

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

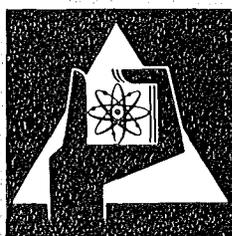
Juli 1974

KFK 1997

Institut für Reaktorentwicklung  
Projekt Schneller Brüter

**THESYS – Ein FORTRAN-Programm zur Berechnung der  
dreidimensionalen nominellen Temperaturverteilung  
in schnellen Reaktorkernen**

K. Doetschmann



**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 1997

INSTITUT FÜR REAKTORENTWICKLUNG

PROJEKT SCHNELLER BRÜTER

THESYS - Ein FORTRAN-Programm zur Berechnung  
der dreidimensionalen nominellen Temperatur-  
verteilung in schnellen Reaktorkernen

---

von

K. Doetschmann

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird eine Methode zur Berechnung der dreidimensionalen nominellen Temperaturverteilung in schnellen Reaktorkernen beschrieben. Nominell bedeutet, daß ungestörte Kerngeometrie und stationärer Betriebszustand betrachtet werden. Diese nominelle Temperaturverteilung ist die Grundlage für weiterführende Auslegungsrechnungen, wie z.B. Heißstellenanalyse, Kernverbiegungsuntersuchung und Ermittlung von thermischen Reaktivitätskoeffizienten.

Die Rechnung basiert auf einem Teilkanalmodell für ein einzelnes Stabbündelelement des Kerns. Solche Teilkanalmodelle werden bereits vielfach zur Temperaturberechnung in längsdurchströmten Stabbündeln angewandt. Neu an der vorliegenden Arbeit ist die in sich geschlossene Anwendung auf den gesamten Reaktorkern (oder einen repräsentativen Ausschnitt davon) und die Lösung der damit verbundenen datenverarbeitungstechnischen Probleme.

Auch wird erstmalig die Ermittlung der Temperaturverteilung der Stabbündelummantelungen (die das Kernverbiegungsverhalten bestimmen) in das Rechenmodell miteinbezogen. Deshalb werden, neben den innerhalb der Stabbündel stattfindenden Ausgleichsvorgängen, auch die Ausgleichsvorgänge zwischen benachbarten Stabbündelelementen erfaßt. Es wird die Auswirkung beider Ausgleichsvorgänge auf die Temperaturverteilung untersucht und festgestellt, daß beide zu berücksichtigen sind.

Die Problematik bei der Berechnung von thermischen Ausgleichsvorgängen in einem Teilkanalmodell wird ausführlich diskutiert und anhand von Rechenergebnissen gezeigt, daß die damit verbundenen Unsicherheiten für die hier vorliegende Aufgabenstellung im allgemeinen zu tolerieren sind.

THESYS - A FORTRAN-program for calculating the three-  
dimensional nominal temperature distribution in fast  
reactor cores

---

Abstract

A method is described to calculate the threedimensional nominal temperature distribution in a fast reactor core. Nominal means an undisturbed core geometry and steady state conditions. This nominal temperature distribution is the basis for such design calculations as hot spot analysis, core deformation and the determination of thermal reactivity coefficients.

The calculation is based on a subchannel analysis for each subassembly of the core. Such models are commonly used for calculating the temperature distribution in fluids flowing in-line in pin bundle geometry. The original part of this work lies in the adaption of the above method to the whole core (or to a representative section of the core) and the solution of the numerical problems coupled with this procedure.

Further the calculation of the temperature distribution in the subassembly wrapper (which determines the core bowing) is included in the model. Therefore the heat exchange processes between neighbouring subassemblies in the core are considered as well as the heat exchange processes in the subassembly itself. The influence on the temperature distribution is analysed and it is shown that both processes have to be considered.

The problem of calculating the magnitude of the heat transfer between subchannels is discussed in detail and it is shown by parametric calculations that the present uncertainties are, in general, tolerable for the task under discussion.

## Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	
1. Einleitung und Zielsetzung	1
2. Angewandte Lösungsmethoden	4
2.1 Grundlegende Annahmen und Datenstruktur	4
2.2 Leistungsverteilung	5
2.3 Berechnung der Kühlmitteltemperaturen	7
2.3.1 Bilanzgleichungen des Kühlmittels	7
2.3.2 Problematik der Ausgleichsterme	15
2.4 Berechnung der Kastenwandtemperaturen	23
2.5 Berechnung der Brennstabtemperaturen	28
3. Rechenergebnisse	31
4. Schlußbemerkungen	40
Anhang	42
Verwendete Formelzeichen	45
Literaturverzeichnis	48
Abbildungen	

## 1. Einleitung und Zielsetzung

Die wesentliche Aufgabe der thermohydraulischen Kernausslegung ist es, für eine vorzugebende, als tolerierbar erachtete Auftretungswahrscheinlichkeit thermischer Brennstabschäden, den optimalen Betriebszustand der Anlage zu ermitteln. Unter einem optimalen Betriebszustand wird dabei die Erzielung einer maximalen Leistungsdichte und einer maximalen Kernaustrittstemperatur bei gegebenen Randbedingungen verstanden. Diese Randbedingungen sind im wesentlichen: Kerngeometrie, Neutronenflußverteilung, Eintrittstemperatur und zulässige Maximaltemperaturen.

Weiterhin sind bei der thermohydraulischen Kernausslegung globale Kerndaten zu ermitteln, die zur Kreislaufauslegung benötigt werden: Das zur ausreichenden Kühlung erforderliche Druckgefälle über dem Kern, der gesamte Kühlmitteldurchsatz und die mittlere Kernaustrittstemperatur.

Für weiterführende Auslegungsrechnungen, insbesondere zur Kernverbiegung und Kernverspannung, sowie zur Ermittlung von Reaktivitätskoeffizienten, ist die Kenntnis der Temperaturverteilung im Reaktorkern erforderlich, die daher ebenfalls ein Ergebnis der thermohydraulischen Kernausslegung sein sollte.

Diese Temperaturverteilung ist auch zur Lösung der beiden ersten Aufgaben zu ermitteln: Die zuverlässige Anwendung einer statistischen Heißstellenanalyse (zur Berechnung der Auftretungswahrscheinlichkeit thermischer Brennstabschäden) erfordert die Kenntnis der dreidimensionalen nominellen (3 d nom.) Temperaturverteilung in den Kernbestandteilen Kühlmittel, Hüllrohr und Brennstoff<sup>1)</sup>. In die statistische Untersuchung muß der gesamte Kern oder zumindest ein genügend großer repräsentativer Ausschnitt einbezogen werden, da an jeder Stelle des Kerns (wenn auch mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit) mit dem Auftreten von Heißstellen (d.h. thermischen Schäden) zu rechnen ist. Auch ist unmittelbar einzusehen, daß die globalen Kerndaten Druckabfall, Kühlmitteldurchsatz und mittlere Austrittstemperatur nur dann genau zu bestimmen sind, wenn ihrer Berechnung die Temperaturverteilung eines genügend großen Kernausschnitts zugrunde liegt.

---

1) Anstelle der Brennstofftemperaturanalyse kann man sich auch auf eine Stableistungsanalyse beschränken, da die maximale Temperatur eines Brennstoffpellets hauptsächlich von der lokalen Stableistung abhängig ist.

Ein zentrales Problem der thermohydraulischen Kernausslegung ist also die hinreichend genaue Ermittlung der 3 d nom. Temperaturverteilung in den Bestandteilen des gesamten Kerns bzw. eines größeren Ausschnitts davon. Da eine analytische Lösung dieser Temperaturverteilung wegen der komplexen Geometrie des Reaktorkerns nicht möglich ist, müssen numerische Methoden angewandt werden.

Dazu ist der Reaktorkern in eine genügend große Anzahl von Rechenmaschen aufzuteilen, für die jeweils die mittleren Temperaturen zu berechnen sind. Um die tatsächliche Temperaturverteilung durch mittlere Maschentemperaturen genügend genau wiederzugeben, ist eine relativ feine und detaillierte Aufteilung des Kerns vorzunehmen. Die sich dabei ergebenden charakteristischen Rechenmaschen sind die sogenannten Teilkanäle, die dazugehörigen Hüllrohr- und Brennstoffsegmente, sowie Segmente der Stabbündelummantelungen (Kastenwände). Bei der Temperaturberechnung ist die thermische Kopplung benachbarter Rechenmaschen zu berücksichtigen. Insbesondere ist die zwischen den Teilkanälen eines Stabbündelelements auftretende Kühlmittelquervermischung zu erfassen, und zur Temperaturberechnung der Kastenwandsegmente auch die thermische Wechselwirkung zwischen benachbarten Stabbündelelementen.

Trotz der relativ feinen und detaillierten Kernaufteilung ist die Temperaturberechnung von der Vorgabe physikalischer Kenngrößen abhängig, die das Ergebnis noch wesentlich detaillierterer Analysen sind oder aus experimentellen Untersuchungen stammen. Dies sind im wesentlichen Korrelationen für Quervermischungsraten, Wärmeübergangszahlen und Reibbeiwerte, sowie einfachere Modelle, die das Wärmeleitverhalten des Brennstoffs für den betrachteten Abbrand beschreiben.

Eine unmittelbare Einbeziehung der Methoden, die solche Kenngrößen bzw. Modelle liefern, in die hier definierte thermohydraulische Kernausslegung würde den Rechenaufwand über jedes erträgliche Maß steigern. Auch grundsätzlich ist ein solches Vorgehen nicht sinnvoll, da die Vorgabe geeigneter Kenngrößenkorrelationen oder Modelle, die z.B. für eine ganze Gruppe von Teilkanälen gelten, völlig ausreichend ist. Innerhalb der Rechenmaschen noch auftretende Temperaturschwankungen (z.B. am Hüllrohrumfang) können, soweit ihre quantitative Größe bekannt ist, leicht bei der Heißstellenanalyse berücksichtigt werden.

Um die Temperaturberechnung durchführen zu können, muß zunächst die Leistungsverteilung im Kern ermittelt werden. Die Ausgangsbasis zur Leistungsberechnung ist die Neutronenflußverteilung, die zusammen mit den makroskopischen Spaltquerschnitten aus einer vorangegangenen neutronenphysikalischen Diffusionsrechnung zu übernehmen ist.

Kennzeichnend für alle Rechnungen, die den gesamten Reaktorkern erfassen, ist die Tatsache, daß sie eine sehr große Menge von Daten sowohl als Eingabe verarbeiten, als auch als Ausgabe produzieren. Schon deshalb, neben dem meist erheblichen Rechenaufwand, können sie sinnvoll nur auf elektronischen Rechenautomaten unter Einhaltung eines weitgehend direkten, maschineninternen Datenflusses ausgeführt werden.

Die Zielsetzung der im folgenden beschriebenen Arbeit ist es, ein Rechenprogramm (THESYS) zu erstellen, das

- die zur thermohydraulischen Auslegung benötigte 3 d nom. Temperaturverteilung in schnellen Reaktorkernen ermittelt,
- den aus Rationalitätsgründen erforderlichen maschineninternen Datenfluß von neutronenphysikalischen Diffusionsprogrammen ermöglicht und
- die errechneten Temperaturfelder datenverarbeitungsgerecht Nachfolgeprogrammen zur Verfügung stellt.

Insbesondere muß zur thermohydraulischen Kernauslegung THESYS mit dem Programm zur statistischen Heißstellen- und Leistungsanalyse [1] iterativ zusammenarbeiten können.

Besonderes Augenmerk ist darauf zu legen, daß die vorher diskutierten Modelle und Korrelationen physikalischer Kenngrößen (Mischraten, Wärmeübergangszahlen, Reibbeiwerte, Brennstabmodelle) nicht fest in die Rechenmethode integriert sein dürfen, sondern leicht an spezielle Problemstellungen und neuere Erkenntnisse angepaßt werden können. Dies wird dadurch erreicht, daß diese Kenngrößen in abgeschlossenen kleineren Unterprogrammen behandelt werden, die leicht auszutauschen sind.

Den prinzipiellen Rechenablauf innerhalb THESYS und den Datenfluß zwischen THESYS und Vor- und Nachfolgeprogrammen zeigt Abb. 1.

## 2. Angewandte Lösungsmethoden

### 2.1 Grundlegende Annahmen und Datenstruktur

Zur numerischen Berechnung der Temperaturfelder werden Differenzenverfahren angewandt, d.h. die Temperaturwerte werden für diskrete Punkte des Reaktorkerns ermittelt und in geeigneter Form tabellarisch dargestellt. Hierzu wird der Reaktorkern in eine Vielzahl von Rechenmaschen aufgeteilt, deren mittlere Temperaturen ermittelt werden. Innerhalb einer Rechenmasche werden in der Regel alle Problemgrößen als konstant oder doch linear verlaufend angesehen. Die Temperaturverteilung des Kernverbandes ist jedoch eine stark ortsabhängige Funktion, einmal wegen der inhomogenen Leistungserzeugung und zum anderen, weil die einzelnen Kühlkanäle auch innerhalb eines Stabbündels unterschiedlich stark beheizt und gekühlt sind. Deshalb muß die numerische Beschreibung des Kernverbands die Darstellung einzelner Brennstäbe und Kühlkanäle zulassen. Da andererseits durch Regelstabeinflüsse, unregelmäßige Anreicherungszonebegrenzungen und unterschiedliche Abbrandzustände einzelner Stabbündel die reale Leistungsverteilung des Kerns von einer idealisierten rotationssymmetrischen Verteilung beträchtlich abweichen kann, muß eine genaue Rechnung auch einen genügend großen Bereich des Kerns erfassen.

Wegen der Kompliziertheit der Kerngeometrie eignen sich zur detaillierten numerischen Beschreibung eines größeren Kernbereichs nicht die sonst gebräuchlichen einfachen Bezugssysteme mit kartesischen oder zylindrischen Koordinaten. Deshalb wird ein speziell der Geometrie schneller Reaktorkerne angepaßtes Bezugssystem angewandt. Da wegen physikalischer Phänomene, wie Wärmeleitung und Kühlmittelquervermischung, zur Temperaturberechnung eines Punktes die Temperaturen seiner Nachbarpunkte benötigt werden, hat dieses Bezugssystem neben einer übersichtlichen Darstellung der Reaktorgeometrie auch ein leichtes Auffinden von Nachbarpunkten zu ermöglichen.

Das in den Abb. 2 - 5 qualitativ dargestellte Bezugssystem (am Beispiel eines Reaktorkerns mit 19-Stabbündeln) erfüllt beide Bedingungen. Die Struktur der Reaktorkerngeometrie legt die Anwendung mehrerer hierarchisch gestaffelter Bezugssysteme nahe, die auch die Datenstruktur des Programms bestimmen.

Das oberste Bezugssystem (Abb. 3) erlaubt die Lokalisation jedes Stabbündels im Kernverband (oder allgemeiner jeder Kernzelle). Das hierbei benutzte

Koordinatensystem entspricht den Hex-Koordinaten des Systems HEXAGON [2]. Jede Kernzelle wird entweder einer Anreicherungszone des Cores, der radialen Brutzone oder einer Leerstelle (das sind nicht mit Stabbündeln besetzte Positionen) zugeordnet. Weiterhin hat jede Kernzelle eigene Bezugssysteme jeweils für die Rechenmaschen des Kühlkanal- und Kastenwandbereichs (Abb. 4) und für die Brennstäbe (Abb. 5). Die verwendeten Koordinatensysteme sind wiederum die Hex-Koordinaten (für Brennstäbe), oder doch ein ähnlich aufgebautes Koordinatensystem (für Kühlkanal- und Kastenwandbereich).

Innerhalb der Kühlkanalmaschen werden weitere Untermaschen für Kühlmittel, Hüllrohr und Brennstoff unterschieden. Auf die im Kühlkanalbereich sich ergebenden unterschiedlichen Teilkanalmaschen wird im weiteren noch öfters eingegangen. Es sind 3 Teilkanalklassen zu unterscheiden: Innen-, Rand- und Eckkanäle (Abb. 6).

Die unterste Strukturebene bildet das Bezugssystem für die axiale Richtung; das ist eine einfache Durchnummerierung der Rechenmaschen in Richtung der Kühlmittelströmung. Dabei werden jedoch die axialen Teilbereiche Spaltgasplenum, unterer axialer Brutmantel, Spaltstoffzone, oberer axialer Brutmantel und Kopfstück unterschieden (Abb. 2).

## 2.2 Leistungsverteilung

Aus einer vorangegangenen neutronenphysikalischen Diffusionsrechnung werden die Spaltquerschnitte und die Flußverteilung unmittelbar von einem Magnetband oder von einer Magnetplatte übernommen. Die Diffusionsrechnung sollte für genaue Auslegungsrechnungen möglichst dreidimensional durchgeführt worden sein und unterschiedlichen Abbrandzustand der Brennelemente und Stellung der Regelstäbe bereits berücksichtigen. Die hieraus resultierenden Leistungsänderungen und Flußverwerfungen werden dann direkt erfaßt und brauchen in der Heißstellenanalyse nicht durch globale und deshalb ungenaue Faktoren berücksichtigt werden. Liegt nur eine zweidimensionale Diffusionsrechnung für eine Querschnittsebene des Kerns vor, so müssen für die axiale Richtung Leistungsformfunktionen verfügbar sein.

Die auf eine Volumeneinheit des Kerns bezogene lokale Wärmequellldichte errechnet sich nach folgender Beziehung:

$$q = F_N \cdot \beta \cdot \sum_{i=1}^{n_{EG}} \phi_i \Sigma_{fi} \quad (1)$$

Der Normierungsfaktor der Diffusionsrechnung  $F_N$  ergibt sich entweder aus der Vorgabe einer maximal zulässigen nominellen Stableistung (d.h. Brennstofftemperatur) oder der geforderten thermischen Gesamtleistung des Kerns. Dieser Faktor ist gegebenenfalls aufgrund der Heißstellenanalysenergebnisse zu korrigieren.

Zur Neutronenflußberechnung ist gegenüber der Temperaturberechnung eine wesentlich weniger detaillierte Darstellung der Kerngeometrie erforderlich. Die neutronenphysikalischen Programme benutzen deshalb ein einfaches Koordinatensystem mit kartesischen, zylindrischen oder sogenannten dreieckigen Koordinaten.

Bei der Ermittlung der Wärmequellldichten wird bereits auf das im vorigen Abschnitt beschriebene Bezugssystem übergegangen. Für jede Stabbündelposition werden, ausgehend von den vorgegebenen Koordinaten der Diffusionsrechnung, die Neutronenflüsse  $\phi_i$  für die Koordinaten des Zentralstabs und der Eckstäbe berechnet. Dazu werden die Diffusionsrechnungswerte einer Stabbündelquerschnittsebene benutzt, um mittels einer Fehlerausgleichsrechnung über dieser Querschnittsebene eine Polynomfläche 2. Grades aufzuspannen, die eine bequeme Berechnung der Neutronenflußwerte für die gewünschten Stabkoordinaten zuläßt.

Abschließend werden nach folgender Beziehung die Wärmequellldichten in Stableistungen umgerechnet:

$$\chi = \frac{\pi \cdot D_i^2}{4 \cdot \omega} q \quad (2)$$

Diese Werte werden für den Zentralstab und die 6 Eckstäbe für jede Kernzelle (außer Leerpositionen) des betrachteten Kernausschnitts in einer Datei abgelegt, von der aus sie zur Temperaturberechnung wieder in den Kernspeicher eingebracht werden. Zur Ermittlung der Wärmeleistungen in den einzelnen Teilkanälen der Stabbündel wird dasselbe Verfahren der quadratischen Interpola-

tion angewandt, wie vorher zur Umrechnung der Neutronenflüsse. Die Stablei-  
stungsdatei kann vom Benutzer selbst bereitgestellt werden. Weiterhin besteht  
die Möglichkeit, die Stableleistungsdaten über die normale Karteneingabe ein-  
zugeben. Dies ist dann vorteilhaft, wenn bei einfacheren Rechnungen, die  
nur wenige Stabbündel zu erfassen brauchen, z.B. axiale Leistungsformfak-  
toren und maximale Stableistungswerte vorliegen.

