

KfK 3540

Juli 1983

Untersuchungen zur Propagation der thermischen Kernzerstörung bei hypothetischen Störfällen in natriumgekühlten Reaktoren

H. Buchner

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

KfK 3540

Untersuchungen zur Propagation der thermischen
Kernzerstörung bei hypothetischen Störfällen
in natriumgekühlten Reaktoren

H. Buchner

Von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Zur Beschreibung der Propagation der thermischen Kernzerstörung während der sog. Übergangsphase beim unkontrollierten Kühlmitteldurchsatzstörfall in einem natriumgekühlten schnellen Brutreaktor wurde das Programm BOPSIPR (Boiling Pool Simulation mit Propagation) entwickelt. BOPSIPR verknüpft verschiedene Phänomene, die in der Übergangsphase ablaufen und einen dominanten Einfluß auf den weiteren Unfallablauf haben können (sog. Schlüsselphänomene).

In BOPSIPR wird der gesamte Reaktorkern, oder ein Teil des Reaktorkerns, bündelweise thermisch bilanziert unter Berücksichtigung azimuthaler Heterogenitäten, wie sie sich durch die Regeltrimm-, Zweitabschalt- und Blindelemente ergeben. Mit vorgegebener Leistungstransiente werden die fortschreitende Zerstörung des Kerns in der Übergangsphase, die Entstehung und das Zusammenwachsen von Schmelzzonen und die parallel dazu mögliche Bildung von großen Öffnungen als Voraussetzung für Entladungsvorgänge, sowie Spaltstoffverdünnungen durch hereinfließende Strukturen analysiert.

Für diese thermische Bilanzierung des Kerns werden einfache, parametrische Einzelmodelle für die jeweilige Konfiguration verwendet, die miteinander gekoppelt sind. Die Koppelung ergibt sich einerseits über die Randbedingungen, die jedem einzelnen Element von seinen Nachbarn aufgeprägt werden, andererseits an diskreten Zeitpunkten, wenn innerhalb des Kerns Konfigurationsänderungen stattfinden. Letztere haben Umschaltungen zwischen den Einzelmodellen zur Folge.

Ziel der Untersuchungen mit BOPSIPR ist, durch Nachweis von Ereignisketten, bei denen keine Konfigurationen mit dem Potential für Rekritikalitäten auftreten, Pfade zu früher permanenter Unterkritikalität in der Übergangsphase aufzuzeigen. Die neutronische Stabilisierung der gesamten Konfiguration ist möglich entweder durch Verdünnung des Brennstoffs durch Brutstoff, d.h. nach dem Herabstürzen der oberen Strukturen. Nach der Öffnung von Entladungswegen ergibt sich als weitere Möglichkeit die Materialentnahme. Diese Entladung muß aber aus den einzelnen Bündeln erfolgen, d.h. bevor sich das geschmolzene Kernmaterial zu großen zusammenhängenden Schmelzzonen vereinigt hat. In einem Whole-Core-Pool (so wird eine zusammenhängende Schmelzzone über nahezu alle Elementpositionen bezeichnet) ist durch kohärente Materialbewegungen das Potential für starke Rekritikalitäten gegeben. Diese Konfiguration muß deshalb umgekehrt anhand der Ereigniskette ausgeschlossen werden können.

Um Pfade zu früher Unterkritikalität zu analysieren, wurden mit BOPSIPR Basisfalluntersuchungen auf unterschiedlichen Leistungsniveaus sowie Parametervariationen durchgeführt. Dabei wurden charakteristische Gruppen von Phänomenabläufen identifiziert und bestimmten Leistungsniveaus zugewiesen. Es ergeben sich so Grenzleistungen, an denen jeweils andere Phänomene für den Störfallablauf dominant werden, und an denen sich der Störfallablauf somit grundsätzlich ändert. Dies führte zu einem "Leistungsmaßstab" für die Phänomenabläufe.

Die Rechnungen zeigten den dominanten Einfluß der postulierten Leistungsniveaus auf die möglichen Störfallentwicklungen und Zeitskalen. Bei der verwendeten Parameterkombination und unter den Randbedingungen des SAS-Falls E29 ergab sich frühe Unterkritikalität unterhalb ca. 3-facher Nennleistung sowie oberhalb ca. 15-facher Nennleistung. Unter 3-facher Nennleistung kann der Brennstoff durch die abgestürzten oberen Strukturen verdünnt werden. Oberhalb 15-facher Nennleistung ist durch schnellen Druckaufbau in den einzelnen Elementen die mechanische Zerstörung der axialen Blockaden, und damit die Entladung des geschmolzenen Kernmaterials möglich vor Kastenwandschmelzen und damit vor Vereinigung der Schmelzzonen in den einzelnen Bündeln zu einem Whole Core Pool. Nur im Leistungsbereich zwischen ca. 3-facher und ca. 15-facher Nennleistung konnte so bei dieser Parameterkombination die Bildung eines neutronisch sensitiven Whole-Core-Pools nicht ausgeschlossen werden. Die Untersuchungen zeigten also insgesamt, daß mit dem nur lose verspannten Kernverband des SNR-300 in einem großen Leistungsbereich der Übergangsphase neutronisch stabile Konfigurationen erreicht werden können.

Analysis of the Thermal Propagation During a Hypothetical Core Disruptive Accident in a Liquid Metal Fast Breeder Reactor

Summary

For the simulation of the Melt-out Phase of the Unprotected Loss of Flow Accident (ULOF) in a Liquid Metal Cooled Fast Breeder Reactor the computer code BOPSIPR (Boiling Pool Simulation with Propagation) has been developed. BOPSIPR couples different phenomena which may occur during the Melt-out Phase and which may dominate the accident sequence (so-called key-phenomena).

BOPSIPR thermally balances the core, or part of the core, subassembly by subassembly under consideration of azimuthal heterogeneities resulting from control-elements and diluents. With a postulated power transient BOPSIPR simulates the formation of molten core zones, the propagation of the molten regions to larger interconnected pools, the dilution of the fuel by blanket fall-down and the formation of large openings as necessary condition for the removal of core material.

For this thermal balancing of the core BOPSIPR integrates a number of simple parametric models for the relevant configurations. The coupling of the models results on one hand from the boundary condition, which each model provides, on the other hand from changes of the state of local configurations. These changes of state lead to switching over between the models at discrete points.

The objective of BOPSIPR is to find out paths which lead to early permanent neutronic shut-down of the accident in the Melt-out Phase without that mechanical energy release results from energetic recriticalities. Neutronic stabilisation of the whole configuration can be achieved either by dilution of the core material by falling down upper core structure, or by discharge of enough molten core material before the formation of large interconnected molten regions, so called Whole Core Pools. Such a Whole Core Pool has the potential for massive recriticalities due to the possible coherent and compactive material motions.

In order to analyze paths to early permanent neutronic shut-down a basic case has been investigated on several different power levels. In addition some parameter variations to the basic case have been performed. Several characteristic groups for the possible accident sequence have been identified and have been assigned to the respective power levels. This results in critical power levels where other phenomena become dominant for the accident sequence and where the accident sequence therefore changes fundamentally. This assignment led to a "power scale" for the possible accident sequences.

The analyses showed the dominant role of the postulated power level for accident sequences and time scales. With the used parameters and with the initial conditions from a SAS analysis for a SNR-type reactor in an ULOF accident, early permanent neutronic shut-down has been achieved for power levels below 3 times nominal power and above 15 times nominal. Below 3 times nominal the fuel can be diluted by fall down of upper structures. Above 15 times nominal power upper structure tear-off due to massive pressure generation within the core followed by ejection of the molten core material can take place before hexcan-wall melting. Formation of a large interconnected molten region with the potential of large energy release due to recriticalities is thus prohibited by the still intact hexcan walls: the molten material is ejected from the individual subassemblies. Only within the power range between 3 times nominal and 15 times nominal merging of the molten core materials to a Whole Core Pool could not be excluded. Thus for the SNR-300 with its upper core restraint system where the subassemblies are only loosely clamped the analyses showed that in a relatively large power range early permanent neutronic shut-down can be achieved within the Melt-out Phase.

| | Seite |
|--|-------|
| <u>1. Einleitung</u> | 1 |
| 1.1 Unfallszenario | 1 |
| 1.2 Stand des Wissens, bekannte Rechenprogramme | 5 |
| 1.3 Ziel der Programmentwicklung | 6 |
| <u>2. Einzelmodelle</u> | 9 |
| 2.1 Modell für das Brennelement mit aufgebrochenen Stäben (SOPSI) | 9 |
| 2.2 Modell für allseitig abgeschlossene siedende Schmelzzonen (BOPSI) | 17 |
| 2.3 Modellentwicklung für den Übergang eines Brennelements mit aufgebrochenen Stäben zu einem siedenden Pool | 26 |
| 2.4 Modell für Elemente ohne Brennstoff (Sonderelemente) | 30 |
| 2.5 Simulation des Spalts zwischen zwei Brennelementkästen | 32 |
| 2.6 Aufschmelzen der axialen Blockaden | 35 |
| 2.7 Ergebnisse mit den Einzelmodellen | 36 |
| 2.7.1 Beispielrechnung zur Kondensation | 36 |
| 2.7.2 Beispielrechnung zur Zweiphasenströmung | 38 |
| 2.7.3 Beispielrechnungen mit BOPSI als Einzelmodell | 40 |
| 2.7.4 Beispielrechnungen mit SOPSI bis hin zum integralen Aufsieden | 44 |
| <u>3. Verknüpfung der Einzelmodelle zum Makromodell BOPSIPR</u> | 51 |
| 3.1 Kennzeichnung der Geometrie | 51 |
| 3.2 Kennzeichnung des physikalischen Zustands | 53 |
| 3.3 Transiente Koppelung der Einzelmodelle | 55 |
| 3.4 Ereignisse an diskreten Zeitpunkten | 57 |
| 3.4.1 Radiales Zusammenwachsen von Schmelzzonen | 58 |
| 3.4.2 Bündelkopfabsturz | 65 |
| 3.4.3 Durchschmelzen der axialen Blockaden | 70 |
| 3.5 Kriterien für den Abbruch der Rechnung | 71 |
| 3.6 Koppelung an SAS | 73 |
| 3.6.1 Übernahme der Anfangsbedingungen | 74 |
| 3.6.2 Zeitabhängige Datenübernahme für Parallelrechnungen zu SAS | 76 |
| 3.7 Strukturdiagramm für das Gesamtprogramm | 78 |
| <u>4. Ergebnisse der Rechnungen mit dem gekoppelten Gesamtmodell</u> | 79 |
| 4.1 Problemspezifikation, Randbedingungen | 79 |
| 4.1.1 Gewählte Parameter für die Rechnungen | 81 |
| 4.1.2 Überblick über die durchgeführten Rechnungen mit dem Gesamtmodell | 87 |
| 4.1.3 Neutronischer Zustand zu Beginn der BOPSIPR-Rechnung | 88 |
| 4.1.4 Ergebnisse der Parallelrechnung zu SAS | 90 |
| 4.2 Ergebnisse der Rechnung mit 50% der Nennleistung | 91 |
| 4.3 Ergebnisse einer Rechnung mit 130% der Nennleistung | 100 |
| 4.4 Vergleich mit einer Rechnung mit 175% der Nennleistung | 104 |

| | |
|--|-----|
| 4.5 Rechnung mit 250% der Nennleistung | 107 |
| 4.5.1 Ereignisablauf | 107 |
| 4.5.2 Vergleich mit einer Rechnung mit 225% Leistung | 112 |
| 4.5.3 Aussagen aus diesen Rechnungen | 114 |
| 4.5.4 Variation des Parameters "Vereinigung von Schmelzzonen" | 116 |
| 4.6 Ergebnisse einer Rechnung mit 12.5-facher Nennleistung und Vergleich mit einer Rechnung mit 5-facher Nennleistung | 118 |
| 4.7 Ergebnisse von Rechnungen mit postuliertem zeitlichem Leistungsverlauf | 123 |
| 4.8 Ergebnisse einer Rechnung mit 225% der Nennleistung und der Parameterkombination B zur Vereinigung und zum Bündelkopfabsturz | 131 |
| <u>5. Gegenüberstellung und Vergleich der Einzelergebnisse</u> | 138 |
| 5.1 Charakteristische Ereignisketten und Potential für weitere energetische Abläufe in Abhängigkeit vom Leistungsniveau | 138 |
| 5.2 Während der Übergangsphase zugeführte Energie | 144 |
| 5.3 Azimutale Inkohärenzen | 146 |
| 5.4 Einfluß der Eingabeparameter auf die Grenzleistungen für potentiell energetische Abläufe | 147 |
| <u>6. Schlußfolgerung</u> | 152 |
| <u>7. Literatur</u> | 155 |
| <u>Anhang</u> | |
| Anhang A: Ableitung der Gleichungen für das Einzelmodell SOPSI | 160 |
| A.1 Ableitung der Bilanzgleichungen | 160 |
| A.2 Berechnung der Wandwärmeverluste | 166 |
| Anhang B: Ableitung der Gleichungen für das Einzelmodell BOPSI | 168 |
| B.1 Ableitung der Bilanzgleichungen | 168 |
| B.2 Kondensation des Stahldampfes | 173 |
| B.3 Ableitung der Gleichungen zur Zweiphasenströmung | 177 |
| B.4 Wärmeübertragungskorrelationen aus einem siedenden Pool | 182 |
| B.4.1 Horizontale Wärmeübergangszahl im siedenden Pool | 182 |
| B.4.2 Wärmestrom nach unten | 184 |
| B.4.3 Minimale Wärmeübergangszahlen | 184 |
| Anhang C: Natriumsieden in den Spalten bzw. in den Sonderelementen | 185 |
| C.1 Wärmeübergangszahl | 185 |
| C.2 Beginn des Siedens, Siedeverzug | 186 |
| C.3 Kritische Wärmestromdichte | 187 |
| C.4 Siedezustand im Spalt | 190 |
| Anhang D: Ableitung der Gleichungen für Wände bzw. Blockaden | 191 |
| Anhang E: Stoffwerte | 197 |
| E.1 Zustandsgleichungen | 197 |
| E.2 Mittlere Wärmeleitfähigkeit einer Zweikomponentenmischung | 198 |

1. Einleitung

Bei der sicherheitstechnischen Beurteilung des mit einem schnellen Brutreaktor betriebenen Kernkraftwerks Kalkar (SNR 300) spielen hypothetische Störfälle mit Versagen der Schnellabschaltung eine besondere Rolle. Der hypothetische Kühlmitteldurchsatzstörfall (UKDS) deckt hierbei sowohl von der Eintrittswahrscheinlichkeit wie von der Konsequenz her alle anderen auslösenden Ereignisse mit ab /1/.

Beim hypothetischen Kühlmitteldurchsatzstörfall wird unterstellt, daß gleichzeitig die drei Kühlmittelpumpen ausfallen und sowohl das erste, als auch das zweite Abschaltssystem versagen, obwohl diese beiden Abschaltssysteme selbst wiederum mehrfach redundant und diversitär ausgelegt sind. Da der hypothetische Kühlmitteldurchsatzstörfall zu schweren Konsequenzen führen kann, andererseits aber mehrere voneinander unabhängige Ereignisse seine Voraussetzung sind und er somit höchst unwahrscheinlich ist, gehört er zur Kategorie der "schweren hypothetischen Störfälle". Die Eintrittswahrscheinlichkeit wird kleiner 10^{-6} pro Jahr und Reaktor angegeben. Trotz der geringen Eintrittswahrscheinlichkeit wird der hypothetische Kühlmitteldurchsatzstörfall untersucht, um im Sinne einer Einhüllenden eine ganze Klasse von Störfällen abzudecken, deren Einleitungsmechanismen und Ursachen nicht notwendigerweise deterministisch erklärbar sein müssen.

1.1 Unfallszenario

Der Ablauf eines solchen schweren hypothetischen Störfalls wird in verschiedene Phasen /2/ unterteilt. Die Einleitungsphase beschreibt den Störfallablauf vom Eintrittsereignis bis hin zum Erreichen der ersten Unterkritikalität.

Erwartet /3/ wird in der Einleitungsphase des hypothetischen Kühlmitteldurchsatzstörfalls ein energetisch milder Verlauf. Nur mit extrem pessimistischen Annahmen bezüglich der Schlüsselphänomene kann die Einleitungsphase direkt zu einer energetischen Exkursion und in die Phase der Kernzerlegung führen, d.h. der Kern zerlegt sich durch großen Druckaufbau. Hierbei wird durch starke Materialumverteilungen innerhalb des Reaktortanks (Materialentladungen aus dem ursprünglichen Kernbereich heraus) permanente Unterkritikalität sichergestellt.

Im Gegensatz zu diesem energetischen Verlauf in der Einleitungsphase läßt sich der dem erwarteten milden Verlauf entsprechende Kernzustand am Ende der Einleitungsphase wie folgt kennzeichnen:

- das Natrium ist aus den Brennelementen weitgehend ausgedampft
- die Kastenwände der einzelnen Elemente sind intakt, ebenso die dazwischenliegenden Spalte.
- die Brennstäbe sind z.T. durch erhöhten Innendruck "aufgebrochen", d.h. innerhalb der Brennelementkästen befinden sich frei bewegliche Brennstoffbrocken. Axiale Materialbewegungen haben stattgefunden.
- die Regeltrimm-, Zweitabschalt-, B_4C - Blindelemente und Natriumblindelemente (die sog. Sonderelemente) sind noch intakt. Da in diesen Elementen keine bzw. nur sehr wenig Wärme erzeugt wird, sind sie "kalt" und stellen eine lokale Wärmesenke für die benachbarten heißen Brennelemente dar. Die Sonderelemente stehen an diskreten Stellen im Kern.

Nach dem milden Verlauf in der Einleitungsphase führt /3/ der erwartete Ablauf in die sog. Übergangsphase. Die Übergangsphase ist gekennzeichnet durch die fortschreitende Zerstörung der noch intakten Kernbereiche von der ersten überwiegend durch thermische Lasten bedingten Zerstörung der Brennelementkastenwände bis evtl. hin zur Bildung größerer zusammenhängender siedender Brennstoffstahl-anordnungen über mehrere Elementpositionen hinweg (Phase integraler Materialbewegungen). Kennzeichnend für die Übergangsphase sind somit massive radiale Materialbewegungen und Austauschvorgänge zwischen den betroffenen Elementpositionen.

Durch Unsicherheiten in den Anfangsbedingungen sowie in der Phänomenbewertung und -simulation ergibt sich für die Übergangsphase ein breites Spektrum der Energiefreisetzungen, d.h. es können Sekundärrekritikalitäten, die dann energetische Verläufe zur Folge haben, nicht von vornherein ausgeschlossen werden. Bei einer Untersuchung der Übergangsphase ist somit zunächst das Spektrum der Energiefreisetzung nach oben zu einzugrenzen. Dies kann geschehen durch den Nachweis von Ereignisketten, die in einem "frühen" Zeitraum, in welchem die Kernkonfiguration noch resistent ist gegen energetische Rekritikalitäten, zu permanenter Unterkritikalität ohne nennenswerte mechanische Energiefreisetzung führen. Der Störfall läuft dann in die sog. Nachwärmeabfuhr-

phase (PAHR-Phase) ein. Umgekehrt muß die Bildung von Konfigurationen, die das Potential für Rekritikalitäten haben, anhand der Ereigniskette ausgeschlossen werden können. Falls der Nachweis der permanenten Unterkritikalität nicht bereits im Frühstadium gelingt, so wäre im nächsten Schritt das Verhalten der sich ergebenden neutronisch sensitiven Konfigurationen zu untersuchen.

Permanente Unterkritikalität kann erreicht werden durch

- Verdünnung des Brennstoffs durch Brutmaterial

- Dispersion des Brennstoffs, d.h. Materialentfernung aus dem Kernbereich. Es verbleiben dann schließlich nur noch unterkritische Restmassen im ursprünglichen Kernbereich. Dies ist entweder möglich durch permanenten Materialaustrag aus dem Kern, oder durch Ausblasen von geschmolzenem und unter Druck stehendem Kernmaterial nach Bildung einer großen Öffnung, wenn durch massive axiale Blockaden ein solcher permanenter Materialaustrag verhindert wird.

Andererseits können Rekritikalitäten auftreten durch

- Brennstoffkompaktionen.

Somit sind die Schlüsselphänomene für das Auftreten bzw. für die Verhinderung massiver Rekritikalitäten /4/

- axiale Blockadebildung

- eine durch die lockere Verspannung bedingte Lösung einzelner Bündelköpfe aus dem Kernverband und Absturz in den ursprünglichen Kernbereich nach Durchschmelzen der Kastenwände. Hierdurch kommt Brutmaterial in den ursprünglichen Kernbereich.

- Reaktivitätszufuhr durch wieder in den Kernbereich gelangenden Brennstoff

- Entladung des geschmolzenen Materials aus dem ursprünglichen Kernbereich vor der radialen Vereinigung von Schmelzzonen (d.h. vor dem Übergang in die Phase integraler Materialbewegungen), da in großen zusammenhängenden Schmelzzonen durch kohärente und kompaktive Brennstoffbewegungen massive Rekritikalitäten möglich sind.

Die Untersuchung der Übergangsphase unter Berücksichtigung der Schlüsselphänomene ist sehr komplex. Zur Verknüpfung der wesentlichen Schlüsselphänomene wurde in /4/ ein Ereignisbaum aufgestellt, vgl. Abb.1.1. Es ist hier das Spektrum der möglichen Abläufe im Anschluß an eine milde Einleitungsphase dargestellt.

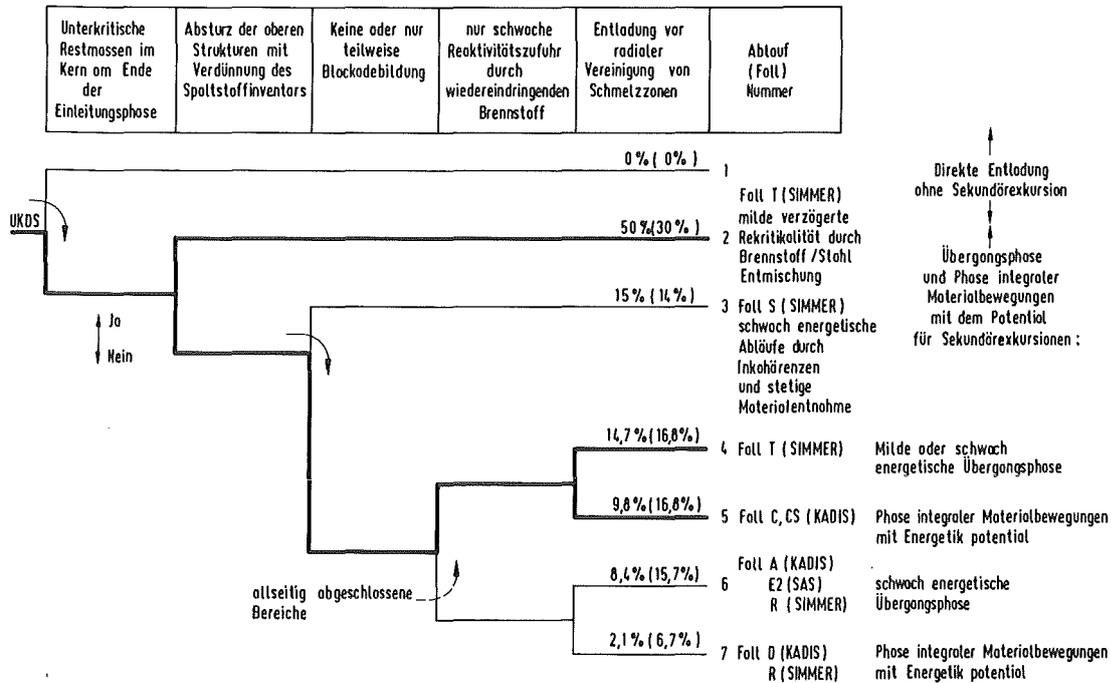


Abb.1.1 Ereignisbaum gemäß /4/ mit den Wahrscheinlichkeiten für das Einlaufen in den jeweiligen Pfad für milde Verläufe in der Einleitungsphase (in Klammern für schwach energetische). Die mit BOPSIPR nachvollziehbaren Pfade sind verstärkt gezeichnet.

Zur Beschreibung der Übergangsphase ist eine integrierende Analyse des gesamten Kerns erforderlich, d.h. unter Einbeziehung all der Schlüsselphänomene und ihrer Verknüpfungen sowie unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Anfangsbedingungen in den einzelnen Brennelementen und der Heterogenitäten, die sich aus dem Kernaufbau ergeben. Ziel einer solchen integrierenden Analyse ist, unter vorgegebenen Bedingungen die jeweils dominanten Effekte und deren relativen zeitlichen Ablauf (Ereigniskette) herauszuarbeiten, wobei insbesondere interessiert, ob sich bei der Ereigniskette Konfigurationen mit dem Potential für Rekritikalitäten ergeben.

Ein Potential für energetische Abläufe hat wegen der darin möglichen kohärenten und kompakiven Brennstoffbewegungen eine große zusammenhängende Schmelzzone über die meisten Elementpositionen hinweg (ein sog. Whole-Core-Pool). Die Entstehung dieser Konfiguration muß somit ausgeschlossen werden können. Schließt man permanenten Materialaustrag aus, kann umgekehrt der Nachweis früher Unterkritikalität erfolgen durch den Nachweis entweder

- früher Verdünnung des Brennstoffs mit Brutstoff durch abgestürzte Bündelköpfe, die nach dem Aufschmelzen des Brennstoffs in die Schmelze hineinsinken können, oder
- frühe Entladung vor Vereinigung zu zusammenhängenden Schmelzzonen.

Heterogenitäten im Kernaufbau ergeben sich durch die Sonderelemente, die sich an diskreten Stellen im Kern befinden. Durch die lokalen Bedingungen um diese Elemente herum treten azimutale Inkohärenzen auf. Deshalb müssen bei einer integrierenden Analyse des gesamten Kernverhaltens alle Bündel einzeln, d.h. unter Berücksichtigung ihrer Lage im Kern und der jeweils benachbarten Bündel betrachtet werden. Eine ringweise Betrachtung ist wegen der lokalen Heterogenitäten nicht möglich.

1.2 Stand des Wissens, bekannte Rechenprogramme

Zur Untersuchung von schweren hypothetischen Störfällen in natriumgekühlten schnellen Brutreaktoren gibt es z.Zt. im Wesentlichen folgende Rechenprogramme:

Das Programm SAS /5/ beschreibt die Einleitungsphase. In SAS wird das Leer-sieden des Kerns simuliert. Die Vorgänge werden danach weiter verfolgt bis hin zum Aufbrechen der Brennstäbe und der danach einsetzenden anfänglichen Materialbewegungen innerhalb der einzelnen Brennelemente. SAS ist jedoch nicht geeignet, nach dem Schmelzen der Wände radiale Materialbewegungen und radiale Austauschvorgänge zwischen den einzelnen Elementen zu beschreiben. SAS ist somit auf die Einleitungsphase beschränkt und liefert Anfangsbedingungen zur Untersuchung der Übergangsphase.

Das Programm SIMMER /6/ besitzt eine 2D Fluidodynamik. Es ist beschränkt auf ringweise Betrachtungsweise in r-z Geometrie und besitzt keine azimutale Aufteilung, wie sie zur Erfassung der Sonderelemente, aber auch der lokalen Verhältnisse um die einzelnen Sonderelemente herum erforderlich ist. Bei

Beschreibung der Übergangsphase mit SIMMER wird so azimutal kohärentes Verhalten der einzelnen Elementringe vorausgesetzt. SIMMER ist vor allem für die Phase integraler Materialbewegungen und daraus resultierender neutronischer Rückwirkungen geeignet, also zur Analyse eines Whole- Core- Pools. Somit kann mit SIMMER die Konfiguration mit dem Potential für Rekritikalitäten untersucht werden, die Analyse der Voraussetzungen für deren Entstehung ist jedoch nur mit den durch das Geometriemodell gegebenen Einschränkungen möglich.

Das Programm TRANSIT /7/ bilanziert die Vorgänge bündelweise eindimensional. Je nach Konfiguration werden verschiedene Einzelmodelle verwendet. Im Gegensatz zu SIMMER ist eine azimutale Aufteilung des Kerns vorhanden. Dafür werden die Materialbewegungsphänomene in den einzelnen Bereichen nur axial modelliert. Zur Zeit noch nicht beschreiben kann TRANSIT jedoch die Kinetik des Übergangs vom Zustand am Ende der Einleitungsphase, wo das Verhalten der einzelnen Bündel das Gesamtverhalten des Kerns bestimmt, bis hin zu einer Konfiguration, in der die frühe bündelweise Betrachtung des Kerns nicht mehr zutrifft und die gekennzeichnet ist durch größere zusammenhängende Schmelzzonen. TRANSIT hat Schwächen bei der Simulation lokaler Heterogenitäten im Übergang zu solchen integralen Anordnungen. Eine geschlossene Analyse der gesamten Übergangsphase ist somit auch mit TRANSIT z.Zt nicht möglich.

All diese Programme sind somit in ihrer derzeitigen Form nur in Teilbereichen einsetzbar. Für die integrale Analyse des Kernverhaltens in der Übergangsphase, ausgehend von einer SAS ähnlichen frühen Betrachtungsweise mit einzelnen voneinander weitgehend unabhängigen Bündeln bis evtl. hin zu integralen siedenden Schmelzzonen, fehlen die Modelle zur Bilanzierung der Übergänge von lokalen in größere integrale Bereiche. Es gibt Modelle für Einzelbündel (z.B. in TRANSIT) und für das Verhalten eines Whole- Core- Pools (z.B. SIMMER), aber parametrische Ansätze, die den Konfigurationswechsel bei lokalen Heterogenitäten im ganzen Kernverband einbeziehen, sind derzeit nicht verfügbar.

1.3 Ziel der Programmentwicklung

Zur Beschreibung des thermischen Verhaltens des Kerns in der Übergangsphase wurde das Programm BOPSIPR (Boiling Pool Simulation mit Propagation) entwickelt. Ziel der Untersuchungen mit BOPSIPR ist

- das Wechselspiel der in der Übergangsphase unter den jeweiligen Bedingungen auftretenden Effekte im Detail zu untersuchen, und

- die Randbedingungen für das Einlaufen in nichtenergetische Pfade herauszuarbeiten durch Nachweis von Ereignisketten, die zu früher permanenter Unterkritikalität führen. Hierzu müssen durch Vergleich verschiedener BOPSIPR Rechnungen bestimmte "charakteristische" Ereignisketten identifiziert werden, wobei versucht wird, sie den jeweiligen Randbedingungen, z.B. dem Leistungsniveau, eindeutig zuzuordnen. Aus dem Phänomenablauf kann dabei andererseits geschlossen werden, ob unter den jeweiligen Bedingungen das Potential für einen energetischen Ablauf gegeben ist.

BOPSIPR bilanziert die Vorgänge zunächst bündelweise, wobei je nach Konfiguration verschiedene Einzelmodelle integriert werden. BOPSIPR greift den Zustand am Ende der Einleitungsphase auf (Koppelung an SAS). Der Übergang zwischen verschiedenen Konfigurationen erfolgt nach Erfüllung entsprechender Kriterien. Die schließlich entstehenden zusammengewachsenen Bündelbereiche, d.h. die radiale Propagation von siedenden Schmelzzonen (sogenannten "Boiling Pools"), sind ebenso abbildbar wie etwa Bündelkopfabsturz oder die lokalen Bedingungen um die Sonderelemente herum.

Die Simulation dieser komplexen Vorgänge erfolgt dabei mit einfachen, parametrischen, miteinander gekoppelten Punktmodellen. Die Einzelmodelle für die verschiedenen Konfigurationen werden vom übergeordneten Gesamtsystem über die Randbedingungen transient zu jedem Zeitpunkt miteinander verknüpft sowie an diskreten Zeitpunkten bei Konfigurationsänderungen, wenn sich der physikalische Zustand eines Kernbestandteils ändert. Solche Konfigurationsänderungen haben Umschaltungen zwischen den Einzelmodellen zur Folge.

BOPSIPR beschränkt sich im Sinne der Fragestellung (Nachweis früher permanenter Unterkritikalität) von vorneherein auf nichtenergetische Verläufe ohne massive Rekritikalitäten in der Übergangsphase. Die Bedingungen für die Entstehung einer Konfiguration mit dem Potential für energetische Rekritikalitäten sind bereits das Ergebnis der Untersuchungen. Daraus resultierende Verläufe werden nicht weiter verfolgt. Entsprechend erfolgt in BOPSIPR keine Neutronikkoppelung. Die zeitliche Leistungserzeugung wird postuliert.

Ausgeschlossen wird kontinuierliche Materialentfernung aus dem Kernbereich während der Übergangsphase sowie kontinuierliche Druckentlastung. Entsprechend wird postuliert, daß vollständige Blockadebildung stattgefunden hat. Somit wird das Schlüsselphänomen "Blockadebildung" ausgeklammert. Dies führt zu allseitig abgeschlossenen Bereichen.

Die mit BOPSIPR abbildbaren Pfade des gesamten Spektrums sind im Ereignisbaum, Abb.1.1, durch die dicken Linien hervorgehoben. Es sind dies die "wahrscheinlichsten" Pfade. Gemäß /4/ deckt BOPSIPR insgesamt ca. 3/4 (bzw. 2/3 bei pessimistischeren Annahmen) des gesamten Spektrums in der Übergangsphase ab.

Unabhängig davon, ob die Konfiguration bereits vorher durch Verdünnung des Brennstoffs durch Brutstoff unterkritisch geworden ist oder sich schon vorher ein Whole- Core- Pool gebildet hat (die Voraussetzungen für beide Ereignisse sind bereits das Ergebnis der Untersuchung), endet die BOPSIPR- Rechnung schließlich mit Bildung einer großen, permanenten Öffnung. Von nun an bestimmen andere Phänomene den weiteren Störfallablauf dominant:

- Bei genügend hohen treibenden Drücken folgt ein Ausblasevorgang (dispersiver Pfad), der mit dem Programm PBDOWN/8/ berechnet werden kann. Hier liefert BOPSIPR die Anfangsbedingungen für eine darauf folgende PBDOWN Rechnung. Zusammen mit PBDOWN kann der Störfall bis in die PAHR Phase hinein verfolgt werden. (Einschränkungen ergeben sich aber nach der Ausbildung großer zusammenhängender Schmelzzonen. Obwohl BOPSIPR für das weitere thermische Verhalten solcher Whole- Core- Pools bis hin zur Bildung der Öffnung eingesetzt werden kann, sollte dann besser SIMMER verwendet werden, da hier die möglichen Rekritikalitäten berücksichtigt werden können.)
- Ist der herrschende Druck für einen Ausblasevorgang zu niedrig bzw. existieren keine beweglichen Massen, so läuft Natrium wieder in den ursprünglichen Kernbereich zurück und kommt dort mit dem Kernmaterial in Berührung (Natrium-Reentry Pfad). Die Wechselwirkungen, die das eindringende Natrium dabei mit dem im ursprünglichen Kernbereich befindlichen Material eingehen kann (Reentry- FCI), und das weitere Verhalten dieser Konfiguration werden mit BOPSIPR nicht untersucht.

Die Haupteinschränkung der Untersuchungen mit BOPSIPR ergibt sich daraus, daß einfache, parametrische Einzelmodelle verwendet werden. Dies erwies sich als notwendig, da möglichst viele Einzeleffekte mitberücksichtigt werden sollten sowie wegen der bündelweisen Kerndarstellung und des damit verbundenen Rechenaufwandes. Vom Detail der Modellierung her ist BOPSIPR somit nicht so weit ausgearbeitet wie etwa SAS oder SIMMER.

2. Einzelmodelle

Aus der Szenariodiskussion lassen sich folgende wesentliche Konfigurationen innerhalb des Kerns ableiten:

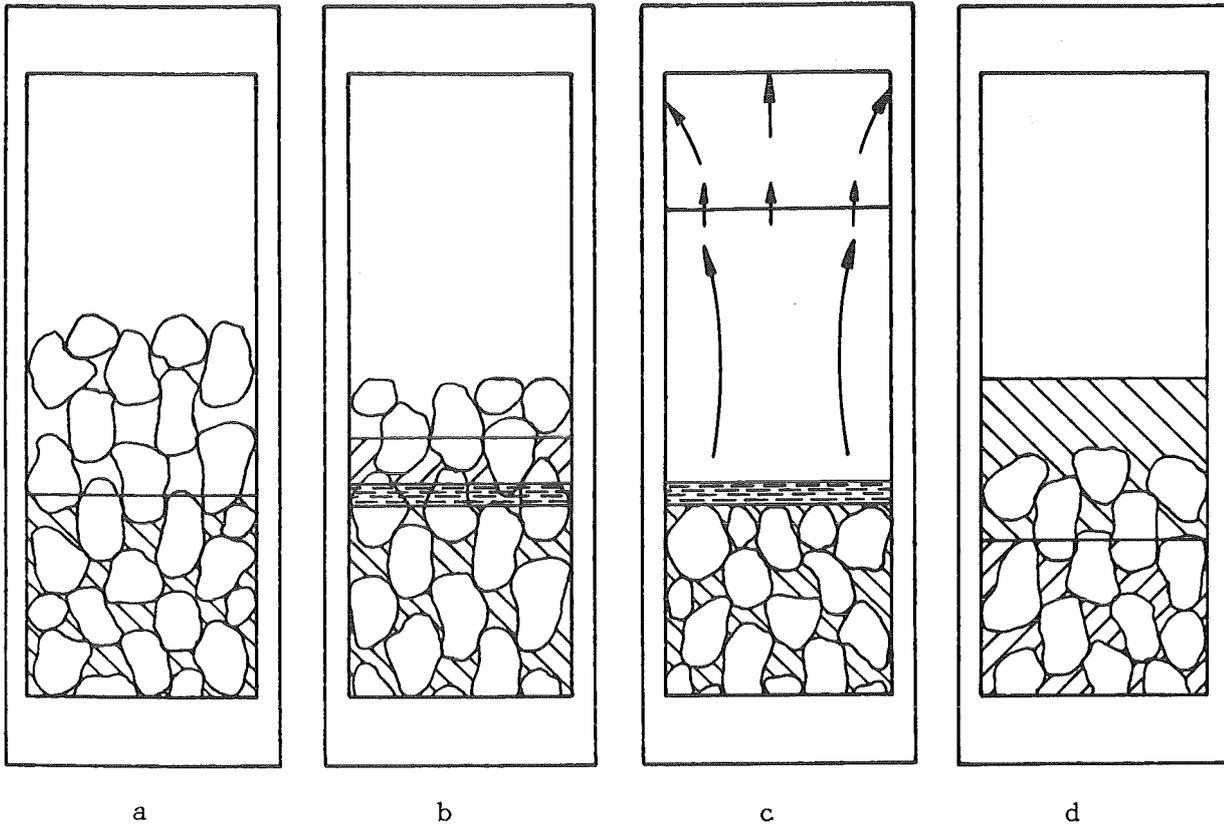
- intakte Brennelemente, mit oder ohne Natrium
- Brennelemente mit aufgebrochenen Stäben
- siedende Schmelzzonen
- Sonderelemente
- Kastenwände
- Spalte zwischen den Elementen
- axiale Blockaden, mit Brutmantel und Bündelkopf

Die intakten Brennelemente spielen für die hier vorgesehenen Untersuchungen in der Übergangsphase keine Rolle. Für die übrigen Konfigurationen werden in Kap.2 Einzelmodelle angegeben, die sog. Mikromodelle. Die für die Mikromodelle wesentlichen physikalischen Vorgänge (Szenario für die Mikromodelle) sowie die sich hieraus ergebenden Anforderungen, Annahmen und Vereinfachungen werden ebenfalls an dieser Stelle dargestellt. Die Verkoppelung der Mikromodelle (über die Randbedingungen zu jedem Zeitpunkt sowie an diskreten Zeitpunkten bei Konfigurationsänderungen) erfolgt vom Gesamtmodell (dem sog. Makromodell). Die Koppelung der Mikromodelle durch das Makromodell, die Koppelung des Gesamtprogramms an SAS etc. werden in Kap.3 beschrieben.

2.1 Modell für das Brennelement mit aufgebrochenen Stäben (SOPSI)

Am Ende der Einleitungsphase ist das Natrium aus den einzelnen Brennelementen weitgehend ausgedampft und spielt für die Betrachtungen hier keine Rolle mehr. Die Brennstäbe sind "aufgebrochen", d.h. sie haben ihre Integrität und ursprüngliche Geometrie verloren. Die Brennstofftabletten sind durch Innendruckaufbau "zerplatzt", der Brennstoff ist zerbröseln und in Partikelform. Die Kastenwände sind aber noch intakt. Nach oben und unten sind die Brennelemente durch massive axiale Blockaden abgeschlossen.

Das Mikromodell SOPSI (Solid Pool Simulation) simuliert diese Konfigurationen. Es verwendet Brennstoffbrocken vorgegebener Größe, die von Stahlschmelze (bzw. Brennstoffschmelze) umgeben sein können. SOPSI greift den Endzustand der Brennelemente nach der Einleitungsphase auf. Demgemäß wird als Anfangsbedingung postuliert:



- a) Feste Brennstoffpartikel plus geschmolzener Hüllrohrstahl unten, feste Brennstoffpartikel oben, Temperatur unten und oben kleiner als Brennstoffschmelztemperatur
- b) Feste Brennstoffpartikel plus geschmolzener Hüllrohrstahl unten, feste Brennstoffpartikel plus Brennstoffschmelze oben, isolierende Brennstoffkruste zwischen beiden Zonen, Temperatur unten kleiner als Brennstoffschmelztemperatur, Temperatur oben gleich Brennstoffschmelztemperatur
- c) Feste Brennstoffpartikel plus geschmolzener Hüllrohrstahl unten, siedende Brennstoff-Stahlschmelze mit geringem Stahlanteil oben, isolierende Brennstoffkruste zwischen beiden Zonen, Temperatur unten kleiner als Brennstoffschmelztemperatur, Temperatur oben größer als Brennstoffschmelztemperatur und größer als Stahlsiedetemperatur
- d) nach Materialumverteilung:
keine isolierende Brennstoffkruste zwischen beiden Zonen mehr,
Feste Brennstoffpartikel plus geschmolzener Brennstoff unten,
Feste Brennstoffpartikel plus geschmolzener Hüllrohrstahl oben,
Temperatur unten und oben gleich Brennstoffschmelztemperatur,
nachdem aller Brennstoff geschmolzen ist und überall die Stahlsiedetemperatur erreicht ist, integrales Aufsieden, d.h. Übergang zum Modell BOPSI

Abb.2.1 Angenommene Materialverteilungen im Brennelement mit aufgebrochenen Stäben

- die Brennstoffbrocken rutschen so weit wie möglich nach unten, wobei sie aber am Verlassen des ursprünglichen Kernbereichs durch Annahme von unteren axialen Blockaden gehindert werden, vgl. Abb. 2.1a. Sie bilden so eine "Partikelschüttung" auf der als fest angenommenen Blockade. Zur Seite wird die Partikelschüttung von den noch intakten Wänden begrenzt. Die Partikelschüttung ist durch eine bestimmte Porosität /9/ gekennzeichnet.
- Der Hüllrohrstahl ist vollständig geschmolzen, läuft zwischen den Brennstoffpartikeln hindurch nach unten und sammelt sich dort im Leervolumen zwischen den Brennstoffpartikeln an. Das Leervolumen zwischen den Partikeln wird hierbei vollständig ausgefüllt.
- Im trockenen Bereich oben haftet eine Reststahlmenge auf Grund der Oberflächenspannung als Film auf den Partikeln.
- aller Brennstoff und aller Stahl haben am Ende der Einleitungsphase wegen der Materialbewegungen überall im Element die gleiche Temperatur.

Es ergeben sich so im ursprünglichem Kernbereich folgende axiale Schichten:

- feste Brennstoffpartikel plus geschmolzener Stahl unten,
- darüber trockene, feste Brennstoffpartikel mit auf der Partikeloberfläche haftenden geringen Reststahlmassen,
- oberhalb dieser Partikelschüttung bis zur oberen axialen Blockade leerer Gasraum, in dem sich lediglich Inertgase befinden (Spaltgas, überhitzter Natriumdampf)

Aus beiden Schichten der Partikelschüttung finden Wärmeverluste an die Wände statt. An die Wände oberhalb der Partikelschüttung wird durch Strahlung Wärme übertragen. Der einschmelzende Wandstahl erhöht die Stahlmasse innerhalb der Partikelschüttung. Wegen der Schwerkraft läuft der in die obere Zone einschmelzende Wandstahl durch die Partikelschüttung hindurch nach unten und vereinigt sich mit dem unten bereits vorhandenem Stahl. Beim Durchlaufen durch die obere Schicht heizt er sich von der Stahlschmelztemperatur, mit der er von der Wand ins Element kommt, auf die Temperatur der oberen Schicht auf. Hierdurch wird Wärme von der heißeren oberen Schicht in die kältere untere transportiert.

Die Aufheizung der beiden Schichten durch die internen Wärmequellen erfolgt unterschiedlich schnell. Wegen der schlechteren mittleren Wärmeleitfähigkeit der oberen Schicht (kaum Stahl, dafür Leervolumen) sowie wegen der geringeren Wärmekapazität im Vergleich zur unteren (mit dem geschmolzenen Stahl), wird erwartet, daß sich die obere der beiden Schichten schneller erhitzt. Von Einfluß ist hierbei aber der von den Wänden oberhalb der Partikel einschmelzende Wandstahl, da er zunächst in die obere Zone gelangt und diese so zusätzlich gekühlt wird.

Tritt oben keine starke Wärmesenke auf, wird schließlich in der Mitte der oberen Zone der erste Brennstoff schmelzen. Er läuft dann, ebenfalls auf Grund der Schwerkraft, zwischen den Partikeln nach unten und kommt so in Kontakt mit dem Material der unteren Zone. Wenn dieses zu diesem Zeitpunkt die Brennstoff-Schmelztemperatur noch nicht erreicht hat, werden Erstarrungsvorgänge stattfinden. Es bildet sich dann eine isolierende Kruste aus wiedererstarrtem Brennstoff zwischen der (fast reinen) Brennstoffschmelze oben (auf Brennstoffschmelztemperatur) und den Brennstoffpartikeln mit der Stahlschmelze dazwischen unten (unterhalb der Brennstoffschmelztemperatur) vgl. Abb.2.1b. Diese Kruste schottet die beiden Bereiche voneinander ab. Materialaustausch zwischen beiden Zonen findet nun nicht mehr statt. Danach noch oben einschmelzender Stahl verbleibt also oben und kann, zusammen mit dem Stahl auf den Partikeln, nach dem vollständigen Brennstoffschmelzen oben zum Aufsieden dieses Bereichs und damit zum lokalen Druckaufbau führen, vgl. Abb.2.1c.

Damit geht ein Teil der Konfiguration in eine siedende Schmelzzone über (Konfigurationsänderung) und wird entsprechend mit einem anderen Mikromodell beschrieben.

Zur Beschreibung solcher Konfigurationen mit festen Brennstoffbrocken, die von Schmelze umgeben sein können, werden gemäß der Szenariodiskussion folgende Vereinfachungen und Annahmen getroffen:

- Jede der beiden Zonen innerhalb der Partikelschüttung wird nur durch eine Brennstoff- bzw. Stahltemperatur (Ausgleichstemperatur) beschrieben. Eine örtliche Diskretisierung durch Aufteilung der einzelnen Zonen in Unterphasen und so Berechnung eines zeitabhängigen Temperaturprofils wird nicht vorgenommen.

- Konvektionsvorgänge in der Stahlschmelze werden vernachlässigt, da die festen Brocken die freie Konvektion erheblich behindern.
- Wärmeverluste aus den einzelnen Bereichen in die Begrenzungsflächen werden durch reine Wärmeleitung beschrieben.
- Die Temperatur der jeweiligen SOPSI Zone ist im Allgemeinen größer als die Stahlschmelztemperatur. Die Wandoberflächentemperatur wird deshalb gleich der Stahlschmelztemperatur gesetzt.

Wie Abschätzungen zeigen, kann sich bei entsprechend "hoher" Wärmequellendichte im Brennstoff auf Grund der Wandwärmeverluste kein radiales Temperaturprofil aufbauen, da wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit das Aufheizen und schließlich Schmelzen des Brennstoffs schneller ist. Die Wandwärmeverluste finden dann nur innerhalb einer thermischen Grenzschicht statt.

- Die Wandwärmeverluste werden durch eine intern beheizte thermische Grenzschicht mit der mittleren Wärmeleitfähigkeit der jeweiligen Zone beschrieben, vgl. Abb.2.2. In dieser Grenzschicht findet der gesamte Temperaturabfall sowie der gesamte Wärmeverlust aus der Zone statt. Die Dicke dieser Grenzschicht ergibt sich unter Annahme eines quasistationären Temperaturprofils in der Grenzschicht unter den gegebenen Randtemperaturen. Ähnlich wird in SLUMPY/10/ vorgegangen.

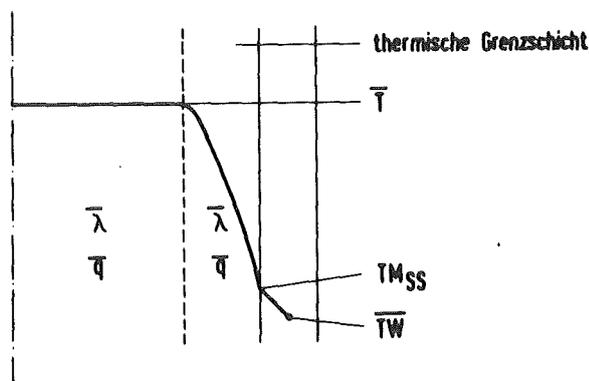


Abb.2.2 radialer Temperaturverlauf im Brennelement mit aufgebrochenen Stäben (Modell SOPSI)

Der zeitliche Einschwingvorgang des Temperaturprofils, und damit auch die zeitliche Änderung der Temperaturgradienten, wird bei dieser quasistationären Betrachtungsweise nicht berücksichtigt. Hierdurch wird bei instationären Vorgängen im Allgemeinen der Wärmeverlust durch Wärmeleitung aus dem Körper unterschätzt. Entsprechendes gilt auch bei Verwendung von experimentellen Wärmeübergangskorrelationen, die im Allgemeinen auch nur für stationäre Zustände bestimmt wurden.

- Der Temperatúrausgleich mit dem von den Wänden eingeschmolzenen Material findet in jeder Zone instantan statt.

Für die Porosität der Brennstoffpartikelschüttung spielt insbesondere die Form und die Größenverteilung der Partikel eine Rolle. Hierüber liegen für den Aufbruchvorgang des Brennstoffs durch Innendruckaufbau, wie er in SLUMPY /10/ angenommen wird, keine direkten experimentellen Ergebnisse vor. Entsprechend der Literatur, z.B. /9/, liegt die Porosität von "üblichen" Partikelschüttungen zwischen 0.4 und 0.6. Für SOPSI wird deshalb angenommen

- die Porosität ist die gleiche wie im Brennelement mit intakten Stäben unter Berücksichtigung des Spalts zwischen Brennstoff und Hülle bzw. unter Berücksichtigung des Leervolumens im Brennstoff selbst. Sie ergibt sich dann zu ca. 0.53.

Nachdem in der oberen Zone schließlich die Brennstoffschmelztemperatur erreicht ist, beginnen die Brennstoffpartikel dort zu schmelzen. Da die Porosität geometrisch ähnlicher Anordnungen gleich ist, wird angenommen

- die Porosität der Partikelschüttung ändert sich auch beim Schmelzen der Partikel nicht.

Ebenso wie die Porosität ist die auf den Brennstoffpartikeln haftende Reststahlmasse eine Eingabegröße. Wie in SAS /5/ wird ein Wert von $0.011 \frac{g_{\text{Stahl}}}{g_{\text{Brennstoff}}}$ verwendet /46/. Durch diese beiden Größen wird letztlich die Materialverteilung im Innern des Brennelements festgelegt.

Die in SOPSI modellierte Konfiguration ist in Abb.2.3 dargestellt. Das Kontrollvolumen für SOPSI wird begrenzt durch die Wände und durch die axialen Blockaden. Sowohl Wände als auch die axialen Blockaden gehören somit nicht zum Kontrollvolumen. Sie bilden innerhalb des Makromodells die (zeitabhängigen) Randbedingungen für das Mikromodell.

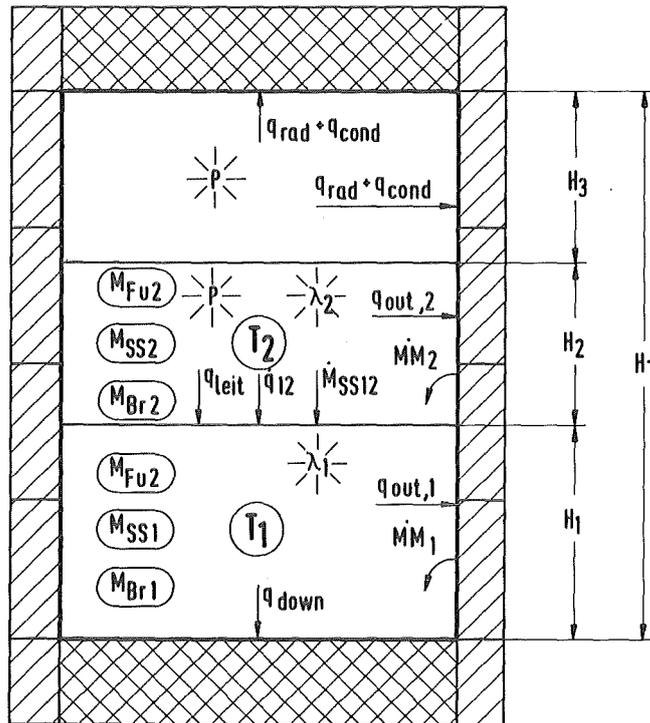


Abb.2.3 Modellkonfiguration für das Brennelement mit aufgebrochenen Brennstäben, mit Zonenaufteilung (SOPSI)

Das gesamte Volumen innerhalb des durch die Wände und die axialen Blockaden begrenzten Bereichs sei V , seine Gesamthöhe H_T . Dieses Volumen ist aufgeteilt in die untere Zone 1, die darüber liegende Zone 2, sowie den Leerraum darüber. Die Höhen dieser drei Bereiche seien H_1 , H_2 und H_3 . Die Mitteltemperatur in Zone 1 und 2 sei T_1 bzw. T_2 . Innerhalb der Zonen befinden sich die Brennstoffmassen M_{Fu1} , bzw. M_{Fu2} , die Brutstoffmassen M_{Br1} bzw. M_{Br2} und die Stahlmasse M_{SS1} bzw. M_{SS2} . Entsprechend den jeweiligen Massenverhältnissen, sowie dem Leerraum zwischen den Partikeln in Zone 2, ergibt sich für jede Zone eine mittlere Wärmeleitfähigkeit λ_1 bzw. λ_2 . Die Wandwärmeverluste sind $q_{out,1}$ bzw. $q_{out,2}$ aus der Partikelschüttung. Durch Wärmestrahlung wird der Wärmestrom q_{rad} an die Wände darüber bzw. an die obere axiale Blockade übertragen. In die untere axiale Blockade fließt q_{down} .

Die Wände sind in feste axiale Zonen unterteilt. Im Allgemeinen unterscheiden sich diese Wandzonen von den zeitlich veränderlichen Zonen im Modell SOPSI.

Das Programm ermittelt hier, wieviele und welche Wandmaschen an eine SOPSI Zone grenzen und wie groß die Kontaktfläche jeder dieser Wandmaschen mit der SOPSI Zone ist.

Die Aufschmelzrate jedes Wandmaschensegments ist unterschiedlich. Sie ist abhängig von der Mitteltemperatur und der Dicke der jeweiligen Wand und proportional zur Kontaktfläche zwischen der SOPSI Zone und diesem Wandsegment. Der gesamte Aufschmelzmassenstrom in Zone 1 bzw. 2 ergibt sich somit aus der Summe aller Einschmelzraten aus allen Wandsegmenten, die an der jeweiligen Zone liegen. Zusätzlich wird für die obere Zone 2 das Aufschmelzen der Wände im leeren Raum oberhalb von Zone 2 sowie der oberen axialen Blockade berücksichtigt.

Ziel von SOPSI ist die zeitliche Aufintegration von

- mittlerer spezifischer Energie u_j in jeder Zone j und im gesamten Kontrollvolumen
- Masse $M_{m,j}$ der Komponenten m ($m = \text{Brennstoff, Stahl und Brutstoff}$) in jeder Zone j beziehungsweise im gesamten Kontrollvolumen.
- Gesamtvolumen V und Gesamthöhe HT des Kontrollvolumens

Zu diesen Größen kommt noch, wenn das Modell innerhalb des Makromodells für einen zusammenhängenden Bereich angewendet wird (vgl. Kap. 3)

- Querschnittsfläche A_j und Umfang L_j der SOPSI Zonen zur Berechnung der Wärmeaustauschflächen an die Wände.

Aus der mittleren spezifischen Energie in jeder Zone bzw. im gesamten Element folgt mit den entsprechenden Massen die jeweilige Temperatur und Schmelzfraktion. Hieraus ergibt sich dann das Volumen der Schmelze (Stahl plus evtl. Brenn/ Brutstoff) in jeder Zone.

Ist oben die Brennstoffschmelztemperatur erreicht und eine entsprechende Brennstoffmenge (Eingabegröße) geschmolzen, so wird die abschottende Kruste zwischen beiden Zonen als vorhanden betrachtet. Das Kriterium für die Bildung der abschottenden Kruste, durch die der Massenaustausch zwischen den beiden Zonen unterbunden wird, lautet also:

- die Brennstoffschmelzfraction in der oberen Zone übersteigt einen vorgegebenen Minimalwert.

Die Ableitung der Gleichungen erfolgt im Anhang A.

2.2 Modell für allseitig abgeschlossene siedende Schmelzzonen (BOPSI)

Zur Beschreibung eines allseitig abgeschlossenen, integral siedenden Brennelements bzw. eines allseitig abgeschlossenen, siedenden zusammenhängenden Bereichs (Pool) wurde das Mikromodell BOPSI (Boiling Pool Simulation) entwickelt.

Innerhalb des allseitig abgeschlossenen Bereichs befinden sich geschmolzener Brennstoff, von den axialen Blockaden eingeschmolzener Brutstoff und siedender Stahl. Geringe Restmassen an Natrium wirken bei den herrschenden hohen Temperaturen (größer als Brennstoffschmelztemperatur) nur noch als Inertgas.

Die Schmelze sammelt sich wegen der Schwerkraft unten an. Darüber bildet sich ein freier Raum, an dessen Wänden der aus der Schmelze aufsteigende Dampf kondensieren kann. Das Innere des allseitig abgeschlossenen Bereichs ist so in zwei Teilbereiche aufgeteilt:

- die siedende, von Dampf durchströmte Brennstoffstahlschmelze unten. Die Höhe dieses Zweiphasengebiets wird vom nach oben aufsteigenden Dampf bestimmt.
- der trockene Dampfraum darüber, in dem der aus der Schmelze aufsteigende Dampf kondensiert.

Die Kondensation im trockenen Dampfraum wird bestimmt durch Wärmestrahlung und durch das dort vorhandene Inertgas.

Durch den aufsteigenden Dampf wird die Schmelze bewegt. Entsprechend wird dem Pool durch konvektiven Wärmeübergang an den Begrenzungsflächen Wärme entzogen. (Über den Dampfstrom werden somit auch die Wärmeverluste aus der siedenden Schmelzzone selbst von der Dampfkondensation dominant beeinflusst). Die Begrenzungen können schmelzen und erhöhen so Masse und Volumen des Pools. Experimentelle Wärmeübergangskorrelationen an Wänden und Boden einer intern

beheizten, nach oben offenen Flüssigkeit aus einer einzigen Komponente (meist Wasser) liegen vor /13,14,15/.

Folgende Annahmen und Vereinfachungen werden für BOPSI getroffen:

- Segregation der beiden ineinander unlöslichen Komponenten Brenn/Brutstoff einerseits und Stahl andererseits wird ausgeschlossen, da durch die Stahldampfblasen ein Rühreffekt in der Schmelze entsteht, der die Entmischung verhindert. Brenn-/Brutstoff und Stahl liegen also gut durchmischt vor.
- alle im Pool vorhandenen Komponenten und Phasen haben die gleiche Temperatur, da der Wärmeübergang zwischen allen Komponenten und Phasen somit sehr gut ist. Für Austauschvorgänge steht genügend Zeit zur Verfügung.
- Brennstoffdampf wird wegen des Temperatenausgleichs vernachlässigt. Der Druck im Pool ist dann gleich dem Dampfdruck des Stahls bei der entsprechenden Temperatur (Sattdampf).
- Siedeverzug in der Stahlschmelze wird wegen der zahlreichen Verdampfungskeime im Pool (z.B. Verunreinigungen, Inertgasblasen Stahldampfblasen, oder auch noch feste Partikel) ausgeschlossen.

Über die Existenz einer isolierenden Brennstoffkruste auf den Wänden gibt es unterschiedliche Meinungen. Catton vereint sie in /16/ und stellt für diesen Fall eine Theorie auf, die er durch Simulationsexperimente zu unterstützen sucht, während Fauske von einer Brennstoffkruste ausgeht /17/. Epstein /18,19/ untersuchte theoretisch die mechanische Stabilität solcher Krusten, machte dazu ebenfalls Simulationsexperimente und kommt zu Ergebnissen, die denen von Catton widersprechen. Im hier vorgestellten Modell wird deshalb eine Option eingebaut, die es ermöglicht, beide Fälle (also blanke Stahlwand oder isolierende Kruste) zu untersuchen.

- Eine evtl. vorhandene Brennstoffkruste (Eingabeparameter) wird dadurch berücksichtigt, daß das treibende Temperaturgefälle von der Schmelze zur Wand entweder mit der Stahlschmelztemperatur als effektiver Wandoberflächentemperatur (ohne Kruste) oder mit der Brennstoffschmelztemperatur (mit Kruste) bestimmt wird. Es wird somit keine Kruste endlicher Dicke angenommen. Die Kruste wirkt nur durch den durch sie verursachten Temperaturabfall.

Der untere Teil des abgeschlossenen Bereichs (von Dampfblasen durchsetzte Schmelze) hat die Höhe H . Aus dem siedenden Pool steigt der Massenstrom MSV in den trockenen Dampfraum auf und kondensiert dort (MCOND).

Ziel von BOPSI ist die zeitliche Integration von

- spezifischer Enthalpie u der reinen Schmelze (Brennstoff, Stahl und Brutstoff) ohne die Enthalpie des Dampfes

Die sich bei Temperaturänderungen ebenfalls ändernde Dampfdichte (isochore Verdampfung) wird als zusätzliche Wärmekapazität berücksichtigt. Der Stahldampf bleibt so immer im Sättigungszustand.

- Massen M_m von Brennstoff, Stahl und Brutstoff innerhalb des Kontrollvolumens
- Gesamtvolumen V und Höhe HT des Kontrollvolumens

Wenn das Mikromodell innerhalb des Makromodells für einen zusammenhängenden Bereich über mehrere Brennelementpositionen verwendet wird, kommt noch dazu

- Querschnittsfläche und Umfang sowohl des trockenen Dampfraums als auch des siedenden unteren Bereichs

Die Temperatur T ergibt sich aus der mittleren spezifischen Enthalpie der Schmelze mit der Brennstoff-, Stahl- und Brutstoffmasse.

Die Ableitung der Bilanzgleichungen erfolgt im Anhang B.1.

Bei Kondensationsvorgängen müssen i.A. zwei Wärmeübergangsmechanismen berücksichtigt werden:

- dampfseitiger Wärmewiderstand
- Wärmewiderstand im bereits niedergeschlagenen Kondensat

Nur ohne jegliches Inertgas und wenn es sich nicht um die Kondensation von Metallen handelt, kann der dampfseitige Wärmewiderstand vernachlässigt werden /29/. Dies führt zu den "klassischen" Kondensationsmodellen, wie z.B. der

Nusselt'schen Wasserhauttheorie /20/, oder auch neueren Arbeiten, wie z.B. Koh und Sparrow /21/ oder Gerstman und Griffith/22/. Ansonsten müssen in Anlehnung an /29/ die einzelnen Wärmeübergangsmechanismen gemäß Abb.2.5 verknüpft werden.

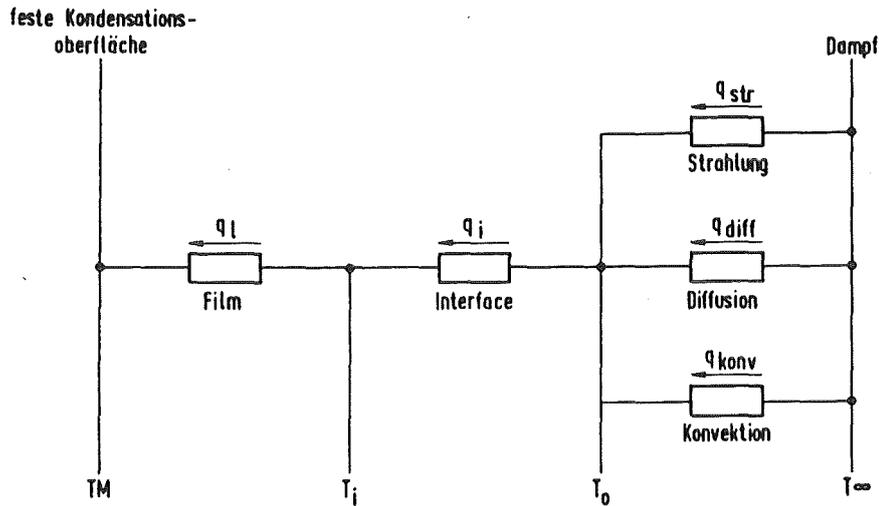


Abb.2.5 Wärmewiderstände bei der Kondensation im Dampf selbst (durch Diffusion, Strahlung und Konvektion), an der Dampf- Flüssig- Grenzschicht und im Flüssigkeitsfilm. Die Kondensationsoberfläche (links) ist gekennzeichnet durch die Temperatur T_M , der Dampf (rechts) durch T_∞ .

