

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

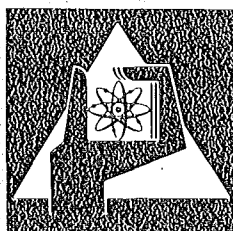
April 1976

KFK 2260

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

**Die Analyse der thermischen Wechselwirkung von
Brennstoff und Natrium unter Verwendung eines
exakten thermo- und hydrodynamischen Modelles**

H. Jacobs



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

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2260

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Die Analyse der thermischen Wechselwirkung von
Brennstoff und Natrium unter Verwendung eines
exakten thermo- und hydrodynamischen Modelles

H. Jacobs

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Kurzfassung

In diesem Bericht werden das neue Modell MURTI für die Beschreibung von Brennstoff-Natrium-Reaktionen (BNR) und eine Reihe von Untersuchungen beschrieben, die mit dem entsprechenden Rechenprogramm durchgeführt wurden. MURTI unterscheidet sich von anderen BNR-Modellen ganz wesentlich dadurch, daß das Kühlmittel als wärmeleitendes kompressibles Medium behandelt wird. Dadurch wird die Ortsabhängigkeit seiner Zustandsgrößen voll erfaßt und das Modell kann gleich gut angewendet werden auf die verschiedensten reagierenden Materialien ohne Rücksicht auf deren Wärmeleitfähigkeiten, auf alle Fragmentationsgrade des heißen Materials und alle Mischungsverhältnisse. Der Wechselwirkungsraum, der sich wie üblich nur axial ausdehnen kann, kann im MURTI axial unterteilt werden. Daher ist es möglich, axiale Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen sowie zeitlich inkohärente Wechselwirkungen und inhomogene Wechselwirkungsräume zu beschreiben.

Mit dem Programm MURTI werden einige grundlegende Fragen untersucht, die bei der theoretischen Behandlung der BNR von Bedeutung sind. Als Beispiel einer Anwendung des Programms auf ein Problem der Reaktorsicherheit werden die Druck-Zeit-Verläufe untersucht, die zu erwarten sind, falls sich Natrium, das in ein niedergeschmolzenes Brennelement zurückkehrt, kontinuierlich mit geschmolzenem Brennstoff vermischt, der sich dort angesammelt hat. Es zeigt sich, daß in diesem Fall selbst unter extrem ungünstigen Annahmen praktisch nur der Dampfdruck des Natriums in Erscheinung tritt.

Analysis of Thermal Interactions Between Fuel and Sodium Using an Exact Thermo-Hydrodynamic Model

Abstract

This report presents the new MURTI fuel-coolant interaction model and a variety of studies performed with the corresponding code. MURTI substantially differs from other FCI models in that the coolant is treated as a heat-conducting compressible medium. Thus, spatial variations of its variables of state are fully taken into account and the model applies equally well to all interacting media irrespective of their thermal conductivities, to all degrees of hot material fragmentation, and to all mixing ratios. Similar to other FCI models, the zone of interaction is allowed to expand in the axial direction only, but in MURTI it may be subdivided axially. Therefore, it is possible to describe axial pressure and velocity profiles, incoherent interactions, and inhomogeneous zones of interaction.

Using the MURTI code, several problems of a basic nature are studied which arise in the theoretical description of fuel-sodium interactions. As an example of application to reactor safety of this code, the pressure-time histories are calculated which must be expected if sodium returning into a molten down subassembly mixes continuously with the accumulated molten fuel. It is found that even under extremely pessimistic assumptions in this case only the sodium vapor pressure becomes important.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. EINLEITUNG.....	1
2. DIE THEORETISCHE BESCHREIBUNG DER BNR.....	14
2.1 Die Abhängigkeit der BNR von dem Verhältnis der Wärme- übertragungsrate zum Strömungsquerschnitt.....	14
2.2 Mathematische Modelle zur Beschreibung der BNR.....	19
2.3 Die Bedeutung der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels bei transienter Wärmeleitung.....	26
3. DAS PROGRAMM MURTI.....	33
3.1 Beschreibung des Modelles.....	33
3.1 A Vorbemerkungen.....	33
3.1 B Die Modellannahmen.....	34
3.1 C Anmerkungen zu den Annahmen.....	36
3.2 Die Differentialgleichungen.....	50
4. ERGEBNISSE.....	53
4.1 Parameteruntersuchungen zu Einzelfragen.....	53
4.1 A Eine homogene und kohärent wechselwirkende Mischzone.....	54
4.1 B Eine inhomogene, aber kohärent wechselwirkende Mischzone.....	55
4.1 C Endliche Mischungszeiten.....	57
4.1 D Die Abhängigkeit des Spitzendruckes in der Flüssigkeitsphase von der Höhe der Mischzone.....	71
4.1 E Die Abhängigkeit des Dampfdruckes vom Massen- verhältnis.....	74
4.1 F Thermischer Kontakt zum umgebenden Material.....	76
4.1 G Gaspolster in der Mischzone.....	77
4.1 H Wärmeübergangswiderstände zwischen Brennstoff und Natrium.....	81
4.1 I Stahl-Natrium Reaktionen.....	83