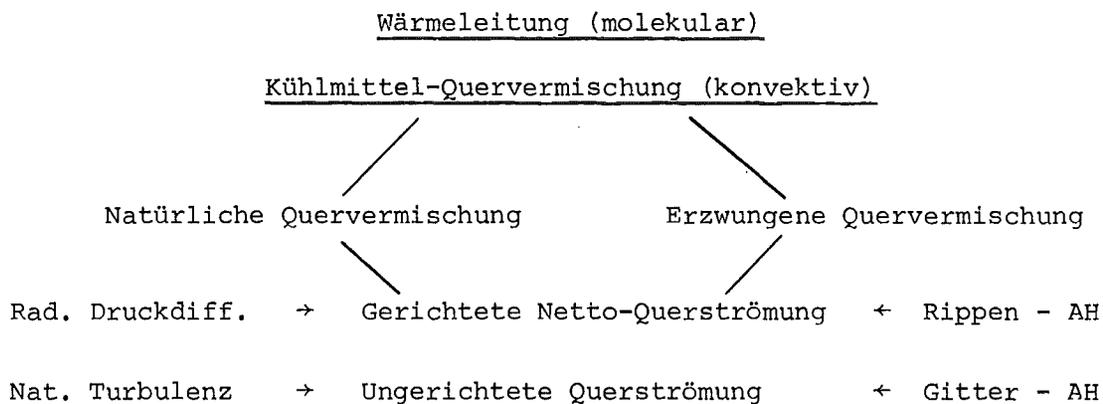
Die über die Stableistungen des Zentralstabs und der Eckstäbe spezifizierte  
Leistungsverteilung wird als Grundverteilung des betreffenden Stabbündels  
angesehen, die durch einen speziellen Eingabeblock leicht modifiziert werden  
kann (z.B. Berücksichtigung von Null-Leistungstäben).

### 2.3 Berechnung der Kühlmitteltemperaturen

#### 2.3.1 Die Bilanzgleichungen des Kühlmittels

Die Kühlmitteltemperaturen und Kühlmitteldurchsätze in den einzelnen Teil-  
kanälen eines Stabbündels werden durch Massen-, Energie- und Impulsbilan-  
zen beschrieben. Da Wärmeleitung in axialer Richtung vernachlässigt werden  
kann, können die sich ergebenden Gleichungssysteme für jede Querschnitts-  
ebene des Stabbündels getrennt gelöst werden. Die Kopplung an die umgebende  
Kastenwand und deren Kopplung mit den Kastenwänden der Nachbarbündel wird  
iterativ berücksichtigt.

In den Bilanzgleichungen für das Kühlmittel kommt den thermischen Aus-  
gleichsvorgängen innerhalb des Stabbündels eine besondere Bedeutung zu. Die  
Ausgleichsvorgänge haben unterschiedliche physikalische Ursachen, wie dem  
nachfolgenden Schema zu entnehmen ist:



Zunächst ist zwischen Wärmeleitung und Kühlmittel-Quervermischung zu unterscheiden. Die Wärmeleitung ist ein molekularer Vorgang, die Quervermischung dagegen ein konvektiver. Die Quervermischung zerfällt weiter in zwei Gruppen, in

- natürliche Quervermischung und
- erzwungene Quervermischung.

Dabei muß bei beiden Gruppen nochmals zwischen gerichteten Netto-Querströmungen und ungerichteten Querströmungen unterschieden werden. Gerichtete Netto-Querströmungen werden durch radiale Druckdifferenzen zwischen thermohydraulisch unterschiedlichen Teilkanälen und z.B. durch wendelförmige Rippen-Abstandshalter verursacht, ungerichtete Querströmungen dagegen durch die natürliche Strömungsturbulenz und durch gitterförmige Abstandshalter.

Im folgenden werden die Bilanzgleichungen für das durch eine Rechenmasche des Teilkanals  $i$  in axialer  $z$ -Richtung strömende Kühlmittel in ausführlicher Form dargestellt und die Bedeutung der einzelnen Terme diskutiert. Anhand dieser Betrachtungen wird eine an die vorliegende Aufgabenstellung angepaßte vereinfachte Form der Bilanzgleichungen aufgestellt.

Massenbilanz:

$$\frac{\Delta \dot{m}_i}{\Delta z} = \sum_{j=1}^n \dot{w}_{ij} \quad (3)$$

Energiebilanz:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta h_i}{\Delta z} = & \frac{q_{Li}}{\dot{m}_i} + \left(\frac{\dot{m}_i}{F_i}\right)^2 \frac{1}{\rho_i^3} \frac{\Delta \rho_i}{\Delta z} \\ & + \sum_{j=1}^m \frac{k_{ij}}{\dot{m}_i} (\theta_j - \theta_i) + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{w}'_{ij}}{\dot{m}_i} (h_j - h_i) + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{w}_{ij}}{\dot{m}_i} (h_j^* - h_i) \end{aligned} \quad (4)$$

Impulsbilanz:

$$\frac{\Delta p_i}{\Delta z} = - \left( \frac{\dot{m}_i}{F_i} \right)^2 \frac{1}{\rho_i} \left( \frac{f_i}{2 \cdot D_{Hi}} + \frac{\zeta_{gri}}{2 \cdot \Delta z} - \frac{1}{\rho_i} \frac{\Delta \rho_i}{\Delta z} \right) \pm g \rho_i$$

$$+ \sum_{j=1}^n \frac{k_{zij}}{F_i} (u_j - u_i) + F_T \sum_{j=1}^n \frac{\dot{w}'_{ij}}{F_i} (u_j - u_i) + F_Q \sum_{j=1}^n \frac{\dot{w}_{ij}}{F_i} (u_j^{*-2} u_i) \quad (5)$$

Die Durchsatzverteilung  $\dot{m}_i$  am Bündeleintritt wird programmintern so gewählt, daß in allen Teilkanälen  $i$  über der gesamten Kanallänge derselbe Druckabfall  $\Delta p_{ges}$  auftritt:

$$\Delta p_{ges \ i} = \text{konst.}_i \quad (6)$$

Weiterhin werden zur Integration der Bilanzgleichungen 2 Zustandsgleichungen des Kühlmittels benötigt:

$$h = F_1(p, \theta) \quad (7)$$

$$\rho = F_2(p, \theta) \quad (8)$$

Diese Zustandsgleichungen sind vom Benutzer für das gewünschte Kühlmittel als Fortranfunktion bereitzustellen. Ebenso werden für die Wärmeleitfähigkeit und die dynamische Viskosität des Kühlmittels Fortranfunktionen erwartet, die von Druck und Temperatur abhängig sein können.

Die Massenbilanz oder die Kontinuitätsgleichung besagt, daß die Änderung des Durchsatzes  $\dot{m}_i$  in axialer Richtung gleich der über allen Austauschflächen des Teilkanals  $i$  aufsummierten Netto-Querströmungen  $\dot{w}'_{ij}$  ist. Die turbulente Austauschgröße  $\dot{w}'_{ij}$  liefert hierzu keinen Beitrag, da per Definition dieser Größe der betrachtete Kanal im zeitlichen Mittel gerade soviel Masse aufnimmt wie er selbst abgibt.

Durch die Energiegleichung wird die Änderung der Enthalpie des Kühlmittels beim Durchströmen der betrachteten Teilkanalmasche beschrieben. Der erste Term der rechten Seite gibt die Enthalpieerhöhung durch die von den Brenn-

stäben zugeführte Wärmeleistung wieder. Der zweite Term beschreibt die Umwandlung von Wärmeenergie in kinetische Energie oder umgekehrt. Die nachfolgenden Terme erfassen den durch Ausgleichsvorgänge verursachten Energietransport von oder zu den benachbarten  $n$  Teilkanalmaschen in der Reihenfolge: Ausgleich durch Wärmeleitung, turbulenten Austausch und Netto-Querströmungen. Für Teilkanalmaschen von Innenkanälen ist  $m = n$ . Bei Rand- und Eckkanälen ist dagegen  $m = n + 1$ , wobei der Wärmeleitungsterm für  $j = m$  die Kopplung des Kühlmittels mit der Kastenwand bewirkt.

Die Impulsbilanz liefert die axiale Änderung des Druckes über der betrachteten Teilkanalmasche. Der erste Term enthält die Anteile für Reibung, Gitterabstandshalter (soweit vorhanden) und Dichteänderung des Kühlmittels. Zusammen mit dem nachfolgenden Term zur Erfassung der geodätischen Höhenänderung wird dadurch der Druckabfall eines Kanals ohne Ausgleichsvorgänge mit Nachbarkanälen beschrieben. Die Hauptströmung wird als senkrecht vorausgesetzt, die Strömungsrichtung ist durch ein entsprechendes Vorzeichen der Erdbeschleunigung  $g$  zu berücksichtigen. Analog zur Energiebilanz erfassen die 3 nachfolgenden Terme den Impulstransport von oder zu den benachbarten Teilkanalmaschen durch molekularen und turbulenten Austausch und durch Nettoquerströmungen (der Einfluß der Kastenwand bei Randkanälen wird bei dieser Gleichung über den Reibungsterm erfaßt). Die Faktoren  $F_T$  und  $F_Q$  sollen andeuten, daß die realen Austauschgrößen für Wärme und Impuls im allgemeinen zahlenmäßig nicht übereinstimmen.

Über die Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung hinaus ist die Energie- und Impulsbilanz noch in der Weise vereinfacht, daß vorausgesetzt wird, daß die Kühlmittelströmung in axialer Richtung wesentlich größer als die radialen Querströmungen ist. Deshalb genügt es, die Gleichungen lediglich für die axiale Richtung aufzustellen und die Einflüsse der Querströmungen als Korrekturterme anzubringen. Jedoch müßte auch unter dieser Voraussetzung zur Erfassung von Netto-Querströmungen aufgrund von radialen Druckdifferenzen eine Impulsbilanz für die radiale Richtung aufgestellt werden. Für die vorliegende Aufgabenstellung kann jedoch, wie nachher begründet wird, auf eine Erfassung dieser Vorgänge verzichtet werden, so daß bereits hier die radiale Impulsbilanz unberücksichtigt bleibt.

Eine weitere und wesentlichere Vereinfachung liegt in der einfachen mathematischen Beschreibung der in Wirklichkeit komplexen Ausgleichsvorgänge als Produkt zwischen einer Austauschgröße und einer mittleren Temperatur-,

Enthalpie- oder Geschwindigkeitsdifferenz (z.B.  $\dot{w}'_{ij}/\dot{m}_i \cdot (h_j - h_i)$ ). Die Notwendigkeit dieses Vorgehens und die sich damit ergebenden Probleme sind in der Einleitung bereits kurz angesprochen worden und werden im nachfolgenden Teilabschnitt etwas ausführlicher behandelt.

In der Energiebilanz überwiegt in der Regel der erste Term alle anderen. Die von den Stäben abgegebene Wärme ist größer als die durch Austauschvorgänge transportierte Wärme. Dies gilt jedoch nicht unbedingt für die asymmetrischen Rand- und Eckkanäle sowie für Stabbündel des Brutmantels. Der zweite Term hat nur bei gasförmigen Kühlmitteln und unter Reaktorbedingungen auch dort nur eine geringe Bedeutung; er wird daher im folgenden vernachlässigt. Bei den Ausgleichstermen fällt auf, daß ihr Gewicht mit steigendem Durchsatz und somit steigender Reynoldszahl rein formal abnimmt. Dies ist in Wirklichkeit bei den Quervermischungstermen nicht der Fall, da sowohl theoretische als auch experimentelle Untersuchungen zeigen, daß die Austauschgrößen mit steigendem Durchsatz ebenfalls anwachsen und zwar derart, daß ihr relativer Wert in etwa konstant bleibt. Anders verhält sich der Term für Wärmeleitung, hier ist tatsächlich ein abnehmender Einfluß bei steigendem Durchsatz vorhanden, da die Wärmedurchgangszahl  $k_{ij}$  nur von der Geometrie der Anordnung und den Wärmeleitmaterialien abhängig ist. Es ist also festzustellen, daß der Anteil des Energietransports zwischen Teilkanälen durch Wärmeleitung mit steigendem Durchsatz bzw. Reynoldszahl gegenüber dem Anteil durch Quervermischung abnimmt. Unter Reaktorbedingungen ist aus diesem Grund der Anteil der Wärmeleitung an den Ausgleichsvorgängen im allgemeinen nur sehr gering. Bei Flüssigmetallkühlung kann er jedoch etwa dieselbe Größenordnung wie die übrigen Ausgleichsvorgänge erreichen.

Die Nettoquerströmung  $\dot{w}_{ij}$  setzt sich, wie vorher gezeigt, aus 2 Anteilen zusammen. Der eine Teil wird durch geometrische Vorrichtungen im Strömungskanal (wie z.B. Wendelrippen am Stabumfang) erzwungen, der andere ergibt sich aus radialen Druckdifferenzen, die sich zwischen thermohydraulisch unterschiedlichen Teilkanälen einstellen. Zur Erfassung des letzteren Effekts ist die Berücksichtigung einer zusätzlichen Impulsbilanz in radialer Richtung nötig. Die Lösung des sich hieraus ergebenden Gleichungssystems ist numerisch sehr aufwendig und führt leicht zu Instabilitäten. Andererseits ist der Einfluß dieser Querströmung auf die nominelle Temperaturverteilung, also bei ungestörter Bündelgeometrie und Einphasenströmung, sehr gering. Vergleichsrechnungen mit den Codes COBRA [3] und SAMBA<sup>1)</sup> [4] haben gezeigt, daß selbst für den Eckkanal eines Bündels auch bei Heliumkühlung nur Ab-

---

1) SAMBA ist eine HAMBO-Version für Na-Kühlung

weichungen von weniger als 3 °C auftreten, wenn dieser Effekt unberücksichtigt bleibt.

Dagegen sind erzwungene Nettoquerströmungen durch Wendelrippen für die Ausgleichsvorgänge zwischen den Teilkanälen von großer Bedeutung. Aus diesen Gründen wird in THESYS nur dieser Anteil der Nettoquerströmungen berücksichtigt und auf eine Erfassung der radialen Druckdifferenzen verzichtet. Dieses Vorgehen ist für die Behandlung einer ungestörten Geometrie auch aus Rechenzeitgründen angebracht. Es wird unstatthaft, sobald größere Geometriestörungen oder Mehrphasenströmungen erfaßt werden sollen.

Für die Impulsbilanz gilt das zur Energiebilanz gesagte analog und noch verstärkt: Unter nominellen Reaktorbedingungen überwiegt im ersten Term der Druckverlustanteil aus Wandreibung und der Stoßverlust der Gitterabstandshalter bei weitem die nachfolgenden Terme. Eine gewisse Rolle spielt bei Gaskühlung der Beschleunigungsanteil und bei Flüssigkeitskühlung die geodätische Höhenänderung. Bei den Ausgleichstermen verschwindet wiederum der Term mit dem molekularen Austausch (hier Zähigkeit, bei der Energiebilanz Wärmeleitung) mit wachsender Reynoldszahl. Aber auch die beiden restlichen Terme haben auf die Impulsbilanz praktisch keinen Einfluß; dies wurde durch die Vergleichsrechnungen mit COBRA und SAMBA ebenfalls bestätigt. Deshalb werden in THESYS die Ausgleichsterme der Impulsbilanz vernachlässigt.

Die sich mit den soeben beschriebenen Annahmen ergebenden Gleichungen sind im folgenden dargestellt:

$$\dot{m}_{Ai} = \dot{m}_{Ei} + \Delta z \sum_{j=1}^n \dot{w}_{ij} = \dot{m}_{Ei} + \Delta z \cdot 0 = \dot{m}_{Ei} \quad (9)$$

$$h_{Ai} = h_{Ei} + \frac{qL \cdot \Delta z}{\dot{m}_i} + \left[ \sum_{j=1}^m \frac{k_{ij}}{\dot{m}_i} \Delta\theta_{ij} + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{w}'_{ij}}{\dot{m}_i} \Delta h_{ij} + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{w}_{ij}}{\dot{m}_i} \Delta h_{ij}^* \right] \Delta z \quad (10)$$

$$p_{Ai} = p_{Ei} - \Delta z \left[ \left( \frac{\dot{m}_i}{F_i} \right)^2 \frac{1}{\rho_i} \left( \frac{f_i}{2D_{Hi}} + \frac{\zeta_{gr}}{2\Delta z} - \frac{1}{\rho_i} \frac{\Delta\rho}{\Delta z} \right) \pm g\rho_i \right] \quad (11)$$

Der Index A bezeichnet den Strömungsausritt der Teilkanalmasche, E dagegen den Strömungseintritt.

Die Nettoquerströmungen enthalten nur noch den Anteil, der von wendelförmigen Abstandshaltern verursacht wird. Da diese Abstandshalter gleichmäßig an jedem Stab angeordnet sind, müssen die Wendeln, zumindest nach Vollendung einer Wendelsteigung, in jeden Teilkanal genausoviel Kühlmittel hinein- wie herausleiten (im Gegensatz zum turbulenten Austausch jedoch nicht unbedingt innerhalb derselben Austauschfläche). Da von einer zwischenzeitlich eventuell stattfindenden Strömungsumverteilung zwischen Teilkanälen kein spürbarer Einfluß auf die axial aufintegrierten Temperaturen zu erwarten ist (gerade weil diese Umverteilung nach einer Wendelsteigung wieder rückgängig gemacht sein muß), wird eine axiale Durchsatzänderung nicht berücksichtigt. Diesen Tatbestand beschreibt die Massenbilanz (9).

Über die Enthalpie- bzw. Temperaturdifferenzen der Ausgleichsterme ist in Gl. (10) die Austrittsenthalpie  $h_{Ai}$  eines Teilkanals i von den axialen Enthalpie- und Temperaturänderungen in den benachbarten Teilkanälen abhängig. Die Teilkanalenthalpien werden somit durch das Gleichungssystem der Energiebilanzen aller Teilkanäle miteinander verknüpft, wobei die Wärmeleiterme über die Enthalpie-Temperatur-Zustandsgleichung (7) eine Nichtlinearität verursachen können. Da diese eventuelle Nichtlinearität bei einphasigem Kühlmittel nicht sehr stark ist und der Einfluß der Wärmeleitung insgesamt in der Regel gering ist, kann man ohne weiteres die Beziehung linearisieren oder die Nichtlinearität iterativ erfassen.

Die numerische Integration der Gleichungen (9) bis (11) erfolgt durch sukzessives Aufstellen und Lösen der Gleichungssysteme für die Teilkanalmaschen der einzelnen Stabbündelquerschnittsebenen, wobei mit der Querschnittsebene am Strömungseintritt begonnen wird. Die Kastenwandtemperaturen der einzelnen Querschnittsebenen sind über Wärmeleiterme der Rand- und Eckkanalmaschen mit dem Kühlmittel verkoppelt. Dabei wird iterativ berücksichtigt, daß die Kastenwandtemperaturen selbst von den Kühlmitteltemperaturen abhängig sind. Nach Durchrechnen des Stabbündels wird das Einhalten der Gl. (6) (konstanter Druckabfall in allen Teilkanälen) überprüft und gegebenenfalls die Rechnung mit einer korrigierten Durchsatzverteilung wiederholt.

Zur numerischen Integration des Gleichungssystems muß ein implizites Verfahren angewandt werden, da bei sinnvollen axialen Schrittweiten explizite Verfahren nicht stabil sind<sup>1)</sup>. Gewählt wird ein implizites iteratives Verfahren, das weitgehend dem Gauß-Seidel-Verfahren entspricht. Dies benötigt gegenüber einem Eliminationsverfahren wesentlich weniger Rechenzeit und Speicherplatz und bietet außerdem die Möglichkeit eine eventuelle Nichtlinearität der Zustandsgleichung (7) parallel (d.h. praktisch ohne zusätzlichen Aufwand) mitzuiteilieren.

Beim Gauß-Seidel-Verfahren ist dann Konvergenz gewährleistet, wenn für alle Zeilen der sich ergebenden Koeffizientenmatrix gilt, daß die Betragssumme aller Nebendiagonalen-Elemente kleiner ist als der Betrag des Hauptdiagonalen-Elements [57].

Bildet man die mittleren Differenzen in den Ausgleichstermen nach folgender Vorschrift:

$$\Delta\beta_{ij} = \frac{\beta_{Ei} + \beta_{Ai}}{2} - \frac{\beta_{Ej} - \beta_{Aj}}{2} \quad (12)$$

und vernachlässigt zunächst den Wärmeleitungsterm, so findet man für die i-te Zeile der Koeffizientenmatrix des sich ergebenden linearen Gleichungssystems (die aus der Energiebilanz der i-ten Teilkanalmasche entsteht) für die Betragssumme der Nebendiagonalen-Elemente:

$$|S_{NDi}| = \frac{\Delta z}{2} \left( \sum_{j=1}^n \frac{\dot{w}'_{ij}}{\dot{m}_i} + \sum_{j=1}^n \frac{|\dot{w}_{ij}|}{\dot{m}_i} c_{ij}^* \right) \quad (13)$$

Für das Hauptdiagonalen-Element gilt:

$$|E_{HDi}| = 1 + |S_{NDi}| \quad (14)$$

Je kleiner die Nebendiagonalen-Elemente sind, d.h. je kleiner die relativen Mischraten und die axiale Schrittweite  $\Delta z$  sind, um so besser wird das Gauß-Seidel-Verfahren konvergieren. Der Betrag des Hauptdiagonalen-Elements ist aber nach Gl. (14) in jedem Fall größer als die Betragssumme der Nebendiagonalen-Elemente, das Gauß-Seidel-Verfahren ist somit stets konvergent. An diesem günstigen Sachverhalt ändern die Wärmeleiterterme, die den Energietransport zwischen Teilkanälen beschreiben, qualitativ nichts, da sie sich analog zu den Quervermischungstermen in Gl. (13) einführen lassen.