Die Temperatur des Dampfes ist T_∞ . Die Oberflächentemperatur der Wand ist gleich der Schmelztemperatur T_M von Brennstoff (Kruste) oder Stahl (Eingabeparameter) und ist somit bekannt. Da die Temperatur des Dampfes höher ist als die Brennstoffschmelztemperatur, kann die Oberfläche bei der Kondensation auf jeden Fall aufschmelzen. Das treibende Temperaturgefälle auf der Dampfseite ergibt sich zu $(T_\infty - T_V)$, das über den Kondensatfilm zu $(T_i - T_M)$. Der Temperatursprung /29/ an der Flüssig- Dampf- Grenzfläche $(T_V - T_i)$ könnte z.B. gemäß Schrage /27/ berücksichtigt werden. Er ist aber bei Anwesenheit von Inertgas im Vergleich zu $(T_\infty - T_V)$ vernachlässigbar klein. Es werden deshalb T_V und T_i als gleich betrachtet.

Der dampfseitige Wärmewiderstand selbst setzt sich aus drei parallelen Mechanismen zusammen (siehe auch Abb.2.5):

- Massentransport durch Diffusion des Dampfs durch das Inertgas an die Kondensatoberfläche. Durch Multiplikation dieses Massenstromes mit der Verdampfungsenthalpie ergibt sich die hierdurch abgeführte Wärmemenge q_{diff} .

Der Massentransport durch Diffusion wird nach den Gesetzen der Stoffübertragung eindimensional und quasistationär gemäß der Gleichung von Stephan /23/ beschrieben. Die dort auftretende Grenzschichtdicke δ wird eliminiert durch Einführung der Stoffübergangszahl β , die aus einer geeigneten empirischen Korrelation /24/ bestimmt wird. Die Diffusionskonstante D ergibt sich für ein Gemisch aus zwei idealen Gasen gemäß /26/.

In SIMMER /6/ wird von Suo Antilla ein der Gleichung von Stephan entsprechender Ansatz gemacht. Der Hauptunterschied liegt darin, daß in SIMMER die Diffusion berechnet wird für ein Mehrkomponentensystem, während hier nur zwei Komponenten zugelassen sind. Allerdings ist für BOPSI die Beschränkung auf zwei Komponenten ausreichend, da im trockenen Dampfraum außer Inertgas und Stahl keine weiteren festen oder flüssigen Komponenten angenommen werden.

- Wärmetransport durch das Inertgas-Dampfgemisch q_{konv} durch Konvektion (bzw. Wärmeleitung). Die Wärmeübergangszahl wird wegen der Analogie zwischen Wärme- und Stoffübertragung mit der gleichen Korrelation /24/ bestimmt, mit der auch die Stoffübergangszahl β bestimmt wurde.
- Wärmetransport q_{str} durch Strahlung aus dem trockenen Dampfraum an die Kondensatoberfläche. Die diesem Wärmestrom entsprechende Dampfmasse muß nicht mehr durch das isolierende Inertgas bis an die Kondensationsoberfläche diffundieren, sondern kann an Kondensationskeimen vor der Oberfläche niederschlagen. Unmittelbar vor der Wand liegt dabei ein ausgeprägtes Nebelgebiet.

Prinzipiell müßte, um alle Reflektionen an den sich bewegenden Nebeltröpfchen, Absorption dort etc. mitzubedenken, der Wärmestrom durch Strahlung q_{str} mit Hilfe der Transporttheorie bestimmt werden. Vereinfacht man jedoch das Problem derart, daß der Strahlungswärmeaustausch nur zwischen der Kondensationsoberfläche einerseits und einem "Tröpfchenfilm" im trockenen Dampfraum andererseits auftritt, dann hat man es mit der Strahlung zwischen zwei parallelen Platten zu tun. Für die Tröpfchen wird die Absorptionszahl von Stahl im entsprechenden Temperaturbereich verwendet ($\epsilon_{\infty} = 0.06$).

Für die strahlende Kondensationsoberfläche wird bei Annahme eines geschlossenen Kondensatfilms (Filmkondensation) ebenfalls die Absorbtionszahl von Stahl verwendet. Der Dampf "sieht" dann als Kondensationsoberfläche sein eigenes Kondensat, unabhängig davon, woraus die darunterliegende Fläche tatsächlich besteht. Falls angenommen wird, daß der trockene Dampfraum von einer festen Brennstoffkruste isoliert wird, kann per Eingabe auch die Absorbtionszahl von Brennstoff gewählt werden. Dies würde einer Tropfenkondensation entsprechen, d.h. der Dampf "sieht" keinen durchgehenden Stahlfilm (Kondensat) auf der Brennstoffkruste, sondern die Brennstoffkruste selbst. (In diesem Fall wird der Wärmewiderstand im Kondensat zu 0 gesetzt.)

Der gesamte Wärmestrom vom Dampfraum in die Kondensatoberfläche hinein ergibt sich aus der Summe dieser drei Wärmeströme.

Geht man von Filmkondensation (geschlossener Kondensatfilm) aus, dann muß der Wärmewiderstand durch das niedergeschlagene Kondensat bestimmt werden. Während die bisherigen Betrachtungen über den dampfseitigen Wärmeübergang unabhängig waren davon, ob die Kondensationsoberfläche horizontal, vertikal oder geneigt ist, so muß dies hier berücksichtigt werden. Für BOPSI ist deshalb in Bezug auf den Wärmedurchgang durch das Kondensat zunächst zu unterscheiden zwischen Kondensation von unten an der oberen axialen Blockade sowie Kondensation an einer vertikalen Wand.

Bei Anwesenheit von Inertgas ist aber die Wärmedurchgangszahl durch den Film viel größer als die auf der Dampfseite. Dies gilt um so mehr, wenn es sich wie hier um ein Metall mit hoher Wärmeleitfähigkeit handelt. Details der Vorgänge im Film spielen somit keine Rolle. In diesem Fall kann dann näherungsweise die Kondensationswärmeübergangszahl zur Seite gleich der nach oben gesetzt werden.

Zur Bestimmung des Wärmedurchgangs durch das Kondensat, das von einer horizontalen Fläche nach unten tropft, werden die Ergebnisse von Gerstmann und Griffith /22/, siehe auch /29/ verwendet. Die Modellvorstellung ist, daß sich an der Unterseite einer horizontalen Fläche ein Flüssigkeitsfilm bildet. Die Tropfenbildung von diesem Film wird durch eine voll ausgebildete Taylorinstabilität /30/ beschrieben. Dies führt zu einer quasistationären Beschreibungsweise dieses an sich begrenzt instabilen Systems. Dieser "pseudostationäre" Zustand wird dann durch Gleichgewichtsbetrachtungen beschrieben.

Nicht berücksichtigt ist in /22/ der Effekt des Aufschmelzens. Hierdurch erhöht sich die Anzahl der herabregnenden Tropfen und dadurch die Strömungsgeschwindigkeiten im Film zu den Stellen hin, wo sich der Tropfen bildet. Dieser Effekt bewirkt eine Erhöhung der Wärmeübergangszahl und ist nach /31/ zu berücksichtigen in einer modifizierten Ra-Zahl.

Die Ableitung der Gleichungen zur Kondensation erfolgt im Anhang B.2.

Ziel der Betrachtungen zur Zweiphasenströmung ist die Berechnung der Höhe H des Zweiphasengebiets in Abhängigkeit von der der Kondensationsrate im trockenen Dampfraum, d.h. letztlich von der Pooltemperatur.

Der Dampf strömt hauptsächlich in axialer Richtung durch die Schmelze nach oben in den trockenen Dampfraum hinein. Da die Schmelze volumetrisch beheizt wird und sich am Siedepunkt befindet, wird in jedem Volumenelement des siedenden Pools Dampf erzeugt. Der Dampfstrom und der Dampfanteil sind somit in Strömungsrichtung ortsabhängig. Die Randbedingung ist, daß "unten", d.h. auf dem Boden des Pools, überhaupt kein Dampf vorhanden ist.

Für ein nach oben offenes System liegen experimentelle Aussagen vor. Aus Simulationsexperimenten, meist mit Wasser /13,14,15,32,33/ muß geschlossen werden, daß das Verhalten der Schmelze als "churn-turbulent" Strömung beschrieben werden kann. Im Gegensatz zur Blasenströmung, wo sich die einzelnen Blasen völlig unabhängig voneinander bewegen (einzelne Blasen in einem unendlich ausgedehnten Medium), bezeichnet "churn turbulent" einen Strömungszustand, der gekennzeichnet ist durch häufige Koagulation von Gasballen. Es bilden sich große, unregelmäßig geformte, instabile Gebilde, die sich auch wieder teilen können. Dieser Zustand entspricht dem Übergang von der Blasenströmung zur Pfropfenströmung, wobei sich aber noch kein stabiler Pfropfen ausgebildet hat.

Bei einigen Experimenten trat auch eine Schaumströmung ("foam") auf, d.h. eine reine Blasenströmung mit einem sehr hohen Dampfanteil. Diese Ergebnisse waren aber nur schlecht reproduzierbar, da Verunreinigungen in der Flüssigkeit hier eine sehr starke Rolle spielen.

Dagegen scheinen die Ergebnisse, zu denen Fauske in /34/ durch Verallgemeinerung der mechanischen Stabilitätskriterien von Kutateladse /35/ kommt (Flüssigkeitstropfen in einer kontinuierlichen Dampfphase- "dispersed droplets") durch

die Experimente nicht bestätigt zu werden. Der Grund liegt darin, daß Fauske für seine Abschätzung die gesamte im Pool intern erzeugte Wärme zur Verdampfung verwendete. Tatsächlich kann in der Schmelze aber nur soviel Dampf produziert werden, wie aus der Schmelze heraus nach oben abgeführt werden kann (d.h. im trockenen Dampfraum kondensieren kann). Hierdurch überschätzte er die Dampfproduktionsrate.

Folgende Annahmen und Vereinfachungen werden für die Simulation der Zweiphasenströmung getroffen:

- Die Beschreibung erfolgt eindimensional in axialer Richtung entsprechend der Hauptströmungsrichtung. Die Verhältnisse in radialer Richtung werden als konstant über den gesamten Querschnitt betrachtet.
- Die spezifische Verdampfungsrate pro Massen- bzw. Volumeneinheit in der reinen Schmelze ist überall im Pool gleich groß.
- Alle Stoffwerte werden als konstant im ganzen Pool betrachtet.

Durch die Dampfströmung wird auch die flüssige Phase bewegt. Zur genauen Beschreibung der Vorgänge ist somit die Impulserhaltung in der Flüssigkeit sowie die Impulskopplung zwischen Dampf und Flüssigkeit zu untersuchen. Dies würde zu einem zwei-(drei-) dimensionalen Modell für die Flüssigkeitsströmung führen, wie es von POOL /36/ oder KACHINA bzw. SIMMER /37/ versucht wurde.

Für die einfache, bilanzierende Betrachtungsweise, wie sie in dieser Arbeit angestrebt wird, sind einerseits die Details der Flüssigkeitsströmung ohne Belang. Andererseits sollen in BOPSIPR viele Elemente gleichzeitig bilanziert werden, so daß wegen Speicherplatzbedarf und Rechenzeit solche Modelle hier nicht eingesetzt werden können. Es wird deshalb eine quasistationäre Betrachtungsweise verwendet, so daß die Lösung der Impulsgleichung nicht erforderlich ist.

- Die Impulskopplung des Dampfes mit der Flüssigkeit wird durch einen quasistationären empirischen Ansatz ("drift- flux", /38/) beschrieben. Hierdurch werden die Geschwindigkeiten der beiden Phasen zueinander in Beziehung gesetzt.

- Angenommen wird, daß keine Flüssigkeitsströmung, auch keine örtliche, vorliegt. Hierdurch werden Konvektionsbewegungen in der Schmelze vernachlässigt.
- Für den Strömungszustand im volumetrisch beheizten siedenden Pool wird Blasenströmung unten angenommen, die nach Überschreiten eines kritischen Wertes für den Dampfstrom (Stabilitätskriterium) in den "churn-tubulent" Zustand übergeht.

Innerhalb jedes dieser beiden Teilbereiche wird somit für den Drift-flux ein anderer Ansatz verwendet. Hierdurch ändert sich in einer bestimmten Höhe schlagartig der Zustand der Zweiphasenströmung, und damit Strömungsgeschwindigkeit, Dampfstromanteil etc. Die Ansätze für den Drift-flux werden gemäß Wallis /38/ festgelegt, die Stabilitätsgrenzen gemäß Kutateladse /35/.

Die Ableitung der Gleichungen zur Zweiphasenströmung erfolgt im Anhang B.3.

2.3 Modellentwicklung für den Übergang eines Brennelements mit aufgebrochenen Stäben zu einem siedenden Pool

Das Mikromodell BOPSI beschreibt das Verhalten eines integral siedenden Elements bzw. zusammenhängenden Bereichs, in dem alle Materialien geschmolzen sind und der Stahl siedet. Das Mikromodell SOPSI beschreibt dagegen das Verhalten von Brennelementen mit aufgebrochenen Stäben bis hin zu dem Punkt, wo in der oberen Zone aller Brennstoff geschmolzen ist. Zu diesem Zeitpunkt sind in der unteren Zone noch alle Partikel fest. Für den Übergangsbereich zwischen diesen beiden Konfigurationen werden in SOPSI einige Modifikationen durchgeführt.

1. Lokales Aufsieden in der oberen Zone

Nachdem der (wenige) Stahl in der oberen Zone (vgl. SOPSI) Siedebedingungen erreicht hat, kann diese Zone aufsieden, d.h. es findet lokaler Druckaufbau statt, vgl. Abb.2.1c. Voraussetzung für das Aufsieden ist, daß ein leerer Raum vorhanden ist, in den hinein der Stahldampf expandieren kann. Dies bedeutet, daß der Bündelkopf zu diesem Zeitpunkt nicht abgestürzt sein darf. In diesem Fall bildet sich eine zwar in Bezug auf die Stahlsiedetemperatur überhitzte, aber nicht siedende Schmelzzone.

Kann das Material der oberen Zone aufsieden, dann finden wie beim integral siedenden Element (bzw. Pool - Modell BOPSI) im freien Raum oben Kondensationsvorgänge statt, durch die die Höhe der Zweiphasenströmung bestimmt wird. Im Gegensatz zum integral siedenden Element nehmen hier aber nur geringe Stahlmassen an dieser Verdampfung teil. Der meiste Stahl ist in der unteren Zone und hat Siedebedingungen noch nicht erreicht.

Das Kriterium für das lokale Aufsieden in der oberen Zone ist

- ein leerer Raum ist für die Expansion des Stahldampfes vorhanden (d.h. der Bündelkopf ist nicht abgestürzt), und
- in der oberen Zone wird ein entsprechendes Enthalpieniveau überschritten (aller Brennstoff geschmolzen, genügend Stahl verdampft, um den leeren Raum zu füllen).

Die Zone 2, vgl. Abb.2.3, sowie der Leerraum darüber werden dann wie in BOPSI behandelt. Das Gesamtvolumen des siedenden Bereichs ist analog zu BOPSI das Volumen der (aufgesiedeten) Zone 2 plus das des Leerraums darüber. Die Höhe H_2 wird dann die Höhe des Zweiphasengebiets. Es werden die gleichen Programmteile wie in BOPSI für die Dampfkondensation und die Zweiphasenströmung aufgerufen. Der Wandwärmeverlust $q_{out,2}$ aus der Zone 2 wird nicht mehr durch reine Wärmeleitung bestimmt, sondern mit den gleichen empirischen Korrelationen /13/ wie in BOPSI. Im Bereich über dem Zweiphasengebiet wird anstelle des Strahlungswärmestroms q_{rad} der Kondensationswärmestrom q_{cond} an die Wände bzw. Blockaden übertragen. Effekte durch Wärmestrahlung, die sich nun auf die Dampfkondensation auswirken, sind hierin berücksichtigt.

2. Materialumverteilung

Die abschottende Kruste zwischen diesen beiden Bereichen ist thermisch nicht mehr stabil, wenn auf ihren beiden Seiten die Brennstoffschmelztemperatur erreicht oder überschritten ist. (Dies ist unabhängig davon, ob die obere Zone aufgesiedet war.) Sobald also auch in der unteren Zone die Brennstoffschmelztemperatur erreicht ist, verschwindet die Kruste und der spezifisch schwerere geschmolzene Brennstoff kann von oben durch den flüssigen Stahl hindurch nach unten sacken. Im Endzustand bildet sich so ein von Brennstoffpartikeln durchsetzter Brennstoffsee unter einem ggf. ebenfalls von Brennstoffpartikeln durchsetzten Stahlsee, vgl. Abb.2.1d.

Da der Dichteunterschied zwischen flüssigem Brennstoff und flüssigem Stahl nicht groß ist und außerdem die Brennstoffschmelze oben durch Stahldampf verdünnt ist, wird die Vermischung der Materialien aus beiden Bereichen nicht instantan und vollständig stattfinden. Außerdem muß der flüssige Stahl aus dem Leerraum zwischen den Brennstoffpartikeln nach oben herausgedrückt werden. Die Schmelzfront wandert so mit einer gewissen Geschwindigkeit in die Partikel-schüttung (die auf Brennstoffschmelztemperatur ist) hinein nach unten. Entsprechend kann angenommen werden, daß auch nach Verschwinden der Kruste innerhalb des Elements Druck herrscht (lokale Heißstellen, die vom oberen Bereich übrigbleiben).

Im Modell wird dagegen sofort nach Verschwinden der Kruste der Endzustand angenommen, d.h. die instantane Vermischung der Materialien aus beiden Bereichen ohne Relaxationszeit. Wegen der Durchmischung beim Herabsacken findet im Modell instantan Temperatenausgleich zwischen dem heißeren Material der oberen Zone und dem der unteren, das auf Brennstoffschmelztemperatur ist, statt. Die Ausgleichstemperatur ist die Brennstoffschmelztemperatur. Um die lokalen Heißstellen zu berücksichtigen, wird aber weiter Druck im Element angenommen.

Das Kriterium für diese Materialumverteilung ist, daß die abschottende Kruste zwischen beiden axialen Zonen nicht mehr existiert, also

- in beiden Zonen befindet sich geschmolzener Brennstoff, d.h. die Brennstoffschmelzfraktion ist in beiden Zonen größer als 0.

Nach der Materialumverteilung wird unterhalb der Zone 1 eine zusätzliche Zone 0 (in Abb.2.3 nicht dargestellt) angeschlossen. In dieser befindet sich der gesamte geschmolzene Brennstoff plus evtl. feste Brennstoffbrocken, in Zone 1 darüber wie bisher ist der gesamte Stahl plus evtl. feste Brennstoffbrocken, in der Zone 2 wie bisher nur feste Brennstoffbrocken. Alle Temperaturen sind gleich der Brennstoffschmelztemperatur. Da keine siedende Schmelze mehr vorhanden ist, werden die Wandwärmeverluste in allen Zonen wieder mit reiner Wärmeleitung beschrieben. In der untersten Zone mit dem geschmolzenen Brennstoff ohne Stahl dazwischen entspricht dabei die thermische Grenzschicht einer festen Brennstoffkruste (Gleichgewichtskrustendicke).

Das Zweizonenmodell (mit dem Leerraum darüber) geht so über in ein Dreizonenmodell. Es kann aber bei entsprechend großer Brennstoffschmelzfraktion die obere Zone mit den festen Brennstoffbrocken verschwinden. Ist nahezu aller

Brennstoff geschmolzen, so bildet sich schließlich ein reiner Stahlsee über einem Brennstoffsee, der evtl. noch feste Brennstoffbrocken enthalten kann.

3. Integrales Aufsieden und Poolkollaps

Solange die festen Brennstoffbrocken nicht vollständig geschmolzen sind, wirken sie als Wärmesenke und verhindern das weitere Aufheizen der Schmelze, bzw. das Verdampfen von Stahl. Das gesamte Element wird deshalb erst dann als "integral siedend" betrachtet, wenn der gesamte Brennstoff geschmolzen ist und der gesamte Stahl die Siedetemperatur erreicht hat, d.h., der gesamte Stahl an der Verdampfung teilnehmen kann. Auch hierfür ist aber Voraussetzung, daß ein leerer Raum vorhanden ist, in den hinein der Stahldampf expandieren kann (d.h. der Bündelkopf darf nicht abgestürzt sein). Dann wird umgeschaltet zum Modell BOPSI für den siedenden Pool. Im anderen Fall, wenn kein Raum für die Bildung von Stahldampf zur Verfügung steht, bildet sich eine zwar in Bezug auf die Stahlsiedetemperatur überhitzte Schmelze, die aber nicht siedet. (Erst nach Bildung einer Öffnung kann dann eine Verdampfung durch Druckentlastung stattfinden.)

Folgende Bedingungen müssen für das integrale Aufsieden des gesamten Elements (bzw. des zusammenhängenden Bereichs) erfüllt sein:

- alles Material im gesamten Element (bzw. zusammenhängenden Bereich) muß frei beweglich sein, d.h.

 - aller Brennstoff muß geschmolzen sein
 - keine abschottende horizontale Brennstoffkruste innerhalb des Elements, durch die "größere" Bereiche innerhalb des Elements voneinander separiert werden. Dies ist gleichbedeutend damit, daß Materialumverteilung stattgefunden hat.

- es muß ein leerer Raum vorhanden sein, in den hinein der Stahldampf expandieren kann.
- die Energie muß ausreichen, um den Stahl zum Sieden zu bringen (d.h. die Stahlsiedetemperatur muß erreicht sein) und um das vorhandene Leervolumen mit Stahldampf zu füllen.

Falls umgekehrt ein Pool kollabiert, d.h. die Schmelze sich unter die Stahlsiedetemperatur abkühlt, so wird angenommen, daß sich Brennstoff und Stahl wegen der Schwerkraft voneinander trennen. Es bildet sich so ein Stahlsee über einem festen Brocken durchsetzten Brennstoffsee. Dies entspricht dem Zustand nach der Materialumverteilung. Auch in diesem Fall wird wegen lokaler Heißstellen nach wie vor von Druck im Element ausgegangen.

Die Datenfelder für BOPSI und SOPSI sind leicht unterschiedlich. Beim Übergang zwischen beiden Modellen ist dies zu berücksichtigen. Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, daß in BOPSI die spezifische Enthalpie der flüssigen Phase aufintegriert wird. Die Enthalpie des Dampfes ist hierin nicht enthalten. Andererseits muß die Verdampfungswärme von SOPSI aufgebracht werden, ist also am Umschaltpunkt in der in SOPSI berechneten spezifischen Enthalpie mit enthalten. Die Energie des Dampfes ist also bei diesem Übergang von SOPSI nach BOPSI abzuziehen bzw. umgekehrt dazuzuzählen. (Dichteänderungen des Stahldampfes durch Temperaturänderungen werden dann in BOPSI als zusätzliche Wärmekapazität betrachtet - isochore Verdampfung.)

2.4 Modell für Elemente ohne Brennstoff (Sonderelemente)

Da in BOPSIPR die Bilanzierung bündelweise über alle Elemente erfolgt, sind auch für die Sonderelemente Modelle erforderlich.

Im Kern des SNR 300 gibt es vier verschiedene Typen von Sonderelementen:

- 9 Regeltrimmelemente
- 3 Zweitabschaltelemente
- 6 Natriumblindelemente
- 6 B_4C -Blindelemente

Für den schweren hypothetischen Störfall wird per Definition unterstellt, daß sowohl das erste als auch das zweite Abschaltssystem vollständig versagt. Dies bedeutet, daß im Regeltrimm- und Zweitabschaltelement die Absorberstäbe in der Position stehen bleiben, die sie im Betrieb innegehabt haben. Für die Störfallbetrachtungen kann deshalb davon ausgegangen werden, daß außer den B_4C -Blindelementen alle diese Sonderelemente, zumindest im unteren Kernbereich, "leer" sind und nur Natrium enthalten. Im unteren Kernbereich unterscheiden sich dann Natriumblindelement einerseits und Regeltrimm- bzw. Zweitabschaltelement andererseits vom Aufbau her nur durch das interne Führungsrohr.

Dieses Führungsrohr muß zum Versagen zusätzlich zur Wand durchgeschmolzen werden.

Mit dem Pumpenauslauf im Primärkreis wird während der Einleitungsphase auch der Natriumdurchsatz in den Sonderelementen zurückgehen. Schließlich wird das Kühlmittel im Primärkreis nur noch durch Naturkonvektion bewegt. Da die freien Strömungsquerschnitte entweder nach oben oder unten durch interne Einbauten versperrt sind, wird angenommen, daß die Sonderelemente axial nicht mehr von Natrium durchströmt werden.

Da im Natrium eine stabile Temperaturschichtung vorliegt (oben heißer als unten), kann Naturkonvektion innerhalb der einzelnen Elemente ebenfalls vernachlässigt werden. Das Verhalten der Sonderelemente kann also durch reine Wärmeleitung im stagnierenden Natrium beschrieben werden. Hierfür wird ein Mehrzonewärmeleitmodell verwendet.

Folgende Vereinfachungen werden getroffen

- eine azimutale Aufteilung innerhalb des Elements nicht vorgenommen.
- Zur Lösung der Wärmeleitgleichung für das Natrium im Inneren des Sonderelements wird das Sonderelement als Kreiszyylinder betrachtet, dessen Grundfläche gleich der Querschnittsfläche des Sonderelements ist unter Berücksichtigung des internen Führungsrohrs. Die Lösung der Wärmeleitgleichung erfolgt zweidimensional in r-z-Richtung. Die Anzahl der radialen Zonen ist Eingabegröße. Die axialen Zonen sind identisch mit denen in den Wänden bzw. Spalten.
- Randbedingung für die Lösung der Wärmeleitgleichung ist der Wärmestrom von den Wänden (bzw. vom internen Führungsrohr) ins Natrium. Die jeweiligen Wandtemperaturen werden dem Mikromodell "Mehrzonewärmeleitprogramm für Sonderelemente" vom Makromodell aufgeprägt.
- Das interne Führungsrohr wird modelltechnisch zur Wand dazugeschlagen, die dadurch "dicker" ist als bei den anderen Elementen. Die freie Querschnittsfläche, und damit die Natriummasse innerhalb dieser Elemente, ist entsprechend niedriger. Der Zwickel zwischen Sechseckkasten und Führungsrohr in den Ecken wird vernachlässigt. Regeltrimm-, Zweitabschalt- und Natriumblindelement werden so mit dem gleichen Mikromodell beschrieben, wobei lediglich

entsprechend dem Typ die geometrischen Abmessungen (d.h. Wärmekapazität des Natriums) und die "Wanddicke" unterschiedlich sind.

Die Entwicklung des Mehrzonenwärmeleitmodells für das Natrium in den Sonder-elementen wurde vom Verfasser dieses Berichts veranlaßt und betreut. Sie wird in /39/ im Detail dargestellt. Das dort für BOPSIPR entwickelte Modell wurde überarbeitet. In BOPSIPR wird es nun so verwendet, daß nur eine radiale Zone betrachtet wird, da größere Detaillierung nicht erforderlich ist und den Detaillierungsgrad nur unangemessen lokal verfeinern würde.

2.5 Simulation des Spalts zwischen zwei Brennelementkästen

Ziel des Spaltmodells ist :

- Berechnung der Enthalpieänderungsraten in den beiden begrenzenden Wänden
- Änderungsrate des Enthalpie des Kühlmittels im Spalt (wenn der Spalt noch nicht leergesiedet ist)

Innerhalb BOPSIPR ist jeder Spalt, ebenso wie jede Wand, in axiale Zonen aufgeteilt. Die Wandtemperaturen als Randbedingungen für den Spalt werden vom Makromodell zeitabhängig geliefert. Der Wärmewiderstand in der jeweiligen Wand selbst ergibt sich unter Annahme eines linearen Temperaturprofils.

Befindet sich im Spalt noch Kühlmittel, so wird für dieses in jeder axialen Zone eine Enthalpiebilanz aufgestellt. Eine weitere Unterteilung des Spalts findet nicht statt. Die Enthalpie in der Zone ändert sich durch folgende Energieströme:

- Wärmezufuhr (bzw. -abfuhr) von beiden den Spalt begrenzenden Wänden
- konvektiver Wärmestrom aus der darunter- bzw. darüberliegenden Spaltzone, wenn das Kühlmittel strömt.

Die Wandwärmeströme führen gleichzeitig zur Enthalpieänderung der beiden Wände von der Spaltseite her und sind bei der Koppelung der Mikromodelle durch das Makromodell entsprechend zu berücksichtigen. Materialabtrag (Änderung der Wanddicke) von der Spaltseite her findet nicht statt.

Die Wandwärmeströme ergeben sich aus dem Wärmewiderstand in der Wand selbst plus dem Wärmewiderstand von der Wandoberfläche ins Kühlmittel. Der Wärmewiderstand in der Wand wurde oben angegeben. Der Wärmewiderstand von der Wandoberfläche ins Kühlmittel ist abhängig vom Spaltzustand. Hierfür wird ohne Zwangskonvektion und ohne Sieden reine quasistationäre Wärmeleitung ins Kühlmittel angenommen. Falls Zwangskonvektion auftritt, wird wie in /40/ gemäß /20/ die Nusseltzahl Nu auf der Kühlmittelseite unter Annahme laminarer Strömung im Spalt bestimmt ($Nu = 4.12$). Die Wände werden hierbei als unendlich ausgedehnte Platten betrachtet. Im Vergleich zur reinen Wärmeleitung ins Natrium ist so der Wärmewiderstand mit Konvektion nur etwa halb so groß (d.h. die Wärmeübergangszahl etwa doppelt so groß).

Sobald die Wandoberflächentemperatur die Natriumsiedetemperatur übersteigt, beginnt das Natrium zu sieden (Siedeverzug findet bei einem technischen System nicht statt). Für den Wärmeübergang beim Sieden wird der Wärmewiderstand zu 0 (bzw. die Wärmeübergangszahl zu ∞) gesetzt. Wird die kritische Wärmestromdichte (die mit $300 \frac{W}{cm^2}$ angenommen wird) überschritten, findet nur noch Wärmestrahlung von der Wand an das Natrium statt, vgl. Anhang C.

Ist der Spalt, bzw. die jeweilige axiale Zone, leergesiedet, tritt direkter Strahlungswärmeaustausch zwischen den beiden Wänden auf. Die beiden Wände sind so thermisch direkt gekoppelt. Für den Strahlungswärmeaustausch wird vereinfachend angenommen, daß die treibenden Temperaturen die jeweiligen Wandmitteltemperaturen sind. Da bei den herrschenden Temperaturen die Wärmestromdichte durch Strahlung klein wird, ergibt sich bei Vernachlässigung der Wärmewiderstände in der Wand kein großer Fehler. Der Hauptwiderstand ist bei den herrschenden Temperaturen der Strahlungswärmeaustausch und nicht der Widerstand in der Wand.

Weiterer möglicher "Zustand" ist, daß die Wände zum Spalt hin als adiabat betrachtet werden. Dann ändern sich von der Spaltseite her weder Enthalpie noch Masse der Wände.

Als weiterer physikalischer Zustand ist zugelassen, daß sich die beiden Wände direkt berühren. Es findet dann Wärmeleitung zwischen beiden Wänden statt. Die treibenden Temperaturen sind die beiden Wandmitteltemperaturen. Der Gesamtwärmewiderstand setzt sich additiv zusammen aus den Einzelwärmewiderständen R_1 bzw. R_2 in den Wänden.

Im Laufe der Rechnung kann sich der Zustand eines Spalts, bzw. einer Spaltzone ändern. Eine Spaltzone wird im Modell als leergesiedet betrachtet, wenn der Restnatriumfilm verdampft ist, d.h. wenn die Dampfqualität einen bestimmten Wert (Eingabegröße) erreicht. Nach Erfahrungen mit dem Programm BLOW /41/ erscheint ein Wert von 0.1 sinnvoll.

Das weitere Spaltverhalten nach dem Sieden ist Eingabeparameter in BOPSIPR. Für den weiteren Zustand des Spalts in dieser Zone gibt es folgende Möglichkeiten:

- Strahlungswärmeaustausch zwischen den beiden am Spalt liegenden Wänden
- Der Spalt schließt durch thermische Ausdehnung der benachbarten, nun von außen nicht mehr gekühlten Brennelemente, d.h. die am Spalt liegenden Wände berühren sich nun direkt und es findet direkte Wärmeleitung zwischen beiden Wänden statt.

Für das Verhalten der anderen axialen Zonen dieses Spalts gibt es folgende Optionen (Eingabeparameter):

- Nachdem im Spalt eine axiale Zone leergesiedet ist, wird angenommen, daß durch die auftretenden Natriumdampfdrücke die Konvektion im gesamten Spalt, also auch in allen anderen axialen Zonen, zum Stehen kommt und das Kühlmittel dann dort stagniert. Nicht geändert wird im Modell dabei jedoch die Kühlmitteltemperatur in diesen Zonen (das aus dem heißesten Bereich herausgedrückte Kühlmittel verdrängt tatsächlich das Kühlmittel aus den benachbarten Bereichen und nimmt dessen Stelle ein.)
- Alle anderen axialen Spaltzonen verhalten sich so wie die leergesiedete, also entweder Strahlungswärmeaustausch zwischen beiden Wänden oder direkte Berührung mit Wärmeleitung.

Nicht berücksichtigt wird ein Queraustausch zwischen benachbarten Spalten, d.h. das verdampfende Kühlmittel aus einem Spalt kann im Modell nicht in einen benachbarten Spalt ausweichen. Alle Vorgänge sind so auf den betroffenen Spalt axial beschränkt. Über die genauen Wechselwirkungen zwischen den einzelnen parallelen Spalten sind weder experimentelle noch theoretische Untersuchungen bekannt.

2.6 Aufschmelzen der axialen Blockaden

Die axialen Blockaden bestehen aus einem Brennstoff- Brutstoff- Stahl- Gemisch. Brennstoff- Brutstoff einerseits und Stahl andererseits sind ineinander unlöslich. Es bildet sich keine durchgehende Legierung. Alle Komponenten liegen in der Blockade so mechanisch nebeneinander vor. Wegen der Erstarrungsvorgänge, durch die der Brutmantel innerhalb der Blockade thermisch angegriffen wurde, wird die Blockade im Modell als homogene Mischung aus allen drei Komponenten betrachtet. Ferner wird angenommen, daß sich beim Erstarren die Temperaturen des Brutmantels und der eingedrungenen Schmelze im Blockadebereich einander angeglichen haben.

Da die Stoffwerte von Brennstoff und Brutstoff etwa gleich sind im Vergleich zum Stahl, verhalten sich Brennstoff und Brutstoff thermisch etwa gleich. Sie werden somit als eine Komponente betrachtet. Im Folgenden wird deshalb nur noch von zwei Komponenten ausgegangen, und zwar Brennstoff/ Brutstoff einerseits und Stahl andererseits.

Die spezifische Leistungsdichte im Brennstoff selbst ist unterschiedlich je nachdem, ob sich der Brennstoff im Kernbereich oder in den Blockaden befindet. Per Eingabe muß festgelegt werden, welcher Anteil der spezifischen Leistung im Blockadebrennstoff erzeugt wird, bezogen auf die spezifische Leistung des Brennstoffs im Kernbereich. Der Wert von 30% erscheint sinnvoll /42/. Zusätzlich wird in der "Komponente" Brenn/ Brutstoff die Leistungserzeugung durch den Brutstoff verdünnt.

Die Schmelztemperaturen der Komponenten Brenn/ Brutstoff einerseits und Stahl andererseits sind unterschiedlich. Als Schmelztemperatur der Blockade wird die der "kontinuierlichen" Komponente betrachtet. Die kontinuierliche Komponente ist diejenige, die die andere "umschließt" und so die Festigkeit der Mischung bestimmt. Die diskontinuierliche Komponente ist so innerhalb der kontinuierlichen "gefangen". Es wird die kontinuierliche Komponente definiert als diejenige, die mindestens 50% des Volumens (dies ist eine Eingabegröße) umfaßt.

Zunächst führt nur die Differenz zwischen der der Blockadeoberfläche zugeführten Wärme und der in die Blockade hinein abgeführten Wärme zum Anschmelzen der Blockade. Durch die in die Blockade hinein abgeführte Wärme wird zusammen mit der intern erzeugten Wärme die Blockade aufgeheizt, solange die Blockadetempe-

ratur unterhalb der Schmelztemperatur ist. Erst wenn diese erreicht ist, führt auch die intern erzeugte Wärme direkt zum Blockadeschmelzen.

Aufgeschmolzen werden muß nur die kontinuierliche Komponente. Die diskontinuierliche wird dabei freigesetzt und somit beim Schmelzen von der kontinuierlichen "mitgerissen". Die diskontinuierliche Komponente gelangt also entweder in Form von festen Brennstoff/ Brutstoffpartikeln auf Stahlschmelztemperatur (wenn die kontinuierliche Komponente Stahl ist) oder als flüssiger, auf Brennstoffschmelztemperatur erhitzter Stahl ins Element.

Die Ableitung der Gleichungen für Blockaden, mit denen die für die Wände als Spezialfall identisch sind, erfolgt in Anhang D.

2.7 Ergebnisse mit den Einzelmodellen

2.7.1 Beispielrechnung zur Kondensation

Für die Beispielrechnung wird von der Inertgasmasse ausgegangen (überhitzter Natriumdampf), die am Ende der Einleitungsphase im Innern eines Brennelements mit aufgebrochenen Stäben ist. Hierzu wird angenommen, daß das gesamte Leervolumen im Innern des Brennelementkastens mit Natriumdampf gefüllt ist. Die Temperatur des Natriumdampfes ist gleich der Mitteltemperatur der Materialien im Element. Es ergibt sich so eine Inertgasmasse von ca. 0.8g. Für die Temperatur der Wandoberfläche wird die Brennstoffschmelztemperatur angenommen, als Oberfläche sieht der Dampf sein eigenes Kondensat.

Die Anteile der einzelnen Mechanismen an der Kondensation des Stahldampfes bei dieser Inertgasmasse sind in Abb.2.6 dargestellt. Der Anteil der Wärmeleitung bzw. Konvektion ist vernachlässigbar gering. Im interessierenden Temperaturbereich bis etwa 4000K ist der Anteil der Wärmestrahlung größer als der der Diffusion durch das Inertgas an die Wandoberfläche; bei 3400K etwa doppelt so groß wie der durch Diffusion, bei 4000K sind beide etwa gleich groß. Der Anstieg des Anteils der Diffusion mit der Temperatur ist erklärbar durch den dann höheren Partialdruck des Dampfes.

Zum Vergleich wurde die Inertgasmasse auf 1/10-tel des "normalen" Werts reduziert. Hier sind nun bis 3400K beide Anteile etwa gleich groß, bereits oberhalb 3400K überwiegt der Anteil der Diffusion.

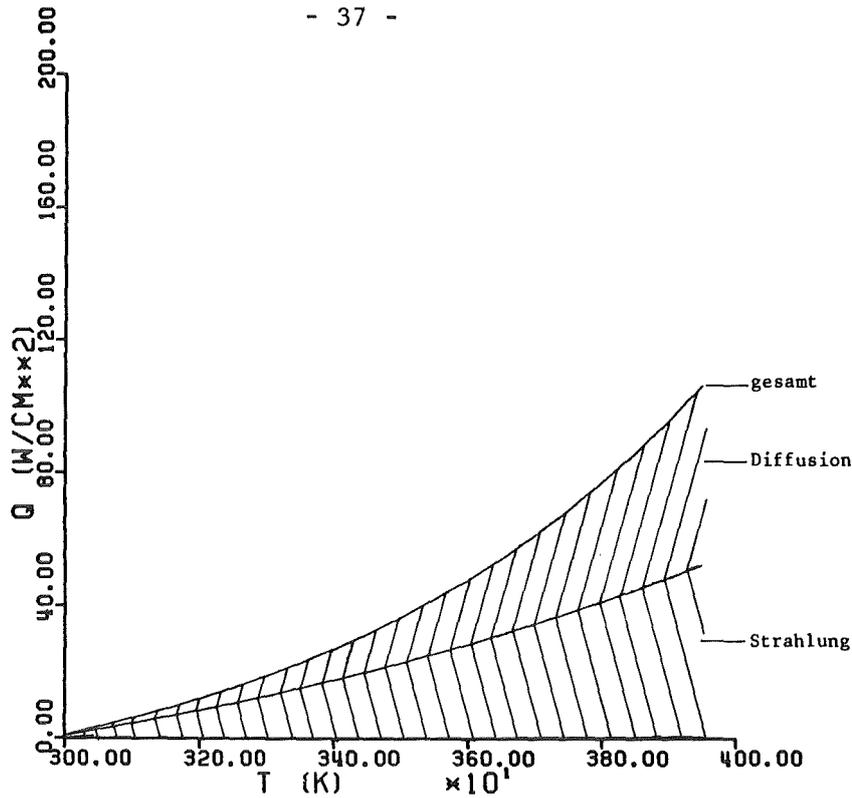


Abb.2.6 Wärmeströme bei der Kondensation durch Strahlung und Diffusion. Die Inertgasmasse entspricht der Masse, die im Innern eines Brennelements mit aufgebrochenen Stäben enthalten ist (Natriumdampf). Der Wärmeübergang durch Leitung bzw. Konvektion ist vernachlässigbar klein.

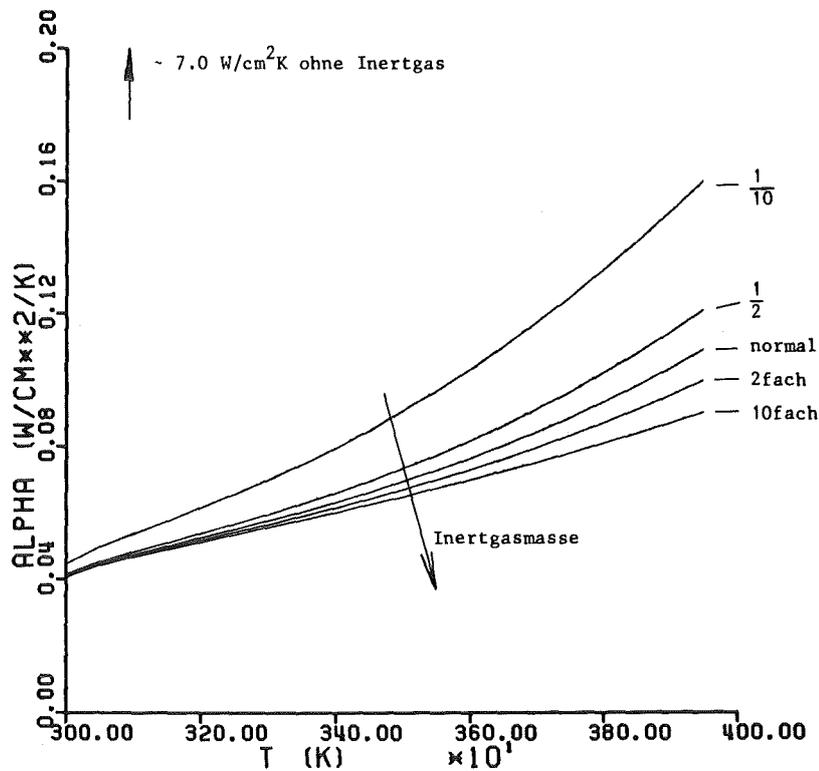


Abb.2.7 Wärmeübergangszahlen in Abhängigkeit von der Temperatur und der Inertgasmasse. Die Kurve für "normal" entspricht der Inertgasmasse, die im Innern eines Brennelements mit aufgebrochenen Stäben enthalten ist (Natriumdampf). Ohne Inertgas beträgt die Wärmeübergangszahl etwa $7.0 \text{ W}/\text{cm}^2\text{K}$. Sie wird dann vom Wärmedurchgang durch das Kondensat bestimmt.

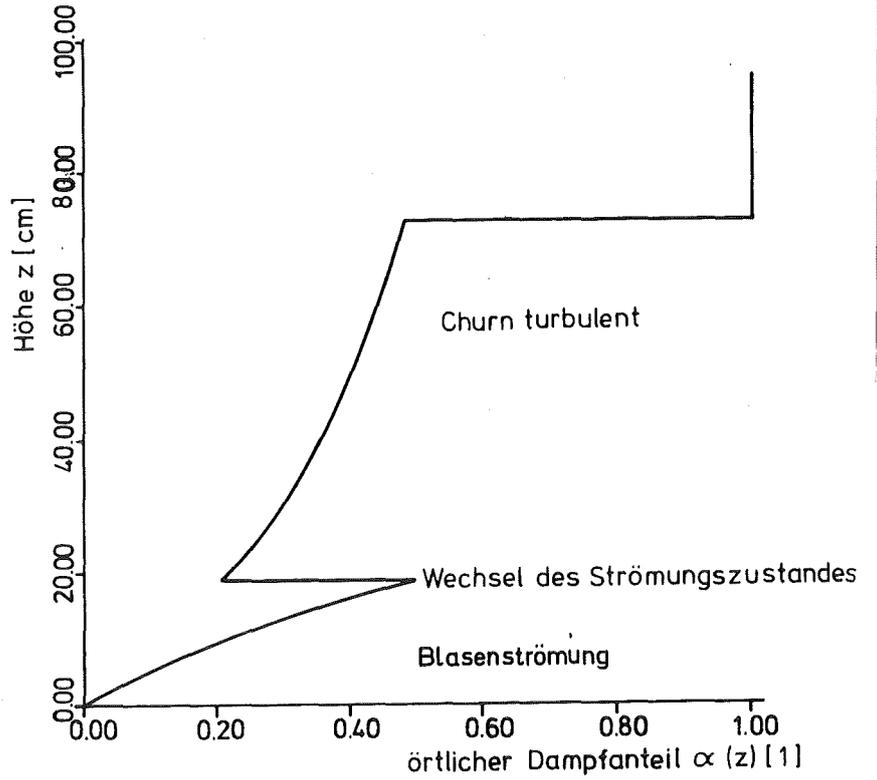
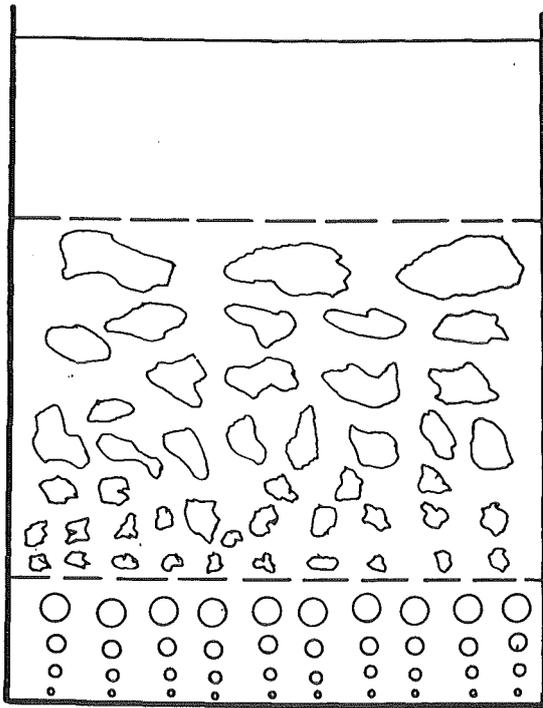
Für verschiedene Inertgasmassen ist die gesamte Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit von der Temperatur in Abb.2.7 dargestellt. Die Wärmeübergangszahl nimmt stark zu, je weniger Inertgas vorhanden ist (der Diffusionswiderstand wird immer geringer). Ohne Inertgas liegt die Wärmeübergangszahl bei etwa $7 \text{ W/cm}^2\text{K}$. Sie wird dann nicht mehr durch die Vorgänge im Dampf bestimmt, sondern durch die im Film, wobei sich die maximale Kondensationsrate aus der kinetischen Gastheorie /27/ ergibt. Man erkennt, daß durch die Anwesenheit von Inertgas die Kondensationsrate stark reduziert wird im Vergleich zum Fall ohne Inertgas, daß aber bereits geringe Mengen zu einer Sättigung führen, d.h. daß das Kondensationsverhalten von der vorhandenen Menge nicht mehr stark beeinflußt wird, wenn die Mengen in den hier angegebenen Grenzen liegen.

2.7.2 Beispielrechnung zur Zweiphasenströmung

Für die Pooltemperatur 3200K ist in Abb.2.8 neben dem Strömungsbild der entsprechende Dampfanteil $\alpha(z)$ in Abhängigkeit von der jeweiligen Höhe dargestellt. Die Kondensationsrate im trockenen Dampfraum ergibt sich aus den Betrachtungen im vorhergehenden Kapitel. Für die Kondensation wurde als Inertgas Spaltgas (Xenon) angenommen, die Masse bezogen auf die Brennstoffmasse war $1.15 \cdot 10^{-5} \text{ g}_{\text{Xenon}} \text{ pro } \text{g}_{\text{Brennstoff}}$. Wärmestrahlung wurde nicht zugelassen. Die Temperatur der Wandoberfläche ist gleich der Brennstoffschmelztemperatur.

Man erkennt im unteren Teil des Zweiphasengebiets die reine Blasenströmung, gekennzeichnet durch einzelne unabhängig voneinander aufsteigende Dampfblasen. Da überall in der Schmelze Dampf erzeugt wird, nimmt der Dampfanteil $\alpha(z)$ mit der Höhe zu, bis er den maximal möglichen Wert erreicht (hier mit 0.5 angenommen, gemäß Kutateladse/35/ wäre ca. 0.27 zu verwenden, vgl. Anhang B). Dann findet der Wechsel der Strömungsform statt von der Blasenströmung zur churn-turbulent-Strömung. Der Dampfvolumenteil ändert sich in dieser Höhe sprunghaft zu niedrigeren Werten (da der Dampf im churn-turbulent-Gebiet weniger Schleppwirkung auf die Flüssigkeit ausübt, strömt er hier schneller). Das Strömungsbild ist nun gekennzeichnet durch unregelmäßig geformte Dampfballen, die koagulieren und sich wieder teilen können. Die gesamte Höhe des Zweiphasengebiets beträgt hier etwa 75cm. Darüber liegt der trockene Dampfraum ($\alpha=1.$).

Die gesamte Höhe des Zweiphasengebiets und die Höhe der reinen Blasenströmung im Zweiphasengebiet sind abhängig von der Temperatur. Diese Zusammenhänge sind in Abb.2.9 dargestellt. Bei Temperaturen knapp oberhalb der Stahlsiede-



Strömungsbild

Abb.2.8 Strömungsbild im Pool und örtlicher Dampfvolumenteil auf der jeweiligen Höhe (Beispiel bei $T=3200\text{K}$)

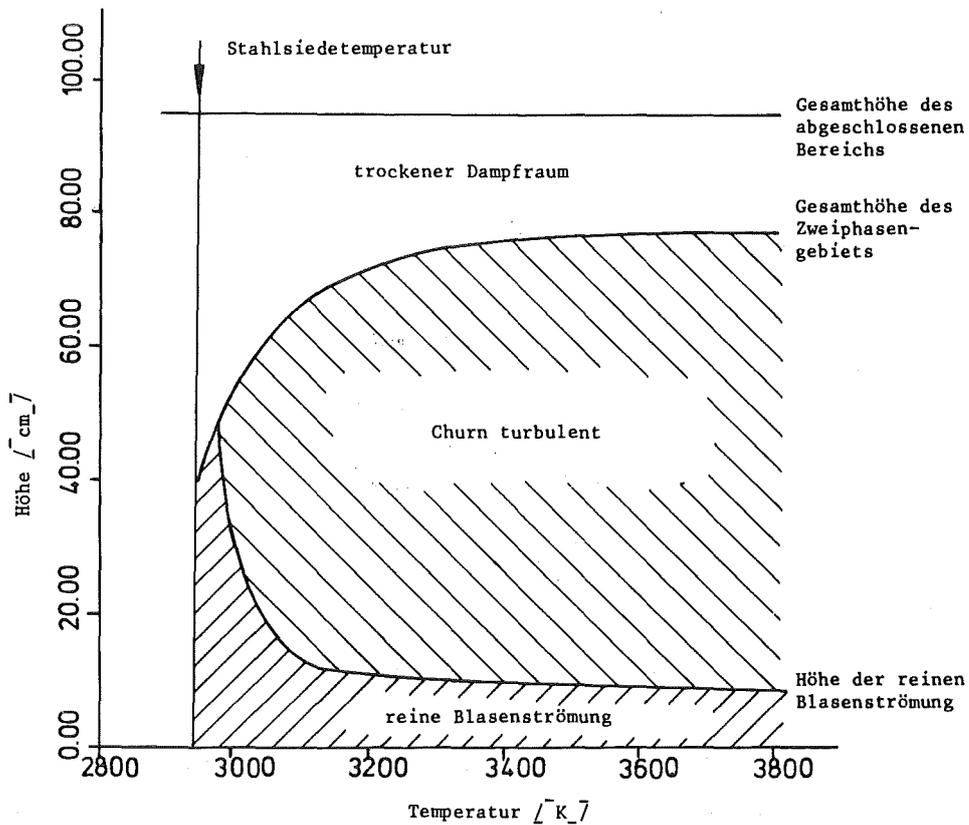


Abb.2.9 Gesamte Höhe des Zweiphasengebiets mit Aufteilung in reine Blasenströmung und churn- turbulent- Bereich in Abhängigkeit von der Temperatur

temperatur umfaßt die Blasenströmung das gesamte Zweiphasengebiet, churn-turbulent- Strömung tritt entsprechend den geringen Dampfvolumenströmen nicht auf. Erst bei etwas höheren Temperaturen findet der Wechsel des Strömungszustands statt. Die reine Blasenströmung umfaßt nun nur noch einen geringen Teil des Zweiphasengebiets direkt oberhalb der unteren Poolbegrenzung. Mit steigender Temperatur nimmt entsprechend der höheren Dampfproduktionsrate die Höhe der Blasenströmung immer weiter ab.

Der churn-turbulent-Zustand kann seinerseits nach Überschreiten eines bestimmten Dampfstroms in eine Tröpfchenströmung übergehen. Vergleicht man aber die sich im Modell ergebenden Dampfströme mit dem entsprechenden Stabilitätskriterium von Kutateladse, so erkennt man, daß Tröpfchenströmung nicht auftreten kann. Die Ergebnisse der Dampfkondensation und der Zweiphasenströmung sind also zu einander konsistent.

2.7.3 Beispielrechnungen mit BOPSI als Einzelmodell

Mit der Standalone Version von BOPSI wurden Beispielrechnungen durchgeführt /8/. Es wurden hierzu ein Pool betrachtet, der in seiner Größe (Volumen und Inventar) einem Whole- Core- Pool entsprach, und einer, der einem 7-Bündelpool entsprach. Sonderelemente wurden nur insofern mitberücksichtigt, als daß beim Whole- Core- Pool die Wandoberfläche entsprechend vergrößert wurde.

Die Anfangstemperatur der Schmelze betrug in allen untersuchten Fällen 3500K (entspricht etwa 4.5 bar), die spezifische Leistungserzeugung im Brennstoff 10% des Nominalwertes (d.h. 12.3W/g). Für die Kondensation wurde als Inertgas Spaltgas (Xenon) angenommen, die Masse bezogen auf die Brennstoffmasse war $1.15 \cdot 10^{-5} g_{\text{Xenon}} \text{ pro } g_{\text{Brennstoff}}$. Wärmestrahlung wurde nicht zugelassen. Die Oberflächentemperatur der axialen Blockaden bzw. seitlichen Wände wurde zunächst gleich der Brennstoffschmelztemperatur gesetzt (d.h. Brenn/Brutstoff bestimmt als kontinuierliche Komponente die Eigenschaften der Blockade, Brennstoffkruste auf den Wänden).

Bei den Rechnungen wurde einmal angenommen, daß alle Wärme, die von der Poolseite in die Begrenzungsflächen hineinströmt, nach außen durch die Wand bzw. Blockade hindurch abgeführt werden kann, d.h. daß kein Schmelzangriff stattfindet. Es sollte hiermit der stationäre Endzustand eines solchen siedenden Pools bestimmt werden und die Zeit, die bis zu dessen Erreichen erforderlich ist. Bei weiteren Rechnungen wurde dagegen angenommen, daß die Temperatur an

der Wandaußenseite bzw. die Temperatur an der Außenseite der unteren Blockade konstant ist (Natriumsiedetemperatur) und damit der Wärmestrom aus der Wand bzw. Blockade heraus berechnet. Dementsprechend findet hier Schmelzangriff statt. Die Dicke der Wand bzw. Blockade stellt sich im stationären Endzustand schließlich so ein, daß bei den gegebenen Temperaturdifferenzen genau die vom Pool zugeführte Wärme durch sie hindurch transportiert werden kann. Die obere axiale Blockade wurde im Gegensatz zur unteren nach außen als adiabat angenommen.

Der zeitliche Verlauf des Drucks ist in Abb.2.10 dargestellt. Für den Fall ohne Einschmelzen ergibt sich für den 7-Bündelpool nach ca. 100s ein stationären Endzustand von ca. 2.9 bar. Der Endzustand für den Whole-Core-Pool liegt bei den gleichen Bedingungen bei ca. 15 bar. Er stellt sich wesentlich später ein (nach ca. 250s). Der Grund für die unterschiedlichen Endzustände liegt im unterschiedlichen Oberflächen zu Volumenverhältnis, das beim Whole-Core-Pool auch unter Berücksichtigung der wärmeaustauschenden Flächen mit den Sonderelementen geringer ist. Entsprechend dem hohen Druck wird aber erwartet, daß die Begrenzungen des Whole-Core-Pools dann mechanisch nicht mehr intakt sind. Die 10 bar Grenze wird hier bereits nach ca. 65s überschritten.

Bei den Rechnungen mit Schmelzangriff werden keine stationären Zustände erreicht. Die oberen axialen Blockaden, die nach außen als adiabat betrachtet werden, schmelzen hier nach ca. 75s (Whole-Core-Pool) bzw. 85s durch. Entsprechend dem Einschmelzen in die Begrenzungsflächen (Wände und Blockaden) erhöhen sich die Brennstoff-, Brutstoff- und Stahlmasse im Pool, vgl. Abb.2.11. Die Materialien gelangen mit der Brennstoffschmelztemperatur, bzw. der Wandstahl mit der Stahlschmelztemperatur in den Pool, sind also in Bezug auf die Pooltemperatur stark unterkühlt. Hierdurch kühlt sich das Material im Pool zunächst ab. Nachdem die Wanddicke etwa den stationären Wert erreicht hat und somit nun weniger Material einschmilzt, kann sich der Pool durch die internen Wärmequellen wieder aufheizen.

Entsprechend dem kleineren Oberflächen zu Volumenverhältnis sind beim Whole-Core-Pool relativ weniger Materialien eingeschmolzen (bezogen auf die Gesamtmasse). Er kühlt sich entsprechend weniger ab. Das geringere Oberflächen zu Volumenverhältnis ist auch der Grund dafür, daß er sich dann schneller wieder aufheizt als der 7-Bündelpool.

Es zeigte sich bei den Rechnungen, daß die Höhe des Zweiphasengebiets im

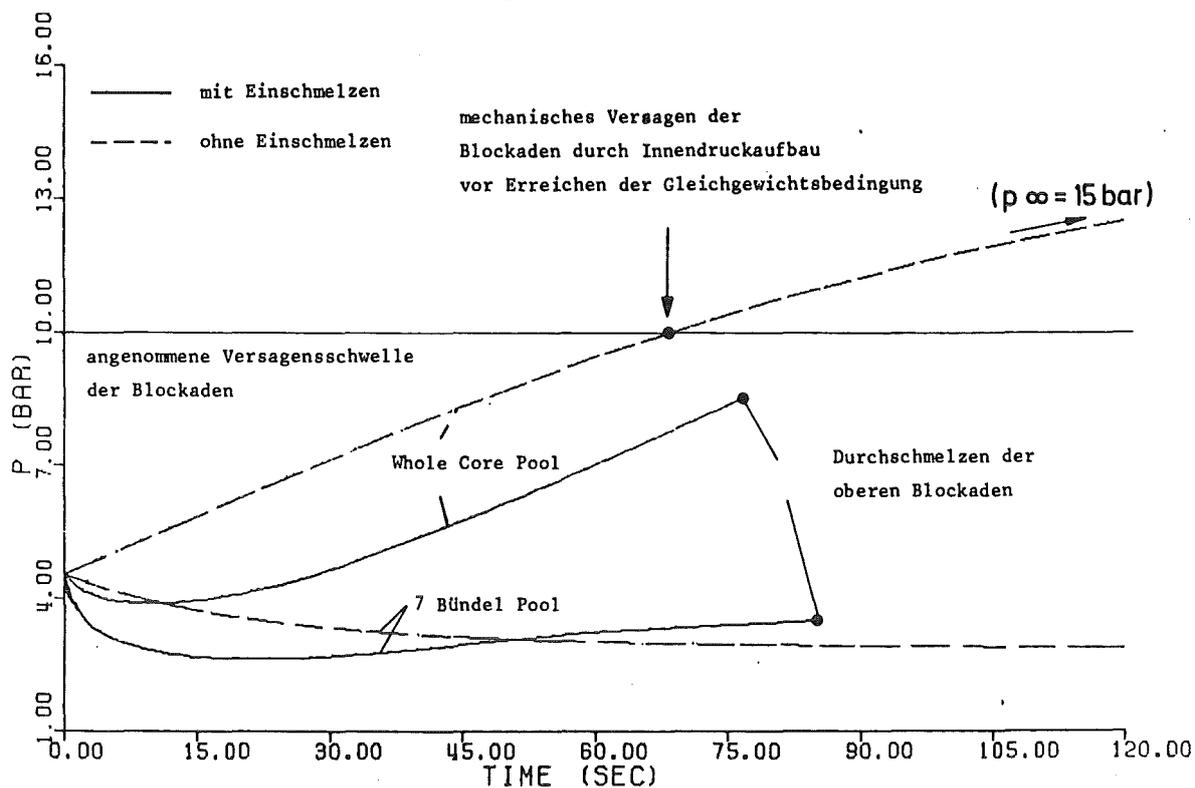


Abb.2.10 Zeitlicher Druckverlauf im Pool

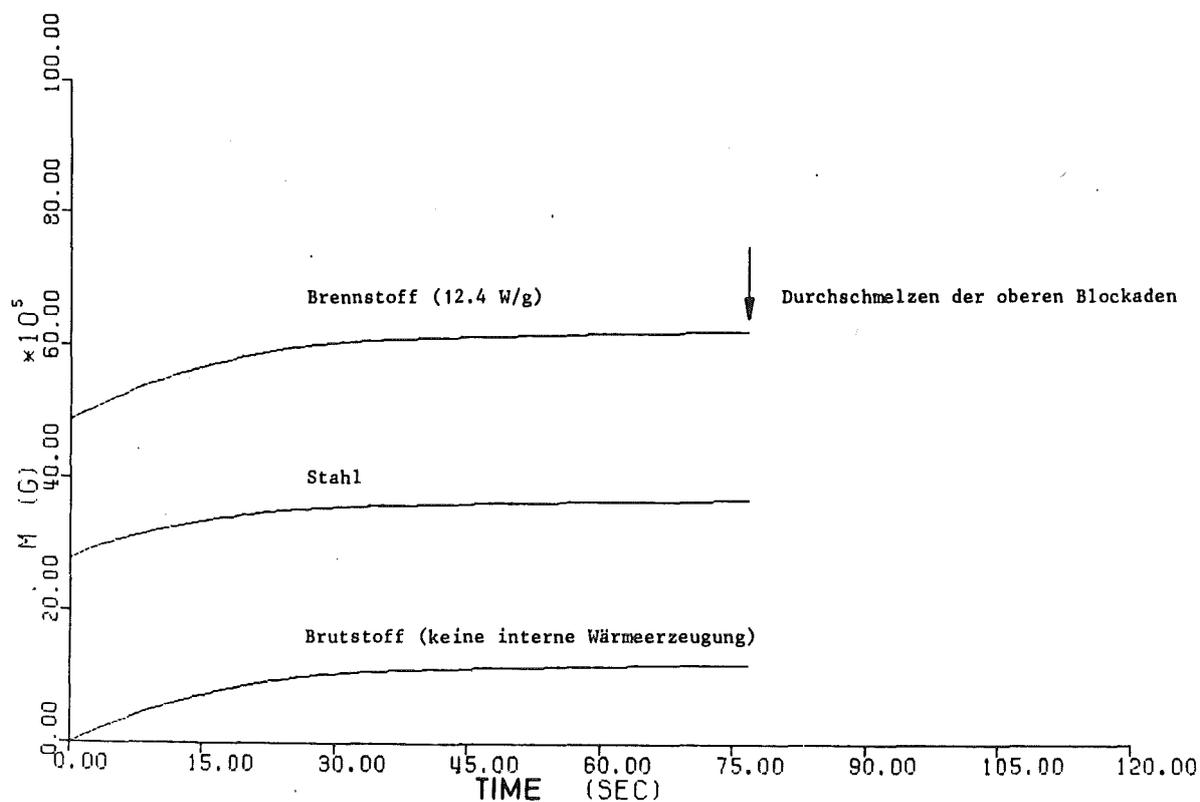


Abb.2.11 Zeitlicher Verlauf der Massen im Whole-Core-Pool. Man erkennt das Einschmelzen von Brutmaterial.

Whole-Core-Pool niedriger ist als im 7-Bündelpool. Dies liegt ebenfalls am Oberflächen zu Volumenverhältnis, das sich insbesondere auf die seitlichen Begrenzungsflächen auswirkt. Das Verhältnis aus Kondensationsflächen und dem vom Dampf durchströmten Querschnitt des Pools ist hier kleiner.

Durch Erhöhung der Inertgasmasse verringert sich die Kondensationsrate im trockenen Dampfraum. Bei weiteren Rechnungen wurde deshalb die Wärmeübergangszahl im trockenen Dampfraum variiert. Obwohl die Wärmeverluste im trockenen Dampfraum an sich nur einen kleinen Teil der gesamten Wandwärmeverluste ausmachen, ergaben sich trotzdem starke Unterschiede im Temperatur- bzw. Druckverlauf. Bei geringerer Kondensationsrate strömt weniger Dampf aus dem Zweiphasengebiet heraus. Da der treibende Mechanismus für den Wärmeübergang aus der Schmelze an die Wände die Konvektion in der Schmelze ist, die aber hauptsächlich durch den Dampfstrom hervorgerufen wird, verringert sich durch die Verschlechterung der Kondensation im trockenen Dampfraum auch die Wärmeübergangszahl in der Schmelze selbst. Weniger von Bedeutung ist hierbei, daß auch die wärmeaustauschende Fläche von der Schmelze an die Wände kleiner wird (entsprechend dem geringeren Dampfstrom ist die Höhe des Zweiphasengebiets niedriger).

