$
 $r_1/r_2 = 0,25$; $\epsilon = 0,25$; $Re = 34,38 \cdot 10^3$, $1/d_h = 15,0$ (Δ)
37,8 (\square) 52,0 (\circ)

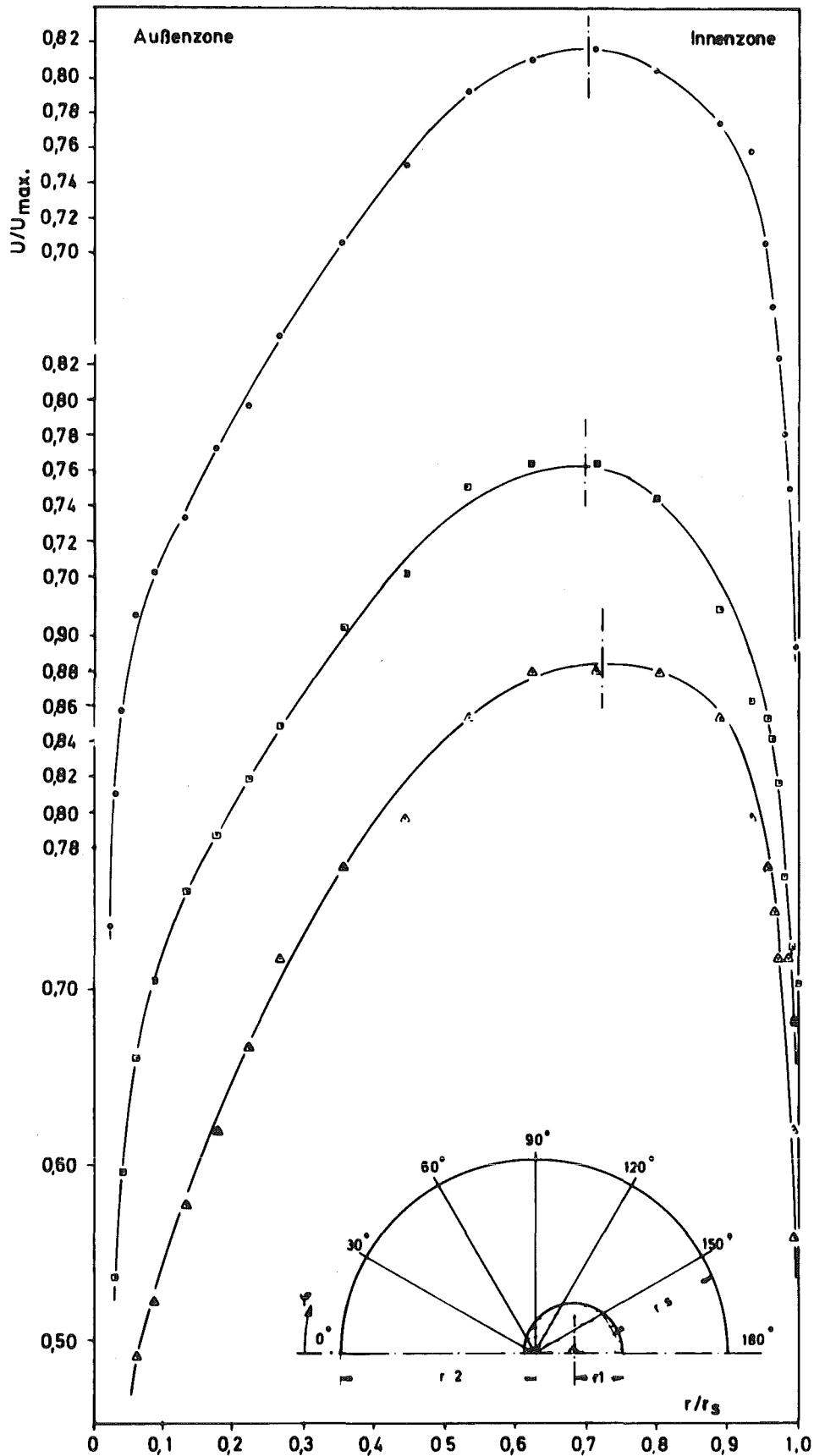


Abb. 9: Geschwindigkeitsprofil im exz. Ringraum $\varphi = 180^\circ$
 $r_1/r_2 = 0,25$; $\epsilon = 0,25$; $Re = 34,38 \cdot 10$; $l/d_h = 15,0$ (Δ);
 37,8 (\square); 52,0 (\circ)

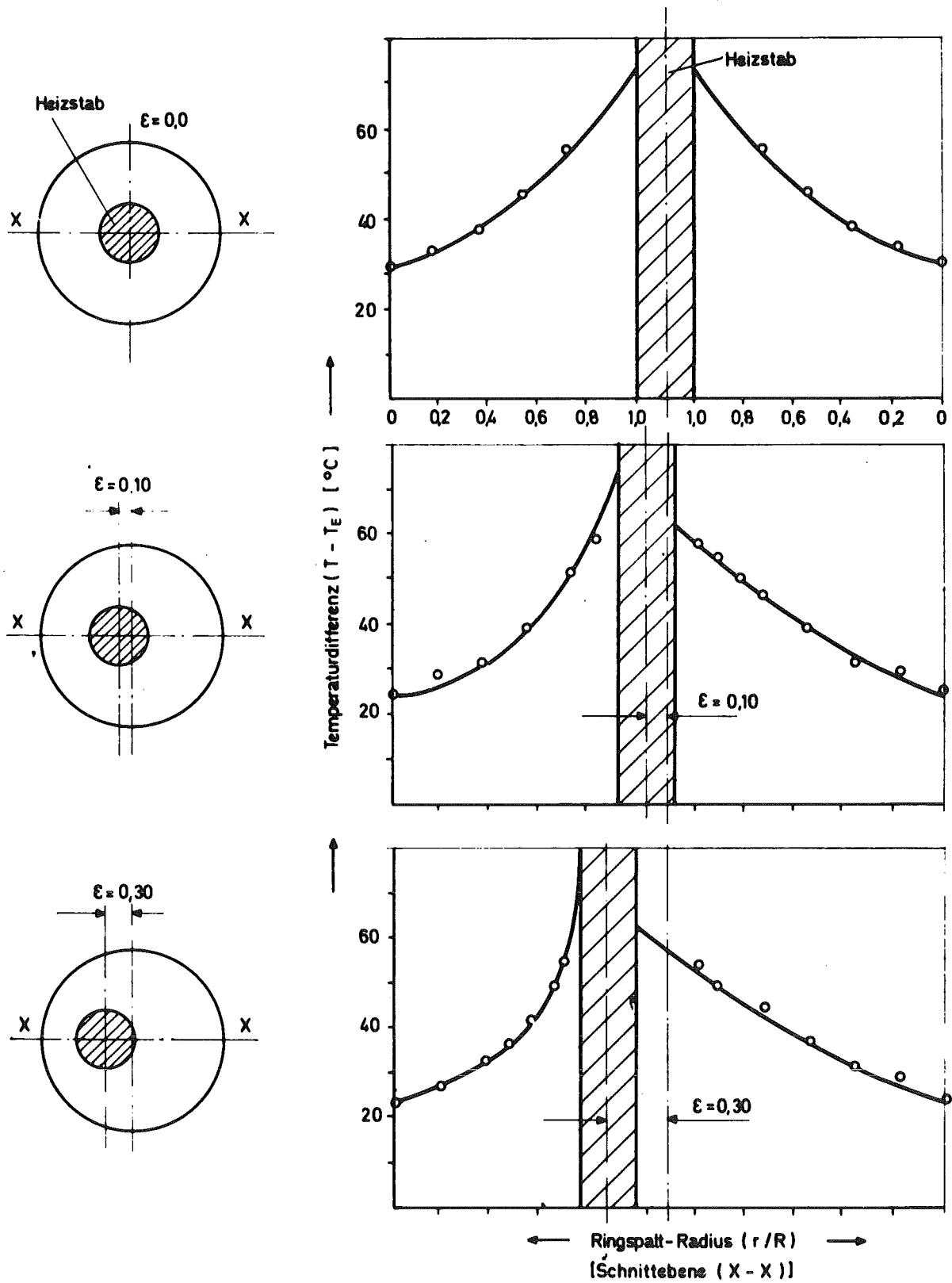
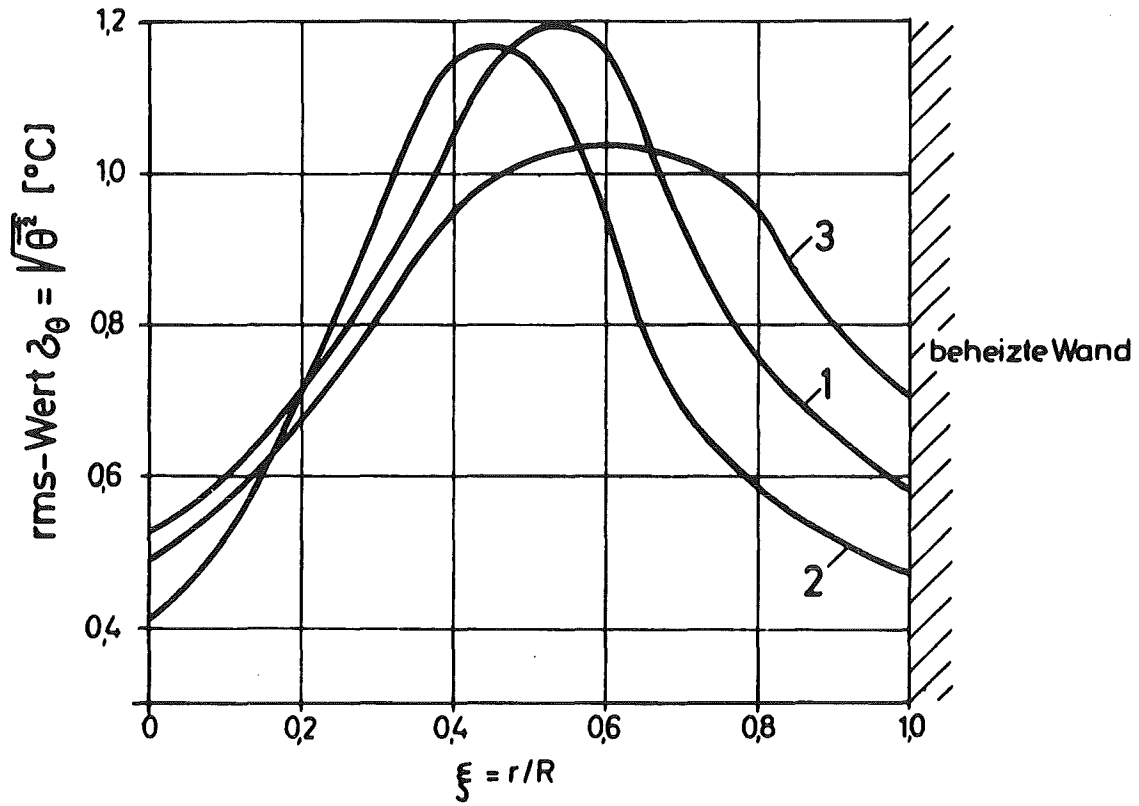


Abb. 10: Experimentell ermittelte Temperaturverteilung im zentrisch/exzentrischen Ringraum für Natrium ($Pr=0,0057$; $Re = 4,6 \cdot 10^4$; $r_1/r_2 = 0,25$; $q = 80 \text{ W/cm}^2$; $m = 1,58 \text{ m}^3/\text{h}$; $1/d_h = 37,2$)

Gleichzeitig wurden in dieser Anordnung Temperaturfluktuationen über den Strömungsquerschnitt in der Symmetrieebene registriert. Abb. 11 zeigt die gemessenen rms-Werte für den zentrischen Ringspalt und der Exzentrizität $\epsilon = 0,25$ für den engen und weiten Spalt. Es ergibt sich für die Temperaturfluktuation ein charakteristischer Verlauf mit einem ausgeprägten Maximum. Dabei liegt das Maximum des engen Spaltes näher an der beheizten Wand als das des weiten Spaltes. Das Maximum der rms-Kurve des zentrischen Ringraumes liegt zwischen diesen beiden Maximalwerten. Wird im zentrischen Ringraum die Lage des Maximums durch die Geometrieabmessungen des Radienverhältnisses geprägt, so sind die Verschiebungen des Kurvenmaximums bei $\epsilon = 0,25$ eindeutig auf die exzentrische Lage des Innenstabes zurückzuführen. Wie bei der Messung der mittleren Temperaturen ein größerer Temperaturgradient im engen Spalt festzustellen war, so ist hier ein Hinwandern des rms-Maximums zur beheizten Wand zu sehen.

Die Ergebnisse dieser Messungen wurden mit Werten aus der Literatur für beheizte Kreisrohre in Abb. 12 verglichen. Die Lage der rms-Maxima für Fluide mit kleinen Pr-Zahlen liegen dicht beieinander und deutlich weiter entfernt von der beheizten Wand, als dies der Fall für Fluide mit höherer Pr-Zahl ist. Setzt man voraus, daß die rms-Werte und der Verteilungsverlauf in einem direkten Zusammenhang mit der thermischen Grenzschichtdicke stehen, so können die Maxima-Wanderungen im exzentrischen Ringraum als Geometrieeinfluß auf die Temperaturgrenzschicht gedeutet werden. In einer Natriumströmung erstreckt sich die thermische Grenzschichtdicke bis weit in die Mitte des Strömungskanals. Daher ist bei Veränderung der thermischen Grenzschicht mit einer Veränderung des mittleren Temperaturfeldes und auch des Temperaturgradienten zu rechnen.



Kurve 1 und 4 zentr. Ringraum
 Kurve 2 und 5 exzentr. Ringraum, gr. Spalt
 Kurve 3 und 6 exzentr. Ringraum, kl. Spalt

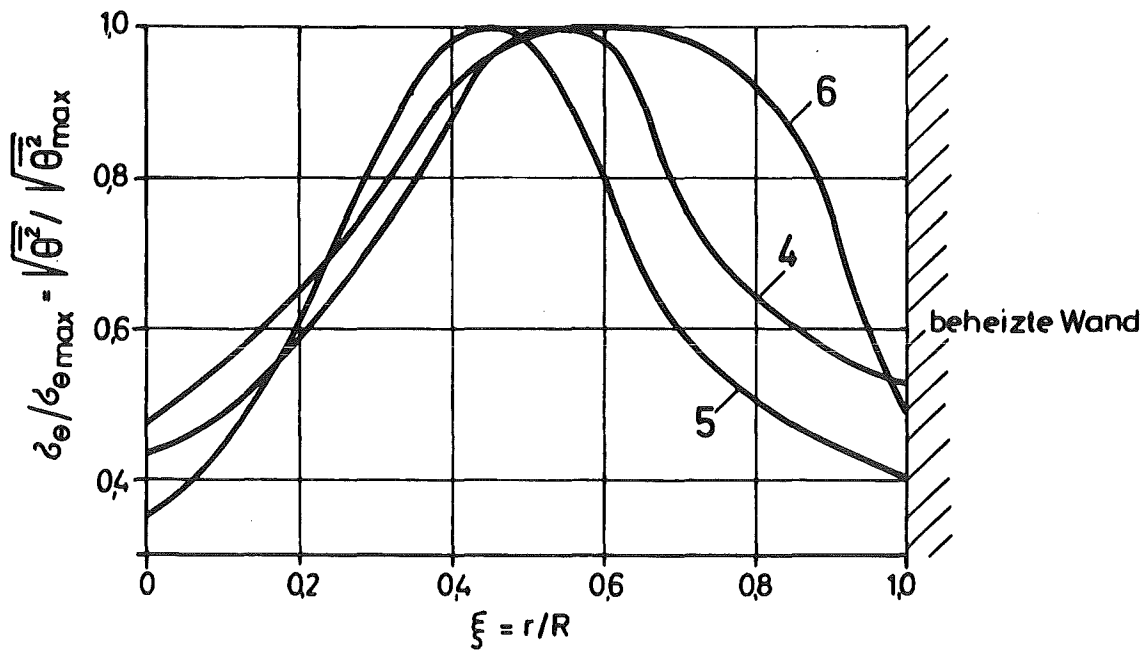


Abb. 11: rms-Werte der Temperaturfluktuation im zentrisch und exzentrischen Ringraum $r_1/r_2=0,25$; $\xi=0,25$; $Re=1,4 \cdot 10^4$, $Pr=5,7 \cdot 10^{-3}$; $q=90 \text{ W/cm}^2$; $l/d_h=28,2$

- [34] $\left\{ \begin{array}{l} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \right\}$ Na; $Re = 14000$; $Pe = 80$; $Pr = 5,7 \cdot 10^{-3}$ exzent. Ringraum kl. Spalt } $\varepsilon = 0,25$
exzent. Ringraum gr. Spalt }
zent. Ringraum, $r_1 / r_2 = 0,25$
- [32] — Na $Re = 14700$; $Pe = 103$; $Pr = 7 \cdot 10^{-3}$ }
 [38] — Na-K-56 $Re = 26800$; $Pe = 690$; $Pr = 2,58 \cdot 10^{-2}$ } Rohr
 [37] Air $Re = 22500$; $Pe = 15820$; $Pr = 0,7$ }
 [36] -.- Glycol $Re = 12600$; $Pe = 450000$; $Pr = 36$ }
 [35] - - - Laufer's velocity: $Re = 30000$
 fluctuation data

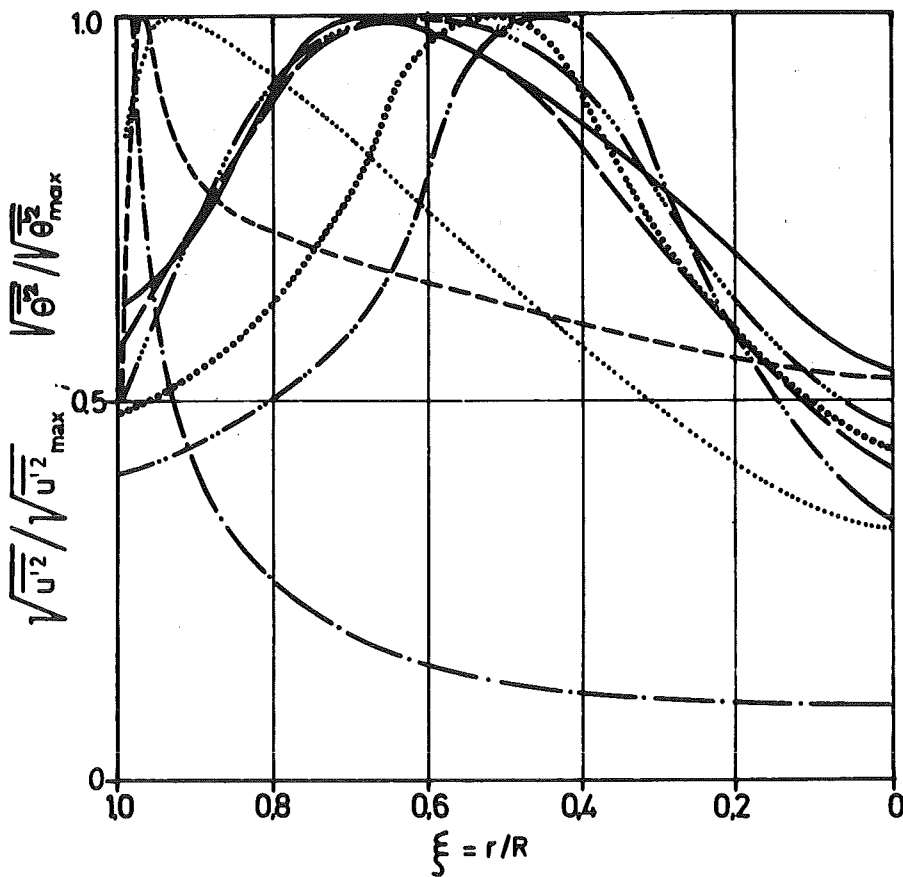


Abb. 12: Temperaturfluktuationen (rms) für unterschiedliche Pr-Zahlen und Geometrien ($\xi = 1,0$: beheizte Wand)

Die Auswirkungen auf die Temperaturverhältnisse infolge Geometrieänderung können durch einen Eckstab in einem hexagonalen Bündel mit $p/d = 1,32$ und $w/d = 1,26$ mit Gitterabstandshalterung veranschaulicht werden. Bei einer hier untersuchten Exzentrizität von $\epsilon = 0,3$ wandert ein Eckstab bei einem Radienverhältnis von $r_1/r_2 = 0,67$ um absolut $0,5$ mm aus. Eine derartige Verschiebung eines Stabes ist durchaus realistisch. Legt man eine reaktorspezifische Stableistung von 200 W/cm^2 zugrunde, so ergibt sich aufgrund der oben ausgeführten physikalischen Vorgänge bei dem hier aufgeführten Eckstab eine zusätzliche Temperaturvariation am Umfang des Stabes von 30°C , die sich der nominellen Temperatur überlagert. Die Belastungen der Brennstabhülle werden dadurch stark erhöht und der Kühlungsmechanismus in den Unterkanälen um diesen ausgelenkten Stab herum erheblich gestört. Es kann dazu führen, daß durch die ungleichmäßige Kühlung der Stab in Richtung auf den heißen Kanal zuwandert und dieser Vorgang erst abgeschlossen ist, wenn die thermischen und elastischen Kräfte im Gleichgewicht stehen.

3. Zusammenfassung und Ausblick

In Beispielen wurde gezeigt, an welchen Punkten der Berechnung eines Brennelementes im Bereich der Globalprogramme und im Bereich der analytischen Berechnungsmethoden Verbesserungen durchgeführt wurden und Entwicklungsarbeit stattfindet. Darüber hinaus existieren weitere Probleme bei der Berechnung von Bündelgeometrien.

Bei Bündeln mit gitterförmigen Abstandshaltern sind die Auswirkungen der Geometrieänderung auf die Temperaturverteilungen noch ungenügend bekannt. Da der Energieaustausch in diesem Fall hauptsächlich durch den turbulenten Transport geschieht, ist die Formulierung verbesserter Ansätze des richtungsabhängigen Energieaustausches notwendig. Dabei sind nicht nur die nichtnominellen Stabpositionen und ihre Auswirkungen auf die benachbarten Unterkanäle zu betrachten, sondern auch der Versatz oder die Toleranz eines gesamten Stab-Gitterverbandes innerhalb des hexagonalen Kastens. Zu erfassen sind weiterhin Versperrungen, Blockaden und sonstige Einbauten, um die örtlichen Massenumverteilungen und damit die Temperaturverhältnisse genauer zu kennen.

Für Bündel mit wendelförmigen Abstandshaltern ist eine weitere Verbesserung der gerichteten Strömung im örtlich begrenzten Bereich notwendig.

ANHANG 1: Literatur

- [1] O.E. Dwyer, Y. Tu
Analytical study of heat transfer rates for parallel
flow of liquid metals through tube bundles: Part I
Chem. Eng. Progr. Symp. Series 56, 1960
- [2] V.I. Subbotin, I.A. Ushakov, Gabrianovich, A.V. Zhukov
Heat exchange during the flow of mercury and water in
a tightly packed rod pile
Atomnaya Energiya, Vol. 9, No. 6, 1960, S. 461
- [3] Friedland, Bonilla
Analytical study of heat transfer rates for parallel
flow of liquid metals through tube bundles: Part II
A.J. Ch.E. Journal, Vol. 7, No. 1, 1961
- [4] Friedland, O.E. Dwyer, Maresca, Bonilla
Heat transfer to mercury in parallel flow through
bundles of circular rods
Int. Dev. in Heat Transfer, Part III, ASME New York 1961
- [5] V.M. Borishanskii, E.V. Firsova
Heat exchange in the longitudinal flow of metallic
sodium past a tube bank
Atomnaya Energiya, Vol. 14, No. 6, 1963
- [6] V.M. Borishanskii, E.V. Firsova
Heat exchange in separated bundles of rods with
metallic sodium flowing longitudinally
Atomnaya Energiya, Vol. 16, No. 5, 1964
- [7] V.I. Subbotin, I.A. Ushakov, Kirillov et al.
Heat removal from the reactor fuel elements cooled
by liquid metals
3. UN - Int. Conf. 1964, A/Conf. 28/P/328

- [8] Maresca, I.E. Dwyer
Heat transfer to mercury-flowing in-line through
a bundle of corcilar rods
Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 86,
Mai 1964, S. 180
- [9] B. Nimo, O.E. Dwyer
Heat transfer to mercury flowing in-line through a
rod bundle
Transaction of the ASME, Journal of Heat Transfer,
Mai 1965, S. 312
- [10] V.I. Subbotin, I.A. Usakov, A.V. Zhukov et al.
Experimental investigations of the temperature field
of the fuel elements in the core and blanket of the BN-
350 reactor using simulators
Presented at the 1965 Detroit Meeting on Fast Breeder
Reactors
- [11] S. Kalish, O.E. Dwyer
Heat transfer to NaK flowing through unvaflled rod
bundles
Int. Journal Heat and Mass Transfer, Vol. 10, 1967
- [12] V.M. Borishanskii, M.A. Gotowskiy, E.F. Firsova
Der Wärmeübergang bei längsströmendem Flüssigmetall
in Stabbündeln mit dreieckförmiger Anordnung
Atomnaya Energiya, Vol. 22, No. 4, 1967
- [13] M. Pasek
Experimentelle Untersuchungen des lokalen Wärmeüber-
gangs und der Temperaturfelder an einem 7-Stabbündel
bei längsströmendem Natrium
UJV-1815 (in Russisch), 1967

- [14] V.I. Subbotin, I.A. Usakov, A.V. Zhukov, V.D. Talanov
Die Temperaturfelder in Brennelementen bei Flüssigmetallkühlung
Atomnaya Energiya, Vol. 22, No. 5, 1967
- [15] O.E. Dwyer, H.C. Berry
Slug-flow Nusselt numbers for in-line flow through unbaffled rod bundles
Nucl. Sc. Eng. 39 (1970), S. 143-150
- [16] V.M. Borishanskii, M.A. Gotovskii, E.V. Firsova
Heat transfer to liquid metals in longitudinally wetted bundles of rods
Atomnaya Energiya 27 (1969), S. 549-552
- [17] G. Gräber, M. Rieger
Experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs an Flüssigmetallen (NaK) in parallel durchströmten Rohrbündeln bei konstanter und exponentieller Wärmeflussdichteverteilung
ATKE 19 (1972), S. 23-40
- [18] O.E. Dwyer, H.C. Berry
Heat transfer to liquid metals flowing turbulently and longitudinally through closely spaced rod bundles
Part I
BNL-16029 (1971)
- [19] A.V. Zhukov, V.I. Subbotin, P.A. Ushakov
Heat transfer from loosely-spaced rod clusters to liquid metal flowing in the axial direction
NASA-TT, F-522 (1969), S. 149
- [20] N.I. Buleev
Der Wärmeübergang unter turbulenter Strömung in dreieckiger Anordnung von Stäben
Teplofizika Vysokikh Temperatur 10 (1972), Heft 5, S. 1031

- [21] A.V. Zhukov et al.
Experimental study of temperature fields of fuel
elements, using models
NASA-TT, F-522 (1969), S. 170
- [22] S. Malang, K. Rust
Thermische Simulation von Brennstäben durch indirekt
elektrisch beheizte Stäbe
KFK 1587 (Mai 1972)
- [23] R. Nijsing
Heat exchange and heat exchangers with liquid metals
in AGARD-LS-57-72 (Jan. 72)
- [24] K. Rehme
Systematische experimentelle Untersuchung der Ab-
hängigkeit des Druckverlustes von der geometrischen
Anordnung für längs durchströmte Stabbündel mit Spiral-
drahtabstandshalter
Dissertation, TU Karlsruhe (1967)
- [25] SNR-300 MW_e Prototypkernkraftwerk mit Schnellem
Natriumgekühltem Reaktor
(unveröffentlicht)
- [26] W.J. Oberjohn
Turbulent flow thermal-hydraulic characteristics of
hexagonal pitch fuel assemblies in liquid-metal heat
transfer and fluid dynamics
Winter Meeting of the ASME, N.Y. 1970
- [27] O.E. Dwyer, H.C. Berry
Laminar-flow heat transfer for in-line flow through
unbaffled rod bundles
Nucl. Sc. Eng. 42 (1970), 81-88

- [28] V.B. Bobkov
Generalized relationships for heat transfer in the
fuel assemblies of nuclear reactors with liquid metal
cooling
High Temp. 10 (1972), S. 713
- [29] V.I. Subbotin
Heat exchange and hydrodynamics in channels on
complex geometry
Paper IL7, IHTC, Tokyo (1974)
- [30] D.B. Spalding
The calculation of convective heat transfer in complex
flow systems
Paper IL4, IHTC, Tokyo (1974)
- [31] R. Nijsing, W. Eifler
A computation method for the steady state thermohy-
draulic analysis of fuel rod bundles with single
phase cooling
Nucl. Eng. Design 30 (1974), S. 145-185
- [32] H. Fuchs
Wärmeübergang an strömendes Natrium
EIR-Bericht Nr. 241, Würenlingen, August 1973
- [33] V.I. Subbotin et al.
Experimental research on model temperature conditions
of operation of fuel elements of the BOR-60 reactor
AEC-tr-7221
- [34] Vierteljahresbericht 1974 des Projektes Schneller
Brüter
KFK 1274/1; 1274/2; Pkt. 1263/2
- [35] J. Laufer
Investigation of turbulent in a two-dimensional
channel
NACA-Report 1053 (1951)

- [36] J.H. Rust and A. Sesonske
Turbulent temperature fluctuations in mercury and ethylene glycol in pipe flow
Int. J. Heat Mass Transfer 9, 215-227 (1965)
- [37] A. Rodriguez-Ramirez
Characteristics of turbulent temperature fluctuations in air
M.S. Thesis, Purdue University (1965)
- [38] L.E. Hochreiter
Turbulent temperature fluctuations in flowing sodium-potassium
M.S. Thesis, Purdue University (1967)
- [39] H. Hoffmann, D. Markfort, P. Voj, D. Weinberg
Experimentelle Untersuchungen zur Wärme- und Strömungstechnik von Schnellbrüter-Kernelementen
Fachtagung der KTG, Jülich 23.-25. Januar 1973
- [40] Vierteljahresbericht 1974 des Projektes Schneller Brüter
Karlsruhe, KFK 1274/2, Pkt. 1263.4 (Oktober 1974)
- [41] H. Hoffmann
Experimentelle Untersuchungen zur Kühlmittelquervermischung und zum Druckabfall in Stabbündeln mit wendelförmigen Abstandshaltern
KFK 1843, Dezember 1973

[42] H. Hoffmann, E. Baumgärtner
Experimental investigations of the thermodynamic
behaviour of fast breeder reactor fuel elements with
different spacer types
IAEA-SM-173/20, Brüssel 1974

[43] H. Hoffmann, E. Baumgärtner
Kühlmittelquervermischung mit Wendelströmung in
Bündeln mit wendelförmigen Abstandshaltern
(unveröffentlicht)

ANHANG 2: Diskussion

H. Miller (GfK, Karlsruhe)

Warum erreichen die normierten Geschwindigkeitsverteilungen im exzentrischen Ringraum bei Ihren Messungen nicht immer den Wert 1?

Ergibt die Integration der Geschwindigkeitskurven an verschiedenen axialen Stellen denselben Durchsatz?