4.2 Brennstoff-Natrium-Reaktion in einem niedergeschmolzenen Brennelement nach dem Wiedereintritt des Natriums.....	85
4.3 Brennstoff-Natrium-Reaktionen mit kleinen Wärmeübertragungsraten.....	92
5. ZUSAMMENFASSUNG.....	96
5.1 Fortschritte in der Modellentwicklung.....	96
5.2 Vorhersage zweier Typen von Druck-Zeit-Verläufen mit MURTI.....	97
5.3 Die Auswirkungen verschiedener Modellvorstellungen.....	98
5.4 Anforderungen an ein Brennstoffbewegungsmodell.....	100
5.5 Das weitere Vorgehen bei der Erforschung der BNR.....	101
Liste der verwendeten Symbole.....	104
Literaturverzeichnis.....	108
Anhang A: Tabellarischer Überblick über die Eigenschaften der wichtigsten BNR-Modelle.....	116
Anhang B: Die Modellgleichungen und die zu ihrer Lösung angewendeten numerischen Verfahren.....	121
Abbildungen.....	147

1. Einleitung

Gegenwärtig wird das erste deutsche Kernkraftwerk mit einem schnellen natriumgekühlten Reaktor, dem SNR-300, errichtet. Für dieses Kernkraftwerk ist ebenso wie für andere kerntechnische Anlagen im Rahmen des Genehmigungsverfahrens unter anderem nachzuweisen, daß die nach dem Stand von Wissenschaft und Technik erforderliche Vorsorge gegen Schäden durch die Errichtung und den Betrieb der Anlage getroffen ist (Atomgesetz /1/, § 7 Abs. 2 Nr. 2). Da der SNR-300 prototypischen Charakter hat, werden dabei auch äußerst unwahrscheinliche hypothetische Unfallsituationen berücksichtigt.

In diesem Zusammenhang tritt auch ein Problem auf, das als Brennstoff-Natrium-Reaktion (abgekürzt BNR) bezeichnet wird: Wenn geschmolzener Brennstoff direkt mit flüssigem Natrium in Kontakt kommt, bewirkt der große Temperaturunterschied zwischen beiden - die Temperatur des Brennstoffes liegt über 3 100 K, während das Natrium normalerweise um 1 000 K aufweist - einen raschen Wärmetransport in das Natrium hinein. Infolge der Aufheizung erfolgt in dem Natrium ein Druckaufbau. Dabei sind zwei Effekte zu unterscheiden: Wenn sich das Natrium nicht schnell genug thermisch ausdehnen kann, entstehen einphasige Flüssigkeitsdrücke. Diese können sehr hoch sein (bis zu mehreren tausend Bar), sind aber von sehr kurzer Dauer (bis höchstens einige Millisekunden). Danach (oder auch praktisch von Anfang an) ist der Dampfdruck des erhitzten Natriums wirksam. Bei der thermischen Ausdehnung und der Verdampfung verrichtet das Natrium Arbeit. Da die chemischen Reaktionsgeschwindigkeiten zwischen dem oxidischen Brennstoff (im Folgenden wird im wesentlichen das UO_2 betrachtet) und Natrium vernachlässigbar gering sind /2/, handelt es sich bei der BNR um eine rein thermische Wechselwirkung. Es ist bekannt, daß solche thermische Wechselwirkungen auch bei anderen Materialkombinationen, z.B. Metall-Wasser, auftreten.