Nimmt man dagegen (unrealistischerweise) an, daß überhaupt kein Inertgas im Pool vorhanden ist, dann füllt entsprechend dem sehr hohen Dampfstrom das Zweiphasengebiet den gesamten zur Verfügung stehenden Raum aus. Gleichzeitig wird der Wärmeübergang an die Wände sehr gut. Nur bei Anwesenheit von Inertgas bleibt also die Bereichsaufteilung in siedende Schmelze unten und Dampfraum darüber erhalten.

Ebenfalls von Einfluß auf das Poolverhalten ist das Material, aus dem die Blockadeoberflächen bestehen. Wird statt der Brennstoffschmelztemperatur die Stahlschmelztemperatur als Temperatur der Blockadeoberfläche angenommen (Stahlblockaden mit nur geringem Brutstoffanteil, so daß Stahl die Eigenschaften der Blockade bestimmt), erhöhen sich wegen der dann verbesserten Dampfkondensation an der Blockadeoberfläche die Höhe des Zweiphasengebiets und die Wandwärmeverluste. Die Beschaffenheit der axialen Blockaden hat also einen ähnlich dominanten Einfluß auf das Poolverhalten wie die Inertgasmasse.

Als Schlußfolgerungen bezüglich des Poolverhaltens kann man somit festhalten:

- Bereits geringe Inertgasmassen im Pool beeinflussen das Poolverhalten dominant. Da sie die Kondensationsrate im trockenen Dampfraum reduzieren, sind wegen der dadurch verringerten Konvektion in der Schmelze auch die Wandwärmeverluste aus der Schmelzzone geringer. Gleichzeitig erniedrigt sich die Höhe des Zweiphasengebiets (Dispersivität des Pools). Der Grenzfall, daß überhaupt kein Inertgas im Pool ist, ist nicht realistisch.
- Blockaden, die aus einer Mischung aus verschiedenen Materialien bestehen, bedingen ein anderes Poolverhalten als reine Stahlblockaden (Oberflächentemperatur der Blockaden).

2.7.4 Beispielrechnungen mit SOPSI bis hin zum integralen Aufsieden

Den Beispielrechnungen für das Verhalten eines einzelnen Brennelementbündels nach der Bildung der in SOPSI postulierten Partikelschüttung bis hin zum integralen Aufsieden des Elements (Beispielrechnungen zum Verhalten eines siedenden Pools wurden im Kap.2.7.3 vorgestellt) wurden folgende Anfangs- und Randbedingungen zu Grunde gelegt:

- Die Anfangstemperatur in der Partikelschüttung beträgt 2000K. Die Temperatur beider Partikelzonen ist gleich.
- Die Wände werden in vier äquidistante axiale Wandzonen unterteilt. Die Anfangstemperatur ist in allen Wandzonen gleich und beträgt 1200K. Nach außen sind die Wände adiabat. Die Wandzonen wurden so gelegt, daß sie zu Beginn der Rechnung etwa mit den Partikelzonen übereinstimmen, d.h. die unterste Wandzone 1 wird im Wesentlichen von der unteren Partikelzone beaufschlagt, die Wandzone 2 von der oberen. Wandzone 4 liegt im leeren Raum oberhalb der Partikel, Wandzone 3 ebenfalls, sie ragt aber zu Beginn zu einem geringen Teil in die Partikelschüttung hinein.
- Die Leistungserzeugung beträgt 250% bzw. 10% der Nennleistung, d.h. 184.5W/g bzw. 12.3W/g im Brennstoff.
- Nach dem Durchschmelzen einer Wandzone wird das Element hier als adiabat betrachtet. Der Hintergrund ist die Annahme, daß sich die benachbarten Elemente identisch verhalten. Es gibt dann nach dem Fortfall der Wand als Wärmesenke keine treibende Temperaturdifferenz mehr für Wärmeverluste an die Umgebung. Durchschmelzen die Wände hat darüberhinaus keine weiteren Folgen (z.B. Bündelkopfabsturz, vgl. Kap. 3).

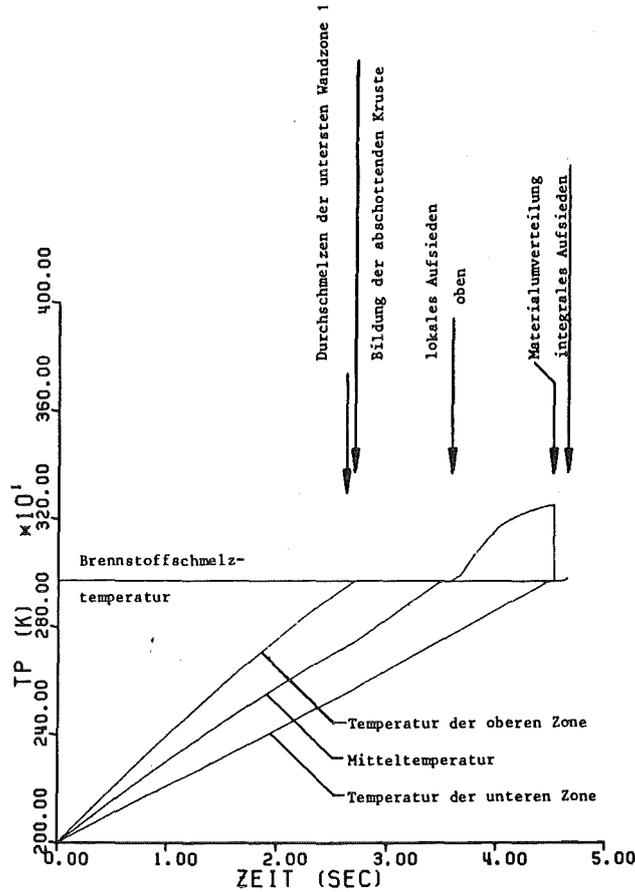


Abb.2.12 Zeitlicher Verlauf der Temperatur in beiden Zonen und der Mitteltemperatur in einem Brennelement mit aufgebrochenen Stäben bis zum integralen Aufsieden (dann Übergang zum Modell BOPSI) bei 250% der Nennleistung

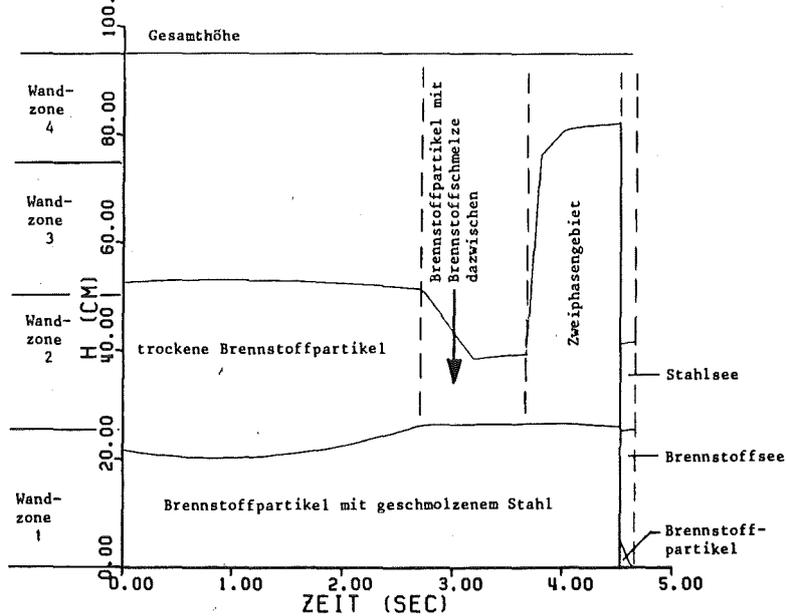


Abb.2.13 Zeitlicher Verlauf der Höhen der beiden Bereiche innerhalb des Brennelements. Man erkennt das Schmelzen der Partikel in der oberen Zone (da die Schmelzen das Leervolumen zwischen den Partikeln ausfüllt, nimmt hier die Höhe der oberen Zone ab). Nachdem aller Brennstoff oben geschmolzen ist, siedet die obere Zone auf. (250% der Nennleistung)

In Abb.2.12 ist für den Fall mit 250% über der Zeit der Temperaturverlauf in beiden Partikelzonen sowie die Mitteltemperatur im gesamten Element dargestellt. Ferner ist eingetragen, welche Ereignisse zu welchem Zeitpunkt stattgefunden haben. Aus Abb.2.13 erkennt man die Höhen der verschiedenen Partikelzonen in Abhängigkeit von der Zeit. Mit angegeben sind die (zeitlich unveränderlichen) Wandzonen.

Zu Beginn sind entsprechend den Anfangsbedingungen die Temperaturen in beiden Partikelzonen gleich und damit gleich der Mitteltemperatur. Wegen der geringeren Wärmekapazität heizt sich die obere Partikelzone schneller auf als die untere (hier muß auch der geschmolzene Stahl mit erhitzt werden). Nach ca.2.6s beginnt oben der Brennstoff zu schmelzen, d.h. es bildet sich die abschottende Kruste zwischen den beiden Partikelzonen. Das Schmelzen des Brennstoffs erkennt man in Abb.2.13 an der Abnahme der Höhe der oberen Zone, da die entstehende Brennstoffschmelze nun das Leervolumen zwischen den Partikeln ausfüllt.

Gleichzeitig finden Wärmeverluste an die Wände statt. Entsprechend der im Vergleich zur oberen Partikelzone etwa 5-mal besseren mittleren Wärmeleitfähigkeit der unteren Partikelzone (mit dem geschmolzenen Stahl zwischen den Brennstoffpartikeln) schmelzen nach ca. 2.7s die Wände in der untersten Wandzone durch. Zwar ist die obere Partikelzone zu diesem Zeitpunkt heißer, vgl. Abb.2.12, aber es überwiegt der Effekt der Wärmeleitfähigkeit. Damit der Wärmestrom aus beiden Partikelzonen heraus gleich groß wäre, müßte die Temperatur der oberen Partikelzone über 3000K betragen, wenn die Temperatur der unteren 2000K ist (entsprechend der 5-mal schlechteren Wärmeleitfähigkeit müßte die Temperaturdifferenz zur Wand 5-mal höher sein).

Vor Durchschmelzen weiterer Wandzonen siedet nach ca. 3.7s das Material oben auf. Die Höhe der oberen Zone, vgl. Abb.2.13, ist nun gleich der Höhe des Zweiphasengebiets. Im weiteren Verlauf kann sich das Material oben noch weiter erhitzen. Die Wandwärmeübergangszahl (vom Dampf getriebene Konvektion der siedenden Schmelze) wird mit steigender Temperatur besser. Außerdem ist das Zweiphasengebiet höher als die Partikelschüttung, d.h. es werden nun auch die Wände in den oberen Wandzonen, die zunächst oberhalb der Partikel lagen, angegriffen und schließlich angeschmolzen. Die so vergrößerten Wärmeverluste äußern sich schließlich im Langsamerwerden des Temperaturanstiegs der oberen Zone.

Der Hauptanteil der Enthalpie befindet sich aber in der unteren Zone. Nur ca. 1/4 des gesamten Materials (unter Berücksichtigung des eingeschmolzenen Wandstahls) nimmt zu diesem Zeitpunkt an den Siedevorgängen teil.

Die Brennstoffschmelztemperatur wird unten nach ca. 4.5s erreicht, d.h. nun findet Materialumverteilung statt. Alle Temperaturen werden instantan gleich der Brennstoffschmelztemperatur. Das Zweiphasengebiet kollabiert. Es bildet sich instantan ein Stahlsee über einem zunächst noch von Brennstoffpartikeln durchsetzten Brennstoffsee. Deren Höhen sowie die Höhe der im Brennstoffsee enthaltenen Partikel ergibt sich aus Abb.2.13. Ist schließlich aller Brennstoff geschmolzen (die Höhe der Brennstoffpartikel ist nun gleich 0) siedet das Element integral auf, und es wird umgeschaltet zum Modell BOPSI.

Der Zustand nach Materialumverteilung spielt somit nur für sehr kurze Zeiträume eine Rolle im Vergleich zu den anderen Zuständen des Elements. Grund hierfür ist, daß als Voraussetzung für die Materialumverteilung in der unteren Zone der Brennstoff zu schmelzen beginnt, d.h. das Enthalpieniveau des Brennstoffs in der unteren Zone liegt zu diesem Zeitpunkt etwa bei der Soliduslinie. Gleichzeitig ist der Brennstoff aus der oberen Zone bereits vollständig geschmolzen und überhitzt in Bezug auf die Brennstoffschmelztemperatur, d.h. das Enthalpieniveau liegt hier bereits oberhalb der Liquiduslinie. Die bei der Materialumverteilung aus beiden Zonen gemittelte spezifische Enthalpie des Brennstoffs liegt so bereits oberhalb der Soliduslinie. Es ist dann nur noch wenig Energie notwendig zum Erreichen der Liquiduslinie, d.h. für den Übergang zu BOPSI.

Insgesamt spielt auf diesem hohen Leistungsniveau der Wandwärmeverlust kaum eine Rolle. Es dominiert das Aufheizen durch die interne Wärmeerzeugung. Man erkennt dies z.B. daran, daß nach dem Durchschmelzen der unteren Wandzone (ab jetzt wird das Element hier als adiabat betrachtet) der Temperaturanstieg in der unteren Partikelzone nur geringfügig zunimmt. Dagegen ist beim Leistungsniveau 10% der Einfluß des Wandschmelzens größer.

Auch beim Leistungsniveau 10% heizt sich wegen der geringeren Wärmekapazität die obere Partikelzone zunächst schneller auf, vgl. Abb.2.14. Da die Wände in Bezug auf die Stahlschmelztemperatur zu Beginn stark unterkühlt sind, findet zunächst kaum Wandschmelzen statt. Der Hauptanteil der Wandwärmeverluste sowie die in den Wänden erzeugte Wärme führen zum Aufheizen der Wände.

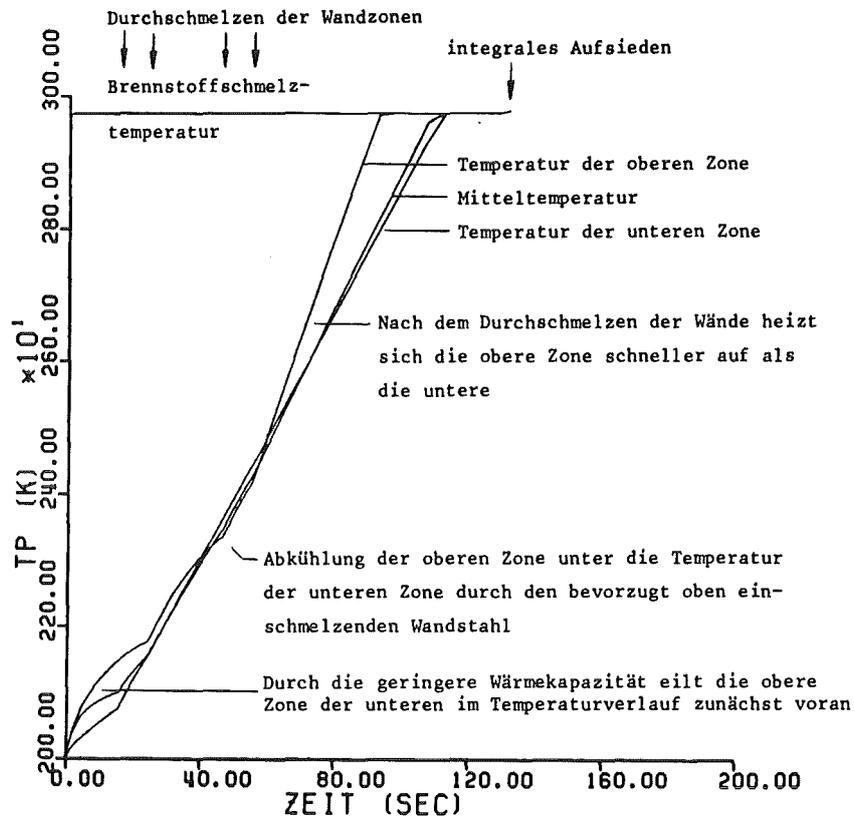


Abb.2.14 Zeitlicher Verlauf der Temperatur in beiden Zonen und der Mitteltemperatur in einem Brennelement mit aufgebrochenen Stäben bei 10% der Nennleistung.

Massives Wandschmelzen findet erst statt, wenn sich die Wandtemperaturen der Stahlschmelztemperatur nähern. Der geschmolzene Stahl kommt mit der Wandmittentemperatur, also höchstens mit Stahlschmelztemperatur ins Element und ist somit in Bezug auf die Materialien dort stark unterkühlt. Als zusätzliche Wärmesenke zu den reinen Wändwärmeverlusten durch Wärmeleitung kommt also unterkühlter Stahl erst nach einiger Zeit massiv ins Element. Durch diesen unterkühlt einschmelzenden Stahl wird der Temperaturanstieg in beiden Partikelzonen nun gebremst.

Auch an die Wände des Gasraums oberhalb der Partikel wird Wärme übertragen. Der schließlich von dort einschmelzende Stahl läuft durch die obere Partikelzone hindurch in die untere, wobei er sich von der Stahlschmelztemperatur auf die Temperatur der oberen Partikelzone aufheizt. In die obere Partikelzone

gelangt also unterkühlt nicht nur der direkt angrenzende Wandstahl, sondern auch der der darüberliegenden Wandzonen. Durch dieses massive Einschmelzen kann sich die obere Partikelzone sogar geringfügig unter die Temperatur der unteren abkühlen (obwohl sie sich zunächst, vor dem massiven Stahleinschmelzen, wegen der geringeren Wärmekapazität schneller aufheizen konnte).

Die Wände schmelzen wegen der besseren mittleren Wärmeleitfähigkeit in der unteren Partikelzone nach ca. 15s unten zuerst durch. Es folgen nach ca. 24s die Wände in der darüberliegenden zweiten Wandzone, wo innerhalb des Elements im Wesentlichen die trockenen Brennstoffpartikel ohne Stahl dazwischen sind. Schließlich schmelzen nach 46s bzw. 55s die Wände auch im Gasraum.

Die Wände der Wandzone 3 schmelzen früher als die in Wandzone 4. Der Grund hierfür ist, daß zu Beginn der Rechnung die Wandzone 3 in die Partikelschüttung hineinragt. Hierdurch wird der Wandzone 3 zusätzlich zu der durch Strahlung übertragenen Wärme zunächst lokal mehr Wärme zugeführt. Dies ist Folge der festen Zoneneinteilung der Wände, während die Zonen im Brennelement selbst zeitlich veränderlich sind entsprechend den vorhandenen Massen.

Nach dem Schmelzen der Wände sind alle Temperaturen im Element etwa gleich groß, da sich durch den bevorzugt in die obere Partikelzone einschmelzenden Wandstahl diese bisher nicht so aufheizen konnte, wie dies ihrer geringeren Wärmekapazität entsprechen würde. Das Temperaturniveau liegt jetzt bei ca. 2400K, vgl. Abb.2.14. Das Element ist nun bis auf die Wärmeverluste an die axialen Blockaden adiabat. Im Gegensatz zur Rechnung mit 250% kommt somit erst jetzt die unterschiedliche Wärmekapazität beider Partikelzonen zur Wirkung. Die obere Partikelzone heizt sich im weiteren Verlauf schneller auf, die Differenz zwischen den Temperaturen beider Partikelzonen nimmt zu.

Nach dem Beginn des Brennstoffschmelzens oben bildet sich die abschottende Kruste zwischen beiden Partikelzonen. Bevor aber das Element oben lokal aufsieden kann, wird auch unten die Brennstoffschmelztemperatur erreicht, d.h. vor dem lokalen Aufsieden oben findet Materialumverteilung statt. Dies ist ebenfalls Folge davon, daß durch den bevorzugt in die obere Partikelzone unterkühlt einschmelzenden Wandstahl alle Temperaturen im Element lange Zeit etwa gleich groß sind und sie erst dann auseinanderlaufen können, wenn alle Wände geschmolzen sind. Kurz danach siedet das Element integral auf, und es wird umgeschaltet zum Modell BOPSI.

Aus der Lage der Temperaturen der beiden Partikelzonen zur Mitteltemperatur erkennt man, daß die Mitteltemperatur wegen der Massenverteilung von der unteren Partikelzone bestimmt wird. In der oberen Partikelzone befinden sich nach dem Wandschmelzen nur etwa 1/10-tel aller im Element vorhandenen Materialien.

Insgesamt kann man als Schlußfolgerungen festhalten:

- die Kastenwände schmelzen zuerst in den unteren Wandzonen durch, wo sich die Materialien mit der besseren mittleren Wärmeleitfähigkeit befinden (geschmolzener Stahl zwischen Brennstoffpartikeln)
- bei niedrigen Leistungen, wo für den Strahlungswärmeaustausch sowie für die interne Wärmeerzeugung in den Wänden viel Zeit zur Verfügung steht, können auch die Wände oberhalb der Partikel schmelzen. (Bei der Wandzone 3 ergeben sich hierbei aber Einschränkungen in der Modellierung, da sie zu Beginn der Rechnung z.T. in die Partikel hineinragt.) Durch den von den oberen Wandzonen in den oberen Teil der Partikelschüttung hineinlaufenden Stahl wird das Auseinanderlaufen der Temperaturen beider Partikelzonen zunächst verhindert. Es kann sich im Gegenteil die obere Zone sogar kurzfristig unter die Temperatur der unteren abkühlen.
- bei entsprechend hohen Leistungsniveaus findet früher Druckaufbau durch lokales Sieden in der oberen Zone statt. Das Material in der unteren Zone ist von Brennstoffschmelzbedingungen zu diesem Zeitpunkt noch entfernt.
- Die meisten Materialien, und somit die meiste Enthalpie, befinden sich insbesondere nach dem Wandschmelzen (wodurch zusätzlich Partikel "geflutet" werden) in der unteren Zone.

Im oberen Bereich findet also ggf. der erste Druckaufbau statt, die größte Wärmeabfuhr dagegen erfolgt aus dem unteren Bereich. Die Druckquelle liegt also oben, der Wärmeabfuhrpfad unten.

3. Verknüpfung der Einzelmodelle zum Makromodell BOPSI PR

3.1 Kennzeichnung der Geometrie

Innerhalb des Makromodells BOPSI PR erhält jede Elementposition, jede Wand, jeder Spalt sowie jede axiale Blockade eine geometrische Kennzeichnung. Die geometrische Anordnung der einzelnen Elementpositionen zueinander ist hierbei beliebig. Es ist somit möglich, interessierende Teilbereiche aus dem Kern herauszugreifen. Symmetrien innerhalb des Kerns können berücksichtigt werden.

Eine sinnvolle Nummerierung für die Elementpositionen, die die im Kern des SNR-300 vorhandene 120° Symmetrie berücksichtigt, ist in Abb.3.1 dargestellt. Es werden hierbei 73 verschiedene Elementpositionen unterschieden. Alle Brennelementringe werden mitberücksichtigt, der radiale Brutmantel jedoch nicht.

Die geometrische Kennzeichnung der einzelnen Wände, Spalte und axialen Blockaden ist den entsprechenden Elementpositionen zugeordnet. Die Konvention

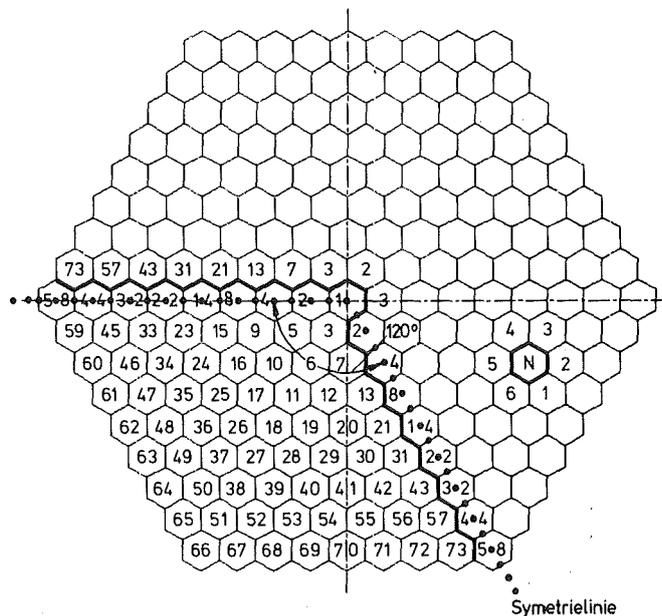


Abb.3.1 Beispiel für die geometrische Identifizierung der einzelnen Elementpositionen mit Symetrie im Kern (120° -Ausschnitt). Zusätzlich erkennt man die Konvention zur Nummerierung der Wände des Elements N.

für die Wände ist ebenfalls aus Abb.3.1 ersichtlich. Das Element N wird von den 6 Wänden (N,1) bis (N,6) begrenzt. Da an jedem Spalt zwei Wände liegen, läuft der entsprechende Index für die Spaltidentifizierung nur von 1 bis 3, also Spalt (N,1) bis (N,3). Die in Wandrichtung 4 bis 6 liegenden Spalte sind den jeweiligen benachbarten Elementpositionen zugeordnet. Wände und Spalte sind außerdem in axiale Zonen aufgeteilt. Die Nummerierung läuft hier von unten nach oben. Die untere axiale Blockade hat die Kennzeichnung (N,1), die obere (N,2).

Somit sind folgende Angaben erforderlich für die Identifikation

- einer Elementposition : (Elementnummer N)
 oder: (Elementnummer N, axiale Zone)
- eines Wandsegments : (Elementnummer N, axiale Zone, Wandrichtung)
- eines Spaltsegments : (Elementnummer N, axiale Zone, Spaltrichtung)
- einer axialen Blockade: (Elementnummer N, unten oder oben)

Durch diese Nummerierung ist jede Elementposition, jede Wandzone, jede Spaltzone und jede axiale Blockade identifizierbar. Das Programm ermittelt außerdem automatisch anhand der Geometriespezifikation, welche Elementpositionen einander benachbart sind, welche Elemente auf Symmetrielinien liegen, welche Spalte am Element liegen u.s.w.

Der geometrischen Anordnung der einzelnen Elementpositionen ist überlagert, daß sich zusammenhängende, integrale Bereiche über mehrere Brennelementpositionen hinweg gebildet haben. Die zusammenhängenden Bereiche werden, entsprechend ihrer Entstehung, ebenfalls fortlaufend nummeriert. In einem extra Identifikationsfeld wird hierzu abgespeichert

- wieviele und welche Brennelementpositionen im zusammenhängenden Bereich enthalten sind.
- wieviel und welche Wände den zusammenhängenden Bereich begrenzen. Der Bereich kann dabei entweder von der Innenwand eines im Bereich enthaltenen Elements begrenzt werden oder falls diese bereits durchgeschmolzen ist von der Außenwand des gegenüberliegenden Elements.
- wieviel und welche Wände innerhalb des zusammenhängenden Bereichs (geschmolzen oder noch intakt) enthalten sind.

3.2 Kennzeichnung des physikalischen Zustands

Neben dieser geometrischen Kennzeichnung erhält jede Elementposition, jeder zusammenhängende Bereich, jede Wandzone, jede Spaltzone, sowie jede axiale Blockade eine dem physikalischen Zustand entsprechende Zustandsnummer. Entsprechend diesen Zustandsnummern werden dann vom Gesamtmodell (Makromodell) die entsprechenden Untermodelle (Mikromodelle) aufgerufen.

Für die Elementpositionen sind Modelle für folgende Zustandsnummern vorhanden:

- 0 : diese in der Geometriespezifikation enthaltene Elementposition wird bei der Rechnung ausgelassen
- 1 : siedender Pool innerhalb eines Brennelements (Modell BOPSI)
- 2 : aufgebrochenes, nicht siedendes Brennelement (Modell SOPSI)
- 3 : Regeltrimmelement (Mehrzonenwärmeleitmodell mit entsprechenden Daten)
- (4): freigehalten
- (5): freigehalten
- 6 : Blindelement (Mehrzonenwärmeleitmodell mit entsprechenden Daten)
- 7 : zeitabhängige Datenübernahme von SAS, für Parallelrechnungen (Einlesen von Daten von einem externen Datenträger)
- (8): freigehalten
- 9 : Element ist innerhalb eines zusammenhängenden Bereichs enthalten und wird somit dort berücksichtigt

Wird die Zustandsnummer einer in der Geometriespezifikation vereinbarten Elementposition zu 0 gesetzt, so wird dieses Element einschließlich seiner Wände, Spalte u.s.w. bei der Rechnung nicht berücksichtigt. Es ist somit nicht erforderlich, alle geometrisch vereinbarten Positionen dann auch mit physikalischen Elementen zu "füllen".

Ebenso wie die einzelnen Elementpositionen erhalten auch die zusammenhängenden Bereiche eine Zustandsnummer. Es werden folgende Fälle entsprechend dem Enthalpieniveau unterschieden:

- 1 : siedender Pool (Modell BOPSI, mit Modifikationen für die Behandlung aller begrenzenden bzw. enthaltenen Wände und aller axialer Blockaden)
- 2 : nichtsiedender (kollabierter) Pool (Modell SOPSI, ebenfalls mit Modifikationen)

Für die Wandzonen wird unterschieden zwischen :

- 0 : Wand wird bei der Rechnung ausgelassen
- 1 : Wand vorhanden, Energie- und Massenaustausch mit der Umgebung
- 2 : Wand geschmolzen
- 3 : Wand vorhanden, aber adiabat (d.h. kein Energie- und Massenaustausch mit der Umgebung)
- 4 : Der Brutmantel in diesem Element ist abgestürzt, die Wand wird zusammen mit dem abgestürzten Material dort berücksichtigt.

Bei den Spalten zwischen den Elementen sind folgende Zustandsnummern vorhanden:

- 0 : Spalt wird bei der Rechnung ausgelassen
- 1 : Spalt von Kühlmittel durchströmt, mit konvektiver Wärmeabfuhr
- 2 : stagnierendes Kühlmittel
- 3 : Spalt leergesiedet, Strahlungswärmeaustausch
- 4 : Beide Wände sind bezüglich des Spalts adiabat
- 5 : Beide Wände berühren sich gegenseitig (reine Wärmeleitung zwischen den beiden Wänden)
- 6 : Der Temperatur der Wand auf der einen Seite des Spalts wird die Temperatur der Wand auf der andere Seite zugewiesen, wenn die Elementposition, der diese andere Wand zugeordnet ist, den Zustand 7 (Datenübernahme aus SAS) hat.
- 7 : Spalt begrenzt den betrachteten Coreausschnitt, nur auf einer Seite ist eine definierte Situation, die andere Seite ist "Dummy"
- (8): freigehalten
- 9 : Spalt ist in einem zusammenhängenden Bereich enthalten (d.h. existiert physikalisch nicht mehr) und muß somit in der Rechnung nicht mehr berücksichtigt werden.

Die Zustände in den verschiedenen axialen Zonen einer Wand bzw. eines Spalts können unterschiedlich sein, z.B. wenn in einer Zone die Wand geschmolzen ist und in den anderen nicht.

Die Zustände für axiale Blockaden berücksichtigen den Bündelkopfabsturz.

Die Zustandsnummern sind folgende:

- 1 : Blockade wird von außen von siedendem Natrium gekühlt
- (2): freigehalten
- 3 : Blockade ist nach außen adiabat (d.h. keine Wärmeabfuhr auf der Außenseite)
- 4 : Blockade ist nicht vorhanden
- 5 : herabgefallener Bündelkopf, es wird der Hüllrohrstahl der Brutstäbe, die Kastenwände und die Reste der ursprünglich vorhandenen axialen Blockade angegriffen. Keine Wärmeabfuhr nach außen.
- 6 : herabgefallener Bündelkopf, nachdem die bei 5 genannten Materialien geschmolzen sind, wird nun das freistehende Brutmaterial und der Mischkopf angegriffen. Ebenfalls keine Wärmeabfuhr nach außen.

Die hier genannten Mikromodelle wurden in den vorherigen Abschnitten im Detail vorgestellt. Das Gesamtmodell ist prinzipiell erweiterungsfähig für weitere Mikromodelle durch Einführung von zusätzlichen Zustandsnummern. Hierdurch können neue Unterprogramme für neue Situationen oder auf größerem Detaillierungsgrad dazugeschrieben und an den entsprechenden Stellen aufgerufen werden.

3.3 Transiente Koppelung der Einzelmodelle

Bei der Verknüpfung der Einzelmodelle wird unterschieden zwischen

- transienter Koppelung zu jedem Zeitpunkt über die Randbedingungen, die jedes Modell für seine jeweiligen Nachbarn liefert.
- Umschaltungen an diskreten Zeitpunkten, wenn ein Ereignis stattfindet.

Bereits bei der Beschreibung der Einzelmodelle wurde als Randbedingung der Zustand der begrenzenden Wände, bzw. Wandzonen und axialen Blockaden angenommen. Jede Wandzone wirkt als Randbedingung nach zwei Seiten, d.h. für zwei ansonsten voneinander unabhängige Einzelmodelle, vgl. Abb.3.2. Außer über die Mitteltemperatur sowie die Wanddicke sind die Vorgänge auf der "linken" Seite und auf der "rechten" Seite der Wand voneinander unabhängig:

- Zunächst wird die Massen- und Energieänderung auf der "Innenseite" der Wand, d.h. von der Elementseite her berechnet. Die jeweiligen Änderungsraten für alle Wandzonen werden abgespeichert. Programmintern werden so für diesen Zeitpunkt zunächst alle "Wandinnenseiten" sequentiell hintereinander abgearbeitet, unabhängig von den Vorgängen auf den entsprechenden "Wandaußenseiten".

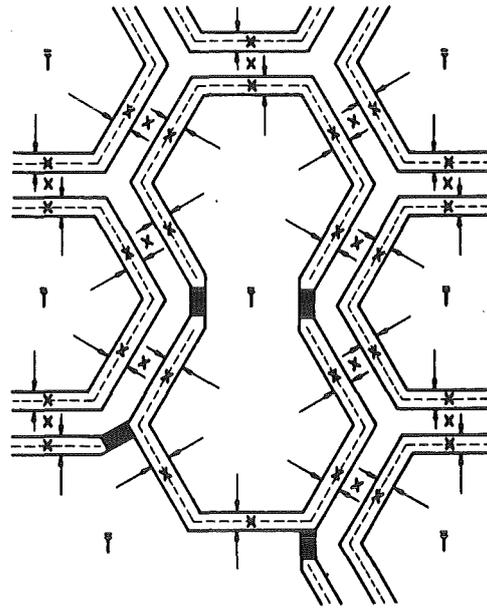


Abb.3.2 Koppelung der Einzelmodelle durch das Gesamtsystem. Schnittstelle zwischen den Einzelmodellen sind die Wände. Jede Wand wirkt als Randbedingung nach zwei Seiten, d.h. für zwei ansonsten voneinander unabhängige Einzelmodelle. Für jedes Element, jeden zusammenhängenden Bereich und jeden Spalt werden alle begrenzenden Wände sequentiell hintereinander abgearbeitet. Die Gesamtänderungsraten der Zustandsvariablen jeder Wand ergeben sich aus der Summe der Änderungsraten von jeder Seite.

- Schließlich geht das Programm zu den Spalten, bzw. zusammenhängenden Bereichen über. Das Programm identifiziert für jeden Spalt bzw. zusammenhängenden Bereich die angrenzenden "Außenwände" und berechnet dann mit dem jeweiligen Einzelmodell die Änderungsraten von Energie und evtl. Masse von der "Außenseite".
- Die so bestimmten Änderungsraten von beiden Seiten der entsprechenden Wandzone werden aufaddiert, woraus sich die Gesamtänderungsraten für Masse und Energie in dieser Wandzone ergeben.

Es wird vom Makromodell also direkt kein Mikromodell für die einzelnen Wandzonen aufgerufen. Das "Mikromodell" für die Wand ist intern in den Mikromodellen für einzelne Elementpositionen, zusammenhängende Bereiche bzw. Spalte enthalten. Entsprechend wird bei den axialen Blockaden vorgegangen.

3.4 Ereignisse an diskreten Zeitpunkten

Dem physikalischen Zustand eines Kernbestandteils entspricht seine Zustandsnummer. Es kann nun aber im Laufe einer Rechnung der Fall auftreten, daß sich sein physikalischer Zustand ändert. Dies ist z.B. der Fall, wenn eine bisher vorhandene Wand durchschmilzt und somit ab einem bestimmten Zeitpunkt nicht mehr vorhanden ist, oder wenn das Material in einem bisher nicht siedenden Element ab einem bestimmten Zeitpunkt zu siedeln beginnt. Es stimmen dann Zustandsnummer und physikalischer Zustand nicht mehr miteinander überein, was andererseits aber auch bedeutet, daß die sich im betroffenen Kernbestandteil abspielenden physikalischen Vorgänge mit dem entsprechend der Zustandsnummer bisher aufgerufenen Mikromodell nun nicht mehr richtig wiedergegeben werden.

Programmintern wird zu jedem Zeitpunkt geprüft, ob Zustandsnummer und physikalischer Zustand, gekennzeichnet durch die Daten des jeweiligen Kernbestandteils, noch übereinstimmen. Es ist ggf. zunächst eine Anpassung der Zustandsnummer an den neuen physikalischen Zustand, und damit evtl. verbunden eine Umorganisation im entsprechenden Datenfeld, erforderlich.

Ein solches diskretes Ereignis kann aber auch weitere Folgen für das betroffene, bzw. für die benachbarten Kernbestandteile haben, wenn durch das Ereignis weitere Ereignisse hervorgerufen werden. So kann etwa das Durchschmelzen eines Wandsegments unter bestimmten Voraussetzungen die Vereinigung von zwei bisher separaten siedenden Bereichen zu einem einzigen, aber größeren ermöglichen oder einen Bündelkopfabsturz zur Folge haben. Es sind also folgende Fälle zu unterscheiden:

- durch das Ereignis ist nur der Kernbestandteil selbst betroffen. Das Ereignis hat keine weiteren unmittelbaren Folgen für die Umgebung.
- durch das Ereignis in einem Kernbestandteil werden weitere Ereignisse hervorgerufen, mit Folgen für die benachbarten, zunächst nicht direkt betroffenen Kernbestandteile. In diesem Fall stehen alle diese Kernbestandteile zu diesem diskreten Zeitpunkt untereinander in einer Wechselwirkung, die über die transiente Koppelung über die jeweiligen Randbedingungen hinausgeht. Danach wird dann die Rechnung mit einer geänderten Kernkonfiguration fortgesetzt.

- durch das Ereignis wird die Übergangsphase beendet, d.h. es führt zum Abschluß der BOPSIPR Rechnung.

3.4.1 Radiales Zusammenwachsen von Schmelzzonen

Solange die Kastenwände noch nicht geschmolzen sind, verhindern sie den Queraustausch von Masse zwischen den jeweils benachbarten Elementen. Eine axiale Zone einer Wand wird als durchgeschmolzen betrachtet, wenn

- ihre Dicke einen Minimalwert unterschreitet. Dieser Minimalwert ist per Eingabe festzulegen, oder
- ihre mittlere spezifische Enthalpie die Liquiduslinie erreicht.

Die hier genannten Versagenskriterien sind thermische Kriterien, d.h. bestimmen das Versagen der Wand durch Aufschmelzen. Ein rein mechanisches Versagenskriterium (z.B. Versagen bei einem bestimmten Temperatur- oder Druckgradienten über die Wand) ist für die Wände der Brennelemente dagegen nicht enthalten.

Da Sonderelemente und Brennelemente grundsätzlich unterschiedlich sind, wird die minimale Wanddicke der Sonderelemente und der Brennelemente voneinander getrennt. Beide sind per Eingabe unabhängig voneinander festzulegen.

Schmilzt eine Wand in einer axialen Zone durch, so kann "Vereinigung von Brennstoffschmelze" auftreten. Unter "Vereinigung" wird in diesem Zusammenhang verstanden:

- Vereinigung von zwei bisher separaten Kernbestandteilen (Elementpositionen, zusammenhängenden Bereichen, Spalten etc.) zu einem neuen, größeren, einschließlich
- vollständige Vermischung aller Materialien aus beiden (Energie- und Massenaustausch), d.h. Homogenisierung der beiden bisher separaten Kernbereiche zu einem einzigen, "homogenen" zusammenhängenden Bereich. Die Homogenisierung betrifft immer das gesamte Element, bzw. den gesamten zusammenhängenden Bereich. Somit ist die Homogenisierung nur von Teilbereichen, etwa der siedenden Zonen oben in einem noch nicht integral siedenden Element, nicht möglich.

Ein zusammenhängender Bereich hat nur noch seine eigene Kennnummer und wird entsprechend mit nur einem Mikromodell beschrieben. Die in einem zusammenhängenden Bereich enthaltenen Kernbestandteile werden nicht mehr einzeln identifiziert, sondern als integraler Bestandteil im Bereich homogenisiert behandelt. Folgende Fälle sind möglich:

- ein bisher "intaktes" Element oder ein zusammenhängender Bereich schmilzt in einer axialen Zone eine seiner Begrenzungswände von "innen" durch, die gegenüberliegende Wand in dieser axialen Zone ist aber noch nicht durchgeschmolzen.

Unter einem "intakten" Element wird ein solches verstanden, dessen sechs Begrenzungswände noch nirgendwo durchgeschmolzen sind und das somit überall, d.h. in allen Richtungen und in allen axialen Zonen, von seinen eigenen Wänden begrenzt wird. Was sich dabei für Vorgänge im Inneren abspielen (z.B. siedende Brennstoffstahlschmelze), spielt in diesem Zusammenhang keine Rolle.

- die der geschmolzenen Wand gegenüberliegende Wand ist bereits geschmolzen, d.h. entweder dringt ein zusammenhängender Bereich von außen in ein benachbartes Element ein, daß bisher noch "intakt" war (d.h. alle sechs Wände vorhanden), oder ein zusammenhängender Bereich dringt von außen in einen benachbarten, ebenfalls zusammenhängenden Bereich ein. Im ersten Fall vergrößert sich der zusammenhängende Bereich um dieses eine Element, im zweiten Fall vereinigen sich zwei solche Bereiche zu einem neuen größeren.

In jedem der genannten Fälle führt "Vereinigung" zu einer Umorganisation in den Identifikationsfeldern der zusammenhängenden Bereiche und ihrer Begrenzungswände. Außerdem müssen evtl. die physikalischen Daten des/der zusammenhängenden Bereiche, wie z.B. Enthalpie, Volumina, Massen etc. verändert werden.

1) Durchschmelzen einer Wand von innen

Schmilzt ein Brennelement oder ein zusammenhängender Bereich durch eine Wand in einer der axialen Zonen durch, und ist die gegenüberliegende Wand noch nicht geschmolzen, so "sieht" das Material im Innern nun die gegenüberliegende Wand. Anstelle der von "innen" durchgeschmolzenen Wand wird das Brennelement bzw. der zusammenhängende Bereich nun also in dieser Zone von der gegenüberliegenden Wand "begrenzt".

Handelte es sich um ein bisher "intaktes" Brennelement, so wird es nun nicht mehr überall von seinen eigenen sechs Wänden begrenzt, ist also nicht mehr "intakt". Es wird deshalb ebenfalls als zusammenhängender Bereich (als Gegensatz zum "intakten" Element) betrachtet und in die entsprechenden Identifikationsfelder als neuer zusammenhängender Bereich aufgenommen.

In den Identifikationsfeldern der zusammenhängenden Bereiche, ggf. mitsamt dem "neuen", wird die ursprüngliche Wand in dieser axialen Zone ersetzt durch die Gegenwand. Die alte Begrenzungswand wird dort gelöscht und statt dessen die neue Wandzone dort abgespeichert.

Ebenso ändert sich der Zustand des Spalts. In der Zone mit der durchgeschmolzenen Wand ist der Spalt nun nicht mehr als solcher vorhanden (Zustand 9). Er ist nun ebenfalls Bestandteil des zusammenhängenden Bereichs.

Vom Einzelmodell, das den zusammenhängenden Bereich beschreibt, wird also als Begrenzungswand nun die neue Wand betrachtet. Es werden nun alle deren physikalischen Daten, also deren Dicke und Temperatur, als neue Randbedingung für das Mikromodell verwendet. Vorher wirkte die nun geschmolzene Wand, mit ihren entsprechenden Daten, als Randbedingung.

Die Anzahl der Brennelemente innerhalb des zusammenhängenden Bereichs ändert sich hierbei nicht. Auch die Daten des zusammenhängenden Bereichs selbst bleiben gleich. Hierdurch werden folgende Phänomene vernachlässigt:

- Vergrößerung des Volumens des abgeschlossenen Bereichs durch das Spaltvolumen, falls die Wände durch thermische Ausdehnung sich nicht gegenseitig berühren.
- radiale freie Strömungspfade durch die Spalte, falls die Wände durch thermische Ausdehnung sich nicht gegenseitig berühren.
- axiale freie Strömungspfade durch die Spalte nach unten. Hierdurch könnte geschmolzenes Material aus dem Kernbereich nach unten in den Brutbereich weglaufen. Es wird somit postuliert, daß durch Gegendruckaufbau im Natrium bzw. durch Erstarrungsvorgänge in den kälteren Bereichen kein Material den Kernbereich verlassen kann.

2) Durchschmelzen einer Wand, deren gegenüberliegende Wand bereits geschmolzen ist

Ist die einer Wandzone gegenüberliegende Wandzone bereits geschmolzen, so wird das Material in diesen beiden Elementen nur durch eine einzige Wand voneinander getrennt. Eine solche Wandzone wird also von beiden Seiten direkt angegriffen. Schmilzt sie schließlich durch, so sind zwei zusammenhängende Bereiche bzw. Brennelemente nicht mehr voneinander getrennt und können sich deshalb unter bestimmten Voraussetzungen vereinigen.

Entsprechend den möglichen Zuständen der Brennelemente sind folgende Kombinationen für nebeneinanderliegende Brennelemente, bzw. für nebeneinanderliegende zusammenhängende Bereiche möglich:

- beide sind integral siedende Pools, d.h. ihr Inventar ist vollständig geschmolzen. Die Schmelze wird durch den aufsteigenden Stahldampf bewegt.
- eines ist ein siedender Pool, das andere ein noch nicht integral siedendes Element, bzw. kollabierter Pool (aufgebrochene Stäbe, Brennstoffpartikelschüttung mit geschmolzenem Stahl dazwischen, evtl. mit Brennstoffschmelze im oberen Teilbereich, vgl. SOPSI)
- beide sind nichtsiedende Elemente, d.h. beide enthalten eine Partikelschüttung, teilweise mit flüssigem Stahl dazwischen und evtl. Brennstoffschmelze darüber. Die Höhe der Partikelschüttung und der Schmelzzonen sind dabei in beiden Elementen etwa gleich hoch.

Per Eingabeparameter kann gesetzt werden, in welchem der hier genannten Fälle Vereinigung (im Sinne von Vermischung bzw. Homogenisierung der Materialien aus beiden) zugelassen bzw. verhindert wird. Bei der Homogenisierung sind aber immer alle Materialien aus den jeweiligen Brennelementen betroffen.

Im ersten Fall (zwei integral siedende Pools, d.h. alle Materialien innerhalb der Brennelemente sind geschmolzen, feste Partikel sind nicht mehr vorhanden) kommen durch das Wandschmelzen zwei durch den aufsteigenden Stahldampf stark bewegte Flüssigkeiten in direkten Kontakt miteinander. Konvektive Austauschvorgänge zwischen den beiden bisher durch die Wand voneinander getrennten Schmelzen durch die nun entstandene Öffnung sind deshalb möglich und zu erwarten. Der Queraustausch zwischen den beiden Schmelzen ist intensiv, da die Flüssigkeitsströmung nicht durch feste Brocken etc. behindert wird und ent-

sprechend der unterschiedlichen Temperaturen ein Druckgradient vorhanden ist. Es ist deshalb sinnvoll, die Eingabeparameter so zu setzen, daß Vermischung, d.h. Energie- und Massenaustausch zwischen beiden Seiten, möglich ist.

Die nächste Möglichkeit ist das Schmelzen einer Wand, auf deren einer Seite eine siedende Brennstoffstahlschmelze ist und auf deren anderer Seite eine Brennstoffpartikelschüttung, evtl. mit geschmolzenem Stahl dazwischen. Während die Brennstoffstahlschmelze lt. Definition eine Temperatur oberhalb der Brennstoffschmelztemperatur hat, liegt die Mitteltemperatur der Brennstoffpartikel unterhalb bzw. ist höchstens gleich dieser.

Die massive Querströmung zwischen beiden Bereichen wird zunächst durch die Partikel selbst behindert. Kommt nun aber "heiße" Brennstoffschmelze mit den "kalten" Partikel in Kontakt, so finden Erstarrungsvorgänge statt, ohne daß die "heiße" Schmelze dabei weit in die "kalten" Partikel hinein vordringen kann. Hierdurch entsteht eine feste Brennstoffkruste, die nun anstelle der geschmolzenen Wand die Materialien von beiden Seiten voneinander trennt, vgl. Abb.3.3.

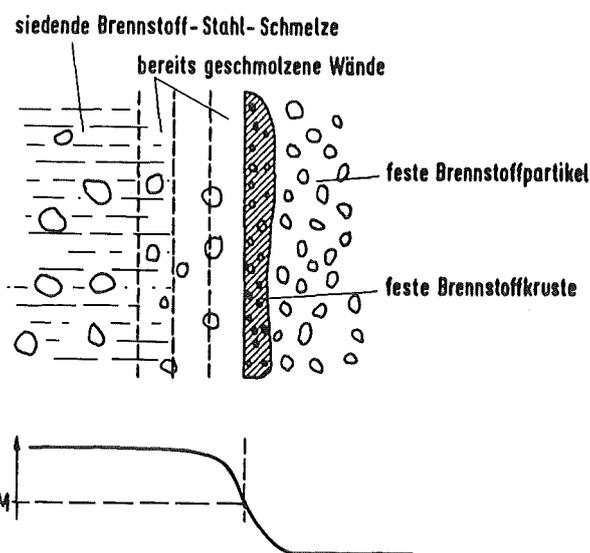


Abb.3.3 Durch Krustenbildung zwischen einer siedenden Brennstoffstahlschmelze und einer festen Brennstoffpartikelschüttung wird die Vereinigung verhindert.

Es erscheint sinnvoll, bei "hoher" Leistungserzeugung, wo das Aufschmelzen des festen Brennstoffs durch interne Wärmequellen schneller ist als das Anschmelzen von außen (und damit verbunden die Wanderung der Kruste in die Partikelschüttung hinein), die Eingabeparameter so zu setzen, daß die Vermischung so lange verhindert wird, bis das Element ganz geschmolzen ist. Die Vermischung wird somit erst als Folge des integralen Aufschmelzens, bzw. des integralen Aufsiedens und Übergang zum Modell BOPSI, zugelassen.

Im dritten Fall (zwei benachbarte Brennstoffpartikelschüttungen, evtl. beide mit Stahlschmelze dazwischen) bildet sich keine solche abschottende Kruste. Energieaustausch findet einmal durch Wärmeleitung statt und ist deshalb wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit in einer Brennstoffpartikelschüttung nur wenig ausgeprägt. Der Massenaustausch, und damit verbunden auch ein Energieaustausch, findet hier durch Konvektion des Stahls statt, die aber durch die Brennstoffpartikel behindert wird. Ein treibendes Druckgefälle, außer durch Schwerkraft, ist nicht vorhanden. Es erscheint deshalb sinnvoll, die Eingabeparameter so zu setzen, daß für diesen Fall keine Vermischung stattfindet.

Nicht möglich ist es, die siedenden oberen Zonen in SOPSI zu homogenisieren, wenn dort die Wände geschmolzen sind, die untere Zone aber (in der sich die meisten Materialien und somit die meiste Enthalpie befinden) weiterhin separat zu behandeln. Je nachdem, ob Effekte untersucht werden sollen, die mit dem Verhalten der Materialien in der oberen Zone erklärbar sind (früher Druckaufbau), oder ob der Hauptanteil der Enthalpie (in der unteren Zone) die größere Bedeutung hat (z.B. für einen Poolkollaps), kann per Eingabe die Vereinigung zugelassen oder verhindert werden.

Wird durch Setzen der Eingabeparameter die Vermischung verhindert, obwohl eine Wand geschmolzen ist, so werden von nun an beide Elemente als "adiabat" bezüglich dieser Wand betrachtet, d.h. es findet hier kein Energie- und Massenaustausch mehr statt. (Durch reine Wärmeleitung wird zwischen zwei Brennstoffpartikelschüttungen wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit sowie der geringen Temperaturdifferenz kaum Wärme übertragen. Die Wand als Hauptwärmesenke auf Stahlschmelztemperatur ist nicht mehr vorhanden.) Erst wenn die Bedingung, die die Vereinigung verhinderte, nicht mehr gegeben ist, etwa durch integrales Aufsieden eines betroffenen Elements, findet die Vereinigung dann schließlich als Folge dieses Ereignisses statt.

a) Eindringen eines zusammenhängenden Bereichs in ein benachbartes, bisher intaktes Brennelement

Für die betrachtete Problematik interessiert nur die Vereinigung mit Brennelementen. Eine Propagation in ein Sonderelement führt zum Abschluß der Rechnung (Abbruchkriterium, vgl. Kap.3.5)

Bei der Vereinigung eines zusammenhängenden Bereichs mit einem bisher "intakten" Element vergrößert sich der bereits vorhandene zusammenhängende Bereich um dieses eine Element. Der vergrößerte Bereich wird nun also auch von den Wänden des neu dazugekommenen Elements begrenzt.

Im Programm erfolgt zunächst eine Umorganisation der Identifikationsfelder für die zusammenhängenden Bereiche. Das betreffende Element wird dem entsprechenden zusammenhängenden Bereich zugeordnet, dessen Elementzahl sich somit um eins erhöht. Die durchgeschmolzene Wand wird aus dem Identifikationsfeld gelöscht, die noch nicht geschmolzenen anderen axialen Zonen dieser und der gegenüberliegenden Wand als innerhalb des abgeschlossenen Bereichs abgespeichert. An Stelle der nun geschmolzenen Wand kommen nun als Begrenzungsflächen die restlichen Wände des in den zusammenhängenden Bereich aufgenommenen Elements dazu.

Die Temperaturen bzw. Enthalpieniveaus der Materialien in den bisher voneinander getrennten Elementen sind im allgemeinen verschieden. Bei der Homogenisierung wird angenommen, daß sich die Ausgleichstemperatur instantan einstellt. Ein Relaxationsmodell für die Vereinigung, d.h. die Verzögerung des Ausgleichsvorganges mit Zeitkonstanten, ist nicht enthalten.

Unberührt bleiben von der Homogenisierung der bisher separaten Elementpositionen die den nun vergrößerten zusammenhängenden Bereich begrenzenden Wände, die im Bereich bereits enthaltenen, aber noch nicht geschmolzenen Wandsegmente sowie die axialen Blockaden. Alle behalten ihre geometrische Identifikation und Zustandsnummer. Im weiteren Verlauf der Rechnung werden sie demgemäß weiter separat behandelt.

b) Vereinigung zweier zusammenhängender Bereiche

Wenn sich zwei zusammenhängende Bereiche vereinigen, dann besteht der neue, größere zusammenhängende Bereich aus den Elementen der beiden ursprünglichen.

Deren Begrenzungswände (mit Ausnahme der gemeinsamen durchgeschmolzenen) begrenzen nun also den neuen, größeren Pool.

Im Identifikationsfeld der zusammenhängenden Bereiche werden also die Elementnummern und Wandnummern (außer der durchgeschmolzenen Wand) des Bereiches mit der höheren Kennnummer in das mit der niedrigeren Kennnummer umgespeichert, d.h. dem Bereich mit der niedrigeren Kennnummer zugeordnet, und die höhere Kennnummer wieder freigegeben.

Die Materialien (Massen), die zunächst in den beiden kleineren Pools enthalten waren, sind nun also im neuen. Ebenso setzt sich das Volumen aus den beiden Teilvolumina zusammen. Die Vermischung der Materialien aus den beiden zusammenhängenden Bereichen (Temperaturausgleich) findet ebenfalls instantan statt.

3.4.2 Bündelkopfabsturz

Weitere mögliche Folge des Kastenwandschmelzens ist der Bündelkopfabsturz. Dies tritt ein, wenn der Bündelkopf bisher von keinen anderen Kräften als die unterstützende Wand in seiner bisherigen Position gehalten wurde. Möglichkeit für eine solche Kraft ist neben anderen

- Verspannung der einzelnen Bündelköpfe untereinander.

Schließt man diese Möglichkeit aus (Eingabeparameter), dann wird nach Schmelzen des letzten tragenden Wandsegments der Bündelkopf frei beweglich. Weitere Voraussetzung für das Herabfallen des Bündelkopfs ist somit

- alle sechs Wände in einem Brennelementkasten sind auf gleicher Höhe geschmolzen bzw. nicht mehr tragfähig.

Ist jede der sechs Wände auf einer anderen Höhe geschmolzen, so kann bei entsprechender axialer Versetzung der geschmolzenen Wandsegmente der Kasten als Ganzes durchaus noch tragfähig nach oben sein.

Sind alle Wände nur innerhalb der Partikelschüttung durchgeschmolzen, oberhalb aber noch nicht, so könnte der Brennelementkasten nun von den Partikeln selbst am Herabrutschen gehindert werden, bzw. nun auf den festen Partikeln aufstehen. Per Eingabe kann deshalb festgelegt werden, ob die Wände alle oberhalb der Partikelschüttung (bzw. dort, wo keine "festen" Partikel sind)

durchgeschmolzen sein müssen oder ob auch Durchschmelzen innerhalb der Partikelschüttung zum Bündelkopfabsturz führen kann.

Eine reine Schmelze kann den Bündelkopf mechanisch nicht halten. Die Partikel, die den Bündelkopf ggf. zunächst noch halten, werden nicht mehr als "fest" betrachtet, wenn sie zu schmelzen beginnen, d.h. eine Mischung aus Brennstoffschmelze und Brennstoffpartikeln vorliegt. Die Brennstoffschmelzfraktion muß hierfür einen bestimmten Wert (Eingabegröße) überschreiten.

Weitere Voraussetzung für den Bündelkopfabsturz ist

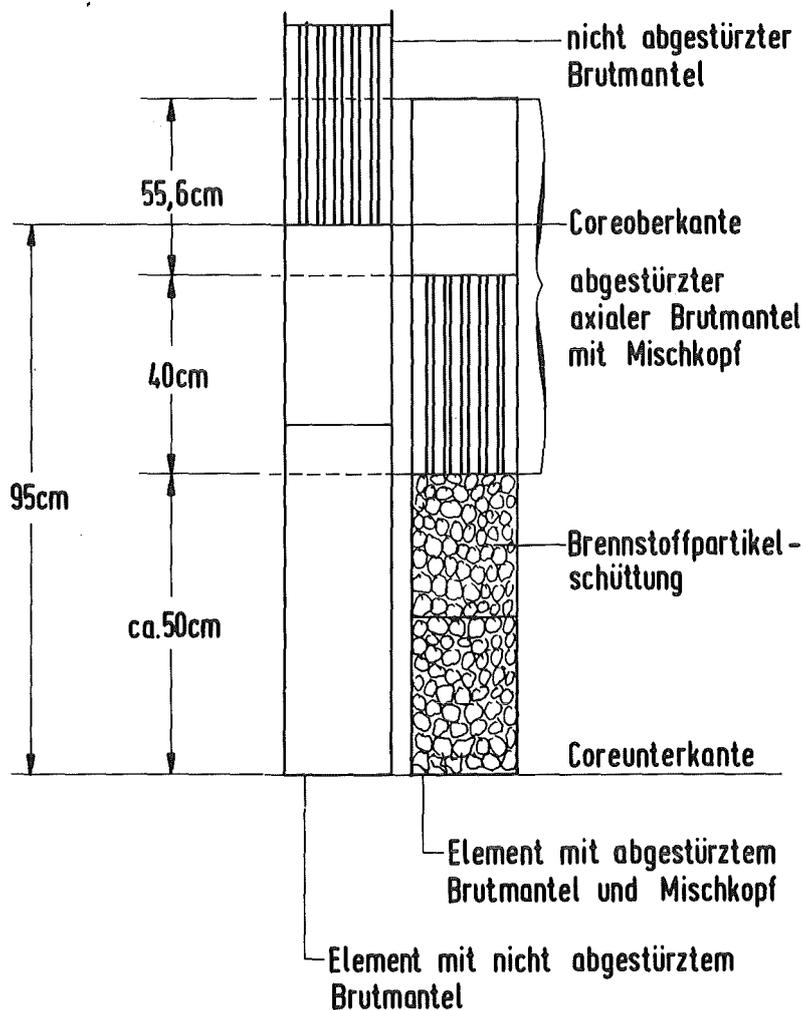
- vollkommen drucklose Situation im Element, kein Innendruck durch Stahldampf, der das Gewicht des Bündelkopfs samt oberem axialen Brutmantel und Blockade kompensiert.

Der Druck, der auf Grund des Eigengewichts des Bündelkopfs nach unten wirkt, beträgt etwa 0.2 bar. Der Innendruck im Element wird als ausreichend betrachtet, um den Bündelkopf in seiner Lage festzuhalten, wenn entweder (Eingabeparameter)

- der Stahldampfdruck, der sich gemäß der Mitteltemperatur im integral siedenden Pool, bzw. beim noch nicht integral siedenden Brennelement mit aufgebrochenen Stäben gemäß der Temperatur in der oberen siedenden Teilzone, ergibt, einen Überdruck erzeugt, der dem Gewicht des von oben drückenden Bündelkopfes entspricht (ca. 0.2 bar). Dies bedeutet bei einem Umgebungsdruck von 1 bar eine Temperatur von etwa 3200K, oder
- durch lokale Heißstellen im Element kann Stahldampfdruck erzeugt werden, auch wenn die integrale Mitteltemperatur im Element bzw. in der oberen Zone nicht ausreicht, um den erforderlichen Überdruck zu produzieren. Angenommen wird, daß nach Beginn des Stahlsiedens der Druck ausreicht.

Wird von lokalen Heißstellen ausgegangen, dann werden diese auch zugelassen, wenn

- Materialumverteilung stattgefunden hat (d.h. der Stahl hat i.A. Siedebedingungen schon einmal erreicht gehabt.)



Da der herabgestürzte Brutmantel (im rechten Element) auf der Partikelschüttung aufsteht und dann seine Oberkante einschließlich Mischkopf über die Coreoberkante hinausragt, wird er beim Absturz immer geführt und kann deshalb nicht kippen. Es bildet sich beim Absturz keine große freie Öffnung für Materialentladung aus dem linken Element über das rechte hinweg. Erst wenn die Partikelschüttung schmilzt, kann der Brutmantel nach unten rutschen. Sie muß vollständig geschmolzen sein, bevor die Oberkante von Brutmantel plus Mischkopf unter die Coreoberkante rutschen kann.

Abb.3.4 Aufgebrochenes Element mit abgestürzter Brutmantel neben einem, in dem der Brutmantel nicht abgestürzt ist

Auch nach dem Absturz ragt der Bündelkopf noch in den oberen axialen Brutmantel hinein, da er im Kern auf festen Brennstoffpartikeln aufsteht, vgl. Abb.3.4. Beim Absturz kann er somit nicht kippen, da er wegen seiner Dimensionen immer geführt wird. Die Führung erfolgt entweder von noch nicht abgestürzten benachbarten Bündelköpfen, von intakten Elementen oder schließlich von bereits abgestürzten Bündelköpfen, die aus den gleichen Gründen ebenfalls beim Absturz nicht kippen konnten. Kontaktfläche für den Wärmeübergang ist somit die gesamte Querschnittsfläche des Brennelements. An den Seiten des Bündelkopfs wird aber keine Wärme übertragen.

Der Bündelkopf kommt nach dem Absturz in direkten thermischen Kontakt mit dem Material im Brennelement. Er steht auf dem Material im Element auf (i.A. Partikelschüttung). Während bisher die Wärme vom Material im Element an die obere axiale Blockade nur durch Wärmestrahlung, und evtl. durch kondensierenden Stahldampf transportiert wurde, so findet nun direkte Wärmeübertragung durch Berührung, also Wärmeleitung, statt.

Da die beiden Körper, die nun plötzlich miteinander in Kontakt gebracht werden, unterschiedliche Temperaturen haben, treten hierbei unmittelbar nach dem Herabfallen hohe Wärmeströme auf (Temperatursprung an der Kontaktfläche). Nimmt man an, daß sich beide wie zwei unendlich ausgedehnte ebene Platten verhalten, so kann die Kontakttemperatur T_K z.B. gemäß /11/ berechnet werden. Ist die sich ergebende Kontakttemperatur höher als die Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase des herabgefallenen Materials (vgl. Kap.2.6 über das Aufschmelzen von Zweikomponentengemischen), so ist statt dessen diese Schmelztemperatur als Kontakttemperatur zu verwenden.

Die Wärmestromdichte in den Bündelkopf hinein wird ähnlich wie in SLUMPY /10/ mit einer thermischen Grenzschicht (vgl. Kap.2.1.2 bzw. Anhang A.2) im Brennelement beschrieben, die sich zwischen dieser Kontakttemperatur und der Mitteltemperatur im Element (bzw. der Temperatur der oberen Zone) ausbildet.

Solange die Kontakttemperatur niedriger ist als die Schmelztemperatur, findet kein Schmelzen statt, und die in den Bündelkopf hineinströmende Wärme führt vollständig zu dessen Aufheizung. Überschreitet die Kontakttemperatur die Schmelztemperatur, dann kann ein Teil oder die gesamte Wärme zum Aufschmelzen führen. Per Eingabe kann hierfür gewählt werden, ob der Wärmewiderstand im Bündelkopf sehr groß (dann führt die gesamte Wärme zum Schmelzen ohne Aufheizen) oder zu 0 gesetzt wird (dann führt die gesamte Wärme zum Aufheizen

ohne Schmelzen). Erst wenn der Bündelkopf in letztem Fall selbst die Schmelztemperatur erreicht hat, wird dann der gesamte Wärmestrom zum Aufschmelzen verwendet.

Nach dem Herabfallen des Bündelkopfs kommt das Material im Brennelement in direkten Kontakt zunächst mit der axialen Blockade, den zusammengebrochenen Wänden aus dem oberen Bereich des Elements (soweit diese nicht vorher bereits ganz oder zumindest teilweise geschmolzen sind) und dem Hüllrohrstahl sowie den Kastenwänden des oberen axialen Brutmantels. Diese Materialien werden aufgeheizt und schließlich geschmolzen. Erst dann "sieht" das Material im Element den nun "nackten" Brutstoff sowie den Mischkopf.