D. Weinberg (GfK, Karlsruhe)

Es werden die normierten Geschwindigkeiten U/U_{\max} im exzentrischen Ringraum für die Symmetrie-Linie gezeigt. Die Normierungsgeschwindigkeit U_{\max} ist die höchste im Ringspalt auftretende Geschwindigkeit. Sie liegt auf der Symmetrie-Achse des weiten Ringspaltes. Demnach zeigen die Kurven im weiten Spalt den höchsten Wert mit $U/U_{\max} = 1$ an, im engen Spalt den höchsten Wert entsprechend geringer. Die Geschwindigkeitsverteilungen in den verschiedenen axialen Ebenen wurden untereinander nicht in Relation gebracht.

H. Ramm (TU, Berlin)

Die Nu-Korrelation von Bobkov zeigt ein überraschend falsches Verhalten.

Gilt die Korrelation nur für einen bestimmten Pe -Bereich?

D. Weinberg (GfK, Karlsruhe)

Auf den im Vortrag gezeigten Bildern wurde die Nu-Beziehung von Bobkov [28] in der allgemeinen Form Nu/K_0 wie in seiner Veröffentlichung dargestellt. Dabei stellt K_0 eine Geometrie- und Stoffwertfunktion dar.

Um einer Verwechslung vorzubeugen, wurde die Nu-Gleichung in die Abb. 1, 2, 3 nicht mehr mit eingezeichnet.

Die Gleichungen sind der Tabelle I zu entnehmen.

WÄRMEABFUHR IN STABBÜNDELN BEI GASKÜHLUNG

K. Rehme
(vorgetragen durch W. Baumann)
GfK, Karlsruhe

1. Einleitung

Im Gegensatz zu den sehr guten Wärmeübertragungseigenschaften von Flüssigmetallen haben Gase im allgemeinen schlechte Eigenschaften für die Wärmeabfuhr aus Schnell-Brüterbrennelementen. Praktisch alle wesentlichen Nachteile der Gasbrüter gegenüber den Na-Brütern wie hoher Druck, hohe Pumpleistung, hohe Wandtemperaturen auf den Hüllrohren und schlechte Notkühleigenschaft rühren aus den thermo- und fluiddynamischen Eigenschaften der Gase her. Die abgeführte Wärmemenge wird bekanntlich bestimmt durch die Gleichung

$$Q = \rho c_p u F \Delta \theta$$

Das Produkt aus der Dichte ρ und der spezifischen Wärme c_p , beides Stoffeigenschaften des Kühlmittels, ist bei Natrium etwa um den Faktor 1000 größer als bei Helium. Um bei Schnellen Brütern eine Wärmeabfuhr mit Gasen zu ermöglichen, muß man daher einerseits mit hohen Drücken arbeiten, um eine hohe Dichte zu erzielen, und zum anderen hohe Strömungsgeschwindigkeiten benutzen, was natürlich zu hohen Pumpleistungen führt.

Wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit von Gasen muß man außerdem versuchen, den Wärmewiderstand unmittelbar an der Brennelementoberfläche, der ja im wesentlichen durch die Wärmeleitfähigkeit bestimmt wird, durch technische Maßnahmen zu verringern. Dies kann bekanntlich auf verschiedene Arten geschehen. Bei Gasbrütern verwendet man dazu künstliche Rauigkeiten auf den Brennelementoberflächen. Durch diese Rauigkeiten wird die zähe Unterschicht an der Wand ständig unterbrochen und durch die so erzeugte Turbulenz der Wärmeübergang verbessert. Gleichzeitig wird natürlich auch der Druckverlust erhöht, wie man weiß. Im allgemeinen steigt der Druckverlust viel stärker an, als der gleichzeitig erzielten Verbesserung des Wärmeüberganges entspricht. Das liegt ganz einfach daran, daß aus Kontinuitätsgründen in der Strömung ein Teil des von der Wand wegtransportierten heißen Fluids in den erzeugten Wirbeln wieder an die heiße Wand zurückkommt, bevor die Wärme abgegeben ist. Dieser Anteil ist damit für die Verbesserung des Wärmeüberganges verloren.

Da der Anstieg des Druckverlustes stets größer ist als die Zunahme des Wärmeüberganges, könnte man meinen, daß es sich überhaupt nicht lohnen würde, künstliche Rauigkeiten auf den Brennelementoberflächen zu verwenden. Es ist aber leicht einzusehen, daß das im allgemeinen nicht der Fall zu sein braucht. Die abgeführte Wärmemenge Q ist proportional zur Strömungsgeschwindigkeit u .

Die hierfür erforderliche Pumpleistung an den Gebläsen steigt

$$N_p \sim \Delta p \cdot u$$

proportional dem erforderlichen Druckgefälle und dem Massendurchsatz, der wiederum proportional der Strömungsgeschwindigkeit ist. Nimmt man an, daß der Druckverlust proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ansteigt, was für Strömung

über Rauigkeiten sicherlich gilt, dann sieht man, daß die Pumpleistung mit

$$N_p \sim u^3$$

der dritten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit wächst. Das heißt aber, daß das Verhältnis von abgeführter Wärmemenge zur Pumpleistung ist

$$\frac{Q}{N_p} \sim \frac{St^3}{\lambda} \quad (\text{thermal performance}),$$

wenn man auf die thermo- und fluiddynamischen Kennzahlen übergeht. Die Stanton-Zahl ist bekanntlich

$$St = \frac{Nu}{Re Pr} .$$

Das bedeutet aber folgendes: Wenn man die Wärmeabfuhr um den Faktor 2 durch künstliche Rauigkeiten verbessert, dann kann man bei gleicher abzuführender Wärmemenge die Strömungsgeschwindigkeit halbieren. Das heißt, der Druckverlust, den man gleichzeitig durch die Verwendung künstlicher Rauigkeiten erhöht, darf um den Faktor 8 ansteigen, ohne daß das Verhältnis von abgeführter Wärmemenge zur Pumpleistung sich verschlechtert. Wenn man nun Rauigkeitstypen und Anordnungen findet, die z.B. den Wärmeübergang um den Faktor 2 verbessern und den Druckverlust nur um den Faktor 3 vergrößern, dann hat man einen erheblichen Gewinn für die Wärmeabfuhr erreicht.

Die Ermittlung optimaler Rauigkeitsformen ist ein besonderes Problem. Man kann sich ja sehr verschiedenartige Typen und Anordnungen von Rauigkeiten vorstellen (Abb. 1), z.B. von der Form her (Profil) rechteckig, quadratisch, kreisförmig, dreieckig, trapezförmig, wobei die Rauigkeiten einzeln in einem bestimmten Abstand voneinander angebracht sind oder spiralig um die Brennelemente verlaufen. Dabei können die Spiralen eingängig oder mehrgängig verlaufen. Diese Rauigkeiten bezeichnen wir als zweidimensionale Rauigkeiten (Abb. 2).

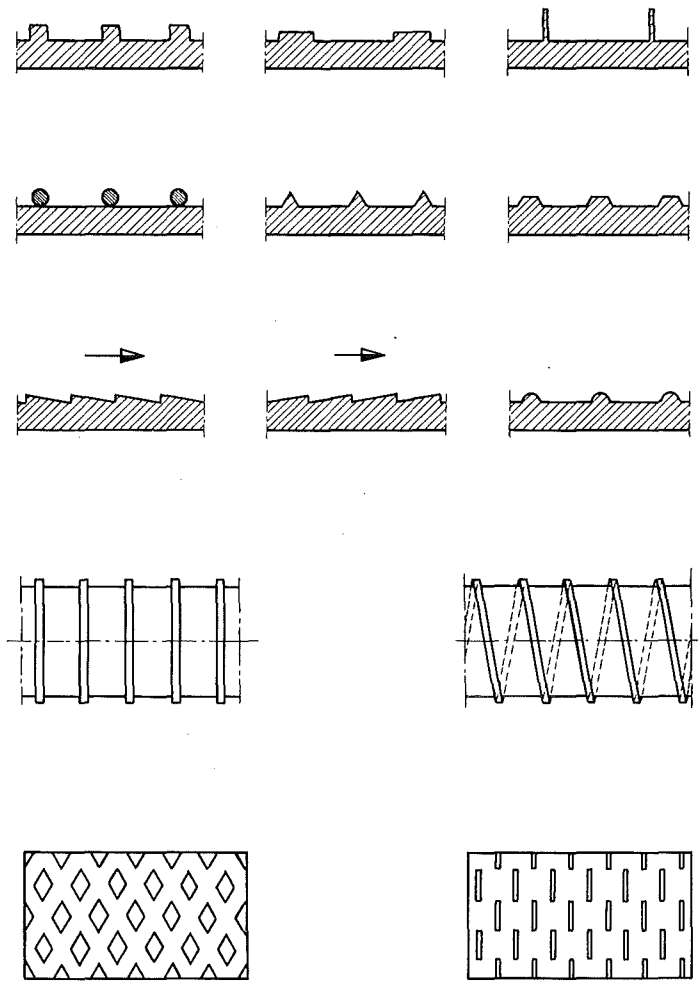


Abb. 1: Beispiele für Geometrien von künstlichen Rauigkeiten

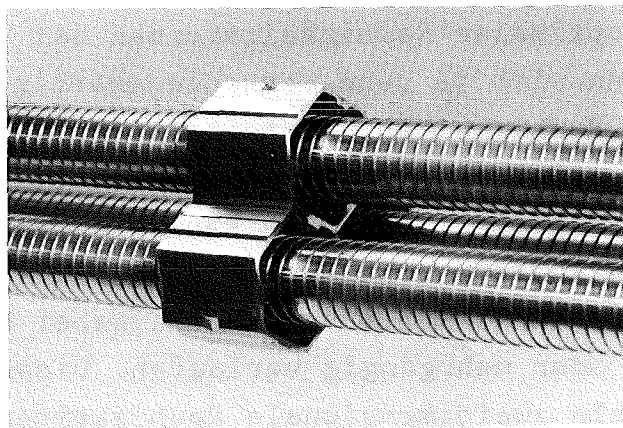


Abb. 2: Zweidimensionale Rauigkeit mit Abstandshalter $\angle 20 \text{ } \mu\text{m}$

Im Gegensatz dazu sind dreidimensionale Rauigkeiten solche, die nicht nur einen Wirbel in Strömungsrichtung, sondern auch quer dazu erzeugen. Diese Rauigkeiten, die erst in neuerer Zeit im Hinblick auf Gaskühlung (Abb. 3) in Schnellen Brütern untersucht werden, versprechen eine höhere "thermal performance"

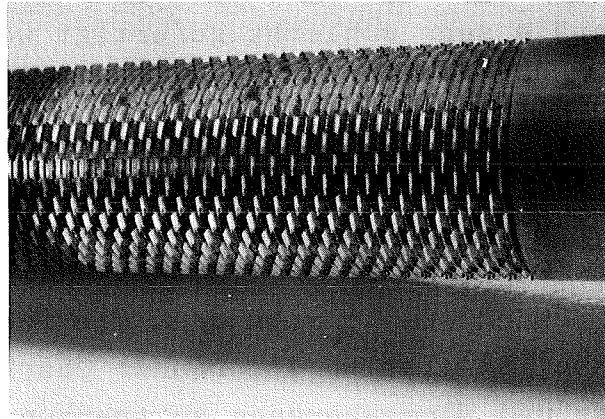


Abb. 3: Dreidimensionale Rauigkeit [1]

als die zweidimensionalen Rauigkeiten, wie erste Untersuchungen zeigen [1]. Theoretisch kann man bislang optimale Rauigkeitsformen im Hinblick auf die Wärmeübertragung nicht finden, obwohl erste Ansätze zur theoretischen Analyse der Thermo- und Fluidodynamik von Rauigkeiten vorhanden sind [2]. Man ist daher ausschließlich auf Experimente angewiesen.

Zur Durchführung einer thermo- und fluiddynamischen Stab-bündel-Unterkanalanalyse braucht man gesicherte Angaben für mehrere Größen. Diese sind im allgemeinen:

- 1) Reibungsbeiwert als Strömungsparameter
- 2) Stanton-Zahl als Wärmeübergangparameter
- 3) Einfluß von Abstandshaltergittern auf 1) und 2)
- 4) Wärme- und Massenaustausch zwischen Unterkanälen, falls diese nicht gleiche Temperatur aufweisen.

Zu Aussagen über diese Größen kommt man zum Teil durch gezielte Einzelexperimente, zum Teil durch integrale Versuche.

2. Transformation

Es ist natürlich vom Aufwand her vollkommen ausgeschlossen, eine Optimierung der Rauheitsform experimentell in Stabbündeln vorzunehmen. Auch in Kreisrohren ist eine Untersuchung schwierig, da innen aufgerauhte Kanäle sehr schlecht gefertigt werden können. Die experimentellen Untersuchungen werden daher vorwiegend in Ringspalten durchgeführt, wobei das Außenrohr glatt und das Innenrohr auf der äußeren Oberfläche mit der zu untersuchenden Rauheitsform aufgerauht ist. Durch die Verwendung eines Strömungskanals mit glatten und rauhen Wänden ergibt sich dann die Schwierigkeit, die Einflüsse von glatter und rauher Oberfläche auf Druckverlust und Wärmeübergang zu trennen.

In England wurde hierfür eine Transformationsmethode entwickelt, die es unter gewissen Annahmen ermöglicht, den Reibungsbeiwert und die Stanton-Zahl der inneren rauhen Zone aus den integralen Messungen zu separieren. Diese sogenannte Hall-Transformation [3] wurde insbesondere bei den zahlreichen Untersuchungen für AGR-Brennelemente in Windscale verwendet (Wilkie [4]). Es zeigte sich jedoch, daß einerseits die Annahme der Koinzidenz von Maximalgeschwindigkeit und Nullschubspannung bei den hier vorliegenden stark asymmetrischen Strömungen nicht erfüllt ist. Andererseits ist eine Übertragung der benutzten transformierten integralen Größen wie Reibungsbeiwert und Stanton-Zahl auf andere Kanäle, insbesondere auf Stabbündel, mit der erforderlichen Genauigkeit nicht möglich, da diese integralen Größen von der Versuchsgeometrie abhängen. Man war gezwungen, in den Stabbündelcodes Korrekturfaktoren anzubringen, die aus experimentellen Untersuchungen an Stabbündeln gewonnen wurden [5].

Eine andere Transformations-Methode geht davon aus, daß sowohl an der glatten Wand im Ringspalt als auch an der rauhen Innenwand je ein Geschwindigkeitsprofil vom Typ des Wandgesetzes existiert:

$$\text{(glatt)} \quad u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5$$

$$\text{(rauh)} \quad u^+ = 2.5 \ln y^+/h^+ + R,$$

wie durch die bekannten Untersuchungen von Nikuradse [6] gefunden wurde. Der Schnittpunkt beider Profile wird als Ort der Nullschubspannung interpretiert und so eine Trennung der rauhen und der glatten Zone vorgenommen. Diese in Karlsruhe entwickelte sogenannte Maubach-Methode [7] ist sehr erfolgreich. Wie sich gezeigt hat, lassen sich Messungen an den unterschiedlichsten Strömungskanälen mit Hilfe dieser Methode sehr gut interpretieren. Dabei ist ein großer Vorteil, daß nicht eine integrale Größe wie der Reibungsbeiwert betrachtet wird, sondern eine für die Rauigkeit charakteristische Größe, nämlich der Rauigkeitsparameter R. Die transformierten Reibungsbeiwerte, die mit der Maubach-Methode gewonnen werden, stimmen sehr gut mit den Werten überein, die mit einer beim CEGB entwickelten empirischen Methode (Warburton-Pirie [8]) erhalten werden, wie durchgeführte Vergleichsrechnungen zeigen.

3. Druckverlust-Rauigkeitsparameter

Der Verlauf des Rauigkeitsparameters R mit der Reynolds-Zahl, wofür man die mit der Rauigkeitshöhe gebildete sogenannte Rauigkeits-Reynolds-Zahl wählt, ist für Sandrauhigkeit ebenfalls durch Nikuradse gemessen worden.

Man unterscheidet 3 Bereiche (Abb. 4), und zwar a) den glatten Bereich, wo die Strömung von den Rauigkeiten praktisch nichts merkt, da die Rauigkeiten innerhalb der zähen Unterschicht liegen, b) den Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatter und voll rauher Strömung und c) den voll rauhen Bereich, in dem der Druckverlust dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist und der Reibungsbeiwert unabhängig von der Reynolds-Zahl wird, d.h. der Rauigkeitsparameter R ist dann konstant. Der Zusammenhang zwischen Reibungsbeiwert und Rauigkeitsparameter ergibt sich durch Integration des Geschwindigkeitsprofils über den Strömungsquerschnitt zu:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2.5 \ln \frac{L}{h} + R - G^*$$

wobei L die Länge des Geschwindigkeitsprofils von der Wand bis zum Ort der Nullschubspannung und G^* ein Geometrieparameter ist.

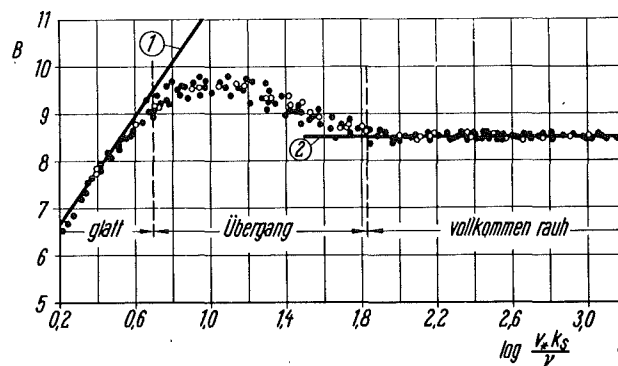


Abb. 4: Verlauf des Rauigkeitsparameters R mit h^+ (nach Nikuradse [6-7])

Man sieht, daß der Reibungsbeiwert λ sich umgekehrt zum Rauigkeitsparameter R verhält. Für andere Rauigkeiten als Sandrauigkeiten ist über den Verlauf des Rauigkeitsparameters im Übergangsbereich noch sehr wenig bekannt. Gezielte Untersuchungen in diesem Gebiet laufen zur Zeit in Karlsruhe an. Dieses Gebiet ist wichtig für das Teillastverhalten von

Brennelementen, außerdem bei Störfällen und für die Notkühlung. Für den Bereich des quadratischen Widerstandsgesetzes, in dem der Rauigkeitsparameter R bei Sandrauhigkeit unabhängig von der Reynoldszahl ist, gibt es bei anderen Rauigkeitsformen noch Zweifel, ob ein solches Gebiet überhaupt existiert, wie neuere russische Untersuchungen zeigen [9]. Bislang wird angenommen, daß ab $h^+ \geq 70-100 R = \text{const}$ ist.

Trotz der zahlreichen experimentellen Untersuchungen ist es schwierig, allgemeine Gesetzmäßigkeiten für den Rauigkeitsparameter R in Abhängigkeit von Rauigkeitsform und Anordnung anzugeben, da

- a) wenige systematische Untersuchungen vorliegen,
- b) die Qualität der Meßwerte recht unterschiedlich ist,
- c) oftmals wesentliche Angaben der Teststrecken und/oder der Transformationsmethoden fehlen, um eine Analyse der Daten vornehmen zu können, außerdem
- d) an unterschiedlichen Kanälen gemessen wurde,
- e) die geometrischen Toleranzen der verwendeten Rauigkeitsform nicht nur von Teststrecke zu Teststrecke, sondern oft innerhalb der gleichen Teststrecke stark variieren.

Am Beispiel der Rechteckrauhigkeiten soll gezeigt werden, wie der Rauigkeitsparameter von den verschiedenen Geometriegrößen abhängt. Diese Parameter (Abb. 5) sind

- a) die Höhe der Rauigkeit,
- b) die Breite der Rauigkeit,
- c) der Abstand der einzelnen Rippen untereinander und
- d) die Länge des Geschwindigkeitsprofils zwischen der Kanalwand und dem Ort der Nullschubspannung.

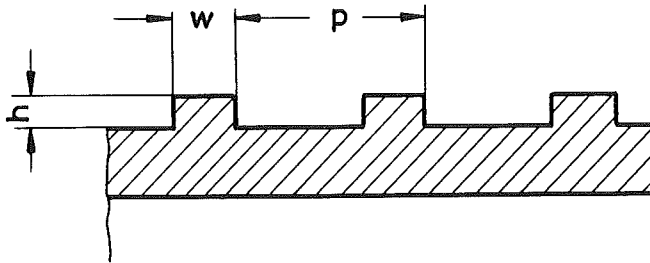


Abb. 5 Rechteckrauhigkeit

Man muß eine einheitliche geometrische Basis für die Definition des Reibungsbeiwertes und für den Ursprung des Geschwindigkeitsprofils verwenden. Man kann dazu den Rippenfuß oder die Rippenspitze oder auch andere Durchmesser wählen. Im folgenden ist stets der sogenannte volumetrische Durchmesser zugrunde gelegt. Der volumetrische Durchmesser entsteht durch "Einschmelzen" der Rauigkeitserhebungen. Diese Definition steht im Einklang mit den Definitionen der klassischen Untersuchungen von Nikuradse und Schlichting [10].

Eine soeben abgeschlossene Analyse von ca. 3000 Meßwerten von etwa 50 Autoren mit Hilfe eines Computercodes ergibt folgendes Bild (Abb. 6). Für große Abstände ist der Einfluß der Breite der Rauigkeiten geringer als für kleine Abstände, außerdem ist die Rauigkeit umso schärfer, d.h. der Reibungsbeiwert umso höher, je schlanker die Rauigkeit ist. Hier ist der Einfluß der relativen Rauigkeitshöhe nicht dargestellt. Er sieht etwa wie auf folgendem Bild aus (Abb. 7). Daß der dargestellte Verlauf der Abhängigkeit des Rauigkeitsparameters vom Verhältnis Rauigkeitshöhe zu Profillänge kein Zufallsergebnis ist, ergibt sich aus der detaillierten Analyse der Meßwerte einzelner Autoren.

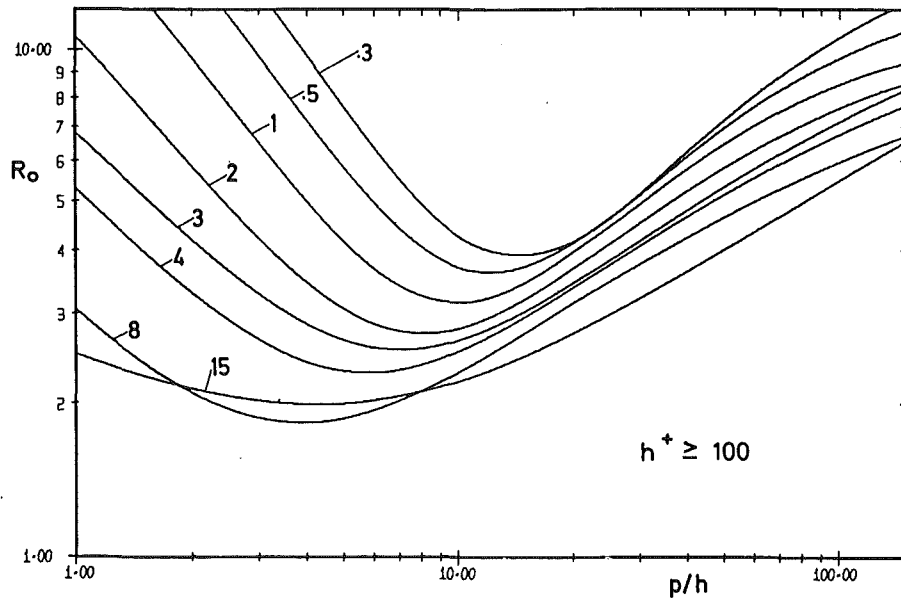


Abb. 6: Rauigkeitsparameter R_0 von Rechteckrauhigkeiten, transformiert auf $h/L=0$ als Funktion von p/h für verschiedene h/w und $h^+ \geq 100$ [11].

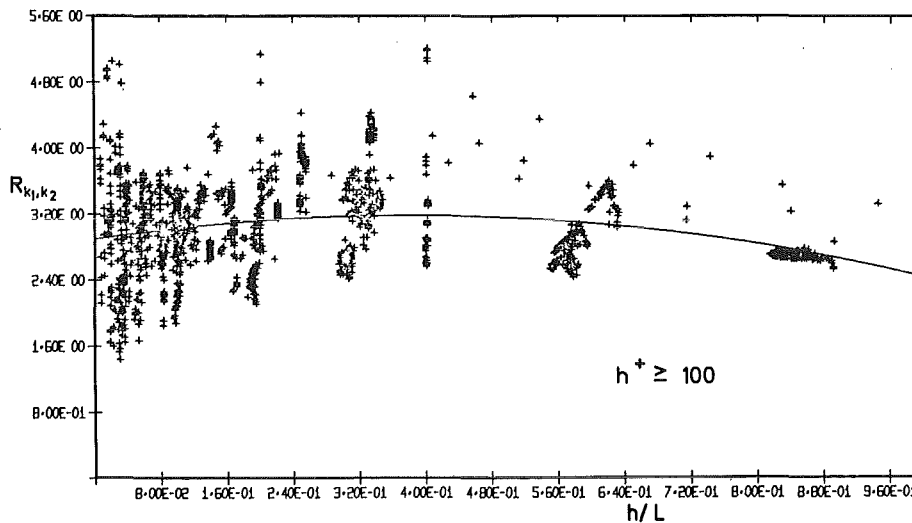


Abb. 7: Rauigkeitsparameter R_{k_1, k_2} von Rechteckrauhigkeiten, transformiert auf $h/w=k_1=1.4622$ und $p/h=k_2=10$ als Funktion von h/L für $h^+ \geq 100$ [11].

Zur Veranschaulichung der Streubreite zeigt das nächste Bild den Rauigkeitsparameter R für quadratische Rauigkeiten (Abb. 8) und die verschiedenen Meßergebnisse sowie die empfohlene Beziehung, die über einen großen Parameterbereich auch analytisch ausgedrückt werden kann [11]. Ähnliche Beziehungen lassen sich auch für andere Rauigkeitsformen aufstellen, allerdings weniger gesichert [12,13], da experimentelle Ergebnisse sehr viel spärlicher vorliegen.

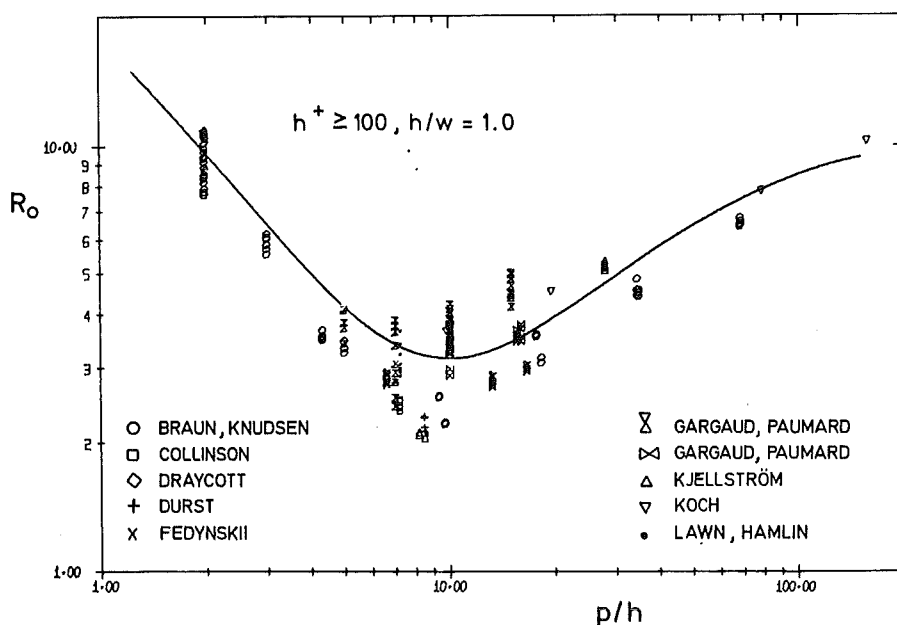


Abb. 8: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten des Rauigkeitsparameters R_0 von quadratischen Rauigkeiten als Funktion von p/h [11]

4. Wärmeübergangs-Rauigkeitsparameter

Für den Wärmeübergang von Wänden mit künstlichen Rauigkeiten können ganz analoge Überlegungen angestellt werden. Da Wärmeübergangsuntersuchungen sehr viel schwie-

riger durchzuführen sind, ist die experimentelle Informationsdichte für den Wärmeübergang naturgemäß sehr viel geringer als für den Druckverlust. Ausgangspunkt für die Gesetzmäßigkeiten des Wärmeüberganges an rauhen Oberflächen ist die Reynolds-Analogie. Unter sehr vereinfachenden Annahmen, wie

a) turbulente Austauschgröße für Impuls und Wärme gleich:

$$\epsilon_H = \epsilon_M$$

b) Ähnlichkeit von Temperatur und Geschwindigkeitsverteilung

für $Pr = 1$, was für Gase ganz gut erfüllt ist, denn $Pr = 0,67$ für Helium, ergibt sich

$$St = \frac{\lambda}{8} .$$

Diese sehr einfache Überlegung wurde durch verschiedene Arbeiten, besonders von Nunner [14] und Dipprey und Sabersky [15] erheblich erweitert, so daß nicht mehr derart einschränkende Annahmen gemacht werden müssen, wie es für die Reynolds-Analogie erforderlich ist. Dipprey und Sabersky erhalten für die Stanton-Zahl

$$St = \frac{\lambda/8}{1 + \sqrt{\lambda/8} (G-R)} \quad \begin{array}{l} R = f(h^+) \\ G = f(h^+, Pr) \end{array}$$

wobei R der Rauigkeitsparameter für den Druckverlust und G ein entsprechender Parameter für den Wärmeübergang ist. Im Gegensatz zu R , das abgesehen von der Geometrie der Rauigkeit nur von der Rauigkeits-Reynolds-Zahl h^+ abhängt, ist der Parameter G natürlich zusätzlich eine Funktion von Pr . Durch experimentelle Ergebnisse wird dieser halbempirische Ansatz recht gut bestätigt (Abb. 9).

Glücklicherweise zeigen die Ergebnisse, daß der Parameter G unabhängig von dem Abstandsverhältnis p/h der Rauigkeiten ist. Außerdem ergibt sich zumindest für zweidimensionale Querrippen ebenfalls kein Einfluß der Rippenform oder des Rippenprofils.