Nicht so einfach ist die Situation bei den Wärmeleitertermen, die die Wandkanäle an die Kastenwandsegmente koppeln. Die Kastenwandtemperaturen werden ebenfalls iterativ ermittelt (s. 2.4) und parallel zu den Kühlmitteltemperaturen iteriert. Ein solches Vorgehen spart Rechenzeit, beeinträchtigt jedoch im allgemeinen die Konvergenz beider beteiligter Verfahren.

---

1) explizit: In die Ausgleichsterme werden jeweils die Differenzen aus dem vorhergehenden axialen Integrationsschritt eingesetzt ohne Berücksichtigung deren Abhängigkeit von den Austrittswerten des momentanen Integrationsschrittes, wie es bei impliziten Verfahren der Fall ist.

Das oben angegebene Konvergenzkriterium ist daher nicht mehr unbedingt hinreichend.

Eine Vielzahl von Anwendungsrechnungen hat jedoch gezeigt, daß in fast allen in Praxis vorkommenden Fällen eine gute Konvergenz gegeben ist. Lediglich in Sonderfällen, wie z.B. niedrig belastetes Brutelement mit geringem Kühlmitteldurchsatz (relativ starker Einfluß der Wärmeleitung) und eventuell noch großer Temperaturdifferenz zum Nachbarelement, können Instabilitäten auftreten; und zwar in aller Regel in einem Eckkanal, da die Eckkanäle die kleinsten Teilkanaldurchsätze  $\dot{m}_1$  haben (große relative Austauschgrößen). Für solche Fälle enthält <sup>1</sup> THESYS Konvergenzkontrollen, die selbstständig eingreifen, um eine konvergente Iteration zu erhalten. Hierzu sind zwei Maßnahmen vorgesehen: Auf eine genaue Erfassung der Eckkanäle wird verzichtet und/oder es wird die interne axiale Schrittweite verkleinert.

### 2.3.2 Problematik der Ausgleichsterme

Mit dem gewählten mathematischen Modell der relativ groben Maschenaufteilung auf Teilkanalbasis läßt sich die Physik der radialen Transportvorgänge in Stabbündeln nicht exakt beschreiben. Eine genauere Erfassung dieser Vorgänge müßte die lokalen Verhältnisse an der gedachten Begrenzungslinie benachbarter Teilkanäle erfassen. Dies ist jedoch mit den hier getroffenen Voraussetzungen prinzipiell nicht möglich, da die Feinverteilung von Geschwindigkeit und Enthalpie innerhalb eines Teilkanals unbekannt bleibt.

#### Turbulenter Transport

Diese Zusammenhänge werden im folgenden zunächst am Beispiel des turbulenten Transports näher untersucht. Die turbulente Wärmestromdichte in (radialer)  $y$ -Richtung läßt sich durch folgende Beziehung beschreiben:

$$\frac{dq^t}{dF} = - \epsilon_H \rho \frac{dh}{dy} \quad (15)$$

Auch diese Gleichung stellt keine wirklich fundamentale Beschreibung des turbulenten Transportvorganges dar. Für die thermische Eddy Diffusivity  $\epsilon_H$  gibt es keine allgemein gültige Beziehung, vielmehr muß  $\epsilon_H$  experimentell ermittelt werden. Da  $\epsilon_H$  in wenig bekannter Weise von Strömungs- und Geometrieparametern abhängt, ist eine Übertragung von Meßwerten auf Strömungen mit geänderten Parametern nur bedingt möglich.

Aber selbst wenn  $\epsilon_H$  als bekannt vorausgesetzt wird, ergibt sich noch eine weitere modellbedingte Schwierigkeit. Nach Gl. (15) ist die turbulente Wärmestromdichte dem lokalen Enthalpiegradienten  $dh/dy$  proportional. In unserem Falle also dem Gradienten an der Begrenzungsfläche zweier Teilkanäle. Dieser lokale Gradient ist wegen der groben Maschenaufteilung nur abschätzbar. Schreibt man Gl. (15) für eine Begrenzungsfläche in Differenzenform, so zeigt sich eine Möglichkeit diese Schwierigkeit zu umgehen:

$$\Delta q_{ij}^t = \epsilon_H \cdot \rho \cdot s \cdot \Delta z \frac{h_j - h_i}{\Delta y_{ij}} = \dot{w}'_{ij} \cdot \Delta z (h_j - h_i) \quad (16)$$

Man faßt die Größen  $\epsilon_H$ ,  $\rho$ , die Spaltbreite  $s$  und  $\Delta y_{ij}$  zur sogenannten turbulenten Mischrate

$$\dot{w}'_{ij} = \epsilon_H \cdot \rho \cdot s / \Delta y_{ij} \quad (17)$$

zusammen, die in dem entsprechenden Ausgleichsterm der Energiegleichung (10) eingesetzt ist.  $\Delta y_{ij}$  ist dabei die Distanz, die zusammen mit der Differenz der gemittelten Teilkanalenthalpien  $h_j - h_i$  gerade den lokalen Enthalpiegradienten  $dh/dy$  an der Begrenzungsfläche der beiden Teilkanäle ergibt. Deshalb wird  $\Delta y_{ij}$  auch die effektive Mischungslänge zwischen den beiden Teilkanälen  $i$  und  $j$  genannt. Diese effektive Mischungslänge ist nun ähnlich wie die Eddy Diffusivity in wenig bekannter Weise von Strömungs- und Geometrieparametern und von den thermischen Randbedingungen der Teilkanäle abhängig. Insbesondere hängt  $\Delta y_{ij}$  noch vom Grad des thermischen Einlaufes der Strömung und somit von der axialen Längenkoordinate  $z$  des Stabbündels ab.

Die in Teilkanalmodellen verwendeten Mischraten enthalten demnach zwei unabhängige Parameter, die thermische Eddy Diffusivity  $\epsilon_H$  und die effektive Mischungslänge  $\Delta y_{ij}$ , die beide in wenig bekannter Weise von Strömungs- und Geometrieparametern abhängen. Eine Übertragbarkeit von Mischraten auf geänderte Anordnungen ist also gegenüber der Eddy Diffusivity noch mehr eingeschränkt, solange für  $\Delta y_{ij}$  keine Beziehung zu den relevanten Bündelparametern gefunden ist.

Stabbündel mit Gitterabstandshaltern haben gegenüber glatten Bündeln höhere Mischraten. Im Bereich hauptsächlich hinter den Gittern treten durch Strömungsrückverteilungen verstärkte Turbulenzen auf, die durch einen globalen (d.h. axial und radial konstanten) Multiplikationsfaktor der turbulenten Mischrate erfaßt werden können. Für diesen Faktor sind zur Zeit keine systematischen Untersuchungen bekannt, man ist also auf Experimente mit der betreffenden Abstandshalteranordnung angewiesen. Das Ausmaß der Turbulenzerhöhung wird von der Geometrie des Abstandshalters (hauptsächlich vom Versperrungsquerschnitt) und vom axialen Abstand der Gitter abhängen. Größenordnungsmäßig sind globale Multiplikationsfaktoren von etwa  $1,5 \div 3$  zu erwarten.

Weiterhin besteht die Möglichkeit durch Bereitstellung eines entsprechenden Unterprogramms den Einfluß der Gitter auf die turbulente Mischrate genauer (axial und teilkanalabhängig) zu beschreiben. Normalerweise wird jedoch die Angabe eines globalen Multiplikationsfaktors völlig genügen.

#### Wärmeleitung

Entsprechend Gl. (16) erhält man für die durch Wärmeleitung zwischen den Kanälen i und j transportierte Energie (pro Zeiteinheit):

$$\Delta q_{ij}^w = \lambda \cdot s \cdot \Delta z \frac{\theta_j - \theta_i}{\Delta y_{ij}} \quad (18)$$

Unter der Voraussetzung, daß Temperatur und Enthalpie im Temperaturbereich zweier Nachbarkanäle linear voneinander abhängen, ergibt sich für die Wärmeleitung dieselbe Mischungslänge wie für den turbulenten Transport. Die in Gl. (10) einzusetzende Wärmedurchgangszahl ergibt sich demnach zu

$$k_{ij} = \lambda \cdot s / \Delta y_{ij} \quad (19)$$

Gegenüber Gl. (17) ist die problematische Eddy Diffusivity durch die gut-bekanntere Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  ersetzt, wodurch der Einfluß der Wärmeleitung sicherlich genauer zu erfassen ist. Andererseits ist aber gerade dieser Einfluß im allgemeinen nur gering.

### Nettoquerströmungen

Bei den thermischen Ausgleichsvorgängen durch Nettoquerströmungen wird durch das Modell impliziert, daß ein Kühlmittelballen der von einem Teilkanal in einen benachbarten wandert, spätestens dann seinen Über- bzw. Unterschuß an Enthalpie an den Nachbarkanal abgegeben hat, wenn er diesen wieder verläßt. Diese Annahme ist naheliegend, sie braucht jedoch nicht unbedingt erfüllt sein.

Die innerhalb THESYS berücksichtigten, durch wendelförmige Abstandshalter verursachten Nettoquerströmungen haben die Eigenschaft, axial mehr oder weniger stark zu variieren.

Bei Rippenabstandshaltern, bei denen sich Rippe gegen Rippe abstützt, ist diese Variation nicht sehr groß, da jede Rippe einen eindeutig ihr zuzuordnenden azimutalen Strömungsbereich besitzt (Abb. 7a). Eine mit der Rippensteigung  $H$  variierende Strömungsintensität ist trotzdem zu erwarten, da eine Rippe, die sich gerade im betrachteten Austauschspalt befindet, sicherlich mehr Kühlmittel über die Teilkanalgrenze leitet, als in einer anderen Position.

Im Bündelinneren lenken die Rippen zweier benachbarter Stäbe ihren Querströmungsanteil in entgegengesetzter Richtung durch den von den Stäben gebildeten Austauschspalt. Da sich für einen deutlichen Betragsunterschied dieser beiden Querströmungen keine Gründe anführen lassen, kann der Gesamtvorgang als quasiturbulenter Austausch aufgefaßt werden: Analog zum turbulenten Austausch gibt jeder Teilkanal soviel Masse an den Nachbar ab, wie er selbst von diesem erhält. Der Vorgang läßt sich also durch eine quasiturbulente Mischrate beschreiben (Abb. 7c).

Bei Wendeldrahtabstandshaltern, bei denen sich der Draht unmittelbar auf der Oberfläche des Nachbarstabes abstützt, variiert die Querströmung nicht nur über der Drahtsteigung, sie wechselt im Bündelinneren sogar die Strömungsrichtung. Die Wendeln zweier benachbarter Stäbe durchqueren den Spalt zwischen diesen Stäben in entgegengesetzter Richtung (Abb. 8a). Geht man von einer axialen Position aus, an der gerade eine Wendel den betrachteten Austauschspalt durchquert, so wird die Querströmung in Richtung der Wendelsteigung ein Maximum haben. Im weiteren axialen Verlauf entfernt sich die soeben betrachtete Wendel in dem Maße wie sich die Wendel des anderen Stabes nähert. Nach einer halben

Steigung durchquert die Wendel des Nachbarstabes den betrachteten Spalt in entgegengesetzter Richtung, die Querströmung muß also auch ihre Richtung geändert haben. Nach einer vollen Wendelsteigung ist wieder der Ausgangszustand erreicht (Abb. 8c).

Die Austauschspalte an der Kastenwand werden auch bei dieser Abstandshalteranordnung nur von der Wendel eines Stabes durchquert und unterscheiden sich daher im Prinzip nicht von den entsprechenden Spalten bei Abstützung Rippe gegen Rippe (Abb. 7b und 8b).

Die festgestellten axialen Variationen könnten mit den angewandten Rechenmethoden zwar erfaßt werden, würden jedoch einen großen Programmier- und Rechenaufwand erfordern. Auf eine Erfassung dieser axialen Variationen wird daher verzichtet, indem mit axial konstanten Mittelwerten gerechnet wird. Damit ergeben sich auch bei Abstützung Draht/Staboberfläche für die Austauschflächen im Bündelinneren quasiturbulente Mischraten (Abb. 8c).

Bei den Spalten an der Kastenwand bleibt jedoch der gerichtete Charakter der Querströmung bei beiden Abstandshalteranordnungen im Rechenmodell erhalten, d.h. der sogenannte "Swirl Flow" zwischen Kastenwand und Stab-  
bündel wird durch die Rechnung erfaßt.

---

Aus den vorausgegangenen Überlegungen zur Physik der radialen Ausgleichsvorgänge hat sich ergeben, daß die in die Energiegleichung (10) einzusetzenden Kenngrößen (Wärmedurchgangszahlen und Mischraten) zusammengesetzte Größen sind, die im wesentlichen aus einer mehr strömungsabhängigen Transportgröße und einer mehr geometrieabhängigen Mischungslänge bestehen. Ganz allgemein sind jedoch beide Kenngrößen unabhängige Funktionen aller Strömungs- und Geometrieparameter. Aus den angeführten Überlegungen läßt sich weiterhin ableiten, daß die Mischraten zwar die Dimension eines Massenstroms haben (bezogen auf die axiale Längeneinheit), aber nicht mit den sie verursachenden Massenströmen zahlenmäßig übereinstimmen müssen. Dies kann z.B. bei der Übernahme von Meßdaten aus unbeheizten Quervermischungsexperimenten von Bedeutung sein.

Die aufgezeigten Zusammenhänge können innerhalb der Rechnung nicht erfaßt werden, sondern müssen durch entsprechende Eingabegrößen und Beziehungen vorgegeben werden. Dies ergibt sich zwangsläufig aus der angewandten Methode der Maschenbildung auf Teilkanalbasis, da damit die den radialen

Transport bestimmenden lokalen Strömungsparameter grundsätzlich nicht erfaßt werden können. Aufgrund dieser Tatbestände stellt sich die Frage, ob ein solches Rechenmodell überhaupt sinnvoll auf Stabbündelströmungen angewandt werden kann.

In der Tat wurde die Tauglichkeit der Teilkanalmodelle auch des öfteren stark angezweifelt. Diese Tauglichkeit muß auch sicherlich verneint werden, wenn das Phänomen des radialen Transports im Stabbündel als solches untersucht werden soll. Interessiert man sich jedoch lediglich für die Auswirkung dieses Phänomens auf die Temperaturverteilung des Kühlmittels, so sieht die Lage wesentlich günstiger aus. Eine Reihe von Veröffentlichungen der letzten Zeit haben gezeigt, daß die Teilkanalmodelle durchaus ein geeignetes Mittel zur Berechnung der Temperaturverteilung im Stabbündel sind:

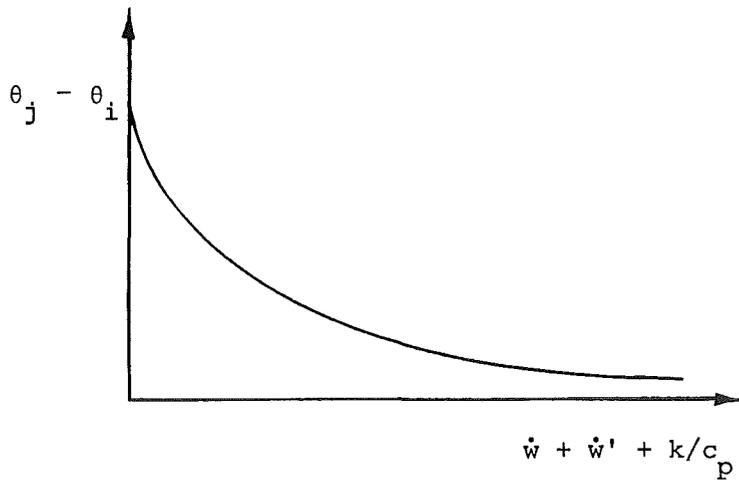
Ingesson und Hedberg [6] entwickelten eine Methode zur Ermittlung der effektiven Mischungslänge aus Geometrieparametern, die Meßwerte aus einer großen Anzahl verschiedenartiger Experimente in vernünftige Übereinstimmung bringt.

Hoffmann et al. [7] beheizten in einem Stabbündel den Zentralstab und verifizierten das gemessene Temperaturprofil mit dem Teilkanalprogramm MISTRAL-II [8] durch Vorgabe einer geeigneten Mischrate. Anschließend wurde unter sonst gleichen Bedingungen zusätzlich ein Randstab des Bündels beheizt und dieser Versuch ebenfalls nachgerechnet, jedoch ohne die aus dem ersten Versuch gewonnene Mischrate zu ändern. Die Übereinstimmung von Experiment und Rechnung ist als sehr gut zu bezeichnen, obwohl die thermischen Randbedingungen für einzelne Teilkanäle extrem unterschiedlich waren.

France und Ginsberg [9] führten systematische theoretische Untersuchungen durch (unter allerdings vereinfachenden Annahmen wie Slug Flow und konstante Eddy Diffusivity), die ebenfalls keinen spürbaren Einfluß der Leistungsverteilung auf die Mischraten aufzeigen. Darüber hinaus wird festgestellt, daß trotz vorhandener und teilweise sogar massiver Abhängigkeit der effektiven Mischungslänge vom thermischen Einlauf ohne nennenswerten Genauigkeitsverlust mit einer axial konstanten Mischungslänge gerechnet werden kann.

Collingham et al. [10] kommen aufgrund von Experimenten an einem Stab-  
bündel mit wendelförmigen Drahtabstandshaltern zu dem Ergebnis, daß die  
Annäherung der alternierenden Nettoquerströmungen im Bündelinneren durch  
eine quasiturbulente Mischrate dann gerechtfertigt ist, wenn sich die  
Strömung über mehr als 2-3 Drahtsteigungen erstreckt und keine massiven  
Störungen wie z.B. Blockaden enthält. Diese Voraussetzungen sind bei der  
nominellen Temperaturberechnung gegeben.

Zur Erklärung dieser teilweise überraschend günstigen Ergebnisse können  
zwei Umstände herangezogen werden:



1. Die obenstehende Prinzipskizze zeigt die qualitative Abhängigkeit der Temperaturdifferenz zweier benachbarter Teilkanäle von den in die Rechnung eingesetzten Austauschgrößen. Die Temperaturdifferenz geht asymptotisch gegen Null, bei kleinen Austauschgrößen ist eine starke Abhängigkeit der Temperaturen zu beobachten, die mit wachsenden Austauschgrößen rasch zurückgeht. Das bedeutet: Ist ein genügend hoher thermischer Ausgleich zwischen den Teilkanälen gegeben, so sind die errechneten Temperaturen vom eingesetzten Betrag der Austauschgrößen nur noch schwach abhängig.
2. Die sehr starke Abhängigkeit der Mischraten von Geometrie bzw. Strömungsparametern, wie sie z.B. Eiffler/Nijsing [11] und France/Ginsberg [9] feststellten, tritt nur in solchen Bereichen auf, in denen die Temperaturdifferenzen und damit auch die transportierten Wärmemengen gegen Null gehen. France/Ginsberg weisen ausdrücklich darauf hin und folgern, daß die errechneten (und realen) Kühlmitteltemperaturen praktisch unabhängig vom Wert der in diesen Bereichen eingesetzten Austauschgrößen sind.

Es bleibt aber festzuhalten: Genaue Ergebnisse sind mit den hier angewandten Methoden dann zu erwarten, wenn die Austauschgrößen für möglichst ähnliche Bedingungen experimentell ermittelt wurden oder aber aus einer Rechnung stammen, die die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung innerhalb der Teilkanäle ermittelt. Eine solche Rechnung müßte mehrere Teilkanäle erfassen und vor allem den Bündelrand mit seinen asymmetrischen Kanälen mit einbeziehen. Diese Einschränkungen sind nach wie vor zu machen, zumal die angeführten günstigen Untersuchungsergebnisse nicht aus einer in sich geschlossenen Theorie stammen, sondern an exemplarischen Beispielen gewonnen wurden.

Rechenprogramme mit denen Teilkanalmischraten ermittelt werden können, sind heute bereits verfügbar, so z.B. die Codes VERA [12] und VELASCO [13]. Auf Stabbündel mit wendelförmigen Abstandshaltern sind derartige Rechnungen jedoch nicht auszuwenden, da hier prinzipiell andere Strömungsverhältnisse herrschen als in glatten Bündeln oder in Bündeln mit Gitterabstandshaltern.