Das Material schmilzt also in verschiedenen Stadien auf und wird in BOPSIPR entsprechend behandelt:

- zunächst werden die Kastenwände und der Hüllrohrstahl des axialen Brutmantels, die obere Blockade und die zusammengebrochenen Wände angegriffen. Angenommen wird, daß alle diese Materialien eine homogene Mischung bilden, mit kontinuierlicher und diskontinuierlicher Komponente. Die Beschreibung erfolgt genauso wie bei den Blockaden, aber mit den dem Bündelkopf entsprechenden Zustandsvariablen.

Die Mitteltemperatur dieser Mischung im Moment des Bündelkopfabsturzes ergibt sich aus dem Enthalpiegehalt aller dieser Bestandteile zu diesem Zeitpunkt. Für die Kastenwände und den Hüllrohrstahl des axialen Brutmantels, die beide bisher in BOPSIPR nicht berücksichtigt wurden, wird als Temperatur die Natriumsiedetemperatur (Eingabegröße) angenommen. Die Temperaturen der zusammengebrochenen Wände und der axialen Blockade wurde dagegen von BOPSIPR während der vorausgegangenen Rechnung zeitlich bestimmt und sind somit bekannt.

- Sind diese Materialien vollständig geschmolzen, so wird nun im zweiten Stadium der nackte Brutstoff und der Mischkopf angegriffen. Auch diese beiden werden als homogene Mischung betrachtet. Deren Anfangstemperatur ist ebenfalls gleich der Natriumsiedetemperatur (Eingabegröße).

An Stelle der axialen Blockade tritt programmintern der herabgefallene Bündelkopf. Es werden also Zustandsnummer sowie die entsprechenden physikalischen Daten in den Feldern für die axialen Blockaden geändert. Anstelle der axialen Blockaden werden nun die Daten des Bündelkopfes dort abgespeichert, und zwar entsprechend dem Stadium des Schmelzangriffs.

Das Programm erkennt anhand der geänderten Zustandsnummer, daß nun in diesem Element der Bündelkopf auf dem Material aufsteht und die Wärme nun durch Leitung übertragen wird. Innerhalb der entsprechenden Mikromodelle wird deshalb gemäß der geänderten Zustandsnummer der "Blockade" nun ein anderer Zweig angelaufen.

Sind alle Materialien gemäß dem ersten Stadium aufgeschmolzen, so folgt erneut eine Umorganisation, d.h. eine entsprechende Änderung von Zustandsnummer und Datenfeld. Sind schließlich auch die Materialien gemäß dem zweiten Stadium geschmolzen, so ist eines der möglichen Kriterien für den ordnungsgemäßen Abschluß dieser BOPSIPR Rechnung erfüllt (permanente Öffnung nach oben).

3.4.3 Durchschmelzen der axialen Blockaden

Solange der Bündelkopf in einem Brennelement nicht abgestürzt ist, werden die Elemente nach oben und unten durch die axialen Blockaden abgeschlossen. Diese können thermisch durch Angriff vom Innern des ursprünglichen Kernbereichs sowie durch interne Wärmeerzeugung versagen. Ein solches Blockadeversagen ist besonders dann zu erwarten, wenn Stahl die kontinuierliche Komponente ist und somit deren Schmelztemperatur vom Stahl und nicht vom Brennstoff/ Brutstoff bestimmt wird.

Die Kriterien dafür, daß eine axiale Blockade als durchgeschmolzen betrachtet wird, sind:

- die Blockadedicke unterschreitet einen Minimalwert (Eingabewert), oder
- die Blockadetemperatur überschreitet die Schmelztemperatur der kontinuierliche Komponente des Blockadematerials. (Durch die kontinuierliche Komponente wird die Festigkeit der Blockade bestimmt.)

Ist eine untere axiale Blockade schließlich durchgeschmolzen, dann kann Brennstoff- Stahl- Schmelze, in der bereits von der Blockade eingeschmolzener Brutstoff enthalten ist, zwischen die unteren axialen Brutstäbe gelangen. Die Schmelze kann dort erstarren, eine neue Blockade bilden, die schließlich auch wieder durchschmilzt etc. Durch solche zyklischen Schmelz- und Erstarrungsvorgänge kann schließlich der ganze untere axiale Brutmantel (Länge ca. 40 cm) durchdrungen werden. Hierbei gelangt allmählich das gesamte Brutmaterial in

die Schmelze und das Gesamtvolumen des allseitig abgeschlossenen Bereichs, in dem sich die Schmelze befindet, vergrößert sich ständig.

Im unteren axialen Brutmantel kann sich dann keine vollständige, d.h. für Schmelze undurchlässige Blockade mehr bilden, wenn die noch intakte Restlänge der Brutstäbe kürzer ist als die Eindringtiefe der Schmelze.

Die hier beschriebenen zyklischen Erstarrungs- und Schmelzvorgänge können mechanistisch in BOPSIPR nicht simuliert werden, da kein Erstarrungsmodell enthalten ist. Wohl aber wird das Aufschmelzen mechanistisch beschrieben. Statt dessen kann die gesamte Konfiguration nach dem Durchschmelzen einer Blockade an dieser Stelle als adiabat betrachtet werden, falls Durchschmelzen der Blockade nicht direkt zum Abbruch der Rechnung führen soll.

3.5 Kriterien für den Abbruch der Rechnung

Entsprechend den Möglichkeiten für die Bildung einer großen permanenten Öffnung ergeben sich folgende Abbruchkriterien für eine BOPSIPR Rechnung.

1) Durchschmelzen der axialen Blockaden

Das Versagen einer oberen axialen Blockade bei noch nicht herabgefallenem Bündelkopf führt direkt zum Abbruch der Rechnung. Dagegen kann eine untere axiale Blockade wegen der Materialverteilung im Element durch zyklische Schmelz- und Erstarrungsvorgänge allmählich durch den ganzen axialen Brutmantel hindurchwandern. Diese Vorgänge können mit BOPSIPR aber nicht simuliert werden. Falls die gesamte Konfiguration an dieser Stelle nach dem Durchschmelzen der unteren Blockade nicht als adiabat betrachtet werden soll, ist auch dies ein Kriterium für den Abbruch der Rechnung.

Durch das Einschmelzen in die Blockaden wird das Kernmaterial durch das Brutmaterial verdünnt. Hierdurch kann die Konfiguration unterkritisch werden, bevor schließlich der gesamte axiale Brutmantel durchdrungen ist. Diese Abreicherung des spaltbaren Materials in der Schmelze wäre ein weiteres mögliches Abbruchkriterium, ist aber in BOPSIPR direkt nicht enthalten. Die Verdünnung des Brennstoffs durch den Brutstoff kann aus der Programmausgabe entnommen und hieraus das Erreichen von unterkritischen Zuständen abgeleitet werden.

2) Durchschmelzen der Wände von Sonderelementen, insbesondere des Natriumblindelements

Die Sonderelemente sind nicht durch solche Blockaden nach oben oder unten abgeschlossen. Insbesondere beim Natriumblindelement, das überhaupt keine inneren Einbauten oberhalb des unteren Brutmantels hat (nach unten ist es durch einen Stahlzylinder zur Gewichtskompensation abgeschlossen), ergibt sich nach dem Durchschmelzen der Wände eine offene Verbindung über seinen gesamten Querschnitt nach oben. Aber auch bei den anderen Typen der Sonderelemente sind große freie Querschnitte vorhanden.

Die Kriterien für das Versagen der Wände der Sonderelemente sind prinzipiell die gleichen wie für das Versagen der Wände von Brennelementen. Die minimale Wanddicke für Sonderelemente ist unabhängig von der für Brennelemente per Eingabe festzulegen.

3) Herausdrücken eines frei beweglich gewordenen Bündelkopfs samt Brutmantel durch Innendruck nach oben, bzw. mechanisches Versagen der axialen Blockaden durch Innendruckaufbau

Ein Bündelkopf samt Brutmantel kann bei entsprechend hohem Innendruck im Element durch die oberen Strukturen hindurch nach oben weggedrückt werden. Hierzu ist es nicht erforderlich, daß alle seine Wände geschmolzen sind, wenn nur der Innendruck entsprechend hoch ist. Ein solches Herausdrücken ist abhängig von der Festigkeit der oberen Strukturen, evtl. zusätzlich von der Festigkeit der Kastenwände sowie sonstiger noch intakter Einbauten, falls diese noch vorhanden sind.

Anstelle des Herausdrückens der Bündelköpfe nach oben ist ebenfalls denkbar, daß durch entsprechenden Innendruckaufbau die axialen Blockaden mechanisch versagen, d.h. durch den herrschenden Innendruck durch den axialen Brutmantel hindurch "weggeschoben" werden.

Das Kriterium ist das Vorhandensein eines entsprechenden Drucks (Stahldampfdruck) im Element. Dieser ist per Eingabe vorzugeben. Es spielt keine Rolle, ob das entsprechend Element integral, oder nur in seinem oberen Teilbereich (vgl. SOPSI), siedet. Nimmt man diesen erforderlichen Überdruck mit z.B. 10 bar an, so entspricht dies einer Elementtemperatur von ca. 3750K.

4) Wegschmelzen der herabgefallenen Bündelköpfe

Schmelzen die herabgefallenen Bündelköpfe vollständig weg, so kann das Natrium von oben an die nun durch den Brutstoff verdünnte, und damit bereits permanent unterkritische Kernschmelze gelangen. Kriterium hierfür ist, daß der Bündelkopf auch im zweiten Stadium vollständig geschmolzen sein muß.

3.6 Koppelung an SAS

BOPSIPR hat folgende Anwendungsmöglichkeiten:

a) Anschlußrechnung an SAS

Ziel einer Anschlußrechnung an SAS ist es, das weitere Verhalten des Kerns in der Übergangsphase, d.h. nach Ende der SAS Rechnung zu untersuchen. Die Anfangsbedingungen für die einzelnen Brennelemente werden von SAS übernommen. Solche Anschlußrechnungen sind das eigentliche Anwendungsgebiet von BOPSIPR.

b) Parametrische Kernkonfigurationen

Unabhängig von SAS können mit BOPSIPR bestimmte Elementkonfigurationen mit beliebig gewählten interessierenden Anfangsbedingungen postuliert und in ihrem Verhalten untersucht werden. Konfigurationen und Anfangsbedingungen sind hier per Eingabe festzulegen. Es ergibt sich so die Möglichkeit für parametrische Untersuchung bestimmter Detailphänomene.

c) Parallelrechnung zu SAS

Das Ziel einer Parallelrechnung zu SAS ist Untersuchung der Kernbestandteile, die in SAS nicht simuliert werden (Spalte, Sonderelemente, unter Berücksichtigung ihrer azimuthalen Lage im Kern, d.h. in Abhängigkeit von den benachbarten Brennelementen). Die Idee ist, das Verhalten der Brennelemente aus SAS zu übernehmen und in BOPSIPR zu untersuchen, was dabei gleichzeitig in Spalten und Sonderelementen passieren würde. Die SAS Rechnung liefert somit die zeitabhängigen Randbedingungen für die in BOPSIPR simulierten Spalte und Sonderelemente. Die Parallelrechnung hat aber keine Rückwirkung auf SAS, d.h. die Aufheizung der Spalte und Sonderelemente führt nicht zur Abkühlung der SAS Elemente.

Das Ergebnis einer Parallelrechnung zu SAS sind hauptsächlich Anfangsbedingungen für die Spalte und Sonderelemente für eine darauf folgende Anschlußrechnung. Die Parallelrechnung endet mit der SAS Rechnung.

3.6.1 Übernahme der Anfangsbedingungen

Für jedes in der Problemkonfiguration spezifizierte Brennelement benötigt BOPSIPR im Wesentlichen folgende Anfangsbedingungen (vgl. die Mikromodelle BOPSI und SOPSI):

- mittlere spezifische Enthalpie im Element, d.h. integrale Mitteltemperatur unter Berücksichtigung der Schmelzfraktionen unter der Annahme, daß Brennstoff, Brutstoff und Stahl auf Ausgleichstemperatur sind.
 - Brennstoff-, Stahl- und Brutstoffmasse innerhalb jedes Brennelements
 - Mitteltemperatur der axialen Blockaden und deren Materialzusammensetzung
 - Leistungsdichte im Brennstoff, Brutstoff und Stahl
 - Inertgasmasse (für Dampfkondensation)
 - Temperatur in den einzelnen Wandzonen
 - Temperatur in den einzelnen der Elementposition zugeordneten Spaltzonen
- sowie für die Sonderelemente und Spalte
- Natriumtemperatur in jeder Zone

Die Informationen für Brennelemente müssen kanalweise für jeden Kanal aus SAS entnommen werden. Hierzu liefert SAS kanalweise in jeder der dort vereinbarten Maschen:

- Volumenanteil des Brennstoffs, des Hüllmaterials, des Strukturmaterials und ggf. des Natriums etc. in der Masche.
- deren Temperaturen

- deren mikroskopische Dichten (als Funktion der Temperatur)
- Leistungserzeugung in der Masche

Für die BOPSIPR Wandtemperaturen wird die Temperatur des SAS Strukturmaterials verwendet. Da i.A. das axiale SAS- Netz und das axiale BOPSIPR- Netz unterschiedlich sind, werden die SAS- Temperaturen im Kernbereich auf das BOPSIPR- Netz verschmiert. Dies erfolgt für jeden Kanal in einem Vorlaufprogramm.

Für die Temperatur des Stahls innerhalb der BOPSIPR Brennelemente wird die Hüllrohrtemperatur aus SAS verwendet. Durch örtliche Integration über die Kernlänge werden die Mitteltemperaturen von Brennstoff und Stahl in jedem SAS Kanal bestimmt. Mit diesen beiden Mitteltemperaturen ergibt sich zusammen mit den jeweiligen Massen die mittlere spezifische Enthalpie der Mischung für BOPSIPR.

In ähnlicher Weise ergibt sich die gesamte Leistungserzeugung in jedem SAS Kanal, woraus mit der Anzahl der Brennelemente in diesem Kanal die Leistungserzeugung in jedem BOPSIPR Element folgt.

Zur Bestimmung der Inertgasmasse im Element wird angenommen, daß das gesamte Leervolumen mit Natriumdampf gefüllt ist. Die Temperatur des Dampfes ist gleich der Mitteltemperatur im Element.

Damit sind die das Element selbst betreffenden Anfangsbedingungen im Wesentlichen bekannt. Angenommen wird in BOPSIPR, daß sich in jedem Brennelement oben und unten eine axiale Blockade gebildet hat. Deren Anfangsbedingungen ergeben sich wie folgt:

Die Anfangsdicke der Blockaden (oben und unten unterschiedlich) ist Eingabgröße, ebenso die Zusammensetzung des Materials, das zwischen den Brutstäben im Kühlkanal erstarrt. Diese Größen werden gemäß /43/ festgelegt. Das Material wird aus dem Kernbereich entnommen, d.h. die Brennstoff- und Stahlmasse im Element wird entsprechend reduziert. Ist die Zusammensetzung dieses Materials nicht gleich der Zusammensetzung des Materials im Kern, ändert sich außerdem entsprechend der Änderung der Materialzusammensetzung die spezifische Enthalpie der Mischung.

Der Brennstoff und der Stahl kommen mit der Mitteltemperatur der Materialien im

Kern in den Brutmantelbereich. Die Mitteltemperatur (bzw. die mittlere spezifische Enthalpie) der Blockade ergibt sich aus der Enthalpie dieser in der Blockade erstarrenden Kernmaterialien und der der Brutstäbe in der Blockade. Die Temperatur der Brutstäbe wird ebenfalls aus SAS übernommen.

Die Anfangsbedingungen für die Spalte und Sonderelemente werden aus einer vorhergegangenen Parallelrechnung zu SAS entnommen. Hierzu ist der BOPSIPR-Restartdatensatz vom Ende dieser Parallelrechnung erforderlich. Aus dem Restartdatensatz erfolgt die Übernahme der Anfangsbedingungen automatisch.

3.6.2 Zeitabhängige Datenübernahme für Parallelrechnungen zu SAS

Schnittstelle zwischen SAS und BOPSIPR sind die Wandtemperaturen innerhalb der jeweiligen axialen Zonen der einzelnen Elemente und die zeitliche Leistungserzeugung aus SAS. Die aus SAS bestimmten zeitabhängigen Wandtemperaturen wirken in BOPSIPR als zeitabhängige Randbedingung für den benachbarten Spalt und von dort auf die Sonderelemente.

Um diese Größen zeitabhängig von SAS an BOPSIPR zu übergeben, müssen die SAS Kanäle auf die dreidimensionale BOPSIPR Geometrie, insbesondere die azimutalen Anordnung der einzelnen Elemente, abgebildet werden. Das Koppelungsprogramm identifiziert anhand der BOPSIPR Elementnummer, welchem SAS Kanal das spezifizierete Brennelement angehört und weist dann zeitabhängig die Temperatur des Strukturmaterials aus SAS in der entsprechenden axialen Zone der BOPSIPR Wandtemperatur zu. Da die axialen SAS Zonen und die axialen BOPSIPR Zonen im Allgemeinen unterschiedlich sind, ist hierfür eine Verschmierung der axialen SAS Temperaturen auf das BOPSIPR Netz erforderlich.

Die Vorgänge in den von BOPSIPR betrachteten Elementen haben aber keine Rückwirkung auf SAS, d.h. obwohl auf Grund der herrschenden Temperaturgradienten Wärme aus dem SAS Element (bzw. Kanal) in die Spalte bzw. Sonderelemente hineinfließt, kühlt sich der jeweilige SAS Kanal nicht ab. BOPSIPR meldet also die abgeflossene Wärme nicht an SAS zurück.

Für die zeitabhängige Datenentnahme aus SAS wurde die Restart Option von SAS benutzt. Während einer vorausgegangenen SAS Rechnung wird alle 20 Zeitschritte ein kompletter Restart auf Band geschrieben. Die einzelnen Restarts werden vom Koppelungsprogramm zwischen SAS und BOPSIPR nacheinander gelesen und verarbeitet. Dieses basiert auf einem vorhandenem Auswertprogramm von GRS /44/. Die Anwendung ist auf 10-Kanalrechnungen beschränkt.

Die vom Koppelungsprogramm eingelesenen Daten eines SAS Restarts werden für jeden SAS Kanal im Koppelungsprogramm kondensiert, d.h. die interessierenden Daten (Strukturmaterialtemperaturen und Leistungserzeugung) herausgefiltert. Danach folgt die Verschmierung des axialen SAS Netzes auf das axiale BOPSIPR Netz. Die so modifizierten SAS Datensätze werden dann kanalweise für alle Kanäle abgespeichert. Danach geht das Koppelungsprogramm zum SAS Restart-datensatz für den nächsten Zeitpunkt über.

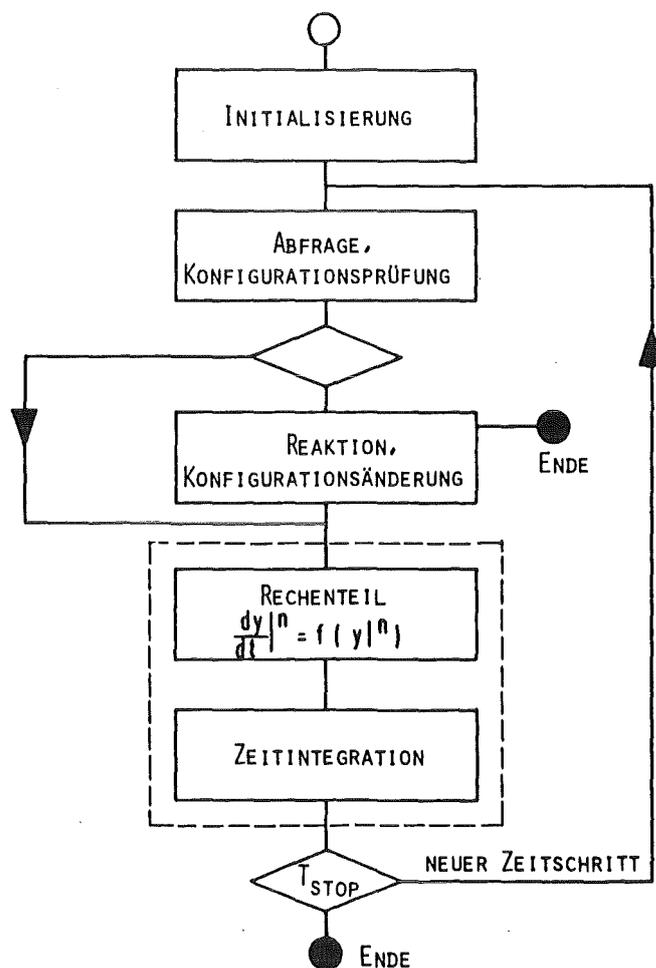


Abb.3.5 Strukturdiagramm für das Gesamtprogramm mit den einzelnen Programmblöcken. Der Reaktionsteil wird nur dann angelaufen, wenn sich dies im Abfrageteil als erforderlich erweist. Dies kann zum Abbruch der Rechnung führen. Der Rechenteil und die Zeitintegration werden zusammengefaßt, da der Rechenteil für jeden Zeitschritt mehrmals durchlaufen wird.

Die so modifizierten Restartdatensätze werden dann während der eigentlichen BOPSIPR Rechnung eingelesen. Innerhalb von BOPSIPR wird zeitlich zwischen zwei solchen modifizierten Restarts linear interpoliert.

Die entsprechende Programmentwicklung wurde vom Autor dieses Berichts veranlaßt und betreut. Die Einzelheiten finden sich in /39/.

3.7 Strukturdiagramm für das Gesamtprogramm

Zunächst wird im Initialisierungsteil, vgl. Abb.3.5, die Rechnung initialisiert, d.h. Identifikationsnummern, Zustandsnummern, Anfangsbedingungen etc. festgelegt. Der eigentliche Zeitschritt beginnt mit dem Konfigurationsprüfungsteil. Falls es gemäß dem Konfigurationsprüfungsteil erforderlich ist, wird dann der Konfigurationsänderungsteil angelaufen. Im darauffolgenden Rechenteil werden die Ableitungen der einzelnen Zustandsvariablen explizit berechnet und vom Integrationsteil zeitlich aufintegriert. Um zu verdeutlichen, daß für einen Zeitschritt der Rechenteil mehrmals durchlaufen werden kann (bei Runge-Kutta-Verfahren wie in DYSYS /45/ oder iterativ - impliziten Verfahren), sind Rechenteil und Integrationsteil durch eine gestrichelte Linie zusammengefaßt.

Nach Ende jedes Zeitschritts, d.h. nach erfolgter zeitlicher Aufintegration, wird die Problemzeit mit der Problemendzeit verglichen. Ist die Endzeit erreicht, wird die Rechnung abgeschlossen. Ansonsten beginnt nun der nächste Zeitschritt mit dem Konfigurationsprüfungsteil.

Der Konfigurationsprüfungsteil, ggf. danach der Konfigurationsänderungsteil, wird nur zu Beginn eines Zeitschritts angelaufen, danach nicht mehr. Diese Programmteile müssen aus Gründen der Kompatibilität zu DYSYS /45/ vor der Berechnung der zeitlichen Ableitungen stehen.

4. Ergebnisse der Rechnungen mit dem gekoppelten Gesamtmodell

Die mit dem gekoppelten Gesamtmodell BOPSIPR durchgeführten Rechnungen werden im Folgenden vorgestellt. Als Parameter bei den Rechnungen wurde im Wesentlichen das Leistungsniveau während der Übergangsphase variiert. Ziel war

- die beim jeweiligen Leistungsniveau dominanten Phänomene für den Störfallablauf herauszuarbeiten (charakteristische Ereigniskette für das jeweilige Leistungsniveau). Das Wechselspiel der auftretenden Phänomene soll dabei im Detail untersucht und verstanden werden.
- durch Zuordnung der Ereignisketten zu den jeweiligen Leistungsniveaus die Grenzen aufzuzeigen, an denen andere Phänomene für den Störfallablauf dominant werden, bzw. die Leistungsbereiche aufzuzeigen, in denen der Störfallablauf durch dieselben Phänomene gekennzeichnet ist (Leistungsmaßstab), und hiermit
- durch Rückschluß von den Ereignisketten auf mögliche Rekritikalitäten sollen die Leistungsbereiche aufgezeigt werden, bei denen frühe permanente Unterkritikalität ohne nennenswerte Energiefreisetzung auftritt, bzw. die Leistungsbereiche, bei denen für den weiteren Störfallablauf das Potential für mechanische Energiefreisetzung durch Rekritikalitäten gegeben ist.

Die einzelnen Rechnungen werden im Detail in Kap.4 beschrieben. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Darstellung des Wechselspiels der jeweils dominanten Effekte. Der übergeordnete Vergleich der Rechnungen und die Zuordnung der Störfallpfade zum Leistungsniveau (Leistungsmaßstab) erfolgt ebenso wie Überlegungen zum Einfluß der getroffenen Annahmen auf die Ergebnisse in Kap.5.

4.1 Problemspezifikation, Randbedingungen

Den Untersuchungen der Übergangsphase wird als Anfangsbedingung der Referenzfall für die Einleitungsphase mit der größten verfügbaren Auflösung zu Grunde gelegt. Es handelt sich hierbei um den Fall E29 /46/. Die Anfangsbedingungen für die in SAS nicht berücksichtigten Spalte, Sonderelemente und deren Wände wurden durch eine vorausgegangene Parallelrechnung zu SAS mit Übernahme der zeitabhängigen Wandtemperaturen aus SAS bestimmt. Verwendet wurde hierfür die dem Fall E29 entsprechende 10-Kanalrechnung E8 /2/.

Beim Referenzfall wird angenommen, daß sowohl axiale Expansion als auch frühe Materialbewegungen im Inneren der einzelnen Elemente als Mechanismus für negative Reaktivität wirksam sind. Dies führt zu einem milden Verlauf in der Einleitungsphase. Die durch Sieden induzierte Leistungsexkursion wird dabei auf Grund der negativen Rückwirkung der axialen Expansion und des Dopplereffekts abgefangen. Der Kern siedet anschließend ohne nennenswerte Leistungssteigerung leer. Brennstoffbewegung wird in den leergesiedeten Bereichen initiiert und tritt fast zeitgleich mit Hüllrohrbewegung auf. Eine separate Stahlbewegung vor dem Aufbrechen des Brennstoffs tritt nicht auf.

Die SAS Rechnung für den Fall E29 (bzw. die entsprechende 10-Kanal Rechnung E8) endet ca. 13s nach Unfallbeginn. Außer bei den Ergebnissen der Parallelrechnung beziehen sich alle im Folgenden angegebenen Zeiten auf diesen Zeitpunkt. Die dem Kern in der Übergangsphase zugeführte Energie bezieht sich ebenfalls auf den Zustand des Kerns am Ende der Einleitungsphase.

Die für die hier beschriebenen BOPSIPR Rechnungen zu Grunde gelegte Kernkonfiguration ergibt sich innerhalb eines 120° Kernausschnitts gemäß Abb.4.1. In den Rechnungen werden die Elementpositionen 9, 10, 15, 17, 24, 25, 26, 34, 36, 37, 47, 48 und 49 aus Abb.3.1 für Brennelemente betrachtet und die Positionen 16 und 35 für Sonderelemente. Es handelt sich dabei also um

- 15 Elemente, davon 2 Sonderelemente. Die Brennelemente liegen teilweise in Nachbarschaft zu den Sonderelementen, teilweise nicht, siehe Abb.4.1. In dieser Abbildung ist auch hervorgehoben, zu welchen SAS Kanälen die hier betrachteten Elemente gehören.

Der Nummerierung der einzelnen Elemente liegt Abb.3.1 zu Grunde. Da aber nicht alle Elemente des 120° -Ausschnitts mitberücksichtigt wurden, ist für den tatsächlich betrachteten Kernausschnitt die Nummerierung nicht fortlaufend.

Bei der für die hier vorgestellten Rechnungen gewählten Kernkonfiguration handelt es sich um einen repräsentativen Kernausschnitt, da

- zwei Kernbereiche mitberücksichtigt werden (Corezone 1 und Corezone 2)
- Elemente des Leitkanals mit der höchsten Leistung mitberücksichtigt werden (Kanal 18 in der 29-Kanaldarstellung des SNR-300 gemäß /46/)

- Elemente aus dem SAS-Kanal 5 mitberücksichtigt werden, in dem relativ früh im Vergleich zu anderen Kanälen Natriumsieden auftrat. (Dies sind entsprechend dem Kühlmitteldurchsatz zu Leistungsverhältnis nicht die Elemente des Leitkanals.) In diesen Elementen sind der Hüllrohrstahl sowie die Kastenwände am Ende der SAS-Rechnung am heißesten.
- Sonderelemente mitberücksichtigt werden, die unterschiedlich in ihrem Aufbau (Natriumblindelement und Kontrollelement) sowie in ihrer Lage im Kern sind. Dies ermöglicht eine Aussage darüber, welches von beiden als erstes versagt. (Das Kontrollelement steht zwischen zwei Anreicherungs-zonen, d.h. neben einem Kernbereich mit höherer Leistungserzeugung - Leitkanal -, hat aber andererseits auch auf Grund des inneren Führungsrohrs selbst bei gezogenen Stäben "massivere" Einbauten. Die dem Blindelement benachbarten Brennelemente sieden während der Einleitungsphase zuerst.)
- entfernte und benachbarte Elemente zu den Sonderelementen betrachtet werden. Die Sonderelemente stellen eine Wärmesenke für die unmittelbar benachbarten Elemente dar. Unter bestimmten Bedingungen kann deshalb erwartet werden, daß sich die den Sonderelementen benachbarten Elemente anders verhalten als die entfernten, auch wenn sie dem gleichen SAS Kanal angehören.

Für alle durchgeführten Rechnungen wurden die Wände, Spalte und Sonderelemente in vier äquidistante axiale Zonen unterteilt. Die sich so ergebende axiale Konfiguration ist in Abb.4.2 schematisch dargestellt. Im Gegensatz zu den unveränderlichen Wandzonen sind die Bereiche im Innern der Brennelemente zeitlich veränderlich.

4.1.1 Gewählte Parameter für die Rechnungen

In Tab.4.1 sind die wesentlichen Parameter mit "X" angekreuzt, bzw. die entsprechenden Werte eingetragen, die in den Rechnungen verwendet wurden. Falls Parameter variiert wurden, sind sie mit "V" gekennzeichnet.

In allen Brennelementen wurden axiale Blockaden postuliert, deren Dicke gemäß /43/ festgelegt wurde zu 10.5cm für die untere und 8cm für die obere Blockade. Die Blockaden werden weiterhin beheizt entsprechend der lokalen Leistungsdichte und Brennstoffkonzentration. Die lokale Leistungsdichte im Blockadebrennstoff beträgt bei den Rechnungen das 0.3-fache der Leistungsdichte im Kern /42/. Die

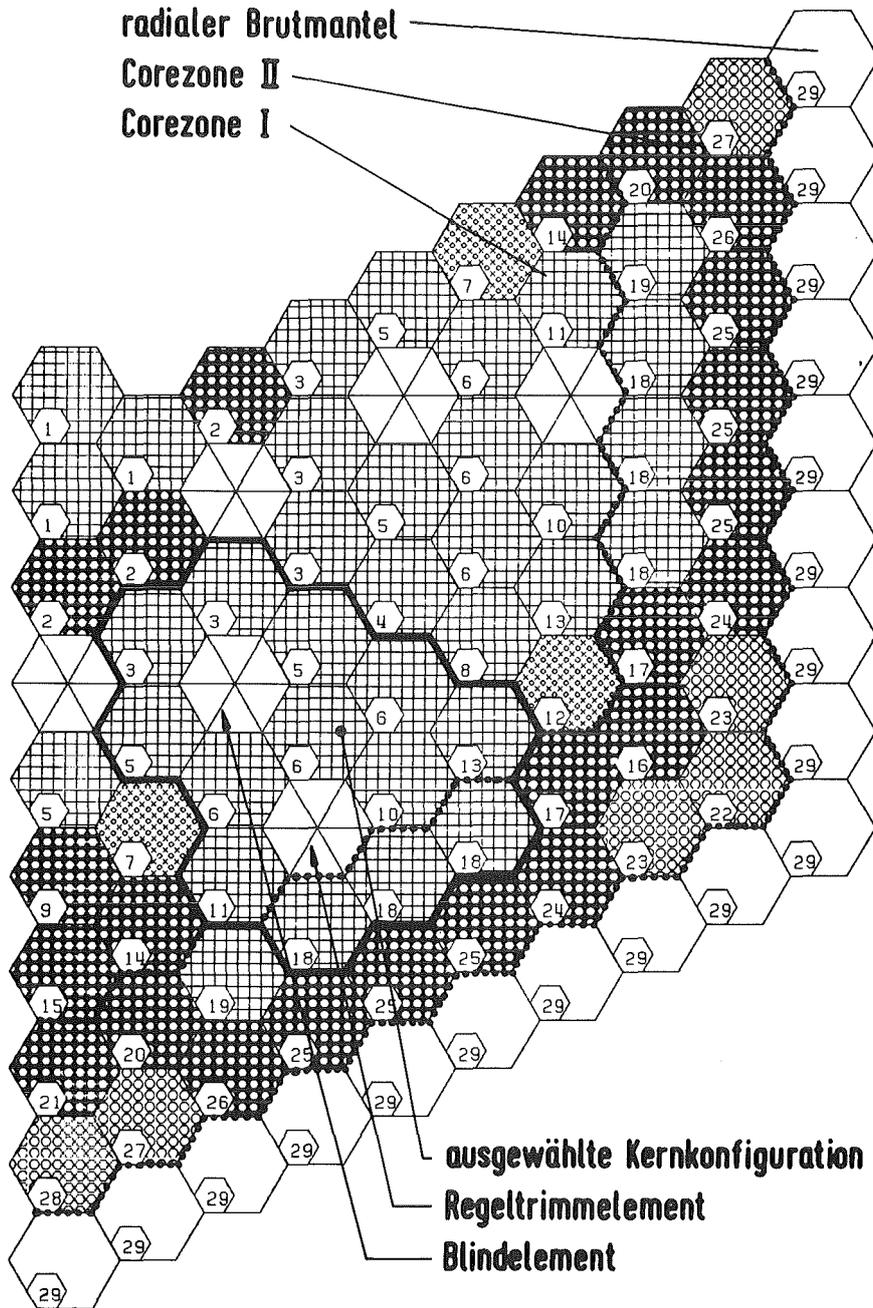


Abb.4.1 Gewählter repräsentativer Kernausschnitt für die BOPSIPR Rechnungen am Ende der SAS Analysen/46/. Der Kernausschnitt enthält 15 Elemente, davon 2 Sonderelemente. Die Brennelemente gehören beiden Corezonen an.

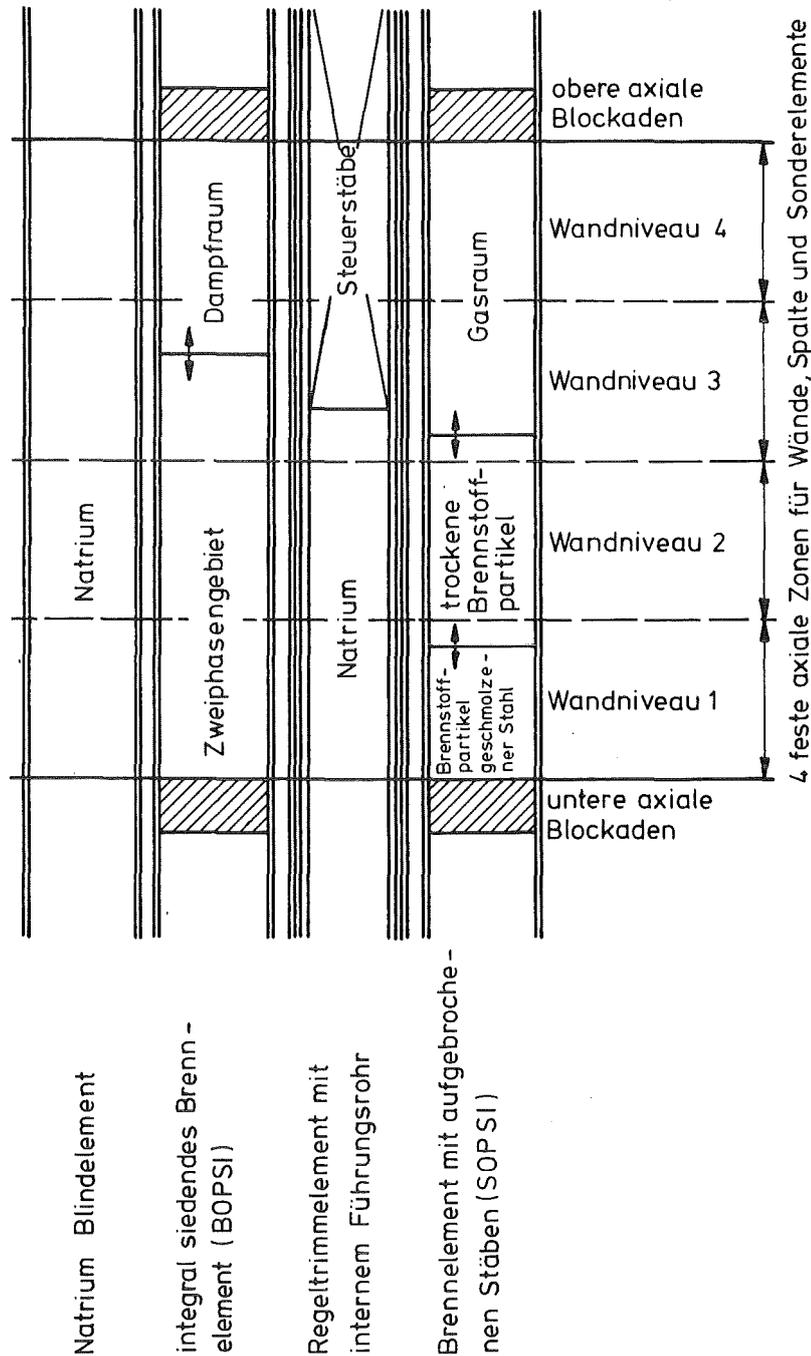


Abb.4.2 Axiale Zonenaufteilung. Die Zonen für die Wände, Spalte und Sonderelemente sind zeitlich unveränderlich. Die internen Zonen innerhalb der Brennelemente (integral siedend, Modell BOPSI, bzw. mit aufgebrochenen Stäben, Partikelschüttung, Modell SOPSI) ergeben sich zu jedem Zeitpunkt aus dem jeweiligen Mikromodell. Die Steuerstäbe sind lt. Definition für den schweren hypothetischen Störfall noch in der Stellung, die sie im Normalbetrieb innegehabt haben.

| | | | | |
|---|--|---|-------------------|---|
| Globale Randbedingungen | Leistungserzeugung | zeitlich konstant vorgegeben (K·Nennleistung) | V | |
| | | zeitlich abhängig vorgegeben (f(t)·Nennleistung) | V | |
| | Wärmeabfuhr am Rand des betrachteten Kernbereichs | zum Spalt adiabat, mit Wandschmelzen | | x |
| | | zur Wand adiabat (ohne Wandschmelzen) | | |
| | | vorgegebene Außentemperatur | | |
| | Kühlung der Blockadeaußenseiten | untere Blockade | adiabat | |
| | | | siedendes Natrium | x |
| obere Blockade | | adiabat | x | |
| | | siedendes Natrium | | |
| SOPSI | Wandwärmeübergang | thermische Grenzschicht | x | |
| | | quasistationär radial über gesamtes Bündel | | |
| | Porosität | wie intaktes Element (0,53) | x | |
| | | beliebiger Eingabewert | | |
| | Brennstoff-Stahl Wärmeübergang | (nur bei stand alone version) | nein | |
| | auf trockenen Brennstoffpartikeln haftende Stahlmasse $\overline{g_{SS}/g_{Fu}}$ | | 0.011 | |
| | erforderlicher Brennstoffschmelzanteil zur Bildung der abschottenden Kruste | | 0.001 | |
| erforderlicher Brennstoffschmelzanteil für den Verlust der Festigkeit der Partikel in der oberen Zone | | 0.001 | | |
| BOPSI | Wandwärmeübergang | Korrelation von Stein, Hesson, Gunter | ja | |
| | Inertgasmasse | leerer Raum mit Natriumdampf gefüllt entsprechend den Anfangsbedingungen | x | |
| | | proportional zur Brennstoffmasse (Spaltgas) | | |
| | Brennstoffkruste auf Wänden | | ja | |
| | Strahlende Oberfläche der Wände bzw. Blockaden | Stahlfilm (Kondensat) | x | |
| | | Brennstoff (nur wenn Brennstoffkruste angenommen) | | |
| Kriterium für Wechsel des Strömungszustands | α_{max} (0.5) | x | | |
| | Kutateladse ($\alpha \approx 0.27$) | | | |
| Blockaden | kontinuierliche Komponente $\overline{Vol. \%}$ | | 50 | |
| | Anfangsdicke | unten \overline{cm} | 10.5 | |
| | | oben \overline{cm} | 8 | |
| | Zusammensetzung des erstarrten Materials | unten (g_{Fu}/g_{SS}) | 0.76 | |
| | | oben (g_{Fu}/g_{SS}) | 0.75 | |
| | spezifische Leistungserzeugung im Brennstoff | Leistungsdichte im Blockadebrennstoff bezogen auf Leistungsdichte im Brennstoff im Core | 0.3 | |
| Durchschmelzen | minimale Blockademasse \overline{g} | 100 | | |
| Sonderelemente | Konvektion des Natriums | keine Konvektion (v = 0) | x | |
| | | vorgegebene Geschwindigkeit | | |
| | Wandwärmeübergang vor Sieden | reine Wärmeleitung | ja | |
| | Leistungserzeugung im Natrium $\overline{w/g}$ | | 0.0 | |

Tab.4.1a Liste der Eingabeparameter. Die für die Rechnungen verwendeten Parameter sind angegeben. Parameter, die variiert wurden, sind mit "V" gekennzeichnet.

| | | | |
|--|---|---|--------|
| Natriumsieden | Wärmewiderstand | $[^-cm^2K/W^-]$ | 0.0 |
| | kritische Wärmestromdichte | $[^-W/cm^2^-]$ | 300 |
| | Siedeverzug | $[^-K^-]$ | 0.0 |
| | Siedetemperatur | $[^-K^-]$ | 1200 |
| Spalte | Anfangszustand für Parallelrechnung | keine Natriumkonvektion | x |
| | | vorgegebene Natriumgeschwindigkeit | |
| | Anfangszustand für Anschlußrechnung | aus Parallelrechnung | x |
| | | für jeden Spalt modifiziert | |
| | Leistungserzeugung in Natrium $[^-W/g^-]$ | | 0.0 |
| | für Leersieden erforderlicher Dampfmassenanteil | | 0.1 |
| | Verhalten der leeresiedeten Zone | Strahlungswärmeaustausch zwischen angrenzenden Wänden | x |
| Spalt schließt sich, Wärmeleitung zwischen angrenzenden Wänden | | | |
| Verhalten der anderen axialen Zonen nach Leersieden einer Zone | Natrium stagniert | x | |
| | wie leeresiedete Spaltzone | | |
| Wandschmelzen | minimale Wanddicke | Brennelemente $[^-cm^-]$ | 0.05 |
| | | Sonderelemente (einschließlich Führungsrohr) $[^-cm^-]$ | 0.05 |
| | Verhalten der Spalte in den anderen axialen Zonen | bleibt unverändert | x |
| Nummer des neuen Spaltzustandes | | | |
| Voraussetzung für Propagation | Voraussetzung, Zustand benachbarter Brennelemente | BOPSI-BOPSI | ja |
| | | BOPSI-SOPSI | nein |
| | | SOPSI-SOPSI | nein |
| Voraussetzung für Bündelkopf-absturz | Bündelkopf kann grundsätzlich abstürzen | | ja |
| | Anzahl der geschmolzenen Wandniveaus (alle 6-Wände) von insgesamt | | 1 4 |
| | feste Partikel können Bündelkopf halten | | v |
| | Gegendruck im Pool kann Bündelkopf halten | auf keinen Fall | |
| | | wenn tatsächlicher Druck ausreicht | |
| | | nach Stahlsieden reicht Druck aus | x |
| Wärmewiderstand im herabgestürzten Material $[^-cm^2K/W^-]$ | | 0.0 | |
| Temperatur der Materialien im Brutmantelbereich | Brutmaterial | Natriumsiedetemperatur | x |
| | Hüllrohrstahl | Natriumsiedetemperatur | x |
| | Kastenwände | Natriumsiedetemperatur | x |
| | Mischkopf | Natriumsiedetemperatur | x |
| Abbruchkriterien | Versagen der Wand eines Sonderelements beendet Rechnung | | (ja) |
| | erforderlicher Druck zum Herausdrücken eines Bündelkopfes nach oben $[^-bar^-]$ | | 10 |
| | erforderlicher Schmelzanteil des Bündelkopfes (kontinuierliche Komponente) | | 1.0 |

Tab.4.1b Liste der Eingabeparameter. Die für die Rechnungen verwendeten Parameter sind angegeben. Parameter, die variiert wurden, sind mit "v" gekennzeichnet.

obere axiale Blockade wird nach außen als adiabatisch betrachtet, die untere axiale Blockade von außen durch siedendes Natrium gekühlt.

Die Wände, denen gegenüber ein als "Dummy" spezifiziertes Element liegt (es sind dies die Wände am Rand des betrachteten Kernbereichs), werden nach außen als adiabatisch betrachtet. Nachdem sie schließlich durchgeschmolzen sind, wird der gesamte Kernausschnitt an dieser Stelle als adiabatisch betrachtet.

Für die Voraussetzungen zum Bündelkopfabsturz einerseits und zur Vereinigung andererseits wurde bei den meisten der durchgeführten Rechnungen die folgende Parameterkombination gewählt, die zusammengefaßt mit Parameterkombination A bezeichnet wird (programmtechnisch sind diese Parameter voneinander unabhängig):

- Es wurde bezüglich der Vereinigung nur dann Homogenisierung der jeweiligen Elementpositionen zugelassen, wenn auf beiden Seiten der geschmolzenen Wand integral siedende Pools waren. Andererseits wurde Bündelkopfabsturz nur dann zugelassen, wenn alle sechs Wände des betroffenen Elements oberhalb der "festen" Brennstoffpartikel geschmolzen sind.

Schmilzt eine Wand, die bisher zwei "feste" Brennstoffpartikelschüttungen voneinander trennte, so müßten die oberen Kastenwände zwischen diesen beiden Partikelschüttungen hindurch nach unten rutschen. Kommt andererseits nach dem Wandschmelzen eine siedende Brennstoffstahlschmelze in direkten Kontakt mit kalten Brennstoffpartikeln so wird durch eine feste Brennstoffkruste der Materialaustausch (Homogenisierung) verhindert, vgl. Abb.3.3. Mithin ist durch das Wandschmelzen allein kein freier Raum entstanden, in den hinein die oberen Kastenwände rutschen könnten. An Stelle der Wand befinden sich nun "feste" Brennstoffpartikel (bzw. die Brennstoffkruste) und die Kastenwände werden nun hiervon gehalten. Erst nach Verschwinden der Brennstoffkruste, bzw. wenn die Partikel ihre Festigkeit verlieren (d.h. wenn sie selbst zu schmelzen beginnen), wird so der Bündelkopf frei beweglich und kann dann als Folge davon abstürzen.

Von dieser Parameterkombination A "nur BOPSI- BOPSI Vereinigung und nur Bündelkopfabsturz, wenn alle Wände oberhalb der festen Partikel geschmolzen sind" wird im Allgemeinen bei den Rechnungen ausgegangen.

- Bei der zweiten Parameterkombination, die zusammengefaßt mit Parameter-

kombination B bezeichnet wird (sie wird aber nur bei einer Rechnung verwendet), wird Homogenisierung der beiden benachbarten Elemente (bzw. zusammenhängenden Bereiche) auf jeden Fall zugelassen, unabhängig vom Zustand der jeweiligen Elemente. Bündelkopfabsturz findet statt, sobald alle sechs Wände auf dem gleichen Niveau geschmolzen sind, auch wenn dies innerhalb der Partikelschüttung selbst ist.

Geht man davon aus, daß sich zwischen der siedenden Brennstoff- Stahl- Schmelze einerseits und den festen Brennstoffpartikeln andererseits keine feste Brennstoffkruste bildet, dann kann die Schmelze zwischen die Partikel eindringen. Unterstützt wird dieser Vorgang noch von dem Druck, der auf der Schmelzseite herrscht (Stahldampfdruck). Durch die eindringende Schmelze befindet sich unter den durchgeschmolzenen Wänden aber nun keine "feste" Partikelschüttung mehr, was das Abstürzen des Bündelkopfs ermöglicht.

Schmilzt eine Wand zwischen zwei Partikelschüttungen durch, so wird im Gegensatz zu oben auch hier der Bündelkopfabsturz zugelassen.

4.1.2 Überblick über die durchgeführten Rechnungen mit dem Gesamtmodell

Mit der Parameterkombination A und ansonsten identischen Parametern wurden auf verschiedenen, aber zeitlich konstanten Leistungsniveaus Rechnungen durchgeführt, vgl. Tab.4.2. Diese Rechnungen auf Leistungsniveaus, die den Übergang zwischen zwei Gruppen von Phänomenabläufen kennzeichnen (es treten hier jeweils miteinander konkurrierende Effekte auf), werden im Folgenden ausführlich beschrieben und die auftretenden Effekte erklärt.

Als Ausgangspunkt wurde zunächst das Leistungsniveau am Ende der SAS-Rechnung untersucht (ca. 50%). Weitere untersuchte Leistungsniveaus (an denen sich das Kernverhalten grundlegend ändert) liegen bei 130%, 175%, 225% bzw. 250% der Nennleistung sowie bei 5-facher und 12.5-facher Nennleistung. Unterstützt werden diese Rechnungen durch eine weitere Parametervariation bei 225%.

Bei einer anderen Rechnung wurde (beginnend mit dem Leistungsniveau am Ende der SAS- Rechnung) ein zeitlicher Leistungsverlauf postuliert, um den Einfluß von kurzzeitigen Leistungsspitzen zu untersuchen. Solche Leistungsspitzen sind als Folge von Rekritikalitäten denkbar. Für die Festlegung des zeitlichen Leistungsverlaufs wurden Erfahrungen mit entsprechenden SIMMER- Rechnungen zu Grunde gelegt. Auch hierfür wurde die Parameterkombination A verwendet.

| relative Leistung (bezogen auf Nennleistung) | Voraussetzung für Propagation: | | Voraussetzung für Bündelkopfabsturz: feste Partikel können Bündelkopf halten | | Bemerkungen |
|---|--------------------------------|-------|---|------|-----------------------------------|
| | nur BOPSI-BOPSI | immer | ja | nein | |
| 0,5 | x | | x | | } Parameter - Kombination A |
| 1,3 | x | | x | | |
| 1,75 | x | | x | | |
| 2,25 | x | | x | | |
| 2,5 | x | | x | | |
| 2,25 | | x | x | | Variation |
| 2,5 | | x | | x | Parameter - Kombination B |
| 5,0 | x | | x | | } Parameter Kombination A |
| 12,5 | x | | x | | |
| transient | x | | x | | |

Tab.4.2 Überblick über die durchgeführten Rechnungen

In einer weiteren Rechnung wurde ein Leistungsniveau verwendet, bei dem sich mit der Parameterkombination A gerade ein Übergang zwischen zwei Gruppen von Phänomenabläufen ergab (250% bzw. 225% der Nennleistung). Es wurde hier aber bezüglich Vereinigung und Bündelkopfabsturz die andere Parameterkombination B verwendet. Von besonderem Interesse ist hierbei, ob ein ähnlicher Übergangsbereich auch bei der Parameterkombination B existiert, bzw. ob er sich zu anderen Leistungsniveaus verschiebt.

4.1.3 Neutronischer Zustand zu Beginn der BOPSIPR-Rechnung

Am Ende der Einleitungsphase befindet sich einerseits Kernmaterial im oberen und unteren axialen Brutmantel, wodurch ein negativer Reaktivitätseffekt hervorgerufen wird. Dieses Material soll zu axialen Blockaden kompaktiert sein. Gemäß der postulierten Blockadedicke ist etwa 20% des Kernmaterials nun im oberen bzw. unteren axialen Brutmantel.

Der Restbrennstoff wird als Partikelschüttung im aktiven Brennelement angenommen, die in sich zusammengesackt ist entsprechend der (angenommenen) Poro-

sität der Schüttung. Dies ergibt einen positiven Reaktivitätseffekt und es kann deshalb nicht a priori gesagt werden, ob die Konfiguration auch nach einem Zusammensacken der Partikelschüttung (wie für SOPSI als Anfangsbedingung postuliert) noch neutronisch unterkritisch ist.

Um abzuschätzen, in welchem neutronischen Zustand sich die Konfiguration zu Beginn der BOPSIPR- Rechnung befindet, wurden Rechnungen mit dem Programm SNOW /47/ durchgeführt. Die für SNOW erforderlichen Wirkungsquerschnitte wurden mit NUSYS /48/ bestimmt. Ziel war es dabei nicht, einen genauen Reaktivitätswert anzugeben, sondern nur auszusagen, ob die Konfiguration (entsprechend der postulierten Materialverteilung) stark unterkritisch, leicht unterkritisch, etwa kritisch, leicht überkritisch oder stark überkritisch ist.

Um den Zustand des Kerns zu Beginn der BOPSIPR Rechnung zu bestimmen, wurden zwei Rechnungen mit SNOW durchgeführt und miteinander verglichen. In einer ersten "Nullrechnung" wurde der Wert der Reaktivität für den intakten Kern bestimmt, wenn sämtliche Regel-, Trimm und Abschaltstäbe vernachlässigt werden. Mitberücksichtigt bei dieser Rechnung wurden somit nur die beiden Corezonen sowie der obere, der untere und der radiale Brutmantel.

In der zweiten Rechnung wurde vom Zustand in den Brennelementen ausgegangen, wie er zu Beginn einer BOPSIPR Rechnung postuliert wird. Wie bei der "Nullrechnung" wurden auch hier die Regel-, Trimm- und Abschaltstäbe nicht mitberücksichtigt. Der Vergleich des Reaktivitätsniveaus dieser Konfiguration mit dem des intakten Kerns entsprechend der Nullrechnung (die Nullrechnung entspricht bei unveränderter Regelstabposition dem gerade kritischen Zustand im Betrieb) deutet an, ob die betrachtete Konfiguration überkritisch oder unterkritisch ist in Bezug auf den intakten, gerade kritischen Kern gemäß der Nullrechnung.

Die axiale Ausdehnung der Zonen im Kernbereich, und damit auch die darin enthaltenen Massen, wurde direkt aus SOPSI übernommen, ebenso die der axialen Blockaden, wobei aber die Blockadedicke für SOPSI selbst Eingabegröße ist und entsprechend dem Materialverteilungspapier /43/ festgelegt wurde. Die Höhe der Partikelschüttung ergibt sich in SOPSI entsprechend der Porosität der Schüttung, die ebenfalls Eingabegröße ist.

Vergleicht man die Reaktivität, die sich für diese beiden Konfigurationen ergibt, so erkennt man, daß

- der Wert für die in BOPSIPR postulierte Konfiguration "leicht" (etwa 5\$) unterhalb dem für den intakten Kern gemäß der Nullrechnung liegt. Der Zustand zu Beginn der BOPSIPR Rechnung ist somit "leicht unterkritisch" bis "etwa kritisch", also weder stark über- noch unterkritisch.

Von Bedeutung für diese Aussage ist die Porosität der Schüttung. Wird die tatsächliche Porosität größer angenommen als 0.53, bzw. sinkt die Partikelschüttung überhaupt nicht in sich zusammen (bleiben also die Brennstofftablettten auch nach dem Aufbrechen der Stäbe etwa an der gleichen Stelle wie im intakten Kern), so ist die Konfiguration stärker unterkritisch als sie sich mit der hier angenommenen Porosität ergab. Wird umgekehrt die Partikelschüttung dichter, d.h. sacken die Brennstoffpartikel weiter in sich zusammen als hier angenommen, so kann die Konfiguration überkritisch werden. Eine ähnliche Rolle spielt die postulierte Blockadedicke.

Aus den Ergebnissen dieser Rechnungen wird geschlossen

- unter den Bedingungen der schwachen Unterkritikalität können sich hochenergetische Rekritikalitäten nicht akkumulieren.

Dies führte zur Variation des Leistungsniveaus in einem vernünftig erscheinenden Bereich (eben zwischen der Leistung am Ende der SAS Rechnung und 12.5-facher Nennleistung).

4.1.4 Ergebnisse der Parallelrechnung zu SAS

Die SAS- Rechnung für den Fall E8 endet ca. 13s nach dem auslösenden Ereignis. Die wesentlichsten Ergebnisse der Parallelrechnung zum Fall E8 lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Natriumsieden in den Spalten beginnt ca. 10 Sekunden nach Störfallbeginn (bzw. 3s vor dem Umschalten zu BOPSIPR) im oberen Teil des Kerns und setzt sich von dort nach unten hin fort. Da die Wände oben am heißesten sind, wird im oberen Kernbereich dem Natrium mehr Wärme zugeführt als im unteren.
- am Ende der Einleitungsphase sind die meisten Spalte ausgedampft, außer

- im unteren Teil des Kerns zwischen denjenigen Brennelementen, innerhalb deren das Natrium erst relativ spät im Vergleich zu den anderen Brennelementen zu sieden beginnt. Das Natrium in diesen nicht leeresiedeten Spaltzonen hat aber am Ende der Einleitungsphase die Siedetemperatur auch nahezu erreicht.

In diesen Brennelementen heizen sich die Wände nicht so stark auf wie in Elementen, die früher leersieden. Entsprechend fließt weniger Wärme in den angrenzenden Spalt. Außerdem befindet sich noch Natrium in den Spalten

- um die Sonderelemente herum auf allen Höhen.

Die Sonderelemente stellen eine Wärmesenke dar und kühlen den betreffenden Spalt auf einer Seite. Einem Spalt, auf dessen beiden Seiten Brennelemente liegen, wird dagegen von beiden Seiten Wärme zugeführt. In den Spalten neben Sonderelementen ist deshalb das Natrium im Gegensatz zu den Spalten zwischen zwei Brennelementen noch nicht im Siedezustand.

- Natriumsieden in den Sonderelementen tritt nicht auf. Beide Sonderelemente sind am Ende der Rechnung in allen axialen Zonen unterhalb der Natriumsiedetemperatur. Dies ist konsistent mit der Bedingung, daß in den angrenzenden Spalten noch Natrium enthalten ist.
- Das Natrium ist im Blindelement heißer als im Regeltrimmelement. Dies ist Folge des zusätzlichen Wärmewiderstands, den das interne Führungsrohr im Regeltrimmelement darstellt.

Aus dieser Parallelrechnung ergeben sich die Anfangsbedingungen für die Spalte und Sonderelemente für alle im Folgenden beschriebenen BOPSIPR- Rechnungen.

4.2 Ergebnisse der Rechnung mit 50% Nennleistung

Bei dieser Rechnung wird die relative Leistung verwendet, die sich am Ende der SAS Rechnung ergibt. Für die BOPSIPR Anschlußrechnung wird diese nun konstant gehalten.

Es wird zunächst die chronologische Folge der einzelnen Ereignisse im Detail beschrieben (Ereignisablauf). Im Anschluß daran werden die wesentlichen Aussagen bezüglich des Kernverhaltens auf diesem Leistungsniveau zusammengefaßt.

1) Ereignisablauf

bis 0.3 s:

- Ausdampfen des restlichen Natriums aus den Spalten, die nicht an einem Sonderelement liegen (gemäß der Parallelrechnung haben alle diese Spalte bei Beginn dieser Rechnung Siedebedingungen bereits erreicht gehabt, es befand sich aber in einigen Spalten noch ein Natrium- Restfilm auf den Wänden)

bis 5 s:

- Aufheizen der Elemente
- Wände teilweise angeschmolzen, aber noch keine Wand durchgeschmolzen (Hauptschmelzangriff auf Grund der im Modell SOPSI postulierten Temperatur- und Materialverteilung in der untersten Zone)
- in einigen der unteren und den meisten oberen axialen Blockaden wird die Stahlschmelztemperatur erreicht. Der Stahl in den Blockaden beginnt zu schmelzen.
- in einigen der oberen und in einigen der unteren Blockaden mit höherer Anfangstemperatur wird die Stahlschmelztemperatur überschritten, d.h. aller Stahl innerhalb dieser Blockaden ist zu diesem Zeitpunkt bereits geschmolzen. Der Brennstoff/ Brutstoff (kontinuierliche Komponente) ist aber noch fest. Da die Schmelztemperatur der kontinuierliche Komponente die mechanische Integrität der Blockade bestimmt, werden auch diese Blockaden weiterhin als "intakt" betrachtet.

5.0 bis 5.5 s:

- Durchschmelzen derjenigen Wände im untersten Niveau 1 (vgl. Abb.4.2) der Elemente 15 und 17, die nicht gegenüber dem Blindelement liegen (letztere werden vom Blindelement gekühlt). Diese beiden Elemente gehören dem SAS-Kanal 5 an, in dem als erstes Natriumsieden auftrat, d.h. bereits als Anfangsbedingung sind die Materialien in diesen Elementen und die Wände am

heißesten. Die den geschmolzenen Wänden gegenüberliegende Wände werden nun auch von außen, d.h. von beiden Seiten angegriffen.

- Durch das Schmelzen der Wände könnte nun schmelzflüssiges Material (hier zunächst der flüssige Stahl, der sich zwischen den festen Brennstoffpartikeln angesammelt hat, nach dem Brennstoffschmelzen dann auch geschmolzener Brennstoff) durch die Spalte nach unten aus dem Kernbereich weglaufen. Wegen Gegendruckaufbau im Natrium bzw. wegen Erstarrungsvorgängen in den kälteren Bereichen wird postuliert, daß das Material den Kernbereich nicht verlassen kann.
- Durchschmelzen derjenigen Wände im untersten Niveau 1 der Elemente 47, 48 und 49 aus dem Leitkanal, die nicht gegenüber dem Regeltrimmelement liegen. Da hier Wände von benachbarten Brennelementen (die in SAS mit identischen Bedingungen analysiert wurden) geschmolzen sind, ist eine der Voraussetzungen für die Vereinigung erfüllt. Da aber die Materialien (noch) nicht mobil sind (kein geschmolzener Brennstoff), findet gemäß den Eingabeparametern Materialaustausch (noch) nicht statt.
- bei Element 49 (das nicht in der Nachbarschaft zu einem Sonderelement steht und somit nur von Brennelementen umgeben ist) sind zu diesem Zeitpunkt alle sechs Wände im untersten Niveau geschmolzen. Hiermit ist eine der Voraussetzungen für den Bündelkopfabsturz erfüllt. Da aber die geschmolzenen Wände innerhalb der Partikelschüttung liegen, wird der Bündelkopf nun von den festen Partikeln gehalten und ist somit nach wie vor nicht frei beweglich. Der Bündelkopfabsturz wird (vgl. die Eingabeparameter) dadurch verhindert.

5.5 bis 6.0s:

- Durchschmelzen derjenigen Brennelementwände, die den bisher bereits geschmolzenen Wänden gegenüberlagen (sie wurden seit dem Schmelzen der "ersten" Wand von beiden Seiten angegriffen).
- im Element 15 und 17 im untersten Niveau nun auch Schmelzen der dem Blindelement zugewandten Wände. Diese Wände schmelzen ca. 0.5s verzögert im Vergleich zu den anderen Wänden dieser Elemente im gleichen Niveau. Das Blindelement wird nun von außen angegriffen. Da die Partikel noch fest sind, ist Bündelkopfabsturz nicht möglich.

- weitere Wände im untersten Niveau 1 geschmolzen. Im nur von Brennelementen umgebenen Element 26 sind nun auch alle sechs Wände geschmolzen. Bündelkopf-absturz bzw. Vereinigung finden nicht statt, da noch kein geschmolzener Brennstoff vorhanden ist.

6.0 bis 7.0s:

- Schmelzen aller sechs Wände im untersten Niveau im Element 37, das ebenfalls nur von Brennelementen umgeben ist.
- Durchschmelzen der Wände gegenüber dem Regeltrimmelement in den Elementen 47 und 48 im untersten Niveau. Das Blindelement wird also ca. eine Sekunde früher angegriffen als das Regeltrimmelement (wegen der höheren Anfangstemperaturen in den während der Einleitungsphase zuerst siedenden Elementen).

Bei 7.0s lassen sich die bisherigen Ereignisse wie folgt zusammenfassen:

- mit Ausnahme einiger Wände zu den Sonderelementen hin sind alle Wände im untersten Niveau 1 geschmolzen, es ist aber noch keine Wand im darüberliegenden Niveau 2 geschmolzen.
- es wurde hierbei das Blindelement ca. 1s vor dem Regeltrimmelement angegriffen.
- obwohl in einigen Elementen bereits alle sechs Wände im untersten Niveau 1 geschmolzen sind, kann der Bündelkopf nicht abstürzen, da die Partikel noch fest sind und so der Bündelkopf auf ihnen aufsteht.
- Da noch kein Brennstoff geschmolzen ist (keine mobilen Massen), findet auch keine Vereinigung statt, obwohl bereits jeweils gegenüberliegende Brennelementwände geschmolzen sind.

7.0 bis 7.5s:

- Schmelzen der letzten bisher noch intakten Wände um das Blindelement herum im Niveau 1. Das Blindelement wird nun unten von allen Seiten angegriffen. Da das Regeltrimmelement zwischen zwei Anreicherungs-zonen steht und sich entsprechend die umliegenden Elemente inkohärent zueinander verhalten, wird es zu diesem Zeitpunkt noch nicht von allen Seiten angegriffen.

7.5 bis 8.0s:

- Durchschmelzen der ersten Wände im nächst höheren Niveau 2 (vgl. Abb.4.2), also dort, wo gemäß der postulierten Materialverteilung in den Brennelementen die "trockene" Partikelschüttung mit der schlechteren Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu "unten" ist. Es schmelzen als erste diejenigen Wände der Elemente 47, 48 und 49, kurz danach auch der Elemente 15 und 17, die nicht gegenüber den Sonderelementen liegen (diese Wände werden von den Sonderelementen gekühlt).
- bei Element Nr.49, das nur von Brennelementen umgeben ist, sind zu diesem Zeitpunkt nun auch alle sechs Wände im Niveau 2 geschmolzen. In der trockenen Partikelschüttung oben ist aber auch zu diesem Zeitpunkt noch kein Brennstoff geschmolzen. Der Bündelkopf wird von den Partikeln gehalten und ist somit nicht frei beweglich.
- Schmelzen weiterer bisher noch intakter Wände um das Regeltrimmelement herum im untersten Niveau 1.