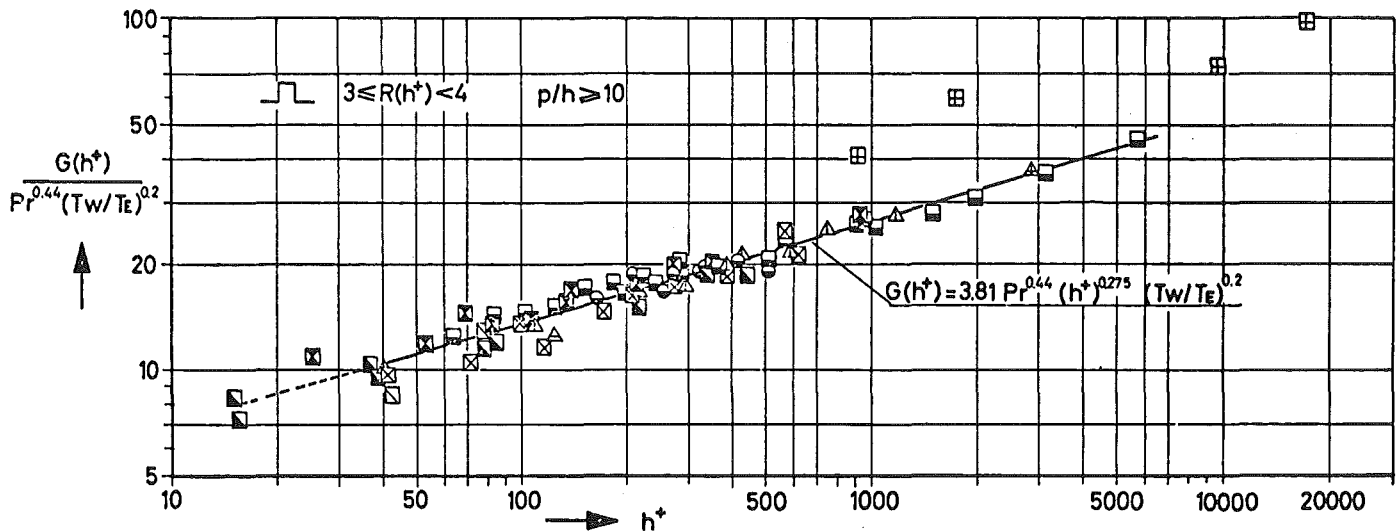


Abb. 9: Rauigkeitsparameter G als Funktion von h^+ [13]

Aufgrund der relativ starken Streuung des Versuchsmaterials sind noch einige Anstrengungen gerade im Hinblick auf den Wärmeübergang nötig, um diese Aussagen voll zu bestätigen oder Abweichungen zu finden und entsprechende Korrelationen zu formulieren. Auch der Einfluß der Länge des Geschwindigkeitsprofils auf den Wärmeübergang ist bisher nicht untersucht worden und genaue experimentelle Untersuchungen sind nötig. Bedauerlich ist auch, daß es kaum theoretische Ansätze zur Vorhersage der Strömung und des Wärmeübergangsverhaltens bei künstlichen Rauigkeiten und rauhen Oberflächen gibt. Hier ist sicherlich ein Gebiet, auf dem mehr getan werden sollte, damit die sehr zahlreichen und kostspieligen und zum Teil wenig systematischen Untersuchungen vermieden oder zumindest erheblich reduziert werden können.

Dalle Donne und Meerwald [13] entwickelten aufgrund umfangreicher eigener Meßergebnisse und Angaben aus der Literatur für den Rauigkeitsparameter des Wärmeübergangs G folgende Beziehung:

$$G = K_1 Pr^{0.44} (h^+)^{K_2} \left(\frac{T_w}{T_e}\right)^{0.2}$$

Hierbei sind die Konstanten K_1 und K_2 nur schwach von dem Rauigkeitsparameter R abhängig:

$$K_1 = 2 + 0.46 \cdot R$$

$$K_2 = -0.435 - 0.0336 \cdot R$$

Der Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte auf den Wärmeübergang wird durch das Temperaturverhältnis T_w/T_E berücksichtigt. Dieses Verhältnis ist bei Gasen von Bedeutung, da zwischen der Wandtemperatur und der Gastemperatur eine große Differenz besteht. Der Exponent des Temperaturverhältnisses wird entsprechend dem Wärmeübergang an glatten Oberflächen angenommen. Der Wärmeübergang an glatten Oberflächen spielt bei der Gaskühlung ebenfalls eine Rolle, da die Oberfläche der Brennelemente nicht über die gesamte Länge aufgeraut wird, sondern nur in dem Teil, wo es thermodynamische Gründe erfordern. Darum sollen hier auch die Wärmeübergangsbeziehungen angegeben werden, die für glatte Oberflächen verwendet werden. Für Stabbündel mit dreieckiger Stabanordnung schlägt Dalle Donne für Stababstandsverhältnisse $P/D > 1.1$ vor [16]:

$$\frac{Nu_B}{Re_B^{0.8} Pr_B^{0.4}} = 0.0211 [1 + 0.0208 \left(\frac{P}{D} - 1\right)] \left(\frac{T_w}{T_E}\right)^{-0.2}$$

Für quadratische Stabanordnungen wird

$$\frac{Nu_B}{Re_B^{0.8} Pr_B^{0.4}} = 0.018 \left(\frac{2}{\pi} \frac{P}{D}\right)^{0.16} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{P}{D}\right)^{0.2} \left(\frac{T_w}{T_E}\right)^{-0.2}$$

als obere Grenze des Wärmeüberganges für Stabbündel mit $P/D > 1.2$ vorgeschlagen [17]. Diese Beziehungen ergeben sich aus der Anwendung von Ringspaltmeßergebnissen auf die Stabbündelgeometrie.

5. Einflüsse von Gitterabstandshaltern auf Druckverlust und Wärmeübergang

Bei Gasbrütern verwendet man Gitterabstandshalter; denn das Abstandsverhältnis der Stäbe beträgt $P/D = 1.4 - 1.5$. Der Druckverlust, den die Gitterabstandshalter erzeugen, kann im wesentlichen auf die Querschnittsversperrung durch das Gitter zurückgeführt werden. Wie viele experimentelle Ergebnisse an den unterschiedlichsten Gittertypen zeigen, lassen sich die Daten zusammenfassen zu einem Widerstandsbeiwert

$$\zeta = C_v \cdot \epsilon^2$$

für den Gitterdruckverlust [18]. Hierbei bedeutet die Querschnittsversperrung, ausgedrückt durch das Verhältnis vom in Strömungsrichtung projizierten Gitterquerschnitt zum ungestörten Strömungsquerschnitt

$$\epsilon = \frac{F_v}{F_{ges}}$$

Für Gitter mit gut abgerundeten Einlaufkanten ergibt sich die Proportionalitätskonstante zu $C_v = 6-7$. Höhere Werte für C_v sind bei scharfkantigem Einlauf möglich bis etwa $C_v = 12$, wie verschiedene Experimente zeigen.

Da für Stabbündel mit aufgerauhten Oberflächen bislang entsprechende Meßwerte fehlen und außerdem die Hauptursache für den Druckverlust am Abstandshaltergitter die Querschnittsverengung ist, wird die gleiche Beziehung wie für glatte Staboberflächen verwendet.

Natürlich wird auch die Wärmeabfuhr im Abstandshalterbereich durch die erhöhte Turbulenz verbessert. Wenige Untersuchungen sind aus der Literatur bekannt, hier ist besonders die Arbeit von Hudina und Nöthiger [19] in Würenlingen erwähnenswert. Diese Autoren haben an einem Stab im Ringspalt verschiedene Typen von Abstandshaltergittern untersucht. Die dabei verwendeten Querschnittsversperrungen waren sehr gering und lagen zwischen 8 und 16%. In Karlsruhe wurde soeben eine Untersuchung des Wärmeüberganges im Abstandshalterbereich an einem Stabbündel mit 3 Stäben abgeschlossen (Abb. 10). Es wurden je ein Stabbündel mit glatten und zwei Stabbündel mit aufgerauhten Oberflächen eingesetzt. Außerdem wurden je drei Abstandshalter verwendet, und zwar funkenerosodierte Wabengitter, wobei das einzige Maß, das verändert wurde, die Breite der Kontaktstelle zwischen Gitter und Stab war. Die Querschnittsversperrungen lagen zwischen 25 und 35%.

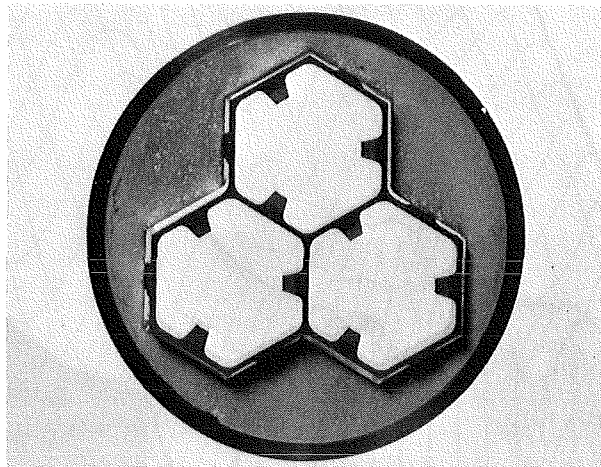


Abb. 10: Querschnitt des Strömungskanals mit Abstandshalter [20]

Es wurden detaillierte Temperaturverteilungen im Abstandshalterbereich gemessen. Eine dreidimensionale Darstellung einer solchen gemessenen Temperaturverteilung zeigt Abb. 11 als Beispiel. Auf Einzelheiten will ich hier nicht eingehen, da auf der Reaktortagung in Nürnberg über diese Arbeit

vorgetragen wird. Die wesentlichen Ergebnisse der Untersuchung sind, daß auch bei aufgerauhten Stabbündeln im Gitterbereich kein "hot-spot" auftritt, wie das von glatten Stabbündeln bereits bekannt ist. Es ergeben sich bei genügender Breite der Kontaktflächen nur leichte Temperaturerhöhungen unter den Rippen. Ein weiteres Ergebnis zeigt die Abb. 12.

Reynoldszahl : $Re = 1.27 \cdot 10^5$
Rauhigkeitsform : R 2
Abstandshalter : B 3
Flächenleistung : $q = 4.62 \text{ W/cm}^2$

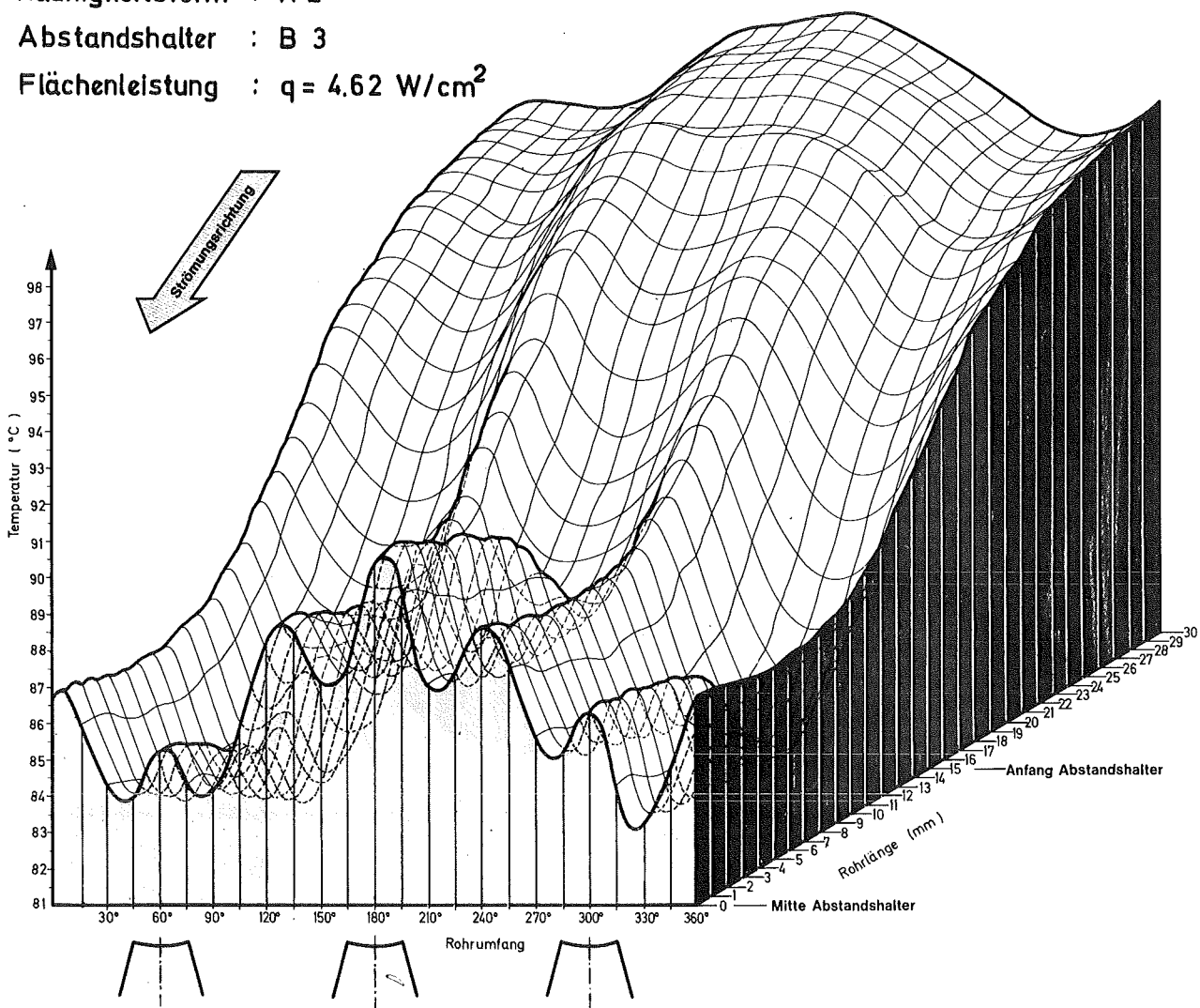


Abb. 11: Dreidimensionale Darstellung der Temperaturverteilung im Bereich des Abstandshalters [20]

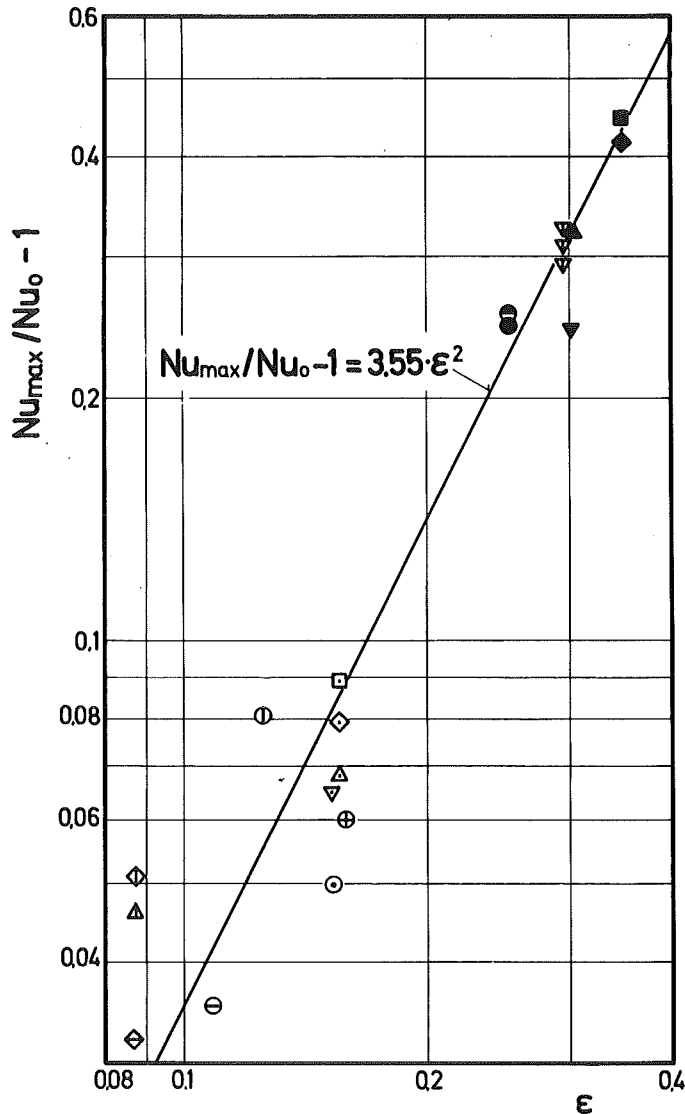


Abb. 12: Erhöhung der Nusselt-Zahl durch den Abstandshalter als Funktion der Querschnittsversperrung für raue Rohre, gemessen zwischen den Kontaktpunkten von Rohr und Abstandshalter [20]

Hier sind alle maximalen Wärmeübergangsverbesserungen für den Stabbereich zwischen den Rippen über der Querschnittsversperrung dargestellt. Es ergibt sich, daß das Verhältnis der maximalen Nusseltzahl zur ungestörten Nusseltzahl ebenfalls wie der Druckverlust quadratisch mit der Querschnittsversperrung wächst. Für die maximale Nusseltzahl ergibt sich [20]:

$$\frac{Nu_{\max}}{Nu_0} = 1 + K \epsilon^2 ,$$

wobei die Konstante K von der Oberflächenart abhängt. Es ist $K = 5.55$ für glatte und $K = 3.55$ für raue Oberflächen, die durch den Rauigkeitsparameter $R = 3-4$ charakterisiert sind. Bei rauhen Oberflächen ist die Verbesserung des Wärmeüberganges durch die Abstandshalter geringer, weil durch die Rauigkeiten bereits eine Erhöhung der Turbulenz vorliegt und die weitere Turbulenzerhöhung durch das Gitter sich nicht mehr in dem Maße auf den Wärmeübergang auswirken kann, wie das bei glatten Oberflächen der Fall ist.

6. Unterkanalanalyse und Test

Damit sind bis auf die Mischungsbeiwerte alle wichtigen Parameter für eine Unterkanalanalyse bekannt. Für die Mischungsbeiwerte werden die gleichen Koeffizienten verwendet, die auch bei glatten Stabbündeln benutzt werden. Für gasgekühlte Schnellbrüter-Brennelemente muß man beachten, daß Reibungsbeiwerte und Stanton-Zahlen nicht explizit vorliegen, wie es z.B. im Hot-Spot-Code [5] für thermische, gasgekühlte Reaktoren der Fall ist. Man muß deshalb die aus den Einzeluntersuchungen entwickelten Rauigkeitsparameter R für den Druckverlust und G für den Wärmeübergang in einen entsprechenden Code einführen.

Weiterhin muß man beachten, daß an der Kanalwand Strömungszonen auftreten, deren Wände teilweise rauhe und teilweise glatte Oberflächen aufweisen. Hier sind besondere Überlegungen notwendig hinsichtlich des Ortes, an dem die Strömungszone getrennt wird (Nullschubspannungsposition). Derartige Ansätze wurden für die isotherme Strömung durch raue Stabbündel mit glatten Kanalwänden in angenäherter Form bereits gemacht [21,22].

Im nicht-isothermen Fall ergibt sich für Gas ein weiterer wichtiger Punkt für die Unterkanalanalyse aus der Kompressibilität des Fluids. Durch die starken Dichteänderungen bei unterschiedlicher Aufheizung ergibt sich ein Netto-Massenaustausch in den Unterkanälen (cross flow), der bei Gasen berücksichtigt werden muß und der einen zusätzlichen Wärmetransport neben dem bekannten "mixing" bewirkt. Entsprechende Codes für die thermo- und fluiddynamische Unterkanalanalyse von Gasbrüter-Brennelementen werden zur Zeit in Würenlingen und in Karlsruhe entwickelt.

Nur Experimente können die erforderliche Sicherheit geben, daß die aus vielen Einzelresultaten zusammengesetzten Ausgangsdaten auch im Zusammenspiel auf vernünftige Gesamtergebnisse führen.

Für den Gasbrüter werden daher an einem Stabbündel aus 19 Stäben entsprechende Untersuchungen durchgeführt. Dieses Stabbündel ist mit 225 Thermoelementen instrumentiert, so daß eine detaillierte Temperaturverteilung über das Bündel und die Kanalwand gemessen werden kann. Durch Schiefplastversuche, bei denen nur bestimmte Stäbe beheizt werden, können im Hinblick auf den Netto-Massenstromaustausch (cross flow) zwischen den Unterkanälen extreme Verhältnisse eingestellt werden. Durch Nachrechnung der Versuche mit den Codes zur Unterkanalanalyse, die sich zur Zeit im Teststadium befinden, können dann die in den Codes enthaltenen Ausgangsdaten durch Vergleich mit den Meßergebnissen eventuell justiert werden. Ein weiteres Stabbündel, das für diesen Zweck benutzt werden soll, ist das Kalibrierelement für den Gasbrüter MOL-Bestrahlungsversuch, an dem die experimentellen Untersuchungen soeben begonnen haben.

7. Schlußfolgerungen

Insgesamt gesehen ist für die Wärmeabfuhr aus gasgekühlten Schnellbrüter-Brennelementen ein befriedigender Kenntnisstand erreicht. Eine Reihe von wichtigen Arbeiten muß noch erfolgen. Hier sind besonders die thermo- und fluiddynamische Untersuchung sogenannter dreidimensionaler Rauigkeiten sowie das Verhalten von rauhen Oberflächen im Übergangsbereich zwischen glatter und voll rauher Strömung zu erwähnen. Für Gitterabstandshalter fehlen Untersuchungen des Druckverlustes in rauhen Stabbündeln. Die Entwicklung der Codes zur Unterkanalanalyse sowie das experimentelle Testen dieser Codes durch integrale Experimente an Stabbündeln wird ebenfalls noch einige Zeit in Anspruch nehmen. Es wäre wünschenswert, wenn mehr theoretische Arbeiten insbesondere zum Rauigkeitsproblem durchgeführt würden.

ANHANG 1: Literatur

- [1] M. Dalle Donne and E. Meerwald
Alternate Studs: A new type of artificial roughness
to improve the performance of a gas-cooled reactor,
ANS-Transactions 15 (2), 846-847 (1972)
- [2] M.J. Lewis
An elementary analysis for predicting the momentum-
and heat-transfer characteristics of a hydraulically
rough surface
EIR Würenlingen, TM-IN-569 (1973)
- [3] W.B. Hall
Heat transfer in channels composed of rough and smooth
surfaces
J. Mech. Engng. Sci. 4, 287-291 (1962)
- [4] D. Wilkie
Forced convection heat transfer from surfaces
roughened by transverse ribs
Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago,
Vol. 1, 1-19 (1966)
- [5] V. Walker, L. White and P. Burnett
Forced convection heat transfer for parallel flow
through a roughened rod cluster
Int. Heat Mass Transfer 15, 403-424 (1972)
- [6] J. Nikuradse
Strömungsgesetze in rauhen Röhren
VDI-Forschungsheft Nr. 361 (1933)

- [7] K. Maubach
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen in geschlossenen, glatten und rauhen Kanälen von beliebigem Querschnitt
Dissertation Univ. Karlsruhe (1969); s.a. Chem.-Ing.-Techn. 42 (15), 995-1004 (1970)
- [8] C. Warburton and M.A.M. Pirie
An improved method for analysing heat transfer and pressure drop tests on roughened rods in smooth channels
Rep. RD/B/N2621, C.E.G.B., Berkely, U.K. (1973)
- [9] M.D. Millionshchikov, V.I. Subbotin, M.Kh. Ibragimov, G.S. Taranov, L.L. Kobzar', I.P. Gomonov and A.R. Sokolooskii
Untersuchung der Geschwindigkeitsfelder und Druckverlustbeiwerte in Rohren mit künstlicher Wandrauhigkeit
Fiziko-energeticheskii institut, Obninsk
Rep. FEI-385 (1973); s.a. LA-Übers. Nr. 0436 (1973-4), Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [10] H. Schlichting
Experimentelle Untersuchungen zum Rauheitsproblem
Ing. Arch. 7, 1-34 (1936)
- [11] W. Baumann, K. Rehme
Geometrieabhängigkeit des Rauheitsparameters von Rechteckrauhigkeiten
KFK-Bericht Nr. 2131 (1975)
- [12] W. Baumann
Pressure drop performance of artificial roughness as a function of roughness geometry
Proc. Int. Meeting on Reactor Heat Transfer, Karlsruhe, 155-174 (1973)

- [13] M. Dalle Donne and E. Meerwald
Heat transfer and friction correlations for sur-
faces roughened by transversal ribs
NEA-GCFR Specialist Meeting on Core Performance,
Studsvik (Sweden) (1973)
- [14] W. Nunner
Wärmeübergang und Druckabfall in rauhen Röhren
VDI-Forschungsheft Nr. 455 (1956)
- [15] D.F. Dipprey and D.H. Sabersky
Heat and momentum transfer in smooth and rough tubes
at various Prandtl numbers
Int. J. Heat Mass Transfer 6, 321-334 (1963)
- [16] M. Dalle Donne
unveröffentlicht
- [17] J. Marek, K. Maubach and K. Rehme
Heat transfer and pressure drop performance of
rod bundles arranged in square arrays
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 2215-2228 (1973)
- [18] K. Rehme
Pressure drop correlations for fuel element spacers
Nuclear Technology 17, 15-23 (1973)
- [19] M. Hudina and H. Nöthiger
Experimental study of local heat transfer under
and near grid spacers developed for GCFR
Report TM-IN-526, EIR-Würenlingen (1973)

- [20] J. Marek und K. Rehme
Experimentelle Untersuchung der Temperaturverteilung unter Abstandshaltern in glatten und rauhen Stabbündeln
KFK-Bericht Nr. 2128 (1975)
- [21] K. Maubach and K. Rehme
Pressure drop for parallel flow through a roughened rod cluster
Nucl. Engng. Design 25, 369-378 (1973)
- [22] C. Savatteri
Friction factors of a cluster of 19 rough rods
KFK-Bericht Nr. 1588 (1972)

ANHANG 2: Diskussion

E. Ruppert (INTERATOM, Bensberg)

Den Ausführungen lagen systematisch aufgebrauchte Rauigkeiten zugrunde. Wie ändern sich die Rauigkeitscharakteristiken, wenn statistische Rauigkeiten mit P/h-Verteilungen betrachtet werden.

W. Baumann (GfK, Karlsruhe)

Da die Wärmeabfuhr definiert verbessert werden soll, können nur definierte, systematisch aufgebrauchte Rauigkeiten verwendet werden, weil die Unsicherheit im Falle statistischer Rauigkeiten zu groß wäre. Aus diesem Grunde gibt es keine Untersuchungen von statistischen Rauigkeiten. Abgesehen davon kann eine hinsichtlich der Wärmeabfuhr optimale Rauigkeitsgeometrie sicherlich nur durch genau definierte Anordnung der Rauigkeitselemente erreicht werden.

H. Miller (GfK, Karlsruhe)

Auf welche experimentellen Arbeiten geht der Wert $C_v = 12$ zur Berechnung der Gitterwiderstandsbeiwerte zurück?

W. Baumann (GfK, Karlsruhe)

Der Wert bis $C_v = 12$ geht auf verschiedene unveröffentlichte Meßergebnisse an verschiedenen Institutionen zurück.

J. Heinecke (INTERATOM, Bensberg)

Kann die Nu-Zahl im Randkanal durch Rauigkeiten ebensogut verbessert werden wie im Innenkanal?

W. Baumann (GfK, Karlsruhe)

In erster Näherung sicherlich, denn von der Kanalwand wird keine Wärme bzw. nur wenig, z.B. durch γ -Heizung abgegeben. Da das Verhältnis von h/L im Randkanal größer ist als im Innenkanal, wird unter Umständen ein geringerer Unterschied auftreten. Über den h/L -Effekt auf den Wärmeübergang ist bislang nichts bekannt, da systematische Messungen fehlen.

W. Eifler (EURATOM, Ispra)

Welches ist die theoretische Grundlage für den Ersatz der Hall-Transformation (Schubspannungsnulldlinie bei Geschwindigkeitsgradient Null) durch eine Extrapolation des von der Herleitung her nur in Wandnähe gültigen logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes von beiden Wänden her bis zum Schnittpunkt weit weg von der Wand, wo die Geschwindigkeit selbst vom logarithmischen Gesetz nicht mehr gut dargestellt wird?

W. Baumann (GfK, Karlsruhe)

Der physikalische Grund dafür, daß die Maubach-Methode mit den zwei verwendeten Wandgesetzen so gut arbeitet, liegt ganz einfach darin, daß die Wandschubspannungen an der glatten und rauhen Wand richtig bestimmt werden. Denn die Wandschubspannungen sind in den dimensionslosen Geschwindigkeitsprofilen enthalten und die Profile sind in Wandnähe sicherlich gültig. Der Schnittpunkt der Profile wird durch die Wandschubspannungen bestimmt. Dabei ist es unerheblich, ob in Strömungsmitte die tatsächlichen Profile richtig beschrieben werden oder nicht. Der Fehler ist vernachlässigbar. Nur die Wandschubspannung ist wichtig, weil sie den Reibungsbeiwert bestimmt und eine Transformation ermöglicht.

EINFLUSS DER TEMPERATURFELDER IN BÜNDELN MIT NA-
KÜHLUNG AUF BRENNSTAB- UND BÜNDELAUSLEGUNG

H.J. Seehafer
INTERATOM, Bensberg

1. Brennstabauslegung

1.1 Wechselwirkungen zwischen den Core-Auslegungsgruppen

Um die Nahtstellen und Wechselwirkungen der verschiedenen Core-Auslegungsbereiche zu verdeutlichen, wurden in Abb. 1 die den drei Auslegungsgruppen (Physik, Thermohydraulik und Stabauslegung) charakteristischen Kriterien und Einflußgrößen nebeneinander gestellt.

Auf den ersten Blick wird deutlich, daß die Thermohydraulik innerhalb der Core-Auslegung eine zentrale Stellung einnimmt. So bestehen Wechselwirkungen sowohl mit der Physik als auch mit der Stabauslegung. Darüber hinaus gibt es eine direkte Rückkopplung von der Stabauslegung zur Physik. Diese gehört jedoch nicht direkt in den Rahmen des gestellten Themas und soll nicht Gegenstand einer detaillierten Betrachtung sein. Da sie aber, wie aus der Abb. 1 hervorgeht, über die Stablängenleistung Einfluß auf den Kühlmitteldurchsatz nimmt und somit in entscheidendem Maße auf die Thermohydraulik ausstrahlt, darf diese Verbindung nicht unerwähnt bleiben.