In einem Reaktor hat die BNR verschiedene Arten von Auswirkungen, je nachdem in welchem Stadium eines Unfallablaufes sie stattfindet. Die wichtigsten von ihnen lassen sich wie folgt klassifizieren (Einzelheiten folgen weiter unten):

- In der Predisassembly-Phase von Reaktivitätsunfällen sind vor allem die teilweise positiven und teilweise negativen Reaktivitätsrückwirkungen der BNR von Bedeutung.
- In der Disassembly-Phase von Reaktivitätsunfällen und von globalen Kühlungsstörungen stellt die BNR eine (neben dem expandierenden Brennstoffdampf zusätzliche) Quelle mechanischer Energie dar. Sie beschleunigt den Disassembly-Vorgang. Dadurch wird die während der nuklearen Exkursion freigesetzte thermische Energie verringert.
- Bei einer BNR in der Disassembly-Phase und in der Postdisassembly-Phase muß der Reaktortank (einschließlich seiner Einbauten) in der Lage sein, die von der BNR zusätzlich freigesetzte mechanische Energie zu absorbieren.
- Bei einer lokalen Kühlungsstörung stehen die Fragen im Vordergrund, ob eine BNR in der Lage ist, eine nukleare Exkursion einzuleiten und ob sie das Abschaltssystem funktionsunfähig machen kann (hierzu siehe Abschnitt 4.2).

Die Analyse der sogenannten Predisassembly-Phase befaßt sich mit der Frage, wie verhältnismäßig kleine (und daher nicht ganz auszuschließende) Störungen sich selber verstärken oder weitere Störungen auslösen und so schließlich in manchen Fällen zu einer überpromptkritischen Leistungsexkursion führen. Dabei nimmt man an, daß die beiden vollkommen voneinander unabhängigen Abschaltssysteme des Reaktors nicht (oder nicht rechtzeitig) in Aktion treten. Nach der Art der Einleitungsstörung unterscheidet man den Reaktivitätsunfall und die globale Kühlungsstörung. Reaktivitätsunfälle werden meistens eingeleitet durch eine Reaktivitätsrampe, die dem kritischen Reaktor z.B. durch ein irrtümliches Ausfahren eines Regelstabes aufgeprägt wird. Die wichtigste Ursache für globale Kühlungs-

störungen ist ein Ausfall der Energie für die Antriebsmotoren der Kühlmittelpumpen mit gleichzeitigem Versagen der für diesen Fall vorgesehenen Hilfsmotoren.

Bei Reaktivitätsunfällen besteht die Möglichkeit, daß geschmolzener Brennstoff aus den Brennstäben austritt, während diese noch von flüssigem Natrium umgeben sind (vor Siedebeginn). In diesem Fall erfolgt die BNR in der noch intakten und daher bekannten Kühlkanalgeometrie. Sie hat dabei eine Reihe möglicher Konsequenzen:

1. Durch die Verdampfung des Natriums wird flüssiges Natrium aus dem Reaktorkern entfernt. In seinen zentralen Bereichen führt dies zu einer Erhöhung der Reaktivität (positiver Voideffekt). Welche Reaktivität die BNR zusätzlich in den Reaktor einbringt, hängt einerseits davon ab, wo und in wieviel Brennelementen sie stattfindet, andererseits hängt die Reaktivität davon ab, mit welcher Geschwindigkeit das flüssige Natrium aus dem Reaktorkern ejiziert wird, also vom Ablauf der BNR in den einzelnen Brennelementen.
2. Wenn das flüssige Natrium aus dem Reaktorkern herausgeschleudert wird, reißt es unter Umständen einen Teil des Brennstoffes, der sich in dem Kühlkanal befindet, mit. Wenn dabei Brennstoff aus dem aktiven Kernbereich heraustransportiert wird, tritt eine starke negative Reaktivitätsrückwirkung ein. Auf diese Weise kann der Reaktor u.U. abgeschaltet werden. Der Ablauf der BNR bestimmt hier die Ejektionsgeschwindigkeit des Natriums, die die Ursache der Brennstoffbewegung ist. Daneben ist zu berücksichtigen, daß der Brennstoff möglicherweise auf der noch vorhandenen Hülle benachbarter Brennstäbe festfriert und daß gitterförmige Abstandshalter seine Bewegung behindern.
3. Die BNR erzeugt Drücke, die auf die Wand des Brennelementkastens wirken. Dadurch wird dieser möglicherweise verformt oder reißt sogar auf. Auf diese Weise kann die BNR schon in der Predisassembly-Phase (begrenzte) Zerstörungen im Reaktorkern hervorrufen. Die wichtigste Konsequenz dieser Zerstörungen sind die Rückwirkungen, die beispielsweise

die Öffnung radialer Strömungswege auf die BNR und damit auf die axiale Bewegung des Natriums haben.