8.0 bis 9.0s:

- weitere Wände im Niveau 2 geschmolzen. In den Elementen 15, 17, kurz danach auch in den Elementen 47, 48, wiederum kurz danach im Element 26 sind nun auch im zweiten Niveau alle sechs Wände geschmolzen. Auch zu diesem Zeitpunkt sind aber in den Partikelschüttungen oben Brennstoffschmelzbedingungen noch nicht erreicht. Der Bündelkopf steht auf festen Partikeln auf.
- die letzten das Regeltrimmelement bisher noch schützenden Wandsegmente im untersten Niveau schmelzen.

9.0 bis 10.0s:

- Schmelzen der Wände in Richtung zu den Sonderelementen auch im zweiten Niveau in den Elementen 24 und 25, kurz danach auch in den Elementen 9 und 10. Das Blindelement wird nun auch im zweiten Niveau aus allen Richtungen direkt von außen angegriffen.

10.0 bis 11.0s:

- in allen unteren Blockaden ist nun die Stahlschmelztemperatur erreicht (d.h. der Stahl dort beginnt zu schmelzen), in allen oberen Blockaden ist der Stahl nun bereits vollständig geschmolzen.
- auch die letzten Wände im Niveau 2 zum Regeltrimmelement hin schmelzen.
- nach wie vor sind keine Brennstoffschmelzbedingungen erreicht, so daß alle bisher geschmolzenen Wandzonen innerhalb einer "festen" Partikelschüttung liegen, wodurch der Bündelkopfabsturz, bzw. die Vereinigung verhindert wird.

11.0 bis 12.0s:

- erste Wände auf dem dritten Niveau geschmolzen. Da die festen Wandzonen und die zeitlich veränderlichen Zonen in der Partikelschüttung nicht übereinstimmen und die Verhältnisse über die Wandzonen gemittelt werden, schmelzen die Wände im dritten Niveau durch, weil sie zu einem kleinen Teil in die Partikelschüttung hineinragen. Tatsächlich sind die Wände oberhalb der Partikelschüttung noch intakt. Dies wird im Modell nicht wiedergegeben. Entsprechend ist aber das Versagen von Wänden im dritten Niveau kein Kriterium für den Bündelkopfabsturz.
- im Element 49, das nur von Brennelementen umgeben ist, sind nun alle sechs Wände im dritten Niveau geschmolzen.
- bei 11.9s versagt das Blindelement im untersten Niveau (dort, wo auch der erste direkte Angriff stattfand). Dem Kern wurde bis zu diesem Zeitpunkt eine Energie zugeführt, die ca. 6 Vollastsekunden (fps: full power seconds) entspricht.

Das Versagen eines Sonderelements ist eigentlich ein Abbruchkriterium für die Rechnung. Um darzustellen, wie weit von anderen Ereignissen der Versagenszeitpunkt des Blindelements entfernt ist, wurde über diesen Zeitpunkt hinaus weitergerechnet, so als ob das Blindelement noch intakt wäre. Die geschmolzene Wand zum Sonderelement hin wird ab jetzt als adiabat betrachtet.

- bis 15.5s versagen weitere Wände des Blindelements im untersten Niveau (auch diese Wände werden von nun ab als adiabat betrachtet)

- bei 16s Bündelkopfabsturz in den Elementen 47, 48 und 49, nachdem dort Brennstoffschmelzbedingungen in der Partikelschüttung oben erreicht sind und somit die Partikel nicht mehr als "fest" betrachtet werden. Die dem Kern bis zum Absturz des ersten Bündelkopfs zugeführte Energie entspricht ca. 8 Vollastsekunden.
- bei 17s versagt auch das Regeltrimmelement im untersten Niveau. Es versagt somit ca. 5s später als das Blindelement.
- bis 25s weiteres Aufschmelzen der Partikel in den Brennelementen. Als Folge hiervon stürzen nun die Bündelköpfe in den einzelnen Elementen ab.
- Das erste Element mit vollständig geschmolzenem Brennstoff ist nach ca. 19s das Element 49, das nicht neben einem Sonderelement steht. Etwa eine Sekunde später folgen die den Sonderelementen benachbarten Elemente 47 und 48. Obwohl alle diese drei Elemente dem gleichen Kanal in SAS angehören (Kanal 18- Leitkanal), ergeben sich diese Inkohärenzen durch die Nachbarschaft des Sonderelements, das für die Elemente 47 und 48 eine Wärmesenke darstellt, die für das Element 49 nicht existiert. Im weiteren Verlauf schmilzt der Brennstoff auch in den anderen Elementen. Es bildet sich so eine große nicht-siedende Schmelzzone. In der Schmelze stehen die abgestürzten Bündelköpfe.
- danach schmilzt der Brennstoff auch in allen anderen Elementen. Dem Kern wurden bisher ca. 12 fps zugeführt.

Der zeitliche Verlauf der Mitteltemperatur in den einzelnen Elementen ist in Abb.4.3 dargestellt. Es sind ferner dort vermerkt, welche charakteristischen Ereignisse in welchen Zeiträumen stattfinden. Man erkennt, daß zunächst die Wände zu schmelzen beginnen. Der Zeitpunkt des Versagens des Blindelements liegt 4s vor dem Absturz der Bündelköpfe, der eingeleitet wird, wenn schließlich die Partikel ihre Festigkeit verlieren. Das Regeltrimmelement versagt wiederum ca. 4.5s, bevor in den ersten Elementen aller Brennstoff vollständig geschmolzen ist.

Es sei an dieser Stelle aber nochmals vermerkt, daß das Blindelement längst versagt hat und somit die Diskussion der danach auftretenden Ereignisse nur dazu diene, um darzustellen, wie weit dieser Zeitpunkt von diesen anderen Ereignissen entfernt liegt.

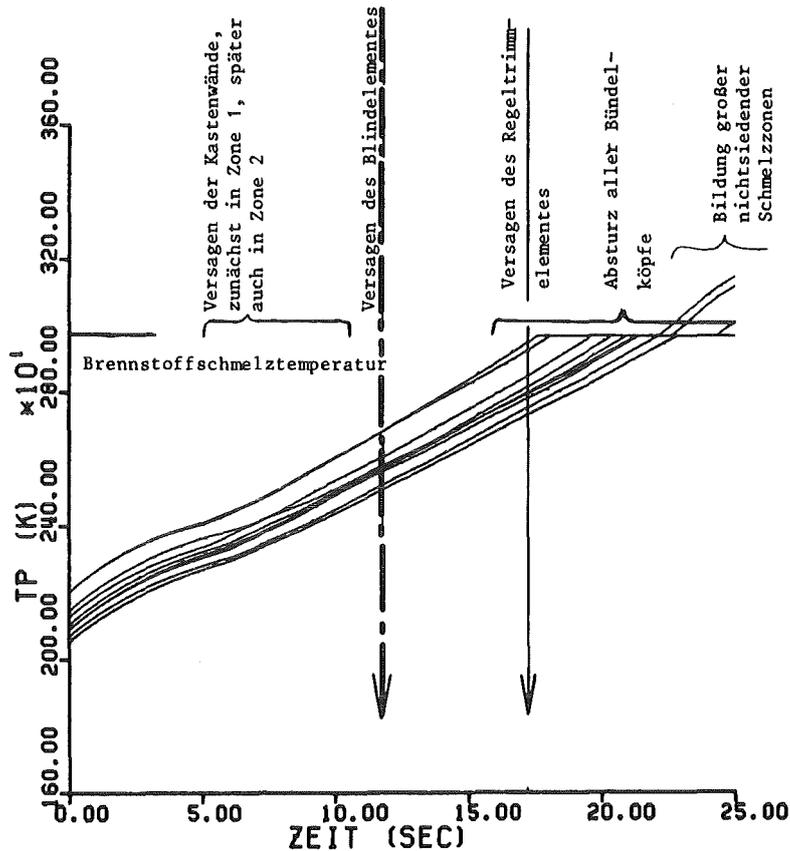


Abb.4.3 Zeitlicher Verlauf der Mitteltemperaturen in den einzelnen Brennelementen bei konstant ca. 50% der Nennleistung (Leistung am Ende der SAS-Rechnung). Es wurde auch nach Versagen des Blindelements weitergerechnet, um den zeitlichen Abstand zu anderen Ereignissen darzustellen.

2) Aussagen aus dieser Rechnung

Nachdem bisher die Ereignisse chronologisch entsprechend ihrem Auftreten im Detail geschildert und erklärt wurden, sollen nun die wichtigsten Aussagen aus der Rechnung bezüglich des Verhaltens des Kerns in der Übergangsphase zusammengefaßt werden.

- Die Wände schmelzen zuerst im untersten Niveau, also dort, wo im Brennelement mit aufgebrochenen Stäben gemäß der postulierten Materialverteilung das Material mit der besten mittleren Wärmeleitfähigkeit ist.
- Die den Sonderelementen zugewandten Brennelementwände schmelzen ca. 0.5s später durch als Wände, auf deren gegenüberliegenden Seite ein anderes Brennelement ist. Dies kommt von der guten Kühlung dieser Wände durch die

Sonderelemente, sowie durch das am Anfang noch in diesen Spalten befindliche Natrium.

- Da beim Versagen der Wände im untersten Niveau die dort befindlichen Brennstoffpartikel noch nicht geschmolzen sind, finden zunächst weder Vereinigung noch Bündelkopfabsturz statt.
- Bevor die Wände im nächst höheren Niveau 2 zu schmelzen beginnen, sind alle Wände im untersten Niveau 1 geschmolzen, auch in Richtung zu den Sonderelementen. Die Sonderelemente werden direkt angegriffen.
- Das Blindelement wird ca. 1s vor dem Regeltrimmelement angegriffen, da die Temperatur am Ende der Einleitungsphase in den dem Blindelement benachbarten Brennelementen am höchsten ist.
- Die Wände im Niveau 2 schmelzen (etwa) in der gleichen Reihenfolge wie im Niveau 1. Auch hier schmelzen also die Wände in Richtung auf die Sonderelemente verzögert.
- Da beim Versagen der Wände auch im Niveau 2 die dort befindlichen Partikel noch nicht geschmolzen sind, finden auch jetzt weder Vereinigung noch Bündelkopfabsturz statt.
- Bevor die Partikel schließlich ihre Festigkeit verlieren, versagt das Blindelement. Die Bündelköpfe stürzen somit vor dem Versagen des Blindelements nicht ab. Dem Kern wurden bisher ca. 6 fps zugeführt.
- Das Natrium in den Sonderelementen hat zu diesem Zeitpunkt Siedebedingungen noch nicht erreicht. Das Regeltrimmelement ist kälter als das Blindelement.
- Das Regeltrimmelement wird zu diesem Zeitpunkt zwar auch von außen angegriffen, hat aber noch eine Restwandstärke.

Das Blindelement versagt vor dem Regeltrimmelement, da das Blindelement kein internes Führungsrohr hat, das ebenso wie die Wand beim Regeltrimmelement durchgeschmolzen werden muß. Außerdem wird das Blindelement zuerst angegriffen, aber weniger als eine Sekunde früher. Das Regeltrimmelement würde erst ca. 5s nach dem Blindelement versagen.

- Einschmelzen in die axialen Brutmäntel hat nicht stattgefunden, da das Kernmaterial selbst noch nicht geschmolzen ist.
- Die axialen Blockaden haben die Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase (Brennstoff/ Brutstoff) noch nicht erreicht und sind somit noch "intakt". Wohl aber ist aller Stahl innerhalb dieser Blockaden bereits vollständig geschmolzen.

Im Kern herrscht beim Versagen des Blindelements kein Stahldampfdruck. Mobile Brennstoffmassen sind ebenfalls nicht vorhanden, es ist kein Brennstoff geschmolzen. Hierfür reicht die dem Kern zugeführte Energie nicht aus. Verdünnung des Brennstoffs durch Brutstoff hat nicht stattgefunden. Die Bündelköpfe sind beim Versagen des Blindelements nicht abgestürzt.

Durch die gebildete Öffnung kann nun Natrium zurück in den Kern laufen (Natrium- Reentry- Pfad). Für den weiteren Verlauf wird nun das Natrium dominant (z.B. Druckaufbau um das Blindelement herum durch eine Brennstoff-Natrium- Reaktion bzw. Stahl- Natrium Reaktion). Die sich dabei im Einzelnen abspielenden Vorgänge können mit BOPSIPR nicht wiedergegeben werden.

4.3 Ergebnisse einer Rechnung mit 130% der Nennleistung

1) Ereignisablauf

bis 0.3s:

- wie bei der Rechnung mit 50% der Nennleistung Ausdampfen des Restnatriums aus den nicht den Sonderelementen benachbarten Spalten

bis 4.25s:

- Schmelzen der Brennelementwände im untersten Niveau 1, z.T. auch in Richtung auf die Sonderelemente.

Die Brennelementwände versagen im untersten Niveau 1 prinzipiell in der gleichen Reihenfolge wie bei der Rechnung mit 50% der Nennleistung. Lediglich die Zeitskalen für das Wandschmelzen sind anders. Während dort erst nach ca. 7.0s (dies entspricht ca. 3.5fps) die meisten Brennelementwände im untersten Niveau geschmolzen sind, ist dies hier bereits nach ca. 4.25s der Fall. Dem

Kern wurden bis zu diesem Zeitpunkt ca. 5.5fps zugeführt. Diese Energie reicht zum Brennstoffschmelzen nicht aus. Deshalb hat hier noch kein Bündelkopfabsturz bzw. keine Vereinigung stattgefunden. Auf den weiteren Ablauf hat das Wand-schmelzen im untersten Niveau somit keinen Einfluß. Deshalb wird auf die detaillierte Beschreibung dieser Vorgänge verzichtet. Es sei für den prinzipiellen Ablauf auf die Rechnung mit ca. 50% der Nennleistung verwiesen.

- bis 4.25s sind alle Wände im untersten Niveau geschmolzen, aber noch keine Wand im darüberliegenden Niveau 2. Die Sonderelemente werden im untersten Niveau von allen Seiten angegriffen, das Regeltrimmelement etwas später als das Blindelement.
- in allen oberen axialen Blockaden wird die Stahlschmelztemperatur überschritten.

4.25 bis 5.0s:

- Durchschmelzen der ersten Wände im nächst höheren Niveau 2. Es schmelzen als erste diejenigen Wände der Elemente 15 und 17, die nicht dem Blindelement zugewandt sind.
- im Element 15 und 17 kurz danach Schmelzen der Wände zum Blindelement hin auch im Niveau 2. Da die Partikel noch "fest" sind, können die Bündelköpfe nicht abstürzen. Das Blindelement wird nun auch im Niveau 2 von außen angegriffen.
- Schmelzen der Wände im oberen Niveau der Elemente 47, 48 und 49, zunächst nur die Wände, die nicht gegenüber dem Regeltrimmelement stehen, dann auch diese.

5.0 bis 5.5s:

- Schmelzen weiterer Wände im oberen Niveau, auch in Richtung auf die Sonderelemente. Weiterhin kein Bündelkopfabsturz, da die Partikel noch "fest" sind"
- In den Elementen 47, 48 und 49 des Leitkanals wird in der oberen Zone die Brennstoffschmelztemperatur erreicht. Die Partikel in diesen Elementen sind nun nicht mehr "fest". Die Bündelköpfe können in diesen Elementen als

Folge davon abstürzen. In den anderen Elementen stürzen die Bündelköpfe zu diesem Zeitpunkt nicht ab.

5.5 bis 6.5s:

- Bündelkopfabsturz in den Elementen 15 und 17, da auch hier die Partikel ihre Festigkeit verlieren.

Das Blindelement versagt nach ca. 6.7s. Die erste geschmolzene Wand des Blindelements ist diejenige, die zuerst direkt von Schmelze angegriffen wurde. Bis zu diesem Zeitpunkt wurde dem Kern in der Übergangsphase eine Energie zugeführt, die etwa 8.7 Vollastsekunden entspricht.

2) Aussagen aus dieser Rechnung

- wie bei der Rechnung mit ca. 50% der Nennleistung schmelzen auch hier die Wände zuerst im untersten Niveau (auch hier die den Sonderelementen zugewandten Wände verzögert). Da auch hier beim Versagen der Wände im untersten Niveau die dort befindlichen Partikel noch nicht geschmolzen sind, finden zunächst weder Vereinigung noch Bündelkopfabsturz statt.
- Die Wände im nächst höheren zweiten Niveau schmelzen (etwa) in der gleichen Reihenfolge wie im untersten Niveau. Da zum Zeitpunkt des Versagens der Wände auch im zweiten Niveau die dort befindlichen Partikel noch nicht geschmolzen sind, finden auch jetzt zunächst weder Vereinigung noch Bündelkopfabsturz statt.
- Nachdem (fast) alle Wände auch im Niveau 2 geschmolzen sind, beginnen die Partikel in der heißeren oberen Zone in den Elementen mit der höchsten Leistung schließlich zu schmelzen, d.h. sie verlieren ihre Festigkeit. Da bei den betroffenen Elementen alle sechs Wände auch im zweiten Niveau bereits vorher geschmolzen sind, stürzen die Bündelköpfe in diesen Elementen ab.
- Entsprechend den unterschiedlichen Bedingungen in den einzelnen Elementen findet der Bündelkopfabsturz inkohärent statt.
- Bevor aber der Bündelkopf in allen Elementen abstürzen kann, versagt das Blindelement. Bündelkopfabsturz findet somit nur in den Elementen mit

"hoher" Leistung bzw. "hoher" Anfangstemperatur statt, kein Bündelkopf-
absturz dagegen in den Elementen mit "niedriger" Leistung.

- Die Sonderelemente haben hier auf den Bündelkopf-
absturz nur geringen Einfluß, da dieser durch den Verlust der Festigkeit der Partikel eingeleitet
wird.
- Da das meiste Material noch fest ist (in der unteren Zone mit dem flüssigen
Stahl ist noch überhaupt kein Brennstoff geschmolzen, in der oberen Zone
sammelt sich der wenige bereits geschmolzene Brennstoff zwischen noch festen
Partikeln an), können beim Bündelkopf-
absturz keine heftigen Materialbewe-
gungen (die eine Rekritikalität zur Folge haben könnten) hervorgerufen
werden.
- wie auch bei der Rechnung mit ca. 50% bildet sich die große permanente
Öffnung durch Versagen des Blindelements. Das Natrium im Blindelement hat
Siedebedingungen noch nicht erreicht. Das Regeltrimmelement hat zu diesem
Zeitpunkt noch eine Restwandstärke.
- wie auch bei der Rechnung mit ca. 50% haben die axialen Blockaden die
Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase (Brennstoff/ Brutstoff) noch
nicht erreicht und sind somit noch "intakt". Aber aller Stahl in den
Blockaden ist geschmolzen.

Im Kern herrscht beim Versagen des Blindelements kein Stahldampfdruck. Der
Brennstoff ist bis auf geringe Schmelzmengen, die sich zwischen den Partikeln
in der oberen Zone ansammeln, noch fest und kann somit nicht aus dem Kern-
bereich entladen werden. Die herabgefallenen Bündelköpfe stehen auf den noch
festen Partikeln auf. Entsprechend hat sich das herabgefallene Brutmaterial
nicht mit dem (festen) Brennstoff vermischen können. Da nirgendwo Brennstoff-
schmelzbedingungen erreicht sind, hat auch kein Schmelzangriff auf die axialen
Blockaden (kontinuierliche Komponente Brennstoff/ Brutstoff) stattgefunden.

Durch die Öffnung gelangt Natrium wieder in den Kernbereich, der Unfall läuft
also in den Natrium- Reentry- Pfad ein. Die sich dabei abspielenden Vorgänge
können mit BOPSIPR nicht wiedergegeben werden. Durch die herabgefallenen
Bündelköpfe besteht jedoch das Potential für eine Verdünnung des Brenn-
stoffs durch Brutstoff.

Dieses Leistungsniveau (130%) markiert gerade den Übergang zwischen zwei Gruppen von Phänomenabläufen, und zwar von "kein Bündelkopfabsturz vor Versagen des Blindelements" zu "früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen vor Versagen des Blindelements, aber weitgehend noch fester Brennstoff". Charakteristisch für diesen Übergang ist die Konkurrenz zwischen dem Verlust der Festigkeit der Partikelschüttung und dem Versagen des Blindelements.

Bei der hier angegebenen Grenzleistung (130%) sind aber "Unschärfen" zu berücksichtigen, die sich aus den azimutalen Inkohärenzen ergeben. Auch "knapp" unter 130% können Bündelköpfe abstürzen, auch "knapp" über 130% sind in einigen Elementen die Bündelköpfe beim Versagen des Blindelements nicht abgestürzt. Unter dem Begriff "Grenzleistung" ist somit ein Übergangsbereich mit einer gewissen "Bandbreite" zu verstehen, der um 130% herum liegt.

4.4 Vergleich mit einer Rechnung mit 175% der Nennleistung

Die oben beschriebene Rechnung mit 130% der Nennleistung markiert den Übergang, ob beim Versagen des Blindelements alle Bündelköpfe abgestürzt sind oder oben gehalten werden. Der Brennstoff ist zu diesem Zeitpunkt aber weitgehend noch fest. Wird die Leistung weiter erhöht, etwa auf 175%, so stürzen alle Bündelköpfe frühzeitig ab, bis zum Versagen des Blindelements nach ca.5.6s kann aber der Brennstoff in einigen Elementen bereits weitgehend schmelzen. Die dem Kern bis dahin in der Übergangsphase zugeführte Energie entspricht etwa 9.8 Vollastsekunden.

Der Übergang wird markiert vom Erreichen der Brennstoffschmelztemperatur im unteren Teilbereich der aufgebrochenen Brennelemente (dort, wo zwischen dem geschmolzenen Stahl der meiste feste Brennstoff und somit die meiste Enthalpie ist). Die abgestürzten Bündelköpfe können beim Schmelzen der Partikel weiter in den Kernbereich hineinsinken, wodurch die Verdünnung des Brennstoffs mit Brutstoff und damit das Einlaufen in die PAHR Phase sichergestellt ist.

Die Folge des Bündelkopfabsturzes in den einzelnen Elementen und die zeitliche Entstehung der Schmelzzonen ist in Abb.4.5 dargestellt. Die verwendeten Symbole ergeben sich aus Abb.4.4. Es wird in Abb.4.5 zu ausgewählten Zeitpunkten der jeweilige Kernquerschnitt dargestellt. Man erkennt, daß beim Versagen des Blindelements bereits große zusammenhängende Schmelzzonen vorliegen (Elemente des Leitkanals), in denen das Material weitgehend frei beweglich ist. In diesen

-  Brennelement mit aufgebrochenen Stäben, kein Druck in der oberen Zone
-  Brennelement mit aufgebrochenen Stäben, Sieden in der oberen Zone
-  Brennstoffschmelzen auch in der unteren Zone (d.h. Materialumverteilung hat bereits stattgefunden)
-  integral siedendes Brennelement (boiling Pool)
-  Elemente mit abgestürztem Bündelkopf
-  Sonderelement

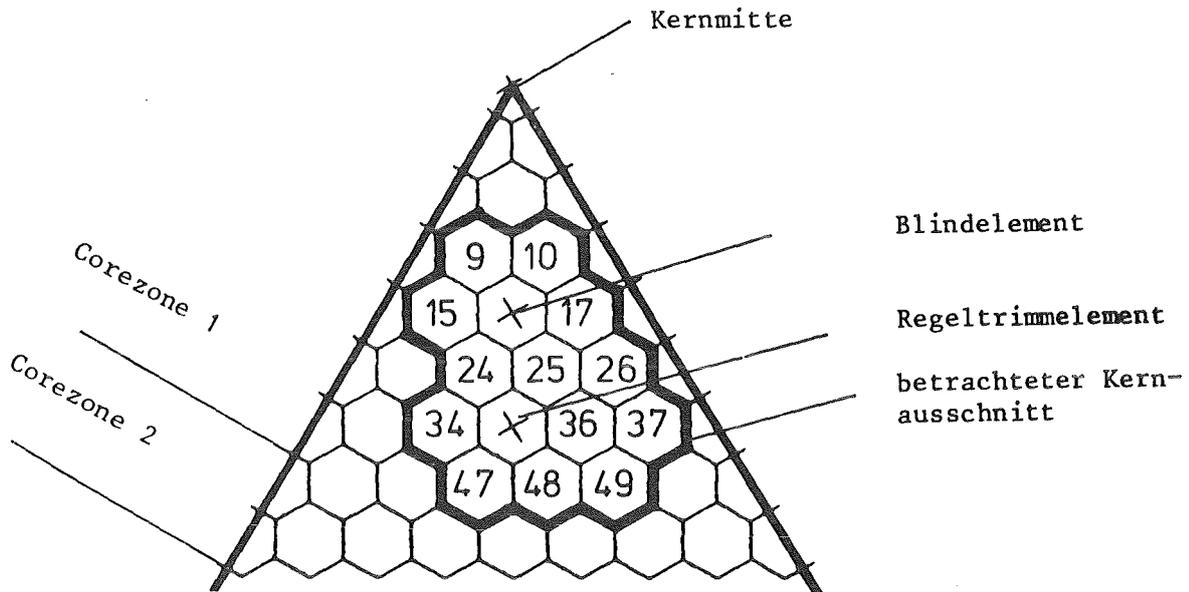


Abb.4.4 Verwendete Symbole bei der Darstellung des Zustands der einzelnen Elementpositionen sowie der betrachtete Kernausschnitt in der hier gewählten Art der Darstellung, mit geometrischen Identifikationsnummern

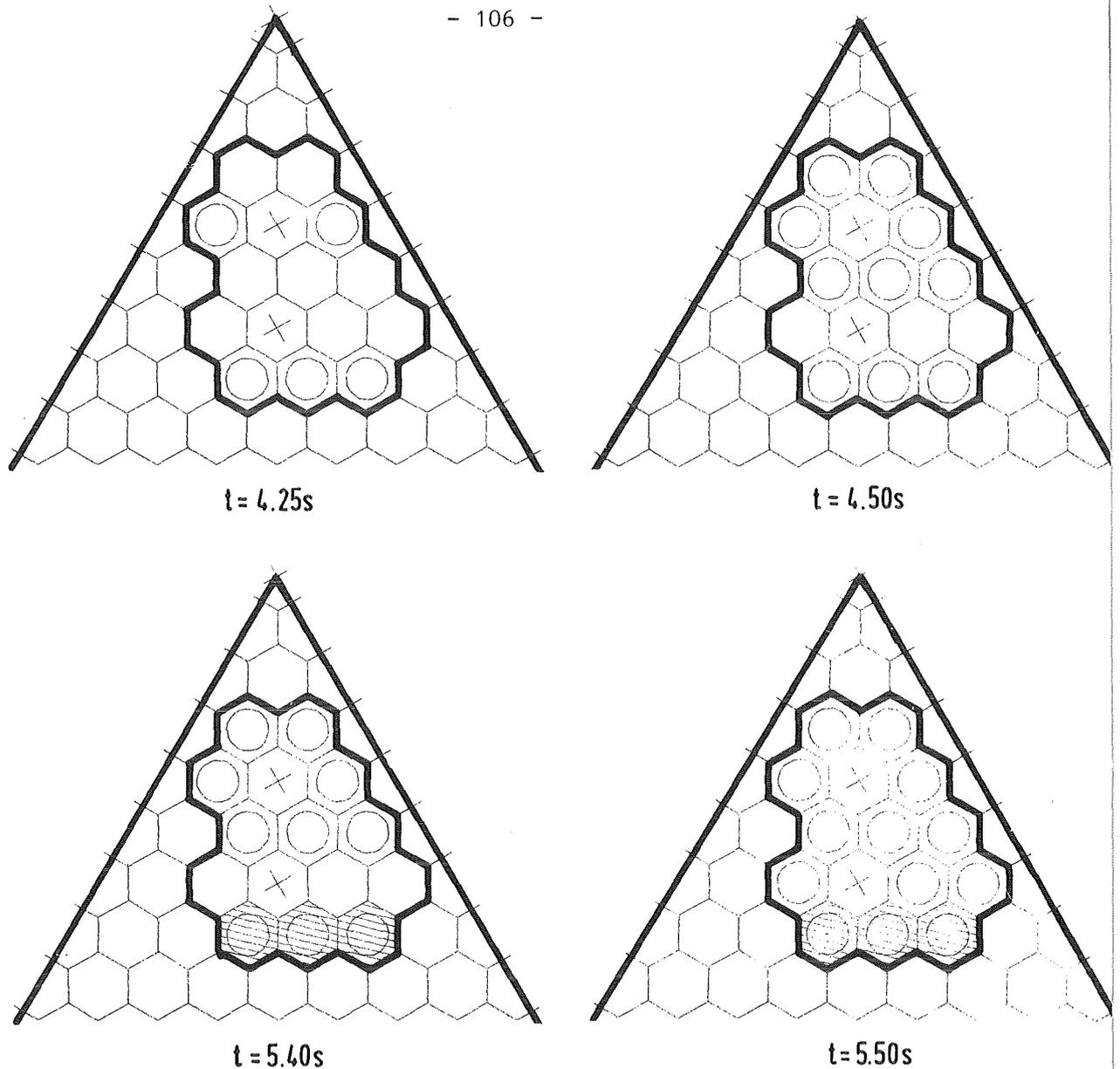


Abb.4.5 Zustand des betrachteten Kernausschnitts an ausgewählten Zeitpunkten bei 175% der Nennleistung (Die verwendeten Symbole sind in Abb.4.4 erklärt.)

Elementen kann der Bündelkopf in den Kern hineinsinken. Daneben gibt es bei diesem Leistungsniveau von 175% aber immer noch große Bereiche, in denen der Brennstoff noch fest ist.

Das Leistungsniveau 175% markiert also den Übergang von "früher Bündelkopf-absturz in allen Elementen, aber weitgehend noch fester Brennstoff" zu "früher Bündelkopf-absturz in allen Elementen und Ausbildung großer, nicht-siedender Schmelzzonen, in denen der Spaltstoff durch die Bündelköpfe verdünnt ist".

4.5 Rechnung mit 250% der Nennleistung

Ein weiteres (zeitlich konstantes) Leistungsniveau, bei dem sich das Verhalten des gesamten Kernverbandes grundlegend ändert, liegt um 250% der Nennleistung.

4.5.1 Ereignisablauf

In Abb.4.6 wird für ausgewählte Zeitpunkte der jeweilige Kernzustand dargestellt. Die dort verwendeten Symbole für die Zustände der einzelnen Brennelemente werden in Abb.4.4 erklärt.

bis 0.30s:

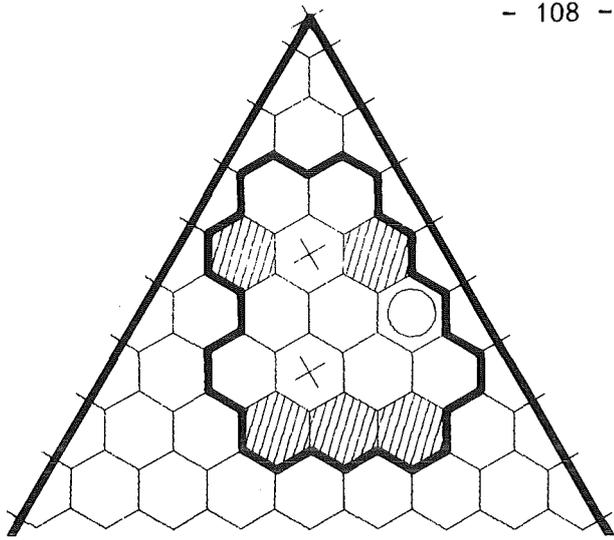
- wie bei den bisher beschriebenen Rechnungen mit niedrigerer Leistung Ausdampfen des Restnatriums aus den nicht den Sonderelementen benachbarten Spalten

bis 3.00s:

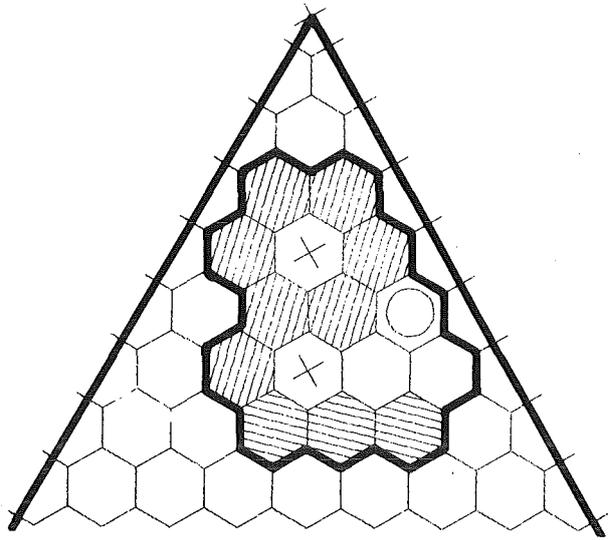
- wie bei den bisher beschriebenen Rechnungen Schmelzen der Brennelementkastenwände im untersten Niveau, z.T. auch die den Sonderelementen zugewendeten Brennelementkastenwände.

Abgesehen von den Zeitskalen versagen die Brennelementwände im untersten Niveau wieder prinzipiell in der gleichen Reihenfolge wie bei den bisher beschriebenen Rechnungen. Die bisher dem Kern zugeführte Energie entspricht ca. 7.5 Vollastsekunden und reicht somit zum Brennstoffschmelzen nicht aus. Deshalb wird auf die detaillierte Beschreibung verzichtet.

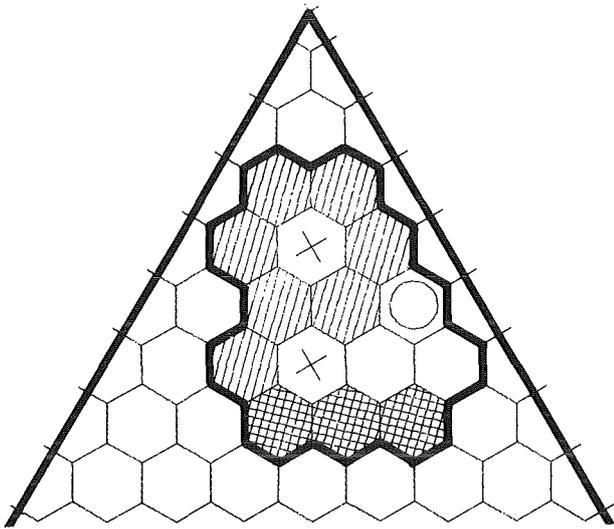
- bei 3.00s sind mit Ausnahme einiger Wände zum Regeltrimmelement hin alle Wände im untersten Niveau 1 geschmolzen, es ist aber noch keine Wand im darüberliegenden Niveau 2 geschmolzen. Das Blindelement wird im untersten Niveau von allen Seiten bereits direkt angegriffen, das Regeltrimmelement von einigen Seiten.
- in allen oberen und einigen unteren axialen Blockaden wird die Stahlschmelztemperatur überschritten.



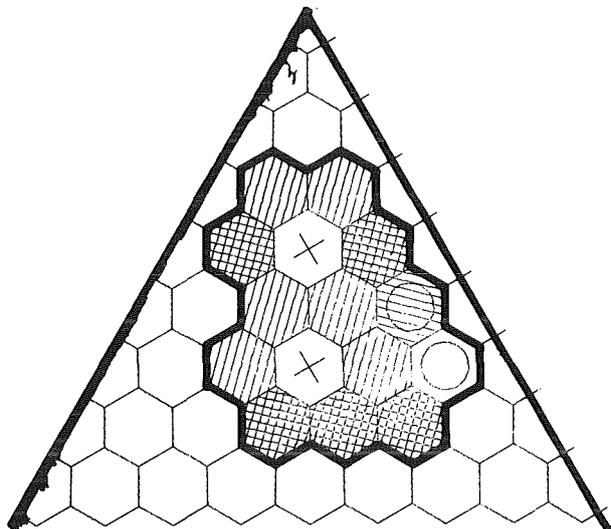
$t = 3.75s$



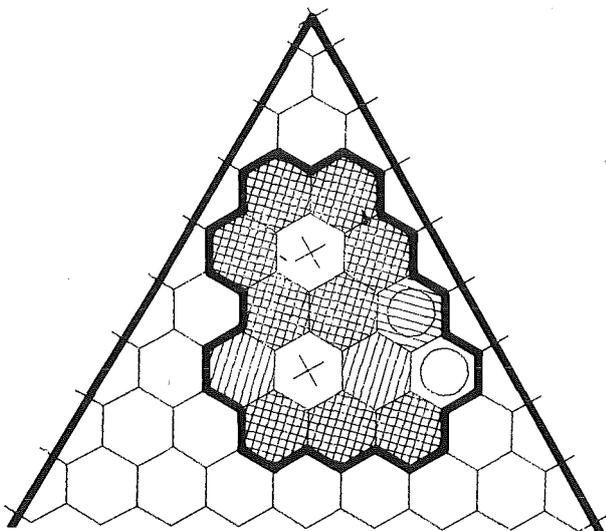
$t = 4.00s$



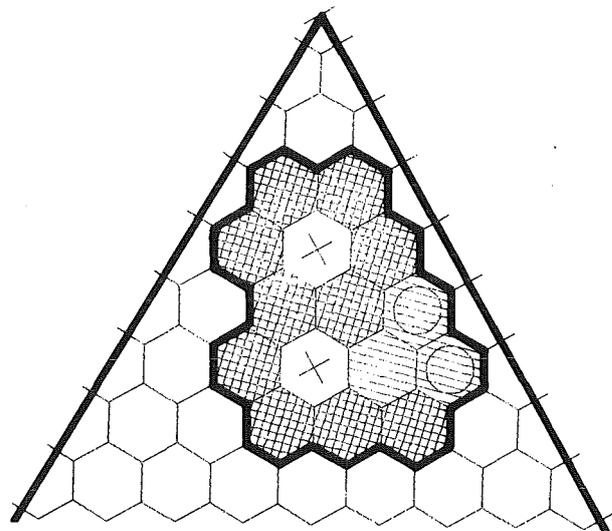
$t = 4.25s$



$t = 4.40s$



$t = 4.75s$



$t = 5.00s$

Abb.4.6 Zustand des betrachteten Kernausschnitts an ausgewählten Zeitpunkten bei 250% der Nennleistung (Die verwendeten Symbole sind in Abb.4.4 erklärt.)

- erstes Brennstoffschmelzen tritt im oberen Bereich in den Elementen des Leitkanals auf, die abschottende Kruste zwischen den beiden axialen Zonen bildet sich. Die Partikelschüttung oben hat in diesen Elementen somit ihre Festigkeit verloren. Bündelkopfabsturz ist somit in diesen Elementen nach dem Schmelzen aller sechs Wände im Niveau 2 nun möglich, außer es findet vorher Druckaufbau statt.

3.00 bis 3.50s:

- die letzten das Regeltrimmelement bisher noch schützenden Wandsegmente im Niveau 1 schmelzen.
- Druckaufbau in der oberen Zone durch Brennstoffschmelzen und Stahldampfbildung in den Elementen 47, 48 und 49 des Leitkanals. Da der Bündelkopf in diesen Elementen von nun an durch den Innendruck unterstützt wird, kann in diesen Elementen auf keinen Fall mehr Bündelkopfabsturz stattfinden, auch wenn im weiteren Verlauf alle Wände schmelzen.
- die letzten unteren Blockaden überschreiten die Stahlschmelztemperatur. Somit ist nun in allen oberen und unteren Blockaden der Stahl vollständig geschmolzen.
- Durchschmelzen der ersten Wände im Niveau 2. Es schmelzen als erste diejenigen Wände der Elemente 15 und 17, die nicht gegenüber dem Blindelement liegen.

3.50 bis 3.75s:

- Druckaufbau in der oberen trockenen Zone durch Brennstoffschmelzen und Stahldampfbildung in den Elementen 15 und 17. Bündelkopfabsturz ist nun in diesen Elementen nicht mehr möglich.
- im Element 15 und 17 kurz danach auch Schmelzen der Wände zum Blindelement hin auch im Niveau 2. Der Bündelkopfabsturz wird durch den schon herrschenden Druck verhindert.
- bei Element Nr.26 (das nicht in der Nachbarschaft zu einem Sonderelement steht) sind zu diesem Zeitpunkt nun alle sechs Wände auch im zweiten Niveau geschmolzen. In der Partikelschüttung oben ist zu diesem Zeitpunkt

bereits der erste Brennstoff geschmolzen. Der Bündelkopf wird also nicht mehr von "festen" Partikeln gehalten und ist somit frei beweglich. Andererseits hat in diesem Element zu diesem Zeitpunkt noch kein Druckaufbau durch Stahldampfbildung stattgefunden. Deshalb kann in diesem Element der Bündelkopf abstürzen.

- Das Element war aber zu diesem Zeitpunkt nicht mehr weit von der Stahldampfbildung in der oberen Zone, und damit verbunden Druckaufbau, entfernt. Bei etwas höherem Leistungsniveau wäre (wie in den Elementen 15 und 17) auch hier der Bündelkopfabsturz durch den Stahldampfdruck verhindert worden. Umgekehrt wäre der Bündelkopf bei etwas niedrigerer Leistung auch in den Elementen 15 und 17 abgestürzt.

3.75 bis 4.00s:

- Druckaufbau in der oberen trockenen Zone durch Brennstoffschmelzen und Stahldampfbildung in den Elementen 9, 10 und 34.
- Materialumverteilung im Element 49, kurz darauf auch in 47 und 48, da nun auch im unteren Elementbereich die Brennstoffschmelztemperatur erreicht wird. Das Element 49 konnte sich deshalb schneller aufheizen, da es nicht an ein Sonderelement grenzt und somit von dort nicht besonders gekühlt wurde. Diese Inkohärenzen treten auf, obwohl alle drei Elemente in SAS im gleichen Kanal (Leitkanal) enthalten sind.
- weitere Wände im zweiten Niveau geschmolzen. Bei einigen Elementen (Element 24 und 25), die neben einem Sonderelement stehen, wird Bündelkopfabsturz nur durch die von den Sonderelementen besonders gekühlten und somit noch nicht geschmolzenen Wände verhindert. Alle anderen Wände dieser Elemente sind bereits geschmolzen und Druckaufbau hat zu diesem Zeitpunkt in diesen Elementen noch nicht stattgefunden. Wären diese Elemente nicht den Sonderelementen benachbart, könnte der Bündelkopf abstürzen.
- kurz danach nun auch Druckaufbau in der oberen Zone in den Elementen 24 und 25.

4.00 bis 4.25s:

- weitere Wände im Niveau 2 geschmolzen, auch die letzten Wände in Richtung

auf die Sonderelemente in den Elementen 24 und 25. Kein Bündelkopfabsturz dort durch den zu diesem Zeitpunkt schon herrschenden Stahldampfdruck.

- integrales Aufsieden der Elemente 47, 48 und 49 des Leitkanals. Da in diesen Elementen in der untersten Zone 1 bereits alle Wände geschmolzen sind, vereinigen sich diese drei Elemente zu einem homogenen zusammenhängenden Bereich.

4.25 bis 4.50s:

- Materialumverteilung und integrales Aufsieden der Elemente 15 und 17
- Bündelkopfabsturz im Element 37. Auch dieses Element ist zu diesem Zeitpunkt knapp vor Erreichen der Siedebedingungen in der oberen Zone. Bei etwas höherer Leistung wäre auch hier der Bündelkopfabsturz verhindert worden.
- weitere Wände im oberen Niveau schmelzen.
- Mit Ausnahme des Elements 36 ist nun in allen Elementen entweder der Bündelkopf bereits abgestürzt, oder es hat bereits Druckaufbau stattgefunden. Im drucklosen Element 36 wird der Bündelkopf nur von der Wand in Richtung auf das Regeltrimmelement gehalten.
- nun auch Druckaufbau in der oberen Zone durch Brennstoffschmelzen und Stahldampfbildung im Element 36. Auch hier ist nun Bündelkopfabsturz nicht mehr möglich.
- Materialumverteilung im Element 26
- Im Element 26 war bereits vor der Materialumverteilung, d.h. vor dem Schmelzen der Partikel auch in der kälteren unteren Zone, der Bündelkopf abgestürzt. Da nun die Partikel, auf denen er seitdem aufstand, zu schmelzen beginnen, kann er langsam weiter nach unten in den Kernbereich hinein sinken. Bei diesem langsamen Eintauchen werden keine massiven Materialbewegungen innerhalb der Schmelze erwartet. Das geschmolzene Kernmaterial wird nun durch Brutstoff verdünnt, d.h. die Konfiguration kann neutronisch unterkritisch werden. Der Eintauchvorgang selbst (Verdrängung der bereits geschmolzenen Materialien in die benachbarten Elemente, Schmelzangriff auf den eintauchenden Brutmantel auch seitlich von diesen Elementen her) wird nicht beschrieben.

4.50 bis 4.75s:

- Materialumverteilung und kurz darauf integrales Aufsieden der Elemente 9 und 10, sowie 24 und 25. Hierdurch vereinigen sich diese Elemente mit den bereits vorher aufgesiedeten Elementen zu einem zusammenhängenden siedenden Bereich rund um das Blindelement herum.

4.75 bis 5.00s:

- Materialumverteilung und integrales Aufsieden im Element 34. Hierdurch vereinigen sich der siedende zusammenhängende Bereich um das Blindelement herum mit dem, den die Elemente des Leitkanals bilden. Dabei vermischen sich schmelzflüssige Materialien aus Corezone 1 und Corezone 2.
- Materialumverteilung in den Elementen 36 und 37
- Da auch im Element 37 der Brutmantel bereits abgestürzt war, sinkt auch dieser nun langsam in die Schmelze hinein.

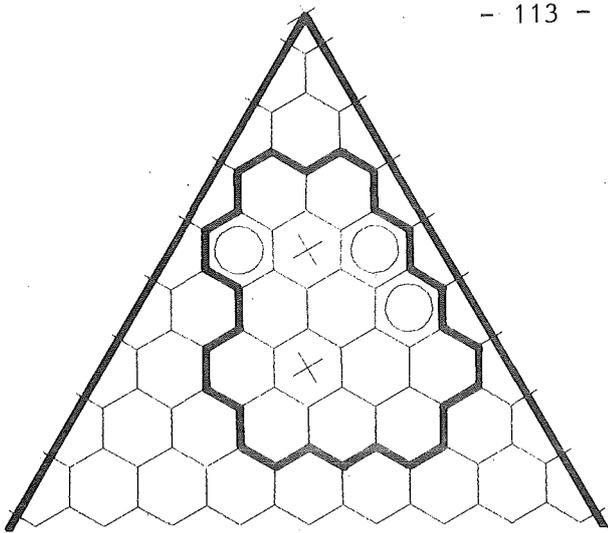
Bei 5.67s versagt das Blindelement im untersten Niveau. Es versagt diejenige Wand, die zuerst von außen angegriffen wurde. Dem Kern wurden ca. 14 Vollastsekunden zugeführt.

4.5.2 Vergleich mit einer Rechnung mit 225% Leistung

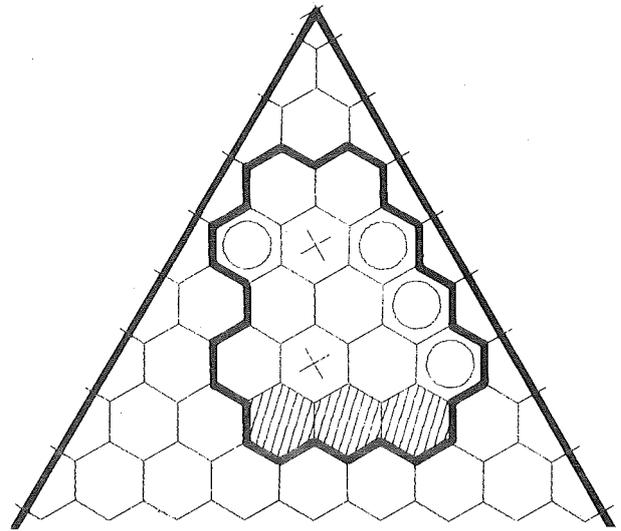
Zum Vergleich wurde eine Rechnung mit 225% der Nennleistung (statt 250%) durchgeführt. Die zeitliche Folge der Zustände in den Elementen ist in Abb.4.7 dargestellt. Bezüglich der verwendeten Symbole sei wieder auf Abb.4.4 verwiesen.

Wegen der reduzierten Leistung heizen sich die Elemente langsamer auf. Mithin findet auch der Druckaufbau durch Stahldampfdruck in den oberen Bereichen später statt.

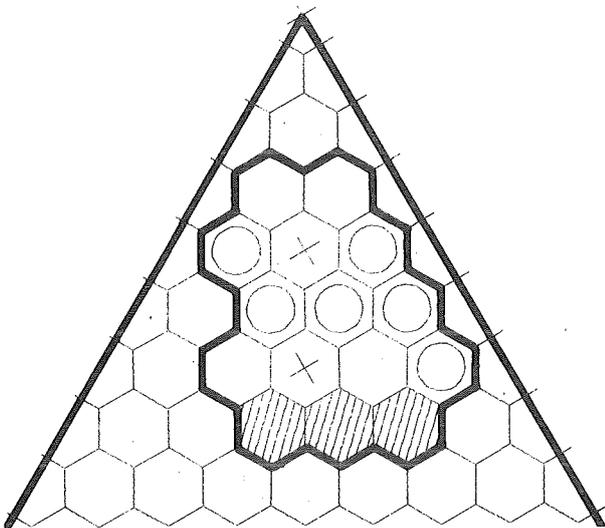
Bei der Rechnung mit 250% stürzte in den Elementen 15 und 17 der Bündelkopf nicht ab, da der Druckaufbau kurz vor dem Schmelzen der letzten, "sechsten" Wand (gegenüber dem Blindelement) stattfand. Im Gegensatz dazu ist bei der Rechnung mit nur 225% das Wandschmelzen in diesen beiden Elementen schneller



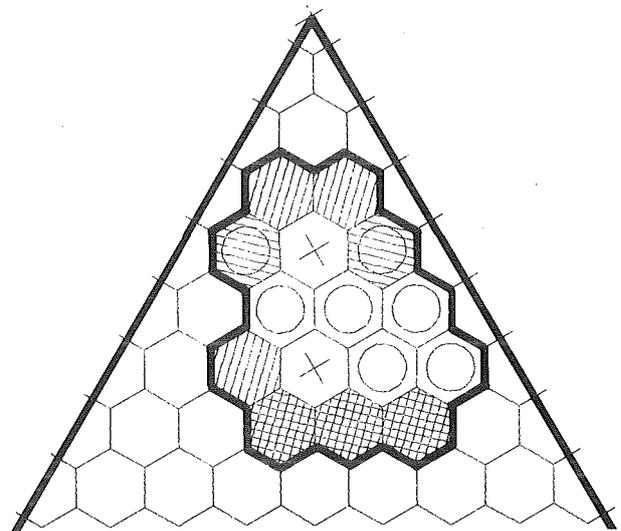
t = 350s



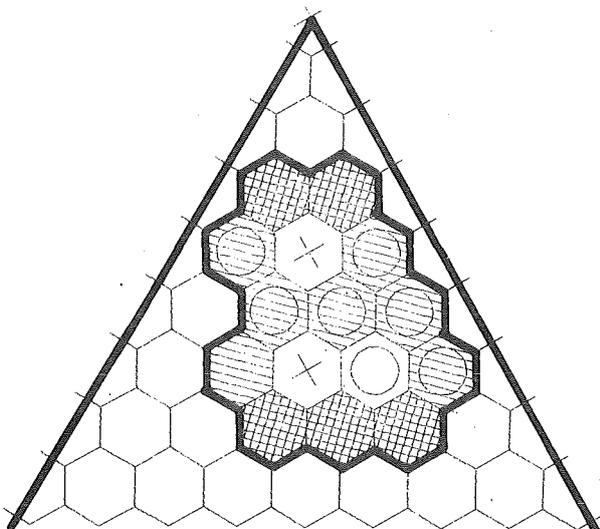
t = 4.00s



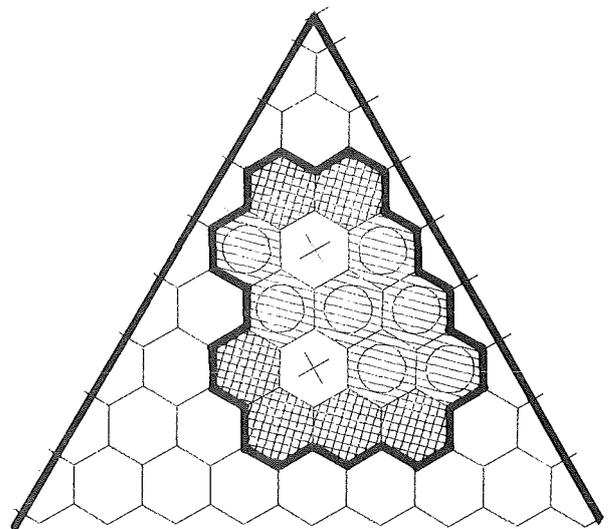
t = 4.25s



t = 4.75s



t = 5.25s



t = 5.50s

Abb.4.7 Zustand des betrachteten Kernausschnitts an ausgewählten Zeitpunkten bei 225% der Nennleistung (Die verwendeten Symbole sind in Abb.4.4 erklärt.)

als der Druckaufbau. Entsprechend stürzt hier der Bündelkopf in diesen Elementen ab. Das Gleiche gilt (zu einem späteren Zeitpunkt) auch für die Elemente 24 und 25, dann für 36. Nur in den Elementen 9, 10, 34, 47, 48 und 49 findet der Druckaufbau vor dem Kastanwandschmelzen statt, so daß in diesen Elementen ebenso wie bei der Rechnung mit 250% der Bündelkopf nicht abstürzen konnte.

Da beim Leistungsniveau von nur 225% mehr Bündelköpfe abgestürzt sind, ist hier die Verdünnung des Brennstoffs durch Brutstoff stärker, wenn schließlich der Brennstoff schmilzt. Entsprechend ist diese Konfiguration dann "stärker" unterkritisch. Kurz darauf versagt das Blindelement.

4.5.3 Aussagen aus diesen Rechnungen

- Im Gegensatz zu den bisherigen Rechnungen beginnt der Brennstoff in der oberen Partikelschüttung zu schmelzen, bevor die Wände im Niveau 2 durchschmelzen. Diese Partikel haben somit ihre Festigkeit verloren. Der Bündelkopf wird danach zunächst nur noch von den Wänden selbst gehalten. Bündelkopf-absturz kann nun als Folge des Schmelzens der "sechsten" Wand in diesem Niveau stattfinden, außer wenn zu diesem Zeitpunkt bereits Druckaufbau durch Stahldampfbildung stattgefunden hat.
- Beim Versagen der Wände im Niveau 2 hat in den Elementen mit "hoher" Leistung bzw. "hoher" Anfangstemperatur bereits Druckaufbau durch Stahldampfbildung stattgefunden.
- Bündelkopfabsturz ist somit nur in Elementen mit "niedriger" Anfangstemperatur bzw. "niedriger" Leistung möglich.
- Durch das verzögerte Schmelzen der den Sonderelementen zugewandten Brennelementwände wird zunächst ein früher Absturz des Brutmantels an einigen Elementpositionen, die Sonderelementen direkt benachbart sind, verhindert.
- Wenn schließlich auch die den Sonderelementen zugewandten Wände geschmolzen sind, kann sich in diesen Elementen bereits Stahldampf gebildet haben (d.h. Druckaufbau), der nunmehr den Brutmantelabsturz verhindert.
- Diese azimuthalen Inkohärenzen (verursacht durch die Nachbarschaft zu Sonder-

elementen) treten auch bei solchen Elementen auf, die innerhalb von SAS mit dem gleichen Kanal beschrieben wurden.

- Die abgestürzten Bündelköpfe stellen zwar für die betroffenen Elemente eine Wärmesenke dar, doch wirkt sich dies bei diesem Leistungsniveau (250%) kaum auf das weitere Verhalten aus. Es dominiert das Aufheizen.
- Vor Versagen des Blindelements beginnen auch die Partikel unterhalb der abgestürzten Bündelköpfe zu schmelzen. Hierdurch sinken die abgestürzten Bündelköpfe langsam in die Brennstoffschmelze hinein. Der Brennstoff wird so durch Brutstoff verdünnt. Hierdurch kann die gesamte Konfiguration vor Versagen des Blindelements unterkritisch werden.
- Die Elemente, in denen der Bündelkopf nicht abgestürzt ist, siedeln integral auf, da hier oberhalb der Schmelzzonen ein freier Raum ist, in den hinein der Stahldampf expandieren kann. Hierdurch bilden sich große zusammenhängende siedende Bereiche zwischen den abgestürzten Bündelköpfen (die neutronische Rückwirkung der abgestürzten Bündelköpfe ist hierbei nicht berücksichtigt).
- Die axialen Blockaden haben beim Versagen des Blindelements die Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase (Brennstoff/ Brutstoff) noch nicht erreicht und sind somit noch "intakt". Aber aller Stahl innerhalb der Blockaden ist geschmolzen.
- Massives Einschmelzen in den axialen Brutmantel (oder gar Durchschmelzen) findet nicht statt.

Da die meisten Materialien beim Versagen des Blindelements schmelzflüssig sind und sich zu einem großen zusammenhängenden Bereich vereinigt haben, kann an der Entladung durch das Blindelement nahezu das gesamte Kernmaterial teilnehmen. Der treibende Druck für die Entladung des geschmolzenen Materials aus dem Kernbereich beträgt etwa 2 bar. Hierbei ist aber der seitliche Angriff auf die in die Schmelze eintauchenden Brutmäntel und die Rückwirkung auf die Leistungserzeugung nicht mit berücksichtigt. Die Entladung erfolgt wegen der abgestürzten und in die Schmelze eingetauchten Bündelköpfe aus einer bereits unterkritischen Konfiguration.

Speziell zur Beschreibung von Ausblasevorgängen aus siedenden Pools wurde das

Programm PBDOWN/8/ entwickelt. Der weitere Unfallablauf kann einschließlich der dabei auftretenden Phänomene, wie z.B. dem Wärmeübergang vom Stahldampf an das Natrium, mit PBDOWN berechnet werden. Die Anfangsbedingungen für diese PBDOWN Rechnung können von der BOPSIPR Rechnung übernommen werden.

Dieses Leistungsniveau kennzeichnet somit den Übergangsbereich von "früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen und Ausbildung nichtsiedender Schmelzzonen, in denen der Spaltstoff durch die abgestürzten Bündelköpfe verdünnt ist" zu "kein Bündelkopfabsturz und Ausbildung eines integralen siedenden Whole- Core- Pools". Der Übergangsbereich liegt zwischen 2- facher bis 3- facher Nennleistung. Die Bandbreite ergibt sich durch die auftretenden azimutalen Inkohärenzen zwischen den einzelnen Elementen, wobei hier neben den Anfangszuständen in den einzelnen Elementen (gemäß SAS) auch die Sonder- elemente eine Rolle spielen.

Besonders hervorzuheben ist dieser Übergang, da ein Whole- Core- Pool das Potential zu massiven Rekritikalitäten hat. Oberhalb dieses Leistungsniveaus können so in der Phase integraler Materialbewegungen energetische Verläufe nicht ausgeschlossen werden. Unterhalb dieses Leistungsniveaus ist dagegen durch die frühe Verdünnung des Brennstoffs das Einlaufen in die PAHR Phase sichergestellt.

4.5.4 Variation des Parameters "Vereinigung von Schmelzzonen"

Um zu untersuchen, wie sich frühe Homogenisierung auf das Kernverhalten auswirkt, wurden die gleichen Rechnungen nochmals durchgeführt, wobei aber diesmal vollständiger Energie- und Massenaustausch (Homogenisierung) immer dann zugelassen wurde, wenn zwei gegenüberliegende Wände geschmolzen waren, unabhängig davon, in welchem Zustand die betroffenen Elemente gerade waren. (Diese Rechnung ist somit nicht zu verwechseln mit der Parameterkonfiguration B, in der auch die Voraussetzungen für den Bündelkopfabsturz verändert wurden.)

Schmelzen also gegenüberliegende Brennelementwände, dann werden die lokalen Unterschiede zwischen den einzelnen Elementen "verschmiert". Entsprechend findet der Druckaufbau in den betroffenen Elementen gleichzeitig statt, d.h. auch in einem Element, das als separates Element Stahlsiedebedingungen oben noch nicht erreicht hätte, kann dann bereits Druck herrschen. Es werden dabei aber große Massen früh homogenisiert, die physikalisch die Voraussetzungen für die Homogenisierung (noch) nicht erfüllen.

Bei 250% haben sich bis 2.32s so drei zusammenhängende Bereiche gebildet (einer aus den Elementen des Leitkanals, die anderen beiden auf beiden Seiten des Blindelements). Durch weiteres Wandschmelzen vereinigen sich diese drei Bereiche dann bereits nach ca. 2.54s zu einem einzigen homogenen zusammenhängenden Bereich, der alle Elemente umfaßt. In keinem Element liegt zu diesem Zeitpunkt geschmolzener Brennstoff vor. Bei 225% ist das Verhalten ähnlich, nur laufen diese Vorgänge etwas langsamer ab.

Bei 250% findet der Druckaufbau in allen Elementen nach ca. 3.8s statt. Zu diesem Zeitpunkt sind erst wenige Wände im Niveau 2 geschmolzen. Es findet im Gegensatz zur entsprechenden Rechnung, wo die einzelnen Elemente zu diesem Zeitpunkt nicht homogenisiert waren und wo infolgedessen der Druckaufbau in den Elementen mit "niedriger" Leistung bzw. "niedriger" Anfangstemperatur später auftrat, überhaupt kein Bündelkopfabsturz statt.

Dagegen sind bei 225% vor dem etwas später stattfindenden Druckaufbau bereits viele Wände geschmolzen, und es hat in den meisten Elementen bereits vorher Bündelkopfabsturz stattgefunden. Es stürzen hier noch mehr Bündelköpfe ab als bei der entsprechenden Rechnung ohne frühe Homogenisierung.

Der Versagenszeitpunkt des Blindelements liegt mit und ohne Homogenisierung etwa gleich. Auf den Kernzustand (geschmolzene Brennstoffmassen, Stahldampfdruck) hat die frühe Homogenisierung kaum Einfluß, da die zugeführte Gesamtleistung, und damit die zugeführte Gesamtenergie bis zum Versagen des Blindelements, mit ca. 13.9 Vollastsekunden etwa gleich bleibt. Nur wird jetzt die erzeugte Leistung gleichmäßig über den zusammenhängenden Bereich verteilt (homogenisiert), während vorher jedes Element individuell betrachtet wurde.

Auch mit früher Homogenisierung findet also in diesem Leistungsbereich der Übergang zwischen den beiden Gruppen von Phänomenabläufen statt (Bündelkopfabsturz in allen oder überhaupt keinem Element). Durch die Homogenisierung wird aber die Bandbreite für den Übergangsbereich kleiner. Die Bandbreite entsteht durch das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Elemente. Da hier die unterschiedlichen Anfangsbedingungen, die sich gemäß SAS ergeben, verschmiert werden, bleiben nur noch die Inkohärenzen übrig, die sich in der Übergangsphase selbst durch die Sonderelemente ergeben. Mit Homogenisierung verhalten sich alle Elemente "kohärenter", und es finden deshalb die Ereignisse in den einzelnen Elementen "gleichzeitiger" statt.

Als wesentliche Aussage soll festgehalten werden

- für den thermischen Endzustand ist es weitgehend unerheblich, unter welchen Bedingungen Homogenisierung zugelassen wird.
- die Bandbreite für den Übergangsbereich (verursacht durch das inkohärente Abstürzen der Bündelköpfe) wird enger.

4.6 Ergebnisse einer Rechnung mit 12.5-facher Nennleistung und Vergleich mit einer Rechnung mit 5-facher Nennleistung

1) Ereignisablauf bei der Rechnung mit 12.5-facher Nennleistung

Der Kernzustand zu bestimmten Zeitpunkten ist in Abb.4.8 dargestellt.

bis 0.3s:

- Ausdampfen des Restnatriums aus den Spalten, die nicht an einem Sonderelement liegen.

bis 0.7s:

- Druckaufbau in der oberen trockenen Zone durch Brennstoffschmelzen und Stahldampfbildung in den Elementen 9, 10, 15, 17, 24, 25, 26 34, 47, 48 und 34.

0.7 bis 0.8s:

- integrales Aufsieden der Elemente 47, 48 und 49 des Leitkanals, aber keine Vereinigung, da noch alle Wände intakt sind.
- integrales Aufsieden der Elemente 15 und 17
- Druckaufbau in der oberen trockenen Zone durch Brennstoffschmelzen und Stahldampfbildung in den Elementen 36 und 37. Somit herrscht nun in allen Elementen Druck, Bündelkopfabsturz ist nicht mehr möglich.