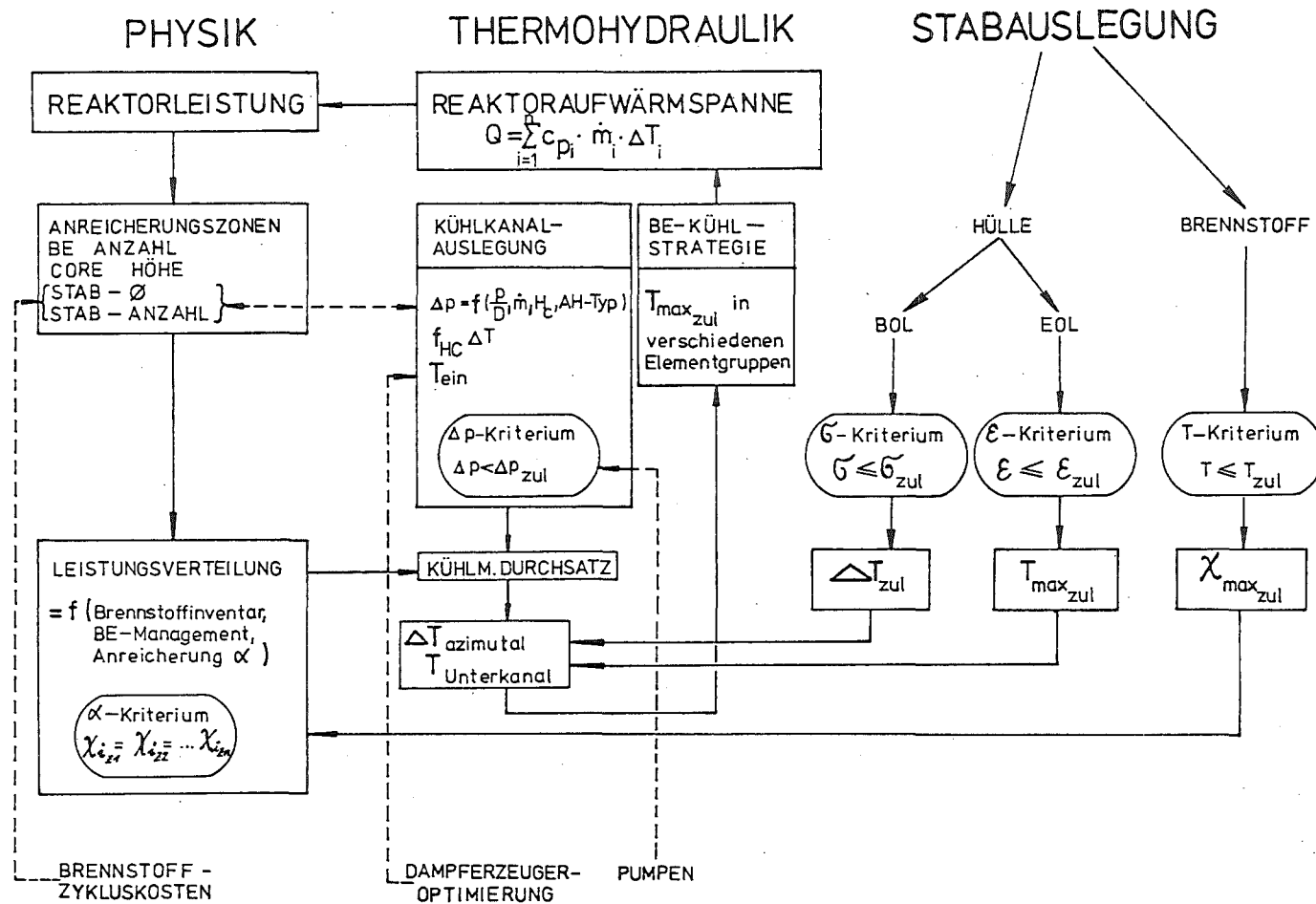


Abb. 1: Verknüpfung zwischen den drei Core-Auslegungsgruppen

Mit Rücksicht auf die Übersichtlichkeit der Darstellung wurde auf die Eintragung weiterer Verbindungslinien verzichtet. So versteht sich von selbst, daß beispielsweise der Heißkanalfaktor der Aufwärmspanne sowohl von physikalischen, thermohydraulischen als auch fertigungstechnischen Unsicherheiten mitbestimmt wird.

Im einzelnen ergibt sich folgendes Bild:

Zusammen mit dem erklärten Ziel einer vorgegebenen Reaktorleistung werden von der Physik Größen, die einerseits die Core-Abmessungen betreffen, wie z.B. die Zahl und Größe der verschiedenen Anreicherungs-zonen und die Core-Höhe, andererseits Fragen der Anreicherung und des Brennstoffinventars berühren, festgelegt. Zur Konzipierung des Brennelementes, d.h. Festlegung der Stab-Geometrie und Stab-Anzahl, müssen - über den Einfluß des p/D -Verhältnisses auf den Druckverlust - thermohydraulische Anforderungen sowie die Frage nach der Minimalisierung der Brennstoffzykluskosten berücksichtigt werden.

Core-Geometrie und Brennstoffinventar (d.h. Brennstoffzusammensetzung und Anreicherung) bilden die Voraussetzung zur Berechnung der Leistungsverteilung, deren zeitlicher Verlauf vom BE-Management beeinflußt wird. An dieser Stelle besteht der bereits erwähnte direkte Berührungspunkt mit der Stabauslegung. Es muß nämlich gewährleistet sein, daß die maximale Brennstofftemperatur jederzeit kleiner als die Schmelztemperatur ist, um lokale Brennstoffverlagerungen zu verhindern (T-Kriterium). Da die Differenz zwischen Brennstoffzentral- und Kühlmitteltemperatur proportional der Stablängenleistung ist, muß diese so beschränkt werden, daß dieses Kriterium erfüllt wird.

Nach festgelegter maximal zulässiger Stablängenleistung wird die Anreicherung in den verschiedenen Anreicherungs-zonen so gewählt, daß in jeder Zone die maximale Stablängenleistung erreicht wird (α -Kriterium).

Das Ziel der Kühlkanalauslegung innerhalb der Thermohydraulik liegt über der Bestimmung des Kühlmitteldurchsatzes in der Berechnung der Temperaturfelder im Bündel. Ausgehend von der Leistungsverteilung und dem mit Hilfe der Heißstellenanalyse bestimmten Heißkanalfaktor der Aufwärmspanne wird der Kühlmitteldurchsatz und die entsprechende Aufwärmspanne in den Unterkanälen berechnet.

Die Eintrittstemperatur ist dabei eine über die Dampferzeugeroptimierung fest vorgegebene Größe.

Der zulässige Bereich des Kühlmitteldurchsatzes ist durch zwei Bedingungen abgesteckt. Die obere Begrenzung wird durch den von den Pumpen vorgegebenen maximal zulässigen Druckverlust bestimmt (Δp -Kriterium), während andererseits ein zu geringer Durchsatz zu einem zu starken Anstieg der Hüllrohrtemperatur, die durch ein Kriterium der Stabauslegung nach oben begrenzt wird, führt.

Zur Abrundung des Bildes soll noch erwähnt werden, daß sich an die Kühlkanalanalyse die BE-Kühlstrategie anschließt. Sie sieht vor, daß mehrere Elemente zu Gruppen zusammengefaßt werden, in denen der Durchsatz so bestimmt wird, daß die von der Stabauslegung vorgegebene zulässige Temperatur erreicht wird.

Innerhalb der Stabauslegung sind es zwei Bereiche, die einer Analyse unterzogen werden müssen. Neben der bereits erwähnten Anforderung an die Brennstoffzentraltemperatur, die die maximal zulässige Stablängenleistung festlegt, ist es die Brennstabhülle, die während der gesamten Einsatzzeit

den auftretenden Belastungen standhalten muß. Die Belastungen, die in der Tab. 1 zusammengestellt sind, ändern sich mit der Zeit und sind in ihrem Charakter zu Beginn und zu Ende der Standzeit unterschiedlich.

Als wesentliches Ergebnis dieser Einführung bleibt festzuhalten, daß von der Stabauslegung zwei Anforderungen an die Thermohydraulik gestellt werden, die die

- Temperaturverteilung, d.h. den Temperaturgradienten über den Brennstab und
- maximale Hüllrohrtemperatur

betreffen.

Die eingehende Analyse dieser Kriterien soll Gegenstand der folgenden Ausführungen sein.

	Beanspruchungsart	Ort		
		T_{\min}	χ_{\max}	T_{\max}
1.	Mechanisch			
1.1	Spaltgasinnendruck			x
1.2	Festkörperdruck	x	(x)	(x)
1.3	Axialkraft			
1.3.1	Reibkraft AH		x	x
1.3.2	Reibkraft Pellet	x	(x)	(x)
1.3.3	Stabverbiegung	x	(x)	(x)
	1. ΔT azimuthal			x
	2. $\Delta \epsilon_{\text{swell}}$ azimuthal		x	
2.	Thermisch			
2.1	T-Niveau (Festigkeitskennwerte)			x
2.2	T-Gradienten			
2.2.1	Radial		x	
2.2.2	Azimutal			x
3.	Chemisch			
3.1	Na-Korrosion			
3.1.1	Abtragend			x
3.1.2	Selektiv			x
3.2	Spaltprodukt-Korrosion			
3.2.1	Abtragend			x
3.2.2	Selektiv			x
4.	Bestrahlung			
4.1	Festigkeitskennwerte	x	x	x
4.2	Differentielles Schwellen	(x)	x	(x)

Tab. 1: Hüllrohrbeanspruchungen

1.2 Hüllrohrbeanspruchungen

In Tab. 1 sind die Hüllrohrbeanspruchungen und deren Zuordnung zu charakteristischen Brennstabbereichen aufgeführt. Im einzelnen treten

- mechanische
- thermische und
- chemische

Beanspruchungen auf. Außerdem stellt die Bestrahlung eine zusätzliche Belastung der Brennstabhülle dar.

Da zu Beginn noch kein Innendruck aufgebaut ist, sind es ausschließlich die örtlichen radialen und azimutalen Temperaturunterschiede, die in Verbindung mit verhin-
deter Stabverbiegung Sekundärspannungen erzeugen. Mit zunehmender Standzeit gewinnt der ansteigende Innendruck mit eventuell überlagertem Festkörperdruck an Bedeutung und führt zu mechanischen Hüllrohrbelastungen, während die zu Beginn auftretenden Spannungen sekundären Charakters durch teils strahlungsinduzierte, teils thermisch aktivierte Kriechprozesse abgebaut werden.

Die mechanischen Belastungen können in verstärktem Maße in Verbindung mit einem hohen Temperaturniveau hüllrohrschädigend wirken, da hohe Temperaturen neben der negativen Beeinflussung der Festigkeitskennwerte zu verstärktem Angriff des Hüllrohrmaterials durch Reaktionen mit den Spaltprodukten und dem Kühlmittel führen.

Während für die Beurteilung des Einflusses des Kühlmittels auf die Hüllrohrschädigung in ausreichendem Maße Versuchsergebnisse vorliegen, die es erlauben, eine mathematische Beziehung zwischen Korrosionsabtrag und Temperatur aufzustellen, muß man sich vorerst noch mit pauschalen Angaben über den Einfluß der Temperatur auf die Spaltproduktkorrosion begnügen. Unter SNR-Bedingungen

ist mit einem Hüllrohrangriff infolge Spaltproduktkorrosion von ca. 100 μm zu rechnen. In Abb. 2 wurde die gefundene Beziehung zwischen der Na-Korrosion und der Hüllrohrtemperatur dargestellt. Unter SNR-Bedingungen, d.h. bei ca. 700 $^{\circ}\text{C}$, muß mit einer Korrosionsrate von ca. 30 $\mu\text{m/a}$ gerechnet werden.

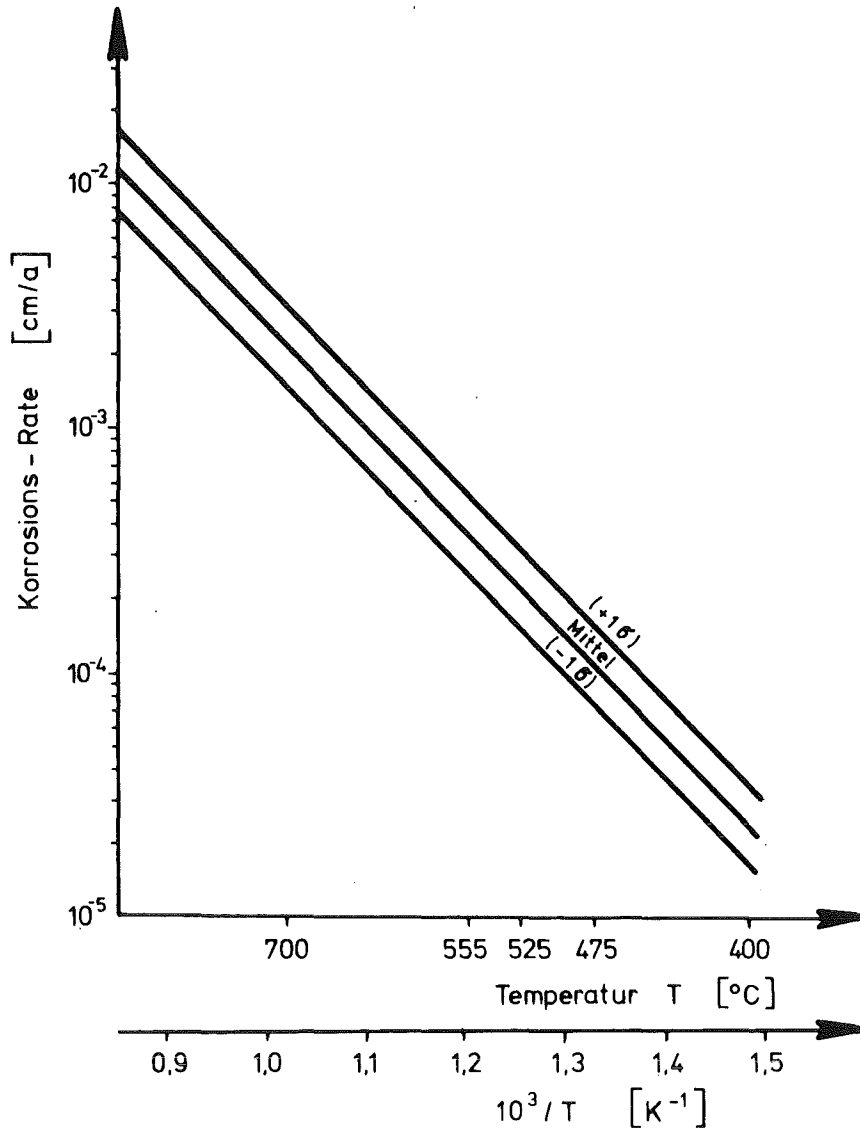


Abb. 2: Maximale Na-Korrosionsraten von Stählen über der Temperatur

Neben dem Reibkontakt am Abstandshalter und Pellet, der ebenfalls zu einer Verminderung der Hüllrohrwanddicke führen kann, bleibt noch der Einfluß der Bestrahlung auf die Hülle zu erwähnen. Die Neutronenstrahlung beeinflusst einerseits die Festigkeitskennwerte und verursacht aufgrund der Temperaturgradienten differentielle

Schwellverformungen, die wiederum Sekundärspannungen hervorrufen.

1.3 Die Kriterien zur Stabauslegung

Aus den genannten Hüllrohrbeanspruchungen lassen sich nun die Kriterien zur Stabauslegung ableiten. Die Beurteilung der Hüllrohrbeanspruchungen muß dem unterschiedlichen Charakter entsprechend nach verschiedenen Gesichtspunkten erfolgen. So werden kurzzeitig auftretende Belastungen im allgemeinen nach festgelegten Spannungskriterien beurteilt (σ -Kriterium), während Langzeitbeanspruchungen plastische Verformungen der Hülle hervorrufen. Da jeder Werkstoff nur ein begrenztes Verformungspotential besitzt, ist die bleibende Hüllrohrverformung ein geeignetes Kriterium zur Dimensionierung und Auslegung von Hüllrohren (ϵ -Kriterium).

In Abb. 3 ist der Rechenablauf bis hin zu den Stabauslegungskriterien dargestellt. Ausgehend von der Längenleistungsverteilung, die mit Hilfe der Heißstellenanalyse von der Physik berechnet wird, werden von der Thermohydraulik unter Berücksichtigung der Unsicherheiten in der Berechnung der Aufwärmspanne die Temperaturverteilungen im Bündel mit Angabe der maximalen Hüllrohrmittentemperatur und der Temperaturdifferenz über den Brennstab ermittelt. Diese Daten (Stablängenleistung und Temperaturverteilung) werden von der Stabauslegung aufgegriffen und weiterverarbeitet.

Wesentlichste Einflußgröße zur Berechnung des Stabinnendruckes und der Brennstoffzentraltemperatur ist die Stablängenleistung. Mit Hilfe von Stabauslegungsprogrammen werden Thermospannungen, Gesamtspannungen und

Hüllrohrverformungen unter Einbeziehung der entsprechenden Unsicherheiten der Stablängenleistung berechnet.

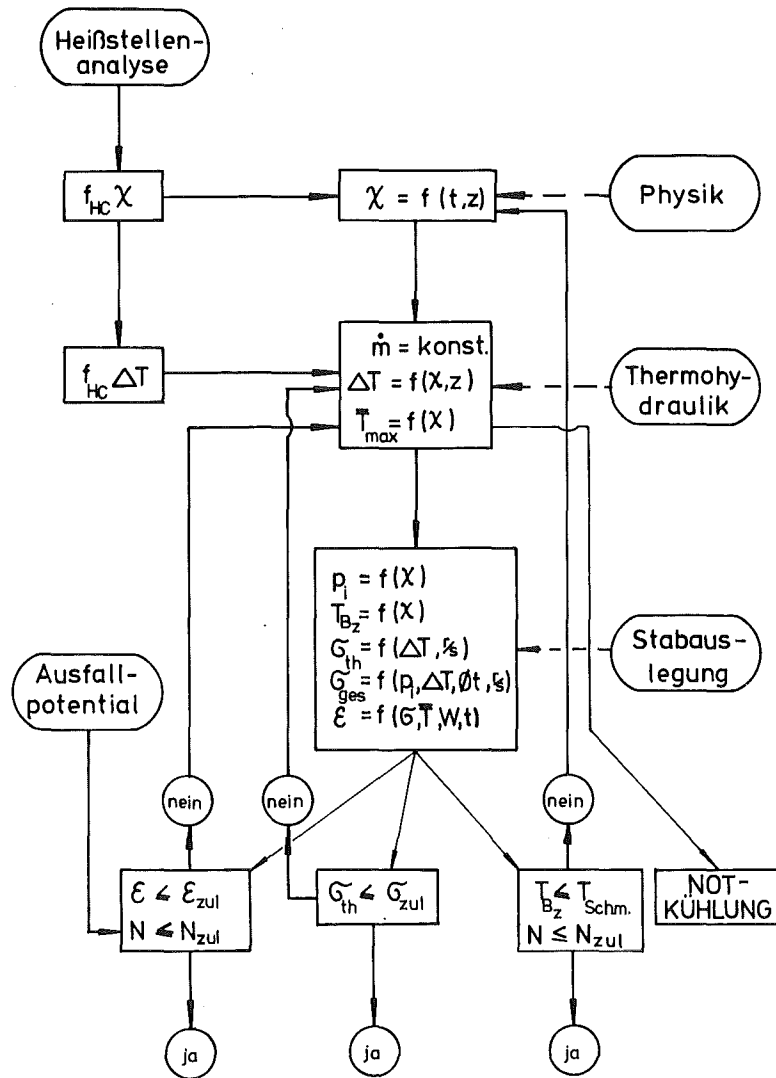


Abb. 3: Rechenablauf zur Erfüllung der Brennstabauslegungskriterien

Die Formulierung von Auslegungskriterien beruht auf folgender Überlegung:

In Übereinstimmung mit Ergebnissen aus Bestrahlungsexperimenten kann angenommen werden, daß eine Beeinträchtigung des Reaktorbetriebes durch eine gewisse Anzahl defekter Brennstäbe nicht erfolgt. Diese Anzahl wird auf größenordnungs-

mäßig 1 °/oo der Brennstäbe festgelegt. Ist der Einfluß der Unsicherheit der Betriebsparameter (Längenleistung, Innendruck, Temperatur etc.) auf die zur Beurteilung des Stabversagens zugrunde gelegte Größe (Brennstoffzentraltemperatur bzw. Hüllrohrdehnung) bekannt, so kann nach Berechnung des Ausfallpotentials überprüft werden, ob zu erwarten ist, daß die zulässige Zahl defekter Brennstäbe überschritten wird. Ist dies der Fall, so muß über den Eingriff auf die Betriebsparameter eine Korrektur der Situation vorgenommen werden.

Die beiden wesentlichsten Fragen sind daher

1. nach der Art der Betriebsparameter und
2. in wie starkem Maße die Betriebsparameter auf die Auslegungskriterien wirken.

Beide Fragen sollen in den folgenden Abschnitten untersucht werden.

Es bleibt noch zu erwähnen, daß neben den bereits genannten drei Auslegungskriterien der Notkühlfall von der Festigkeit beherrscht werden muß.

1.4 Der "begin of life"-Zustand

Wie bereits erwähnt, ist dieser Zustand durch das Auftreten von Thermospannungen aufgrund radialer, axialer und azimuthaler Temperaturgradienten gekennzeichnet. Ganz allgemein formuliert, hängen diese Spannungen neben der Höhe der Temperaturgradienten von der Steifigkeit des Stabes bzw. der Stabanordnung ab. Azimutale Temperaturgradienten bewirken neben Spannungen, die

die Verträglichkeitsbedingung erfüllen, Verformungen und Auslenkungen der Stäbe. Diese Auslenkungen sind den Temperaturgradienten proportional. Durch die Anordnung der Abstandshalter werden die Stäbe an der freien Auslenkung und Verbiegung gehindert, wodurch zusätzliche Spannungen in den Stäben erzeugt werden.

Die Abhängigkeit dieser Spannungen von der Zahl der AH wurde in einer kurzen Handrechnung untersucht, das Ergebnis ist in Abb. 4 dargestellt. Am Beispiel des SNR-Brennstabes ($d_a = 6 \text{ mm}$) wurden die Biegespannungen ermittelt. Es ist deutlich erkennbar, daß sich die Spannungen mit zunehmender AH-Zahl einem Grenzwert nähern.

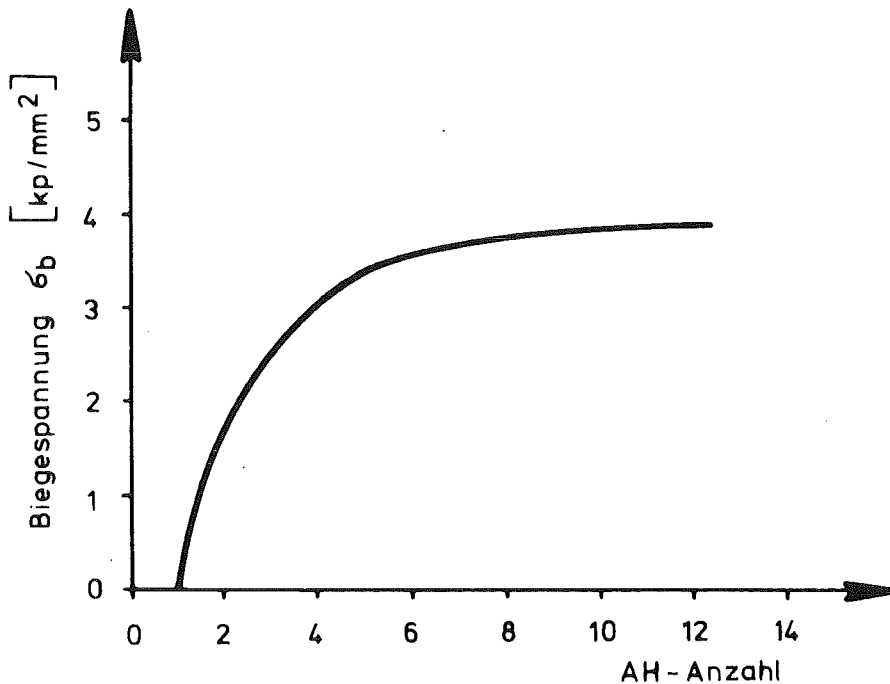


Abb. 4: Zunahme der Biegespannung mit der Anzahl der Abstandshalter

Im allgemeinen hat man kaum Möglichkeiten, über die AH-Anzahl starken Einfluß auf die Thermospannungen auszuüben, da die notwendige AH-Zahl durch andere Kriterien, die noch genannt werden, vorgegeben ist und man sich dann schon in dem asymptotischen Spannungsbereich befindet.

Neben den azimutalen Temperaturgradienten bewirken die radialen Temperaturunterschiede über der Hüllrohrwand Wärmespannungen. Diese hängen bei vorgegebener Stablängenleistung vor allem von der Wanddicke ab. In Abb. 5 wurde die Vergleichsspannung aufgrund radialer und azimutaler Temperaturgradienten als Funktion der Wanddicke aufgetragen. Die Zunahme mit der Wanddicke beruht in diesem Fall vornehmlich auf der Änderung der radialen Temperaturgradienten.

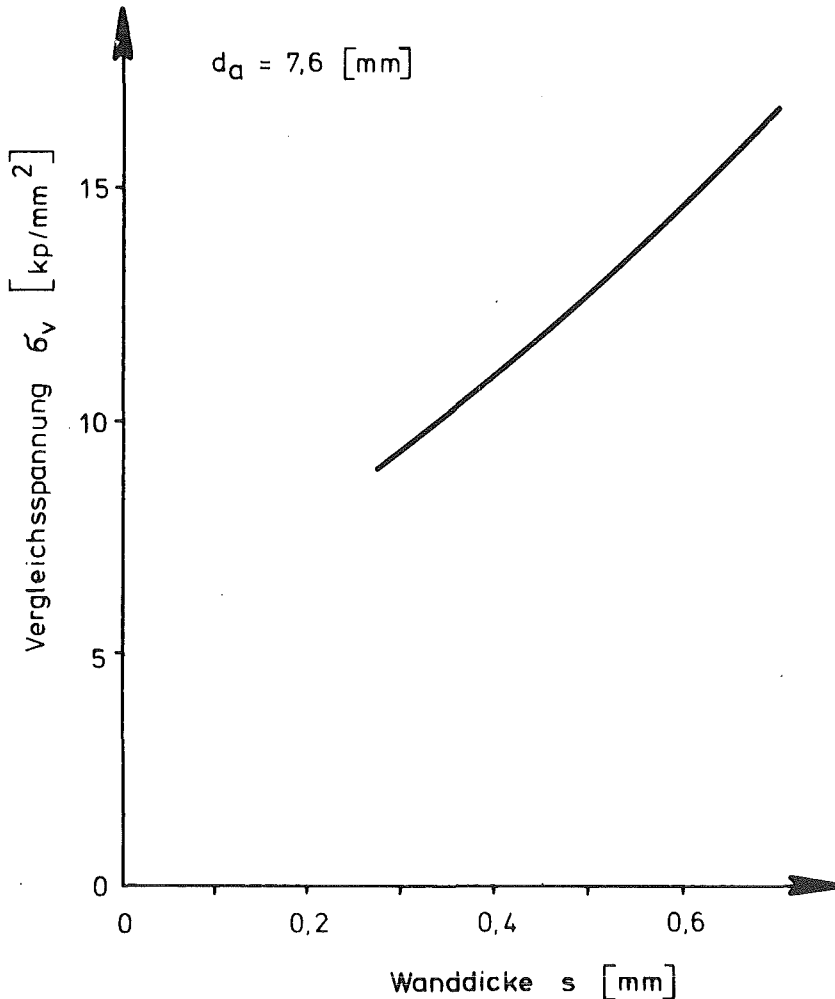


Abb. 5 Vergleichsspannung aufgrund verschiedener Temperaturgradienten in Abhängigkeit von der Wanddicke

Der Anteil der Wärmespannung, hervorgerufen durch azimutale Temperaturgradienten an der gesamten Wärmespannung, wurde in Abb. 6 am Beispiel der Axialspannung dargestellt.

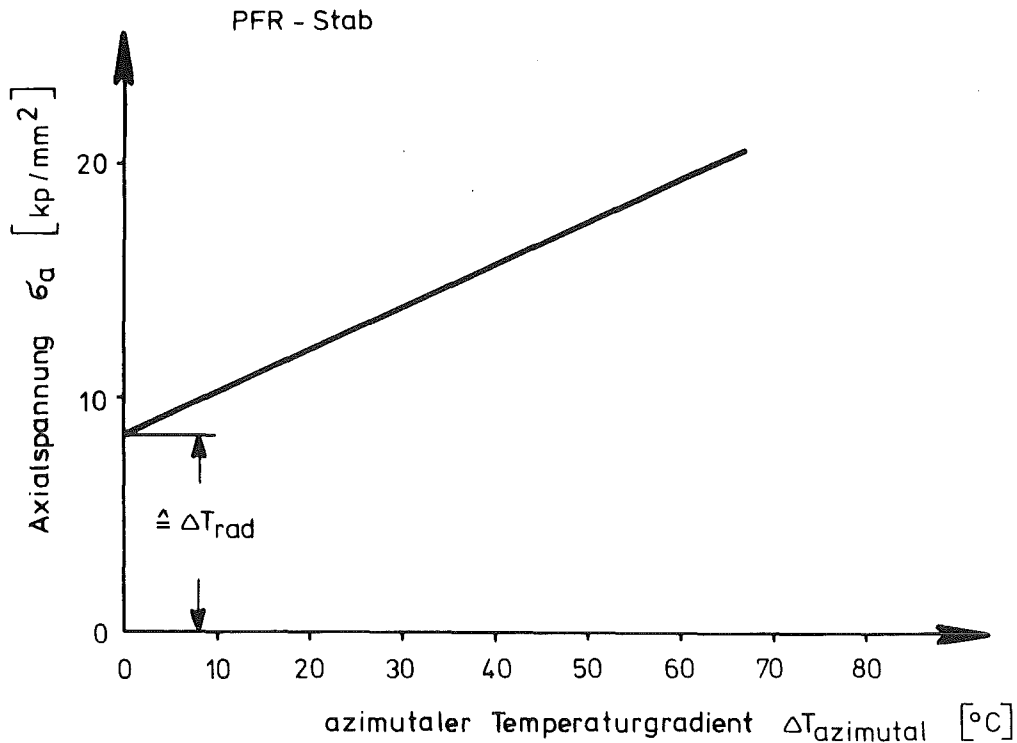


Abb. 6 Zunahme der Axialspannung mit dem azimuthalen Temperaturgradienten

Deutlich ist der proportionale Anstieg mit dem Temperaturgradienten zu erkennen. Aus Gründen niedriger Wärmespannung wäre natürlich ein geringer azimuthaler Temperaturgradient wünschenswert, da eine Einflußnahme über die Wanddicke auf die Wärmespannungen mit Rücksicht auf den "end-of-life"-Zustand nur in sehr beschränktem Umfang möglich ist. Im allgemeinen sind die Wärmespannungen aber kein sehr strenges Kriterium für Brennstäbe. Allerdings kann es bei Absorberstäben, die eine ungünstige Bündelanordnung aufweisen, zu sehr hohen Temperaturgradienten kommen, die eine Überprüfung des Wärmespannungskriteriums notwendig erscheinen lassen.

1.5 Der "end-of-life"-Zustand

Mit zunehmender Standzeit baut sich in den Hüllrohren ein Innendruck auf, der an der Stelle hoher Temperatur Verformungen der Hülle (sogenannte Kriechverformungen)

verursacht. Wie bereits erwähnt, können diese Verformungen zur Formulierung eines Versagenskriteriums herangezogen werden. Einflußparameter auf die Höhe dieser Verformungen sind

- der Hüllrohrwerkstoff
- die Hüllrohrabmessungen
- der Innendruck
- die Temperatur
- die Standzeit.

Neben der garantierten Leistung einer Reaktoranlage ist der Abbrand eine entscheidende Größe, die Einfluß auf die Gesamtkosten der Anlage hat. Aus Wirtschaftlichkeitsgründen versucht man, bis an die technologische Grenze zu gehen. Für die Stabauslegung stellt sich damit die Aufgabe, die oben erwähnten Einflußparameter so abzustimmen, daß bei vorgegebener Standzeit das Stabversagenskriterium eingehalten wird.

Am Beispiel des SNR-Hüllrohres wurden umfangreiche Rechnungen zur Erarbeitung des Einflusses der verschiedenen Parameter auf die Kriechverformung bzw. auf die Standzeit durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abb. 7 bis 9 zusammengefaßt.