4. Der Druckaufbau durch die BNR beeinflusst auch die Geschwindigkeit, mit der der geschmolzene Brennstoff aus den defekten Brennstäben austritt. Dieser Vorgang wird durch die Druckdifferenz zwischen dem Inneren der Brennstäbe und dem Kühlkanal kontrolliert. Entscheidend ist dabei der zeitliche Verlauf des Druckes in einer Wechselwirkungszone, die sich nach der Ausstoßung kleiner Brennstoffmengen beim Versagen der ersten Brennstäbe bildet. (Es besteht die Möglichkeit, daß hierbei mehrere lokale Wechselwirkungszone entstehen.) Je höher die dabei auftretenden Drücke sind, desto weniger Brennstoff kann die Brennstäbe verlassen, bzw. desto länger dauert es, bis weiterer Brennstoff die Brennstäbe verlassen kann.

Der Ablauf der BNR hängt bei Reaktivitätsunfällen auch davon ab, wie sich das Spaltgas verhält, das zumindest bei hinreichend abgebranntem Brennstoff neben dem flüssigen Brennstoff aus den Brennstäben austritt. Die Heftigkeit der BNR kann verringert werden, indem das Gas als Polster die Höhe eventuell auftretender Flüssigkeitsdruckspitzen reduziert oder indem es sich zwischen den Brennstoff und das flüssige Natrium schiebt und so die Wärmeübertragungsrate stark herabsetzt. Diese Abhängigkeit der BNR vom Verhalten des Spaltgases kann allerdings gegenwärtig nur in parametrischer Weise untersucht werden, denn in welcher Form (z.B. Brennstofftröpfchen in einem Gasstrahl oder ein schaumförmiger Brennstoffstrahl) Spaltgas und Brennstoff die Brennstäbe verlassen, ist bis heute weitgehend unbekannt.

Wenn der Reaktor im weiteren Verlauf eines hypothetischen Unfalles in die Disassembly-Phase übergeht, in der auch radiale Materialbewegungen auftreten, kann sich in einigen Bereichen des Reaktorkernes noch flüssiges Natrium befinden. Dann wird der Reaktorkern nicht alleine von dem Brennstoffdampf auseinandergesprengt. In den Bereichen, in denen sich noch flüssiges

Natrium befindet, tritt eine BNR ein, bei der die Natriumdampfdrücke häufig schneller ansteigen als der Dampfdruck des Brennstoffes. Auf diese Weise kann die BNR die Abschaltung des Reaktors durch Materialbewegung nach außen beschleunigen.

Bei Unfällen, die durch globale Kühlungsstörungen eingeleitet werden, wird üblicherweise angenommen, daß während der Disassembly-Phase keine BNR stattfindet. Das Aussieden des Natriums aus dem Reaktorkern erhöht zwar die Reaktivität, die Reaktivitätssteigerung erfolgt aber normalerweise so langsam, daß der geschmolzene Brennstoff erst hinterher die Brennstäbe verlassen kann. Für den Disassembly-Vorgang gilt auch bei diesem Unfalltyp das oben gesagte entsprechend.

Bei starken nuklearen Exkursionen kann der Fall eintreten, daß der Reaktor zwar endgültig nuklear abgeschaltet ist, daß aber viel thermische Energie in geschmolzenem Brennstoff und Strukturmaterial gespeichert ist. In dieser Situation kann sowohl eine BNR als auch eine Stahl-Natrium-Reaktion auftreten. Diese Reaktionen laufen unter äußeren (z.B. geometrischen) Gegebenheiten ab, die vollständig unklar sind, aber sie können weitgehend konservativ abgedeckt werden. Wenn man nämlich annimmt, daß durch die thermischen Reaktionen nicht wieder eine kritische Konfiguration erzeugt wird, führen sie, sicherheitstechnisch gesehen, im wesentlichen zu einer mechanischen Belastung des Reaktortanks. Daher ist es in dieser Situation -anders als in den vorher behandelten- klar, daß eine Überschätzung der Drücke und der Energiekonversion pessimistisch ist.