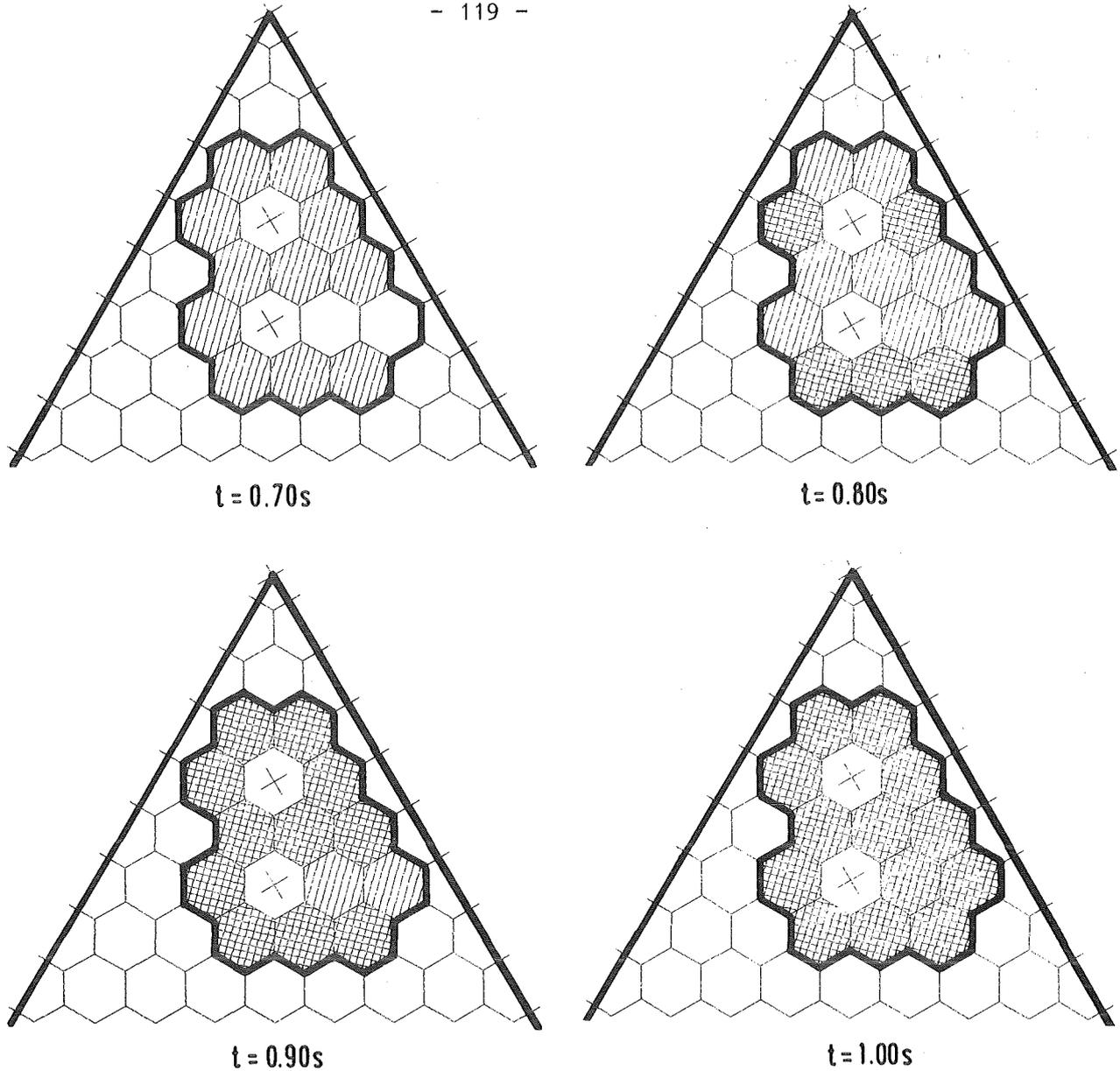


Abb.4.8 Zustand des betrachteten Kernausschnitts an ausgewählten Zeitpunkten bei 12.-5facher Nennleistung (Die verwendeten Symbole sind in Abb.4.4 erklärt.)

0.8 bis 0.9s:

- integrales Aufsieden der Elemente 9, 10, 24, 25, 26 und 34

0.9 bis 1.0s:

- integrales Aufsieden der Elemente 36 und 37. Es sind nun bereits alle Ele-

mente integral aufgesiedet, aber bisher ist noch keine Wand geschmolzen. Die siedenden Schmelzen befinden sich alle innerhalb der Elemente (siedende Einzelbündelpools).

1.0 bis 1.2s:

- Durchschmelzen aller sechs Wände der Elemente 15 und 17 im untersten Niveau 1. Das Blindelement wird nun von außen direkt thermisch angegriffen.

1.2 bis 1.3s:

- die den bereits geschmolzenen Wänden gegenüberliegenden Brennelementwände schmelzen, d.h. Vereinigung der Materialien der Elemente 9, 15 und 24 einerseits und 10, 17, 25 und 26 andererseits.
- Schmelzen der Wände der Elemente des Leitkanals und Vereinigung der Materialien der Elemente 47, 48 und 49.

Bei 1.33s vereinigen sich die Materialien aus allen Elementen zu einem integralen Whole- Core- Pool. Der Druck, der zu diesem Zeitpunkt in den Elementen herrscht, beträgt zu diesem Zeitpunkt gerade etwa 10 bar.

Es finden somit zwei Ereignisse gerade etwa gleichzeitig statt:

- Bildung des integralen Whole- Core- Pools
- mechanisches Versagen der axialen Blockaden bzw. Herausdrücken der Bündelköpfe nach oben durch den herrschenden Druck. (Der hierfür erforderliche Druck wird zu 10 bar angenommen.) Durch diese Öffnung kann das geschmolzene Kernmaterial nun entladen werden. Der Entladevorgang kann mit PBDOWN beschrieben werden.

Die dem Kern in der Übergangsphase bis zu diesem Zeitpunkt zugeführte Energie beträgt ca. 16.5 Vollastsekunden. Die Wände der Sonderelemente sind zu diesem Zeitpunkt noch nicht durchgeschmolzen. Die Sonderelemente werden deshalb als intakt betrachtet.

Obwohl mit dem Erreichen der 10 bar Grenze ein Abbruchkriterium erfüllt ist, wurde noch weitergerechnet. Das Blindelement versagt erst nach ca. 2.4s, das

Regeltrimmelement nach ca. 2.8s. Der Druck im Pool beträgt zu diesen Zeitpunkten etwa 50 bar, bzw. 275 bar.

Der zeitliche Verlauf der Mitteltemperatur der einzelnen Elemente für diese Rechnung ist in Abb. 4.9 dargestellt. Man erkennt das Aufheizen, Schmelzen und schließlich Aufsieden der einzelnen Elemente. Die Vereinigung von zwei kleineren integral siedenden Bereichen zu einem größeren, erkennt man an den sprungförmigen Temperaturänderungen. Diese ergeben sich aus der instantanen Vermischung des Inventars aus beiden bisher separaten Pools. Danach heizt sich der Whole-Core-Pool weiter auf.

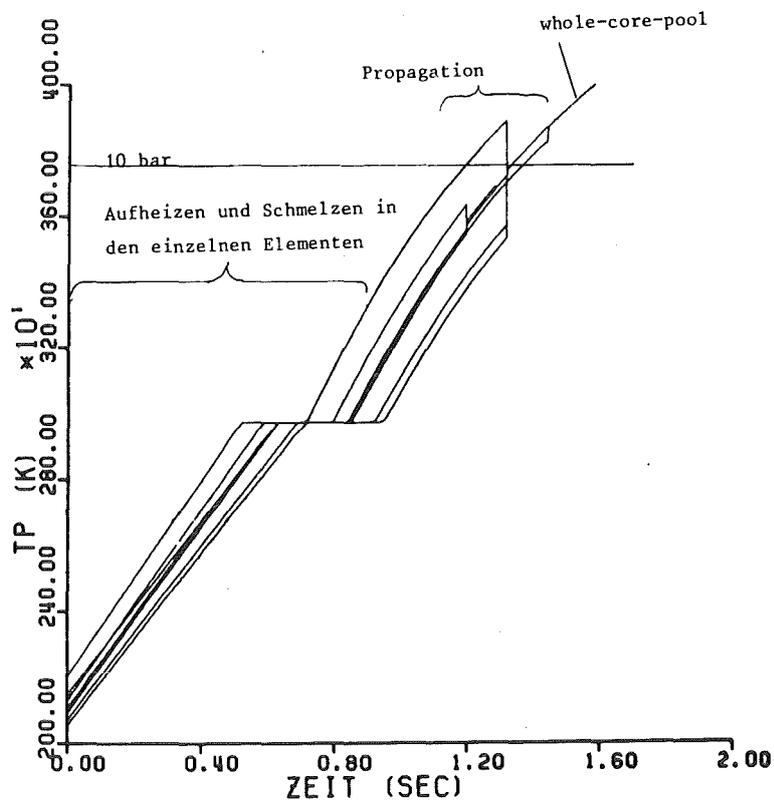


Abb. 4.9 Zeitlicher Verlauf der Mitteltemperaturen in den einzelnen Brennelementen und nach Vereinigung im Whole-Core-Pool bei konstant 12.5-facher Nennleistung

2) Aussagen aus dieser Rechnung

- Wegen der hohen Leistung kommt es frühzeitig in allen Elementen zu Druckaufbau bei noch intakten Wänden. Hierdurch wird in allen Elementen der Absturz des Brutmantels verhindert.

- Im weiteren Verlauf sieden die einzelnen Elemente sukzessive integral auf (siedende Einzelbündelpools).
- Nach dem Wandschmelzen im untersten Niveau 1 vereinigen sich die Brennelemente zu zusammenhängenden siedenden Bereichen (Vereinigung als Folge des Wandschmelzens im untersten Niveau), andere Elemente mit nichtgeschmolzenen Wänden bleiben aber zunächst noch separat.
- Die Wände neben den Sonderelementen schmelzen zwar ebenso wie bei den anderen untersuchten Leistungsniveaus verzögert, haben auf Poolbildung und Brutmantelabsturz keinen Einfluß. Sie stellen lediglich für eine gewisse Zeit einen Schutzschild für die Sonderelemente dar. Bei der Bildung des Whole- Core- Pools bzw. beim Erreichen des Druckes von 10 bar werden die Sonderelemente bereits direkt von Schmelze angegriffen, haben aber noch eine Restwandstärke.
- Die Entladung erfolgt nicht durch die Sonderelemente, sondern durch die Öffnungen, die durch das Abreißen der Bündelköpfe gebildet werden.
- Die axialen Blockaden haben die Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase (Brennstoff/ Brutstoff) noch nicht erreicht und sind somit intakt. Die diskontinuierliche Komponente (Stahl) ist aber vollständig geschmolzen.
- Massives Einschmelzen in den axialen Brutmantel hat nicht stattgefunden. Der Brennstoffs ist nicht mit Brutstoff verdünnt.

Charakteristisch ist bei dieser Rechnung, daß die Bildung von integralen zusammenhängenden siedenden Bereichen etwa gleichzeitig stattfindet mit dem Herausdrücken der Bündelköpfe nach oben durch Innendruckaufbau. Je nachdem, ob die Leistung etwas höher oder niedriger ist, reißen so die Bündelköpfe vor oder nach der Bildung größerer zusammenhängender Schmelzzonen im Kern ab.

Bei Leistungsniveaus unter konstant 12.5-facher Nennleistung (aber oberhalb ca. 3-facher Nennleistung entsprechend dem dortigen Übergangsbereich) bildet sich somit ein integraler Pool, in dem die noch intakten Sonderelemente stehen. Oberhalb 12.5-facher Nennleistung versagen die Blockaden mechanisch bzw. reißen die einzelnen Bündelköpfe vor der Vereinigung ab. Es findet so Entladung aus den einzelnen Bündeln, bzw. aus nur lokal propagierten Schmelz-

zonen, vor Vereinigung zu einem Whole- Core- Pool statt. Entsprechend läuft der Unfall nicht in die Phase integraler Materialbewegungen mit ihrem Potential für massive Rekritikalitäten ein, sondern über den dispersiven Pfad in die PAHR Phase. Der Entladevorgang kann mit dem Programm PBDOWN beschrieben werden.

3) Vergleich mit der Rechnung mit 5-facher Nennleistung

Bei konstant 5-facher Nennleistung finden Versagen des Blindelements und Erreichen der 10 bar Grenze (Herausdrücken der Bündelköpfe nach oben) etwa gleichzeitig nach ca. 3.8s statt. Der Ereignisablauf (allmähliche Vereinigung aller Elemente zum Whole Core Pool) ist ähnlich wie bei 12.5-facher Nennleistung, aber entsprechend langsamer. Dieses Leistungsniveau kennzeichnet somit den Übergang von "Entladung des Whole- Core- Pools durch das Blindelement" zu "Entladung des Whole- Core- Pools durch die Öffnungen, die mechanisch durch den Innendruck ermöglicht gebildet werden". Die dem Kern in der Übergangsphase zugeführte Energie beträgt ca.19 Vollastsekunden.

Einschränkungen ergeben sich hier aber daraus, daß in einem Whole- Core- Pool massive Rekritikalitäten auftreten können. Zur Untersuchung solcher Pools sollte besser SIMMER verwendet werden.

4.7 Ergebnisse von Rechnungen mit postuliertem zeitlichem Leistungsverlauf

Bei diesen Rechnungen soll der Einfluß von kurzzeitigen Leistungsspitzen auf das thermische Verhalten des gesamten Kerns untersucht werden. Solche Leistungsspitzen sind als Folge von Rekritikalitäten denkbar.

Die für diese Rechnungen postulierten zeitlichen Leistungsverläufe sind in Abb.4.10 dargestellt. Es wurde zu Beginn von dem Leistungsniveau ausgegangen, wie es sich am Ende der SAS- Rechnung ergab, dann aber ein zeitlicher Leistungsverlauf mit Leistungsspitzen postuliert. Dauer dieser einzelnen Leistungsspitzen und deren Maximalwert sind unterschiedlich.

Für die Festlegung des zeitlichen Leistungsverlaufs wurden Erfahrungen mit entsprechenden SIMMER- Rechnungen zu Grunde gelegt. Die erste Leistungsspitze ist relativ niedrig, dauert dafür aber eine relativ lange Zeit. Die darauf folgenden Pulse werden zwar zeitlich immer kürzer, dafür wird aber die Maximalleistung immer höher. Für die beiden durchgeführten Rechnungen wurde die Höhe der Leistungsspitzen ab dem dritten Puls variiert.

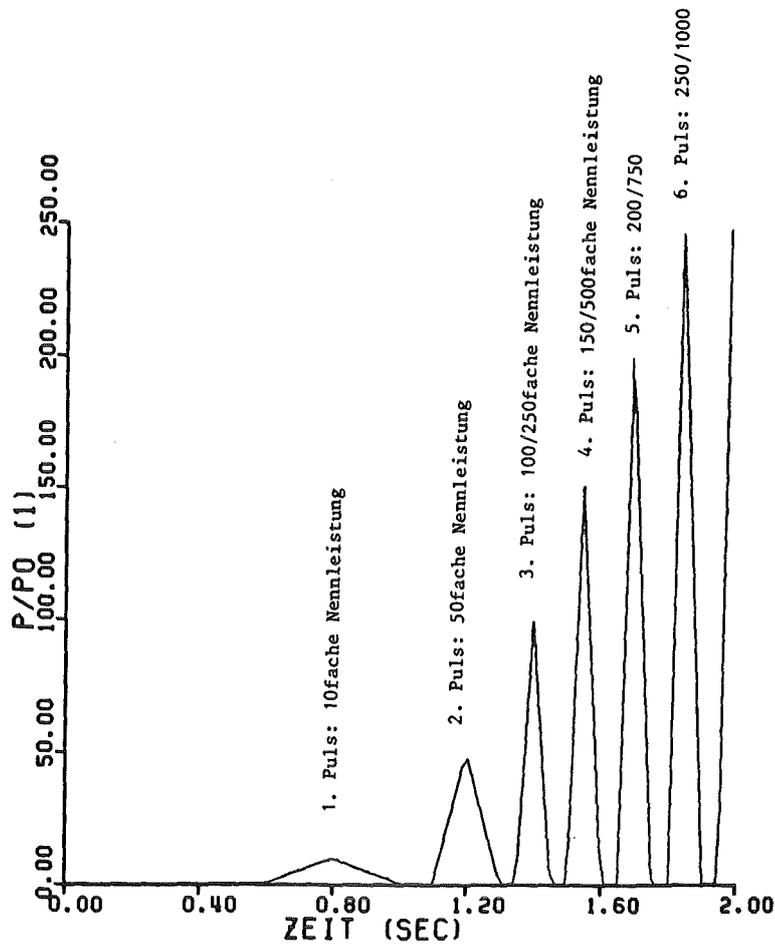


Abb.4.10 Postulierter zeitlicher Leistungsverlauf mit Leistungsspitzen Es wird bei jeder Leistungsspitze deren Maximalwert angegeben. (Die Höhe des dritten und der folgenden Pulse wurde variiert. Es sind jeweils beide Maximalleistungen angegeben.)

1) Ereignisablauf

Es soll zunächst die Rechnung mit den höheren Leistungsspitzen beschrieben werden. Der Temperaturverlauf in den einzelnen Elementen und der Zustand des Kerns ergibt sich aus Abb.4.11 bzw. Abb.4.12.

bis 0.30 sec :

- Ausdampfen des Restnatriums aus den Spalten, die nicht an einem Sonderelement liegen.

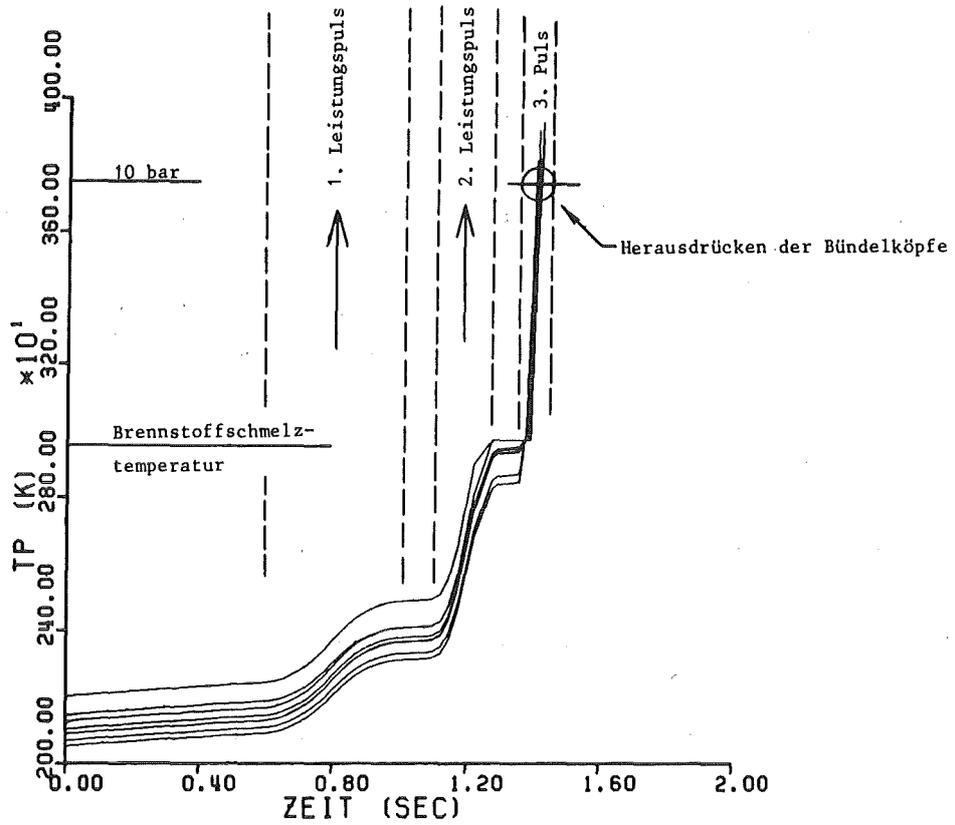


Abb.4.11 Zeitlicher Verlauf der Mitteltemperaturen in den einzelnen Brennelementen bei der Rechnung mit dem postulierten Leistungsverlauf (dritter Leistungspuls bis 250-fache Nennleistung)

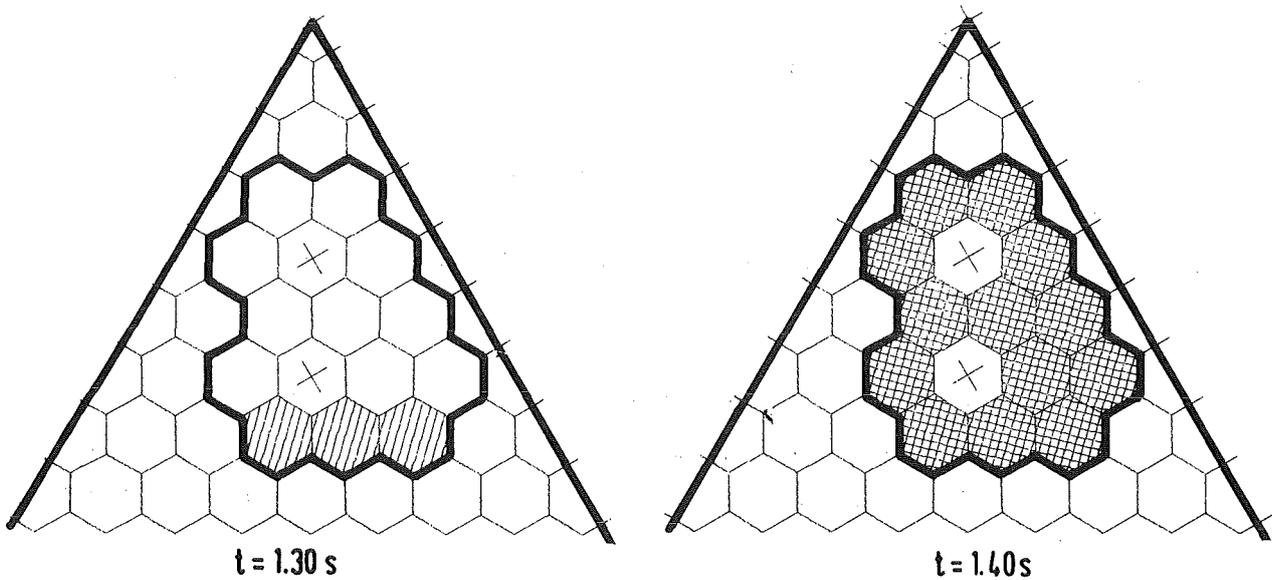


Abb.4.12 Zustand des betrachteten Kernausschnitts an ausgewählten Zeitpunkten bei der Rechnung mit zeitlich postulierter Leistung, Maximalwert der dritten Leistungsspitze 250-fache Nennleistung (Die verwendeten Symbole sind in Abb.4.4 erklärt.)

bis 0.60 sec :

- langsames Aufheizen der Elemente

0.60 bis 1.00s (erste Leistungsspitze, bei 0.80s 10-fache Nennleistung):

- verstärktes Aufheizen der Elemente (größte Temperaturänderungsgeschwindigkeit entsprechend der höchsten Leistung bei 0.8s, vgl. Abb.4.11)
- aber noch kein Brennstoff geschmolzen

1.00 bis 1.10s (wieder ca. 50% der Nennleistung):

- weiteres langsames Aufheizen der Elemente

1.10 bis 1.30s (zweite Leistungsspitze, bei 1.20s 50-fache Nennleistung):

- wieder verstärktes Aufheizen der Elemente (größte Temperaturänderungsgeschwindigkeit entsprechend der höchsten Leistung bei 1.2s)
- Schmelzen des Brennstoffs und Druckaufbau durch Stahldampfbildung in der oberen Zone in den Elementen 47, 48 und 49 des Leitkanals. Bündelkopfabsturz ist somit in diesen Elementen nun nicht mehr möglich.

1.30 bis 1.35s (wieder ca. 50% der Nennleistung):

- weiteres langsames Aufheizen der Elemente

1.35 bis 1.45s (dritte Leistungsspitze, bei 1.40s 250-fache Nennleistung):

- Schmelzen des Brennstoffs und Druckaufbau durch Stahldampfbildung in der oberen Zone in den Elementen 9, 10, 15, 17, 24, 25, 26, kurz darauf in Element 34. Bündelkopfabsturz ist somit auch in diesen Elementen nun nicht mehr möglich.
- integrales Aufsieden der Elemente 47,48 und 49 des Leitkanals

- Druckaufbau in der oberen Zone in den Elementen 36 und 37
- integrales Aufsieden der Elemente 15 und 17, kurz darauf in den Elementen 9, 10, 24, 25, 26, danach in Element 34 und 37, etwas später auch im Element 36.
- Überschreiten des Drucks von 10 bar in fast allen Elementen bei noch intakten Kastenwänden (noch keine einzige Wand ist bisher geschmolzen) Dem Kern wurden in der Übergangsphase ca. 15 Vollastsekunden zugeführt.

Das Überschreiten des Drucks von 10 bar ist eigentlich ein Kriterium für den Abbruch der Rechnung. Es wurde aber trotzdem noch weitergerechnet, um das weitere thermische Verhalten des Kerns zu untersuchen. Es sei aber darauf hingewiesen, daß einige der Einzelmodelle für solch hohe Leistungen nicht mehr adequat sind (z.B. die Annahme einer Ausgleichstemperatur zwischen Brennstoff und Stahl).

1.45 bis 1.50s (wieder ca. 50% der Nennleistung):

- geringfügiges Abkühlen der Elemente durch den Wandwärmeübergang

1.50 bis 1.60s (vierte Leistungsspitze, bei 1.55s 500-fache Nennleistung):

- Schmelzen der Kastenwände und Vereinigung (die Homogenisierung ist möglich dadurch, daß alle Materialien im Inneren der Brennelemente zu diesem Zeitpunkt bereits geschmolzen sind).
- direkter Angriff von außen auch auf die Sonderelemente
- am Ende dieser Leistungsspitze liegt die Ausgleichstemperatur zwischen Brennstoff und Stahl in den Elementen bereits über 6000K. (Das entspricht über 700 bar Stahldampfdruck, bzw. über 270 bar Brennstoffdampfdruck.)

Nach 1.7s versagt das Blindelement thermisch. Die Temperatur in den Elementen liegt zu diesem Zeitpunkt bereits über 10'000K. Nach ca. 1.8s schmelzen die axialen Blockaden (kontinuierliche Komponente, d.h. der Brennstoff/ Brutstoff, der die thermischen Eigenschaften der Blockade bestimmt). Das Regeltrimmelement ist auch zu diesem Zeitpunkt noch intakt.

Bei der oben beschriebenen Rechnung lag der Maximalwert des dritten Leistungspulses bei 250-facher Nennleistung. Wie die Ergebnisse zeigten, fanden während dieses Pulses sowohl das integrale Aufsieden aller Elemente statt als auch des Überschreiten des Drucks der 10 bar Grenze (Stahldampfdruck, bezogen auf Ausgleichstemperatur). In einer weiteren Rechnung wurde der Maximalwert dieses Pulses statt mit 250-facher nur mit 100-facher Nennleistung gewählt. Der Maximalwert des vierten Pulses wurde entsprechend ebenfalls niedriger festgelegt, und zwar zu nur 150-facher (statt 500-facher) Nennleistung. Es wird nicht auf die Ereignisse vor dem dritten Puls (d.h. vor 1.35s) eingegangen, da diese identisch sind mit denen der anderen Rechnung.

Temperaturverlauf und Kernzustand sind in Abb.4.13 bzw. Abb.4.14 dargestellt.

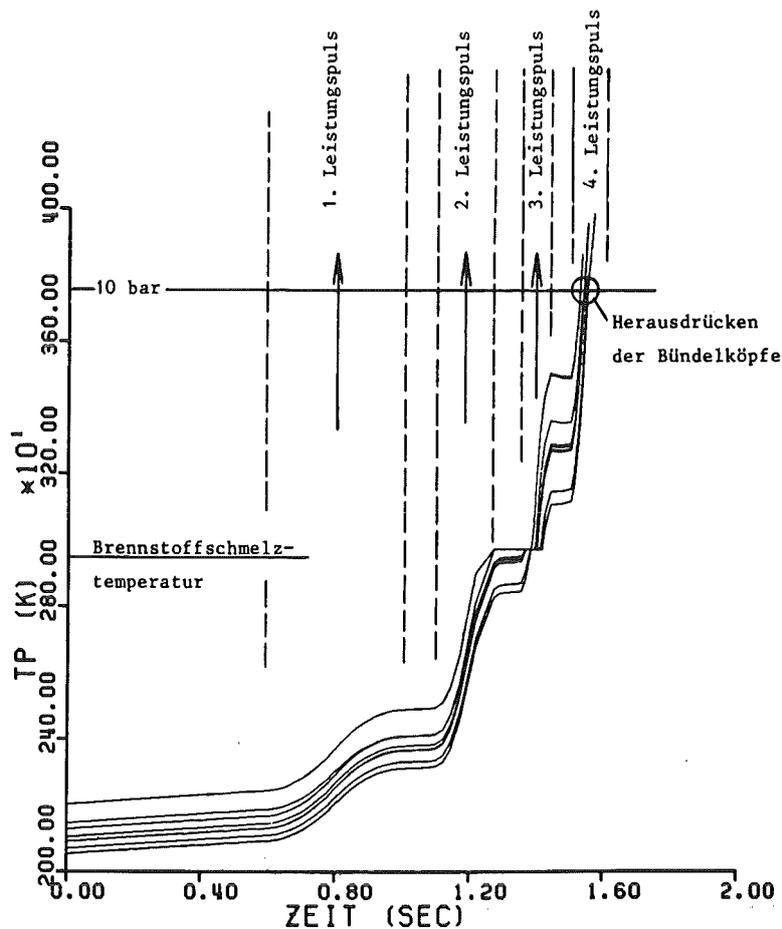


Abb.4.13 Zeitlicher Verlauf der Mitteltemperaturen in den einzelnen Brennelementen bei der Rechnung mit dem postulierten Leistungsverlauf (dritter Leistungspuls bis 100-fache Nennleistung, vierter Leistungspuls bis 150-fache Nennleistung)

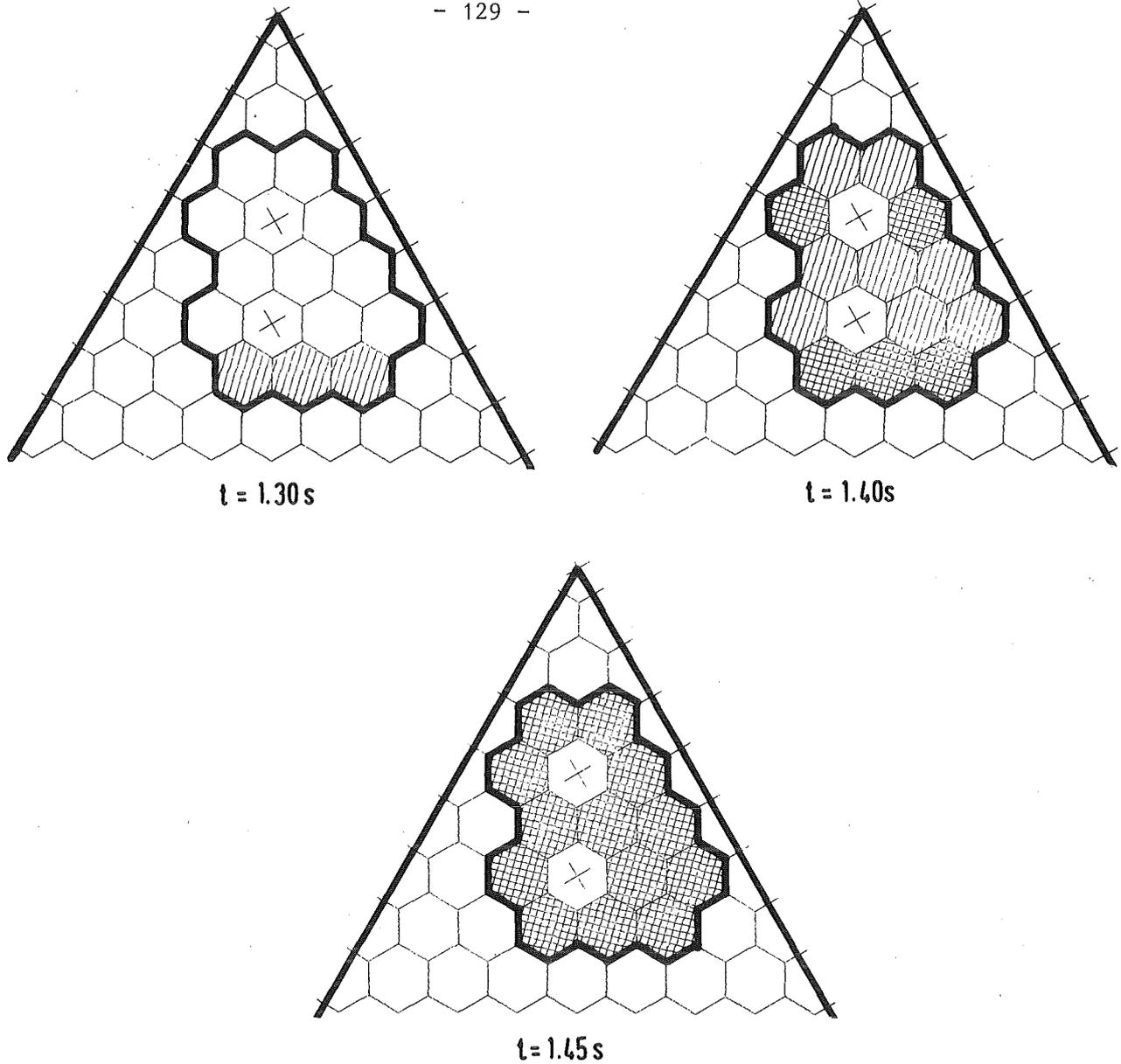


Abb.4.14 Zustand des betrachteten Kernausschnitts an ausgewählten Zeitpunkten bei der Rechnung mit zeitlich postulierter Leistung, Maximalwert der dritten Leistungsspitze 100-fache und der vierten 150-fache Nennleistung (Die verwendeten Symbole sind in Abb.4.4 erklärt.)

1.35 bis 1.45s (dritte Leistungsspitze, bei 1.40s 100-fache Nennleistung):

- bis zum Maximalwert dieses Pulses bei 1.40s hat in allen Elementen Druckaufbau stattgefunden. Das integrale Aufsieden findet nach dem Überschreiten des Maximalwertes bis 1.45s statt.

- im Gegensatz zur Rechnung mit der höheren Leistungsspitze wird hier der Druck von 10 bar in keinem Element erreicht. Die maximale Elementtemperatur liegt bei etwa 3300K (Elemente aus dem Leitkanal).

1.45 bis 1.50s (wieder ca. 50% der Nennleistung):

- geringfügiges Abkühlen der Elemente durch den Wandwärmeübergang

1.50 bis 1.60s (vierte Leistungsspitze, bei 1.55s 150-fache Nennleistung):

- Überschreiten des Drucks von 10 bar in allen Elementen bei noch intakten Kastenwänden (noch keine einzige Wand ist bisher geschmolzen). Auch hier entspricht die dem Kern zugeführte Energie ca. 15 Vollastsekunden.

Der Hauptunterschied zwischen beiden Rechnungen liegt darin, daß bei den höheren Leistungsspitzen das Abrißkriterium für die Bündelköpfe bereits während des dritten Pulses erfüllt wird. Bei der Rechnung mit den niedrigeren Leistungsspitzen dagegen sieden während des dritten Pulses nur die Elemente integral auf. Erst beim vierten Puls wird dann schließlich der Druck von 10 bar überschritten. Aber auch hier sind zu diesem Zeitpunkt noch alle Kastenwände intakt.

2) Aussagen aus diesen Rechnungen

- Alle wesentlichen Vorgänge spielen sich während der Leistungspulse selbst ab. In den Leistungstälern dazwischen findet dagegen nur langsames Aufheizen bzw. geringfügiges Abkühlen der Elemente statt.
- Während der zweiten bzw. dritten Leistungsspitze kommt es in allen Elementen zu Druckaufbau bei noch intakten Wänden. Hierdurch können nun keine Brutmäntel mehr abstürzen, auch wenn alle Wände schmelzen.
- Je nach maximaler Höhe der dritten Leistungsspitze reißen die Bündelköpfe entweder bereits beim dritten oder erst beim vierten Leistungspuls nach oben ab (Überschreiten von 10 bar im Innern der Elemente). Die große permanente Öffnung bildet sich somit durch Abreißen der Bündelköpfe nach oben durch Innendruckaufbau.

- Zu diesem Zeitpunkt ist in beiden Fällen noch keine einzige Wand geschmolzen. Die Entladung erfolgt aus jedem Element einzeln.
- Dieser Zeitpunkt liegt weit vor allen anderen möglichen Ereignissen. Wandschmelzen und damit verbunden Vereinigung der Schmelzzonen findet erst später statt, erst recht Versagen des Blindelements.
- Die axialen Blockaden haben zu diesem Zeitpunkt die Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase (Brennstoff/ Brutstoff) noch nicht erreicht und sind somit intakt. Aber aller Stahl ist geschmolzen.
- Die Sonderelemente werden nicht von Schmelze angegriffen. Das Natrium hat Siedebedingungen noch nicht erreicht.
- Einschmelzen in den axialen Brutmantel hat kaum stattgefunden.

Der Kernzustand beim Abreißen der Bündelköpfe ist bei der Rechnung mit dem postulierten zeitlichen Leistungsverlauf somit gekennzeichnet durch siedende Einzelbündelpools, da für Kastenwandschmelzen und damit verbunden Vereinigung nicht genügend Zeit zur Verfügung stand. Der treibende Druck für die Entladung beträgt lt. Definition 10 bar (Stahldampfdruck). Das gesamte Kernmaterial ist vollständig geschmolzen und kann somit an einer Entladung teilnehmen. Da die axialen Blockaden kaum angeschmolzen wurden und keine axialen Brutmäntel abgestürzt sind, ist das Kernmaterial noch nicht mit Brutmaterial verdünnt.

Es findet also Entladung vor Vereinigung der Schmelzzonen statt. Der Unfall geht über den dispersiven Pfad in die PAHR Phase über.

4.8 Ergebnisse einer Rechnung mit 225% der Nennleistung und der Parameterkombination B zur Vereinigung und zum Bündelkopfabsturz

Bei dieser Rechnung wurde die Parameterkombination B für Vereinigung und Bündelkopfabsturz verwendet. Während bei den bisher beschriebenen Rechnungen mit Parameterkonfiguration A Vereinigung nur zwischen zwei integral siedenden Elementen, bzw. zusammenhängenden Bereichen zugelassen wurde und der Bündelkopf nur abstürzen konnte, wenn die Wände nicht innerhalb der festen Partikel geschmolzen sind, wird hier Vereinigung auf jeden Fall zugelassen (d.h. unabhängig vom Zustand der benachbarten Elemente) und Bündelkopfabsturz auch dann, wenn die Wände innerhalb der Partikelschüttung geschmolzen sind.

Diese Rechnung dient dem Vergleich der beiden Parameterkombinationen. Bei der Parameterkombination A fand etwa bei diesem Leistungsniveau (225%) der Übergang von "früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen" zu "kein Bündelkopfabsturz und Ausbildung eines siedenden Whole- Core- Pools" statt.

1) Ereignissablauf

Der Kernzustand zu bestimmten Zeitpunkten ist in Abb.4.16 dargestellt, der zeitliche Verlauf der Mitteltemperatur der einzelnen Elemente in Abb.4.15.

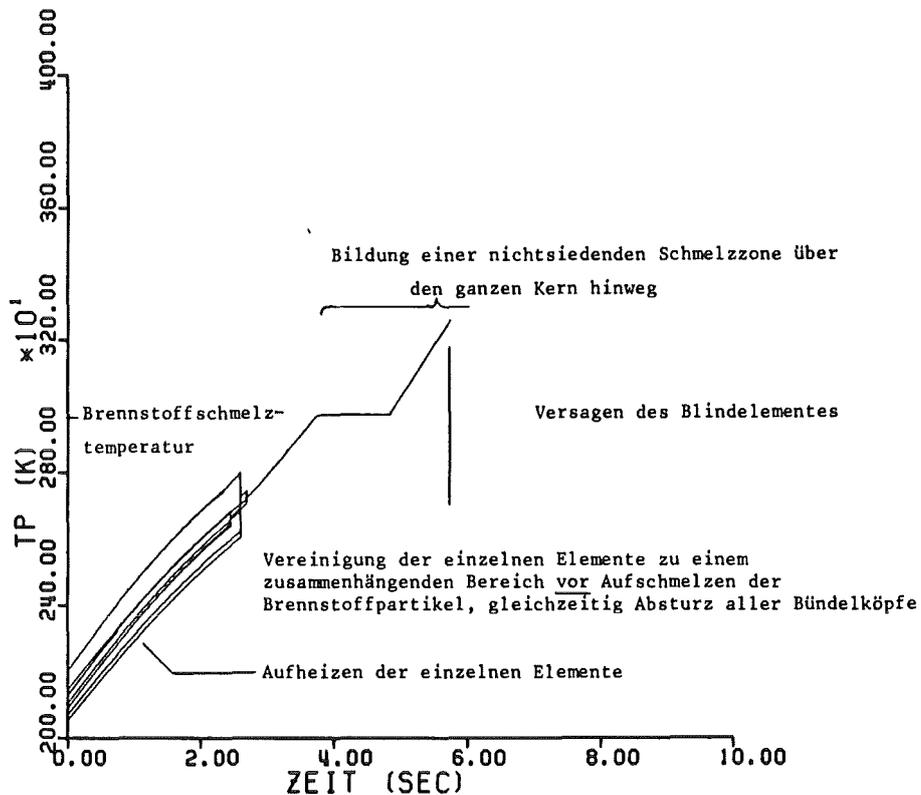
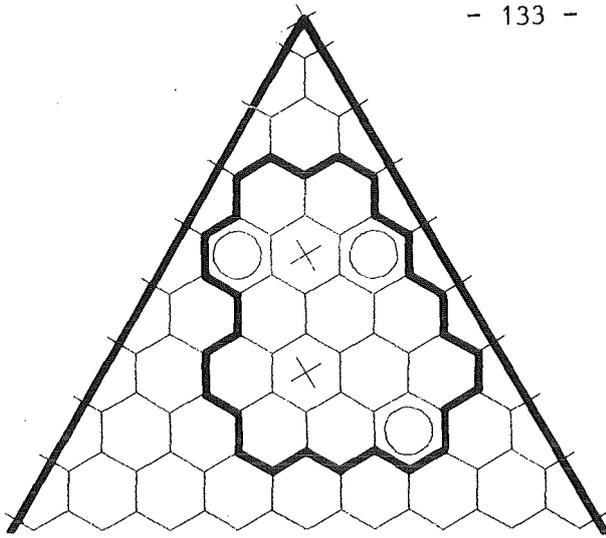


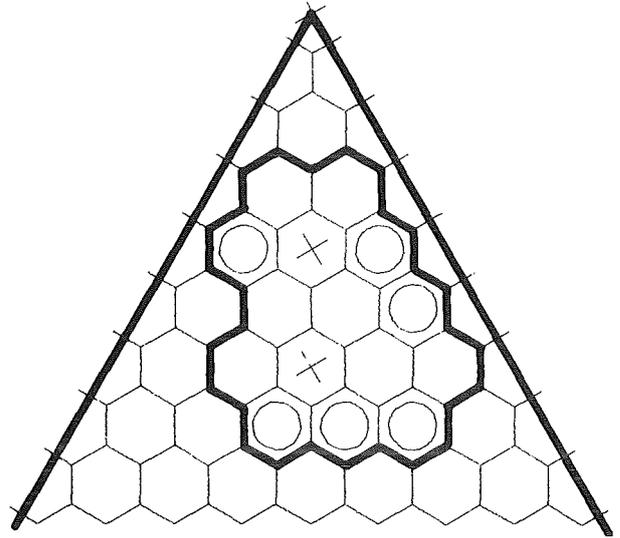
Abb.4.15 Zeitlicher Verlauf der Mitteltemperaturen in den einzelnen Brennelementen und nach Vereinigung im zusammenhängenden Bereich bei konstant 225% der Nennleistung mit der Parameterkombination B

bis 0.30s:

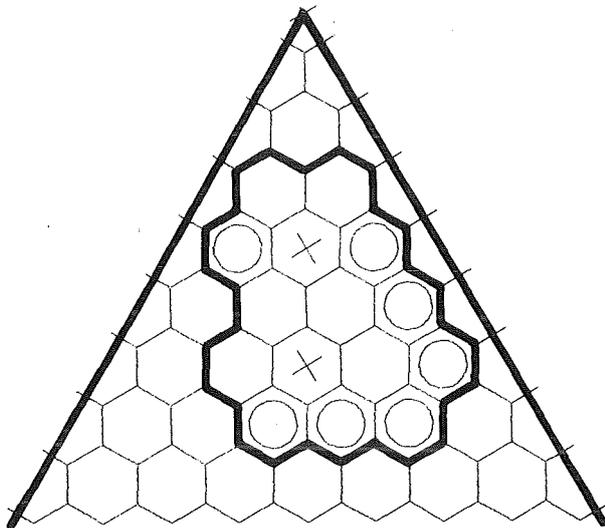
- Ausdampfen des restlichen Natriums aus den Spalten, die nicht an einem Sonderelement liegen



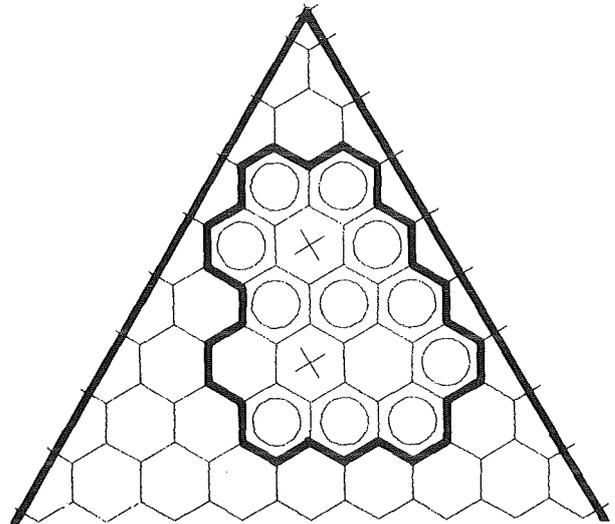
$t = 2.50s$



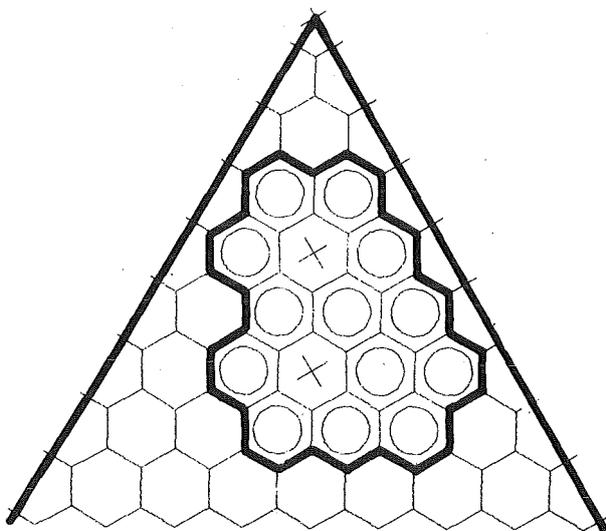
$t = 2.75s$



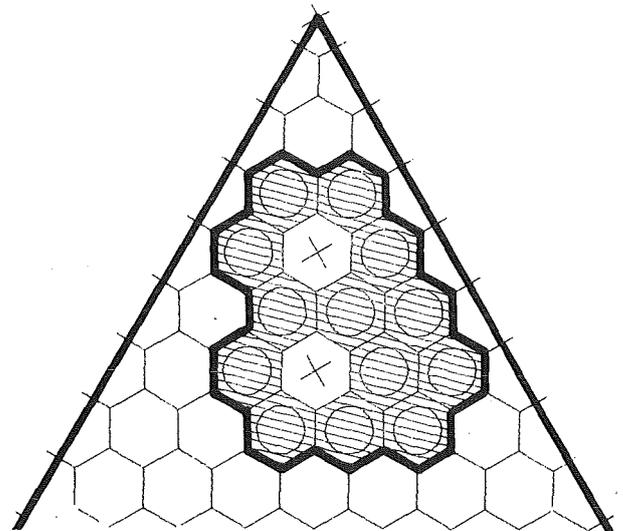
$t = 2.85s$



$t = 3.00s$



$t = 3.50s$



$t = 5.00s$

Abb.4.16 Zustand des betrachteten Kernausschnitts an ausgewählten Zeitpunkten bei 250% der Nennleistung mit der Parameterkombination B (Die verwendeten Symbole sind in Abb.4.4 erklärt.)

bis 2.00s:

- Aufheizen der Elemente
- Wände unten teilweise angeschmolzen, aber noch keine Wand durchgeschmolzen
- In allen unteren Blockaden wird die Stahlschmelztemperatur erreicht, in allen oberen Blockaden und einigen unteren Blockaden die Stahlschmelztemperatur überschritten.

2.00 bis 2.50s:

- Durchschmelzen derjenigen Wände im untersten Niveau der Elemente 15 und 17, die nicht gegenüber dem Blindelement liegen.
- Durchschmelzen derjenigen Wände im untersten Niveau der Elemente 47, 48 und 49 aus dem Leitkanals, die nicht gegenüber dem Regeltrimmelement liegen. Da hier jeweils benachbarte Brennelementwände geschmolzen sind, ist die Voraussetzung für die Vereinigung erfüllt. (Vereinigung findet hier unabhängig vom Zustand der Elemente statt.) Die Elemente 47, 48 und 49 werden somit von nun an als zusammenhängender (homogenisierter) Bereich betrachtet. Aller Brennstoff ist zu diesem Zeitpunkt noch fest.
- bei Element 49 (das nicht in der Nachbarschaft zu einem Sonderelement steht) sind zu diesem Zeitpunkt alle sechs Wände im untersten Niveau geschmolzen. Hiermit ist die Voraussetzung für den Bündelkopfabsturz erfüllt. (Bei dieser Rechnung entfällt das weitere Kriterium, daß die geschmolzenen Wandzonen oberhalb der festen Partikel liegen müssen.)
- Obwohl das Element 49 im zusammenhängenden Bereich (gebildet aus den Elementpositionen 47, 48 und 49) enthalten ist, stürzt nur der Bündelkopf im Element 49 ab. Die Bündelköpfe der beiden anderen Elemente werden zunächst noch von den intakten Wänden zum Sonderelement hin gehalten. (Die Homogenisierung bezieht sich nur auf die Materialien im Inneren der Elemente selbst. Wände und Blockaden, bzw. Bündelköpfe, werden trotz Homogenisierung weiterhin separat behandelt.)
- im Element 15 und 17 im untersten Niveau 1 nun auch Schmelzen der dem

Blindelement zugewandten Wände, der Brutmantel stürzt ab. Das Blindelement wird so etwa zum gleichen Zeitpunkt von außen angegriffen wie bei der Parameterkombination A.

- In einigen Brennelementen Durchschmelzen der Wände, die seit dem Schmelzen der jeweils gegenüberliegenden Wand von beiden Seiten angegriffen wurden. Auch bei diesen Elementen findet Vereinigung statt. Es bilden sich weitere zusammenhängende Bereiche, und zwar aus den Elementpositionen 9, 15 und 24 einerseits und 10, 17, 25 und 26 andererseits. Es gibt somit nun drei voneinander unabhängige zusammenhängende Bereiche. Nur die Elementpositionen 34, 36 und 37 bleiben zunächst noch separat. Die Homogenisierung der einzelnen Elementpositionen erkennt man im zeitlichen Temperaturverlauf, Abb.4.15, an den sprungförmigen Temperaturänderungen.

2.50 bis 2.75s:

- weitere Wände im untersten Niveau geschmolzen, aber zunächst nicht in Richtung auf die Sonderelemente. Der zusammenhängende Bereich, der aus den Elementen 47, 48 und 49 gebildet wird, propagiert in die Elemente 36 und 37.
- Durchschmelzen der Wände in Richtung auf das Regeltrimmelement nun auch in den Elementen 47 und 48 im untersten Niveau. In beiden Elementen findet Brutmantelabsturz statt. Das Regeltrimmelement wird somit, ebenso wie bei den anderen Rechnungen, später angegriffen als das Blindelement.
- Im nur von Brennelementen umgebenen Element 26 sind nun alle sechs Wände im untersten Niveau geschmolzen. Dies führt zum Bündelkopfabsturz.
- Vereinigung der drei bisher separaten zusammenhängenden Bereiche zu einem einzigen, der nun alle Elementpositionen umfaßt. Alle Brennelementpositionen sind nun im selben zusammenhängenden Bereich homogenisiert.

2.75 bis 3.00s:

- Bündelkopfabsturz in Element 37
- nun auch Schmelzen weiterer Wände in Richtung zu den Sonderelementen im untersten Niveau. Dadurch erfolgt Bündelkopfabsturz in den Elementen 9, 10, 24 und 25. Das Blindelement wird nun unten von allen Seiten angegriffen.

- bei 3.00s sind mit Ausnahme einiger Wände zum Regeltrimmelement hin alle Wände im untersten Niveau geschmolzen. Nur noch in den Elementen 34 und 36 sind die Wände in Richtung auf das Regeltrimmelement intakt. Entsprechend ist in diesen beiden Elementen der Bündelkopf noch nicht abgestürzt. In allen anderen Elementen hat Bündelkopfabsturz bereits stattgefunden.

3.00 bis 3.50s:

- die letzten das Regeltrimmelement bisher noch schützenden Wandsegmente im untersten Niveau schmelzen. Dadurch findet Bündelkopfabsturz auch in den Elementen 34 und 36 statt. Nunmehr sind alle Bündelköpfe abgestürzt.

Im weiteren Verlauf heizen sich die (homogenisierten) Elemente weiter auf. Bei ca. 4.8s (dies entspricht ca. 11 fps) wird in allen Elementen gleichzeitig in der unteren Partikelzone (wo die festen Brennstoffpartikel plus der geschmolzene Hüllrohrstahl sind) die Brennstoffschmelztemperatur erreicht. Die Bündelköpfe stehen nicht mehr auf "festen" Partikeln auf und können nun weiter in den ursprünglichen Kernbereich hineinrutschen. (Diese Vorgänge werden aber im Einzelnen nicht simuliert.) Hierdurch wird die Konfiguration vor Versagen des Blindelements unterkritisch. Das Blindelement versagt nach ca. 5.8 s (dies entspricht ca. 13fps). Zu diesem Zeitpunkt ist aller Brennstoff geschmolzen. Zum Vergleich: mit der Parameterkombination A versagte das Blindelement nach ca. 6.3s (ca. 14 fps).

Wie auch mit der Parameterkombination A wurde ebenfalls eine Rechnung mit 250% der Nennleistung durchgeführt. Während dort grundlegende Unterschiede bei der Ereignisfolge auftraten, verschieben sich hier nur alle Zeitskalen leicht, ohne daß sich am prinzipiellen Verlauf etwas ändert. Um in einen ähnlichen Übergangsbereich hineinzukommen, wie er bei der Parameterkombination A bei diesem Leistungsniveau auftrat, muß hier von etwa 4.5-facher Nennleistung ausgegangen werden (dies zeigt eine entsprechende Rechnung). Da der Bündelkopfabsturz hier früher stattfinden kann (bereits wenn die Wandzonen innerhalb der Partikelschüttung geschmolzen sind), muß auch der Druckaufbau durch Stahldampfbildung früher stattfinden, und deshalb muß die Leistung entsprechend höher sein.

2) Aussagen aus dieser Rechnung

- Im Gegensatz zur Rechnung auf gleichem Leistungsniveau mit der Parameterkonfiguration A findet hier früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen statt, da der Bündelkopfabsturz bereits durch Schmelzen der Wände im untersten Niveau 1 initiiert wird (unabhängig davon, ob die Partikel fest sind).
- Die direkt an die Sonderelemente grenzenden Wände schmelzen später durch als Wände, auf deren gegenüberliegenden Seite ein anderes Brennelement ist. Dies hat aber hier auf den Bündelkopfabsturz insofern keinen Einfluß, da in dieser Zeitspanne kein Druck in den Elementen aufgebaut wird (hierzu ist diese Leistung zu niedrig).
- Es bildet sich früh ein homogenisierter zusammenhängender Bereich über alle Elemente, da die Vereinigung bereits als Folge des Wandschmelzens im untersten Niveau erfolgt unabhängig davon, ob das Material zu diesem Zeitpunkt frei beweglich ist oder nicht. Brennstoff ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht geschmolzen.
- Vor Versagen des Blindelements beginnen auch die Partikel unterhalb der abgestürzten Bündelköpfe zu schmelzen. Hierdurch sinken die Bündelköpfe langsam in die Brennstoffschmelze hinein. Der Brennstoff wird so durch Brutstoff verdünnt. Hierdurch kann die gesamte Konfiguration vor Versagen des Blindelements unterkritisch werden.
- Das Blindelement versagt etwa zur gleichen Zeit wie auch bei der Rechnung mit der Parameterkonfiguration A. Entsprechend ist die dem System zugeführte Gesamtenergie etwa gleich (13 statt 14 fps). Aller Brennstoff ist geschmolzen. Der Stahldampfdruck beträgt 2 bar. Das Natrium im Blindelement hat zu diesem Zeitpunkt Siedebedingungen noch nicht erreicht.
- Die axialen Blockaden haben die Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase (Brennstoff/ Brutstoff) noch nicht erreicht und sind somit noch "intakt". Innerhalb der Blockaden ist aller Stahl vollständig geschmolzen.
- Während bei der Parameterkonfiguration A eine starke Abhängigkeit des Phänomenablaufs vom genauen Leistungsniveau gefunden wurde (da dieses Leistungsniveau dort gerade einen Übergangsbereich zwischen zwei Gruppen von Phäno-

menabläufen mit den entsprechenden Empfindlichkeiten markierte), spielt das genaue Leistungsniveau hier für den prinzipiellen Ablauf keine Rolle.

Da die zugeführte Energie gleich ist, ist beim Versagen des Blindelements bei beiden Parameterkombinationen der thermische Kernzustand vergleichbar. (Die zugeführte Gesamtleistung ist gleich, aber entsprechend der Homogenisierung anders verteilt.) Der Hauptunterschied zwischen beiden Parameterkonfigurationen liegt darin, daß hier

- alle Bündelköpfe abgestürzt sind im Gegensatz zu nur einigen bei der anderen Rechnung.
- die Schmelze zwar überhitzt ist, jedoch nicht aufsieden konnte, da kein freier Raum vorhanden war, in den hinein der Dampf expandieren konnte. Die Konfiguration ist somit nicht dispersiv.
- andererseits aber der Brennstoff stärker mit Brutstoff verdünnt wird, wenn die abgestürzten Bündelköpfe schließlich in die Schmelze hineinsinken. Hierdurch ist permanente Unterkritikalität und Einlaufen in die PAHR Phase sichergestellt.
- alle Elemente in einem einzigen zusammenhängenden Bereich enthalten sind.

Mit dieser Parameterkonfiguration B ergibt sich somit ein Kernzustand, der Charakteristika aufweist der Rechnungen mit der Parameterkonfiguration A bei Leistungsniveaus von 225% und 175%. Der thermische Zustand des Kerns stimmt in etwa überein mit dem, wie er sich dort mit 225% ergab (weil die zugeführte Gesamtenergie gleich ist). Der frühe Bündelkopfabsturz in allen Elementen und damit frühe Unterkritikalität war dagegen das Charakteristikum der Rechnung mit 175% der Nennleistung.

5. Gegenüberstellung und Vergleich der Einzelergebnisse

5.1 Charakteristische Ereignisketten und Potential für weitere energetische Abläufe in Abhängigkeit vom Leistungsniveau

Die Ergebnisse der einzelnen Rechnungen zeigten bei ansonsten identischen Parametern (Parameterkombination A) den dominanten Einfluß des (postulierten) Leistungsniveaus auf die möglichen Störfallentwicklungen, d.h. auf Ereignis-

ketten, dominante Effekte und Zeitskalen. Für den untersuchten Kernausschnitt mit den Anfangs- bzw. Randbedingungen des Falls E29 sowie bei den gewählten Eingabeparametern lassen sich folgende Gruppen von Phänomenabläufen ableiten und den jeweiligen Leistungsniveaus zuordnen (vgl. Abb.5.1). Bei den hier angegebenen Grenzleistungen ist aber eine Unschärfe für den Übergangsbereich selbst zu berücksichtigen, die sich durch Inkohärenzen zwischen den einzelnen Elementen ergibt.

1) bis 1.3-fache Nennleistung.

Versagen des Blindelements vor Bündelkopfabsturz. Der Bündelkopf wird nach dem Wandschmelzen von den festen Partikeln gehalten. Beim Versagen des Blindelements hat noch kein Druckaufbau durch Stahldampf stattgefunden, aller Brennstoff ist noch fest. Verdünnung des Brennstoffs durch Brutstoff hat nicht stattgefunden. Das Natrium läuft schließlich durch das Blindelement wieder in den Kernbereich zurück (Natrium- Reentry- Pfad). Die weitere Entwicklung wird einerseits durch die nun geöffneten Entladewege bestimmt, andererseits durch die Möglichkeit für Bündelkopfabsturz nach Abklingen der Brennstoffnatriumreaktion.

2) 1.3-fache bis 1.75-fache Nennleistung:

Früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen, alle Brennelementkastenwände sind geschmolzen. Beim Versagen des Blindelements herrscht kein Stahldampfdruck, der meiste Brennstoff ist noch fest. Geringfügige Massen geschmolzenen Brennstoffs sammeln sich zwischen den festen Partikeln an. Die abgestürzten Bündelköpfe stehen auf den festen Brennstoffpartikeln auf. Der Brennstoff ist deshalb nicht durch das herabgefallene Brutmaterial verdünnt. Nach dem Natriumwiedereintritt stehen aber im weiteren Verlauf, der mit BOPSIPR nicht beschrieben werden kann, die abgestürzten Strukturen zur Verdünnung des Brennstoffs zur Verfügung (Natrium- Reentry- Pfad).

3) 1.75-fache bis 2.5-fache Nennleistung:

Ebenfalls früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen, da vor Stahldampfdruckaufbau alle Brennelementkastenwände geschmolzen sind. Hier schmilzt bis zum Versagen des Blindelements aller Brennstoff. Die Konfiguration wird durch die früh abgestürzten und nun in die Schmelze hineinsinkenden Bündelköpfe unterkritisch.

4) 2.5-fache bis 5-fache Nennleistung:

Bildung eines integralen, siedenden Whole- Core- Pools, in dem die zunächst

| | | |
|-------|---|---|
| 0% | I | |
| | I | |
| | I | kein Bündelkopfabsturz vor Versagen des Blindelements, |
| | I | da Bündelkopf nach dem Wandschmelzen von den festen |
| 100% | I | Partikeln gehalten wird. |
| 130% | I | <u>Natriumwiedereintritt durch das Blindelement</u> |
| | I | früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen |
| | I | kein geschmolzener Brennstoff |
| 175% | I | <u>Natriumwiedereintritt durch das Blindelement</u> |
| 200% | I | früher Bündelkopfabsturz in allen Elementen |
| | I | große unterkritische Schmelzzonen |
| 250% | I | <u>Entladung durch das Blindelement</u> |
| | I | |
| | I | |
| 300% | I | |
| | I | integraler siedender (dispersiver) Whole- Core- Pool |
| | I | |
| | I | kein Bündelkopfabsturz |
| | I | |
| 400% | I | Entladung aller Materialien gemeinsam durch das |
| | I | <u>Blindelement</u> |
| | I | |
| | I | |
| 500% | I | |
| | I | |
| | I | |
| | I | |
| 600% | I | |
| | I | |
| | I | |
| | I | integraler siedender (dispersiver) Whole- Core- Pool |
| 700% | I | |
| | I | kein Bündelkopfabsturz |
| | I | |
| | I | Entladung der geschmolzenen Materialien gemeinsam durch |
| | I | nach oben <u>abgerissene Bündelköpfe</u> |
| 800% | I | |
| | I | |
| | I | |
| | I | |
| 900% | I | |
| | I | |
| | I | |
| | I | |
| 1000% | I | |
| | I | kein integraler Whole- Core- Pool |
| | I | Abreißen der Bündelköpfe durch Innendruck vor |
| | I | Vereinigung der einzelnen siedenden Schmelzzonen |
| | I | Entladung aus den einzelnen Elementen vor Propagation |

Abb.5.1 Gruppen von Phänomenabläufen mit Leistungsmaßstab, wie er sich beim SAS Fall E29 für die Parameterkonfiguration A ergab

noch intakten Sonderelemente stehen. Der Bündelkopfabsturz wird durch frühen Druckaufbau verhindert, d.h. der Spaltstoff ist nicht mit Brutstoff verdünnt. Durch kohärente Materialbewegungen in der Schmelze sind massive Rekritikalitäten möglich. Allerdings ist die Schmelze dispersiv, da ein leerer Raum zur Verfügung steht, in den hinein der Stahldampf expandieren kann. Die Schmelze ist somit zumindest teilweise von Dampfblasen durchsetzt. Die Entladung des geschmolzenen Materials erfolgt schließlich durch das Blindelement.

Der Übergang bei 2.5-facher Nennleistung ist eine besonders hervorzuhebende Grenze, da oberhalb dieses Leistungsniveaus die Möglichkeit für Bündelkopfabsturz, und damit verbunden frühe Verdünnung des Spaltstoffs, eingeschränkt ist. Oberhalb dieser Grenzleistung ist in der Phase integraler Materialbewegungen ein Potential für Rekritikalitäten vorhanden, wodurch energetische Verläufe nicht auszuschließen sind. In einem Übergangsbereich um diese Grenzleistung herum (also etwa zwischen 2- und 3-facher Nennleistung), stürzen in einigen Bündeln die Bündelköpfe ab, in anderen wird der Bündelkopfabsturz durch frühen Druckaufbau verhindert. Somit ist zwischen 2- und 3-facher Nennleistung die Verdünnung der Schmelze durch Brutstoff geringer als unterhalb etwa 2-facher Nennleistung. In diesem Übergangsbereich spielen die durch die Sonderelemente verursachten azimuthalen Inkohärenzen eine besondere Rolle, da sie den Bündelkopfabsturz in den benachbarten Brennelementen so lange verzögern können, bis dort Druckaufbau stattgefunden hat. In nur von anderen Brennelementen umgebenen Elementen kann hingegen in diesem Leistungsbereich der Bündelkopf früher abstürzen.

5) 5-fache bis 12.5-fache Nennleistung:

Ebenfalls Bildung eines Whole- Core- Pools mit dem Potential für massive Rekritikalitäten. Die große Öffnung bildet sich hier aber durch mechanisches Versagen der Blockaden bzw. Herausdrücken der Bündelköpfe nach Druckaufbau. Das Blindelement hat zu diesem Zeitpunkt noch eine Restwandstärke und wird somit als intakt betrachtet.

6) über 12.5-fache Nennleistung

Entladung der geschmolzenen Kernmaterialien aus siedenden Einzelbündelpools vor Schmelzen der Kastenwände und somit vor Vereinigung der Schmelzzonen in den einzelnen Bündeln zu einem Whole- Core- Pool. Wegen der noch intakten Wände sind kohärente Materialbewegungen in der Schmelze, und damit verbunden massive Rekritikalitäten, nicht möglich. Es findet also frühe

Entladung vor Vereinigung der Schmelzzonen statt. Die Entladung wird ermöglicht durch frühen massiven Druckaufbau und damit verbunden mechanische Zerstörung der axialen Blockaden bzw. Herausdrücken der Bündelköpfe nach oben. Der Störfall läuft über den dispersiven Pfad in die PAHR Phase ein.