Vor allem interessieren die Austauschgrößen für den Randbereich des Bündels an der Kastenwand. Der Vergleich von berechneten Temperaturverteilungen mit und ohne Ausgleichsvorgänge zeigt, daß eigentlich nur im Randbereich des Bündels größere Unterschiede auftreten. Und zwar sind davon sowohl die maximale Kühlmitteltemperatur des Bündels als auch die Kastenwandtemperatur betroffen.

Abschließend sei noch festgestellt, daß es bei der thermischen Kernausslegung nicht um die Alternative oder die Konkurrenz Teilkanalmodell gegen lokales Modell<sup>1)</sup> geht, sondern beide Modelle ergänzen sich und sind zur thermischen Kernausslegung nötig: Die lokalen Modelle schaffen die Eingabegrößen und Beziehungen, auf die die Teilkanalmodelle angewiesen sind; diese ermitteln damit die zur Kernausslegung benötigte globale Temperaturverteilung des Kerns, welche die lokalen Modelle zwar prinzipiell auch (wenn man von der zur Zeit noch völlig offenen Behandlung von wendelförmigen Abstandshaltern absieht), aber weder mit vertretbarem noch überhaupt möglichem Aufwand erstellen können.

---

1) Unter dem Begriff "lokales Modell" seien hier theoretische und experimentelle Untersuchungen gemeint, die sich mit der lokalen Verteilung von Geschwindigkeit und Temperatur innerhalb der Teilkanäle befassen.

## 2.4 Berechnung der Kastenwandtemperaturen

Zur Berechnung der Kastenwandtemperaturen wird die bei Wärmeleitproblemen übliche Differenzenmethode angewandt: Die reale Geometrie wird durch ein Netzwerk ersetzt, das dadurch entsteht, daß die Mittelpunkte der einzelnen Rechenmaschen durch sogenannte "Wärmeleitstraßen" verbunden werden (Abb. 9). Jeder Wärmeleitstraße wird die Wärmedurchgangszahl zugeordnet, die sich für das von der Wärmeleitstraße repräsentierte Volumenelement ergibt. Damit kann für jeden Maschenmittelpunkt eine Energiebilanz aufgestellt werden:

Wandmasche:

$$Q_{\gamma} + \Delta z \sum_{j=1}^4 k_{ij} (T_j - T_i) = 0 \quad (20)$$

Spaltmasche:

$$c_p \dot{m}_i (T_{Ei} - T_i) + \Delta z \sum_{j=1}^m k_{ij} (T_j - T_i) = 0 \quad (21)$$

Randmasche:  $m = 4$

Eckmasche:  $m = 6$

Die Größe  $k_{ij}$  ist die auf die axiale Längeneinheit bezogene Wärmedurchgangszahl der Wärmeleitstraße zwischen den Maschenmittelpunkten  $i$  und  $j$ . Die Wärmedurchgangszahlen  $k_{ij}$  setzen sich im wesentlichen aus Wärmeleitahlen und Geometriegrößen zusammen und sind damit einfach zu bestimmen. Bei Kopplung von Kastenwandmaschen mit dem anliegenden Kühlkanal (und bei Kühlmittelströmung im Spalt auch bei Kopplung mit diesem) enthalten die Wärmedurchgangszahlen auch Wärmeübergangszahlen :

$$k_{KW, KM} = \frac{F_k / \Delta z}{s_{KW} / 2 \lambda_{KW} + 1 / \alpha_{KM}} \quad (22)$$

Der Index KW steht für Kastenwand und KM für Kühlmittel.  $F_k$  ist die (bei der Eckmasche gemittelte) Übertragungsfläche.

Bei der Kopplung Kastenwand/Kühlkanal ist die zugehörige Wärmeübergangszahl  $\alpha_{KM}$  nicht leicht zu bestimmen. Die Situation gleicht in etwa einer Plattenströmung, bei der die eine Seite (Brennstäbe) stark beheizt, die andere dagegen nur schwach beheizt oder gekühlt wird, je nachdem ob Wärme durch die Kastenwand in das Bündel hinein- oder hinausfließt.

Abb. 10 zeigt die qualitativen Zusammenhänge. Die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  ist definiert als das Verhältnis Wärmefluß zur Differenz Wandaußentemperatur minus mittlere Kühlmitteltemperatur. Üblich sind Wärmeübergangsbeziehungen für symmetrische Beheizung; dieser Fall ist gestrichelt eingezeichnet. Aus der Abbildung ist der qualitative Zusammenhang zwischen einer solchen "symmetrischen"  $\alpha$ -Zahl ( $\alpha'_{KW/KM}$ ) und der realen  $\alpha$ -Zahl ersichtlich: Bei Wärmefluß in das Bündel hinein (Abb. 10a) wird die reale Wärmeübergangszahl größer als  $\alpha'_{KW/KM}$ , bei Wärmefluß aus dem Bündel hinaus (Abb. 10b) dagegen kleiner.

Die quantitativen Abhängigkeiten können mit den hier angewandten Methoden nicht erfaßt werden. Jedoch ist der Einfluß der eingesetzten  $\alpha$ -Werte auf den Wärmefluß (und somit auch auf die Temperaturen) in der Kastenwand nicht sehr stark, da der Wärmefluß durch die gesamte Wärmedurchgangszahl zwischen den Kühlkanälen benachbarter Stabbündel bestimmt ist. Bei dieser Gesamtwärmedurchgangszahl überwiegen die Anteile der Kastenwände und des Spaltes, so daß selbst größere Unsicherheiten im Wärmeübergang zum Kühlkanal nur sehr abgeschwächt in die Rechnung eingehen<sup>1)</sup>.

Deshalb wird vereinfachend für den Wärmeübergang Kastenwand/Kühlkanal die Wärmeübergangszahl eines Innenkanals als Referenzwert angenommen. Durch Eingabegrößen kann dieser Wert entsprechend der Richtung des Wärmeflusses korrigiert werden.

$$\alpha_{KW, KM-TK} = F(\vec{q}) \cdot \alpha_{TKi} \quad (23)$$

---

1) Dies gilt für Flüssigmetallkühlung. Bei Gaskühlung ist zwar der Anteil des Wärmeübergangs größer, jedoch kommt hier wegen der insgesamt verkleinerten Wärmedurchgangszahl dem Energietransport zwischen den Kastenwänden nur geringe Bedeutung zu.

Bei eventuell vorhandener Leckageströmung im Spalt zwischen den Kastenwänden wird eindimensionale Strömungsform vorausgesetzt. Der Einfluß der hier einzusetzenden Wärmeübergangszahl ist aus den vorhin angeführten Gründen ebenfalls nicht stark. Daher wird wiederum vereinfachend die Wärmeübergangszahl der laminaren, voll ausgebildeten und symmetrisch beheizten Plattenströmung eingesetzt [14]:

$$\alpha_{KW, KM-Sp} = 4,12 \cdot \lambda_{KM} / s_{Sp} \quad (24)$$

Allerdings kann bei Kühlmitteldurchsätzen im Spalt von etwa 1 % des Stab-  
bündeldurchsatzes die Spaltströmung auch turbulent werden und die reale  $\alpha$ -Zahl somit höher liegen.

Da wie beim Kühlmittel axiale Wärmeleitung vernachlässigt wird, können für jede Stabbündelquerschnittsebene die Gleichungen getrennt aufgestellt und nach den Temperaturen aufgelöst werden. Aufzustellen sind die Gleichungen für die Rechenmaschen der betrachteten Kastenwand und des Spaltes. Es ergibt sich ein inhomogenes lineares Gleichungssystem mit  $n$  unbekannt-  
ten Temperaturen und  $n$  Gleichungen, wenn  $n$  die Anzahl der Rechenmaschen ist. Die Temperaturen der Nachbarkästen und die Kühlmitteltemperaturen der Rand- und Eckkanäle bilden die Randbedingungen des Gleichungssystems.

Ein für die numerische Auflösung günstiges Gleichungssystem ergibt sich, wenn bei geeigneter Maschennumerierung die Kastenwand an einer Stelle "aufgeschnitten" wird, d.h. an dieser Stelle die periphere Wärmeleitung zunächst unberücksichtigt bleibt. Die resultierende Koeffizientenmatrix ist eine symmetrische Bandmatrix mit nur 2 besetzten Nebendiagonalen, deren Bearbeitung durch ein Eliminationsverfahren, gegenüber der sich sonst ergebenden Matrix, wesentlich weniger Speicherplatz und Rechenzeit benötigt.

Die unberücksichtigt gebliebene Wärmeleitung über die Schnittstelle hinweg läßt sich leicht iterativ erfassen. Diese Iteration wird parallel zu der Iteration der Kühlmitteltemperaturen (s. S.14) durchgeführt und kostet deshalb praktisch keine zusätzliche Rechenzeit (parallel heißt, daß in einer Stufe der Gesamtiteration beide Gleichungssysteme gleichberechtigt einmal durchgerechnet werden, bei einer sequentiellen Iteration würde dagegen für jede Iterationsstufe des dominierenden Systems - hier Kühlmitteltemperaturen - das zweite System völlig ausiteriert werden). Die Iteration der Kastenwandtemperaturen konvergiert sehr rasch, wenn an der Schnittstelle nicht einfach die Temperaturdifferenzen der vorgehenden Iterationsstufe eingesetzt werden, sondern die Mittelwerte der vorletzten und letzten Stufe. Bei einfachem Übernehmen der zuletzt ermittelten Differenzen würde das Verfahren alternierend und nur langsam konvergieren.

Der thermische Einfluß der (im allgemeinen) sechs Nachbarkastenwände wird ebenfalls iterativ erfaßt. Eine Stufe dieser Iteration umfaßt die Durchrechnung des gesamten Kernausschnitts (Kerniteration). Bei der Berechnung der einzelnen Kernzellen gehen jeweils die Nachbartemperaturen der vorgehenden Iterationsstufe als unabhängige Randbedingungen ein. Diese Temperaturen werden vor Berechnung der Kernzelle aus einer externen Datei entnommen, die während der vorgehenden Kerniterationsstufe angelegt wurde. Beim erstmaligen Durchrechnen des Kernausschnitts ist diese Datei nicht vorhanden; hierfür wird angenommen, daß die Nachbarkästen gerade dieselben Temperaturen haben wie der eigene Kasten (dies entspricht der Annahme eines wärmedichten Spaltes). Ab der zweiten Kerniterationsstufe gehen dann die vorher berechneten Temperaturen der Nachbarkastenwände in die Rechnung ein.

Da jede Kerniterationsstufe das Durchrechnen des gesamten Kernausschnitts umfaßt, ist die Durchführung dieser Iteration sehr zeitaufwendig, so daß sich die Frage nach den Auswirkungen des dadurch erfaßten Energietransports auf die interessierenden Ergebnisse stellt. Dabei ist festzustellen, daß die Auswirkung auf die Kühlmitteltemperaturen des Stabbündels nur gering ist. Dies liegt einfach daran, daß die von den Brennstäben abgegebene Wärme bedeutend größer ist als die durch die Kastenwand fließende Wärme. Die Kastenwandtemperaturen selbst werden jedoch, insbesondere bei Flüssigmetallkühlung, merklich beeinflußt. Vor allem ist ein in der Regel stark reduzierender Einfluß auf den (für die Kernverspannung und den thermischen Reaktivitätskoeffizienten maßgebenden) Temperaturgradienten über den gesamten Kasten vorhanden (Abb. 15).

Bei Auslegungsrechnungen, die lediglich zur Heißstellenanalyse des Kerns durchgeführt werden, kann demnach im allgemeinen auf die Kerniteration verzichtet werden. Sollen jedoch auch die Temperaturfelder der Kastenwände ein Ergebnis der Auslegungsrechnung sein, so muß die Kerniteration durchgeführt werden. Um die benötigte Anzahl von Iterationsschritten möglichst klein zu halten, wurde das Iterationsverfahren speziell an das vorliegende Problem angepaßt.

Beim zweiten Schritt der Kerniteration (erstmalige Erfassung der Nachbarkastenwände) wird jeweils angenommen, daß die Temperatur des Nachbarkastens durch den jetzt erfaßten Energietransport zwischen den Elementen sich gerade um den Betrag erhöht (bzw. erniedrigt), um den die Temperatur des betrachteten Kastens durch denselben Vorgang sich erniedrigt (bzw. erhöht).

Diese Annahme ist für den Fall zutreffend, daß bezüglich der Spaltmittellinie hydraulische und geometrische Symmetrie herrscht. Da stets dieselbe Netto-Wärmemenge in das eine Element hinein- wie aus dem anderen herausfließt, werden sich in dem ersteren Element die Temperaturen erhöhen und im zweiten erniedrigen und zwar jeweils um denselben Betrag. Geometrie und Kühlmitteldurchsätze unterscheiden sich zwischen benachbarten Elementen (mit Ausnahme des Grenzbereichs Spaltstoffzone/radialer Brutmantel) nicht oder nicht sehr stark, so daß die angenommene Symmetriebedingung weitgehend erfüllt ist. Deshalb sind bereits nach dem zweiten Iterationsschritt gute Ergebnisse zu erwarten. Lediglich an der Grenze Spaltstoffzone/Brutmantel können noch größere Abweichungen von der richtigen Lösung (ca. 3 °C) vorhanden sein.

Werden noch weitere Iterationsschritte durchgeführt, so wird beim Einsetzen der Nachbartemperaturen berücksichtigt, um welchen Betrag die jetzt zu berechnende Kastenwandtemperatur von der bei der Berechnung des Nachbarlements (im vorgehenden Iterationsschritt) eingesetzten Temperatur abweicht. Diese Abweichung wird benutzt, um die Nachbartemperaturen zu korrigieren: War bei der vorgehenden Iterationsstufe die Temperatur des jetzt betrachteten Kastens z.B. zu hoch angenommen, so wurde dadurch die Nachbartemperatur ebenfalls zu hoch berechnet, sie muß jetzt also erniedrigt werden. Legt man dieser Korrektur näherungsweise wiederum Symmetrie zugrunde, so ergibt sich für den Betrag der Korrektur die Hälfte der festgestellten Abweichung.

Diese Korrekturen gehen bei fortschreitender Konvergenz gegen Null; das Verfahren konvergiert also gegen die richtige Lösung, jedoch gegenüber dem einfachen Einsetzen der zuletzt berechneten Temperaturen mit wesentlich höherer Geschwindigkeit.

Die durch  $\gamma$ -Strahlung in der Kastenwand induzierte Wärmeleistung  $Q_\gamma$  wird durch Gl. (20) in der Kastenwandmitte freigesetzt. In Wirklichkeit entsteht die  $\gamma$ -Wärme in etwa gleichmäßig über dem Kastenwandquerschnitt. Von dieser Unstimmigkeit werden jedoch nur die Werte der errechneten Kastenwandtemperaturen berührt, das gesamte System der Gln. (20 und 21) bleibt nach wie vor in sich konsistent, wenn die als Randbedingungen eingehenden Nachbarkastenwandtemperaturen auf dieselbe Weise berechnet sind.

Unter der Annahme homogener Wärmefreisetzung lassen sich die über das System der Gln. (20 und 21) errechneten Kastenwandtemperaturen nachträglich leicht auf mittlere reale Temperaturen umrechnen. Man erhält, unter Vernachlässigung peripherer Effekte, unabhängig von den Randbedingungen der Kastenwand folgende Beziehung:

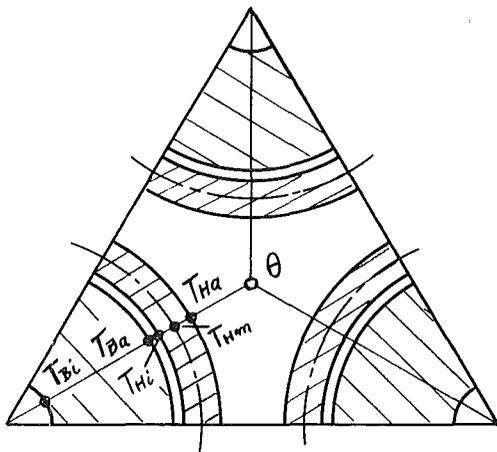
$$\bar{T}_{KW} = T_{KW} - \frac{q \cdot s_{KW}^2}{6 \cdot \lambda_{KW}} \quad (25)$$

Wird diese Umrechnung durchgeführt (mittels Steuergröße in der Eingabe), so sollte jedoch die damit erstellte Datei der Kastenwandtemperaturen nicht für weitere Kerniterationen verwendet werden, da die umgerechneten

Kastenwandtemperaturen nicht mehr als Randbedingung mit den Gln. (20 und 21) konsistent sind.

Die  $\gamma$ -Leistungsverteilung wird über Referenzwerte für die einzelnen Kernanreicherungs-zonen vorgegeben. Innerhalb der einzelnen Anreicherungs-zonen wird die  $\gamma$ -Leistung als proportional zur Stableistung angenommen.

## 2.5 Berechnung der Brennstabtemperaturen



Jedem Teilkanal sind 1 bis 3 Brennstabsegmente zugeordnet. Nebenstehende Skizze zeigt die Anordnung für einen Innenkanal. Ausgehend von der mittleren Teilkanaltemperatur  $\theta$  werden nacheinander für das Hüllrohr die Außen-, Mitten- und Innentemperatur ( $T_{Ha}$ ,  $T_{Hm}$  und  $T_{Hi}$ ) und für den Brennstoff die Außen- und Innentemperatur ( $T_{Ba}$  und  $T_{Bi}$ ) ermittelt. Für die dabei einzusetzende Stableistung kann entweder die des maximal belasteten Segments (konservative Annahme

für nachfolgende Heißstellenanalyse) oder die mittlere Stableistung der Teilkanal-segmente gewählt werden.

Die Hüllrohräußentemperatur  $T_{Ha}$  wird über eine Wärmeübergangszahl  $\alpha$  mit der mittleren Kühlmitteltemperatur  $\theta$  verknüpft:

$$T_{Ha} = \theta + \chi / (\alpha \cdot D \cdot \pi) \quad (26)$$

Die Wärmeübergangszahl  $\alpha$  ist durch die dimensionslose Nusseltzahl  $Nu$  gegeben

$$\alpha = Nu \cdot \lambda / D_H, \quad (27)$$

wobei  $Nu$  eine Funktion von Strömungs- und Geometrieparametern, von Stoffgrößen, Temperaturen und vom Teilkanal-typ sein kann.

$$Nu = F (Re, Pr, S/D, \theta/T_{Ha}, \text{Teilkanal}) \quad (28)$$

Diese Beziehung kann als abgeschlossene Fortran-Routine in THESYS eingebracht werden und ist somit leicht an spezielle Problemstellungen anzupassen. Für den Normalfall ist eine Standardroutine eingebaut, deren wichtigste Parameter über die Karteneingabe veränderbar sind.

Die Hüllrohrmitten- und Innentemperatur ergeben sich nach dem Wärmeleitgesetz in zylindrischen Körpern zu:

$$T_{Hm} = T_{Ha} + \chi \cdot \ln \left( \frac{D}{D - s_H} \right) / (2 \cdot \pi \cdot \lambda_H) \quad (29)$$

$$T_{Hi} = T_{Ha} + \chi \cdot \ln \left( \frac{D}{D - 2s_H} \right) / (2 \cdot \pi \cdot \lambda_H) \quad (30)$$

Zur Berechnung des Temperaturabfalls im Spalt zwischen Hüllrohr und Brennstoff wird normalerweise die Wärmedurchgangszahl  $k_{sp}$  als Eingangsgröße erwartet.

$$T_{Ba} = T_{Hi} + \chi / (k_{sp} \cdot D_B \cdot \pi) \quad (31)$$

Darüber hinaus besteht jedoch auch die Möglichkeit, den Temperaturabfall im Spalt durch ein benutzereigenes Brennstabmodell berechnen zu lassen, das weiter unten im Zusammenhang mit Gl. (33) diskutiert wird.

Die Zentraltemperatur des Brennstoffs ist auf einfache Weise nur überschlagsmäßig zu bestimmen. Die einfachste Möglichkeit ist die Verwendung einer mittleren (durch die Eingabe vorzugebende) Wärmeleitfähigkeit  $\bar{\lambda}_B$  bei Betrachtung des Brennstoffpellets als Vollzylinder:

$$T_{Bi} = T_{Ba} + \chi / (4 \cdot \pi \cdot \bar{\lambda}_B) \quad (32)$$

Gegebenenfalls kann ein repräsentativer Zentralkanalradius durch den Zahlenwert von  $\bar{\lambda}_B$  berücksichtigt werden. Jedoch liefert diese einfache Betrachtungsweise in jedem Fall nur eine grobe Annäherung an die realen Brennstofftemperaturen.