Nach Fixierung der Bedingungen, unter denen die Brennstoff-Natrium-Reaktion in den oben angesprochenen Situationen ablaufen, ermöglicht die Berechnung der Druck-Zeit-Verläufe, die jeweiligen oben diskutierten Auswirkungen der BNR zu beurteilen. Die zeitabhängige Berechnung des Druckes ist daher das zentrale Problem bei der modelltheoretischen Behandlung der

BNR. Dreithermodynamische Grundprozesse müssen dabei behandelt werden:

- Übertragung der thermischen Energie an das Kühlmittel
- Druckaufbau in dem Kühlmittel
- Ausdehnung des Kühlmittels unter Verrichtung von Arbeit.

Diese Prozesse können mit dem in dieser Arbeit vorgestellten neuen Modell MURTI (MUlti Region Thermal Interaction) beschrieben werden. In diesem Modell werden die partiellen Differentialgleichungen für die Strömung eines kompressiblen und wärmeleitenden Mediums (in der angelsächsischen Literatur werden sie als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet) gelöst. Mit ihrer Hilfe werden der Transport der Wärme aus dem Brennstoff in das Natrium hinein und die Bewegung des sich ausdehnenden und verdampfenden Natriums berechnet. Dabei werden Temperatur-, Dichte- und Druckgradienten in dem Natrium voll erfaßt.

MURTI und sein Vorläufer BRENDRY II unterscheiden sich in der Behandlung des geheizten Kühlmittels sehr stark von den bisher bekannten, meistens als Parametermodelle bezeichneten Modellen, die hier unter dem Begriff Mischzonenmodelle zusammengefaßt werden weil sie von der Vorstellung einer ausgedehnten Mischzone ausgehen. Dies ist ein räumlich scharf abgegrenzter Bereich, innerhalb dessen der Brennstoff in Form von sehr feinen Partikeln gleichmäßig in dem Natrium verteilt ist. Man nimmt an, daß nur das Natrium innerhalb der Grenzen der Mischzone sich an der Reaktion beteiligt und daß sein Zustand räumlich konstant ist. Variationen der Zustandsgrößen werden weder lokal - in der Umgebung einer Partikel - noch zwischen verschiedenen Orten in der Mischzone zugelassen. Es gibt lediglich Dichte- (und in drei Modellen u.U. Temperatur-) Unterschiede zwischen dampfförmigem und flüssigem Natrium.

Die Annahme eines räumlich konstanten Natriumzustandes führt insbesondere dazu, daß die endliche Wärmeleitfähigkeit des Natriums nicht exakt behandelt werden kann. Meistens wird sie vollständig vernachlässigt, d.h. es wird angenommen, das flüssige Natrium habe eine unendlich hohe Wärmeleitfähigkeit. Obwohl die

Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Natriums um eine Größenordnung besser ist als die des Brennstoffes ist diese Annahme aber nur gerechtfertigt, wenn die Schicht des Natriums, die durch ein Oberflächenelement des Brennstoffes geheizt wird, extrem dünn ist. Daher sind die Grundannahmen der Mischzonenmodelle um so besser erfüllt, je kleiner der Radius der Brennstoffpartikel und je kleiner das Verhältnis des Natriumvolumens (in der Mischzone) zum Brennstoffvolumen ist. Ein typisches Beispiel für einen Fall, der durch die Mischzonenmodelle gut beschrieben wird, ist der zuerst von Cho und Wright behandelte sogenannte FFTF-Fall (siehe auch Abschnitt 4.1), bei dem (im eindimensionalen Modell) jede Brennstoffpartikel mit dem Radius $117 \mu\text{m}$ von einem $50 \mu\text{m}$ dicken Natriumfilm umgeben ist.

Daneben wurden in der letzten Zeit die sogenannten Brennstoffbewegungsmodelle entwickelt. Zu ihnen gehören die Programme SAS/FCI /30,31/, PLUTO /31,32/ und HOPE /33,34/. Sie werden bei der Analyse von Reaktivitätsunfällen benutzt. Dazu ist bei ihnen das BNR-Modell mit einem Brennstabmodell gekoppelt. So kann aus der Druckdifferenz zwischen dem Innern der Brennstäbe und der Mischzone berechnet werden, wann und wie schnell weiterer Brennstoff die Brennstäbe verläßt. Weiterhin wird aus der Natriumgeschwindigkeit im Kühlkanal berechnet, wie sich die Brennstoffpartikel außerhalb der Brennstäbe bewegen. Aus Gründen der Vereinfachung benutzen diese Modelle alle sehr einfache BNR-Modelle. Lediglich das Modell PLUTO ragt heraus, weil es (ähnlich wie MURTI) die BNR in einem Mehrzonenmodell beschreibt.