Dieser Übergang ist besonders hervorzuheben, da sich oberhalb dieses Leistungsniveaus wegen der noch intakten Kastenwände keine neutronisch sensitive Konfiguration bildet. Die frühe Bildung der permanenten Öffnung ist aber abhängig von der postulierten Blockadefestigkeit. Bei den hier vorgestellten Rechnungen wurde die Versagensgrenze mit 10 bar festgelegt. In einem Übergangsbereich um 12.5-fache Nennleistung herum (etwa zwischen 10- und 15-facher Nennleistung) können sich hier zwar lokal propagierte Schmelzzonen bilden, jedoch kein integraler Whole- Core- Pool.

Man kann also festhalten, daß bei dieser Parameterkombination und bei den gegebenen Anfangs- und Randbedingungen frühe permanente Unterkritikalität möglich ist

- im Leistungsbereich unter (2- bis) 3-facher Nennleistung. Hier schmelzen die Brennelementkastenwände noch vor dem Brennstoffschmelzen. Da kein Druckaufbau innerhalb der Elemente stattgefunden hat, kann es zum Nachsacken der Bündelköpfe kommen mit dem vollen Verdünnungs- und Abschalteneffekt hereinfallender Strukturen. Der Unfall geht über den Natrium Reentry Pfad in die PAHR- Phase über. Im Ereignisbaum entspricht dies Pfad 2.

Im Bereich zwischen 2- und 3- facher Nennleistung bleibt ein geringerer Verdünnungseffekt als unterhalb 2- facher Nennleistung, da in einigen Elementen vor dem Schmelzen der letzten Wand bereits lokal Druckaufbau durch Stahlsieden stattgefunden, wodurch der Bündelkopfabsturz in diesen Elementen behindert wird.

- im Leistungsbereich oberhalb (10- bis) 15-facher Nennleistung, da hier noch innerhalb der intakten Brennelementkästen hohe Drücke entstehen. Dies führt zu einer Entladung aus den einzelnen Kästen durch mechanische Zerstörung der Blockaden vor Vereinigung von Schmelzzonen zu einem neutronisch sensitiven Whole- Core- Pool. Der Unfall geht über den dispersiven Pfad in die PAHR Phase über. Im Ereignisbaum entspricht dies Pfad 4.

Im dazwischenliegenden Leistungsbereich, also zwischen 3- und 10- facher Nennleistung, bildet sich noch vor der thermischen Propagation in die Sonderelemente, bzw. noch vor massivem Innendruckaufbau und damit verbunden mechanischem Versagen der axialen Blockaden ein fluiddynamisch zusammenhängender Bereich, der sich über alle betrachteten Brennelemente erstreckt (Whole- Core- Pool). Dies führt zu neutronisch sensitiven Anordnungen noch vor der Öffnung von Entladewegen. In diesem Leistungsbereich ist das Potential für starke Rekritikalitäten gegeben. Im Ereignisbaum entspricht dies Pfad 5.

Folgende weitere Aussagen können über das Verhalten des Kerns in der Übergangsphase, bzw. über die dominanten Effekte, gemacht werden. Insbesondere treten folgende denkbare Ereignisketten nicht auf:

- nicht festgestellt wurde bei den Rechnungen eine Propagation von lokalen Schmelzzonen in die Sonderelemente hinein vor Bildung eines integralen Whole- Core- Pools.

Dies wäre unter Umständen möglich durch lokal besonders hohe Leistungsniveaus um die Sonderelemente herum bei wesentlich niedrigeren Leistungsniveaus in anderen Kernbereichen, so daß der Brennstoff um die Sonderelemente herum bereits geschmolzen, in anderen Bereichen aber noch fest ist. Hierzu ist im SNR-300 das Leistungsprofil zu flach.

- die axialen Blockaden versagen thermisch nicht, wenn ihre Schmelztemperatur von Brenn- bzw. Brutstoff bestimmt wird. Dies kommt von der großen Wärmekapazität im Vergleich zur geringen Leistungserzeugung in der Blockade (der Brennstoff ist durch Brutstoff, in dem keine Wärme erzeugt wird, verdünnt). Auch ist der Wärmeübergang durch Dampfkondensation bzw. Strahlung gering.
- unabhängig von der neutronisch sensitiven Konfiguration ist ein Whole- Core- Pool auch thermisch nicht über längere Zeit stabil.
- es wurde keine Situation gefunden, in der ein Whole- Core- Pool wieder kollabieren kann, da durch den herrschenden Druck keine Wärmesenke in den Pool zurückfällt (kein Bündelkopfabsturz mehr möglich).

Weiter soll als Ergebnis der Untersuchungen festgehalten werden:

- Betrachtet man die verschiedenen Sonderelemente untereinander, so wird

aufgrund seiner Konstruktionsmerkmale (kein internes Führungsrohr) das Blindelement als erstes versagen.

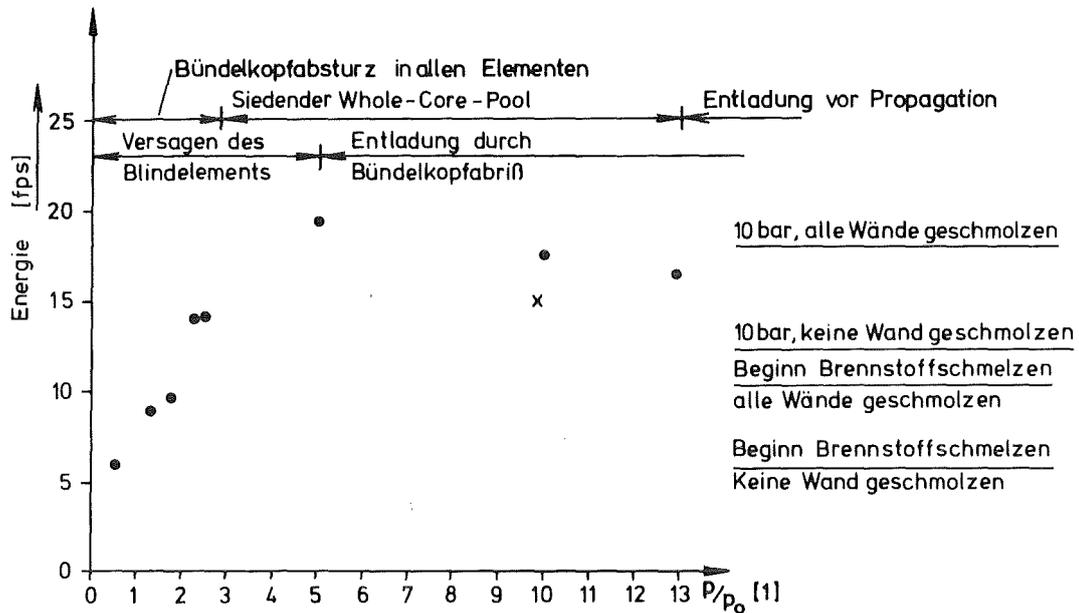
Der Phänomenablauf (bzw. der Endzustand) der Rechnung mit der postulierten transienten Leistung entspricht dem Bereich 6), d.h. frühe Entladung vor Vereinigung von Schmelzzonen. Mittelt man diese Leistung zeitlich, dann liegt der Mittelwert etwa im entsprechenden (konstanten) Leistungsbereich (bei 10-facher Nennleistung). Um aber die Aussage, daß die Angabe der zeitlich gemittelten Leistung gleichwertig ist mit der mittleren konstanten Leistung, zu verallgemeinern, sind weitere Rechnungen, auch mit anders postulierten zeitlichen Leistungsabläufen, erforderlich.

5.2 Während der Übergangsphase zugeführte Energie

Nachdem nun unter den gegebenen Anfangs- und Randbedingungen sowie bei den gewählten Eingabeparametern eine eindeutige Zuordnung von Leistungsniveau zum Phänomenablauf und damit zum Störfallpfad herausgearbeitet werden konnte, soll nun untersucht werden, ob eine ebensolche Zuordnung auch zwischen dem Störfallpfad und der dem Kern in der Übergangsphase zugeführten Energie möglich ist.

In Abb.5.2 ist für jede Rechnung über der konstanten bzw. gemittelten Leistung die Energie in Vollastsekunden (fps: full power seconds) aufgetragen, die dem Kern in der Übergangsphase bis zur Bildung der großen permanenten Öffnung (Kriterium für den Abbruch der Rechnung) zugeführt wurde. Die Nulllinie entspricht somit dem Zustand des Kerns am Ende der Einleitungsphase. Bis 5-fache Nennleistung wurde die Rechnung durch Versagen des Blindelements beendet, darüber durch mechanisches Versagen der Blockaden durch Innendruckaufbau. Bis etwa 3-fache Nennleistung können die Bündelköpfe abstürzen, wodurch die Konfiguration neutronisch stabilisiert wird.

Man erkennt, daß in dem Leistungsbereich, in dem die Rechnung durch das Versagen des Blindelements beendet wird, mit zunehmender Leistung die dem Kern insgesamt zugeführte Energie zunimmt. Grund hierfür ist, daß bei niedrigen Leistungen der Wandwärmeübergang relativ zur intern erzeugten Leistung eine größere Rolle spielt als bei hohen Leistungsniveaus. Bei hohen Leistungsniveaus ist so das System "adiabater". Bis zum Durchschmelzen der Wände kann so bei hohen Leistungen mehr Energie zugeführt werden als bei niedrigen Leistungen. Dies äußert sich bei den einzelnen Fällen so, daß bei höheren Leistungen der Brennstoff vor Versagen des Blindelements schmelzen kann, bei



- zeitlich konstante Leistung
- x zeitlich gemittelte Leistung

Abb.5.2 Die dem Kern in der Übergangsphase zugeführte Energie in Vollastsekunden (full power seconds: fps) bei den beschriebenen Rechnungen in Abhängigkeit vom mittleren Leistungsniveau. Zusätzlich angegeben ist die Energie, die zum adiabaten Aufheizen des Kerns auf Brennstoffschmelztemperatur und bis zum Erreichen der 10 bar Stahldampfdruck erforderlich ist sowie mit vollständigem Wandschmelzen.

niedrigen nicht, was bei entsprechend hohen Leistungsniveaus zur Bildung eines integralen siedenden Whole- Core- Pools führt und somit zum Einlaufen in die neutronisch sensitive Phase integraler Materialbewegungen.

In dem Bereich oberhalb 5-facher Nennleistung wird das mechanische Versagenskriterium für die oberen Strukturen (10 bar Grenze) überschritten, bevor das Blindelement thermisch versagt. Es ist somit für den Abbruch der Rechnung nicht erforderlich, daß massives Wandschmelzen stattgefunden hat, d.h. dem System muß die zum Wandschmelzen erforderliche Energie nicht mehr in dem Maße

zugeführt werden wie in dem Leistungsbereich, wo das Blindelement versagte. Schließlich wird die zugeführte Leistung so groß, daß massiver Druckaufbau und damit verbunden Entladung durch Herausdrücken der Bündelköpfe möglich ist, ohne daß überhaupt eine Wand geschmolzen ist. Dies führt zur Entladung vor Vereinigung von Schmelzzonen, wodurch ein Einlaufen in die neutronisch sensitive Phase integraler Materialbewegungen verhindert wird.

Die zugeführte Energie in Abhängigkeit von der Leistung durchläuft also ein Maximum, vgl. Abb.5.2. Entsprechend ist eine eindeutige Zuordnung von in der Übergangsphase zugeführter Energie zum Phänomenablauf, der gekennzeichnet ist durch diese Leistungsniveaus, nicht möglich.

Legt man bei diesen Betrachtungen für die Rechnungen mit dem postulierten zeitlichen Leistungsverlauf die hieraus zeitlich gemittelte Leistung zu Grunde, so liegt die dem Kern zugeführte Energie unterhalb derer, die sich bei der Rechnung mit der entsprechenden konstanten Leistung ergibt. Würde man die Leistung erst ab dem ersten Leistungspuls mitteln, dann stimmen die zugeführte Energie für den Fall mit postuliertem zeitlichem Leistungsverlauf und der Rechnung mit der entsprechend höheren konstanten Leistung besser überein.

Zusätzlich ist in Abb.5.2 die Energie in fps angegeben, die erforderlich ist, um ausgehend von einem Anfangszustand von 2000K in den Brennelementen die Brennstoffschmelztemperatur zu erreichen bzw. um einen Stahldampfdruck von 10 bar aufzubauen, wenn die Materialien adiabat zur Wand sind sowie wenn alle Wände vollständig geschmolzen sind. Die Anfangstemperatur der Wände betrug dabei 1200K. Es sind dies die Werte, die die Elemente typischerweise zu Beginn der BOPSIPR Rechnung als Anfangsbedingung haben.

Vergleicht man den jeweiligen Endzustand des Kerns gemäß den einzelnen Rechnungen mit diesen Energien, so erkennt man die gute Übereinstimmung. Daß die bei den einzelnen Fällen ermittelten Werte meist an der oberen Grenze bzw. leicht darüber liegen, ist durch die zusätzlichen Wärmeverluste an die Sonder-elemente bzw. axialen Blockaden zu erklären.

5.3 Azimutale Inkohärenzen

Die integrale bündelweise Betrachtungsweise zeigte ferner, daß im Kern azimutale Inkohärenzen zwischen den einzelnen Brennelementen auftreten können. Diese ergaben sich

- aus den von SAS übernommenen Anfangsbedingungen für die einzelnen Elemente
- aus der Nachbarschaft einiger der Elemente zu den Sonderelementen, da diese für ihre unmittelbare Umgebung eine Wärmesenke darstellen, die für die entfernten Elemente nicht existiert.

Besonders wirken sich azimutale Inkohärenzen auf das gesamte Kernverhalten aus bei Leistungsniveaus, die den Übergang zwischen zwei Gruppen von Phänomenabläufen markieren. Diese Übergangsbereiche sind deshalb besonders empfindlich, da dort mehrere Ereignisse in Konkurrenz zueinander fast gleichzeitig stattfinden und somit auch geringe Unterschiede zwischen zwei Elementen sich stark auf den weiteren Ereignisablauf auswirken können. Hierdurch ergibt sich die Bandbreite im erforderlichen Leistungsniveau für den Übergang zwischen zwei Gruppen von Phänomenabläufen.

Werden durch Homogenisierung die sich von SAS ergebenden unterschiedlichen Anfangsbedingungen in den einzelnen Brennelementen verschmiert über einen zusammenhängenden größeren Bereich (in dem mehrere Elementpositionen enthalten sind), so treten weniger azimutale Inkohärenzen auf wie die entsprechende Rechnung zeigte, vgl. Kap 4.5.4. Entsprechend verengt sich die Bandbreite für den Übergang zwischen den Gruppen von Phänomenabläufen.

5.4 Einfluß der Eingabeparameter auf die Grenzleistungen für potentiell energetische Abläufe

Mit BOPSIPR wurden Pfade zur frühen permanenten Unterkritikalität analysiert. Von besonderer Bedeutung erwies sich dabei der Bündelkopfabsturz. Andererseits muß sich eine große permanente Öffnung im allseitig abgeschlossenen Bereich vor der Vereinigung von Schmelzzonen zu einem siedenden Whole- Core- Pool bilden. Man kann fragen, wie sich andere Annahmen in den Einzelmodellen und andere Kriterien für diese Schlüsselphänomene auf das gesamte Kernverhalten auswirken, d.h. auf das Wechselspiel der in BOPSIPR berücksichtigten Einzelvorgänge. Von besonderem Interesse ist hierbei, wie davon die Grenzleistungen für potentiell energetische Abläufe verschoben werden.

Durch frühen Bündelkopfabsturz verringert sich das Potential für energetische Abläufe. Für den Bündelkopfabsturz ist neben dem Wandwärmeübergang von Bedeutung:

- ob feste Partikel in den einzelnen Elementen den Bündelkopf halten können, oder ob auch ein Kastenwandschmelzen in Höhe der festen Partikelschüttung zum Bündelkopfabsturz führt. Die Rechnung mit der Parameterkombination B zeigte, daß der Zeitpunkt des Bündelkopfabsturzes hiervon dominant bestimmt wird.
- ob genügend Druck im Element aufrechterhalten werden kann, um den Bündelkopf an seiner ursprünglichen Position zu halten. Bei den Rechnungen wurde angenommen, daß der Beginn des Stahlsiedens diesen Absturz verhindert. Mit höheren erforderlichen Drücken erhöht sich das Potential für den Bündelkopfabsturz.
- ob Druckaufbau in einzelnen Elementen auch in benachbarten Elementen, in denen selbst noch kein Druckaufbau stattgefunden hat, den Bündelkopfabsturz ggf. verhindern kann.
- die Tragfähigkeit der Wände, hier ausgedrückt durch die minimale Wanddicke für das Durchschmelzen und das Kriterium, daß alle sechs Wände in gleicher Höhe geschmolzen sein müssen, wenn es zum Absturz kommen soll. Die Annahme einer größeren minimalen Wanddicke führt dazu, daß der Bündelkopf früher abstürzen kann.
- ob die Bündelköpfe gegenseitig so verspannt sind, daß sie einzeln gar nicht abstürzen können, bzw. daß immer nur einige Bündelköpfe zusammen abstürzen.

Maßgebend ist des Weiteren der Wandwärmeübergang. Im Modell für Brennelemente mit festen Brennstoffbrocken (SOPSI) ist die Mobilität gering. Kastenschmelzen durch thermische Belastung leitet deshalb den Bündelkopfabsturz ein, jedoch nicht die Bildung beweglicher fluiddynamischer Pools. Bündelkopfabsturz ergab sich somit in SOPSI in Abhängigkeit von

- der mittleren Wärmeleitfähigkeit in den beiden Partikelzonen. Bereits die theoretischen Ansätze zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Mehrkomponentengemischen sind umstritten. Hierdurch ergibt sich eine Unsicherheit in der Modellierung.

- Entsprechend der postulierten Materialverteilung und der Gleichung von Kämpf und Karsten /49/ ist die mittlere Wärmeleitfähigkeit in der unteren Partikelzone mit dem flüssigen Stahl zwischen den Brennstoffpartikeln mehr als 5-mal besser als in der oberen. Bei einer anderen Materialverteilung im Element, etwa durch eine andere mittlere Porosität, oder wenn mehr Stahl auf den Partikeln oben haftet, oder wenn nicht der gesamte Leerraum zwischen den Partikeln mit Stahl gefüllt ist, schmelzen allein auf Grund der örtlich veränderten Wärmeleitfähigkeit innerhalb des Elements die axialen Wandzonen oben zuerst und früher durch, wodurch die Bündelköpfe früher abstürzen können.
- Ein axialer Temperaturgradient führt ebenfalls zu früherem Durchschmelzen der Wandzonen in oberen Bereichen, aber auch zu früherem Druckaufbau. Dies sind in Bezug auf den Bündelkopfabsturz gegenläufige Effekte.
- Einen gewissen Einfluß hat auch die Annahme, daß alle Kastenwände als Anfangsbedingung die gleiche Dicke haben wie im Betrieb. Durch separate Hüllrohrbewegungen in der Einleitungsphase ist denkbar, daß die Kastenwände durch wiedererstarteten Hüllrohrstahl verdickt sind. Bei gleichzeitiger Initialisierung von Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen ist dies aber weniger bedeutsam, da die Stahlschmelze vom Brennstoff weiter beheizt wird und so nur langsam abkühlen und ausfrieren kann.
- Der Mechanismus des Wandwärmeübergangs ist von dominanter Bedeutung. Hierfür wurde in SOPSI eine thermische Grenzschicht angenommen. Durch Verbesserung des Wandwärmeübergangs stürzen die Bündelköpfe früher ab, gleichzeitig verlangsamt sich die Erwärmung der Brennstoffbrocken. Frühes Kastenversagen bei geringerer Mobilität des Brennstoffs verstärkt so das Potential für eine frühe Spaltstoffverdünnung durch Bündelkopfabsturz. Hierdurch verringert sich das Rekritikalitätspotential.
- Läuft der Stahl, der sich im unteren Teil der Partikelschüttung befindet, aus dem Kernbereich heraus, etwa durch mechanisches Versagen der Brennelementkästen an den Ecken (Rißbildung), dann verschlechtert sich die mittlere Wärmeleitfähigkeit der unteren Zone. Der Bündelkopf stürzt aber trotzdem etwa zur gleichen Zeit ab, wenn dies von der oberen Zone bestimmt wird, d.h. dieser Effekt hat auf den Bündelkopfabsturz keinen Einfluß. Da sich die untere Partikelzone nun etwa gleich schnell aufheizt wie die obere, propagiert aber die Schmelzfront schneller von oben nach unten.

- Falls die Spalte durch thermische Ausdehnung bzw. Schwellen der Brennelementbündel nicht geschlossen sind, ist Schmelzangriff auf die Wände auch von der Spaltseite her denkbar durch Stahl, der in die Spalte gelangt ist. Durch diesen zusätzlichen Schmelzangriff würden die Kästen in den unteren Bereichen, wo der flüssige Hüllrohrstahl ist, früher versagen.

Wenn aber der Bündelkopfabsturz von Vorgängen in der oberen Zone (mit den trockenen Brennstoffpartikeln) bestimmt wird, haben alle Effekte, die sich nur auf die stahlbenetzte Zone darunter auswirken, keinen Einfluß auf das gesamte Kernverhalten, wohl aber verhält sich das Element im Detail anders. Aber alle Effekte, die zu zeitlich früherem Wandschmelzen in der oberen Partikelzone führen, erhöhen in diesem Fall das Potential für den Bündelkopfabsturz.

Für das Zusammenwachsen von Schmelzzonen ist von Bedeutung

- das Kriterium für Kastenwandversagen, hier ausgedrückt durch die maximal zulässige Abtragung der Kastenwände bei thermischer Wandbelastung.

Nach dem Wandversagen können bei entsprechender Mobilität des Kernmaterials radiale Austauschvorgänge stattfinden. Bei einer siedenden Schmelzzone (BOPSI) ist deshalb der Wandwärmeübergang vor allem für das Zusammenwachsen von Schmelzzonen von Bedeutung. Wenn der Bündelkopfabsturz vom bereits herrschenden Druck verhindert wurde, kann es so zur Bildung von neutronisch sensitiven Anordnungen kommen. Alle Effekte, die zu früherem Wandschmelzen bei bereits geschmolzenem Brennstoff innerhalb der zunächst noch intakten Brennelementkästen führen, erhöhen deshalb das Potential für energetische Rekritikalitäten. Der Wandwärmeübergang wird bestimmt von

- Brennstoffkrusten, bzw. deren mechanischer Stabilität. Hierdurch wird die Wandoberflächentemperatur bestimmt, die die Schmelze "sieht". Wenn die Brennstoffkruste mechanisch nicht stabil ist, schmelzen die Wände früher.
- Inertgasmasse, da durch das Kondensationsverhalten im trockenen Dampfraum auch der Dampfstrom aus der Schmelze heraus bestimmt wird und damit die Konvektion in der Schmelze. Durch erhöhte Inertgasmasse würde der Wärmeübergang aus der Schmelzzone heraus verringert.
- Eigenschaften der oberen Blockade, d.h. ob es eine Brennstoff- oder Stahl-

blockade ist. Hierdurch wird die Oberflächentemperatur der Blockade bestimmt, die sich auf die Dampfkondensation und damit auf die Konvektion in der Schmelze auswirkt. Eine Brennstoffblockade führt so zu späterem Wandschmelzen unten in der Schmelze als eine Stahlblockade.

- Wenn der Dampf als Oberfläche sein eigenes Kondensat sieht (geschlossener Kondensatfilm) und somit die Absorbtionszahl der Kondensationsfläche vom Stahl selbst und nicht von der Brennstoffkruste bestimmt wird, ist der Anteil der Strahlungskühlung des Dampfes wegen der geringeren Absorbtionszahl des Stahls wesentlich kleiner, als wenn die strahlenden Oberflächen Brennstoff wären. Die Annahme eines geschlossenen Stahlfilms führt so zu späterem Wandschmelzen unten.
- 2-D Effekte bei der Bewegung der Schmelze im Element sind in den experimentellen Wärmeübergangskorrelation /13/ indirekt enthalten. Evtl. sind "bessere" Korrelation mit schwereren Materialien erforderlich.
- Falls die Spalte nicht geschlossen sind, ist Angriff auch von außen auf die Wände möglich, wenn nach dem Schmelzen einzelner Wände flüssiger Brennstoff in benachbarte Spalte gelangt. Dieser Vorgang wird vom Druck in den Elementen unterstützt. Dies führt zu früherem Versagen der Kastenwände.

Für die Bildung der großen Öffnung, durch die das Kernmaterial schließlich entladen werden kann, so daß nur noch unterkritische Restmassen im Kernbereich verbleiben, ergaben sich folgende Möglichkeiten:

- Beim Versagen des Blindelements spielen bis auf die kritische Wärmestromdichte Effekte im Blindelement selbst, z.B. Natriumrestdurchsätze und Naturkonvektion, keine Rolle, da der Wärmestrom ins Natrium hinein von der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Wandstahls bestimmt wird. Zu einem früheren thermischen Versagen der Sonderelemente führt Schmelzangriff von außen, wenn die Spalte nicht geschlossen sind und so Schmelze an die Sonderelemente gelangt, bevor die direkt gegenüberliegenden Brennelementwände durchgeschmolzen sind. Ungeklärt ist, ob die Sonderelemente auch dann noch mechanisch intakt bleiben, wenn in ihrer unmittelbaren Umgebung hoher Druck herrscht. Hier ergibt sich unter Umständen zusätzlich zum Versagen der oberen Strukturen ein weiteres Potential für eine frühe Entladung aus den Bereichen um die Sonderelemente herum.

- Der erforderliche Druck für den Bündelkopfabriß wird bestimmt von der Festigkeit der oberen Strukturen. Da durch frühen Bündelkopfabriß Entladung vor Vereinigung der Schmelzzonen möglich ist, ist auch dies ein wesentlicher Parameter.
- Für das Versagen der axialen Blockaden ist entscheidend, ob deren Eigenschaften von Brennstoff oder von Stahl bestimmt werden. Ist Brennstoff die kontinuierliche Komponente, d.h. wird das Versagen der Blockade von der Brennstoffschmelztemperatur bestimmt, so ist dies ein Vorgang, der "spät" stattfindet im Vergleich zu anderen, z.B. im Vergleich zum Versagen des Blindelements. Entsprechend haben die Blockadedicke, deren Anfangstemperatur, die interne Leistungserzeugung in der Blockade, Wärmeübergang an die Blockaden etc. keine Bedeutung für das gesamte Kernverhalten. Die Blockaden treten in den Vordergrund, wenn deren Versagen bestimmt wird vom Erreichen der Stahlschmelztemperatur. Bei der Darstellung der einzelnen Ergebnisse wurde darauf hingewiesen, wann die Stahlschmelztemperatur erreicht bzw. überschritten wurde.

6. Schlußfolgerung

Mit der integralen Analyse konnten Bedingungen (hier: das Leistungsniveau in der Übergangsphase) für das Einlaufen in die jeweiligen Störfallpfade herausgearbeitet werden. Es wurde gezeigt, daß es bestimmte Leistungsbereiche gibt, in denen bestimmte Phänomene das Kernverhalten dominant bestimmen, und daß es andererseits Grenzleistungen gibt, an denen andere Phänomene für das Kernverhalten dominant werden und an denen sich somit das Kernverhalten grundsätzlich ändert (Leistungsmaßstab für das Kernverhalten). Eine entsprechende Zuordnung zur zugeführten Energie wurde aber nicht gefunden.

Durch azimutale Inkohärenzen zwischen den einzelnen Brennelementen ergibt sich für diese Grenzleistungen aber eine gewisse Unschärfe. Von Bedeutung für die auftretenden azimutalen Inkohärenzen sind auch die Sonderelemente, die eine lokale Wärmesenke für ihre unmittelbare Umgebung darstellen.

Weiter konnten durch den Schluß von den Ereignisketten auf das Potential für einen weiteren energetischen Ablauf diejenigen Leistungsbereiche in der Übergangsphase herausgearbeitet werden, für die im weiteren Verlauf energetische Rekritikalitäten nicht ausgeschlossen werden können. Je nachdem, ob der Wandwärmeübergang im Vergleich zur internen Leistungserzeugung "sehr gut"

oder "sehr schlecht" ist, ergibt sich folgende Phänomenologie, durch die das Einlaufen in die Phase integraler Materialbewegungen mit neutronisch sensitiven Konfigurationen verhindert wird:

- bei sehr gutem Wandwärmeübergang findet das Wandschmelzen "früh" statt im Vergleich zu anderen Effekten, wie z.B. Druckaufbau in den einzelnen Elementen. Entsprechend stürzen die Bündelköpfe "früh" ab, wenn aller Brennstoff noch fest ist. Mithin werden durch den Bündelkopfabsturz auch keine Materialbewegungen im Element eingeleitet, die zu Rekritikalitäten führen können. Nachdem der Brennstoff schließlich zu schmelzen beginnt, sinken die Bündelköpfe in die Schmelze hinein, wodurch die Konfiguration permanent unterkritisch wird durch die Verdünnung des Brennstoffs mit Brutstoff. Vereinigung von Schmelzzonen als Schlüsselphänomen spielt hier keine Rolle, da nach Verdünnung des Brennstoffs durch die herabgefallenen Strukturen keine großen Rekritikalitätspotentiale mehr entstehen können.
- bei sehr schlechtem Wandwärmeübergang findet kaum Wandschmelzen statt, dafür schmilzt aller Brennstoff "früh" und es wird "früh" massiver Innendruck aufgebaut, der dann zur Öffnung von Entladewegen durch mechanisches Versagen der Blockaden führen kann. Da die Wände **noch weitgehend** intakt sind, ist die Vereinigung von Schmelzzonen, d.h. die Ausbildung eines neutronisch sensitiven Whole- Core- Pools nicht möglich. Die Situation ist gekennzeichnet durch siedende Einbündelpools, bzw. durch lokale Schmelzzonen. Die Bündelköpfe stürzen wegen des bereits herrschenden Drucks nicht ab, d.h. der Brennstoff ist kaum mit Brutstoff verdünnt, abgesehen von geringen, von den axialen Blockaden eingeschmolzenen Mengen. Nach Bildung der großen Öffnung durch den hohen Innendruck erfolgt schließlich frühe Entladung aus den einzelnen Bündeln.

Bei den hier verwendeten Anfangs- und Randbedingungen und bei den hier gewählten Eingabeparametern führten Leistungsniveaus zwischen ca. 3- und ca. 10-facher konstanter Nennleistung zu neutronisch sensitiven Konfigurationen.

Die Rechnungen mit BOPSIPR zeigten weiter, daß sich diese Grenzleistungen verschieben, wenn Parameter geändert werden (vgl. z.B. die Rechnung mit der Parameterkombination B). Zukünftige Untersuchungen sollten sich deshalb auf die bei den jeweiligen Grenzleistungen dominanten Effekte im Detail konzentrieren, um die jeweiligen Grenzleistungen sicherer bestimmen zu können. Die Unsicherheiten bei der Modellierung sind letztlich in den Eingabeparametern enthalten.

Der Leistungsbereich, der zu neutronisch sensitiven Konfigurationen führt, wird eingeengt, d.h. das Potential für energetische Verläufe wird verringert durch

- alle Effekte, die den Bündelkopfabsturz vorverlagern. Sie erlauben ein höheres unteres Leistungsniveaus, da die Energie für den lokalen Druckaufbau, durch den der Bündelkopfabsturz verhindert und schließlich die Ausbildung des siedenden Whole- Core- Pools ermöglicht wird, in kürzeren Zeiten aufgebracht werden muß.
- alle Effekte, durch die die Vereinigung der siedenden Schmelzzonen in den Einzelbündeln zu einem Whole- Core- Pool zu späteren Zeitpunkten verschoben wird. Sie erlauben ein niedrigeres oberes Leistungsniveau, da für den massiven Druckaufbau, der zur mechanischen Zerstörung der oberen Strukturen und damit verbunden zur Entladung des Kernmaterials führen kann, mehr Zeit zur Verfügung steht, ehe es zum Kastenwandschmelzen und damit verbunden zur Vereinigung der lokalen Schmelzzonen kommt.

Die Untersuchungen zeigen insgesamt, daß mit dem nur lose verspannten Kernverband des SNR-300 in einem relativ großen Leistungsbereich der Übergangsphase neutronisch stabile Konfigurationen erreicht werden können, ohne daß es vorher zu einer Bildung von zusammenhängenden Schmelzzonen mit hohem Rekritikalitätspotential kommt.

Abschließend sollen die Ergebnisse anderer Untersuchungen der Übergangsphase, etwa /57/, genannt werden. Mittelt man den zeitlichen Leistungsverlauf, der sich gemäß /57/ ergibt, so erhält man ein mittleres Leistungsniveau unter 3-facher Nennleistung. Vergleicht man dies mit dem Leistungsmaßstab, der bei den hier vorgestellten BOPSIPR Rechnungen aufgestellt wurde, so ist dies der Leistungsbereich, der durch frühen Bündelkopfabsturz und somit neutronische Stabilisierung des Kerns, d.h. durch einen nichtenergetischen weiteren Verlauf gekennzeichnet ist.

7. Literatur

- /1/ Risikoorientierte Analyse zum SNR-300
- Bericht des GRS -
GRS-A-700 (April 1982)

- /2/ P.Royl:
Untersuchungen zu Kühlmitteldurchsatzstörfällen im
abgebrannten Mark 1A Kern des Kernkraftwerks Kalkar,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 2845 (1979)

- /3/ E.Rumble, M.Schikorr:
Conditional Risk Assessment of SNR-300 Liquid Metal Fast
Breeder Reactor Plant,
SAI-320-82-PA, August 1982

- /4/ P.Royl, D.Struwe. H.Vossebreker:
Vessel Failure Event Tree Evaluation for an Unprotected
Hypothetical Loss-of-Flow Accident in SNR-300,
Kernforschungszentrum Karlsruhe,
KFK-Bericht in Vorbereitung

- /5/ J.E. Cahalan, D.R.Ferguson et al.:
A Preliminary User's Guide to Version 1.0 of the SAS 3D LMFBR
Accident Analysis Computer Code. SR 239831, ANL July 1977

- /6/ L.L.Smith:
SIMMER-2, a Computer Programme for LMFBR Disrupted Core
Analyses, NUREG/CR-0453, LA-7515-M, rev.

- /7/ S.J.Hakim:
TRANSIT-HYDRO, a Code for Analysis of the Transition Phase
in LMFBR Accidents,
Proceedings of the International Meeting on Fast Reactor
Safety Technology, Seattle, Washington, August 19-23, 1979,
p.160

- /8/ H.Buchner, P.Royl:
Scoping Analyses of Boiling Pool Pressurisation and
Discharge,
Proceedings of the International Meeting on Fast Reactor
Safety Technology, Seattle, Washington, August 19-23, 1979,
p.150

- /9/ H.Rumpf:
Mechanische Verfahrenstechnik, Carl Hanser Verlag, München,
1975

- /10/ W.R.Bohl:
SLUMPY: The SAS3A Fuel Motion Model for Loss-of-Flow,
ANL/RAS 74-18

- /11/ E.R.G.Eckert, R.M.Drake:
Analysis of Heat and Mass Transfer,
McGraw-Hill Kogakusha, Ltd., International Student Edition
(1972)

- /12/ W.L.Chen, M.Ishii, M.A.Grolmes:
The Application of the Simple Fuel Pin Transient and
Melting Model to Thermal-Hydraulics in LMFBR Subassembly,
Nuclear Engineering and Design, 53 (1979), pp.321-338
- /13/ R.P. Stein et.al.:
Studies of Heat Removal from Heat-Generating Boiling Pools,
Proc. Fast Reactor Safety Meeting,
USAEC Report CONF-740401-P2, 1974, pp.865-880
- /14/ W.R. Gustavson, J.C. Chen and M.S. Kazimi:
Heat Transfer in Fluid Dynamic Characteristics of Internally
Heated Boiling Pools, U.S. NUREG Report BNL-21856,
Brookhaven National Laboratory, Sept 1976
- /15/ J.D. Gabor, L. Baker jr. et.al.:
Heat Transfer from Heat-Generating Boiling Pools,
presented at ASME-AIChE Natl. Heat Transfer Conf, St. Louis,
Mo., Aug. 1976, to appear in Chem. Eng. Prog. Symposium Ser.
- /16/ V.K. Dhir et.al.:
Role of Wall Heat Transfer and other System Variables on
Fuel Compaction and Recriticality,
Proc. Intl. Mtg. on Fast Reactor Safety and Related Physics,
October 5-8, Chicago, Illinois, 1976
- /17/ H. Fauske: Pers. Mitteilung (1975)
- /18/ M. Epstein:
Melting, Boiling and Freezing: The "Transition Phase" in
Fast Reactor Safety Analysis, Symposium on the Thermal and
Hydraulic Aspects of Nuclear Reactor Safety,
The Winter Annual Meeting of the ASME, Atlanta, 1977
- /19/ M. Epstein:
Stability of a Submerged Frozen Crust, ASME Winter Meeting,
New York, N.Y., Dec. 1976, paper no. 76-WA/HT-31
(to appear in Trans. ASME J. Heat Transfer);
see also M. Epstein, G.A. Lambert:
Reactor Development Program Progress Report ANL-RDP-59,
Argonne National Laboratory, March 1977, pp. 6.55 - 6.57
- /20/ Gröber,Erk,Grigull:
Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, S.184,
Springer-Verlag (1963)
- /21/ Koh, Sparrow, Hartnett:
The Two-Phase Boundary-Layer in Laminar Film Condensation,
Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 2, 1961, pp. 69 - 82
- /22/ J. Gerstmann, P. Griffith:
Laminar Film Condensation on the Underside of Horizontal
and Inclined Surfaces,
Int. J. Heat Mass Transfer 10 (1967), pp. 567 -580

- /23/ D.A. Frank - Kamenetzki:
Stoff- und Wärmeübertragung in der chemischen Kinetik,
Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg (1959)
- /24/ D.K.Edwards, V.E.Denny, A.F.Mills:
Transfer Processes, HRW Series in Mechanical Engineering,
Holt, Rinehart and Winston, New York (1973)
- /25/ H.D.Baehr:
Thermodynamik, Springer-Verlag (1962)
- /26/ T.K.Sherwood, Pigford:
Absorbtion and Extraction, p.18, McGraw-Hill, New York(1937)
- /27/ R.W.Schrage:
A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer,
Columbia University Press, New York (1953)
- /29/ W.Rohsenow, J.Hartnett:
Handbook of Heat Transfer, McGraw-Hill (1973)
- /30/ G.I. Taylor:
The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a
Direction Perpendicular to their Planes,
I, Proc. R. Soc. A 201, 192 - 196 (1950)
- /31/ R. Farhadieh, L. Baker jr.:
Heat Transfer Phenomenology of a Hydrodynamically Unstable
Melting System, Journal of Heat Transfer, Vol. 100,
May 1978, pp. 305 - 310
see also ANL-RDP 30,p.7.6
- /32/ T. Ginsberg et,al.:
Observations if Flow Characteristic of Volume Heated Boiling
Pools, BNL-NUREG-24270, Dec. 1977,
Flow Regime Observations in Two-Phase Volume-Heated Boiling
Pools, Trans. Am.Nucl.Soc., 27, 547 (1977)
- /33/ M. Farahat, R.E. Henry and J. Santori:
Fuel Dispersal Experiments with Simulant Fluids,
Proc. Intl. Mtg. on Fast Reactor Safety and Related Physics,
October 5-8, Chicago, Illinois, 1976
- /34/ H.K. Fauske:
Boiling Flow Regime Maps in LMFBR HCDA Analysis,
Trans. Am.Nucl.Soc., Vol. 22, 1975, pp. 385-386
- /35/ Kutateladze:
Elements of the Hydrodynamics of Gas-Liquid Systems,
Fluid Mechanics- Soviet Res, Vol. 1, 1972, pp. 29-46
- /36/ P.B. Abramson:
POOL - A Two-Dimensional Three-Component Coupled Hydrodynamic
Thermodynamic Computer Model for Boiling Pools of Fuel
and Steel, ANL/RAS-TM-3

- /37/ A.A. Amsden, F.H. Harlow:
KACHINA, An Eulerian Computer Program for Multifield
Fluid Flows, LA - 5680, Dec. 1974
- /38/ G.B. Wallis:
One Dimensional Two-Phase Flow, Mc Graw Hill, New York (1969)
- /39/ G.Genter:
Entwicklung eines Modells zur Untersuchung des thermischen
Verhaltens des Kühlmittels in Blindelementen in einem
schnellen, natriumgekühlten Brutreaktor bei einem schweren
hypothetischen Störfall während der Einleitungsphase,
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1981)
- /40/ K.Doetschmann:
THESYS - ein FORTRAN-Programm zur Berechnung der
dreidimensionalen nominellen Temperaturverteilung in
schnellen Reaktoren, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
KFK 1997 (1974)
- /41/ M. Bottoni, D.Struwe:
BLOW-3A, a Theoretical Model to Describe Transient Two-Phase
Flow in LMFBR Coolant Channels, Kernforschungszentrum
Karlsruhe, KFK 3317 (1982)
- /42/ W.Maschek:
persönliche Mitteilung
- /43/ W. Maschek, D. Struwe:
Recriticality considerations and core material distribution in
the reactor vessel of SNR-300 as consequence of unprotected loss-
of flow transients in the Mark-1A core. Proc. Int. Meeting on Fast
Reactor Safety Technology, Seattle, USA, 19-23 Aug. 1979, 721-732
- /44/ GRS Auswerteprogramm, dem KFK zur Verfügung gestellt
- /45/ E.G.Schlechtendahl:
DYSYS- A Dynamic System Simulator for Continuous and
Discrete Changes of State,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 1209 (1970)
- /46/ P.Royl, M.Cramer, R.Düsing:
Sensitivitätsstudie zu hypothetischen Kühlmitteldurchsatz-
störfällen im abgebrannten Mark 1A-Kern des Kernkraftwerks
Kalkar mit dem SAS3D-Programmsystem,
PSB-Bericht 328
- /47/ C.Günther, M.Kinnebrock:
SNOW, ein zweidimensionaler S_N -Transportcode zur Lösung
der Neutronentransportgleichung in Platten- und
Zylindergeometrie, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK 1826
- /48/ D.Sanitz:
Das Karlsruher Nuklearprogrammsystem NUSYS, Vortrag auf der

5.Fachtagung Reaktortheorie des deutschen Atomforums,
Stuttgart, 31.3.-2.4.1965

- /49/ H.Kämpf, G.Karsten:
Effects of Different Types of Void Volumes on the Radial
Temperature Distribution of Fuel Pins,
Nuclear Applications & Technology, Vol.9, Sept 1970
- /50/ L. Leibowitz et.al.:
ANL-CEN-RSD-76-1
- /51/ R.Schuster, W.Zimmerer:
Darstellung der Stoffdaten des Systems MAPLIB in
tabellarischer und graphischer Form, Kernforschungszentrum
Karlsruhe, KFK-Ext.8/77-1 (1977)
- /52/ J.F. Jackson, R.W. Ostensen, R.I. Henninger:
Report on the Core Disruption Phase of an Unprotected
Flow-Coastdown Accident in FTR, ANL/RAS 74-16 (August 1974)
- /53/ Subbotin, Sorokin, Ovechkin, Kudryavtsev:
Heat Transfer in Boiling Metals by Natural Convektion,
translated from Russian, Israel Program for Scientific
Translations, Jerusalem (1972)
- /54/ D.Smidt:
Reaktortechnik I und II, G.Braun, Karlsruhe (1976)
- /55/ N.Zuber:
On the Stability of Boiling Heat Transfer, Trans. ASME, 80,
pp.711-720 (1935)
- /56/ O.E.Dwyer:
Boiling Liquid-Metal Heat Transfer,
American Nuclear Society Monograph Series on Nuclear Science
and Technology, 1976
- /57/ W.Maschek, E.A.Fischer, M.W.Asprey:
Transition Phase and Recriticality Analyses for a SNR-Type
Homogeneous Core with the SIMMER-II Code,
Proceedings of the L.M.F.B.R. Safety Topical Meeting, Lyon,
July 19-23, 1982, P.357

Anhang A: Ableitung der Gleichungen für das Einzelmodell SOPSI

Die modellierte Konfiguration ist in Abb.2.3 dargestellt.

A.1 Ableitung der Bilanzgleichungen

Die Gesamtenthalpie U_j jeder Zone j ändert sich durch folgende Enthalpieströme, die in der Energiebilanz für jede Zone zu berücksichtigen sind:

- Interne Wärmeerzeugung, im Wesentlichen im Brennstoff, aber auch geringe Wärmeerzeugung im Stahl durch γ -Zerfall

$$Q_{\text{erz},j}$$

- Wärmeverluste an begrenzende Wände bzw. die axialen Blockaden

$$Q_{\text{ab},j}$$

- Enthalpie von dabei einschmelzendem oder erstarrendem Material (der entsprechende Massenstrom ist MM_j)

$$UM_j$$

- Herein- bzw. Herauslaufen von geschmolzenem Stahl aus Zone 2 in Zone 1

$$U_{\text{konv},j}$$

- Fluten bisher trockener Brennstoffpartikel, wodurch diese von Zone 2 in Zone 1 gelangen (in $U_{\text{konv},j}$ mit berücksichtigt)

- Axiale Wärmeleitung zwischen beiden Zonen

$$Q_{\text{leit},j}$$

Die Energiebilanz für jede Zone lautet also

$$\begin{aligned} dU_j/dt &= G_j \cdot du_j/dt + u_j \cdot dG_j/dt = \\ &= Q_{\text{erz},j} - Q_{\text{ab},j} + UM_j + U_{\text{konv},j} + Q_{\text{leit},j} \end{aligned}$$

Hier ist G_j die Gesamtmasse und u_j die mittlere spezifische Enthalpie der Zone j . Die Vermischung mit dem einschmelzenden Material (UM_j) findet instantan statt.

Die gesamte Enthalpieänderung im Kontrollvolumen ergibt sich durch Summation über beide Zonen. Hieraus folgt mit der Gesamtmasse die Änderung der mittleren spezifische Enthalpie im gesamten Element.

Die einzelnen Terme sollen nun genauer betrachtet werden. Die in der Zone j erzeugte Wärmemenge ergibt sich unabhängig davon, ob der Brennstoff fest oder geschmolzen ist, zu

$$Q_{\text{erz}} = f(t) \cdot (w_{\text{Fu}} \cdot M_{\text{Fu},j} + w_{\text{SS}} \cdot M_{\text{SS},j})$$

wobei w_m die Leistungsdichte im Brennstoff bzw. Stahl im stationären Ausgangszustand ist (Nennleistung) und $f(t)$ ein Zeitfaktor.

Zur Bestimmung der Wandwärmeverluste bzw. Blockadewärmeverluste Q_{ab} durch direkten Kontakt zwischen den Materialien im Innern des Elements werden quasistationäre Wärmewiderstände R verwendet. Die treibende Temperaturdifferenz wird mit der Mitteltemperatur T_1 bzw. T_2 der jeweiligen Zone und der Stahlschmelztemperatur als Wandoberflächentemperatur T_0 gebildet. Damit ergeben sich die jeweiligen Wärmestromdichten in die Wände nach folgender Gleichung

$$q_{\text{ab}} = (T_j - T_0) / R$$

Die Bestimmung der Wärmewiderstände erfolgt in A.2.

Die Wärmestrahlung an die Wände oberhalb der Partikelschüttung bzw. an die obere Blockade (Oberflächentemperatur T_0) ergibt sich mit der Temperatur T_2 der oberen Zone zu

$$q_{\text{str}} = a \cdot \sigma \cdot \varepsilon_{12} \cdot (T_2^4 - T_0^4)$$

Bei den Wänden wird als Oberflächentemperatur T_0 wieder die Stahlschmelztemperatur, bei der oberen axialen Blockade näherungsweise die Mitteltemperatur der Blockade verwendet. Die Emmisionszahl ε_{12} zwischen den beiden strahlenden Oberflächen wird wie für zwei parallele Platten bestimmt gemäß

$$\frac{1}{\varepsilon_{12}} = \frac{1}{\varepsilon_0} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1$$

wobei ϵ_2 die Emissionzahl der Brennstoffpartikelschüttung ist (also die von Brennstoff) und ϵ_0 die der Wände (Stahl) oder die der axialen Blockade (Mischung aus Brennstoff und Stahl mit einem entsprechenden Flächenverhältnis). Durch den Faktor a wird berücksichtigt, daß die abstrahlende Oberfläche (Oberfläche der Partikelschüttung) kleiner ist als die angestrahlten Wandoberflächen und die Blockadeoberfläche. Der Faktor a ist das Flächenverhältnis zwischen abstrahlender und allen angestrahlten Oberflächen.

Die Enthalpie $UM_{j,m}$ der in die Zone j einschmelzenden Materialien der Komponente m (Massenstrom $MM_{j,m}$) ergibt sich aus der Summe des einschmelzenden Stahles von den Wänden bzw. des Brennstoffs und Brutstoffs von den Blockaden. Das Schmelzen der Blockaden (sie werden als Zweikomponentengemisch mit kontinuierlicher und diskontinuierlicher Komponente betrachtet) wird in Kap.2.6 beschrieben. Für die kontinuierliche Komponente wird der Enthalpiestrom zu

$$UM_{j,SS,k} = MM_{j,SS,k} \cdot e_{SS}$$

bzw.

$$UM_{j,Fu,k} = MM_{j,Fu,k} \cdot e_{Fu}$$

und

$$UM_{j,Br,k} = MM_{j,Br,k} \cdot e_{Br}$$

wobei e_m die spezifische Enthalpie der Komponente m am Liquiduspunkt ist. Bei schmelzenden Mehrkomponentengemischen (Blockaden) gelangt außerdem ein Massen- und Enthalpiestrom der diskontinuierlichen Komponente in das Kontrollvolumen mit der Schmelztemperatur (TM_m) der kontinuierlichen Komponente, also entweder (u_m spezifische Enthalpie)

$$UM_{j,SS,d} = MM_{j,SS,d} \cdot u_{SS}(TM_{Fu})$$

oder

$$UM_{j,Fu,d} = MM_{j,Fu,d} \cdot u_{Fu}(TM_{SS})$$

bzw.

$$UM_{j,Br,d} = MM_{j,Br,d} \cdot u_{Br}(TM_{SS})$$

Der Wärmestrom durch Wärmeleitung zwischen den beiden Zonen $Q_{leit,j}$ ergibt sich mit einem Wärmewiderstand R_{12} zwischen Zonen zu

$$Q_{leit,1} = - Q_{leit,2} = \frac{1}{R_{12}} \cdot (T_2 - T_1)$$

Der axiale Wärmewiderstand R_{12} zwischen den Zonen wird mit einer thermischen Grenzschicht bestimmt, vgl. A.2. Als Temperatur der Grenzfläche wird aber nicht wie bei den Wänden die Stahlschmelztemperatur verwendet, sondern die Kontakttemperatur T_K zwischen zwei unendlich ausgedehnten Platten mit den Temperaturen der Zone 1 bzw. 2. Diese ergibt sich gemäß z.B. /11/ zu (λ Wärmeleitfähigkeit, ρ Dichte, c spezifische Wärmekapazität)

$$T_K = \frac{T_1 \cdot \sqrt{(\lambda\rho c)_1} + T_2 \cdot \sqrt{(\lambda\rho c)_2}}{\sqrt{(\lambda\rho c)_1} + \sqrt{(\lambda\rho c)_2}}$$

Entsprechend wird der Wärmestrom in die untere axiale Blockade berechnet.

Läuft der in die obere Zone einschmelzende Stahl durch die trockenen Brennstoffpartikel hindurch nach unten, ist $M_{SS,12}^{\bullet}$ gleich $MM_{2,SS}^{\bullet}$ und es tritt ein entsprechender konvektiver Enthalpiestrom von oben nach unten auf. Die Stahlmasse in der unteren Zone $M_{SS,1}$ erhöht sich und damit deren Höhe H_1 . Entsprechend dieser Höhenänderung werden bisher trockene Brennstoffpartikel "geflutet". Sie gelangen so von Zone 2 in Zone 1. Hierdurch ändert sich die mittlere spezifische Enthalpie in Zone 1 zusätzlich.

Wenn sich die abschottende Kruste zwischen beiden Zonen gebildet hat, findet der Massenaustausch, und damit verbunden der Enthalpieaustausch, nicht mehr statt. Der Massenstrom $M_{SS,12}^{\bullet}$ wird zu 0 gesetzt und die oben einschmelzende Stahlmasse zur bereits in der oberen Zone vorhandenen dazugeschlagen.

Es gilt also (x Schmelzfraktion, TM Schmelztemperatur)

$$M_{SS,12}^{\bullet} = \begin{cases} MM_{2,SS}^{\bullet} & \text{ohne Brennstoffkruste } (T_2 < TM_{Fu}) \\ 0 & \text{mit Brennstoffkruste } (T_2 \geq TM_{Fu} \text{ und } x_{Fu} > x_{Fu,min}) \end{cases}$$

Die dabei geflutete Brennstoffmasse ergibt sich mit der Porosität ε zu (\sim fest, ' flüssig)

$$M_{Fu,12}^{\bullet} = (1 - \varepsilon) / \varepsilon \cdot \tilde{\rho}_{Fu} / \rho_{SS}' \cdot M_{SS,12}^{\bullet}$$

Die sich hiermit ergebenden Energieströme von Zone 2 in Zone 1 $U_{konv,SS}$ und $U_{konv,Fu}$ sind dann

$$U_{\text{konv,SS}} = M_{\text{SS},12} \cdot u_{\text{SS}}(T_2)$$

und

$$U_{\text{konv,Fu}} = M_{\text{Fu},12} \cdot u_{\text{Fu}}(T_2)$$

Es ist im Modell eine Option enthalten, so daß Brennstoff/ Brutstoff und Stahl unterschiedliche Temperaturen haben. Da dies jedoch nur die Stand-alone-Version betrifft und somit nicht innerhalb des Makromodells benutzt wird, wird hierauf nicht weiter eingegangen.

Nun wird in jeder Zone für jede Komponente eine Massenbilanz aufgestellt. Die Brennstoff-, Stahl- bzw. Brutstoffmasse $M_{m,j}$ in Zone j ändert sich durch

- die einschmelzende Masse der kontinuierlichen Komponente von dem Begrenzungsflächen $MM_{j,m,k}$
- der mit der einschmelzenden Masse mitgerissenen Masse der diskontinuierlichen Komponente $MM_{j,m,d}$
- die von Zone 2 in Zone 1 herablaufende Stahlmasse $M_{\text{SS},12}$
- die dadurch gefluteten Brennstoffpartikel $M_{\text{Fu},12}$

Damit lautet die Massenbilanz für jede Komponente m in Zone j

$$dM_{m,j}/dt = MM_{j,m,k} + MM_{j,m,d} \pm M_{m,12}$$

Das +Zeichen gilt für j=1 (untere Zone), das -Zeichen für j=2 (obere Zone).

Diese Änderungsrate für die Komponente m in Zone j wird zeitlich aufintegriert. Die Änderungsrate der Gesamtmasse innerhalb des Kontrollraums ergibt sich durch Addition der Änderungsraten in Zone 1 und 2.

Die Energiebilanz wird damit umgeformt zu

$$du_j/dt = [Q_{\text{erz},j} - Q_{\text{ab},j} + Q_{\text{leit},j} + \{UM_j + U_{\text{konv},j} - u_j \cdot dG_j/dt\}] / G_j$$

Der Klammerausdruck auf der rechten Seite kann noch weiter vereinfacht werden,

wenn man für $\{UM_j + U_{konv,j}\}$ und dG_j/dt die entsprechenden Ausdrücke einsetzt. Er geht dann über in eine Summe über alle einzelnen auftretenden Massenströme, multipliziert mit einer Enthalpiedifferenz. Letztlich wird jedes Wandsegment, jede Blockade (dabei sind kontinuierliche und diskontinuierliche Komponente unterschiedlich) individuell erfaßt.

Entsprechend zur Massenbilanz für das gesamte Element wird eine Volumenbilanz aufgestellt. Die Gesamtänderungsrate des Volumens ergibt sich durch Division aller Massenströme durch die jeweilige Dichte. Hiermit wird zeitlich das Gesamtvolumen aufintegriert.

Die Gesamthöhe ergibt sich durch Aufintegration der Einschmelzraten in die Blockaden. Verbunden mit dem Einschmelzen in Wände ist eine Änderung der Querschnittsflächen sowie des Umfangs jeder der Zonen.

Die Höhe H_1 bzw. H_2 der Zone 1 bzw. 2 ergibt sich aus den jeweiligen Massen und Schmelzfractionen in Zone 1 bzw. 2. Mit der Querschnittsfläche A und der Porosität ε wird die Höhe der Schmelze (Volumen V_{fl}) innerhalb der Partikel zu (die Schmelze füllt das Leervolumen zwischen den Partikeln)

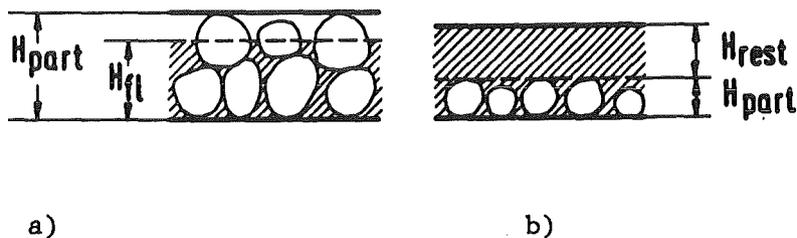


Abb.A.1 Bestimmung der Höhe einer Zone in SOPSI.

- a) Ist die Höhe H_{part} der Partikelschüttung gleich oder größer als die Höhe H_{fl} der Schmelze zwischen den Partikeln, wird die Gesamthöhe der Zone gleich H_{part} .
- b) Befindet sich in einer Zone oberhalb der Partikel ein Schmelzsee, ergibt sich die Gesamthöhe der Zone aus der Höhe der Partikelschüttung plus der Höhe H_{rest} des reinen Schmelzsees darüber.

$$H_{fl} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot V_{fst} / A$$

Die Schütthöhe der Partikel (Volumen V_{fst}) selbst ist

$$H_{part} = \frac{1}{1-\varepsilon} \cdot V_{fst} / A$$

Die Höhe H_j der Zone j ist gleich der Höhe H_{part} der Partikel, solange diese größer oder gleich ist der Höhe H_{fl} der Schmelze zwischen den Partikeln, vgl. Abb.A.1a.

Ist aber die Schütthöhe H_{part} der Partikel kleiner als die so berechnete Höhe H_{fl} der Schmelze in dieser Zone, dann entspricht die Situation Abb.A.1b. Die Partikel sind nun vollständig in der Schmelze untergetaucht und es entsteht ein reiner Schmelzsee über den Partikeln. Die Höhe H_j der Zone wird nun berechnet als Summe der Höhe der Partikelschüttung H_{part} innerhalb der Schmelze plus der Höhe H_{rest} des Schmelzsees darüber.

A.2 Berechnung der Wandwärmeverluste

Da in BOPSIPR viele Brennelemente gleichzeitig betrachtet werden, ist es aus rechentechnischen Gründen (Speicherplatz und Rechenzeit) nicht möglich, in jedem Element die Wärmeleitgleichung durch örtliche und zeitliche Diskretisierung zu lösen. Zur Beschreibung des Wärmetransports durch Wärmeleitung innerhalb eines Körpers werden stattdessen Wärmewiderstände eingeführt.

Die Wärmewiderstände basieren auf der Annahme quasistationärer Temperaturverteilung innerhalb des Körpers unter den gegebenen Randbedingungen. Die Wärmeleitgleichung wird hierzu unter den gegebenen Randbedingungen quasistationär gelöst entweder im gesamten Körper oder in einem Teil des Körpers (z.B. in einer Grenzschicht). Damit ist das Temperaturprofil dort bekannt. Aus den auftretenden Temperaturgradienten ergeben sich dann die Wärmeverluste aus dem Körper unter den gegebenen Bedingungen. Durch Vergleich dieser analytisch bestimmten Wärmeverluste mit einer treibenden Temperaturdifferenz (die geeignet zu definieren ist) ergibt sich dann ein Ausdruck für den Wärmewiderstand. Durch den Wärmewiderstand werden so der Wärmeverlust aus dem Körper und die treibende Temperaturdifferenz miteinander verknüpft.

Solche Wärmewiderstände werden zum Beispiel von Chen/12/ in ähnlicher Form angewandt.

Bei Annahme einer ebenen thermischen Grenzschicht findet in dieser der gesamte Temperaturabfall statt, vgl. Abb.2.2. Die treibende Temperaturdifferenz wird gebildet mit der Wandoberflächentemperatur T_0 (Stahlschmelztemperatur) und der Mitteltemperatur T_∞ des gesamten Elements. (Da die Grenzschicht "klein" ist im Vergleich zu den Dimensionen des Elements, wird der Temperaturabfall in der Grenzschicht in Bezug auf die Mitteltemperatur vernachlässigt.) Weitere Randbedingung ist, daß die Grenzschicht adiabat ist in Richtung zum Inneren des Brennelements. Das Element und die Grenzschicht werden von der volumetrischen Wärmequellendichte w intern beheizt. Mitberücksichtigt ist hierin die Verdünnung des Brennstoffs durch Stahl bzw. Brutstoff. Die mittlere Wärmeleitfähigkeit der Mischung sei λ .

Die örtliche, stationäre Temperaturverteilung einer intern beheizten Platte der zunächst unbekanntem Dicke δ , die in die beiden anderen Richtungen unendlich ausgedehnt ist, ergibt sich bei bekannten Oberflächentemperaturen T_∞ (für $x=0$) und T_0 (für $x=\delta$) zu

$$T(x) = \frac{1}{2} \cdot \frac{w}{\lambda} \cdot x \cdot (\delta - x) + (T_0 \cdot x + T_\infty \cdot (\delta - x)) / \delta$$

Die entsprechende Wärmestromdichte an der Stelle x im Platteninneren ergibt sich durch Differentiation nach dem Ort zu

$$\begin{aligned} q(x) &= - \lambda \cdot \frac{dT}{dx} = \\ &= \frac{1}{2} \cdot w \cdot \delta - w \cdot x + \frac{\lambda}{\delta} \cdot (T_0 - T_\infty) \end{aligned}$$

Aus der weiteren Randbedingung, daß die Platte für $x=0$ adiabat ist, d.h., daß von der Brennelementseite keine Wärme in die Grenzschicht hineinfließt, kann die Dicke der Grenzschicht bestimmt werden zu

$$\delta = \sqrt{2 \cdot \frac{\lambda}{w} \cdot (T_\infty - T_0)}$$

Andererseits ergeben sich die Wärmeverluste aus der Platte bei $x=\delta$ zu

$$q_{ab} = q(x=\delta) = -\frac{1}{2} \cdot w \cdot \delta - \frac{\lambda}{\delta} \cdot (T_{\infty} - T_0)$$

oder nach einigen Umformungen

$$q_{ab} = -w \cdot \delta = -\sqrt{2 \cdot \lambda \cdot w \cdot (T_{\infty} - T_0)}$$

Man erkennt, daß dies gleichzeitig die Wärmeleistung pro Flächeneinheit ist, die in der Grenzschicht erzeugt wird. Es wird also die gesamte in der Grenzschicht erzeugte Wärme in die Wand hinein abgeführt, die restliche im Brennelement erzeugte Wärme führt zu dessen Aufheizung.

Mit dem so bestimmten q_{ab} und der treibenden Temperaturdifferenz kann man einen Wärmewiderstand bestimmen, der hier aber abhängig ist von der Randtemperatur T_0 . Sie wiederum ist aber in diesem Fall bekannt (Stahlschmelztemperatur bzw. Kontakttemperatur). Führt man den Koeffizientenvergleich durch, so erhält man für den Wärmewiderstand

$$R_{\text{grenz}} = \sqrt{(T_{\infty} - T_0) / (2 \cdot w \cdot \lambda)}$$

Für den Fall, daß keinerlei Stahl innerhalb der Mischung vorliegt, geht die thermische Grenzschicht in eine Gleichgewichtsbrennstoffkruste über. (Die mittleren Stoffwerte gehen über in die von Brennstoff/ Brutstoff, die volumetrische Wärmequellendichte bezieht sich nur noch auf Brennstoff/ Brutstoff, ist aber entsprechend dem Brutstoffanteil verdünnt.)

Anhang B: Ableitung der Gleichungen für das Einzelmodell BOPSI

Die modellierte Konfiguration ist in Abb.2.4 dargestellt.

B.1 Ableitung der Bilanzgleichungen

Die Energie im Inneren des Kontrollraumes ändert sich pro Zeiteinheit um folgende Wärmeströme, die in der Energiebilanz zu berücksichtigen sind:

- Nukleare Wärmeerzeugung im Brennstoff Q_{erz}
- Wärmeverlust an die Begrenzungsflächen

$$Q_{\text{ab}} = Q_{\text{d}} + Q_{\text{h}} + Q_{\text{ch}} + Q_{\text{ct}}$$

Die Wärmeverluste nach unten (Q_{d}) und zur Seite (Q_{h}) aus der siedenden Schmelze werden mit empirischen Korrelationen /13/ beschrieben. Die Dampfkondensation (Q_{ch} und Q_{ct}) wird in B.2 beschrieben. Die wärmeaustauschenden Flächen ergeben sich mit der Höhe H aus den Betrachtungen zur Zweiphasenströmung, vgl. B.3. Entsprechend den verschiedenen Wärmeübergangsmechanismen ist der Schmelzangriff auf die einzelnen Begrenzungsflächen unterschiedlich.