In Wirklichkeit ist die Brennstoffzentraltemperatur eine komplizierte Funktion von vielen Parametern. Die wichtigsten davon sind: Die Stableistung  $\chi$ , die Brennstoffaußentemperatur  $T_{Ba}$ , die Schmierdichte  $\rho_s$ ,

die Ausgangsporosität  $P$ , der Zentralkanalradius  $r_z$  und der Abbrandzustand  $A$  des Brennstoffs.

$$T_{Bi} = F(\chi, T_{Ba}, \rho_s, P, r_z, A) \quad (33)$$

Durch mehr oder weniger stark detaillierte Brennstabmodelle wird versucht, diese Funktion der quantitativen Berechnung zugänglich zu machen. Für die hier verfolgte Aufgabenstellung können aus Rechenzeitgründen natürlich nur relativ einfache Modelle zur Anwendung gebracht werden. Ein solches Modell kann wiederum der Benutzer selbst als abgeschlossene Fortran-Routine bereitstellen und auf diese Weise leicht Ergebnisse für seine spezielle Problemstellung von sehr detaillierten Brennstabmodellen (wie z.B. SATURN [15]) in die Berechnung einfließen lassen. Auch kann in dieser Routine unter Umgehung der Gl. (31) die Brennstoffaußentemperatur auf beliebige Weise berechnet werden.

Als Standard-Routine ist derzeit für oxidischen Brennstoff ein 3-Zonen-Modell nach Karsten et al. [16] innerhalb THESYS verfügbar. In diesem Modell werden 2 Porositätszonen und die Ausbildung des Zentralkanals erfaßt.

Die Anwendung der Gl. (32) ist dann gerechtfertigt, wenn bei der nachfolgenden Heißstellenanalyse für den Brennstoff anstelle der Temperatur die Leistung analysiert wird. Das heißt, als Versagenskriterium (z.B. das Auftreten für geschmolzenen Brennstoff) wird nicht eine Temperatur sondern ein Stableistungswert vorgegeben, der aus einer detaillierten Modelluntersuchung übernommen wird. Dieses Vorgehen ist gerechtfertigt, da die maximale Brennstofftemperatur (bei gegebenen Brennstoffeigenschaften) fast ausschließlich von der maximalen Stableistung abhängt<sup>1)</sup>. Als Vorteil ergibt sich, daß auf eine aufwendige und dabei doch nicht wirklich genaue Temperaturberechnung des Brennstoffinneren verzichtet werden kann.

---

1) Im Gegensatz dazu hängt die maximale Hüllrohrtemperatur fast ausschließlich von der maximalen Kühlmitteltemperatur ab.

### 3. Rechenergebnisse

Im folgenden werden einige Ergebnisse einer Rechnung für den SNR 300-Mark I-Kern [17] dargestellt. Zur Ermittlung der Mischraten, der Reibbeiwerte und der Gitterstoßverluste werden die von P. Voj et al. [18] veröffentlichten Meßergebnisse zugrundegelegt.

Die Rechnung erfaßt einen  $90^\circ$ -Kernausschnitt, der in Abb. 11 dargestellt ist. Der betrachtete Ausschnitt enthält 44 Brenn- und 38 Brutelemente, sowie 4 Regel- bzw. Abschaltpositionen. Die Spaltstoffzone ist in 2 Anreicherungszone unterteilt, um den radialen Leistungsformfaktor zu verbessern.

Zur Berechnung der Leistungsverteilung standen die dreidimensionale Neutronenflußverteilung und die makroskopischen Spaltquerschnitte aus einer vorangegangenen neutronenphysikalischen Diffusionsrechnung zur Verfügung. Bei der Diffusionsrechnung wurde angenommen, daß die Regelstäbe halb eingefahren sind, außerdem wurde der unterschiedliche Abbrandzustand der Brennelemente eines eingeschwungenen Kerns berücksichtigt. Der Einfluß der halbeingefahrenen Regelstäbe auf die Leistungsverteilung geht aus den in Abb. 11 eingezeichneten Stableistungshöhenlinien hervor. Man erkennt deutlich die durch die Regelelemente hervorgerufenen Einbuchtungen in das Leistungsprofil. Die eingezeichneten Leistungslinien gelten für die Kernmittelebene, wenn alle Elemente frisch eingesetzt wären. Diesen Linien überlagert sich noch der nicht eingezeichnete Einfluß des unterschiedlichen Abbrandzustandes der einzelnen Elemente. Die tatsächlich in die Rechnung eingehenden Höhenlinien weisen also an jeder Begrenzungslinie zweier Brennelemente eine Sprungstelle auf und sind daher graphisch schlecht darzustellen.

Auf Abb. 12 ist zu erkennen, daß auch die axiale Leistungsverteilung je nach Kernposition mehr oder weniger stark durch den Einfluß der Regelstäbe deformiert wird. Schon bei dem gering beeinflussten Zentralelement ist eine deutliche Asymmetrie des Leistungsverlaufs zu bemerken. Das Maximum der Stableistung wird in den absorberfreien Teil des Kerns verschoben. Noch wesentlich stärker ausgeprägt sind diese Vorgänge beim höchstbelasteten Brennelement der Kernposition 5,5, das sich unmittelbar neben einem Regelelement befindet.

Als maximale Teilkanalauftemperatur wurden  $220^{\circ}\text{C}$  zugelassen. Die mittlere Aufheizspanne der Spaltstoffzone ergibt sich damit zu  $187^{\circ}\text{C}$ , das sind nur noch ca. 85 % der maximalen. Diese Reduzierung beruht auf verschiedenen Ursachen:

- radiale Schieflast in den Brennelementen,
- Überkühlung der Teilkanäle am Brennelementrand und
- unterschiedlicher Abbrandzustand der einzelnen Brennelemente.

Die aufgezeigten Unregelmäßigkeiten in der Leistungsverteilung sowie der eben angeführte Verlust an effektiver Aufheizspanne sind nur dann sicher zu erfassen, wenn, wie hier geschehen, ein ausreichend großer Kernausschnitt detailliert genug (Teilkanalbasis) betrachtet wird und eine direkte Übernahme von Neutronenflußverteilung und Spaltquerschnitten aus Diffusionsprogrammen möglich ist.

Die in den Brennelementen herrschende Temperaturverteilung wird in Abb. 13 am Beispiel des höchstbelasteten Elements gezeigt. Hier ist die Kühlmittel-Temperaturverteilung am Coreaustritt entlang der Linie A-B-C aufgetragen, dabei ist A-B in die Zeichenebene geklappt. Über die Strecke B-C beträgt der Leistungsgradient in diesem Fall 10,5 %, wobei der Gradient als Verhältnis "max. Abweichung zu Mittelwert" definiert ist.

Die dick durchgezogene Linie 3 beschreibt den Temperaturverlauf bei Berücksichtigung von Wärmeleitung und nom. Quervermischung, d.h. der Mischrate, die sich nach [18] ergibt. Zum Vergleich dazu dick gestrichelt die Kurve 1 mit dem Temperaturverlauf ohne thermische Ausgleichsvorgänge. Hier sind deutlich die grundsätzlichen Kühlungsverhältnisse innerhalb eines SNR-Brennelements abzulesen. Gegenüber den Zentralkanälen im Bündelinneren sind die Randkanäle stark gekühlt. Dagegen würde der Eckkanal eine sehr hohe Übertemperatur aufweisen. Im Bündelinneren folgt der Temperaturverlauf genau dem Leistungsgradienten.

Durch Quervermischung und Wärmeleitung werden die Temperaturunterschiede stark reduziert. Insbesondere liegt die Temperatur des Eckkanals nur noch unwesentlich über der in den ihn umgebenden Randkanälen und damit deutlich unter dem Temperaturmaximum im Bündelinneren.

Die Temperatur in den Randkanälen wird von den benachbarten Zentralkanälen angehoben, deren Temperatur dagegen abgesenkt wird. Dadurch verschiebt sich das Temperaturmaximum in das Bündelinnere zu einem niedrigeren Wert. Der Einfluß der thermischen Ausgleichsvorgänge reicht jedoch nur wenige Teilkanalreihen in das Bündelinnere hinein, ein großer Bereich im Inneren bleibt praktisch unbeeinflusst.

Insbesondere ist keine nennenswerte Auswirkung auf den Temperaturgradienten über dem Gesamtquerschnitt des Bündels festzustellen, da die Kühlmitteltemperatur durch die Ausgleichsvorgänge an beiden Bündelgrenzen um fast denselben Betrag angehoben wird. Einen etwas stärkeren, wenn auch immer noch geringen Einfluß, bringt der in diesem Diagramm nicht enthaltene Beitrag der Wärmeleitung zu den Nachbarelementen. Hierdurch wird die Kühlmitteltemperatur am "heißen" Rand um  $1,5^{\circ}\text{C}$  gesenkt, am "kalten" dagegen um  $0,2^{\circ}\text{C}$  angehoben. Diese geringen Beträge sind zunächst erstaunlich, wenn man bedenkt, daß das Temperaturniveau der Nachbarelemente über  $20^{\circ}\text{C}$  von dem des betrachteten Elements abweicht. Die Erklärung ist, daß die durch die Kastenwände transportierte Energie gegenüber der von den Brennstäben abgegebenen unwesentlich ist. Ein stärkerer Einfluß der Wärmeleitung zu den Nachbarelementen auf die Kühlmitteltemperaturen des Randbereichs stellt sich jedoch ein, wenn

1. der Unterschied im Temperaturniveau größer ist, das ist bei stärkeren radialen Leistungsgradienten der Fall, und wenn
2. die Stabileistung der Brennstäbe kleiner ist.

Beide Bedingungen werden mit wachsendem radialem Abstand vom Kernzentrum zunehmend erfüllt und treffen insbesondere auf die Elemente des radialen Brutmantels zu. Auch sei schon vorausgeschickt, daß die Wärmeleitung zu den Nachbarelementen auf die Kastenwandtemperaturen einen ungleich größeren Einfluß hat.

Aus den beiden dünn gestrichelten Linien 2 und 4 ist der Einfluß von Unsicherheiten bei der Ermittlung der Transportgrößen ablesbar. Vor allem für die asymmetrischen Teilkanäle des Bündelrandbereichs sind gesicherte Daten kaum verfügbar. Man sieht jedoch, daß ein Fehler in der Mischrate von  $\pm 50\%$  sich nicht allzu stark auf die Temperaturverteilung auswirkt.

Die Abweichungen in der Maximal- und der Eckkanaltemperatur sind kaum erkennbar. Für den Eckkanal ist dies ein überraschendes Ergebnis. Da sich seine Temperatur durch die Ausgleichsvorgänge am stärksten geändert hat, würde man zunächst auch hier die stärkste Abhängigkeit bei Änderungen der Quervermischung erwarten.

Wieso dies nicht so sein muß, geht aus Abb. 14 hervor. Hier sind die Maximaltemperatur im Bündel und die Eckkanal- und Randkanaltemperaturen in Abhängigkeit der Mischrate aufgetragen.

Beim Fehlen von thermischen Ausgleichsvorgängen zeigt sich wieder für den Randkanal die starke Überkühlung und für den Eckkanal die hohe Übertemperatur. Durch Wärmeleitung und wachsende Kühlmittelquervermischung steigt die Randkanaltemperatur unter dem Einfluß der benachbarten Innenkanäle ständig an. Die Temperatur des Eckkanals, der von 2 Randkanälen umgeben ist, nähert sich sehr rasch der Temperatur in diesen Kanälen. Die Temperatur der Randkanäle selbst wird dagegen nur wenig von dem Eckkanal beeinflusst, da die Randkanäle wesentlich größer als dieser sind und zudem noch mit weiteren Randkanälen durch die thermischen Ausgleichsvorgänge verkoppelt sind. Ab einem gewissen Betrag der Mischrate folgt also die Temperatur des Eckkanals der Temperatur in den Randkanälen und steigt somit wieder an. Man erhält daher für den Eckkanal ein relativ flaches Temperaturminimum. Der vorhin untersuchte Schwankungsbereich der Mischrate deckt zufälligerweise gerade dieses Minimum ab, die sich ergebenden Temperaturabweichungen sind daher verschwindend gering.

Ganz allgemein zeigt Abb. 14, daß bei nur geringen Ausgleichsvorgängen, also keine Wärmeleitung und kleine Mischraten, eine starke Abhängigkeit der Temperaturen vorhanden ist, die jedoch mit wachsender Mischrate schnell abnimmt. Bei den zu erwartenden Mischraten haben die Kurven einen schon stark abgeflachten Verlauf. Auch ist zu erkennen, daß jetzt selbst bei Na-Kühlung die Wärmeleitung die Temperaturen nur geringfügig beeinflusst (Unterschied zwischen gestrichelten und durchgezogenen Linien).

Vor allem zeigt die Kurve der Maximaltemperatur insgesamt nur eine schwache Abhängigkeit von Ausgleichsvorgängen. Diese Abhängigkeit wird aber bei Brennelementen am Rand der Spaltstoffzone durch die stärkeren Leistungsgradienten größer.

Jedoch stellt sich die Frage, ob zur thermischen Auslegung auf zulässige Maximaltemperaturen die Berücksichtigung von Ausgleichsvorgängen überhaupt nötig ist. In der Tat ergibt eine Auslegung ohne Ausgleichsvorgänge nicht sehr unterschiedliche Auslegungsdaten (wenn Eckkanäle nicht erfaßt werden). Den Gesamtdurchsatz des Kerns errechnet man 2,5 % zu hoch, die Reaktoraufheizspanne damit 2,5 % zu niedrig, das sind ca. 5 °C. Allerdings ist es nicht so, daß dieser Reaktorkern 5 °C unter dem zulässigen Grenzwert betrieben wird; vielmehr wird diese Grenztemperatur von den Brennelementen im Kerninneren nach wie vor erreicht, lediglich die am Rand der Spaltstoffzone werden kälter gefahren (nur bei radialen Leistungsgradienten werden ohne Ausgleichsvorgänge zu hohe Temperaturen ermittelt). Man verschenkt also 5 °C in der Aufheizspanne, ohne entsprechend an therm. Zuverlässigkeit zu gewinnen.

Die Ergebnisse zur Kühlmitteltemperaturverteilung könnten den Eindruck erwecken, daß im Randbereich eines Brüterelements keine Übertemperaturen auftreten. Es sei daher darauf hingewiesen, daß dies zunächst nur für diesen speziellen Fall gilt. Besonders die Eckkanaltemperatur reagiert empfindlich auf Änderungen der Bündelrandgeometrie, der beheizten Kanal-länge und auch der axialen Leistungsverteilung.

Bei gasgekühlten Elementen kommt hinzu, daß der Wärmeübergang Hüllrohr/Kühlmittel eine starke Abhängigkeit von der Reynoldszahl aufweist, die im Eckkanal stets wesentlich kleiner als in anderen Teilkanälen ist. Dies führt zusammen mit den großen Temperaturdifferenzen zwischen Kühlmittel und Hüllrohr leicht zu Übertemperaturen in der Hülle, eventuell auch dann, wenn die Kühlmitteltemperatur selbst niedrig liegt.

Zu den Ergebnissen einer THESYS-Rechnung gehören die Temperaturfelder der Kastenwände von Brenn- und Brutelementen. Diese Felder sind die Grundlage für die Auslegung des Kernverspannungskonzeptes und für die Berechnung von Biegereaktivitätskoeffizienten. Von großem Einfluß auf solche Rechnungen sind die über der Schlüsselweite des Kastens auftretenden Temperaturdifferenzen.

Diese Temperaturdifferenzen werden stark vom Energietransport zwischen benachbarten Brenn- bzw. Brutelementen beeinflusst. In Abb. 15 ist der teilweise schematisierte Temperaturverlauf in den Kastenwänden eines Kernradiusvektors am Coreaustritt aufgetragen. Das Diagramm gibt die Temperaturdifferenz zwischen gegenüberliegenden Kastenwandseiten innerhalb

der Elemente und zwischen benachbarten Elementen quantitativ richtig wieder. Zwischen diesen Punkten wird der Temperaturverlauf vereinfacht als Gerade dargestellt. Die durchgezogene Linie berücksichtigt Ausgleichsvorgänge durch Wärmeleitung in der Kastenwand und im Spalt zwischen den Elementen. Man sieht sofort, daß dadurch, mit einer Ausnahme an der Grenze zwischen Core und Brutmantel, die Temperaturdifferenzen stark reduziert werden, da die "heiße" Seite der Kästen gekühlt, die "kalte" dagegen beheizt wird. Die Differenzen werden etwa auf 40 % ihres ursprünglichen Wertes abgesenkt. Dies bedeutet natürlich eine beträchtliche Verbesserung der Verbiegungs- und Verspannungssituation im Kern.

Rein optisch ist die Verbesserung in der äußersten Reihe des radialen Brutmantels am größten. Der Temperaturgradient scheint aufgrund der vereinfachten Zeichnung fast vollständig zu verschwinden. In Wirklichkeit richtet sich die Temperatur der Wände zwischen den betrachteten Seiten nach den Temperaturen der dortigen Nachbarkastenwände. Haben diese Nachbarkastenwände z.B. denselben Temperaturverlauf wie die Zwischenwände selbst, so ändern sich deren Temperaturen nicht, d.h. der ursprüngliche, gestrichelt gezeichnete Verlauf bleibt zwischen den betrachteten Seiten erhalten. Erst in unmittelbarer Nähe der dem Kernzentrum zugewandten Seite sinkt die Temperatur auf das hier herrschende Niveau herab.

Daraus wird deutlich, daß die verringerte Temperaturdifferenz über den entgegengesetzten Seiten eines Kastens, die die Verbiegung der Elemente reduziert, eventuell mit erheblich vergrößerten Temperaturgradienten innerhalb einer Kastenwandseite und somit mit vergrößerten inneren Spannungen erkauft wird.

In den Brutelementen werden je Stab 6 integrale Wendelrippen als Abstandshalter verwendet. Diese Rippen stützen sich gegenseitig ab und besitzen daher auf jedem Stab den gleichen Drehsinn. Am Bündelrand entstehen dadurch gerichtete Nettoquerströmungen, die eine Art sekundäre Ringströmung zwischen Stabbündel und Kastenwand bilden (swirl flow). Auf diesen Effekt wurde schon mehrfach hingewiesen (z.B. [19]) und dabei die Vermutung geäußert, daß dadurch die Temperaturdifferenz zwischen gegenüberliegenden Kastenwandseiten wirksam abgebaut wird.

Der Einfluß dieser Rippenquerströmungen auf die Temperaturverteilungen an der Kastenwand eines SNR-Brutelements wird in Abb. 16 aufgezeigt. Dargestellt ist für die Querschnittsebene am Spaltstoffzonenaustritt die dimensionslose Kühlmitteltemperaturverteilung an der in die Zeichenebene abgewinkelten Kastenwand eines Brutelements mit einem Leistungsgradienten von 73 %. Um übersichtliche Verhältnisse zu bekommen, wurde die Wand selbst als wärmedicht behandelt.

Die dick durchgezogene Kurve zeigt den Temperaturverlauf bei nomineller Mischrate, die nach der Methode von Moyer  $\sqrt{20}$  (s.a. Anhang) zu 5 %/cm ermittelt wurde. Zum Vergleich ist dick gestrichelt der Temperaturverlauf eingezeichnet, der sich bei gleich hoher, jedoch ungerichteter Quervermischung ergibt. Diese Kurve ist der Leistungsverteilung entlang der Kastenwand direkt proportional. Die Temperatur muß also entsprechend dem Leistungsgradienten an der Seite 1 am höchsten sein und bis zur Seite 4 auf ein Minimum absinken, um dann wieder auf den alten Wert anzusteigen. Dies ergibt einen cosinusähnlichen Verlauf der Temperaturkurve, deren Amplitude ein Maß für die Temperaturdifferenz über dem Bündel ist.

Die gerichtete Querströmung der Rippen bewirkt nun eine Phasenverschiebung dieser Kurve in Querströmungsrichtung. Zwar ist diese Phasenverschiebung deutlich zu erkennen (dick ausgezogene Kurve gegenüber der dick gestrichelten), jedoch reicht dies nicht zu einer spürbaren Verringerung der Amplitude aus. Dies gilt auch noch, wenn die Rechnung mit einer verdoppelten Mischrate durchgeführt wird. Erst bei einer 5- oder 10-fachen Mischrate ist auch eine deutliche Reduzierung der Amplitude zu erkennen. Die Verringerung beträgt 12 bzw. 27 %, ist aber verglichen mit dem Einfluß der Wärmeleitung zu den Nachbarelementen (60 % und mehr) immer noch eher bescheiden. Darüber hinaus sind solch hohe Mischraten in einem SNR-Brutelement mit Sicherheit nicht erreichbar, erst bei Verwendung von stärkeren Drahtwendeln mit geringerer Wendelsteigung sind Mischraten solcher Größenordnung denkbar.