MURTI ist wahrscheinlich numerisch zu aufwendig, um zu einem Brennstoffbewegungsmodell ausgebaut zu werden. Im Abschnitt 4.1 werden aber einige Fragen untersucht, die für Modelle dieser Art besonders wichtig sind. Auf Einzelheiten der Mischzonenmodelle wird im Abschnitt 2.2 eingegangen. Einige Angaben über die Modelle sind im Anhang A tabellarisch zusammengefaßt.

Bei der Anwendung der Mischzonenmodelle auf Fälle, deren Anfangsbedingungen von den Grundannahmen dieser Modelle abweichen, ergeben sich folgende Schwierigkeiten (die in Abschnitt 2.3 eingehend diskutiert werden):

- a) Wenn angenommen wird, daß das Natrium eine unendlich hohe Wärmeleitfähigkeit habe (und dies ist in allen Modellen außer FUS-PEC 2 der Fall), wird zumindest in der Anfangsphase der Reaktion die Wärmeübertragungsrate überschätzt. Der dadurch hervorgerufene Fehler wird immer größer, je dicker die Natriumschicht wird, die jede Brennstoffpartikel umgibt. Das Anwachsen der Schichtdicke kann sowohl durch eine Vergrößerung des Natriumanteils in der Mischzone als auch durch eine Verkleinerung der Brennstoffoberfläche (Vergrößerung des Partikelradius) bewirkt werden. Parameteruntersuchungen mit BRENDA II haben gezeigt (vgl. Abschnitt 2.3 sowie /4/), daß in dem oben angesprochenen FFTF-Fall bereits nach einer Vergrößerung des Partikelradius auf 300 μm (Schichtdicke des Natriums etwa 140 μm) die freigesetzte mechanische Arbeit um etwa 20 % oder mehr (bei höherem Enddruck, bis zu dem der Prozeß betrachtet wird) überschätzt wird, wenn der thermische Widerstand des Natriums vernachlässigt wird.
- b) Wenn die Dicke der Natriumschicht, die durch ein Oberflächenelement des Brennstoffes geheizt wird, die Größenordnung von 1 mm erreicht, ist es nicht mehr möglich eine Unterscheidung zwischen geheiztem und ungeheiztem Natrium zu treffen. In solch dicken Natriumschichten existieren starke Temperaturgradienten, die sich zudem schnell zeitlich verändern. Damit ist die Annahme einer Mischzone mit einer festen und gleichmäßig aufgeheizten an der Reaktion beteiligten Natriummasse nicht mehr anwendbar.

Die hier beschriebenen Schwierigkeiten treten bei der Anwendung von MURTI nicht auf, da in ihm Temperaturgradienten in dem Natrium voll und exakt berücksichtigt werden. Daher kann mit MURTI das ganze Spektrum von Anfangsbedingungen gleich gut

behandelt werden: Von einer den Grundannahmen der Mischzonenmodelle entsprechenden Mischzone über Fälle, bei denen die Fragmentation des Brennstoffes und daher seine Vermischung mit Natrium weniger intensiv ist, bis hin zum Extremfall einer einfachen Kontaktfläche zwischen Brennstoff und Natrium. In Abschnitt 2.1 wird gezeigt werden, daß es auch von den geometrischen Anfangsbedingungen abhängt, ob eine BNR mehr nach Art eines Siedeprozesses abläuft, bei dem nur wenig mechanische Energie freigesetzt wird oder ob eine explosionsartige BNR (die dann auch Dampfexplosion genannt wird) erfolgt, die einen bedeutenden Anteil der zur Verfügung stehenden thermischen Energie in mechanische Energie umsetzt. Die experimentellen Befunde lassen es gegenwärtig noch offen, ob unter den Bedingungen, die während eines Reaktorunfalles gegeben sind, auch Anfangsbedingungen auftreten können, wie sie z.B. in dem FFTF-Fall angenommen werden. In den bisher durchgeführten Experimenten ist es ganz offensichtlich nicht gelungen, sie zu erzielen. Damit ist eine weitere Schwierigkeit der Mischzonenmodelle angesprochen:

- c) Die Gültigkeit der BNR-Modelle sollte unbedingt durch die Nachrechnung von Experimenten nachgewiesen werden. Die bisher durchgeführten Experimente haben aber unter Bedingungen stattgefunden in denen eine Mischzone im Sinn der Parametermodelle nicht vorgelegen hat und bei denen daher schon alleine durch die Vernachlässigung der Temperaturgradienten im Natrium ein bedeutender Fehler in der Modellrechnung entstehen kann.

Diesen Fehler vermeidet MURTI. Es ist daher zu erwarten, daß mit MURTI eine bessere Übereinstimmung zwischen Experimenten und Modellrechnungen zu erreichen ist. Da andererseits die Berücksichtigung des thermischen Widerstandes des Natriums bei Annäherung an die Anfangsbedingungen, für die die Parametermodelle konzipiert sind, immer unbedeutender wird, kann die experimentelle Rechtfertigung der Mischzonenmodelle u.U. mit MURTI durchgeführt werden. Weiterhin kann bei Bedarf in jedem Einzelfall nachgeprüft werden, welcher Fehler durch die Vernachlässigung des thermischen Widerstandes entsteht. In demselben Zusammenhang tritt ein weiterer Gesichtspunkt hinzu:

d) Bei der Erforschung grundlegender Probleme der thermischen Wechselwirkung werden häufig Experimente mit geschmolzenem Metall und Wasser bzw. Wasser und Freon gemacht. Dies hat den Zweck, die Prozesse optisch zu beobachten und z.B. Aufschluß über die geometrischen Anfangsbedingungen zu gewinnen. Diese Experimente sind daher besonders wertvoll. Bei ihnen sind mehr Eingangsparameter bekannt, als bei Experimenten, die mit Brennstoff und Natrium durchgeführt werden. Sie können aber nicht mit den Parametermodellen nachgerechnet werden, da z.B. in einem System Metall-Wasser das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit zwischen 'Brennstoff' (Wärmequelle) und Kühlmittel gerade umgekehrt ist wie bei Uran-dioxid und Natrium.

Da in MURTI das Wärmeleitungsproblem sowohl in der Wärmequelle als auch im Kühlmittel (vollnumerisch) exakt gelöst wird, ist MURTI von der Größe der Wärmeleitfähigkeit unabhängig. Wenn nur die thermodynamischen Eigenschaften des Kühlmittels in der von MURTI benötigten Form zur Verfügung gestellt werden, kann MURTI ohne Änderung der Modellannahmen auf andere Materialkombinationen angewendet werden. Damit können auch diese Experimente zur Überprüfung aller BNR-Modelle herangezogen werden. Und schon heute kann mit MURTI die Stahl-Natrium-Reaktion behandelt werden.

Neben der grundsätzlich verschiedenen Rechenmethode weist MURTI eine weitere Eigenschaft auf, durch die es sich von allen Mischzonenmodellen unterscheidet: Die Wechselwirkungszone (vgl. Abb. 2) kann axial in Sektionen unterteilt werden, die wie Flüssigkeitselemente in der adiabatischen Strömung einer kompressiblen Flüssigkeit behandelt werden. Damit können axiale Druck- und Geschwindigkeitsgradienten in der Wechselwirkungszone berücksichtigt werden. (Bisher war dies nur möglich in dem Programm TOPAL /35/, das aber mit den hier behandelten Modellen nicht vergleichbar ist, weil in ihm die Wärmeübertragungsrate eine Eingabegröße ist, sowie in dem Brennstoffbewegungsmodell PLUTO.) Da die meisten Eingabeparameter von Sektion zu Sektion variieren können, können auch stark inhomogene Wechselwirkungszone beschrieben werden. Eine wichtige Anwendung unterteilter Wechselwirkungs-

zonen ist das Studium zeitlich inkohärenter Wechselwirkungen. Dabei beginnt die Wärmeübertragung in den verschiedenen Sektionen zu verschiedenen Zeiten. Damit kann eine endliche Mischungszeit beschrieben werden, die z.B. auftritt, wenn flüssiger Brennstoff in mehreren Einzelereignissen nacheinander aus defekten Brennstäben austritt.