Die Oberflächentemperatur der Begrenzungsfläche i ist TW_i . Sie ist entweder gleich der Stahlschmelztemperatur, bzw. bei Annahme einer Brennstoffkruste gleich der Brennstoffschmelztemperatur. Beim Einschmelzen in die Begrenzungsflächen erhöhen sich Masse und Volumen:

- Durch einschmelzendes Material der Komponente m von den Wänden bzw. Blockaden (kontinuierliche Komponente, vgl. Kap.2.6) gelangt der Massenstrom $MM_{m,k}^{\circ}$ über die Kontrollraumgrenzen. Der flüssige Brennstoff, Brutstoff und Stahl sind auf der jeweiligen Schmelztemperatur. Die entsprechende Wärmemenge ergibt sich zu (e_m spezifische Enthalpie am Liquiduspunkt)

$$QM_k^{\circ} = (MM_{\text{Fu},k}^{\circ} + MM_{\text{Br},k}^{\circ}) \cdot e_{\text{Fu}} + MM_{\text{SS},k}^{\circ} \cdot e_{\text{SS}}$$

- Von der einschmelzenden kontinuierlichen Komponente wird beim Schmelzen von Blockaden (Zweikomponentengemische, vgl. Kap.2.6) die diskontinuierliche mitgerissen. Es gelangen so feste Brennstoff/ Brutstoffpartikel auf Stahlschmelztemperatur bzw. flüssiger Stahl auf Brennstoffschmelztemperatur in den Pool. Mit den entsprechenden Massenströmen $MM_{m,d}^{\circ}$ ergibt sich hieraus der Enthalpiestrom (TM_m Schmelztemperatur, u_m spezifische Enthalpie)

$$QM_d^{\circ} = (MM_{\text{Fu},d}^{\circ} + MM_{\text{Br},d}^{\circ}) \cdot u_{\text{Fu}}(TM_{\text{SS}}) + MM_{\text{SS},d}^{\circ} \cdot u_{\text{SS}}(TM_{\text{Fu}})$$

Die Energiebilanz lautet also

$$\frac{dE}{dt} = Q_{\text{erz}} - Q_{\text{ab}} + \dot{Q}M_k + \dot{Q}M_d$$

Hiermit wird angenommen, daß der Temperatúrausgleich mit dem einschmelzenden Material instantan stattfindet.

Im Gegensatz zur Energiebilanz, die für alle Komponenten gemeinsam aufgestellt wurde, wird jeweils eine Massenbilanz für Brennstoff, Brutstoff und Stahl (Index m) aufgestellt. Über die Grenzen des Kontrollraumes gelangt die

- einschmelzende Masse $\dot{M}M_{m,k}$ der kontinuierlichen Komponente sowie die
- dabei mitgerissene Masse $\dot{M}M_{m,d}$ der diskontinuierlichen Komponente.

Durch Bilanzierung ergibt sich

$$\frac{d}{dt} M_m = \dot{M}M_{m,k} + \dot{M}M_{m,d}$$

Durch zeitliche Integration dieses Ausdrucks ergibt sich die zeitabhängige Gesamtmasse (flüssig plus dampfförmig) der Komponente m innerhalb des (zeitlich veränderlichen) Kontrollraumes.

Die gesamte Energie E innerhalb des Kontrollraumes setzt sich additiv aus der Energie des flüssigen Brennstoffs, des flüssigen Stahls und des Stahldampfes zusammen (Brennstoffdampf ist nicht zugelassen). Mit den entsprechenden Massen, spezifischen Enthalpien u und Verdampfungswärmen r wird die gesamte Energie E zu (VV Raum, der dem Stahldampf zur Verfügung steht, ρ'' Dampfdichte)

$$E = M_{Fu} \cdot u_{Fu}(T) + M_{SS} \cdot u_{SS}(T) + (VV \cdot \rho_{SS}'') \cdot r_{SS}$$

Hierbei wird von der Annahme Gebrauch gemacht, daß alle Temperaturen im Pool gleich groß sind.

Diese Gleichung wird nach der Zeit abgeleitet. Wenn die spezifische Enthalpie u eines reinen Stoffes mit seiner Temperatur T über eine Beziehung der Art

$$u = c' \cdot (T - T_0)$$

verknüpft ist (T_0 ist Bezugstemperatur für die Energie, c' spezifische Wärmekapazität), dann wird

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} = & \\ & (M_{Fu} \cdot c_{Fu}' \cdot \frac{dT}{dt} + u_{Fu}(T) \cdot (dM_{Fu}/dt)) + \\ & + (M_{SS} \cdot c_{SS}' \cdot \frac{dT}{dt} + u_{SS}(T) \cdot (dM_{SS}/dt)) + \\ & + \{d(\rho_{SS}'' \cdot r_{SS})/dT\} \cdot \frac{dT}{dt} \cdot VV + \frac{dVV}{dt} \cdot \rho_{SS}'' \cdot r_{SS} \} \end{aligned}$$

Diese Gleichung für die zeitliche Änderungsrate der Gesamtenergie im Inneren des Kontrollraums setzt sich also aus folgenden Einzeltermen zusammen:

- Temperaturänderung der jeweilige flüssigen Phasen: $\frac{dT}{dt}$
- Massenzufluß bzw. Massenabfluß über die Kontrollraumgrenzen (z.B. durch einschmelzendes Material): dM_m/dt
- Dichteänderung des schon vorhandenen Dampfs durch Temperaturänderung (isochore Verdampfung). Der Term $d(\rho_{SS}'' \cdot r_{SS})/dT$ kann aus der Zustandsgleichung für Stahldampf mit Hilfe der Clausius Clapeyron Gleichung bestimmt werden.
- Zusätzliche Dampfproduktion bzw. Kondensation durch Volumenänderung, gekennzeichnet durch $\frac{dVV}{dt}$.

Diese Gleichung wird in die Energiebilanz eingesetzt. Auflösung nach $\frac{dT}{dt}$ liefert nach Einsetzen der Massenbilanzen (e_m spezifische Enthalpie am Liquiduspunkt)

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} = & [M_{Fu} \cdot c_{Fu}' + M_{SS} \cdot c_{SS}' + \frac{d}{dT}(\rho_{SS}'' \cdot r_{SS}) \cdot VV]^{-1} \cdot \\ & \cdot [(e_{Fu} - u_{Fu}(T)) \cdot \frac{d}{dt}M_{Fu} + (e_{SS} - u_{SS}(T)) \cdot \frac{d}{dt}M_{SS} + \\ & - \rho_{SS}'' \cdot r_{SS} \cdot \frac{dVV}{dt} + Q_{erz} - Q_{ab}] \end{aligned}$$

Der Stahldampf wirkt somit als zusätzliche "Wärmekapazität". Es muß soviel Stahl verdampfen, daß die Dichteänderung, die sich durch die Temperaturänderung ergibt, kompensiert wird (isochore Verdampfung). Der Stahldampf bleibt so immer im Sättigungszustand.

Aus der Temperaturänderungsrate $\frac{dT}{dt}$ wird die Änderungsrate der spezifischen Enthalpie $\frac{du}{dt}$ der reinen Schmelze ohne Dampf bestimmt zu

$$\frac{du}{dt} = \{\beta \cdot c_{Fu}' + (1-\beta) \cdot c_{SS}'\} \cdot \frac{dT}{dt}$$

Die Größe β ist hierin das Massenverhältnis von Brennstoff und Brutstoff innerhalb des Kontrollvolumens zur Gesamtmasse, also

$$\beta = (M_{Fu} + M_{Br}) / (M_{Fu} + M_{Br} + M_{SS})$$

Aus den Massen und dem Gesamtvolumen des allseitig abgeschlossenen Bereichs wird nun das Volumen bestimmt, das dem Stahldampf zur Verfügung steht. Das Volumen VL der Schmelze ergibt sich unter Vernachlässigung der Dampfmasse ($\rho_{SS}'' \ll \rho_{SS}'$ mit ' flüssige Phase, '' Dampfphase) als die Summe der Volumina des Brennstoffs und des Stahls zu

$$VL = (M_{Fu}/\rho_{Fu}') + (M_{SS}/\rho_{SS}') - \overbrace{VV \cdot (\rho_{SS}'' / \rho_{SS}')}^{\approx 0}$$

Das Gesamtvolumen V setzt sich zusammen aus dem Volumen VL der Schmelze und dem Volumen VV des Dampfs, also

$$V = VL + VV$$

Damit wird die Volumenänderungsrate für den Raum, der dem Stahldampf zur Verfügung steht, zu

$$\frac{dVV}{dt} = \frac{dV}{dt} - \frac{d}{dt}[(M_{Fu}/\rho_{Fu}') + (M_{SS}/\rho_{SS}')]]$$

Entsprechend dieser Volumenänderung muß zusätzlich zur isochoren Verdampfung bei Temperaturänderungen Stahl verdampfen oder kondensieren, vgl. den entsprechenden Term in der Energiebilanz.

Das Volumen V des abgeschlossenen Bereichs ändert sich durch das Einschmelzen des Pools in seine Umgebung an allen seinen Begrenzungsflächen. Mit den jeweiligen Dichten ergibt sich die gesamte Volumenänderungsrate $\frac{dV}{dt}$ aus den in den Pool gelangenden Massenströmen.

Die Änderungsrate der Gesamthöhe HT des allseitig abgeschlossenen Bereichs ergibt sich durch die Einschmelzraten nur in die Blockaden, die des jeweiligen Querschnitts bzw. Umfangs durch die Einschmelzraten in die Wände. Es werden hierbei alle begrenzenden Wände und Blockaden nacheinander abgearbeitet und die Änderungsraten entsprechend aufaddiert.

B.2 Kondensation des Stahldampfes

Der dampfseitige Wärmewiderstand setzt sich aus drei parallelen Mechanismen zusammen (siehe Abb.2.5):

- Massentransport durch Diffusion an die Kondensatoberfläche. Durch Multiplikation dieses Massenstromes mit der Verdampfungsenthalpie ergibt sich die hierdurch abgeführte Wärmemenge q_{diff} .
- Wärmetransport q_{str} durch Strahlung aus dem trockenen Dampfraum an die Kondensatoberfläche. Diesem Wärmestrom entspricht bei Sattedampfbedingungen eine Tropfenkondensation an Kondensationskeimen vor der flüssigen Oberfläche.
- Wärmetransport durch das Inertgas-Dampfgemisch q_{konv} durch Konvektion (bzw. Wärmeleitung). Wie oben, bildet sich auch hierbei vor der Oberfläche Nebel.

Der gesamte Wärmestrom vom Dampfraum an die Kondensatoberfläche ergibt sich somit zu

$$q_v = q_{diff} + q_{str} + q_{konv}$$

1) Massentransport durch Diffusion

Der kondensierende Dampf strömt, oder diffundiert, aus dem Dampfraum an die

Flüssigkeitsoberfläche. Hierzu ist ein treibendes Druck- bzw. Konzentrationsgefälle erforderlich, und zwar sowohl bei Vorhandensein von Inertgas als auch bei Kondensation von reinem Dampf. Der Partialdruck des Dampfs ergibt sich mit der Temperatur an der Kondensatoberfläche bzw. im Dampfraum aus der Zustandsgleichung.

Der Massentransport durch Diffusion wird nach den Gesetzen der Stoffübertragung eindimensional und quasistationär beschrieben. Gemäß der Gleichung von Stephan /23/ ergibt sich der Dampfmassenstrom g_D durch das Inertgas an die Kondensatoberfläche zu (Index D Dampf)

$$g_D = (p/R_D \cdot T_C) \cdot \frac{D}{\delta} \cdot \ln\{(p-p_D(\delta))/(p-p_{Di})\}$$

Hierin ist R_D die Gaskonstante des Dampfs, T_C die mittlere Temperatur der Grenzschicht, δ deren Dicke, D die Diffusionskonstante des Dampfs durch das Inertgas, p der Gesamtdruck, p_{Di} der Partialdruck des Dampfs direkt an der Kondensatoberfläche und $p_D(\delta)$ der vor der Grenzschicht, also im Dampfraum selbst, also (∞ Zustand im Dampfraum)

$$p_D(\delta) = p_{D,\infty}$$

Der Gesamtdruck p ist bei der verwendeten quasistationären Betrachtungsweise überall gleich groß und ergibt sich deshalb zu (Index J Inertgas)

$$p = p_{J,\infty} + p_{D,\infty}$$

Bei bekannter Grenzschichtdicke δ ist somit der Massenstrom durch Diffusion an die Grenzfläche bekannt. Die Größe δ wird eliminiert durch Einführung der Stoffübergangszahl β gemäß

$$\beta = \frac{D}{\delta}$$

Die Stoffübergangszahl β wird aus einer geeigneten empirischen Korrelation /24/ bestimmt.

Setzt man dies und die Zusammenhänge für den Druck in die Gleichung von Stephan ein, so ergibt sich der Massentransport an die Kondensatoberfläche zu

$$g_D = (p_{J,\infty} + p_{D,\infty}) / (R_D \cdot T_C) \cdot \beta \cdot \ln\{p_{J,\infty} / (p_J + (p_{D,\infty} - p_{Di}))\}$$

Die hierdurch übertragene Wärmemenge q_{diff} ist dann mit der Verdampfungswärme r_D

$$q_{diff} = g_D \cdot r_D$$

2) Wärmetransport durch Konvektion bzw. Wärmeleitung

Der zweite Wärmetransportmechanismus aus dem Inertgas-Dampfgemisch ist der konvektive Wärmeübergang an die Wand. Diese Wärmemenge ergibt sich mit einer Wärmeübergangszahl α zu

$$q_{Konv} = \alpha \cdot (T_\infty - T_0)$$

Die Wärmeübergangszahl α wird wegen der Analogie zwischen Wärme- und Stoffübertragung mit der gleichen Korrelation /24/ bestimmt, mit der auch die Stoffübergangszahl β bestimmt wurde.

3) Wärmestrahlung aus dem Dampf an die Kondensatoberfläche

Der Wärmeübergang durch Strahlung wird vereinfachend wie zwischen zwei parallelen Platten beschrieben. Für den Tröpfchenfilm auf der Dampfseite wird die Absorptionszahl von Stahl im entsprechenden Temperaturbereich verwendet ($\varepsilon_\infty = 0.06$). Entsprechend dem Eingabeparameter für die strahlende Kondensationsoberfläche (Kondensatfilm, d.h. Stahl, oder Brennstoffkruste) wird für ε_0 entweder ebenfalls die Absorptionszahl von Stahl oder die von Brennstoff verwendet.

Damit ergibt sich q_{str} zu

$$q_{str} = \sigma \cdot \varepsilon_{12} \cdot (T_\infty^4 - T_0^4)$$

mit

$$\frac{1}{\varepsilon_{12}} = \frac{1}{\varepsilon_0} + \frac{1}{\varepsilon_\infty} - 1$$

4) Bestimmung von Materialgrößen

Die Wärme- bzw. Stoffübergangszahl ergibt sich mit Hilfe der empirischen Korrelation aus der Nusseltzahl Nu bzw. der Sherwoodzahl Sh. Um aus der Nusseltzahl die Wärmeübergangszahl α berechnen zu können, braucht man die Wärmeleitfähigkeit λ des Stahldampf- Inertgasgemisches, für die Stoffübergangszahl β die Diffusionskonstante D des Zweikomponentengemisches.

Für das ideale, monoatomare Gas ist nach der kinetischen Gastheorie die Prandtl-Zahl Pr gemäß /25/ gleich 0.667 und die Schmidtzahl Sc, die die Impulserhaltungsgleichung mit der Massendiffusionsgleichung verbindet, gleich 1. Kennt man also ν , a oder D, so kennt man über die Schmidt- und die Prandtlzahl auch die anderen.

Für ein Gemisch aus zwei idealen Gasen ist für die Diffusionskonstante D nach /26/ die Beziehung

$$D = 0.0069 \cdot (V_1^{1/3} + V_2^{1/3})^{-2} \cdot \sqrt{(1/M_1) + (1/M_2)} \quad \left[\frac{ft^2}{h} \right]$$

zu verwenden, wobei Molekylvolumen V_1 bzw. V_2 [$cm^3/g\text{-mol}$] ebenfalls dort angegeben sind.

Die spezifische Wärmekapazität c'' und die Dampfdichte ρ'' werden mit Hilfe der Thermodynamik /25/ bestimmt. Hieraus folgt λ und es sind alle auftretenden Materialgrößen bekannt.

5) Wärmedurchgang durch den Kondensatfilm

Zur Bestimmung des Wärmedurchgangs durch das Kondensat werden die Ergebnisse von Gerstmann und Griffith /22/ verwendet. Die Modellvorstellung ist, daß sich an der Unterseite einer horizontalen Fläche ein Flüssigkeitsfilm bildet. Die Tropfenbildung von diesem Film wird durch eine voll ausgebildete Taylorinstabilität /30/ beschrieben. Das Ergebnis dieser Untersuchungen lautet

$$Nu = 0.69 \cdot Ra^{0.20} \quad 10^6 < Ra < 10^8$$

$$Nu = 0.81 \cdot Ra^{0.193} \quad 10^8 < Ra < 10^{10}$$

Die Rayleigh-Zahl Ra ist dabei zu bilden gemäß

$$Ra = [(\rho' - \rho'') \cdot g \cdot r] / [\lambda \cdot \eta \cdot \Delta T] \cdot \{\sigma / [g \cdot (\rho' - \rho'')]\}^{3/2}$$

mit ρ' Dichte der Flüssigkeit bzw. ρ'' des Dampfes, g Erdbeschleunigung, r Verdampfungs- und l Schmelzwärme, λ Wärmeleitfähigkeit, η Zähigkeit sowie σ Oberflächenspannung jeweils der flüssigen Phase. Die Nusselt-Zahl ist hierbei

$$Nu = (\alpha_1 / \lambda \cdot \{\sigma / [g \cdot (\rho' - \rho'')]\})^{1/2}$$

worin α_1 die gesuchte Wärmeübergangszahl durch den Film ist. Durch Multiplikation mit dem Temperaturgefälle ($T_i - T_M$) über den Film erhält man dann hieraus die Wärmestromdichte q_1 durch den Film.

Nicht berücksichtigt ist in dieser Arbeit der Effekt des Aufschmelzens. Dieser Effekt ist nach /31/ zu berücksichtigen in einer modifizierten Ra-Zahl, die sich mit der oben definierten Ra-Zahl ergibt zu (c' Wärmekapazität)

$$Ra_{\text{mod}} = Ra \cdot \{1 + r / (1 + c' \cdot (T_M - T_i))\}$$

Aus allen angegebenen Beziehungen für die Wärmeströme kann rein analytisch kein Wärmeübergangskoeffizient angegeben werden, so daß iterative Verfahren erforderlich sind. Bei einem geschlossenen Kondensatfilm ist die Konvergenzbedingung, daß der Wärmestrom q_v vom Dampf in die Flüssig-Dampf-Grenzschicht aufgrund des Temperaturgefälles ($T_\infty - T_v$) gleich groß ist dem Wärmestrom q_1 durch den Flüssigkeitsfilm aufgrund des Temperaturgefälles ($T_i - T_M$), also

$$q_v - q_1 = F(T_i) = 0$$

B.3 Ableitung der Gleichungen zur Zweiphasenströmung

Der Ausgangspunkt für die Ableitung der Gleichungen ist eine Dampfmassenbilanz (Kontinuitätsgleichung) in einem Volumenelement des siedenden Pools, das sich über dessen gesamte Breite erstreckt. Die Dampfmassenänderung im Volumenelement ergibt sich aus der Differenz zwischen den Massen, die pro Zeiteinheit aus dem Volumenelement ein- und ausströmen (j mittlere Dampfgeschwindigkeit bezogen auf den gesamten Querschnitt), plus der im Volumenelement erzeugten Dampfmasse. Die Verdampfungsrate ist proportional der zur

Verdampfung zur Verfügung stehenden Wärmequellendichte q_{Boil} in der Flüssigkeit und der im Volumenelement vorhandenen Flüssigkeitsmenge (gekennzeichnet durch $(1-\alpha)$, wobei α der Dampfvolumenteil ist).

Im eindimensionalen, stationären Fall und unter der Annahme, daß Dampfdichte ρ'' und Verdampfungswärme r_{SS} überall im Pool konstant sind (wohl können sie sich aber zeitlich ändern), lautet die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{dj(z)}{dz} = q_{\text{Boil}} \cdot (1-\alpha(z)) \cdot (r_{\text{SS}} \cdot \rho'')^{-1}$$

Der Zusammenhang zwischen der Dampfgeschwindigkeit $j(z)$ und dem Dampfanteil $\alpha(z)$ ergibt sich aus der Impulskopplung zwischen beiden Phasen, die vereinfachend durch den "drift-flux" /38/ beschrieben wird. Die Definitionsgleichung für den drift-flux lautet

$$j_{\text{gl}} = (1-\alpha) \cdot j - \alpha \cdot j_1$$

Nimmt man an, daß keine, auch keine örtliche, Flüssigkeitsströmung j_1 vorliegt, so läßt sich diese Gleichung mit $j_1 = 0$ nach j auflösen gemäß

$$j = (1-\alpha)^{-1} \cdot j_{\text{gl}}$$

Für den Drift-Flux selbst wird ein empirischer Ansatz der Form

$$j_{\text{gl}} = \alpha \cdot (1-\alpha)^n \cdot v_{\infty}$$

verwendet. Der Parameter n ist abhängig vom Zustand der Zweiphasenströmung. Durch Einsetzen des Ansatzes in die Definitionsgleichung erhält man eine Gleichung für j in Abhängigkeit von α .

$$j(z) = \alpha(z) \cdot (1-\alpha(z))^{n-1} \cdot v_{\infty}$$

Dabei ist v_{∞} die Aufstiegsgeschwindigkeit einer einzelnen Blase charakteristischer Größe in einem unendlich ausgedehnten Medium und ergibt sich gemäß Wallis /38/ zu (σ Oberflächenspannung, g Erdbeschleunigung, ρ' Dichte der flüssigen Phase bzw. ρ'' der Dampfphase)

$$v_{\infty} = 1.53 \cdot \sqrt[4]{(\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho'')) / \rho'^2}$$

Wallis schlägt vor, für die Blasenströmung, in der sich die einzelnen Blasen völlig unabhängig voneinander bewegen, für n den Wert 2 zu verwenden. Für "churn turbulent" (häufige Koagulation und Teilung von Gasballen) schlägt Wallis für n den Wert 0 vor. Die von Wallis angegebenen Beziehungen werden auf eine intern beheizte Flüssigkeit übertragen.

Die Gleichung für $j(z)$ wird in die Dampfmassenbilanz eingesetzt. Es ergibt sich nach Ausdifferenzieren und Kürzen folgende Differentialgleichung für $\alpha(z)$, wobei n als Parameter enthalten ist:

$$(1-n\alpha) \cdot (1-\alpha)^{n-2} \cdot \frac{d\alpha}{dz} = k \cdot (1-\alpha)$$

mit $k = q_{\text{boil}} / (r_{\text{SS}} \cdot \rho'' \cdot v_{\infty})$

Der Faktor k entspricht bei gegebener Temperatur (Stoffwerte) der Verdampfungsrate.

Nach Trennung der Variablen wird die Gleichung aufintegriert bis zur Höhe z . Das Ergebnis lautet für

- Blasenströmung ($n = 2$) mit der Randbedingung, daß $\alpha(z = 0) = 0$

$$\ln(1-\alpha) + 2\alpha = k \cdot z$$

- churn- turbulent ($n = 0$) mit der Randbedingung, daß $\alpha(z_1) = \alpha_{\text{CK}}$

$$\frac{1}{2} \cdot [(1-\alpha)^{-2} - (1-\alpha_{\text{CK}})^{-2}] = k \cdot [z - z_1]$$

Bei der Bestimmung des mittleren Dampfanteils im Zweiphasengebiet aus diesen Gleichungen ist der Wechsel des Zustands der Zweiphasenströmung mitzubersichtigen. Er erfolgt an der Stelle $z = \text{HB}$, an der der Dampfanteil α in der reinen Blasenströmung einen kritischen Wert α_{krit} übersteigt, der sich aus den Stabilitätskriterien ergibt. Bei gegebenem k wird für die reine Blasenströmung $\alpha(z)$ numerisch bestimmt bis zur Höhe HB , an der der kritische Wert α_{krit} erreicht wird. Diese Wertepaare $(\alpha(z), z)$ werden numerisch aufintegriert zum mittleren Dampfanteil $\bar{\alpha}_B$ im Bereich der reinen Blasenströmung. Hieraus erhält man das Volumen der reinen Flüssigkeit V_{L_B} , das im Bereich der Blasenströmung enthalten ist.

Die Bedingung an der Grenzfläche ist, dass der Dampfmassenstrom vor und nach Wechsel der Strömungsform gleich bleibt (Kontinuitätsgleichung). Ist j_B der auf die gesamte Querschnittsfläche bezogene Dampfstrom im Bereich der Blasenströmung und j_C der im Bereich von churn turbulent, so muß gelten

$$j_B(\text{HB}) = j_C(\text{HB})$$

Setzt man in diese Gleichung den Ansatz für j_B (reine Blasenströmung mit $n = 2$) bzw. j_C (churn- turbulent mit $n = 0$) ein, so ergibt sich

$$j_B = \alpha_B \cdot (1-\alpha_B)^{2-1} \cdot v_\infty = j_C = \alpha_C \cdot (1-\alpha_C)^{0-1} \cdot v_\infty$$

Hieraus läßt sich α_C bestimmen zu

$$\frac{1}{\alpha_C} = \{\alpha_B \cdot (1-\alpha_B)\}^{-1} + 1$$

In dieser Gleichung ist α_B der Dampfanteil in der Blasenströmung an der Stelle $z_{\text{max}} = \text{HB}$ und α_C der der churn- turbulent Strömung. Man erkennt die Unstetigkeit des Dampfanteils an dieser Stelle. Ist etwa $\alpha_B = 0.5$, (man kann zeigen, daß $\alpha_B = 0.5$ der theoretisch maximal mögliche Wert für den Dampfanteil in einer intern beheizten reinen Blasenströmung ist, wenn ein plötzlicher Sprung hin zu hohen Dampfanteilen, d.h. zur Schaumströmung, ausgeschlossen wird), so ergibt sich hieraus ein α_C von 0.2.

Die churn turbulent-Strömung beginnt also an der Stelle $z_1 = \text{HB}$, wobei an dieser Stelle der Volumenanteil für die churn turbulent-Strömung $\alpha_{\text{CK}} = \alpha_C(z = \text{HB})$ ist. Für die churn turbulent Strömung kann der Dampfanteil in Abhängigkeit von z analytisch bestimmt werden. Hieraus ergibt sich der mittlere Dampfanteil $\overline{\alpha_C}$ nur im churn turbulent Gebiet zu

$$\overline{\alpha_C}(z) = 1 - \frac{1}{k(z-\text{HB})} \cdot [- (1-\alpha_{\text{CK}})^{-1} + \sqrt{(1-\alpha_{\text{CK}})^{-2} + 2k \cdot (z-\text{HB})}]$$

Hieraus folgt das Volumen der flüssigen Phase, das im churn- turbulent Gebiet bis zur Höhe z enthalten ist. Das gesamte Volumen der flüssigen Phase im Zwei-

phasengebiet bis zur Höhe z ergibt sich aus der Summe aus beiden Teilbereichen. Hiermit wird ein Vergleich mit dem vorhandenen Flüssigkeitsvolumen durchgeführt, aus dem dann schließlich die Höhe H des Zweiphasengebiets folgt, die erforderlich ist, um das vorhandene Flüssigkeitsvolumen unterzubringen. Da bereits für die Lösung im Bereich der Blasenströmung numerische Verfahren erforderlich waren, sind sie auch hier erforderlich.

Da die kondensierende Masse (=verdampfende Masse) abhängig ist von der Kondensationsoberfläche im trockenen Dampfraum, die aber wiederum selbst abhängig ist der Höhe oberhalb des Zweiphasengebiets (von $[HT - H]$ in Abb.2.4), müssen H und $k(H)$ iterativ in Übereinstimmung gebracht werden.

Die empirischen Stabilitätskriterien von Kutateladse/35/ liefern einen Ausdruck für den kritischen Dampfstrom j_{krit} , bei dessen Erreichen in der betrachteten Zweiphasenströmung eine Änderung des Strömungszustandes stattfindet. Die Untersuchungen von Kutateladse basieren auf Experimenten von Wasser mit Quecksilber bzw. Luft. Die leichtere Komponente wurde von unten in ein Gefäß mit stagnierender Flüssigkeit eingespeist und der Wechsel des Strömungszustandes beobachtet.

Die Stabilitätskriterien von Kutateladse haben die Form /35/ (σ Oberflächenspannung zwischen beiden Phasen, ρ' Dichte der schweren Phase, ρ'' Dichte der leichten Phase)

$$j_{krit} = \kappa \cdot \sqrt[4]{\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho'') / \rho'^2}$$

mit $\kappa=0.3$ für den Übergang von der Blasenströmung zur churn- turbulent Strömung. Der Wurzelterm entspricht bis auf einen konstanten Faktor der Auftriebsgeschwindigkeit v_{∞} einer einzelnen Blase.

Für die reine Blasenströmung ergibt sich der Dampfstrom durch Setzen von $n = 0$ zu

$$j_v = \alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot v_{\infty}$$

Das Stabilitätskriterium ist erfüllt, wenn

$$j_{krit} = j_v(\alpha_{krit})$$

also

$$j_{\text{krit}} = \alpha_{\text{krit}} \cdot (1 - \alpha_{\text{krit}}) \cdot v_{\infty}$$

Dies ist bei bekanntem j_{krit} eine quadratische Gleichung für α_{krit} .
Aufgelöst ergibt sich

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{krit}} &= 0.5 \pm \sqrt{0.25 - j_{\text{krit}}/v_{\infty}} \\ &= 0.5 \pm \sqrt{0.25 - \kappa/1.53} \end{aligned}$$

Das Pluszeichen liefert eine Lösung oberhalb von $\alpha_{\text{max}}=0.5$.

Der Umschlag von der Blasen- zur churn- turbulent Strömung erfolgt also nicht erst bei dem theoretischen $\alpha_{\text{max}} = 0.5$, sondern unter Berücksichtigung der Stabilitätskriterien von Kutateladse bereits bei $\alpha_{\text{max}} \approx 0.27$. Durch Verwendung dieses Wertes für α_{max} werden die theoretischen Überlegungen an die experimentellen Untersuchungen von Kutateladse angepasst.

B.4: Wärmeübertragungskorrelationen aus einem siedenden Pool

Die empirischen Korrelationen für die Wärmeverluste aus einer siedenden Flüssigkeit wurden von Stein et al. /13/ experimentell bestimmt. Als Medium wurde Wasser verwendet, das durch elektrischen Strom intern beheizt wurde. Der entstehende Dampf konnte ungehindert nach oben abströmen. Die durch die aufsteigenden Dampfblasen erzeugte Konvektion sowie ein möglicher radialer Dampfstrom wurde somit simuliert. Diese Effekte sind also indirekt in diesen Korrelationen enthalten. Der Einfluß des Aufschmelzens der Begrenzungsflächen wurde in diesen Experimenten aber nicht untersucht. Die folgenden angegebenen Wärmeübergangskorrelationen sind die gleichen, die Ostensen /52/ verwendet.

B.4.1 Horizontale Wärmeübergangszahl im siedenden Pool

Die Wärmeübergangszahl zur Seite ergibt sich aus einer effektiven Nusseltzahl

Nu_{eff} zu

$$h_h = \lambda_{\text{mix}} \cdot \frac{1}{H} \cdot \text{Nu}_{\text{eff}}$$

Hierin ist H die Poolhöhe und λ_{mix} die gemittelte Wärmeleitfähigkeit in der Brenn/Brutstoff-Stahlschmelze gemäß Kämpf und Karsten /49/.

Die effektive Nusselzahl Nu_{eff} wird berechnet gemäß

$$\text{Nu}_{\text{eff}} = \sqrt[3]{\text{Nu}_{\text{TC}}^3 + \text{Nu}_{\text{FC}}^3}$$

Durch Nu_{TC} wird die Naturkonvektion beschrieben. Die Korrelation ist (ϵ thermischer Ausdehnungskoeffizient, ν Viskosität, g Erdbeschleunigung, und Pr Prandtlzahl der Schmelze)

$$\text{Nu}_{\text{TC}} = 0.677 \cdot [(\text{Pr}^2 \cdot g \cdot \epsilon_{\text{mix}} \cdot (T - T_{W_h}) \cdot H^3) / ((0.952 + \text{Pr}) \cdot \nu_{\text{mix}}^2)]$$

Für die Zwangskonvektion aufgrund der Dampfströmung ergibt sich

$$\text{Nu}_{\text{FC}} = 0.664 / \text{Pr}^{1/6} \cdot \sqrt{(H \cdot v_B) / a}$$

a ist die Temperaturleitfähigkeit der Schmelze mit (ρ' Dichte der Flüssigkeit)

$$a = \lambda_{\text{mix}} / (\rho' \cdot c')_{\text{mix}}$$

und v_B eine "boiling velocity", die zu berechnen ist gemäß

$$v_B = 7.21 \cdot v^* \cdot (j_{\text{sv}} / v^*)^{0.735}$$

mit (σ Oberflächenspannung)

$$v^* = (\sigma_{\text{mix}} \cdot g / \rho_{\text{mix}})^{1/4}$$

j_{sv} ist die "superficial velocity" /38/, mit der der Dampf aus dem Pool aufsteigt. Es läßt sich aus dem Dampfmassenstrom MSV° durch die Pool-Oberfläche berechnen, der durch die Dampfkondensation bestimmt wird.

B.4.2 Wärmestrom nach unten

Die Korrelation für den Wärmeübergang nach unten basiert auf der Annahme, daß sich eine ruhende flüssige Grenzschicht mit der Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} am Boden des Pools gebildet hat. Die tatsächliche Wärmeleitfähigkeit λ_{mix} der Flüssigkeit erhöht sich durch die Turbulenz über der Grenzschicht. Die Korrelation hierfür ist:

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{mix}} \cdot \begin{cases} 1 + (6.48 \cdot 10^{-6} \cdot \text{Re})^3 & \text{Re} < 0.5 \cdot 10^6 \\ 35 & 0.5 \cdot 10^6 \leq \text{Re} < 1 \cdot 10^6 \\ 46.25 - 11.25 \cdot 10^{-6} \cdot \text{Re} & 1 \cdot 10^6 \leq \text{Re} < 3 \cdot 10^6 \\ 12.5 & 3 \cdot 10^6 < \text{Re} \end{cases}$$

Die Re-Zahl ist hierbei mit der "boiling-velocity" v_B und der Kontakthöhe H zu bilden, also

$$\text{Re} = (v_B \cdot H \cdot \rho'_{\text{mix}}) / \eta_{\text{mix}}$$

Damit wird die Wärmestromdichte q_d berechnet nach

$$q_d = \sqrt{(2 \cdot \lambda_{\text{eff}} \cdot (T - T_{W_d})) \cdot q_{\text{boil}}}$$

Hierin ist q_{boil} die gesamte zur Verdampfung zur Verfügung stehende Wärme bezogen auf die Gesamtmasse der Schmelze. Dies ist eine der thermischen Grenzschicht entsprechende Gleichung, vgl. den Wandwärmeübergang in SOPSI.

B.4.3. Minimale Wärmeübergangszahlen

Die hier angegebenen Korrelationen für den siedenden Pool verlieren ihre Gültigkeit, wenn der Dampfvolumenstrom durch den Pool klein wird. Tritt überhaupt kein Dampfvolumenstrom auf und vernachlässigt man Konvektionseffekte, dann wird der Wärmeverlust aus dem Pool durch reine Wärmeleitung in einem Festkörper bestimmt.

Die maximalen Wärmewiderstände sind diejenigen, die sich entsprechend einer thermischen Grenzschicht (vgl. A.2, aber ggf. mit der Brennstoffschmelztemperatur als Wandoberflächentemperatur) ergeben. Die aus diesen Wärmewiderständen errechneten minimalen Wärmeübergangszahlen werden verwendet, wenn die sich aus den verwendeten empirischen Korrelationen ergebenden Wärmeübergangszahlen kleiner sind als diese minimalen Wärmeübergangszahlen, bzw. der Gültigkeitsbereich der Wärmeübergangszahlen unterschritten wird.

Anhang C: Natriumsieden in den Spalten bzw. in den Sonderelementen

C.1 Wärmeübergangszahl

Der Wärmestrom von der Wand ins Natrium wird angetrieben von der Differenz zwischen Wandmittentemperatur und Natriummittentemperatur. Der gesamte Wärmewiderstand von der Wand ins Natrium setzt sich also zusammen aus einem Wärmewiderstand R_{Wand} in der Wand selbst durch Wärmeleitung und dem im Natrium durch das Sieden (R_{Siede}). Der Wärmewiderstand in der Wand ergibt sich mit der Wanddicke s zu

$$R_{\text{Wand}} = \frac{s}{2\lambda_{\text{SS}}} \approx 0.59 \left[\frac{\text{K cm}^2}{\text{W}} \right]$$

Für die Wärmeübergangszahl α durch Blasensieden an Natrium in senkrechten Rohren ohne Zwangskonvektion (Behältersieden) ergibt sich gemäß den Ergebnissen von Subbotin /53/ als Korrelation (q Wärmestromdichte, p Druck)

$$\alpha = 5.6 \cdot q^{2/3} \cdot p^{0.1} \quad \text{für } 0.3 < p < 1.5 \text{ bar}$$

$$\alpha = 8.0 \cdot q^{2/3} \cdot p^{0.4} \quad \text{für } p < 0.3 \text{ bar}$$

wobei hier für α die Dimension $[\text{kcal}/\text{m}^2\text{h}^\circ\text{K}]$ zu verwenden ist und für q $[\text{kcal}/\text{m}^2\text{h}]$. Nach /54/ sind im Bereich des Blasensiedens die Wärmeübergangszahlen bei Strömungssieden unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit des Natriums selbst, und die für Behältersieden gefundenen Korrelationen lassen sich teilweise auch für Strömungssieden verwenden.

Hieraus erhält man den Wärmewiderstand im Natrium durch Sieden, wenn man für den Druck 1 bar annimmt, zu

$$R_{\text{siede}} = \frac{1}{\alpha} \approx \frac{50}{\Delta T_{\text{Na}}^2} \quad \left[\frac{\text{cm}^2 \text{ K}}{\text{W}} \right]$$

Der Wärmewiderstand im Natrium ist also selbst abhängig von der Temperaturdifferenz zwischen Wandoberfläche und Natriummittentemperatur.

Zusammen mit dem Wärmewiderstand in der Wand selbst kann hieraus die Wandoberflächentemperatur eliminiert werden und der Wärmewiderstand dargestellt werden nur in Abhängigkeit von der Differenz zwischen Wandmittentemperatur und Natriummittentemperatur ohne die Wandoberflächentemperatur. Der Wärmewiderstand in der Wand ist dann hierbei mitberücksichtigt. Dieser Zusammenhang ist in Abb.C.1 dargestellt. Zum Vergleich mit eingetragen ist der (konstante) Wärmewiderstand durch Wärmeleitung in der Wand selbst.

Man erkennt aus Abb.C.1, daß bereits bei einem Temperaturunterschied von nur 50°K zwischen der Wandmittentemperatur und der Natriummittentemperatur der Wärmewiderstand im Natrium bereits weniger als die Hälfte des Wärmewiderstands in der Wand beträgt, und bei einer Temperaturdifferenz von 300°K nur noch 1/10.

Der Wärmewiderstand im Natrium unter Siedebedingungen ist also im interessierenden Temperaturbereich wesentlich kleiner als der in der Wand. Der Wärmestrom von der Wand ins Natrium unter Siedebedingungen wird also von der Wand dominant beeinflusst. Details im Siedewärmeübergang spielen deshalb keine Rolle. Vereinfachend wird deshalb der Wärmewiderstand im Natrium zu 0 gesetzt, d.h. der Wärmeübergang durch Sieden wird als unendlich gut angenommen, also

$$R_{\text{siede}} = 0$$

C.2 Beginn des Siedens, Siedeverzug

Nachdem so die Wärmeübergangszahl für das Natriumsieden festgelegt ist, muß noch ein Kriterium angegeben werden, ab welcher Temperaturdifferenz zwischen der Wand und dem Natrium das Sieden beginnt. Hierfür muß die Wandoberflächentemperatur T_0 (nicht die Wandmittentemperatur T_W) die Natriumsiedetemperatur überschreiten, plus evtl. eine Überhitzung ΔT_{ij} für den Siedeverzug.

Unter den gegebenen Bedingungen (technisches System - Verarbeitung der Wandoberfläche, Reinheit des Natriums etc.) tritt nur ein sehr geringer bzw. kein Siedeverzug auf, d.h. es wird i.A. angenommen (Eingabegröße) $\Delta T_{ij} = 0$.

Als Kriterium für das Sieden ergibt sich somit

$$T_0 \geq T_{\text{boil}} + \cancel{\Delta T_{ij}} = 0$$

Mit dem Wärmewiderstand R_{Wand} in der Wand und R_{konv} im Natrium ergibt sich der Wärmestrom vor Beginn des Siedens zu

$$q = (R_{\text{Wand}} + R_{\text{konv}})^{-1} \cdot (T_W - T_{\text{Na}})$$

Beide hier verwendete Temperaturen sind die jeweiligen Mitteltemperaturen. Die Wandoberflächentemperatur T_0 vor Beginn des eigentlichen Siedens, die den Temperaturabfall in der Wand selbst berücksichtigt, läßt sich bestimmen zu

$$T_0 = (R_{\text{Wand}} + R_{\text{konv}})^{-1} \cdot (T_W \cdot R_{\text{konv}} + T_{\text{Na}} \cdot R_{\text{Wand}})$$

In das Kriterium für das Sieden wird obige Gleichung für T_0 und eingesetzt und dies aufgelöst nach der Wandmittentemperatur T_W mit dem Ergebnis

$$T_W \geq T_{\text{boil}} + \Delta T_{ij} + R_{\text{Wand}} / R_{\text{konv}} \cdot (T_{\text{boil}} + \Delta T_{ij} - T_{\text{Na}})$$

Der rechte Term in dieser Gleichung ergibt sich durch den Temperaturabfall in der Wand selbst durch die Wärmeleitung.

C.3 Kritische Wärmestromdichte

Zur kritischen Wärmestromdichte in siedendem Natrium liegen für Behältersieden an horizontalen Flächen einige theoretische Abschätzungen und experimentelle Untersuchungen vor, jedoch kaum für Behältersieden an vertikalen Flächen oder für Strömungssieden in vertikalen Spalten bzw. Kreisrohren mit entsprechendem Längen- zu Durchmesser Verhältnis, wie hier von Interesse. Es kann somit für die hier interessierenden Fälle keine genau zutreffende Angabe gemacht werden. Statt dessen soll aus den vorliegenden Ergebnissen der entsprechende Wert "sinnvoll" abgeschätzt werden. Mit ähnlichen Überlegungen wurde bereits in /39/ begonnen.

Die erste theoretische Abschätzung zur kritischen Wärmestromdichte an horizontalen Flächen stammt von Kutateladse /55/. Sie beruht ausschließlich auf Betrachtungen zur Zweiphasenströmung. Angenommen wird, daß dann keine Flüssigkeit mehr an die Wandoberfläche gelangen kann, wenn die Geschwindigkeit des aufsteigenden Dampfes einen bestimmten Wert überschreitet, für den Kutateladse einen halbempirischen Zusammenhang angibt. Der physikalische Hintergrund ist, daß durch die Schleppwirkung, die der Dampf auf die Flüssigkeit ausübt, das Herablaufen der Flüssigkeit entgegen dem Dampfstrom verhindert und im Gegenteil die Flüssigkeit vom Dampfstrom von der Heizeroberfläche weggerissen wird. Diese kritische Geschwindigkeit v ergibt sich gemäß Kutateladse zu (σ Oberflächenspannung, g Erdbeschleunigung, ρ' Dichte flüssig bzw. ρ'' dampfförmig)

$$v = k \cdot \rho^{-\frac{1}{2}} \cdot (\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho''))^{\frac{1}{4}}$$

wobei für k ein entsprechender Wert gesetzt werden muß. Mit dieser Dampfgeschwindigkeit kann die Wärmestromdichte (r Verdampfungswärme)

$$q = r \cdot \rho'' \cdot v$$

im Dampf transportiert werden. Demgemäß ergibt sich für Natrium eine kritische Wärmestromdichte von ca. $300 \frac{W}{cm^2}$.

Hierbei werden Effekte vernachlässigt wie etwa der Massentransport verbunden mit Verdampfung und Kondensation innerhalb der Dampfblase selbst. Durch solche Effekte kann noch zusätzlich Wärme abgeführt werden, so daß die tatsächliche kritische Wärmestromdichte an horizontalen Flächen oberhalb des Wertes liegen wird, der sich gemäß Kutateladse ergab.

Dies bestätigt sich, wenn man diesen Wert mit experimentellen Ergebnissen bzw. davon abgeleiteten Korrelationen an horizontalen Flächen vergleicht, etwa denen von Subbotin /53/. Dieser verwendete eine horizontale Kreisscheibe von 38mm Durchmesser. Aus der von ihm angegebenen Beziehung ergibt sich bei einem Druck von ca. 2 bar eine kritische Wärmestromdichte von ca. $420 \frac{W}{cm^2}$.

Für vertikale Flächen liegt die kritische Wärmestromdichte gemäß /56/ unter der für horizontale. Für Blasensieden ist gemäß /54/ der Wärmeübergang, und damit verbunden auch die kritische Wärmestromdichte, weitgehend

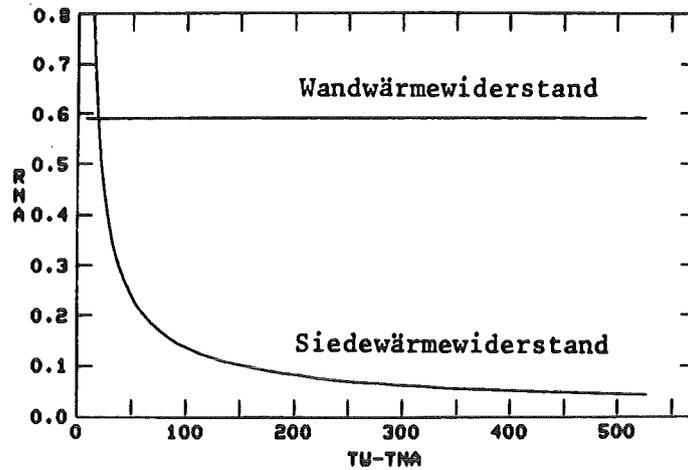


Abb.C.1 Vergleich des Wärmewiderstands beim Sieden in Natrium mit dem Wärmewiderstand durch reine Wärmeleitung in der Wand ($s = 0.26\text{cm}$) in Abhängigkeit von der Differenz zwischen Wandmittentemperatur und Natriummittentemperatur

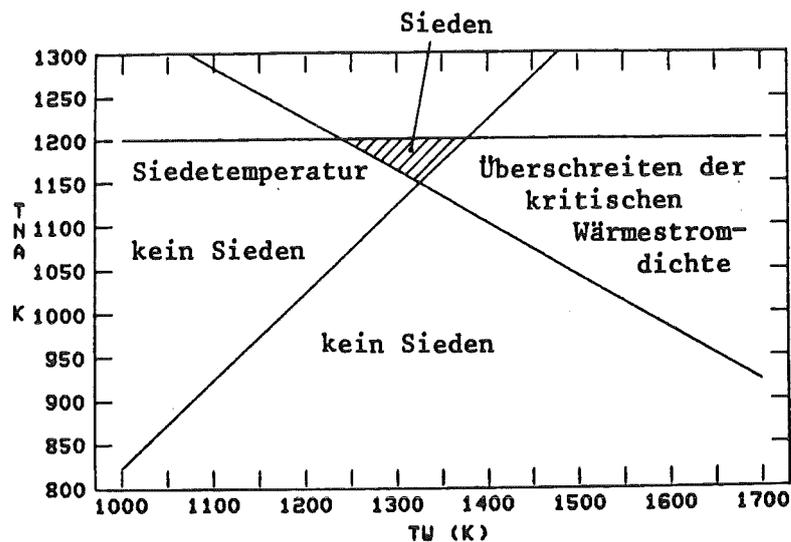


Abb.C.2 Siedebedingungen im Spalt in Abhängigkeit von der Wandmittentemperatur und der Spaltmittentemperatur. Sieden ist nur möglich, wenn die Wandoberflächentemperatur die Siedetemperatur plus Siedeverzug überschreitet. Bei zu hohem Temperaturunterschied Wand-Natrium wird die kritische Wärmestromdichte (300W/cm^2) überschritten.

unabhängig von der Geschwindigkeit, mit der sich die Flüssigkeit entlang der wärmeabgebenden Fläche bewegt. Als Eingabe in BOPSIPR wird deshalb ein Wert für die kritische Wärmestromdichte von $300 \frac{W}{cm^2}$ verwendet.

Überschreitet beim Sieden die dem Natrium zugeführte Wärme die kritische Wärmestromdichte (z.B. dadurch, daß die Wand zu heiß wird), so wird angenommen, daß die Wärme nur noch durch Strahlung zwischen dem Kühlmittel und der Wand übertragen werden kann. Es wird hierfür vereinfachend angesetzt

$$q = \sigma \cdot \epsilon_{12} \cdot (T_W^4 - T_{Na}^4)$$

ϵ_{12} wird bestimmt wie für zwei parallele Platten. Da der Hauptwärmewiderstand durch die Strahlung bestimmt wird, wird der Wärmewiderstand in der Wand vernachlässigt.

C.4 Siedezustand im Spalt

Mit den bisher aufgestellten Beziehungen soll untersucht werden, unter welchen Bedingungen Sieden im Spalt auftritt und ob dabei die kritische Wärmestromdichte überschritten werden kann. Der Zusammenhang für den Beginn des Siedens von Wandmittentemperatur und Natriummittentemperatur wurde oben abgeleitet. Der Wärmestrom beim Sieden ergibt sich andererseits mit der jeweiligen Mitteltemperatur zu

$$q = (T_W - T_{Na}) / (R_{Wand} + R_{siede}) \leq q_{krit}$$

wobei hierin R_{siede} gemäß dem oben Gesagten zu 0 gesetzt wird. Diese Gleichung liefert den Zusammenhang zwischen Wandmittentemperatur und Natriummittentemperatur, wenn die kritische Wärmestromdichte gerade erreicht ist. Diese beiden Beziehungen für den Siedebeginn und die kritische Wärmestromdichte in Abhängigkeit von der Wandmittentemperatur und der Natriummittentemperatur sind in Abb.C.2 dargestellt.

Man erkennt die Grenzgerade, unterhalb der kein Sieden möglich ist, weil die Wandoberflächentemperatur für den Siedebeginn zu niedrig ist. Betrachtet man im Siedebereich die Gerade für die kritische Wärmestromdichte, so ist stabiles Sieden nur in dem schraffierten Dreieck möglich, während im anderen Bereich die kritische Wärmestromdichte überschritten wird, wodurch die tatsächlich auftretende Wärmestromdichte dann stark reduziert wird.

Anhang D: Ableitung der Gleichungen für Wände bzw. Blockaden

Der Massenanteil der Komponente Brenn/ Brutstoff bezogen auf die Gesamtmasse in der Blockade sei β . Für die Blockaden und die Wände können weitgehend die selben Gleichungen verwendet werden. Die Wände werden als "Spezialfall" der Blockade ohne Brenn/ Brutstoffanteil betrachtet, also mit $\beta = 0$. Die im Folgenden abgeleiteten Gleichungen für die Blockaden gelten also für die Wände entsprechend.

In die Blockadeoberfläche (bzw. Wandoberfläche) von außen hinein fließt die Wärmestromdichte q_{∞} . In die Wand/ Blockade hinein abgeführt werden kann auf Grund der herrschenden Temperaturgradienten an der Oberfläche der Wärmestrom q_{into} . Nur der letzte Wärmestrom führt zum Aufheizen der Wand bzw. Blockade und ist in der entsprechenden Energiebilanz direkt zu berücksichtigen. Die restliche Wärme (d.h. die Differenz aus diesen beiden Wärmeströmen) führt ggf. zum Aufschmelzen an der Oberfläche.

Der Wärmewiderstand innerhalb der Wand/ Blockade (von dem die in die Wand/ Blockade hinein abgeführte Wärme q_{into} bestimmt wird) wird berechnet wie für eine ebene Platte. Er ergibt sich dann zu

$$R_B = \frac{s}{2\lambda_{\text{mix}}}$$

wenn s die Dicke der Wand/ Blockade ist und λ_{mix} die der Materialzusammensetzung entsprechende mittlere Wärmeleitfähigkeit. Die Auswirkung der internen Wärmeerzeugung auf die Wärmewiderstände wird hier vernachlässigt.

Für jede axiale Wandzone, bzw. brennelementweise separat für jede Blockade in den einzelnen Bündeln, wird eine Energie- und eine Massenbilanz aufgestellt. Eine weitere Unterteilung der Wände bzw. Blockaden in Maschen erfolgt nicht. Wände und Blockaden erhalten jeweils von beiden Oberflächen einen Wärmestrom bzw. geben Wärme ab. Entsprechend können beide Seiten unabhängig voneinander angeschmolzen werden. Die Enthalpie- bzw. Massenänderungen von beiden Seiten werden jeweils aufaddiert (vgl. die Koppelung der einzelnen Mikromodelle durch das Makromodell, auf die im Kap.3.3 eingegangen wird). Zusätzlich wird in jeder Wand/ Blockade intern Wärme erzeugt.

Die beiden Seiten seien durch "links" und "rechts" gekennzeichnet. Die

Vorgänge vor der "linken" und "rechten" Seite werden von verschiedenen Mikromodellen beschrieben. Dann lautet die Gesamtenergiebilanz für eine Wandzone bzw. Blockade

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{M} \cdot \{ [A \cdot q_{q_{into}} + \frac{1}{2} Q^*]_{links} + [A \cdot q_{q_{into}} + \frac{1}{2} Q^*]_{rechts} \}$$

Hierin ist Q^* die in der gesamten Wand bzw. Blockade erzeugte Wärme Q_{erz} (außer wenn diese zum Schmelzen führt, weil die Wand/ Blockade bereits die Schmelztemperatur erreicht hat und deshalb weitere Aufheizung nicht sinnvoll ist). Durch den Faktor $\frac{1}{2}$ bei Q^* wird berücksichtigt, daß jede Wand von zwei Mikromodellen (von jeder Seite getrennt) aufgerufen wird. Die Terme in [] ergeben sich jeweils aus diesen beiden verschiedenen Mikromodellen.

1) ohne Schmelzangriff

Wenn die Umgebungstemperatur an der betrachteten Seite niedriger ist als die Schmelztemperatur der Wand/ Blockade, oder wenn die Wand/ Blockade dort sogar gekühlt wird, findet kein Schmelzangriff statt. Die der Wand/ Blockade von der Umgebung zugeführte Wärmestromdichte (q_{∞}) ist also gleich der ins Innere hinein abgeführten (q_{into}). Beide ergeben sich zu

$$q_{\infty} = q_{into} = (T_{\infty} - T_B) / (R_B + R_{\infty})$$

Die physikalischen Vorgänge, die sich dabei "vor" der Wand/ Blockade abspielen (z.B. Natriumsieden) sind im Wärmewiderstand R_{∞} enthalten. Die Wärmestromdichte kann negativ werden (im Fall der Kühlung der Wand/ Blockade an dieser Seite), d.h. von der Wand/ Blockade weg gerichtet.

2) mit Schmelzangriff

Wenn die Temperatur in der benachbarten Schmelze höher ist als die Schmelztemperatur der Wand/ Blockade, finden an deren Oberfläche Schmelz- bzw. Erstarrungsvorgänge statt. Die Wärmestromdichte q_{∞} in die Wand/ Blockade hinein ist von außen aufgeprägt (Wärmewiderstand R_{∞}), d.h. ergibt sich durch Mechanismen im Element (z.B. siedende Zweiphasenschmelze). Die treibende Temperaturdifferenz ist mit der Schmelztemperatur der Wand/ Blockade als Oberflächentemperatur T_0 zu bilden, also

$$q_{\infty} = (T_{\infty} - T_0) / R_{\infty}$$

Die in die Wand/ Blockade hinein abgeführte Wärmestromdichte q_{into} ergibt sich dabei andererseits mit dem Wärmewiderstand in der Wand/ Blockade selbst. Die treibende Temperaturdifferenz ist hier wieder mit der Schmelztemperatur als Oberflächentemperatur zu bilden und mit der Mittentemperatur T_B der Wand/ Blockade, also

$$q_{\text{into}} = (T_0 - T_B) / R_B$$

Diese Wärmestromdichte ist somit im Allgemeinen ungleich der der Wand/ Blockade von der Umgebung zugeführten Wärme (q_{∞}). Diese ins Innere hinein abgeführte Wärme wird sehr klein bzw. zu 0, wenn die Mittentemperatur der Wand/ Blockade sich der Schmelztemperatur annähert bzw. sie erreicht.

Die Aufschmelzrate an der Oberfläche ergibt sich aus der Differenz zwischen dem der Oberfläche von außen zugeführten Wärmestrom und dem nach innen abgeführten Wärmestrom. Außerdem wird in der Wand bzw. Blockade intern Wärme (Q_{erz}) erzeugt. Solange die Schmelztemperatur T_M der kontinuierlichen Komponente nicht erreicht ist, wird diese Wärme vollständig zur Aufheizung verwendet, danach vollständig zum Aufschmelzen. Die zum Aufschmelzen einer Wandseite/ Blockadeseite zur Verfügung stehende Wärmestromdichte ist also

$$q_{\text{schmelz}} = q_{\infty} - q_{\text{into}} + \left\{ \begin{array}{ll} 0, & \text{wenn } T < T_M \\ Q_{\text{erz}}/2A, & \text{wenn } T = T_M \end{array} \right.$$

Zur Ableitung der Aufschmelzraten für Blockaden aus der zum Schmelzen zur Verfügung stehenden Wärmestromdichte wird eine modifizierte Schmelzwärme l^* verwendet. Sie berücksichtigt neben der Schmelzwärme der kontinuierlichen Komponente das Aufheizen der kontinuierlichen Komponente auf Schmelztemperatur sowie entsprechend dem Massenverhältnis Aufheizen und ggf. Schmelzen der diskontinuierlichen Komponente.

Es gelangt so der Massenstrom $MM_{m,k}^{\bullet}$ der kontinuierlichen Komponente in das Element gemäß

$$MM_{m,k}^{\bullet} = (q_{\text{schmelz}} \cdot A) / l^*$$

wobei der Massenstrom $MM_{m,d}^{\bullet}$ der diskontinuierlichen mitgerissen wird gemäß

$$\dot{M}_{m,d} = \dot{M}_{m,k} \cdot \beta^*$$

Hierin ist β^* das Massenverhältnis von diskontinuierlicher zu kontinuierlicher Komponente. Beide Massenströme gelangen mit Schmelztemperatur der kontinuierlichen Komponente ins Element. Ist Stahl die kontinuierliche Komponente, ist somit der mitgerissene Brennstoff noch fest.

Wenn mehr Wärme in die Wand/ Blockade hinein abgeführt werden kann als ihr von außen zugeführt wird (etwa weil sie stark unterkühlt ist), so finden Erstarrungsvorgänge statt. Das erstarrende Material hat dabei im Modell die gleiche Zusammensetzung wie die schon vorhandene Blockade. Die Bildung einer Brennstoffkruste auf einer Stahlwand ist somit mit diesem Modell nicht erfaßbar.

Ist kein oder zu wenig Material vorhanden, das erstarren könnte (wie etwa im trockenen Dampfraum oberhalb einer siedenden Brennstoff- Stahl- Schmelze), so erstarrt nur das, was vorhanden ist und entsprechend wird weniger Wärme in die Blockade hinein abgeführt. Hierdurch ist die Enthalpieänderungsrate niedriger.

Die modifizierte Schmelzwärme l^* , die die kontinuierliche und die diskontinuierliche Komponente berücksichtigt, deren Aufheizen etc., ergibt sich wie folgt (\sim fest, ' flüssig):

a) Brenn/ Brutstoff als kontinuierliche Komponente

Für die Ableitung der Gleichungen wird zunächst angenommen, daß die kontinuierliche Komponente der Brenn/ Brutstoff (F_u) sei und Stahl (SS) die diskontinuierliche. (Der folgende Abschnitt betrifft somit nicht die Wände.) Die zum Aufschmelzen eines solchen Zweikomponentengemischs mit kontinuierlicher und diskontinuierlicher Komponente erforderliche Wärme ergibt sich dann wie folgt:

- für die kontinuierliche Komponente (hier F_u)

- Aufschmelzen l_{F_u}

- Aufheizen auf Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase, wenn die Blockadetemperatur T_B niedriger ist als diese (hier auf Brennstoffschmelztemperatur $T_{F_u}^M$)

$$\tilde{c}_{Fu} \cdot (TM_{Fu} - T_B)$$

- für die diskontinuierliche Komponente (hier SS)

- Aufheizen auf Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase, wenn die Blockadetemperatur niedriger ist als diese (hier auf Brennstoffschmelztemperatur TM_{SS})

$$c_{SS}' \cdot (TM_{Fu} - T_B) + [(\tilde{c}_{SS} - c_{SS}') \cdot (TM_{SS} - T_B)]$$

Der Term in [] entfällt, wenn die Blockadetemperatur oberhalb der Stahlschmelztemperatur liegt.

- Schmelzen der diskontinuierliche Komponente (hier SS), wenn die Blockadetemperatur niedriger ist als die Stahlschmelztemperatur

$$l_{SS}$$

Aus dem Massenanteil β der Komponente Brenn/ Brutstoff zur Gesamtmasse kann man das Verhältnis aus mitgerissenem Stahl zu aufgeschmolzenem Brenn/ Brutstoff bestimmen zu

$$\beta^* = M_{SS}/M_{Fu} = \frac{1-\beta}{\beta}$$

Damit ergibt sich eine modifizierte Schmelzwärme l^* , die alle die oben dargestellten Effekte mitberücksichtigt, zu

$$l^* = l_{Fu} + \tilde{c}_{Fu} \cdot (TM_{Fu} - T_B) + \beta^* \cdot [c_{SS}' \cdot ((TM_{Fu} - T_B) + \left. \begin{matrix} 0 \\ (\tilde{c}_{SS} - c_{SS}') \cdot (TM_{SS} - T_B) + l_{SS} \end{matrix} \right)]$$

Falls die Blockadetemperatur höher ist als die Stahlschmelztemperatur TM_{SS} , kommt aus { } nichts mehr dazu (also 0). Sonst ist noch Aufheizen und Schmelzen des festen Stahls erforderlich, was durch den unteren Term in { } gekennzeichnet ist.

b) Stahl als kontinuierliche Komponente

Die hier abgeleiteten Beziehungen für die kontinuierliche Komponente können auch für die Wände (reiner Stahl) verwendet werden, wenn der Brenn- Brutstoffmassenanteil β zu 0 gesetzt wird. Es ergibt sich

- für die kontinuierliche Komponente (hier SS, bzw. für die Wand)

- Aufschmelzen l_{SS}

- Aufheizen auf Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase

$$\tilde{c}_{SS} \cdot (TM_{SS} - T_B)$$

- für die diskontinuierliche Komponente (hier Fu, dies betrifft nicht die Wand)

- Aufheizen auf Schmelztemperatur der kontinuierlichen Phase

$$\tilde{c}_{Fu} \cdot (TM_{SS} - T_B)$$

- Aufschmelzen des Brenn- Brutstoffs ist nicht erforderlich, da lt. Definition dieser in Form von festen Partikeln ins Element gelangt.

Das Verhältnis aus mitgerissenem festem Brenn/ Brutstoff zu aufgeschmolzenem Stahl wird hierbei zu

$$\beta^* = M_{Fu}/M_{SS} = \frac{\beta}{1-\beta}$$

und damit die modifizierte Schmelzwärme zu

$$l^* = l_{SS} + \tilde{c}_{SS} \cdot (TM_{SS} - T_B) + \beta^* \cdot \tilde{c}_{Fu} \cdot (TM_{SS} - T_B)$$

Anhang E: Stoffwerte

E.1 Zustandsgleichungen

Es werden für Brennstoff und Stahl die ANL-Zustandsgleichungen, siehe z.B. /36/, verwendet. Demgemäß ergibt sich der Dampfdruck p

$$\text{für Stahl} \quad p_{SS} = \exp\left(A - \frac{B}{T}\right) \quad [\text{dyn/cm}^2]$$

$$\text{für Brennstoff} \quad p_{Fu} = \exp\left(C - \frac{D}{T}\right) / T^{4.34} \quad [\text{dyn/cm}^2]$$

mit

$$\begin{aligned} A &= 27.455 \\ B &= 42450 \\ C &= 69.979 \\ D &= 76800 \end{aligned}$$

Hierin ist T in Kelvin einzusetzen. Nach Clausius-Clapeyron ergibt sich hiermit der Ausdruck $(\rho_{SS}'' \cdot r_{SS})$ für den Stahl zu (ρ'' Dampfdichte, r Verdampfungswärme)

$$\rho_{SS}'' \cdot r_{SS} = \frac{B}{T} \cdot \exp\left(A - \frac{B}{T}\right) = \frac{B}{T} \cdot p_{SS} \quad [\text{erg/cm}^3]$$

oder

$$\rho_{SS}'' \cdot r_{SS} = 10^{-7} \cdot \frac{B}{T} \cdot p_{SS} \quad [\text{J/cm}^3]$$

und der Ausdruck $\frac{d}{dT} (\rho_{SS}'' \cdot r_{SS})$

$$\frac{d}{dT} (\rho_{SS}'' \cdot r_{SS}) = (\rho_{SS}'' \cdot r_{SS}) \cdot \left(\frac{B}{T^2} - \frac{1}{T} \right)$$

Dieser Ausdruck hat die Dimension $\left[\frac{\text{J}}{\text{cm}^3 \cdot \text{K}} \right]$

Weitere benötigte Stoffdaten werden /50/ und /51/ entnommen.

E.2 Mittlere Wärmeleitfähigkeit einer Zweikomponentenmischung

Für ineinander unlösliche Flüssigkeiten, von denen die eine in Tröpfchenform in der anderen vorliegt, bzw. für feste Partikel in einer Flüssigkeit, schlagen Kämpf und Karsten /49/ für die mittlere Wärmeleitfähigkeit λ_{mix} folgende Gleichung vor

$$\lambda_{\text{mix}} = \lambda_{\text{Fu}} \cdot [1 + (\mu \cdot (\lambda_{\text{SS}} - \lambda_{\text{Fu}})) / ((1 - \mu^{1/3}) \cdot \lambda_{\text{SS}} + \mu^{1/3} \cdot \lambda_{\text{Fu}})]$$

wobei hier μ das Volumenverhältnis des Stahls an der gesamten Schmelze ist,
also

$$\mu = V_{\text{SS}} / (V_{\text{Fu}} + V_{\text{SS}})$$