Unter der Annahme, daß sich im Hüllrohr ein zeitlich linear ansteigender Innendruck von 80 at nach der vorgesehenen Standzeit von 440 Volllasttagen aufbaut, wurde jeweils der zeitliche Verlauf der Kriechdehnung bis zum Erreichen einer vorgegebenen zulässigen Dehnung (hier am Beispiel 0,2%) berechnet. Aus dieser Darstellung kann dann der Einfluß des jeweils untersuchten Parameters auf die Standzeit abgeleitet werden. Abb. 8 zeigt diesen Zusammenhang am Beispiel des Werkstoffes und der Hüllrohrtemperatur.

Zweierlei ist interessant und bedarf einer besonderen Unterstreichung:

1. Abb. 7 verdeutlicht den sehr starken Unterschied im Kriechverhalten zwischen zwei ausgewählten Hüllrohrwerkstoffen. Dieser Unterschied ist bei niedrigeren Temperaturen ausgeprägter, bedeutet jedoch noch bei 700°C einen Faktor 2 in der Standzeit. Nicht zuletzt wegen dieses wesentlich günstigeren Werkstoffverhaltens des 1.4970 fiel die Entscheidung der Hüllrohr-Werkstoffauswahl zugunsten dieses Werkstoffes aus.

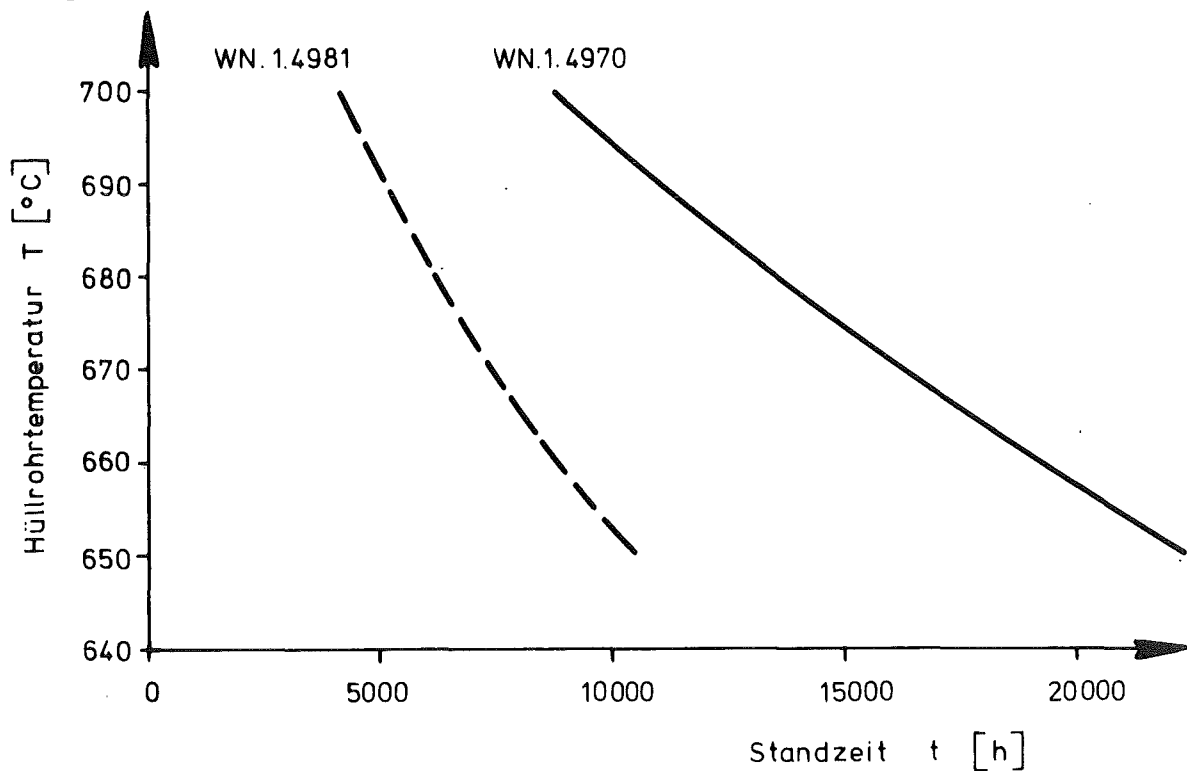


Abb. 7 Einfluß der Hüllrohrtemperatur auf die Standzeit am Beispiel zweier Werkstoffe

2. Insbesondere der 1.4970 zeigt eine sehr starke Temperaturabhängigkeit im Kriechverhalten. Eine Erniedrigung der Temperatur von 10°C bedeutet einen Gewinn an Standzeit von ca. 2500 Stunden.

In ähnlicher Weise wie der Einfluß des Werkstoffes und der Hüllrohrtemperatur wurden die beiden Parameter Innendruck und Wanddicke untersucht, die Ergebnisse zeigen die Abb. 8 und 9.

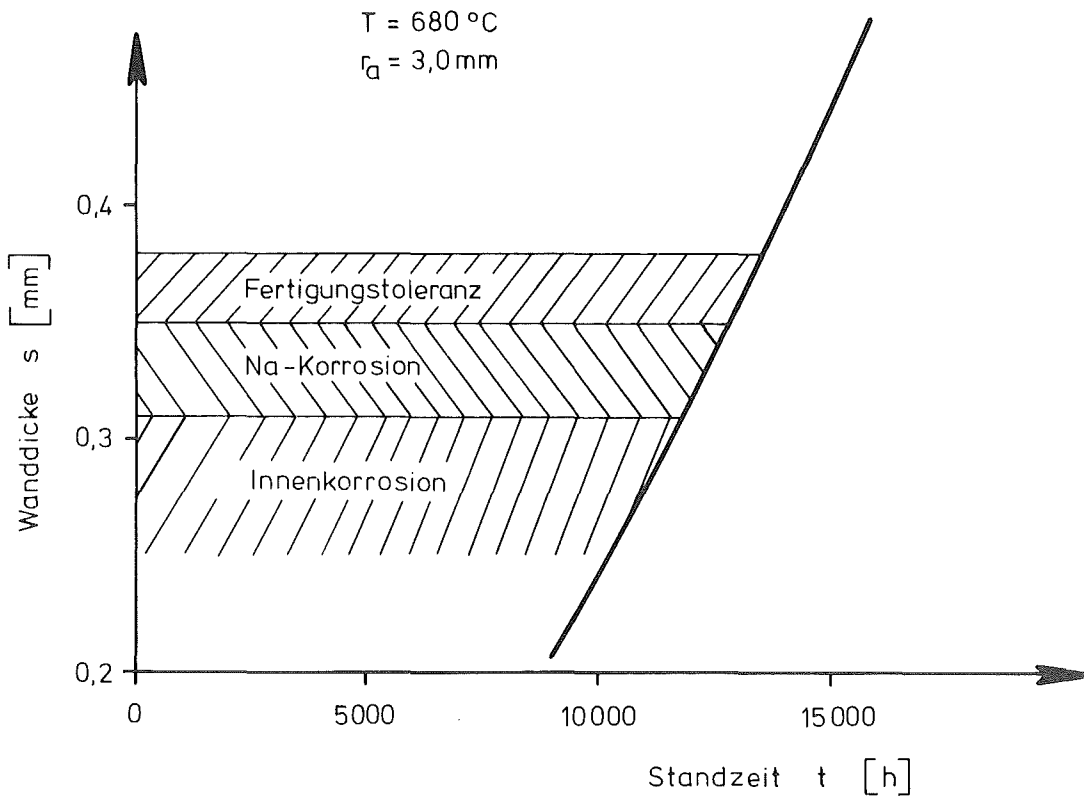


Abb. 8 Einfluß der Wanddicke auf die Standzeit

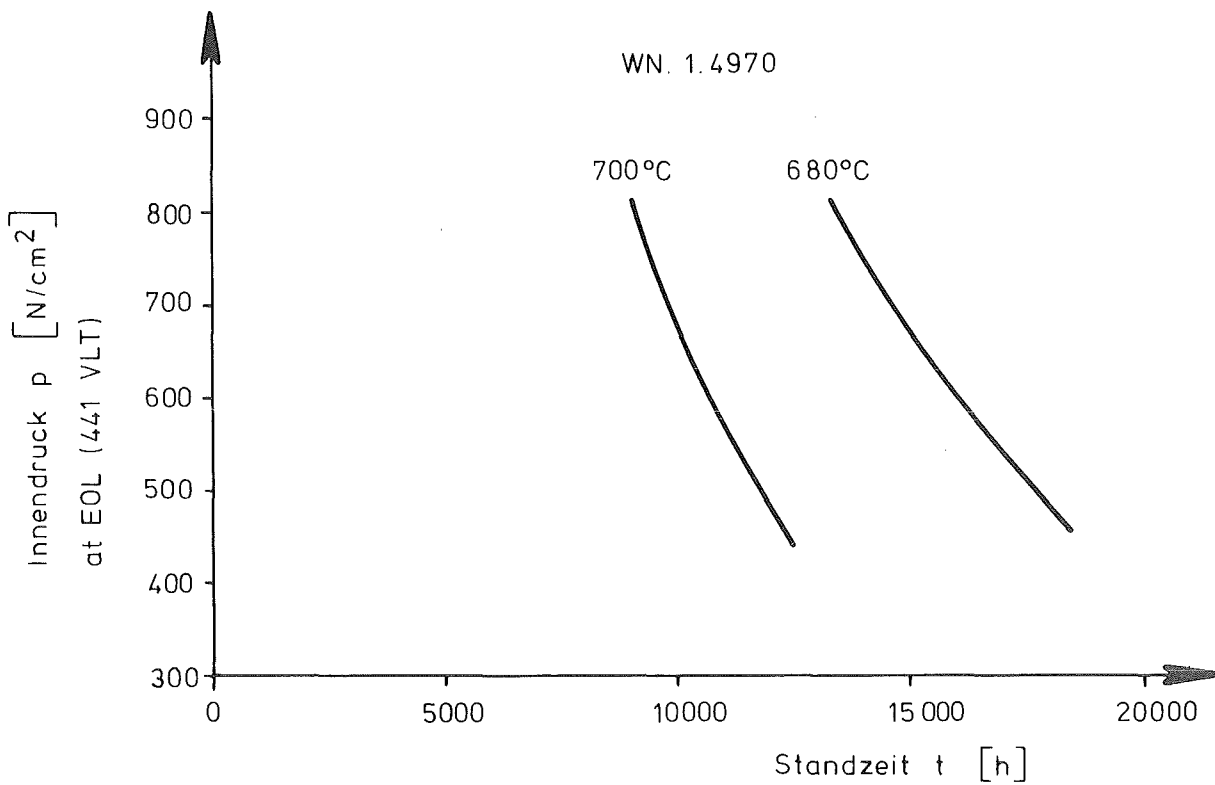


Abb. 9 Einfluß des Innendruckes auf die Standzeit

Standzeitverluste, bedingt durch Korrosionsangriffe der Hülle und der Ungenauigkeit der Hüllrohrfertigung, können abgeschätzt werden und wurden mit in Abb. 8 aufgenommen. So wird die Standzeit infolge selektiver und abtragender Korrosion durch das Kühlmittel in dem untersuchten Fall um ca. 7% reduziert. Der Einfluß der Fertigungsunsicherheiten beträgt ca. 5%. Den größten Einfluß auf die Standzeit hat die Innenkorrosion. Bei der Schwächung der Wanddicke von 100 μm muß mit einer Abnahme der Standzeit um ca. 20% gerechnet werden.

Damit drängt sich der Gedanke auf, die Wanddicke von vornherein zu erhöhen. Einer generellen Erhöhung der Wanddicke sind jedoch durch Anforderung der Physik und der Stabauslegung Grenzen gesetzt. So würde eine Erhöhung der Wanddicke bedeuten, daß

- die Anreicherung erhöht werden müßte,
- die Brutrate niedriger,
- der Doppler-Effekt schlechter und
- die Wärmespannungen, wie bereits gezeigt wurde, größer wären.

Schließlich wurde in Abb. 9 der Einfluß des Innendruckes auf die Standzeit als Vergleich noch einmal bei zwei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Nach Ausschöpfung aller gegebenen konstruktiven Maßnahmen besteht kaum eine Möglichkeit, Einfluß auf die Höhe des Innendruckes zu nehmen, da dieser einerseits durch die Stablängenleistung, andererseits durch das vorhandene Freivolumen und die Eintrittstemperatur bestimmt wird.

Zusammenfassend wurden in Tab. 2 die drei untersuchten Parameter hinsichtlich des Einflusses ihrer Schwankung auf die Standzeit gegenübergestellt. Deutlich ist der gegenüber Wanddicke und Innendruck überaus starke Einfluß der Temperatur erkennbar, so daß festzustellen bleibt, daß eine exakte

Bestimmung der Temperaturverteilung im Bündel im Interesse einer optimalen Ausnutzung des Werkstoffpotentials unbedingt notwendig ist.

Parameter	Schwankung (%)	Standzeitabweichung (%)
Innendruck	8	8
Wanddicke	8	5
ΔT_{axial}	8	32

Tab. 2: Einfluß der Schwankung verschiedener Parameter auf die Standzeit

2. Bündelauslegung

2.1 Bündelkomponenten

Die Auslegung des Bündels umfaßt folgende Komponenten:

- Stabhalteplatte
- Stabverband
- Abstandshalterbefestigung
- Abstandshalter.

Da die Stabhalteplatte im Bereich niedriger Temperatur liegt und keinem hohen Neutronenfluß ausgesetzt ist, sind die Beanspruchungen im Verhältnis zu denen der Abstandshalter gering. Auf eine detaillierte Untersuchung der Stabhalteplatte wird daher an dieser Stelle verzichtet.

2.2 Der Stabverband

Zwei Fragen sind seitens der Mechanik den Stabverband betreffend von Interesse:

1. Wie sieht das Schwingungsverhalten aus?
2. Welche Wechselwirkungen bestehen zwischen der Stabverbiegung und dem Temperaturfeld im Bündel?

Beide Fragen berühren in starkem Maße die Aufgabenstellung der Bestimmung der Anzahl und der axialen Anordnung der Abstandshalter. Zum Problem der Stabschwingung wurden neben umfangreichen Rechnungen Versuche in Luft und Wasser durchgeführt. Die Lage und Anzahl der AH wurden so bestimmt, daß

- die größten Amplituden im gesamten Frequenzbereich ausreichend niedrig sind und
- diese nicht im Bereich der höchsten Temperatur, d.h. am Core-Austritt, auftreten.

Was die Wechselwirkung und Rückkopplung der Temperaturfelder auf die Stabverbiegung betrifft, so wurde hierzu eine umfassende Studie erstellt [1], die in Kürze vorgestellt wird.

2.3 AH-Befestigung

Während für den Erstkern des SNR-300 vorgesehen ist, die Abstandshalter an Strukturstäben zu befestigen, wurden für die Nachladung Konzepte zur Befestigung der Abstandshalter an den Hüllkästen erarbeitet. Insbesondere wurden zwei Lösungsvorschläge näher untersucht:

- Befestigung der AH an Schürzen
- Befestigung der AH durch Befestigungselemente (sogenannte "stops"), die ober- und unterhalb der AH in den Hüllkasten angebracht werden.

Die Schürzen wurden so dimensioniert, daß die Gefahr

- des Ausknickens und
- des Ausbeulens

nicht bestand und daß keine unzulässig hohen Biegespannungen auftreten.

Im Fall des Erstkerns mußten auch die Strukturstäbe gegen Knickung ausgelegt werden. Hierdurch wurde in starkem Maße die Entscheidung der AH-Anordnung beeinflusst.

2.4 Abstandshalter

Es wurde bereits angedeutet, daß die AH die gefährdetsten Komponenten der Brennelemente sind. Das ist vor allem dadurch begründet, daß

1. sie einem relativ großen Temperaturgradienten in der AH-Ebene ausgesetzt sind;
2. aufgrund des Temperaturgradienten große Schwellgradienten auftreten;
3. die AH infolge der Wechselwirkung mit verbogenen Brennstäben senkrecht zur AH-Ebene beansprucht werden.

Durch konstruktive Maßnahmen kann verhindert werden, daß zusätzliche Lastfälle (z.B. Wechselwirkung mit dem Hüllkasten, Verklemmen der Brennstäbe in den AH-Zellen etc.) vermieden werden. Darüber hinaus können einige Beanspruchungen vernachlässigt werden, wie z.B. Axialkräfte infolge des Kühlmittel-Druckverlustes oder axiale Temperatur- und Schwellgradienten.

Auslegungskriterium für die drei zu berücksichtigenden Lastfälle sind die Spannungen, wobei wiederum dem unterschiedlichen Charakter der Spannung (Primärspannung, Sekundärspannung) Rechnung getragen wird.

Der mechanische Auslegungsprozeß von Gitter-Abstandshaltern ist durch folgende Schritte gekennzeichnet:

1. Die gesamte Struktur wird durch einzelne Bausteine, sogenannte Elemente, zusammengesetzt.
2. Innere Kräfte, hervorgerufen durch verhinderte Differentielle thermische Ausdehnung und Schwellvorformungen der Elemente aufgrund der vorgegebenen Temperaturverteilungen, werden berechnet und dienen als Eingabedaten für ein finites Elementprogramm.
3. Brennstäbe mit annähernd gleichem Temperaturgradient werden zusammengefaßt (Abb. 10). Mit Hilfe eines Stabverbiegungsprogramms werden die Reaktionskräfte der verbogenen Stäbe mit den Abstandshaltern berechnet. Diese äußeren Kräfte werden ebenfalls in das finite Elementprogramm, mit dem anschließend die elastische Spannungsanalyse durchgeführt wird, eingegeben.

In wie starkem Maße die Temperaturverteilung einen Einfluß auf die Höhe der Spannungen ausübt, wird durch den Vergleich zwischen "stop"- und Schürzenlösung deutlich. Aufgrund der unterschiedlichen Temperaturverteilung (Abb. 10) betragen die maximalen Spannungen im AH mit Schürze ca. 13 kp/mm^2 gegenüber 30 kp/mm^2 im Fall der "stop"-Variante.

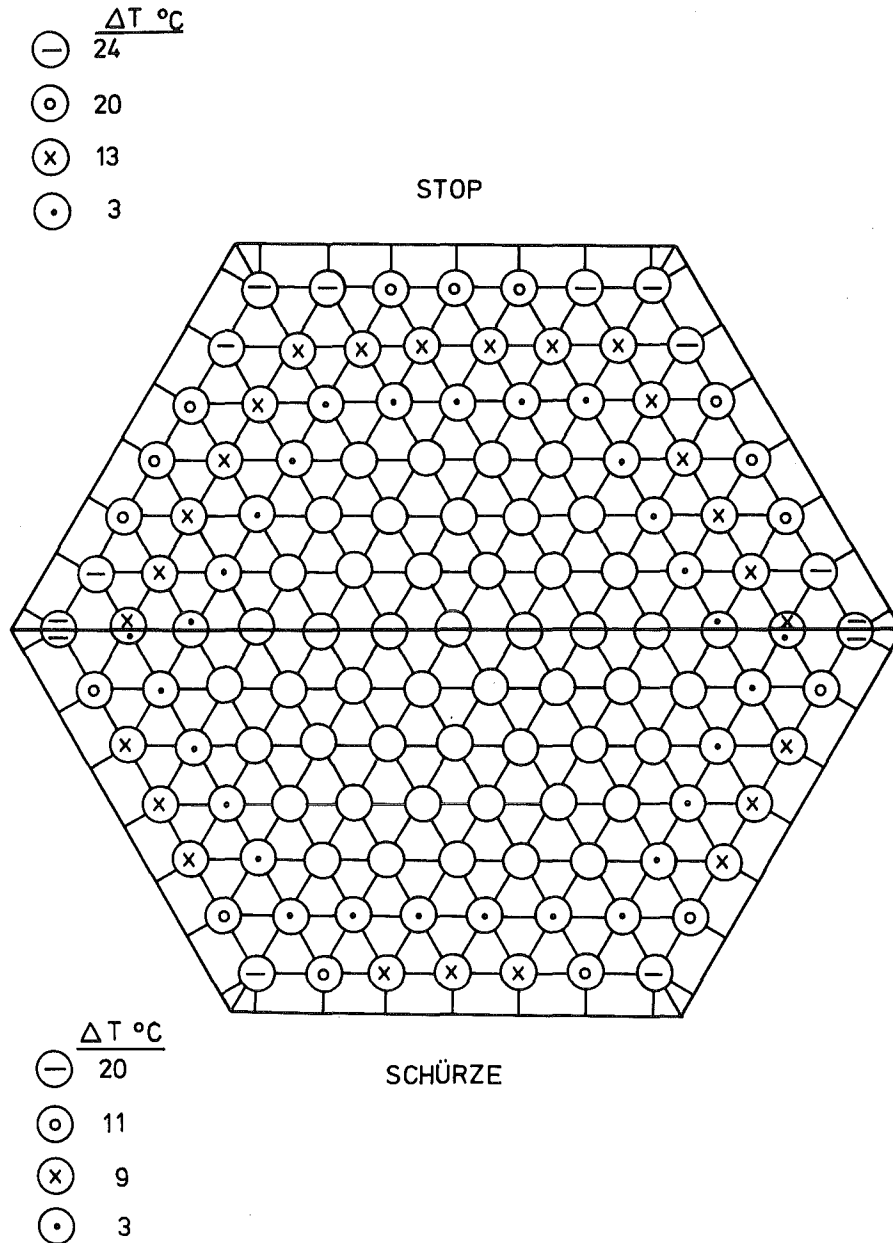


Abb. 10: Temperaturdifferenzen am Core-Austritt

3. Schlußbemerkung

Die Konzipierung und Optimierung von Gitter-Abstandshalterstrukturen sowie die Auslegung und Dimensionierung von Brennstäben - dies hat der Auslegungsprozeß des Mk-II-Bündels deutlich gezeigt - können nur durch enge Wechselwirkung zwischen Mechanik und Thermohydraulik erfolgen. Während für die Stabauslegung das Tempe-

raterniveau von entscheidender Bedeutung ist, ist es bei der AH-Auslegung die Temperaturverteilung in der AH-Ebene.

Herren Heinecke, Menken, Schmidt und Steinmetz wird herzlich gedankt für die Bereitstellung von Ergebnissen ihrer Arbeit.

ANHANG 1: Literatur

- [1] H. Cornet, H. Capart
"Bowing stability of peripheral pins in fast reactor
subassemblies"
To be presented at the 3rd Conference of
"Structural Mechanics in Reactor Technology",
London, 1975

ANHANG 2: Diskussion

H. Miller (GfK, Karlsruhe)

1. Wo ist in einem BE die axiale Stelle T_{\min} Ihrer Belastungstabelle zu finden? Weshalb ist dort ein wesentlicher Festkörperdruck wirksam?
2. Woher kommen axiale Relativbewegungen zwischen Brennstab und Abstandshalter? Ist die Reibkraft das begrenzende Element für daraus resultierende axiale Spannungen?

H.J. Seehafer (INTERATOM, Bensberg)

Zu 1.: Die axiale Stelle T_{\min} ist als axialer Stabbereich oberhalb der Core-Unterkante, aber unterhalb des Ortes maximaler Stablängenleistung zu verstehen. Der Festkörperdruck errechnet sich aus einer Bilanz aller Brennstoff- und Hüllrohrverformungen. Da in dem erwähnten Bereich die Hülle weder durch thermisch aktivierte Prozesse und durch strahlungsinduziertes Kriechen, noch durch große Schwellverformungen aufgeweitet wird, muß dort mit einem relativ hohen Festkörperdruck gerechnet werden.

Zu 2.: Axiale Relativbewegungen treten während starker Leistungsschwankungen, d.h. vornehmlich während der An- und Abschaltphase auf, da sich das Brennstab-bündel und der Hüllkasten, an dem ja die Abstandshalter befestigt sind, auf unterschiedlichem Temperaturniveau befinden. Es hat sich gezeigt, daß die Spannungen, die aus der Reibung mit verbogenen Brennstäben resultieren, gegenüber den Spannungen aufgrund von Temperatur- und Schwellgradienten von untergeordneter Bedeutung sind.

K. Goetzmann (KWU, Erlangen)

1. Wie groß ist die Belastung durch Festkörperschwellendruck im Vergleich mit dem Spaltgasdruck?
2. Ist die dynamische Belastung des Stabes durch Zyklieren größer als die stationäre Belastung EOL?

H.J. Seehafer (INTERATOM, Bensberg)

Zu 1.: Am Ende der Standzeit beträgt die Hüllrohrspannung aufgrund des Spaltgasdruckes in SNR-Brennstäben ca. 5 kp/mm^2 . Zusätzlich muß mit einem Festkörperdruck von ca. 2 kp/mm^2 gerechnet werden.

Zu 2.: Dynamische und stationäre Belastungen sind in ihrer Größe nicht unmittelbar vergleichbar. Während das Maß einer stationären Belastung direkt durch eine Spannung oder Verformung ausgedrückt werden kann, ist es im Fall einer dynamischen Belastung immer die Kopplung zwischen einem Spannungsaussschlag und einer Anzahl auftretender Ereignisse (Lastwechsel). Rein qualitativ hat sich gezeigt, daß das Standzeit-begrenzende Kriterium die stationären Belastungen zu EOL sind.

Boiswinkel (RCN, Petten)

Welche Daten, wie Temperaturgradienten, haben Sie bei Ihren Biegespannungsberechnungen benutzt?

H.J. Seehafer (INTERATOM, Bensberg)

Die Berechnungen der Biegespannungen wurden am Beispiel des SNR-Brennstabes, d.h. bezogen auf SNR-Brennstabgeometrie (Außendurchmesser 6 mm, Wanddicke 0,38 mm), durchgeführt. Es wurde ein über die Core-Höhe linear ansteigender azimuthaler Temperaturgradient von maximal 20°C am Core-Austritt zugrundegelegt.

G. Schäfer (INTERATOM, Bensberg)

Im Raum zwischen den von unseren thermohydraulischen Programmen berechneten nominellen Temperaturprofilen und den von H. Seehafer zum Stabdesign benutzten extremalen Temperaturen ist die Heißkanalanalyse angesiedelt. Sie gibt uns ein Gefühl dafür, welche thermohydraulischen Ungenauigkeiten von Bedeutung sind, d.h. welche Genauigkeit der Programme notwendig ist. Betrachtet man die Geometrie und Brennstofftoleranzen sowie die Leistungsunsicherheiten, so findet man bald, daß die Fehler in den relativen Temperaturprofilen hinsichtlich der extremalen Hüllrohrmittentemperaturen von untergeordneter Bedeutung sind. Hinweisen muß man jedoch auf den beachtlichen Einfluß von Δp -Unsicherheiten. Die Heißstellenanalyse liefert einen Extremalwert der Temperaturen bzw. Längenleistung für eine ganze Corezone, jedoch ist mir kein Formalismus bekannt, welche probabilistische Aussagen man über eine extremale Temperaturverteilung im Element machen kann, die dann z.B. als Auslegungsgrundlage für die Abstandshalter gewählt werden könnte.

H. Hoffmann (GfK, Karlsruhe)

Alle Ausführungen von H. Seehafer betrafen das BE.
Welche Probleme treten beim Absorber bzw. Brutelement auf?

H.J. Seehafer (INTERATOM, Bensberg)

Ich begrüße, daß diese Frage hier in der Diskussion noch angeschnitten wird, da aus meinen Ausführungen eventuell der Eindruck entstanden sein könnte, daß jede Stabauslegung nach einer Art Rezeptbuch, wie es von mir hier vorgelegt wurde, durchgeführt werden kann. Dies ist nicht der Fall. Im einzelnen richten sich die anzuwendenden Auslegungskriterien nach den

jeweils auftretenden Betriebsparametern, die in den verschiedenen Fällen, wie die Gegenüberstellung der Betriebsdaten der Brenn- und Absorberstäbe in Tabelle 3 zeigt, völlig unterschiedlich sein können. Aufgrund der bedeutend niedrigeren Temperatur, der höheren mechanischen Beanspruchung und der geringeren Standzeit treten bei den Absorberhüllrohren im allgemeinen keine großen Kriechverformungen auf. Andererseits sind dort die Spannungen wesentlich höher als in den Brennstabhüllrohren, so daß die Auslegung und Dimensionierung nach Spannungskriterien durchgeführt werden müssen.

Was die Brutelemente betrifft, so sind dort die Temperaturverhältnisse (Niveau und lokale Temperaturgradienten über die Brutstäbe) vergleichbar mit denen der Brennstäbe. Da zusätzlich die Innendrucke wesentlich niedriger sind als in den Brennstäben, sind es bei den Brutstäben vorwiegend Wärmespannungskriterien, die zum Tragen kommen.

Tabelle 3: Gegenüberstellung einiger Betriebsdaten von Brenn- und Absorberstäben

	Brennstab	Absorberstab
Außendurchmesser (mm)	6.. 8	10 ... 15
Wanddicke (mm)	0,4 .. 0,5	0,8 .. 1,5
Innendruck (at)	50 ..70	120 ...200
σ_m (N/mm ²)	50	100
T _{max} (HC) (°C)	700	600
Standzeit (VLT)	440	150
Auslegungskriterium	Dehnung	Spannung

THERMO-HYDRAULIC BEHAVIOUR OF GAS-COOLED
FUEL ELEMENTS

A.R. Krähe
GRBA, Bruxelles

1. Introduction

In accordance with the general agreement signed by the members of the GBR Association, a pin-type GCFR design has been developed which offers good safety characteristics and attractive power generation costs.

The design aim has been to minimize the required extrapolation from present days knowledge. This not only limits the necessary R&D work but also guarantees the highest probability of success. Full advantage has therefore been taken of existing know-how from AGR and HT(G)R experience with regard to the steam generators, the gas circulators and their electric drives, the prestressed concrete pressure vessel, helium technology, etc... and from LMFBR experience with regard to fuel element technology.

In the following we restrict ourselves to the GCFR core, which is cooled by helium instead of by a liquid metal. This difference in the type of coolant is the main cause of the differences in the design of the GCFR and LMFBR fuel elements. The principal effects are:

- in order to achieve sufficiently attractive linear ratings and limit the number of fuel pins, the inherently worse heat transfer coefficient of a gas has to be improved by means of a heat transfer promotor, in this case the roughening of the fuel pin clad.
- in order to limit the pumping power resulting from the inherently worse transport properties of a gas, the required coolant pressure has to be in the range of 80-100 bar. The high coolant pressures make mandatory the application of a pressure equalization system between the inside and the outside of the cladding in order to prevent clad failures during refuelling periods, depressurization accidents, etc...

Besides these main design differences, the operational behaviour will differ in the areas of vibration, coolant activation, coolant impurity, coolant temperature rise, clad temperature-burn-up relationship, etc...

In this presentation we will consider some of the main consequences associated with the use of helium as a coolant on the thermal and mechanical performance of fast breeder reactors. After a general comparison of the main parameters of the LMFBR and GCFR, some thermo-hydraulic consequences will be considered, such as mass flow redistributions in the elements between core and blanket elements, and differential swelling between clad and spacers.

The objective of this paper was to indicate, with relative simple methods, some areas in which the GCFR could differ from the LMFBR, if both are based on present days knowledge and philosophy and on which field additional work, both theoretical and experimental, is required.

2. Comparison GCFR - LMFBR data set

2.1 General

For the best understanding of the differences in the behaviour of a GCFR and a LMFBR fuel element and to assist the examination of the case for further GCFR R & D work, it is necessary to compare both designs on a consistent basis.