Abb. 17 zeigt die axiale Entwicklung der Temperaturdifferenz zwischen gegenüberliegenden Kastenwandseiten am Beispiel dreier Kernpositionen. Bezüglich dieser Temperaturdifferenz ist das von der Leistung her höchstbelastete Brennelement auf Position 5,5 eher gering belastet. Die größten Differenzen treten an der Grenze zwischen Spaltstoffzone und radialem Brutmantel auf. Bemerkenswert an diesen Kurven ist, daß im oberen axialen Brutmantel keine Reduzierung der Differenzen durch Ausgleichsvorgänge

festzustellen ist. Im Gegenteil, die Kurven für den Randbereich Spaltstoffzone/radialer Brutmantel steigen noch weiter kräftig an. Diesen Effekt verursacht die Wärmeleitung zwischen den Elementen, da hier, im Gegensatz zu den anderen Kernbereichen, die Wärmeleitung den vorhandenen Gradienten weiter verstärkt (s.a. Abb. 15).

Aus den Ergebnissen dieser Anwendungsrechnung sind folgende allgemeine Schlüsse zu ziehen:

- Unregelmäßigkeiten in der Leistungsverteilung des Reaktorkerns durch unregelmäßige Zonenbegrenzungen, Regelstabpositionen und unterschiedlichen Abbrandzustand der einzelnen Elemente sowie zusätzliche Unregelmäßigkeiten in der Temperaturverteilung durch unterschiedliche Teilkanaltypen innerhalb der Elemente sind nur dann zuverlässig zu erfassen, wenn ein genügend großer Kernausschnitt durch eine Rechnung erfaßt wird, die noch einzelne Teilkanäle abzubilden vermag.
- Die innerhalb der Stabbündelelemente stattfindenden Ausgleichsvorgänge (Kühlmittelquervermischung und Wärmeleitung) beeinflussen praktisch nur die Temperaturverteilung am Bündelrand. Ein großer Bereich im Bündelinneren bleibt davon fast unberührt, ebenso der Temperaturgradient über dem gesamten Bündelquerschnitt (abgesehen von Abstandshalteranordnungen, die extrem hohe Mischraten verursachen).
- Trotzdem müssen diese "inneren Ausgleichsvorgänge" berücksichtigt werden, um eine optimale und zuverlässige thermohydraulische Kernauslegung zu gewährleisten.
- Die zwischen den Stabbündelelementen stattfindenden Ausgleichsvorgänge durch Wärmeleitung beeinflussen praktisch nur die Temperaturverteilung der Kastenwände. Die Temperaturverteilung des Stabbündels selbst bleibt davon fast unberührt (abgesehen von Elementen mit extrem hohen Temperaturunterschieden zum Nachbarelement und relativ kleiner Stableistung).
- Diese "äußeren Ausgleichsvorgänge" beeinflussen insbesondere stark die zwischen gegenüberliegenden Wänden eines Kastens auftretenden Temperaturdifferenzen. Diese Differenzen bestimmen das Verbiegungsverhalten des Kerns, deshalb müssen auch die "äußeren Ausgleichsvorgänge" in der Rechnung berücksichtigt werden.

- Die verhältnismäßig großen Unsicherheiten bei der Bestimmung von Mischraten und Wärmedurchgangszahlen als Kenngrößen für thermische Ausgleichsvorgänge in Teilkanalmodellen gehen nur in abgeschwächter Form in die Temperaturverteilung ein und können deshalb im allgemeinen toleriert werden.

#### 4. Schlußbemerkungen

Die Anwendungsrechnung für den Reaktorkern des SNR hat gezeigt, daß zur optimalen und zuverlässigen Kernausslegung die Kenntnis der dreidimensionalen Temperaturverteilung in einem genügend großen repräsentativen Kernausschnitt erforderlich ist. Zur Berechnung der Temperaturverteilung müssen numerische Methoden, die die Darstellung einzelner Teilkanäle erlauben, angewandt werden. Dabei sind die thermischen Ausgleichsvorgänge zu berücksichtigen, die in den Stabbündeln zwischen benachbarten Teilkanälen und im Kernverband zwischen benachbarten Stabbündeln auftreten. Für diese Aufgabenstellung ist das beschriebene Rechenprogramm THESYS entwickelt worden.

Die verhältnismäßig detaillierte Darstellung des Reaktorkerns auf Teilkanalbasis ist jedoch nicht detailliert genug, um die Physik der thermischen Ausgleichsvorgänge adäquat beschreiben zu können. Man ist daher auf die Vorgabe von zusammengesetzten physikalischen Kenngrößen (z.B. Mischraten) angewiesen, die strenggenommen nur für einen bestimmten Teilkanaltyp, bei bestimmten thermohydraulischen Randbedingungen und bei einer bestimmten Stabbündelanordnung gültig sind. Insbesondere die asymmetrischen Teilkanäle des Bündelrandbereichs, deren Temperaturen von den Ausgleichsvorgängen am stärksten beeinflußt werden, sollten bei der Ermittlung der Kenngrößen gesondert berücksichtigt werden. Es konnte zwar gezeigt werden, daß die in solchen Kenngrößen vorhandenen Ungenauigkeiten keinen allzu großen Einfluß auf die Temperaturverteilung haben, jedoch scheint für einen breiten Anwendungsbereich von Teilkanalmodellen ein besseres Verständnis der Ausgleichsvorgänge, insbesondere im Bündelrandbereich, erforderlich zu sein.

Durch einen konsequenten modularen Programmaufbau trägt THESYS dem Umstand Rechnung, daß die Berechnungsmethoden von physikalischen Kenngrößen für das Teilkanalmodell dem jeweiligen Anwendungsfall anpaßbar sein müssen. Die Berechnung der einzelnen Kenngrößen erfolgt in kleinen abgeschlossenen Unterprogrammen, die leicht zu modifizieren oder auch völlig auszutauschen sind.

Die Rechenzeit für die im 3. Kapitel angeführte Anwendungsrechnung für den SNR beträgt ca. 60 Minuten auf einer IBM 370/168 bei 350 K Kernspeicherbedarf.

THESYS wurde mittlerweile mit dem Programm zur statistischen Heißstellenanalyse THEDRA [1] zu einem Programmsystem THECA [22] zusammengefaßt, mit dem die vollständige thermohydraulische Kernausslegung durchgeführt werden kann. In [22] ist eine ausführliche Benutzeranleitung für THESYS mit enthalten.

A n h a n g  
=====

Derzeitige Standard-Routinen für Kenngrößen der Kühlmittelströmung

1. Mischraten

Zur Berechnung der turbulenten Mischrate stehen 2 Fortran-Routinen als Standardausrüstung von THESYS zur Verfügung:

1.1 Beziehung nach Rowe, Angle [21]

$$\dot{w}'_{ij} = 0,0062 \cdot (\dot{m}/F)_{ij} \cdot D_{Hij} \cdot Re^{-0,1} \quad (A1)$$

Diese Beziehung impliziert, daß die effektive Mischungslänge  $\Delta y_{ij}$  gleich der Breite  $s$  des Austauschspaltes zwischen den Teilkanälen  $i$  und  $j$  ist

$$\Delta y_{ij} = s \quad (A2)$$

Gl. (A1) verifiziert Meßergebnisse für ein SNR-ähnliches Stabbündel [18] mit guter Genauigkeit. Daraus ist jedoch nicht notwendigerweise zu schließen, daß die sehr einfache Beziehung (A2) ebenfalls gültig ist, da nur der globale Wert Mischrate und nicht die Bestandteile der Mischrate, Diffusivität und Mischungslänge, gemessen wurden.

2.2 Methode von Ingesson, Hedberg [6]

Diese Methode basiert auf der Beziehung für die Eddy Diffusivity nach Nikuradse für Rohrströmungen:

$$\epsilon^R_\rho = 0,05 \cdot \sqrt{f/8} \cdot (\dot{m}/F)_{ij} \cdot D_{Hij} \quad (A3)$$

Für die Eddy Diffusivity in einer längsdurchströmten Stabanordnung wird folgender Wert angegeben:

$$\epsilon = 1,14 \epsilon^R \quad (A4)$$

Für die effektive Mischungslänge wird ein halbempirischer Ansatz mit Flächenverhältnissen gemacht:

$$\Delta y_{ij} = (\Delta A/A')^{1/2} \cdot (A/A_R)^2 \cdot \Delta y_{ij}^s \quad (A5)$$

$\Delta A$  ist die in Teilkanalmodellen implizit verwendete Austauschfläche,  $A'$  dagegen die reale Fläche.  $A/A_R$  ist das Verhältnis der Kühlmittelflächen beider Teilkanäle zur Gesamtfläche einschließlich der Brennstäbe (weitere Angaben s. [6]).

Die turbulente Mischrate errechnet sich damit zu

$$\dot{w}'_{ij} = 0,057 \cdot \sqrt{f/8} \cdot (\dot{m}/F)_{ij} \cdot D_{Hij} \cdot s/\Delta y_{ij} \quad (A6)$$

Diese Methode kann eine Reihe von unterschiedlichen Mischraten-Meßergebnissen mit befriedigender Genauigkeit wiedergeben. Speziell für ein SNR-Brennelement liefert sie jedoch Werte, die verglichen mit [18] um mehr als einen Faktor 2 zu hoch liegen. Für die effektive Mischungslänge ergeben sich, verglichen mit Rowe/Angle, noch größere Unterschiede.

Zur Ermittlung von Mischraten durch Nettoquerströmungen in Stabbündeln mit wendelförmigen Rippenabstandshaltern ist eine halbempirische Methode vorprogrammiert:

### 1.3 Methode von Moyer [20]

Die Methode geht von der idealisierten Annahme aus, daß im Bereich der Rippen die Strömung diesen vollständig folgt. Diese "ideale" Mischrate errechnet sich zu:

$$\dot{w}'_{ij} = \dot{m}_i \frac{6 \cdot F_R}{F_i \cdot P_R} \quad (A7)$$

$F_R$  ist die von den Rippen eines Stabes abgedeckte Fläche eines Innenkanals  $i$  und  $P_R$  die Rippensteigung.

In einem zweiten Schritt wird versucht, diese Mischrate an die Realität anzupassen. Die reale Mischrate wird stets kleiner als die ideale sein, da ein Teil der Rippenströmung über die Rippen hinüberschlüpft. Dieser

Schlupf wird umso größer, je größer folgende Kennzahl ist:

$$CV = \frac{Re \cdot \sigma}{P_R/D \cdot h_R} \quad (A8)$$

$\sigma$  ist der periphere Abstand der Rippen am Stabumfang und  $h_R$  die Rippenhöhe.

Das Verhältnis  $\dot{w}_{ij}^i/\dot{w}_{ij}$  muß also als eine Funktion dieser Kennzahl darstellbar sein. Moyer gibt in [20] für eine Reihe von Abstandshalteranordnungen die aus Experimenten gewonnenen Zusammenhänge in grafischer Form an. Für rippenförmige Abstandshalter (Abstützung Rippe/Rippe) wurde für die THESYS-Routine folgende Funktion durch die hierfür angegebenen Kurven gelegt:

$$R = 1,3 \log^{10} (CV) - 3,2$$
$$\dot{w}_{ij}^i/\dot{w}_{ij} = \begin{cases} R & \text{für } R \geq 1,5 \\ 1,5 & \text{für } R < 1,5 \end{cases} \quad (A9)$$

## 2. Reibbeiwert

Hier ist als Standard-Routine bis jetzt folgende einfache Beziehung vorgesehen:

$$f = a/Re^b \quad (A10)$$

Die Größen  $a$  und  $b$  sind Eingabegrößen.

Verwendete Formelzeichen

<u>Symbol</u>	<u>Dimension</u>	<u>Bedeutung</u>
$c_{ij}^{**}$	-	$c_{ij}^{**} = 1$ für Nettoquerströmung aus Kanal j in den Kanal i, sonst $c_{ij}^{**} = 0$
$c_p$	Ws/(gr · °C)	spezifische Wärme
D	cm	Stabdurchmesser
$D_H$	cm	hydraulischer Durchmesser ( $D_H = 4 F/U$ )
F	cm <sup>2</sup>	Fläche
$F_N$	-	Normierungsfaktor
$F_Q$	-	Korrekturfaktor für Impulstransport durch Nettoquerströmungen
$F_T$	-	Korrekturfaktor für turbulenten Impulstransport
f	-	Reibbeiwert (bezogen auf $D_H$ )
g	cm/s <sup>2</sup>	Erdbeschleunigung
h	Ws/gr	spezifische Enthalpie
$h_j^{**}$	Ws/gr	$h_j^{**} = h_j$ für Nettoquerströmung aus Kanal j $h_j^{**} = h_i$ für Nettoquerströmung in Kanal j
k	W/(cm · °C)	Wärmedurchgangszahl bezogen auf axiale Längeneinheit
$k_{sp}$	W/(cm <sup>2</sup> · °C)	Wärmedurchgangszahl für Spalt Hülle/Brennstoff
$k_z$	gr/(s · cm)	Kenngröße für molekularen Impulstransport ( $k_z = \eta \Delta u / \Delta y_{ij}$ )
$\dot{m}$	gr/s	Kühlmitteldurchsatz
Nu	-	Nusseltzahl ( $Nu = \alpha \cdot D_H / \lambda$ )
n	-	Anzahl der Nachbarkanäle
$n_{EG}$	-	Anzahl der Energiegruppen der Flußverteilung
Pr	-	Prandtl-Zahl ( $Pr = \eta \cdot c_p / \lambda$ )
p	kp/cm <sup>2</sup>	Druck

<u>Symbol</u>	<u>Dimension</u>	<u>Bedeutung</u>
$Q_\gamma$	W	Wärmeleistung durch $\gamma$ -Absorption
$q$	W/cm <sup>3</sup>	Wärmequellendichte
$q_L$	W/cm	Wärmeleistung bezogen auf die axiale Längeneinheit
$q^t$	W	durch Turbulenz transportierte Wärme
$q^w$	W	durch Wärmeleitung transportierte Wärme
Re	-	Reynoldszahl ( $Re = u \cdot D_H / \nu$ )
S	cm	Stabmittenabstand
s	cm	Breite (des Austauschspaltes zwischen benachbarten Teilkanälen)
T	°C	Temperatur
U	cm	Benetzter Umfang
u	cm/s	Geschwindigkeit
$u_j^*$	cm/s	$u_j^* = u_j$ für Nettoquerströmung aus Kanal j $u_j^* = u_i$ für Nettoquerströmung in Kanal j
$\dot{w}$	gr/(s·cm)	Nettoquerströmung, bezogen auf axiale Längeneinheit
$\dot{w}'$	gr/(s·cm)	turbulente Austauschströmung, bezogen auf axiale Längeneinheit
y	cm	radiale Koordinate
$\Delta y$	cm	effektive Mischungslänge
$\Delta y^s$	cm	Schwerpunktsabstand
z	cm	axiale Koordinate
$\alpha$	W/(cm <sup>2</sup> ·°C)	Wärmeübergangszahl
$\beta$	Ws/Spaltung	Energie pro Kernspaltung
$\Delta$	-	Differenz
$\epsilon_H$	cm <sup>2</sup> /s	Eddy Diffusivity für Wärme
$\zeta_{Gr}$	-	Stoßverlustbeiwert für 1 Gitterabstandshalter

<u>Symbol</u>	<u>Dimension</u>	<u>Bedeutung</u>
$\eta$	gr/(s·cm)	dynamische Zähigkeit
$\theta, \vartheta$	°C	Kühlmitteltemperatur
$\lambda$	W/(cm·°C)	Wärmeleitfähigkeit
$\nu$	cm <sup>2</sup> /s	kinematische Zähigkeit
$\rho$	gr/cm <sup>3</sup>	spezifische Dichte
$\Sigma_{fi}$	cm <sup>-1</sup>	makroskopischer Spaltquerschnitt
$\sum$	-	Summenzeichen
$\phi$	cm <sup>-2</sup>	Neutronenfluß
$\chi$	W/cm	Stableistung
$\omega$	-	Brennstoffanteil einer Kernzelle

### Indizes

A	Maschenaustritt
a	außen
B	Brennstoff
E	Mascheneintritt
H	Hüllrohr
i	Maschennummer oder "innen"
j	Maschennummer
ij	ordnet eine Größe den Maschen i und j zu
KM	Kühlmittel
KW	Kastenwand
m	Mitte
Sp	Spaltmasche
TK	Teilkanal
-	Mittelwert

Literaturverzeichnis

- [1] A. Amendola:  
THEDRA - A Code for Thermal Design Reliability Analysis  
of a Reactor Core.  
KFK 1507, Dezember 1971
- [2] E.G. Schlechtendahl:  
HEXAGON - Eine Systematik zur Behandlung von Problemen in  
Sechseckanordnungen.  
KFK 1432, Juli 1971
- [3] D.S. Rowe:  
COBRA-II - A Digital Computer Program for Thermal Hydraulic  
Subchannel Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements.  
BNWL-1229, February 1970
- [4] R.W. Bowring:  
HAMBO - A Computer Programme for the Subchannel Analysis  
of the Hydraulic and Burnout Characteristics of Rod Clusters.  
Part I: General Description, AEEW-R 524, April 1967;  
Part II: The Equations, AEEW-R 582, January 1968
- [5] R. Zurmühl:  
Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker.  
Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1965, S. 159 ff.
- [6] L. Ingesson, S. Hedberg:  
Heat Transfer between Subchannels in a rod bundle.  
4 th Intern. Heat Transfer Conference 1970, Paris-Versailles,  
Vol. III, FC 7.11
- [7] H. Hoffmann et al.:  
Thermal Performance and Hydraulic Activities with Respect  
to the Fast Breeder Development.  
Conference on Fast Reactor Power Stations, London, 11.-14.3.74

- [ 8 ] W. Baumann:  
MISTRAL-II - Thermohydraulischer Mischströmungsalgorithmus  
für Stabbündel.  
KFK 1605, Juni 1972
- [ 9 ] D.M. France, T. Ginsberg:  
Evaluation of Lumped Parameter Heat Transfer Techniques  
for Nuclear Reactor Applications.  
Nuclear Science and Engineering: 51, 1973, pp. 41-51
- [ 10 ] R.E. Collingham et al.:  
Coolant Mixing in a Fuel Pin Assembly Utilizing Helical  
Wire Wrap Spacers.  
Nuclear Engineering and Design 24, 1973, pp. 393-409
- [ 11 ] W. Eifler, R. Nijsing:  
Turbulenter Reibungsbeiwert und Mischungsbeiwert für den  
Impulsaustausch zwischen Unterkanälen - typische Beispiele  
für nicht universelle Gesetzmäßigkeiten.  
Deutsches Atomforum, Reaktortagung Hamburg 11. - 14.4.1972,  
Compactband S. 7 ff.
- [ 12 ] R. Meyder:  
Bestimmung des turbulenten Geschwindigkeits- und Temperatur-  
feldes in Stabbündeln mit Hilfe von krummlinig orthogonalen  
Koordinaten.  
KFK-Bericht in Vorbereitung
- [ 13 ] W. Eifler, R. Nijsing:  
VELASCO - Velocity Field in Asymmetric Rod Configurations  
EUR 4950e, 1973
- [ 14 ] Gröber, Erk, Grigull:  
Wärmeübertragung  
Springer-Verlag Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1963, S. 184

- [ 15 ] H. Kämpf et al.:  
Das Rechenprogramm SATURN 1a für Brennstäbe.  
KFK 1575, September 1972
- [ 16 ] G. Karsten et al.: Theoretical and Computer Analysis on  
the Behaviour of Fast Reactor Fuel Pins and Related Parts  
of the Core under Operational Conditions.  
KFK 878, November 1968
- [ 17 ] SNR 300 MWe Prototypkernkraftwerk mit Schnellem Natriumge-  
kühltem Reaktor, Sicherheitsbericht.  
INTAT-84, Dezember 1969 (unveröffentlicht)
- [ 18 ] P. Voj et al.:  
A Thermal-Hydraulic Analysis for Fuel Elements with Liquid-  
Metal Cooling.  
Progress in Heat and Mass Transfer, Vol. 7, 1973, pp. 179-193
- [ 19 ] N.E. Todreas:  
Thermal and Hydrodynamic Considerations in the Design of  
Liquid Metal Cooled Wire-Wrapped Rod Bundles.  
Conference on Heat and Mass Transfer in Liquid Metals  
Trogir, 1971
- [ 20 ] C.B. Moyer:  
Coolant Mixing in Multirod Fuel Bundles.  
Risø Report No. 125, July 1964
- [ 21 ] D.S. Rowe, C.W. Angle:  
Crossflow Mixing Between Parallel Flow Channels During Boiling.  
Part II: Measurement of Flow Enthalpy in Two Parallel Channels.  
BNWL-371 PT2, December 1967
- [ 22 ] K. Doetschmann, A. Amendola:  
THECA - Ein Programmsystem zur dreidimensionalen thermo-  
hydraulischen Auslegung schneller Reaktorkerne - Benutzer-  
anleitung.  
KFK 1998 (in Vorbereitung)