The GCFR reference design was selected after extensive optimization studies with the HEFOP code on the basis of minimum power generating cost [1].

The LMFBR parameter set is obtained mainly using:

- the same basic assumptions as employed in the selection of the GCFR design;
- a literature survey [2] on prototype and commercial LMFBR data.

The main parameters of the selected designs are compared in Table 1.

Table 1

	UNITS	GCFR	LMFBR
<u>1. FUEL ELEMENT TECHNOLOGY</u>			
Type of fuel		(U, Pu) O _{2-x}	
Peak heavy metal burn-up	MWd kg ⁻¹	100	
Peak mid-wall hot-spot temperature	°C	725	
Pin concept		VENTED	STRONG
Spacer type		GRID	
<u>2. GENERAL THERMAL DATA</u>			
Reactor thermal power	MW _{th}	3430	3000
Reactor electrical power	MWe	1200	1200
Coolant pressure at inlet plenum	Bar	90	7
Pressure drop into outlet plenum	Bar	2.4	6
Peak fission gas over-pressure	Bar	0	50
Coolant temperature			
- at inlet plenum reactor	°C	260	420
- at outlet plenum reactor	°C	560	600
- at outlet nominal hottest element	°C	600	625
Peak nominal linear rating	W cm ⁻¹	393	487
<u>3. MAIN PHYSICS DATA</u>			
Core fuel in pile time (L.F. = 0.75)	Yr	3	2
Average neutron energy	keV	156	123
Fast flux core centre .1 MeV	10 ¹⁵ /cm ² s	3.51	4.28
Total flux core centre	10 ¹⁵ /cm ² s	5.91	7.70
Total fluence .1 MeV	10 ²³ /cm ²	2.49	2.03
Mid-cycle fissile enrichment	%	13.4	14.3
Internal conversion		.85	.81
Breeding ratio		1.40	1.22

Table 1 (continued)

Net Fissile plutonium pro- duction	kg MWe ⁻¹ Yr ⁻¹	.29	.15
Start-up fissile core in- ventory	kg MWe ⁻¹	4.06	2.78
System doubling time (exponential)	Yr	11.9	17.80

4. GEOMETRICAL DATA

4.1 Core elements

Pin diameter outside	mm	7.7	7.2
Pin diameter inside	mm	7.0	6.3
Fuel pin pitch	mm	11.65	9.0
Length of active core part	cm	140	110
Length upper and lower blanket	cm	2 x 60	2 x 40
Length of axial element shielding	cm	2 x 50	-
Length of fission gas ple- num	cm	-	80
Total length of wrapper tube		460	360
Core volume	m ³	16.4	8.0
Core volume fraction			
- fuel	%	27.3	34.6
- structure + cladding	%	11.9	20.3

2.2 Basic assumptions

Both designs use a similar pin fuel element technology:

- mixed oxide at 100 MWd/kg and 85% smeared density at BØL;
- a mid-wall peak clad temperature of 715°C using the semi-statistical method at 3σ confidence level;
- structure materials with low swelling rates (e.g. ferritic stainless steel, modified austenitic stainless steel) having a maximum volumetric swelling rate of 10-15% at a total fast fluence of about 2.5×10^{23}
- spacer grids of the standard "honeycomb" type.

2.3 Main differences

The main differences in general performance are outlined in [3,4] and those on physics performance in [5]. The most important conclusions are summarized below.

a) Thermal performance

- because of the better heat transfer properties of sodium, the optimum fuel rating in a LMFBR will always be higher. This explains the difference in selected linear rating, in-pile time of the core fuel and the inner pin clad diameter;
- because of the difference in transport properties of helium, the coolant pressure, coolant temperature rise and pin pitch-to-diameter ratio are considerably higher in a GCFR. Nevertheless, the total pumping power in a GCFR is still about 80-100 MWe higher than in a LMFBR;
- the total plant efficiency in a LMFBR (both reactors without reheat) is about 15% higher because of the better steam cycle efficiency, lower pumping powers

- and higher coolant inlet temperature of the LMFBR;
- the plenum-to-plenum pressure drop in a LMFBR is a factor 2.5 to 3 higher than that of the GCFR.

b) Physics performance

The differences in the physics performance are mainly due to the inherently softer spectrum of the LMFBR compared to the GCFR and secondly by the selected higher linear rating.

Main differences are:

- because of the lower rating of the GCFR its total system fissile inventory is about 35% larger than the LMFBR. Without any change in breeding gain, the fissile inventory easy can be reduced to values close to those of the LMFBR, if one is prepared to accept small penalties in capital or fuel cycle cash, for example by [6]
- introducing nuclear reheat
- decreasing the pin diameter from 7.6 to 6 mm
- increasing the He pressure from 90-120 bar, which however has some safety implications;
- in spite of its lower rating the net fissile plutonium production of the GCFR is more than 100% higher than the LMFBR;
- the resulting linear doubling time is still 50% lower in favour of the GCFR.

The difference in the spectra is expressed by the values of the average neutron energy and the fluxes.

The main design differences have already been discussed shortly in the introduction. However, in fact each of the variations quoted above have consequences on the design. These smaller differences will be discussed in the appropriate sections.

3. Effect of clad roughness on mass flow redistribution

3.1 General

The effectiveness of the roughness as a heat transfer and friction promotor is a function of the Reynolds number. Experiments [7] have shown that a roughened fuel pin bundle behaves as a smooth pin bundle in the Reynolds region below 5×10^3 and that the efficiency of the roughened tube bundle reaches its maximum at Reynolds number of about 10^5 above which the friction and Stanton multipliers stabilize (Fig. 1). As a consequence the friction factor Reynolds relationship of a smooth tube is quite different from that of a roughened tube. Due to the difference in the friction factor Reynolds relationship between roughened subchannels and partly or non-roughened sub-channels the mass flow

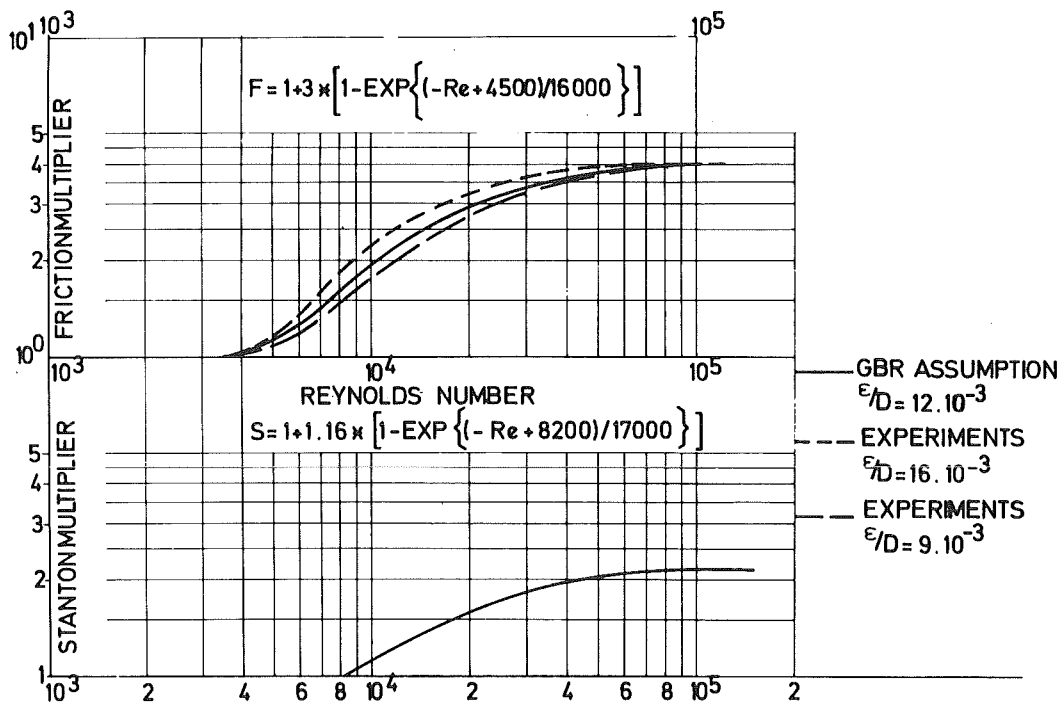


Fig. 1: Stanton and friction multiplier as function of Reynolds number

ratio between these channels will be a function of the total mass flow. In this section both the mass flow redistribution within a fuel element and between core and blanket elements will be discussed.

3.2 Redistribution in fuel element with smooth wrapper tube [11]

3.2.1 Definition of problem

Fuel elements for sodium-cooled fast reactors have hexagonal wrapper tubes with smooth inner walls. In present studies, fuel elements for GCFRs, at least on paper, are also provided with a similar smooth wrapper tube design.

The fuel element of both GCFR and LMFBR is build up out of three types of coolant channels, however, having different characteristics:

- sub-channels in the infinite lattice, surrounded by the three roughened pins instead of smooth pins as in the LMFBR;
- the boundary channels which on one side are adjacent to the smooth wrapper tube and on the other side either by two roughened pins as in the GCFR or smooth pins as in the LMFBR;
- the six corner channels, neglected here for simplicity and since at this stage the final purpose of the corner pins (tie-rods etc...) is not yet known.

In a GCFR a fixed mass flow distribution pattern at nominal conditions therefore will change at operating conditions deviating from the nominal, mainly because:

- the friction factor - Reynolds relationship in the all roughened infinite lattice sub-channel will differ from the equivalent friction factor - Reynolds relationship in the boundary sub-channels with only partly roughened boundaries;
- at partial mass flows the zero-stress and boundary of maximum velocity in the boundary sub-channels will change also, since the contribution of the roughened part will decrease due to the decrease in the friction effectiveness of the roughened boundary part.

It remains to be shown whether these mass flow redistributions are excessive or not and, furthermore, which consequences are associated with these redistributions.

3.2.2 Results of calculations

A series of calculations have been performed on a GCFR fuel element consisting out of 331 fuel pins. With the assumption that the ratio between element mass flow and element power is kept constant (that means constant average outlet temperature of an element) the mass flow has been decreased from 100% to .5%. The parameters which have been varied are:

- hydraulic diameter of boundary channel,
- friction multiplier - Reynolds relationship,
- coolant pressure,
- coolant medium,
- downwards or upwards core flow,
- depressurization accident, natural convection, etc...

Some of the results for the GBRA design with upwards core flow will be summarized below.

Fig. 2a shows the effect of a change in boundary channel geometry on:

- the ratio of the mass flow in the infinite to finite coolant channel,
- the cross coolant temperature gradient over the outer rows of fuel pins,
- the ratio of the coolant area belonging to the smooth wrapper tube to that belonging to the roughened pins both in the boundary sub-channel.

As can be seen from the figure:

- at relative mass flows less than 6-8%, excessive mass flow redistributions occur,
- the effect of a change in the outer boundary geometry is small as compared to the total mass flow redistribution appearing at low mass flows,
- the effect of natural mixing under nominal condition is small. At Reynolds number below 10^4 it is completely negligible, this since the eddy-diffusivities are about proportional to Re^9 ,
- at relative mass flows less than 2% the situation improves because of the stabilizing effect of the hydrostatic pressure of the helium.

Fig. 2b shows the effect of the coolant medium on the mass flow redistribution and on the coolant area ratio (see figure for explanation). The coolants considered here are helium and carbon dioxide. The improved situation of a coolant as CO_2 is owing to:

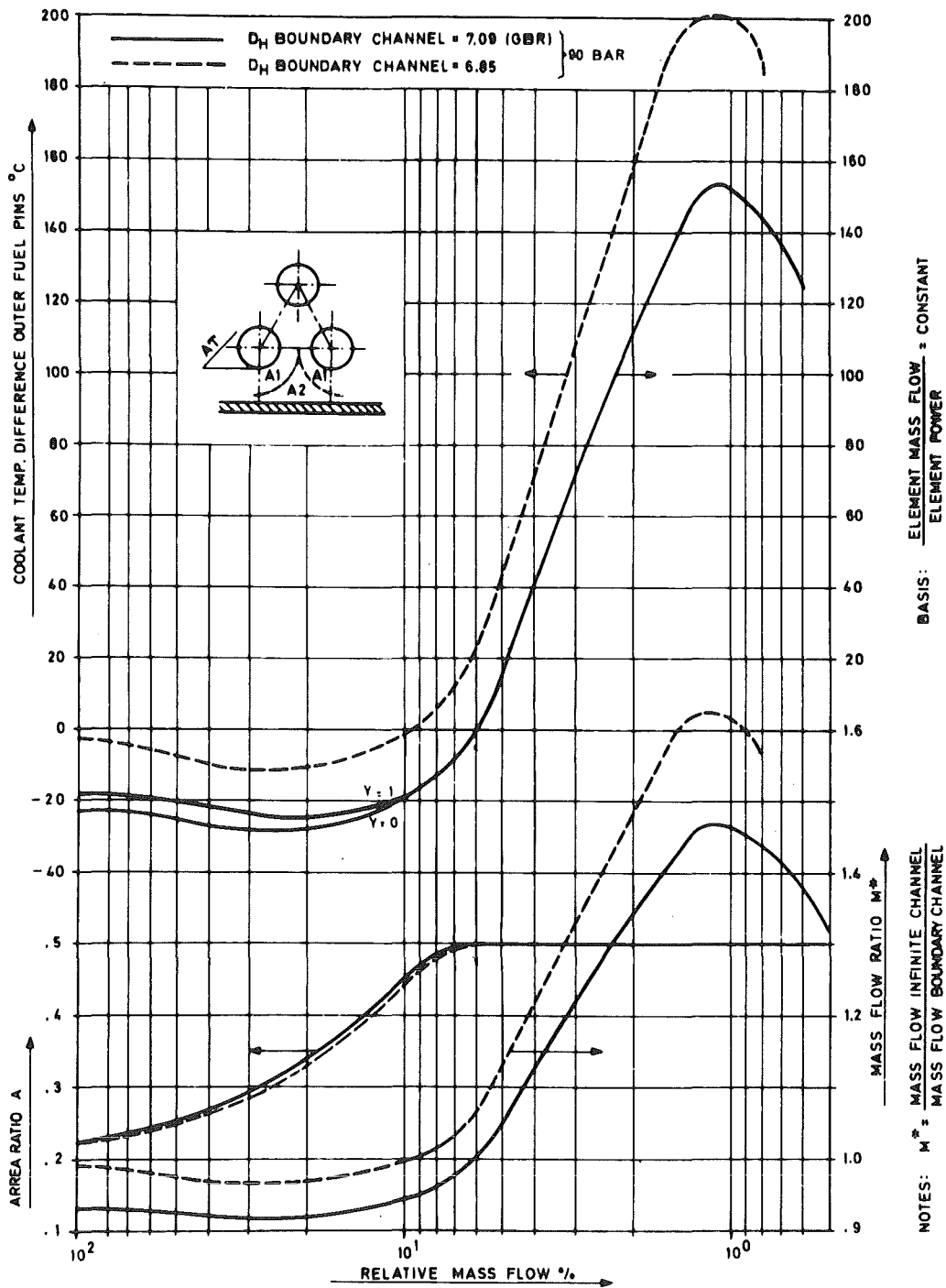


Fig. 2a: Effect of smooth wrapper tube on mass and temperature redistribution at partial mass flows

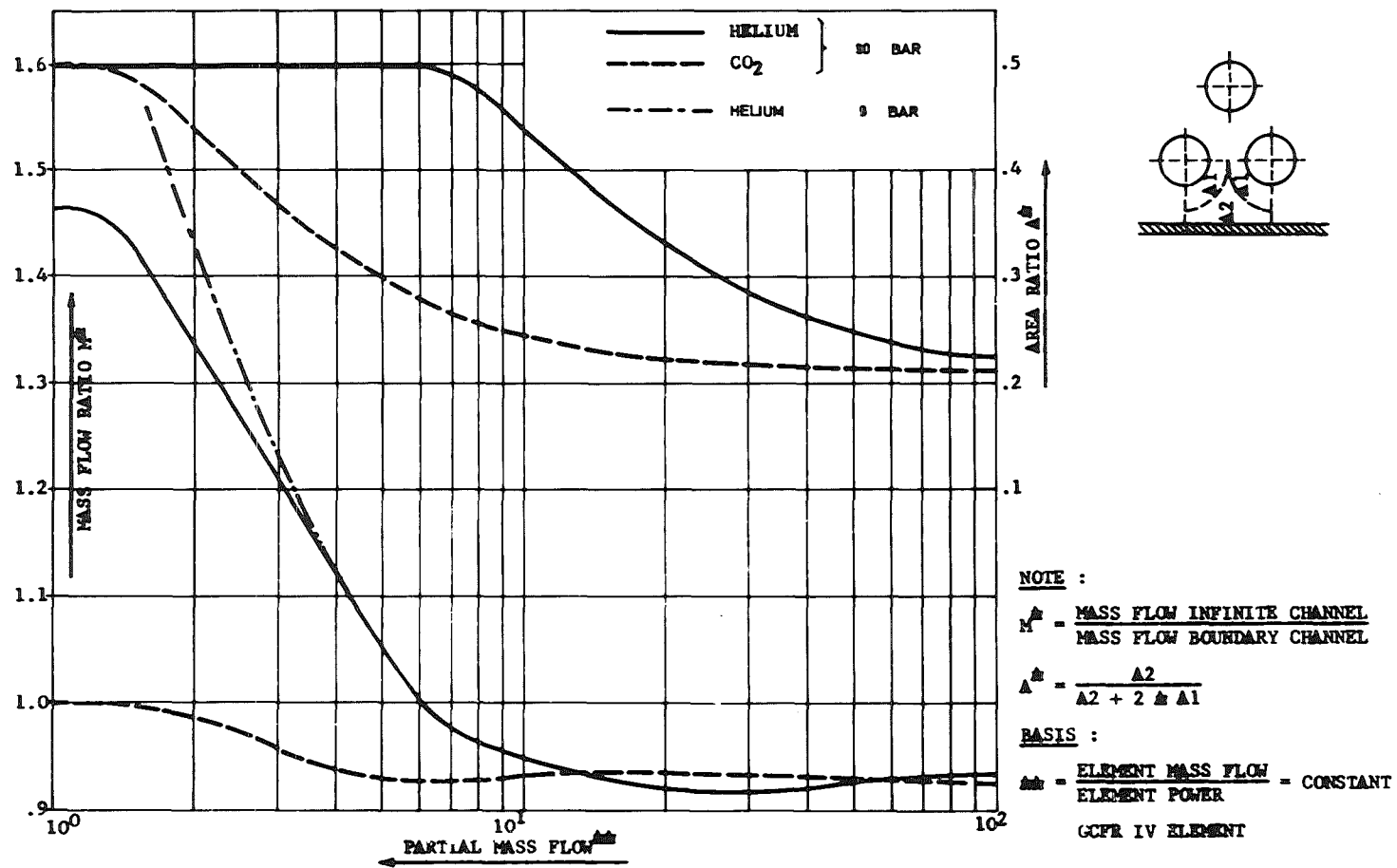


Fig. 2b: Mass flow redistribution within a GCFR element with smooth wrapper

- its higher Reynolds potential (follows also clearly from the difference in coolant area ratio of the boundary subchannel);
- the considerable higher ratio of coolant density (hydrostatic pressure) to pressure drop in the low mass flow region.

This higher ratio results in a tendency towards mass flow equalization between infinite and boundary subchannels.

Fig. 2b shows also the effect of the coolant pressure on the mass flow redistribution. Since the weight of the helium is proportional to the pressure, the compensating effect of the weight of the helium column at lower pressures will be less. As a result mass flow redistributions will be worse.

3.2.3 Conclusions

The main conclusions which can be drawn are:

- (i) the application of a smooth wrapper tube, simultaneously with the use of helium as a coolant together with pins roughened with a conventional trapezoidal or rectangular pin profile, results in excessive mass flow redistributions in the low mass flow regions, mainly because the different pressure drop Reynolds relationship between element boundary channels and the channels in the infinite lattice;

- (ii) because of these mass flow redistribution cross temperature gradients over the outer row of fuel pins will increase, resulting in a growing bowing tendency;
- (iii) these mass flow redistributions will require strong limitations on acceptable average core outlet temperature under accidental conditions, pressure after depressurization, etc.. It would also mean that natural convection at full pressure only would be acceptable at powers which are only about 70% of those allowed if no redistributions would occur.

3.2.4 Methods to improve the situation

The most effective method to prevent mass flow redistributions of this kind is the provision of a roughness on the inside wrapper, which has a friction factor multiplier Reynolds number relationship similar to that of the fuel pin roughness. If this aim cannot be reached completely, it might be necessary to provide the fuel element with more spacers, in order to avoid instable bowing of the outer row of fuel pins. In this case the fuel pins might be kept intact, so reducing the possibility of coolant activation by early failure. In order to avoid excessive overheating of the wrapper tube, the permissible reactor outlet temperature under accidental conditions still will be limited by the mass flow redistribution.

The application of other roughness profiles can also improve the situation:

- application of the spiral winded multi-start roughness profile with a leading angle of 45° or more, might penalize the performance, however, could reduce cross pin clad temperature gradients over the outer rows of pins to acceptable levels. It still has to be shown that the suppressing of and bowing tendency reported by Rapier [8,9] not only exists in the high Reynolds region

but also at low flow conditions. It also needs to be investigated to what extent "cross flow" effects lead to an equalization of bulk temperature gradients,

- a roughness profile with improved performance number, as proposed by Dalle Donne, would reduce mass flow redistributions to some extent,
- especially, the development of roughness profiles which show a much lower Reynolds dependency in the transition region would be of great interest.

Another possibility would be over cooling the boundary channels under nominal conditions, accepting mass flow redistributions such as calculated here. This offers two advantages:

- decrease in total top deflection or core restraint stresses under nominal and accidental conditions, caused by thermal gradients and swelling induced bowing (irradiation-induced bowing is shifted towards the top),
- it avoids a complicated means of wrapper tube roughning, which - depending on the method used - might also involve safety implications.

The latter method involves high cross temperature gradients over the outer row of fuel pins under nominal conditions. Because of the tremendous effect of the wrapper tube tolerance on the mass flow redistribution [10] this cross temperature gradients over the fuel pins might be even much higher and reaches unacceptable values in case the wrapper tube tolerances are on the upper limit. The use of a conventional transversal roughness profile does not seem attractive for this solution. However, the multistart helical roughness, as proposed by Rapier [8,9], seems to offer attractive features. It might be possible that this roughness type, simultaneously with the use of some more spacers, would make over-cooling of the wrapper tube under nominal conditions possible.

3.3 Redistributions between core and blanket [12]

3.3.1 Definition of problem

Present blanket element designs for GCFRs are similar to those for the LMFBR, i.e. they consist out of thick smooth pins, provided with spiral fins, serving as a spacer. Because of the application of roughened fuel pins in the core elements and non-roughened fuel pins in the radial blanket elements, the mass flow ratio between these elements will be a function of the total mass flow to these elements.

3.3.2 Results of calculations

The calculations which have been performed showed that the mass flow redistribution between the core and blanket elements is strongly effected by the following parameters:

- length of radial blanket, linear rating, free flow area
- coolant pressure
- coolant temperature rise in blanket element
- coolant medium
- hanging or standing core concept
- replacement of conventional axial neutron shielding in radial blanket element by a roughened fuel pin bundle.

Some of these results are summarized below.

In all figures the ratio between the core centre element mass flow and reactor power - that means constant core centre element outlet temperature - has been kept constant. Simultaneously the mass flow to the core centre element has been steadily decreased from 100% to 1%.

On the ordinate the ratio of coolant temperature rise in the blanket element under "part-load" to "nominal" conditions as function of the partial mass flow in the core centre element has been plotted.

Fig. 3 shows the consequences of part-load conditions on the change in coolant temperature rise in the present selected GBRA radial blanket design.

Main conclusions are:

- At relative mass flow less than 10% ($Re = 1.5 \times 10^4$), excessive mass flow redistribution occurs.
- The worst situation proved to be at about 1-2% of the nominal mass flow. In this range the temperature increment over the blanket element is increased up to a factor of about 2.2, for a radial blanket with a linear rating which is 25% of the maximum in the core.
- A saturation and even a decrease of the temperature ratio in the blanket occurs at mass flow less than 1.5%. This is due to the increasing importance of the hydrostatic pressure of the gas.

Fig. 3a also shows the mass flow redistributions if the hydrostatic pressure of the coolant should be neglected. The situation becomes considerably worse, since the stabilizing effect of the hydrostatic pressure has been cancelled.

The figure also shows the consequences of a change in the maximum linear rating of the radial blanket pins on the mass flow redistributions. The main reasons for the better performance are:

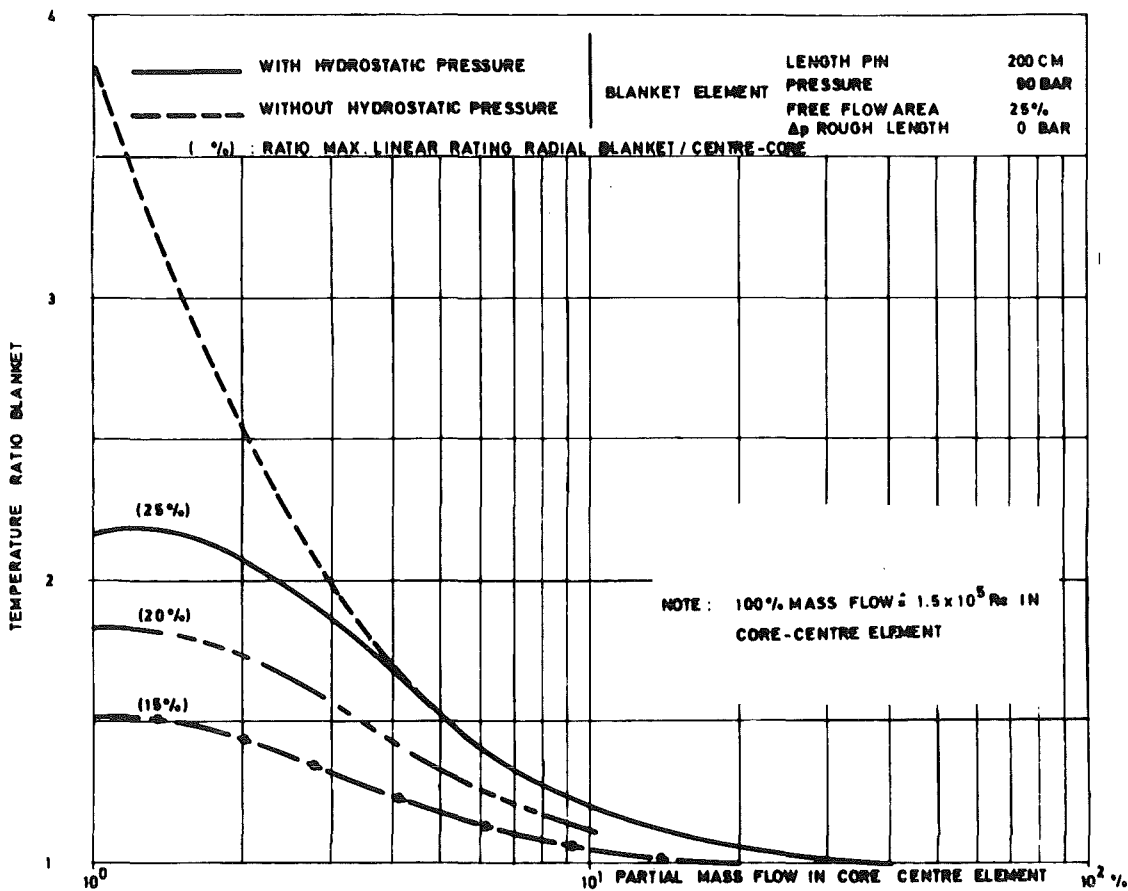


Fig. 3a: Mass flow redistribution between a core and blanket element

- In the Reynolds regions of interest the drag coefficient of the orifice is much less Reynolds sensitive than the friction factor in the smooth part of the blanket element. With lower linear ratings in the blanket pins an increasing part of the total pressure drop has to be gaged away by the orifice. As a consequence the total friction factor - Reynolds relationship - of the complete blanket element approaches that of the core fuel elements;

- due to the flattening of the total drag coefficient
 - Reynolds relationship in the blanket element the compensating effect of the hydrostatic pressure of the coolant starts to become more important in a higher mass flow region.

As stated in the introduction, the main reason for the mass flow redistributions is the application of roughened fuel pins in the core elements and smooth pins in the radial blanket. Question is, whether application of a partly roughened blanket element could solve the problem. To investigate this, the blanket element has been provided with a roughened dummy bundle, in addition to the smooth blanket pins.

In order to limit the required length of the dummy bundle, a roughness profile has been selected for which the friction multiplier ratio at nominal conditions is the double of that in the roughened core bundle.

Fig. 3b shows both the results of an increase in the free flow area in the blanket bundle and the application of a roughened dummy bundle in the entrance zone. Restricting to case A (which is for constant free flow area of 25%), one notes in the high mass flow region a strong increase in the mass flow ratio between blanket and core. However, at relative low mass flows the situation becomes even worse than with a complete smooth blanket pin bundle. Because of the relative low power and the small hydraulic diameter in the bundle of the radial blanket element, the nominal Reynolds number is considerably less than that in the core elements. A decrease in the mass flow directly results in a decrease of the friction multiplier in the dummy bundle of the blanket element, while in the core elements this decrease in friction factor multiplier follows at still lower mass flows.

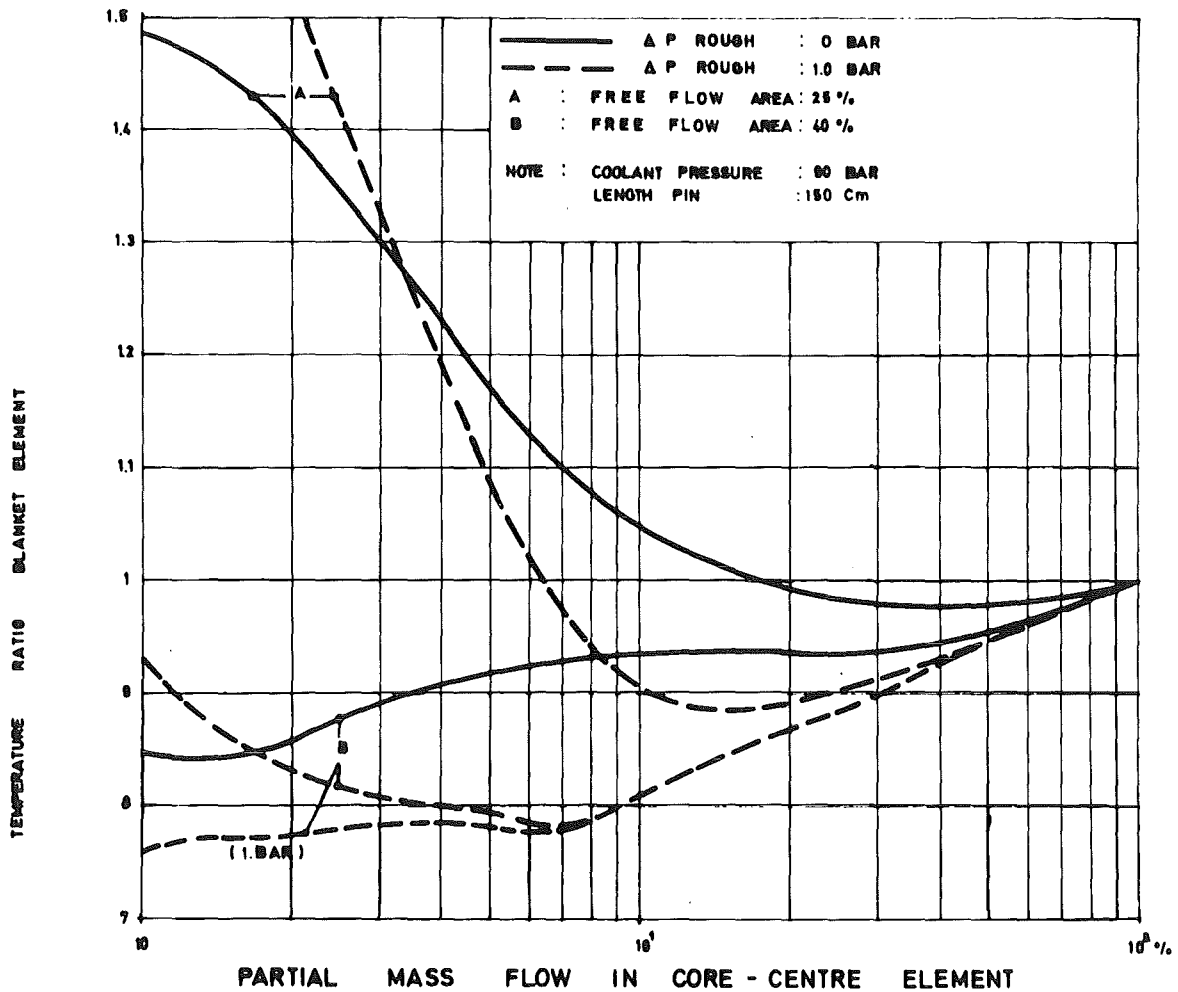


Fig. 3b: Effect of roughened dummy bundle and relative free flow area

As a consequence there is an out flow of mass from the core fuel elements in favour of the mass flow of the radial blanket elements.

At still lower relative mass flow the situation has completely changed. The roughness of the dummy bundle in the blanket behaves as a smooth bundle, while in the core elements the friction multiplier starts to decrease strongly.

Now there is a mass out flow directed from blanket to core elements. The total mass deficit in the blanket at extremely low flows (1-3%) will be worse than in a completely smooth radial blanket because the increase in the pressure drop ratio between bundle and orifice.

The situation can be changed completely, in case a greater amount of the available pressure drop can be gagged away. This has been shown in case B, in which the free flow area of the blanket bundle has been increased from 25% to 40%.

3.3.3 Conclusions

The main conclusions which can be drawn are:

- (i) The application of roughened pins in the core elements and non-roughened pins in the radial blanket can result in excessive mass flow redistributions between these elements, if no special precautions will be taken.
- (ii) The application of a roughened dummy bundle in the radial blanket element does not improve the situation, however, in contrary, the mass flow redistributions will deteriorate.
This is due to the considerably lower Reynolds number in the blanket elements as compared to this number in the core elements.
- (iii) A method which leads to a more attractive behaviour is the increase of the pressure drop ratio between orifice and bundle of the radial blanket.
- (iv) The hanging core shows the same characteristics as the standing core down to 5% mass flow at 90 bar operating pressure. Below this mass flow, instabilities and flow reversals might occur.
- (v) In case no precautions will be taken to decrease the mass flow redistributions, then, strong limitations are required on the average core outlet temperature under accidental conditions, if the blanket elements have to be kept intact. It would

also mean that the natural convection characteristics are not any more adequate to use it as a strong safety advantage.

- (vi) It is to be noted that the figures give the situation at EØL of the radial blanket.

The situation and consequences will be less under all other conditions occurring before EØL, because:

- Earlier in life the blanket power and therefore outlet temperature of these elements is less: as a result the stabilizing effect of the hydrostatic pressure becomes important at an earlier stage. The maximum possible mass out flow from blanket to core elements therefore is less.
- Also the lower coolant temperature rise itself makes the consequences less serious.

3.3.4 Methods to improve the situation

As stated before, the only attractive method to avoid excessive mass flow redistributions is the increase of the pressure drop ratio between blanket orifices and pin bundle.

The main reasons for this are:

- The weak Reynolds dependency of the orifice drag coefficient down to a Reynolds number of 10^3 .
- The high Reynolds number which can be obtained in this orifice, and which under nominal conditions is about $10^5 - 10^6$.

The methods which can be used to increase the pressure drop to be gagged away by the orifice, mainly are:

- decrease of blanket pin length
- increase of the free flow area within the blanket pin bundle
- a decrease in the blanket power at $E\emptyset L$, by means of i.e. selection of shorter in-pile times.

Only optimization studies of these blanket elements can give an answer on the question, how the blanket elements finally should be designed.

In addition to both methods the degree of over-cooling of the blanket elements under nominal conditions can be increased. Since this latter method applied to an elements with a constant pitch to diameter has an opposite effect (similar to an increase of the blanket pin length), a further increase in pitch to diameter ratio is required. The latter method also involves some advantages with regard to bowing of these elements under nominal operation behaviour.

3.4 Redistribution between core elements [13]

3.4.1 Definition of problem

Since all fuel elements have different nominal operating conditions, also their behaviour at other than nominal conditions might vary.

3.4.2 Results of calculations

In Fig. 4a the radial power distribution of the GCFR pin concept according to a two-dimensional R-Z calculation performed by C. Oppenheim and P. Romita has been plotted.

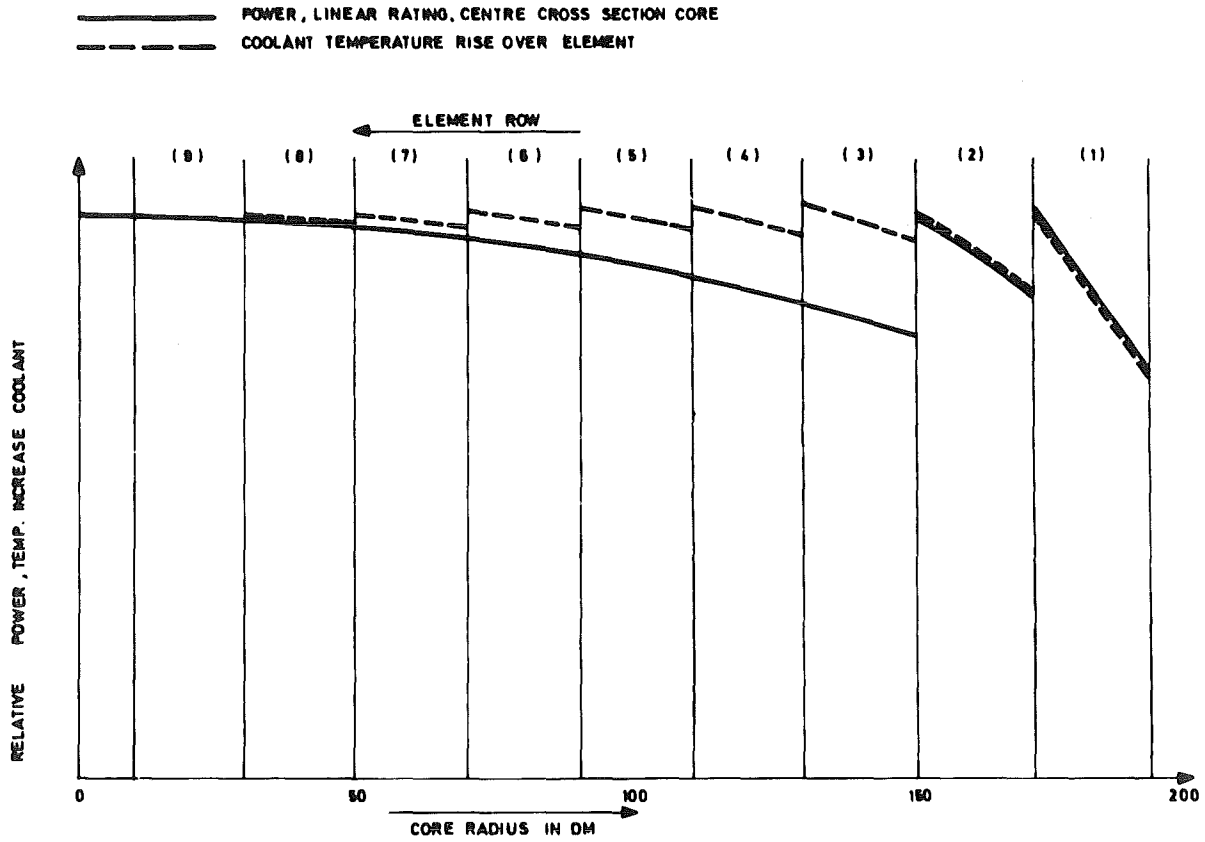


Fig. 4a: Relative power distribution and coolant temperature rise as function of element position

In this figure also the local coolant temperature rise has been given. The information of this figure, with regard to average power and coolant temperature rise has been used for further calculations on elements out of row (1), (2), (3) and (4).

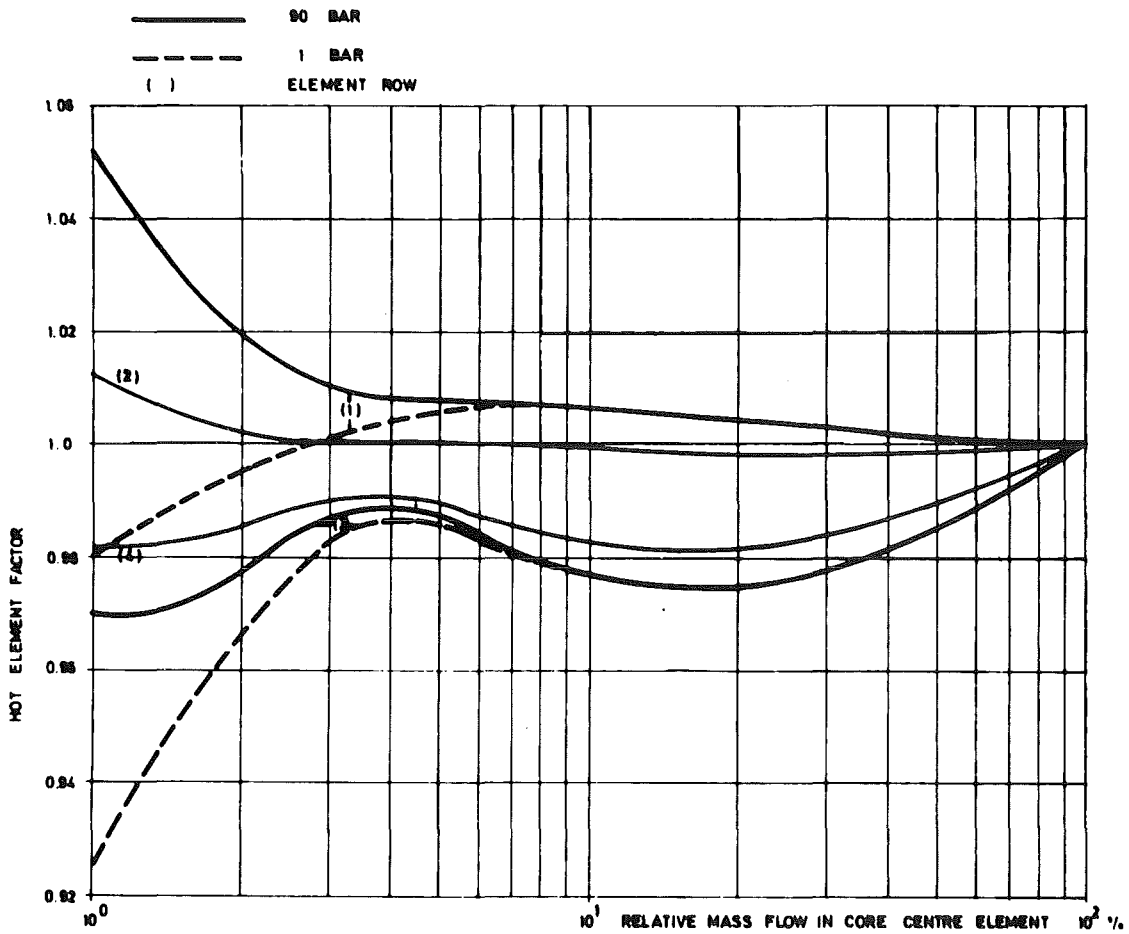


Fig. 4b: Effect of operating pressure

In Fig. 4b the ratio of the coolant temperature rise of the considered element under "part-load" to "nominal" conditions has been plotted against the partial mass flow in the core centre element of which the outlet temperature is kept constant.

3.4.3 Conclusions

The main conclusions which can be drawn are:

- (i) Under full pressure some redistributions will occur. In the most extreme case, however - here assumed to be 1% of the nominal mass flow - these mass flow redistributions are kept within $\pm 5\%$.

- (ii) Under pressurized conditions the elements in the two outer enrichment zones will get some "lack" of flow (max. 5%), while all elements within the inner enrichment zone to some extent might be "over-cooled".

- (iii) At atmosphere pressure, all elements seem to be over-cooled as compared to the core centre element. This over-cooling amounts up to 8% of the nominal coolant temperature rise for the outermost elements within the inner core zone, and to 2% for the elements positioned in the outermost enrichment zone.

3.5 Redistributions within fuel element with infinite lattice

Not yet calculated, but as important, are possible mass flow redistributions within fuel and blanket elements having very steep radial power gradients. The increasing importance of the hydrostatic pressure at lower mass flows will result in a change in the radial mass flow gradient over these elements. This not only needs much more theoretical work, but also has to be followed by some out-of-pile bundle experiments. Simplified calculations on a few sub-channel geometry including mixing and radial mass transport are underway, in order to determine the importance of this effect.

4. Effect of differential swelling between clad and spacer [14]

4.1 General

The application of conventional austenitic stainless steels as a construction material for fuel cladding, grids and wrapper tube is associated with a series of problems, mainly introduced by irradiation-induced dimensional changes and the embrittlement of these steels.

Consideration of the consequences of material swelling on the thermal performance shows that the following phenomenon should be treated with care:

- a change in element mass flow due to a steady change in the free flow area of fuel elements as compared to fresher fuel elements,
- flow redistribution within an element due to the difference in swelling between the high and the low flux sides of an element. This only arises in fuel elements with a flux gradient,
- axial variation in the heat transfer coefficient along a sub-channel due to axial changes in sub-channel geometry and an overall change in the heat transfer coefficient caused by the decrease in the element and sub-channel mass flow.

Above-mentioned phenomena are common for both the GCFR and the LMFBR. The absolute effects will differ because of major differences in material temperatures, spectrum, total fast fluence, pin spacing, etc....

There is, however, due to the worse heat transfer coefficient in a GCFR as compared to the LMFBR, one main difference which will be discussed in the following section.

4.2 Problem description

The swelling of a material in a fast reactor environment is a function of mainly fluence and temperature. Because of the radial and axial flux and temperature gradient over a bundle, the swelling rate in both axial and radial directions will differ from pin to pin.

Because of the bad heat transfer coefficient and, therefore, the great temperature difference between grids (equal to coolant temperature) and the clad, the swelling rate of the grid will also differ from that of the local clads, in the case the same materials have been selected for both components.

Fig. 5a shows the typical behaviour of the clad and grid in a centre element of the GBR-1 concept for a maximum volumetric swelling rate of 15%, following the temperature-swelling relationship described by Claudson SA 316 ss. On the vertical axis the relative increase of the pin outer diameter and the inscribed circle on top of the grid dimples (spacer diameter) has been given. The dotted line indicates the situation of the grid at BØL, the others, the situation of both the pin and spacer diameter at EØL.

The figure shows the strong variation of both the pin and spacer diametrical increase as a function of axial position.

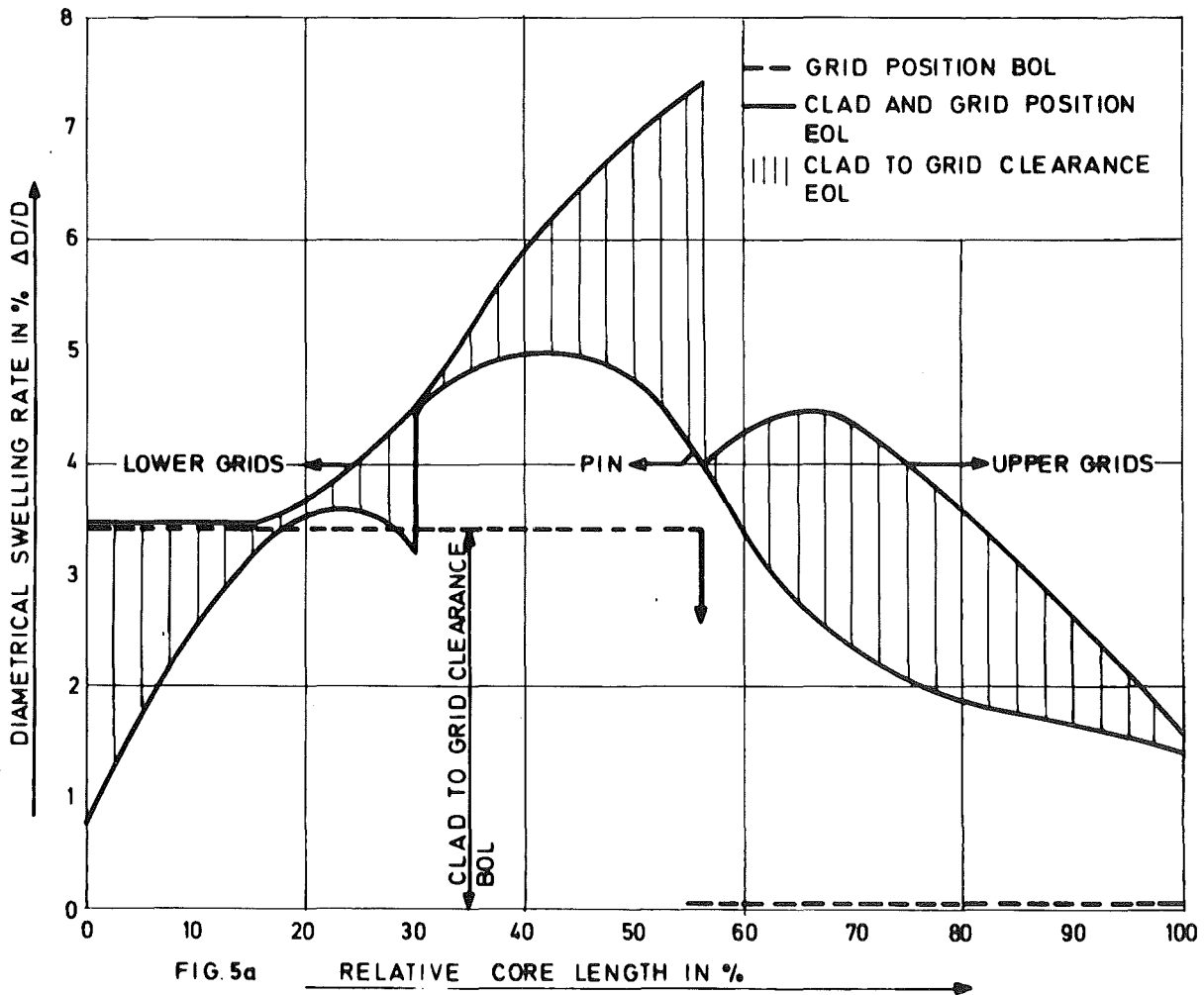


FIG. 5a: Swelling rate

In the lower part of the core and initial clearance of about 3.5% between pin outer diameter and "spacer diameter" is required in order to guarantee that there will be no unacceptable high contact pressures between pin and spacer at EØL.

In the upper core part the initial clearance between pin and "spacer diameter" is about zero.

However, because of the higher swelling rate of the grid in this core part, there appears to be an average clearance of about 2% at EØL.

The differential swelling can be even much worse in case for the spacer and wrapper tube the CW 316 ss will be selected instead of SA 316 ss as used for the cladding. The former material has swelling characteristics resulting in lower volumetric changes.

The conclusion is that both at BØL and EØL, there will be a considerable clearance between the pin and the grid. In a conventional design with honeycomb grids and no further design features such as springs, etc... one has to consider the possibility of adjacent pins bowing towards each other. As will be shown, the resulting decrease in mass flow and the effect of dimensional changes on heat transfer coefficient might cause local temperature increments in the order of 40-50°C.

Allowing for this effect in the hot-spot and hot channel analysis would penalize power generation costs with 4-5%. Therefore, a solution to this problem needs highest priority.

4.3 The new spacer design

As stated above, to assure that at EØL no unacceptable contact pressures or local clad damages occur, the initial clearance between pin outer diameter and the spacer should have to be in the order of 2-5%, depending on the axial position, and assuming that the maximum volumetric swelling of the material is limited to 15%.

Fig. 5b shows that by displacing the grids alternately, sideways [15], the effect of this gap on possible longitudinally displacements over a great length can be eliminated and that the pin closely can be kept in a straight position even with unidirectional cross pin temperature gradients.

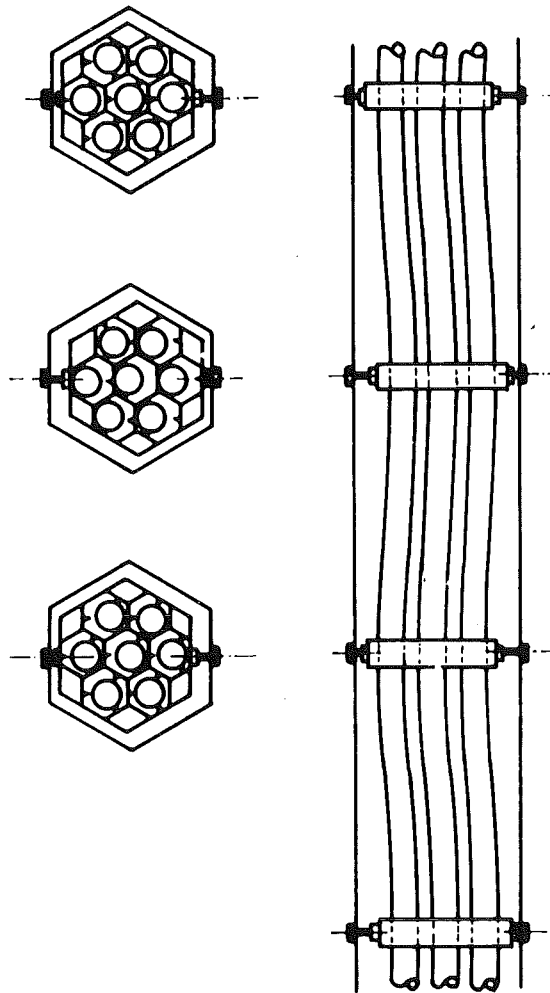


Fig. 5b: Grid geometry

The figure also shows that the pin swells during irradiation it bends longitudinally and at the same time the gap clearance diminishes.

The direction of bending is systematically the same in all pins in the bundle, so that no significant hot-spot effects would occur.

However, it is still possible that at EOL any local cross temperature gradient over a pin will result in local bowing, as shown in Fig. 5c. This may also induce bowing in adjacent pins but this will start at an axial displacement of one spacer distance downstream.

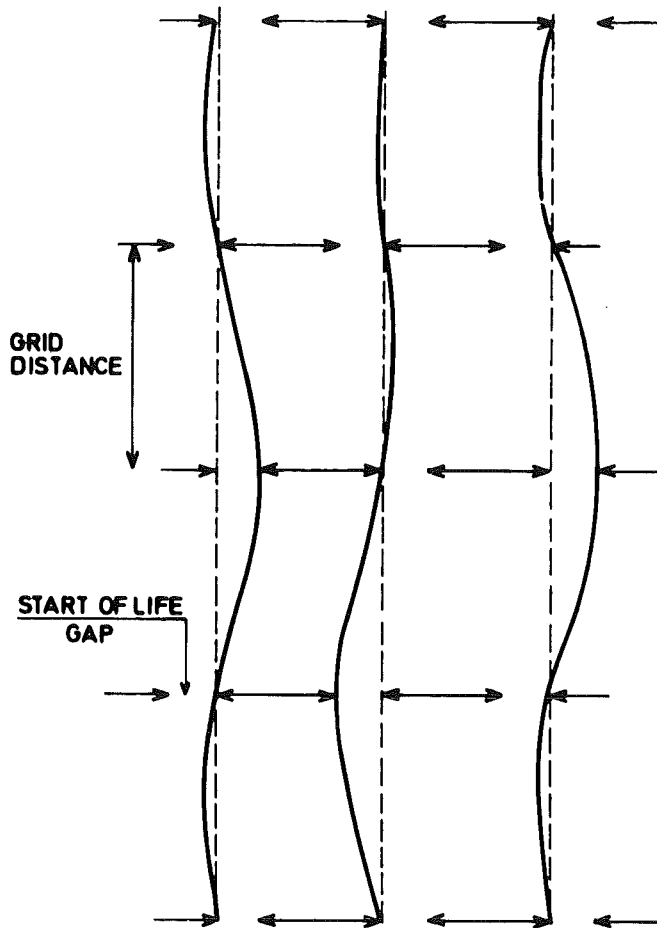


Fig. 5c: Pin bowing due to a "hot-spot" at start-of-life

It is evident that such an arrangement offers attractive features from the thermohydraulic standpoint, namely:

- the pin is generally kept straight in its position,
- possible displacements are reduced to a relatively short distance,
- if displacement occurs, an adjacent pin starts to bow at an axial displacement of about one grid distance downstream,
- displacement of a pin mounted normal to the direction of the moving pins is not to be expected because the pin is kept in position by one of the two contact dimples, thus avoiding that the three adjacent pins locally bow towards each other.

4.4 Comparison of both designs

For both designs the worst conditions occur at BØL when systematic clad spacer clearances are greatest.

Fig. 5d shows the characteristics of both designs, in case the maximum required clearance is provided on all spacers located within the boundary of the active core. The abscissa gives the relative clearance, and the ordinate the ratio of the coolant temperature rise in the considered sub-channel to that in a nominal sub-channel (hot channel factor).

The upper curves represent the conventional design under two conditions:

- in case the three adjacent pins over the full core length are displaced towards each other
- in case the three adjacent pins follow a sinusoidal bowing pattern, simply beam-supported at begin and end of the active core and with the maximum deflection in the core mid-plane.

The reasons for the better performance are outlined in section 4.2 and need no further explanation.

4.5 Conclusions

Differential swelling between fuel pins and spacers in a GCFR require clearances ranging from 2-5% depending on the axial position and assumption with regard to maximum volumetric swelling. Very high temperature increments up to 40-50°C must be expected, when the conventional type of honeycomb grids is used. By means of the new type of grids, described in this paper, it is possible

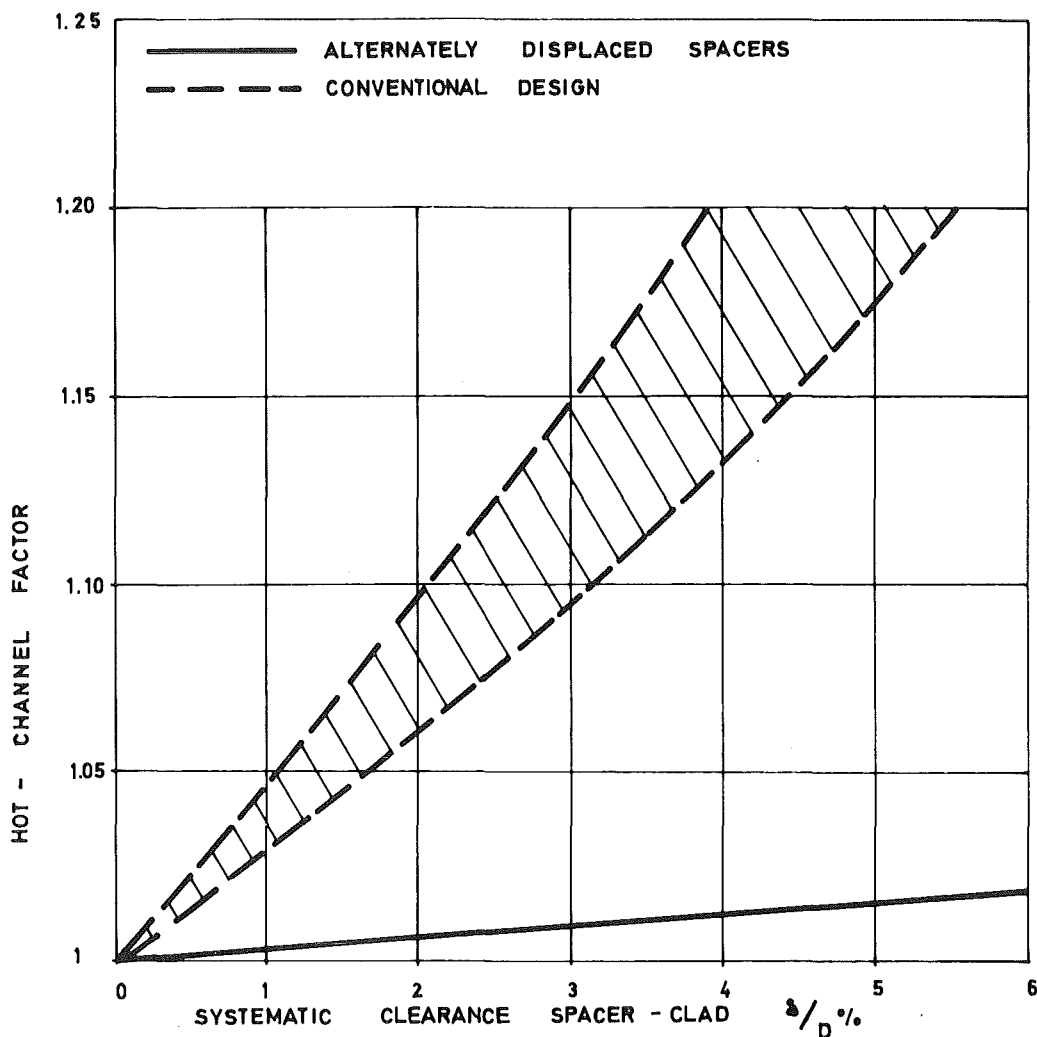


Fig. 5d: Influence of initial gap on the hot channel factor

to achieve this initial clearance without the penalty of the high hot channel factors. Preliminary thermohydraulic calculations indicate that a rather small temperature increment in the order of 6°C has to be taken into account for the bowing pattern, that can occur at start-of-life with this spacer arrangement.

Although calculations have shown that the use of the spacer arrangement might solve one of the most serious problems in the reactor design, much more work is needed before this solution can be stated to be acceptable. In other words further investigations are required into the effect of the temperature distribution in the neighbourhood of the wrapper tube and lifetime effects such as thermal and radiation-induced creep on the bowing and stress pattern.