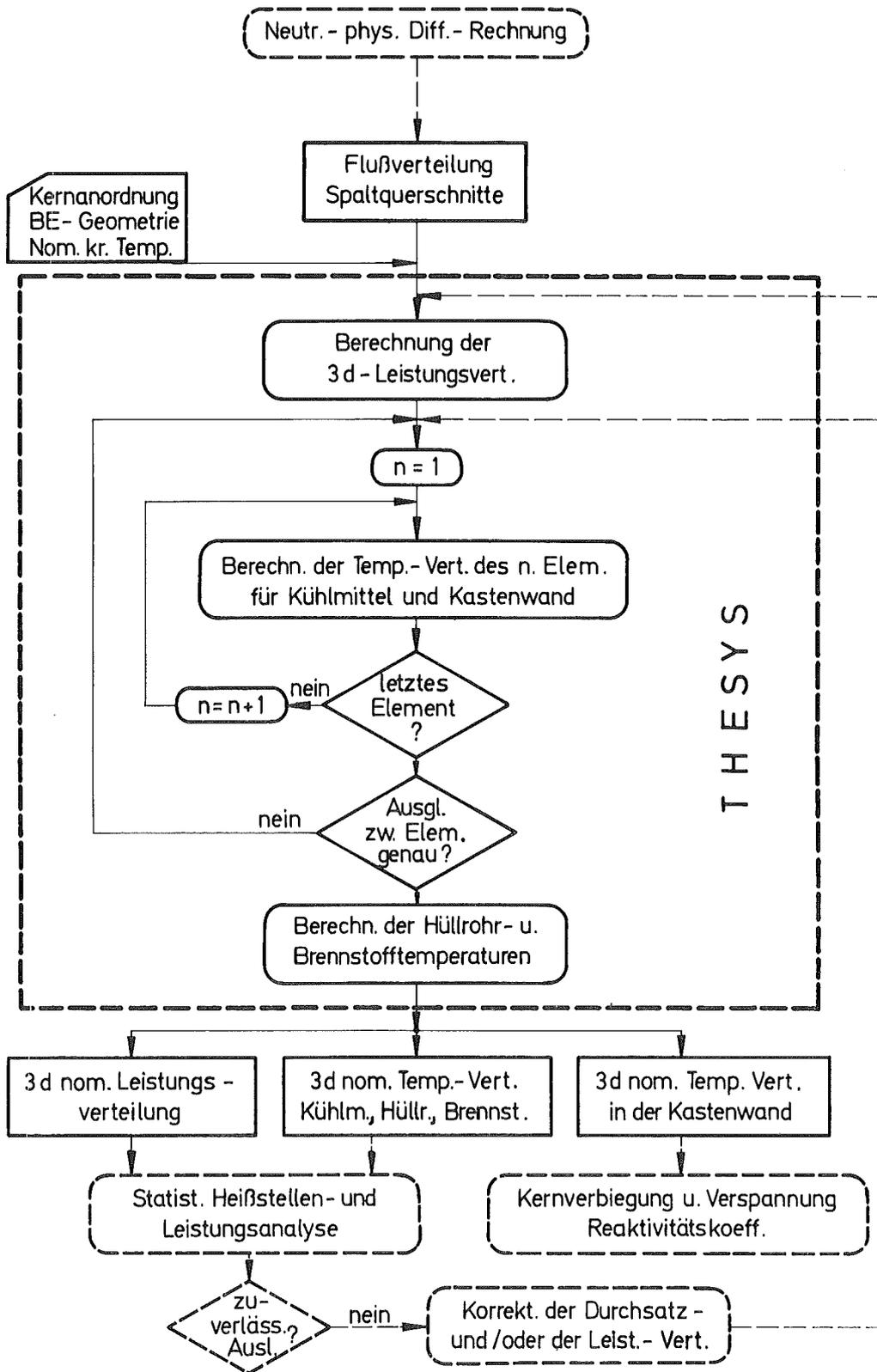
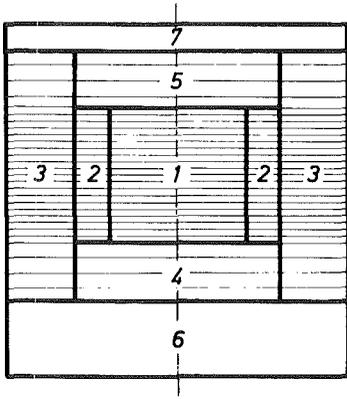


Abb. 1: Vereinfachtes Flußdiagramm von THESYS mit Vor- und Nachfolgeprogrammen



- 1 Innere Spaltzone
- 2 Äußere Spaltzone
- 3 Radiale Brutzone
- 4 Untere axiale Brutzone
- 5 Obere axiale Brutzone
- 6 Spaltgasraum
- 7 Kopfstück

Abb. 2: Aufteilung des Kernlängsschnitts

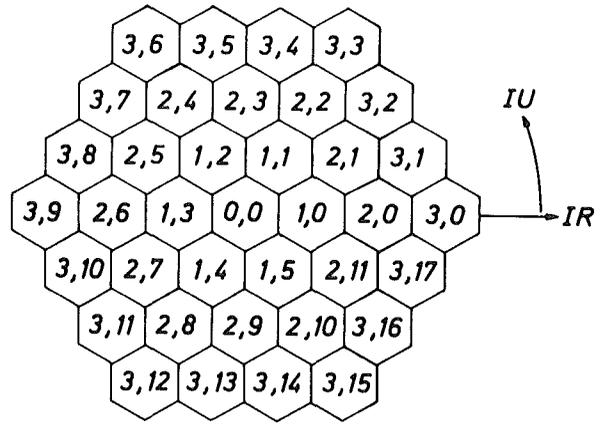


Abb. 3: Hex-Koordinaten einer Sechseckanordnung

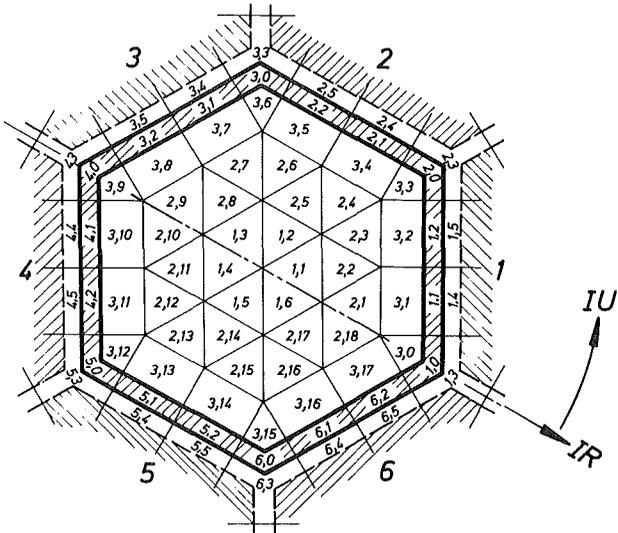


Abb. 4: Bezugssystem der Teilkanalmaschinen (innen) und der Wand/Spaltmaschinen (außen).

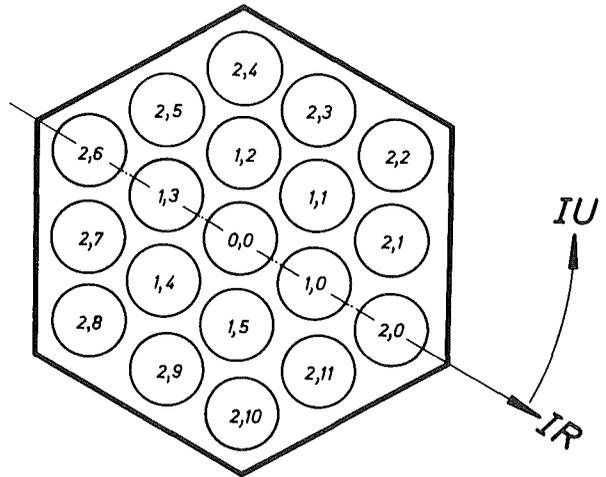
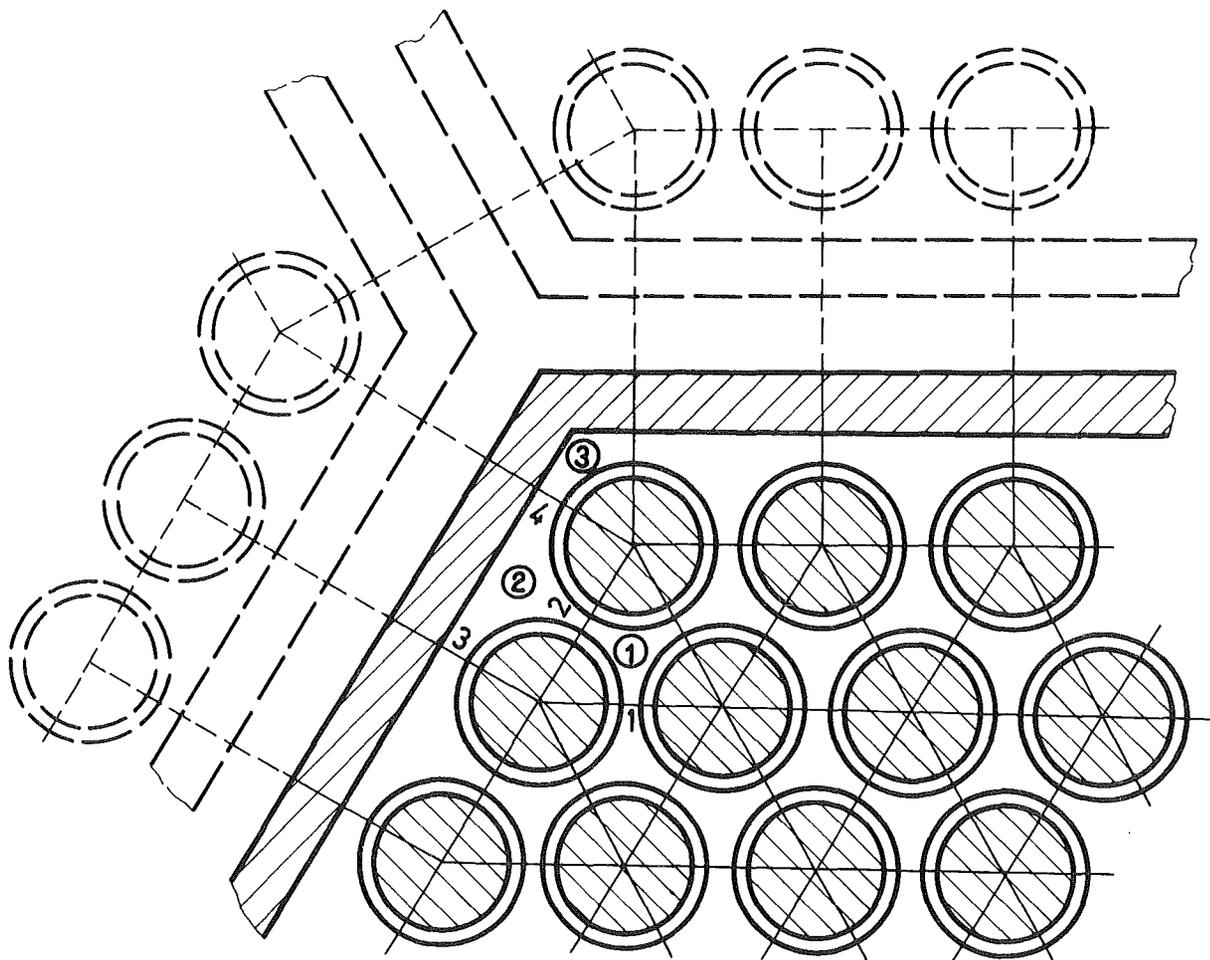


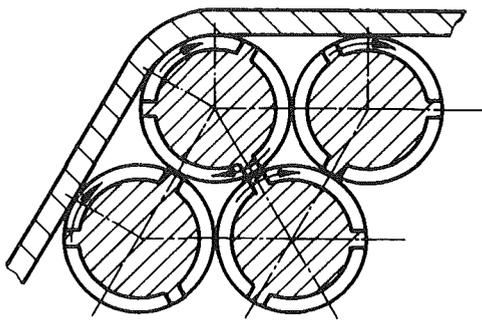
Abb. 5: Bezugssystem der Brennstäbe.



① Teilkanaltyp

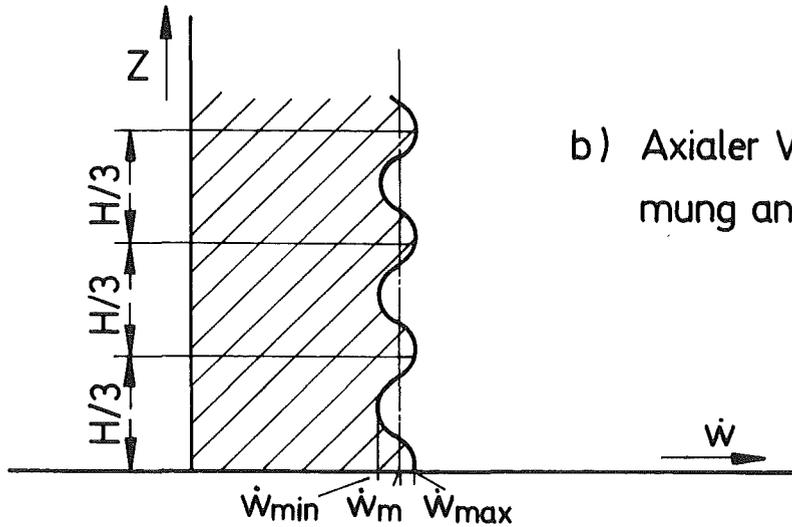
1 Austauschfläche

Abb. 6: Brennelementausschnitt mit Teilkanalbildung  
und Unterteilung der Kastenwand

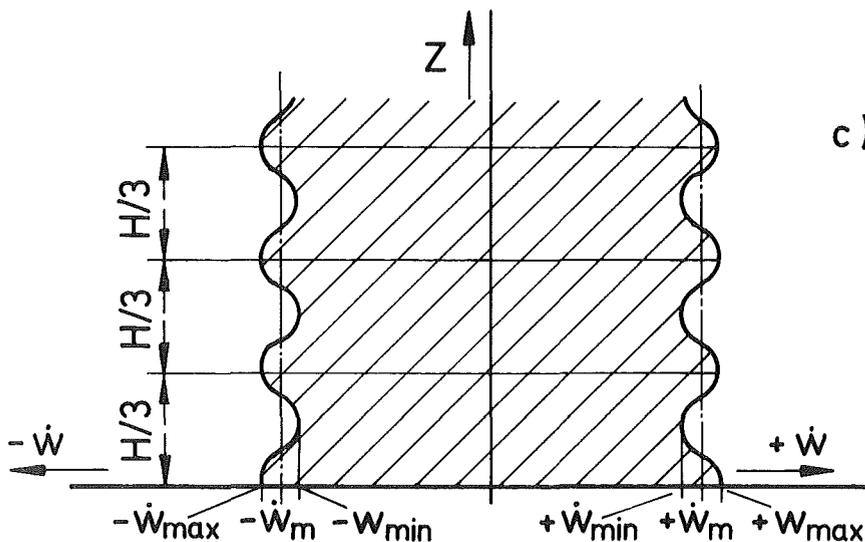


↻ Drehsinn der Rippen und Querströmungsrichtung

a) Bündelausschnitt mit Teilkanal-Querströmungen

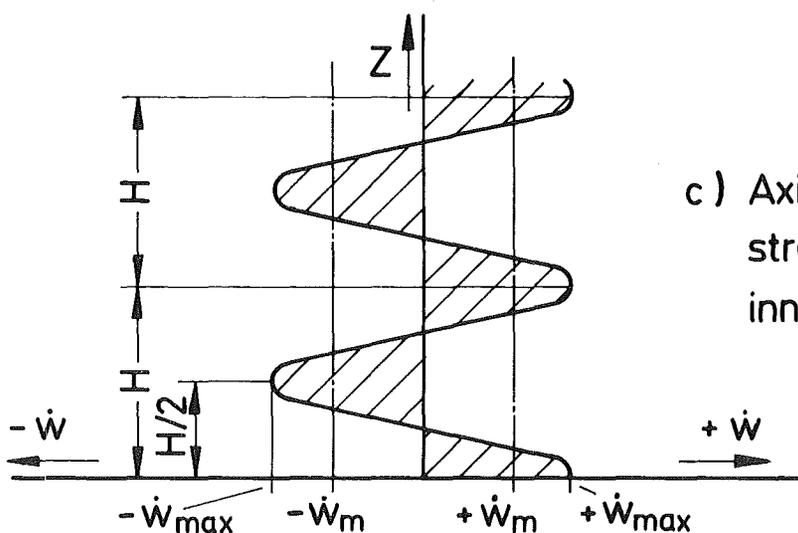
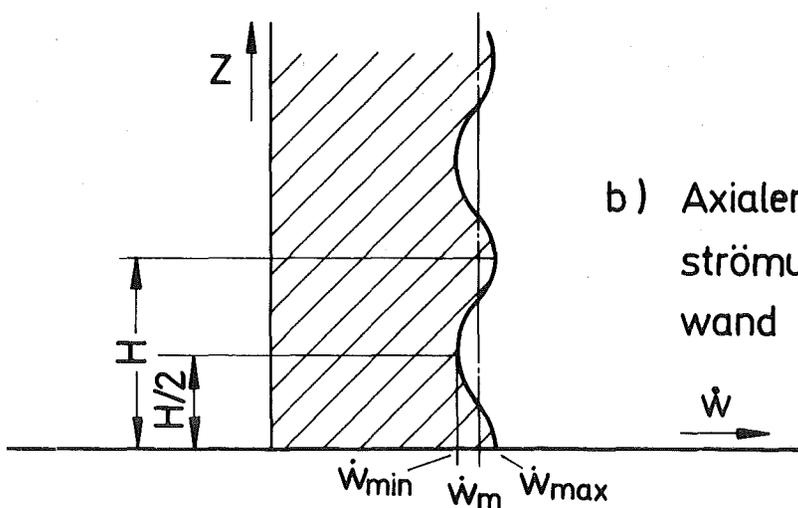
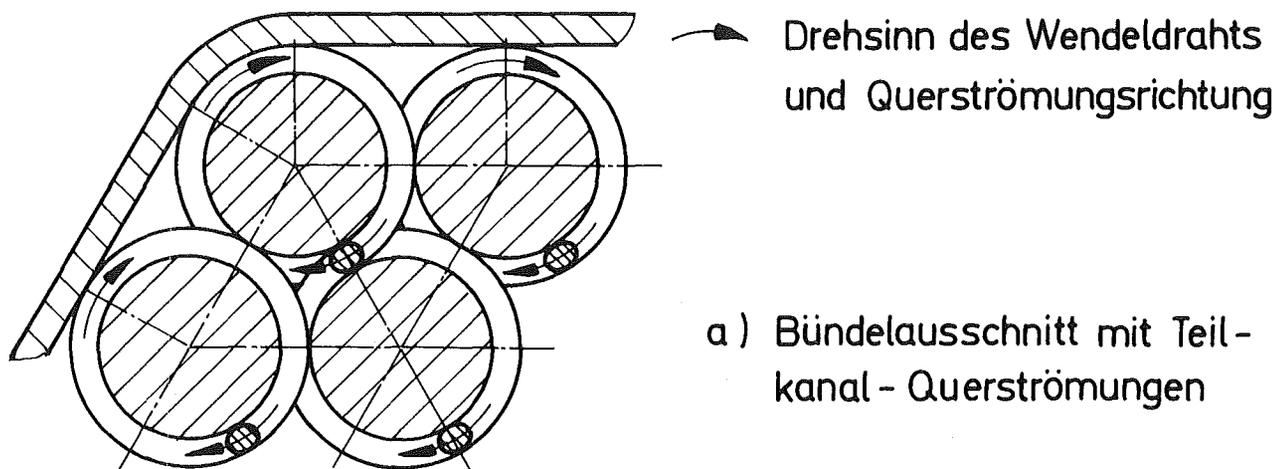


b) Axialer Verlauf der Querströmung an der Kastenwand



c) Axialer Verlauf der Querströmungen im Bündelinneren

**Abb. 7:** Schemat. axialer Verlauf der Querströmungen in einem Stabbündel mit Rippenabstandshaltern bei Abstützung Rippe gegen Rippe und 3 Rippen je Stab



**Abb. 8:** Schemat. axialer Verlauf der Querströmungen in einem Stabbündel mit Wendeldrahtabstandshaltern

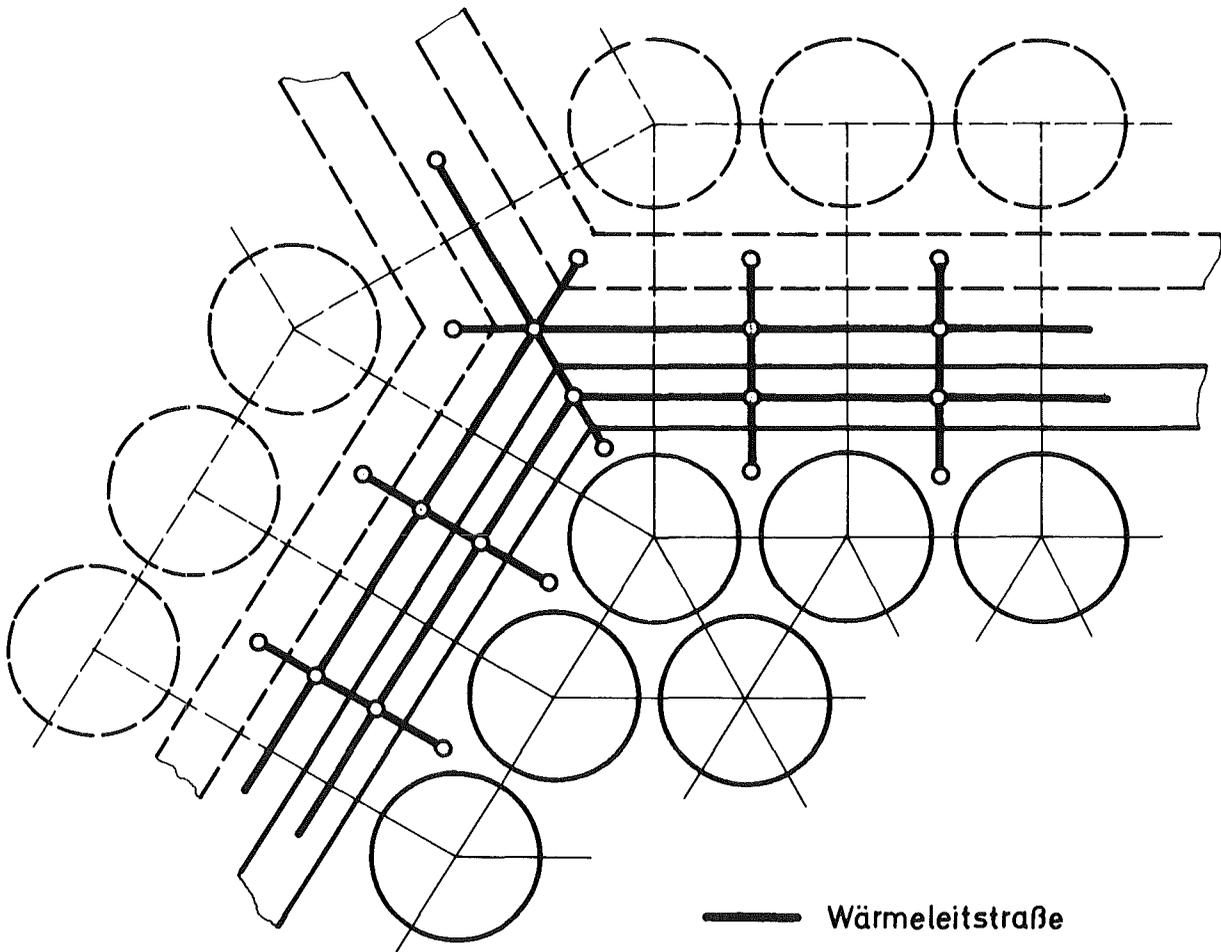
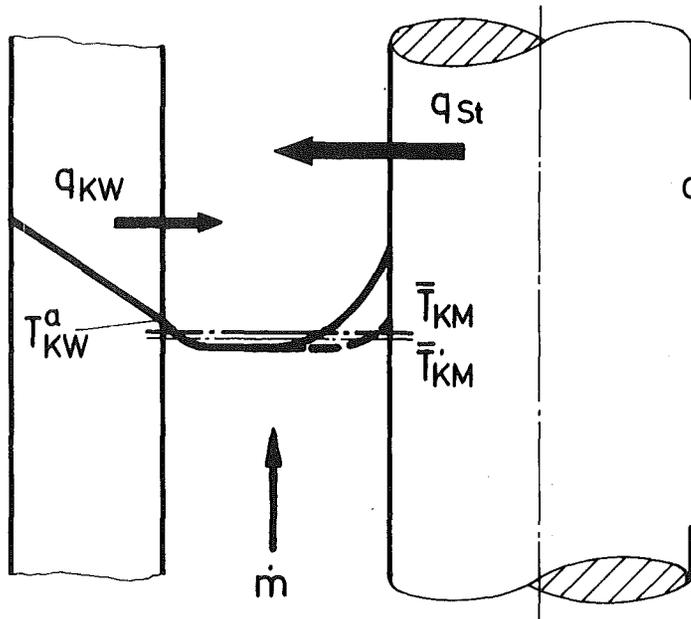


Abb. 9: Wärmeleitung in der Kastenwand

Kastenwand Kühlmittel      Brennstab



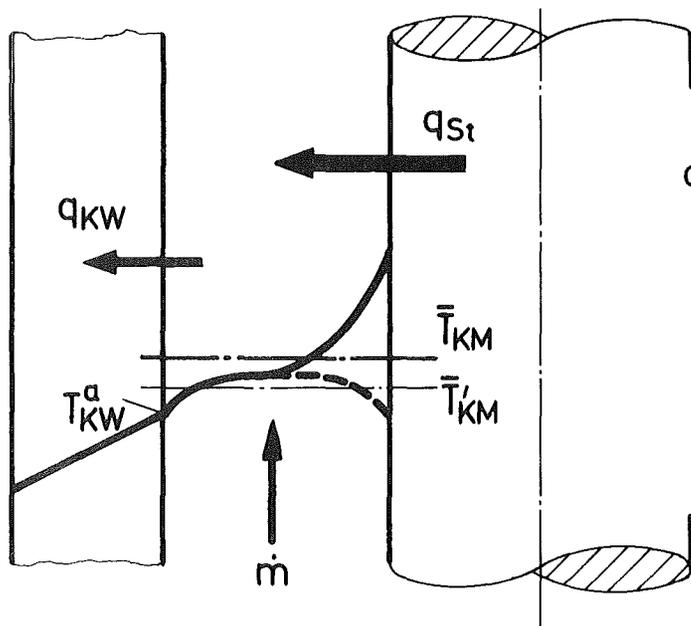
$$\alpha_{KW/KM} = \frac{q_{KW}}{T_{KW}^a - \bar{T}_{KM}}$$

$$\bar{T}_{KM} > \bar{T}'_{KM}$$

$$\alpha_{KW/KM} > \alpha'_{KW/KM}$$

a) Wärmefluß durch die Kastenwand in das Bündel

Kastenwand Kühlmittel      Brennstab



$$\alpha_{KW/KM} = \frac{q_{KW}}{\bar{T}_{KM} - T_{KW}^a}$$

$$\bar{T}_{KM} > \bar{T}'_{KM}$$

$$\alpha_{KW/KM} < \alpha'_{KW/KM}$$

b) Wärmefluß durch die Kastenwand aus dem Bündel

Abb. 10: Schemat. Temperaturverlauf und Wärmeübergang im Randbereich des Bündels

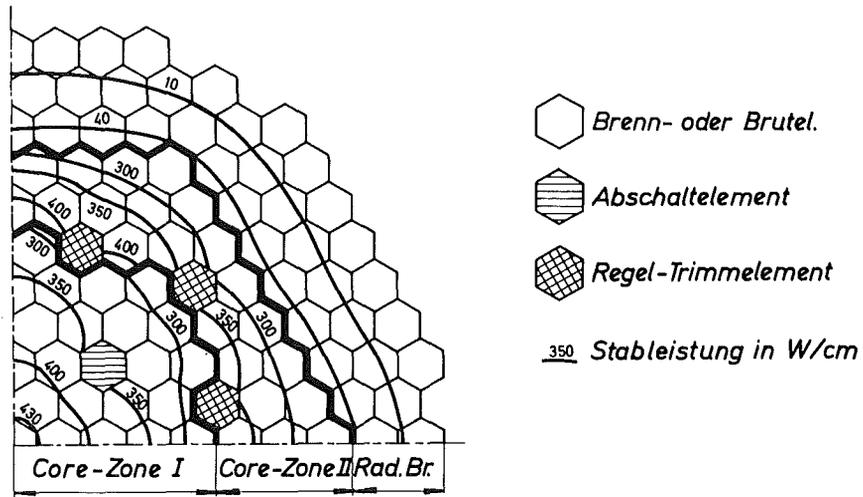


Abb. 11: 90°-Kernausschnitt des SNR 300

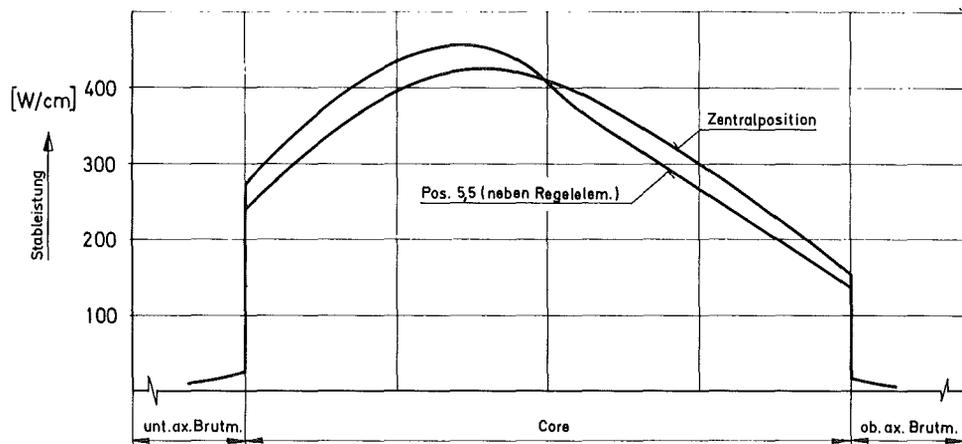


Abb. 12: Axialer Verlauf der Stableistung im Core und ax. Brutmantel

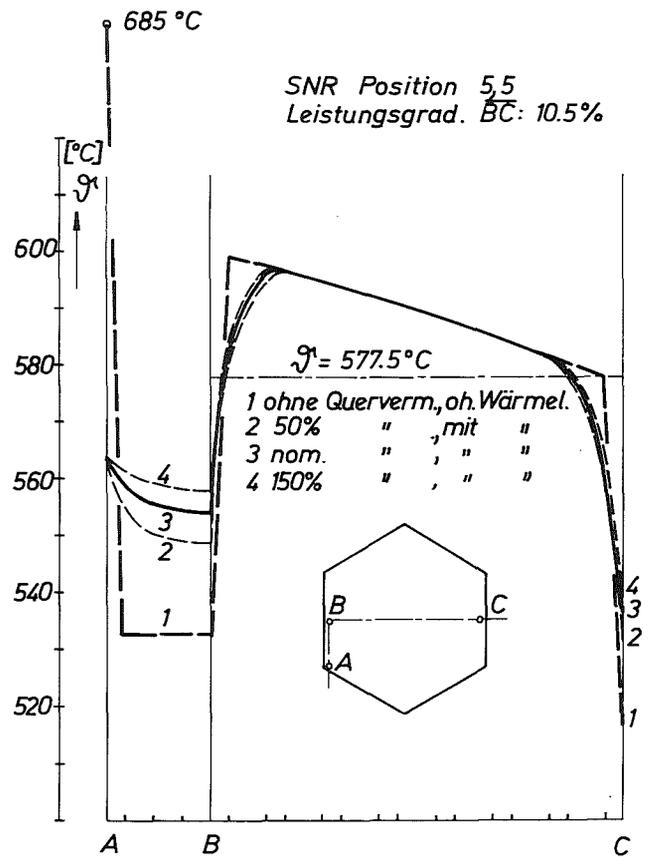


Abb. 13: Kühlmitteltemperaturverlauf über den Brennelementquerschnitt am Core-Austritt

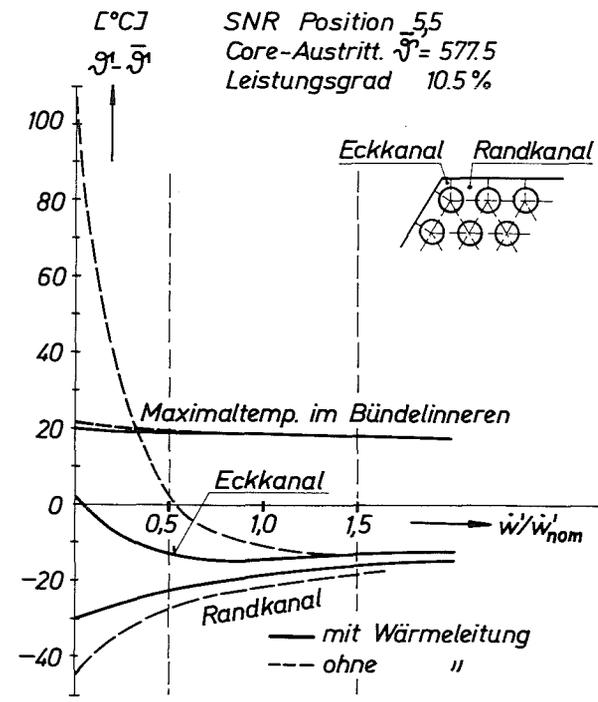


Abb. 14: Verlauf der Randkanal-, Eckkanal- u. Maximal- Kühlmitteltemperaturen als Funktion d. Kühlmittelquervermischung am Core - Austritt

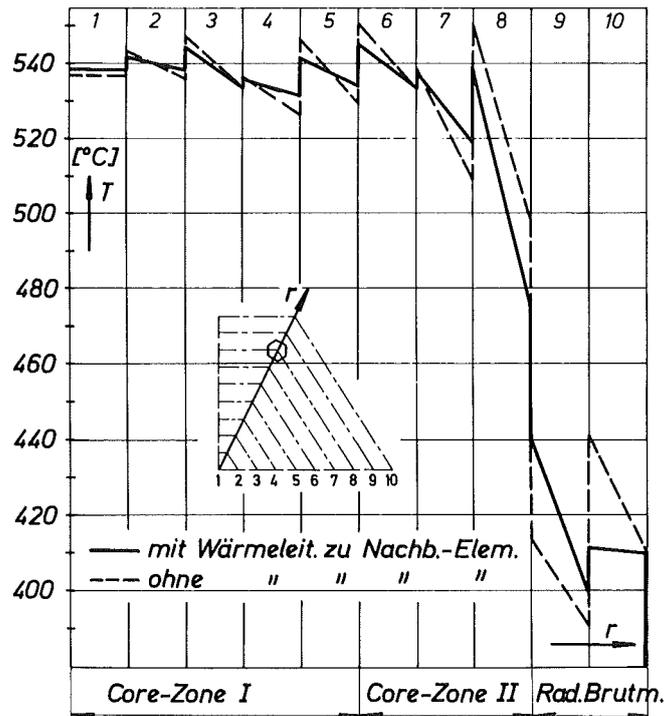


Abb.15: Schemat. Temperaturverl. in den Kastenwänden der Brenn- u. Brutelemente auf einem Kernradiusvektor am Core-Austritt

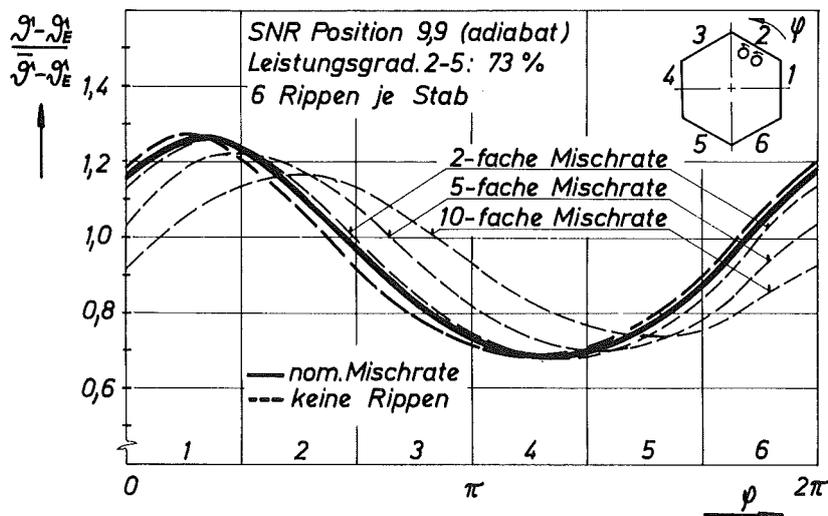


Abb.16: Kühlmitteltemp.-Verlauf am Umfang eines Brutelementkastens bei verschiedenen Mischrates

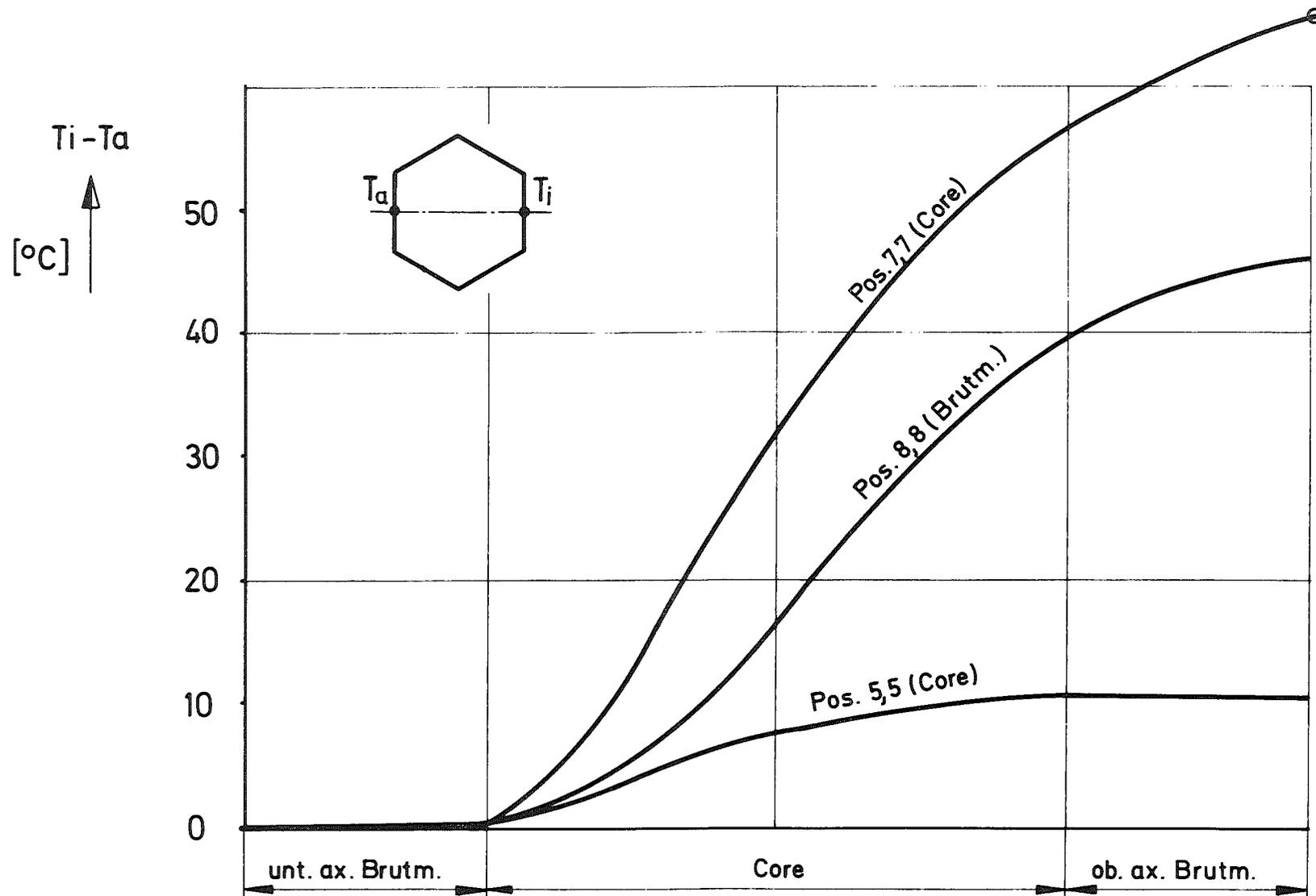


Abb. 17: Axialer Verlauf der Temp.-Differenz über den Kasten einzelner Elemente