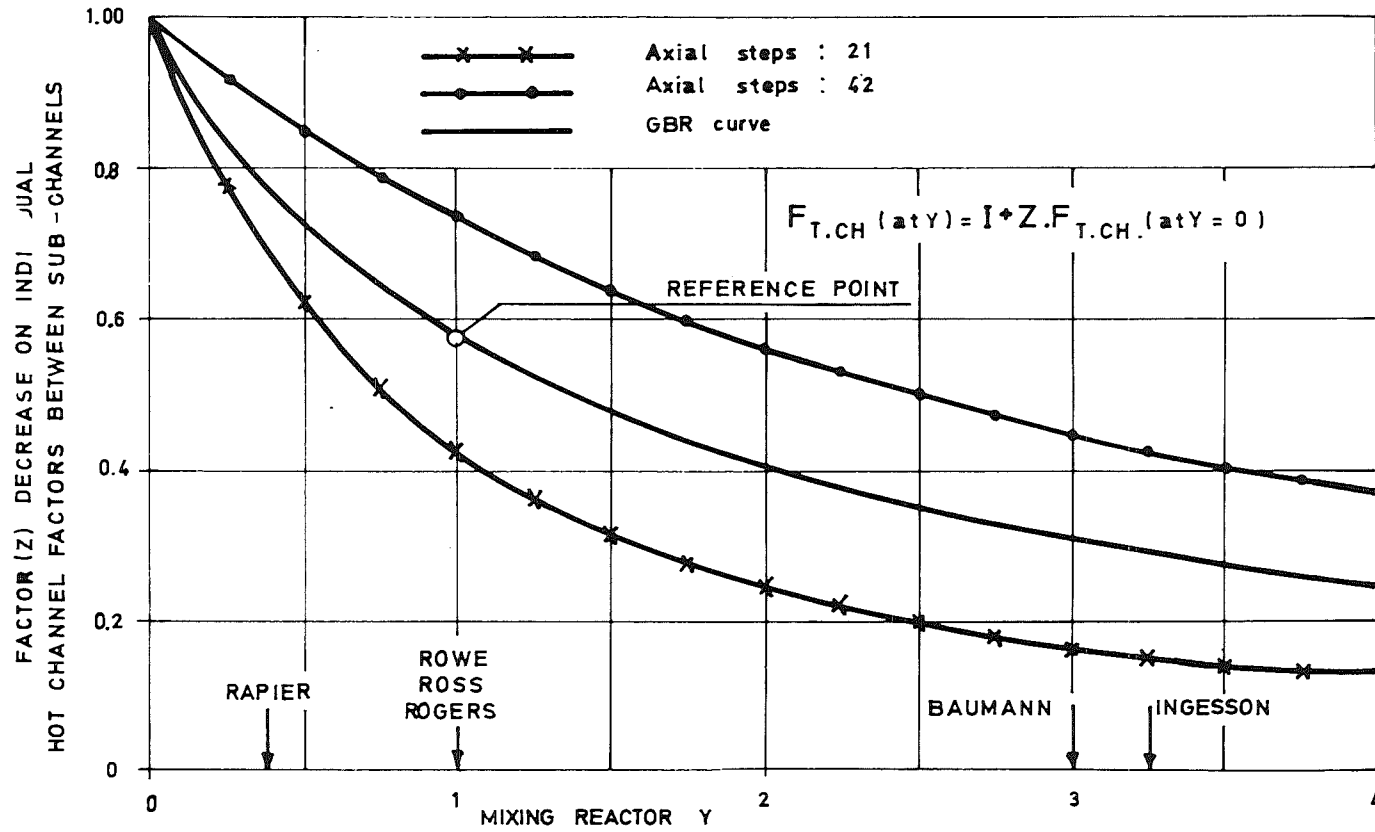


Fig. 5e: The influence of mixing on individual hot channel factors

5. The effect of tolerances on mass flow redistributions

5.1 General

In present reactor designs the hot-spot and hot channel analyses in general only are applied to the nominal performance. The values found for the conditions then are used to determine the safety margin between the real and maximum peak clad temperatures under other than nominal conditions.

This approach introduces some errors and this in particular is true for designs in which

- the ratio between hydrostatic pressure and friction losses is a strong function of the relative mass flow,
- the density of the coolant is a strong function of the pressure and temperature,
- the pressure drop factor in an element is strongly Reynolds-dependent.

From the coolants considered in this respect, gases are the worst, and from these helium is worse than carbon dioxide, since the first has a lower density (see 5.3). In addition to this, a GCFR uses a roughened fuel pin cladding, of which both the friction and heat transfer characteristics in the transition region are very sensitive to the Reynolds number.

5.2 Definition of problem

Due to the factors mentioned above, the mass flow redistribution between coolant sub-channels with a nominal and a geometry deviation from nominal will be a function of operating conditions.

A simple approach has been adapted to find the magnitude of the mass flow redistributions under the following assumptions:

- honeycomb spacers, conventionally located within the fuel elements,
- coolant sub-channels - in first considerations - are isolated from each other,
- disregarded are the bowing effects, due to initial tolerances.

Separately the effect of mixing and cross flow will be regarded.

5.3 Results of calculations

The following tolerance effects have been calculated:

- tolerance on pin pitch
- tolerance on pin outer diameter
- tolerance on restriction area of spacer.

In this paper only the first tolerance effects will be discussed, as an example, under the assumptions that:

- the pin pitch between adjacent spacers is constant,
- the variation in batch tolerances can be neglected.

Definitions used are:

- hot channel factor

The ratio of the coolant temperature rise in the considered sub-channel to the coolant temperature rise in a sub-channel with nominal geometry,

- hot-spot or film factor

Ratio of the coolant film temperature drop in the considered sub-channel to that in a coolant sub-channel with a nominal geometry.

Results of the calculations are plotted in Fig. 6a.

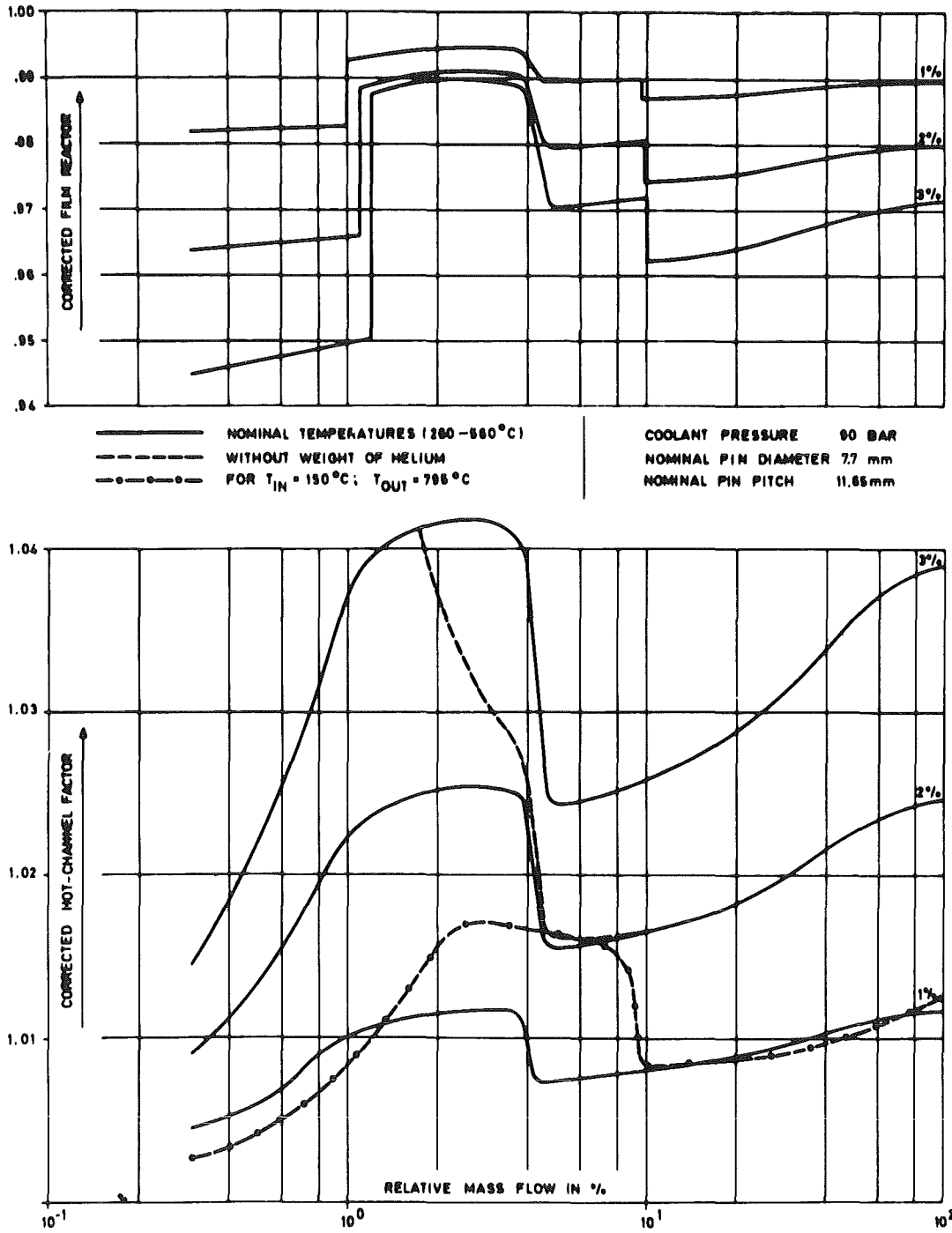


Fig. 6a: Effect of pitch tolerances on channel and film factor

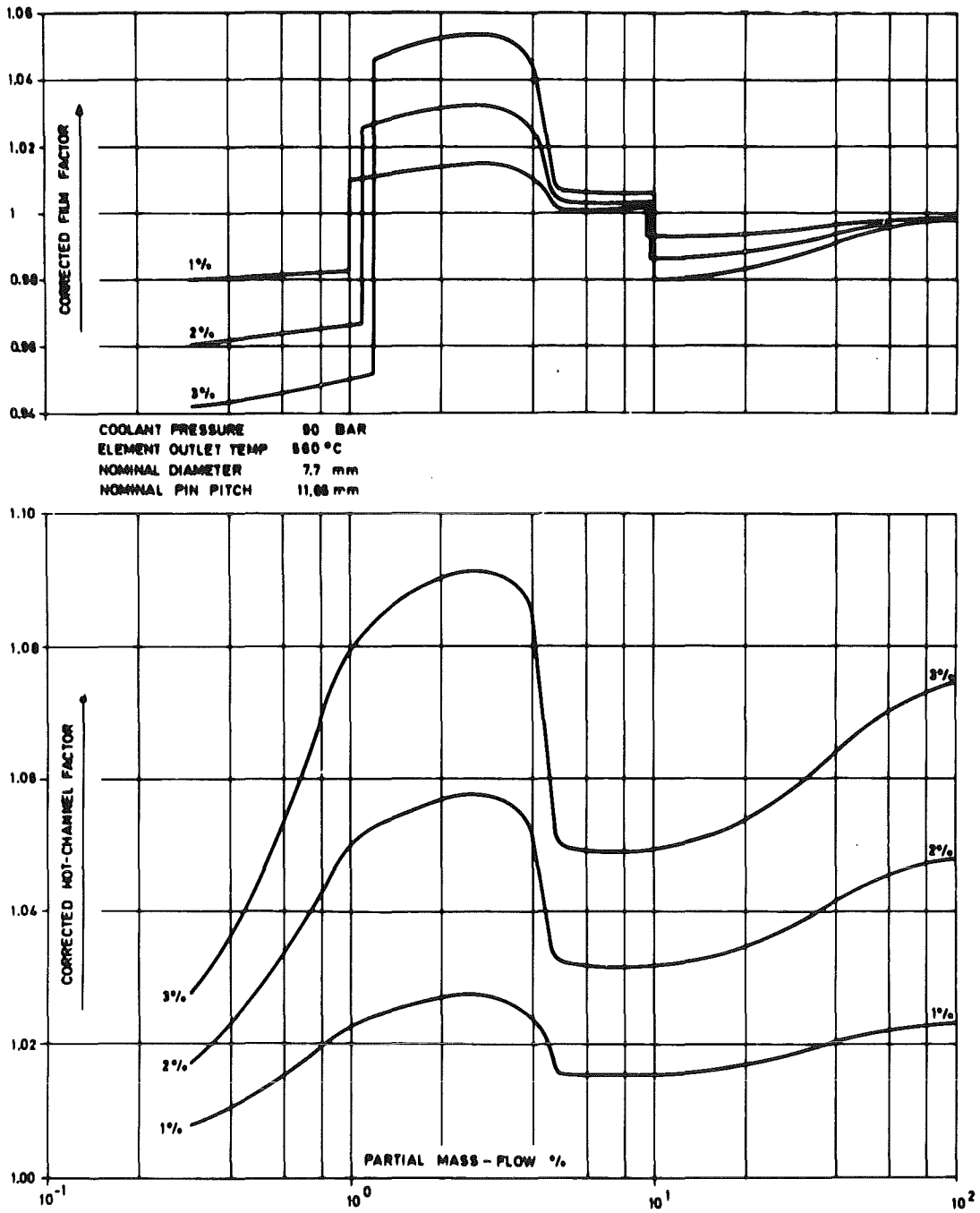


Fig. 6b: Effect of diameter tolerance on channel and film factor

Parameter is the fabrication tolerance on the pitch of the pins. The abscissa gives the relative mass flow in a sub-channel with nominal mass flow and constant nominal sub-channel outlet temperature.

On the ordinate the corrected hot-spot and hot channel factor has been given. The term "corrected" applies to a sub-channel in which the fabrication tolerance already has been replaced by an equivalent tolerance with the same confidence level, however, taking into account the number of spacers and the three sides of a coolant sub-channel:

$$\sigma_e = (3 \cdot N_{sp})^{.5} \cdot \sigma_f.$$

As noted that hot channel factor first decreases. This because the effectiveness of the roughness on the friction factor multiplier decreases more at lower Reynolds numbers, which therefore has a stabilizing effect.

If the core relative mass flow is decreased even more, a point occurs, where the roughness friction factor of the nominal sub-channel still is decreasing, but where the roughness of the considered sub-channel already behaves as a smooth surface, and of which the friction factor therefore will increase in case the relative mass flow will decrease further. This explains the big jump at partial mass flows between 4 and 5%. At still lower mass flows, mass flow redistributions will decrease, since the hydrostatic pressure of the gas tends towards an equalization of the mass flows between the different coolant sub-channels.

The behaviour in the hot-spot factor is even more remarkable. The discontinuities at relative mass flows of 10 and 1% have to be explained by a change in the exponent on the Reynolds contribution to the heat transfer coefficient. The discontinuity at relative mass flows between 4 and 5% is caused by the jump in the hot channel factor.

As stated, the increasing contribution of the hydrostatic pressure at lower mass flows on the total pressure loss, results in a stabilizing effect on mass flow redistributions between coolant sub-channel with equal heat input, but different geometry.

The consequences of the reactor operating at a pressure of 1 bar is shown in Fig. 6a, for a fabrication tolerance of 2%.

The consequences seem to be serious at mass flow less than 4%.

As shown in Fig. 6a also a change in the temperature level of the core will change the mass flow ratio between a nominal and a coolant sub-channel with i.e. a fabrication tolerance of 1% on pin pitch. This because of the change in the Reynolds number under nominal conditions, the relative importance of the hydrostatic gas pressure etc.

5.4 Effect of mixing and cross flow

Mixing and cross flow plays an important role in the temperature equalization between adjacent sub-channels with different geometries or power supplies and between the boundary sub-channels of an element and the sub-channels in the outermost "infinite" bundle row.

In order to determine the effect of mixing on the hot channel factors, calculations were performed with HECTIC IV. The model consisted of a bundle arrangement with 24 sub-channels in which the size and pitch of the inner fuel pin deviated from the nominal values. The active core part was divided once into 21 axial steps - as proposed by the author of the revised version [18] - and once into 42 axial steps in an attempt to find out

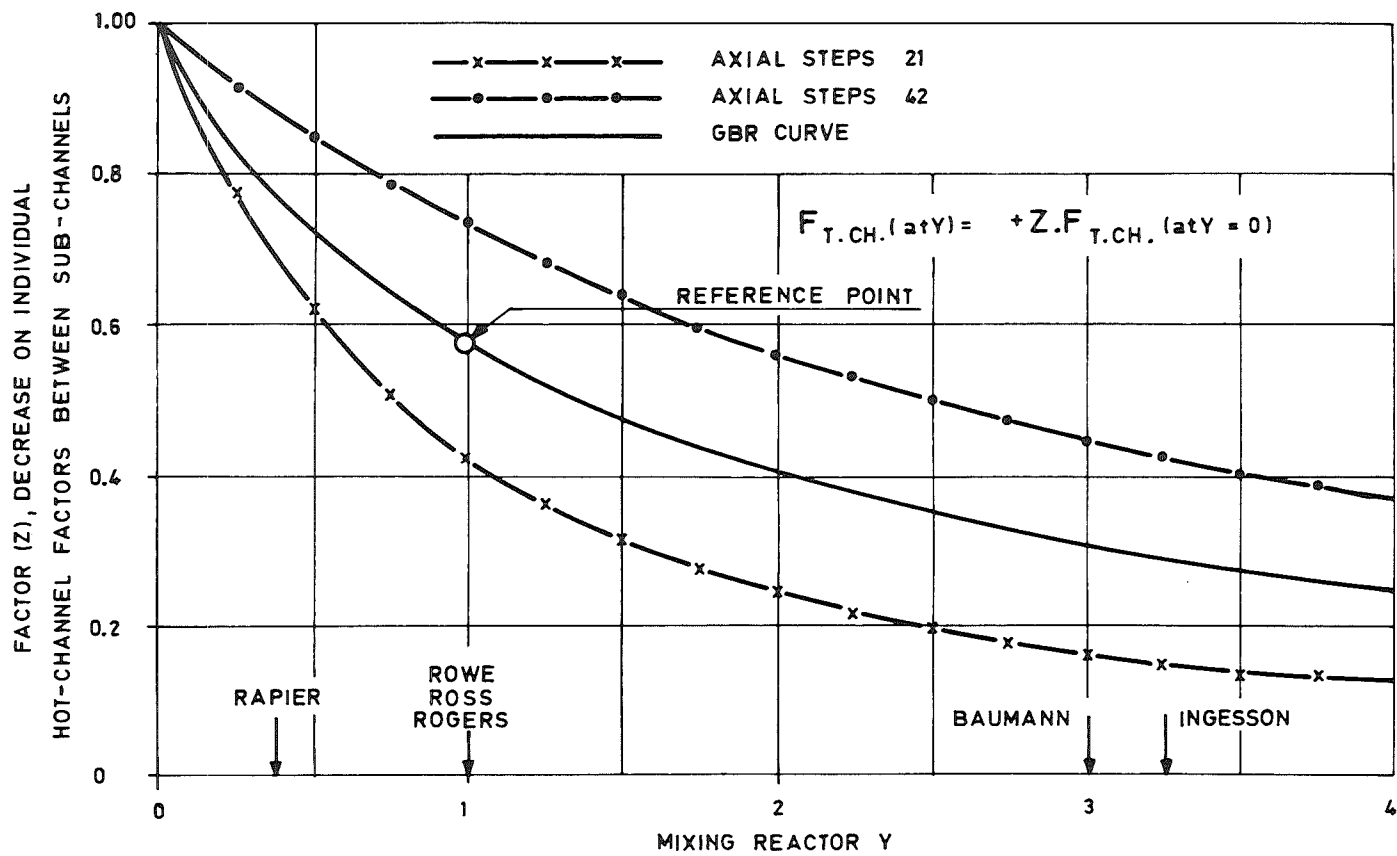


Fig. 6d: The influence of mixing on individual hot-channel factor

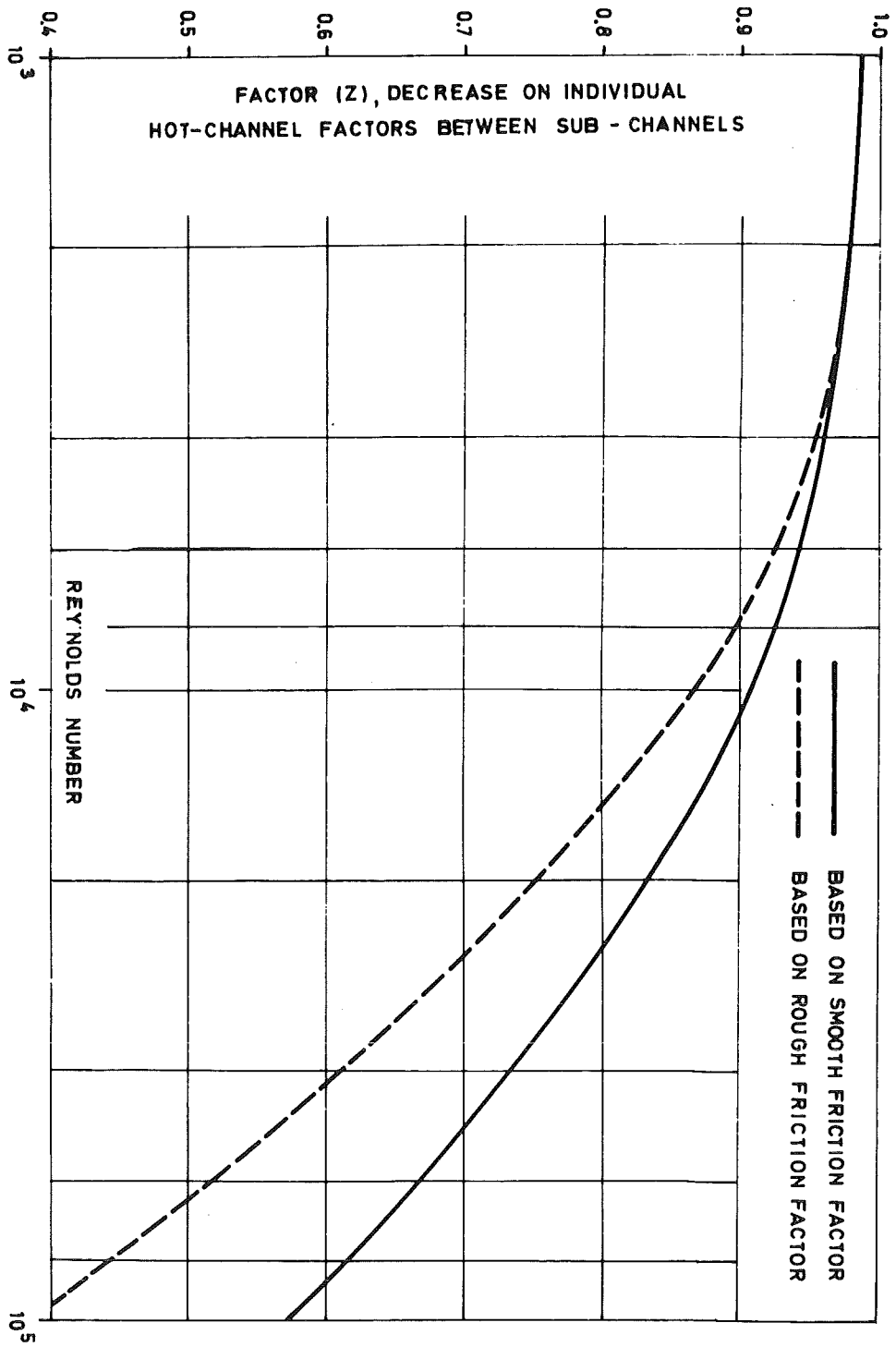


Fig. 6c: Correction factor (Z) as function of Reynolds number

whether the axial step length would affect the result or not. Fig. 6c shows the results of the calculations, the lower and upper curve corresponding to the cases with 21 and 42 steps respectively. All fuel pins were considered to be smooth.

An average curve was used for the final calculations. According to a proposal put forward by the ad hoc working group on a heat transfer [17], the lower value of Rapier has been selected as the mixing factor for natural mixing only. Since the HECTIC IV code cross-flow has to be treated as a mixing problem, the mixing factor has been increased to 1 (which seems very conservative). As can be seen in the figure, under nominal conditions hot channel increments between adjacent sub-channels will drop to about 60% of the temperature difference calculated for adjacent, but isolated sub-channels.

The figure also quotes the Y-factor predicted by several authors for the GCFR configuration of GBRA.

Fig. 6d shows the effect of the Reynolds number on the correction factor (Z) to be applied to the hot channel increment, for a mixing factor $Y = 1$, based on the average curve out of Fig. 6c.

Two criteria have been applied:

- the mixing correction factor (Z) has been calculated according to the friction factor in a smooth tube bundle, as is done in Fig. 6b, a,
- the mixing correction factor (Z) has been calculated according to the friction factor in a roughened tube bundle.

At Reynolds number less than 10^4 cross-flow rates might increase due to the increasing importance of the hydrostatic pressure, a fact which has not been taken into account.

In spite of this it is felt that the curves in Fig. 6a - based on isolated channels - also fit the low mass flow range very well.

Calculations of a hot channel factor over the entrance part of the bundle would yield lower and over the outlet part of the bundle would yield higher values than the ones predicted in these figures.

5.5 Conclusions

This work has indicated that some excessive mass flow redistributions could occur at a combination of very low pressures (< 2.5 bar) and low mass flows.

It seems necessary that in this region some more theoretical and experimental work is required. In these considerations, the consequences of bowing should be included, since it might result in instable bowing patterns. Furthermore, it can be expected that the modified spacer arrangement - alternately displaced spacers - also in this respect offers some attractive features, as outlined before.

6. Summary and conclusions

In this paper it has been shown that the use of helium as a coolant and the application of roughened fuel pins could introduce some problems with regard to the mass flow redistributions within the reactor at low mass flows, and also that differential swelling between spacers and cladding could involve some additional problems.

Proposals have been made to minimize these phenomena, firstly on the basis of present knowledge and philosophy and secondly by means of new development work on i.e. roughness profiles, spacer location, etc.. Of course, all these phenomena also appear in a LMFBR, however, because of the excellent heat transfer properties and therefore the possibility to use smooth fuel pins, but also because of the greater importance of the sodium density on the total pressure head over the core and the small effect of the temperature on the sodium density all the afore-mentioned effects will be much less pronounced.

APPENDIX 1: References

- [1] G. Vieider
Parameter selection for the new 1200 MWe GBRA pin
reference design
GBRA R/28 - 1973
- [2] A. Pay
Literature survey on LMFBR prototypes and commercial
plants
BN-GBRA N/82 - 1973
- [3] G. Vieider, A.R. Krähe
Selection of a 1200 MWe LMFBR consistent with GBRA's new
pin type GCFR reference design
GBRA R/30 - 1973
- [4] G. Vieider, A.R. Krähe, C. Oppenheim
GBR-4 performance and economy
- [5] C. Oppenheim, P. Behrens
Comparison of the physics performance of He- and Na-
cooled 1200 MWe fast breeders with mixed oxide pin fuel
GBRA R/31 - 1973
- [6] R.D. Vaughan
Uranium conservation and the role of the GCFR
BNES, 23. Jan. 1975
- [7] M. Hudina
Experimental investigations of the thermohydraulic
characteristics of some rough surfaces at low
Reynolds numbers
SL - R - 10 - 1973

- [8] A. Rapier
Bowling on a heated fuel element cooled by forced convection
NEA Windscale meeting on heat transfer, paper 18 - 1970
- [9] A. Rapier, T. Jones
Further experiments on the thermal bowing of single rods supported at several axial positions
NEA Windscale meeting on heat transfer, paper 19 - 1970
- [10] A. Krähe
The effect of wrapper tube tolerances on coolant redistributions and clad temperatures under nominal conditions
GBRA N/187 - 1975
- [11] A. Krähe
Mass flow redistributions in fuel elements with a smooth wrapper tube under part-load and accidental conditions
GBRA N/182 - 1975
- [12] A. Krähe
Mass flow redistributions between core and radial blanket elements under part-load and accidental conditions
GBRA N/195 - 1975
- [13] A. Krähe
Mass flow redistributions between core elements at part load and accidental conditions
GBRA N/202 - 1975

- [14] W. Franken, A.R. Krähe
Hot-spot effects due to differential swelling
between GCFR pins and spacers
GBRA R/32 - 1973
- [15] J.M. Yellowlees
Personal communication
- [16] The effect of tolerances on sub-channel geometry
on mass flow redistributions under both nominal,
part-load and accidental conditions, taking into
account sub-channel mixing
GBRA N/206 - 1975
- [17] M. Dalle Donne et.al.
NEA working group party on heat transfer for GCFR
Studsvik - 1973
- [18] S. Eriksson
Personal communication
ElR, Würenlingen - 1972

APPENDIX 2: Discussion

K. Goetzmann (KWU, Erlangen)

Lassen Sie mich zu Herrn Krähes Ausführungen bemerken, daß Schwellen bei allen großen schnellen Reaktoren ein noch ungelöstes Problem darstellt, wenn man z.B. Abbrände von 100 MWd/kg in Betracht zieht.

Schwellwerte von z.B. 50% sind bei realistischer Betrachtungsweise nicht durch konstruktive Maßnahmen zu akkomodieren. Wir alle setzen daher große Hoffnungen auf die Entwicklung schwellresistenter Materialien wie z.B. PE 16, obwohl die Verwendung solcher Materialien mit anderen Pönanalen verbunden sein mag.

Teilnehmerliste

Boiswinkel	RCN, Petten
Banerjea, A.	Interatom, Bensberg
Baumann, W.	GfK, Karlsruhe
Böttgenbach, H.	Ruhr-Universität, Bochum
Brockmann, K.	Ruhr-Universität, Bochum
Coors, D.	Interatom, Bensberg
Cornet, G.	Belgonucleaire, Brüssel
Dzenus, M.	Interatom, Bensberg
Eifler, W.	Euratom, Ispra
Gissler, P.D.	Interatom, Bensberg
Gätzmann, K.	KWU, Erlangen
Hansen, G.	Interatom, Bensberg
Heinecke, J.	Interatom, Bensberg
Heß, B.	Interatom, Bensberg
Höld, A.	LRA, Garching
Holz, D.	Interatom, Bensberg
Hoffmann, G.	Interatom, Bensberg
Hoffmann, H.	GfK, Karlsruhe
Hofmann, F.	GfK, Karlsruhe
Krähe, A.	Belgonucleaire, Brüssel
Krieg, R.	GfK, Karlsruhe
Lünenschloss, W.	Interatom, Bensberg
Markfort, D.	Interatom, Bensberg
Mayer, H.	Interatom, Bensberg
Miller, H.	GfK, Karlsruhe

Nijsing, R.	EURATOM, Ispra
Otto, K.W.	Technische Hochschule Aachen
Pay, A.	Belgonucleaire, Brüssel
Ramm, H.	Techn.-Universität Berlin
Ricken, R.	Interatom, Bensberg
Rösgen, F.	Interatom, Bensberg
Ruppert, E.	Interatom, Bensberg
Schäfer, G.	Interatom, Bensberg
Schult, N.	Interatom, Bensberg
Seehafer, H.J.	Interatom, Bensberg
Spenske, M.	Interatom, Bensberg
Sprenger, H.	Techn.-Universität Berlin
Stehle, H.	Interatom, Bensberg
Steiner, D.	Universität Stuttgart
Steinmetz, B.	Interatom, Bensberg
Stiasny, M.	Universität Stuttgart
Straub, G.	Universität Stuttgart
Többe, E.	Interatom, Bensberg
Verbeeck, P.	Belgonucleaire, Brüssel
Vinzens, K.	Interatom, Bensberg
Voj, P.	Interatom, Bensberg
Weber, G.	Interatom, Bensberg
Weinberg, D.	GfK, Karlsruhe
Wronna, G.	Ruhr-Universität, Bochum