Weiterhin kann in MURTI jede Sektion ein Volumen nicht kondensierbaren Gases (mit einem beliebig vorgegebenen Anfangsdruck) und ein (in Abbildung 3 als Strukturmaterial bezeichnetes) Material enthalten, das wie der Brennstoff in thermischem Kontakt mit dem Natrium steht. Das Gasvolumen spielt wie in den Parametermodellen, bei denen es teilweise auch berücksichtigt werden kann, die Rolle eines Puffers. Neu ist in MURTI, daß (auch innerhalb einer Sektion) Schwingungen in dem System Natriumsäule-Gasblase auftreten können. Diese an sich ganz selbstverständliche Erscheinung tritt bei den Parametermodellen nicht auf, weil in ihnen von vornherein ein Druckgleichgewicht in der gesamten Mischzone angenommen wird. Im Gegensatz dazu sind in MURTI besondere Maßnahmen erforderlich (vgl. Anhang B, Unterabschnitt B3.3), wenn die Schwingungen verhindert werden sollen, weil z.B. davon ausgegangen wird, daß das Gas in Form vieler kleiner Blasen mit dem Natrium vermischt ist. Das Strukturmaterial kann dazu dienen, Wärmeverluste aus dem Natrium heraus zu beschreiben. Da aber seine Anfangstemperatur eine Eingabegröße ist, kann es auch als zusätzliche Wärmequelle dienen. Damit kann beispielsweise eine zusätzlich zur BNR ablaufende Stahl-Natrium-Reaktion beschrieben werden.

MURTI ist eines der wenigen Modelle, in denen die Schmelzwärme des Brennstoffes exakt behandelt wird, und zwar sowohl beim Erstarren als auch bei einem eventuellen erneuten Schmelzen des Brennstoffes. Bei der Berechnung des Wärmeüberganges vom Brennstoff auf das Natrium kann an der Grenzfläche ein (zeitlich konstanter) Wärmeübergangswiderstand berücksichtigt werden. Es wird immer berücksichtigt, daß der thermische Widerstand des Natriums im zweiphasigen Zustand mit dem Volumenanteil des Dampfes zunimmt.

Besonders hervorzuheben ist hier noch, daß in MURTI das geheizte Natrium beliebig aus dem einphasigen in den zweiphasigen Zustand und auch umgekehrt übergehen kann. Ob an einem Ort der einphasige oder der zweiphasige Zustand herrscht, hängt nur von der Natriumdichte an diesem Ort ab. Sobald und solange diese kleiner ist als die zu der örtlichen Temperatur gehörige Sättigungsdichte, wird angenommen, das Natrium befinde sich in einem gesättigten zweiphasigen Zustand. Daß auch der Übergang zurück in den einphasigen Zustand keine Schwierigkeiten bereitet, ist der Form der verwendeten Zustandsgleichung (Gl. (3.9)) sowie der Verwendung der thermodynamisch konsistenten Zustandsdaten von K.Thurnay /36/ zu verdanken.

Das hydrodynamische Verhalten der überstehenden Natriumsäule wird in MURTI während der akustischen Phase durch die akustische Näherung und später durch die Trägheitsnäherung beschrieben. Dabei wird die Anfangsgeschwindigkeit für die Trägheitsnäherung wahlweise aus einer Energiebilanz oder einer Impulsbilanz bestimmt. Mit BRENDA II durchgeführte Vergleichsrechnungen /4/ haben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Kombination der beiden Näherungen und einer voll hydrodynamischen Behandlung der überstehenden Natriumsäule ergeben.

Im zweiten Kapitel wird nach kurzen Vorbemerkungen über transiente Wärmeleitung und die hydrodynamischen Vorgänge bei einer BNR diskutiert, warum die Heftigkeit der BNR von dem Verhältnis der Wärmeübertragungsrate zum Strömungsquerschnitt abhängt und wovon diese beiden Größen selber abhängen. Im Abschnitt 2.2 werden die bisher bekannten BNR-Modelle beschrieben und im Abschnitt 2.3 wird untersucht, bei welchen geometrischen Verhältnissen im Wechselwirkungsraum der thermische Widerstand des Kühlmittels vernachlässigbar ist. Das dritte Kapitel enthält die Beschreibung des Modelles. Im vierten Kapitel werden mit MURTI gewonnene Ergebnisse vorgestellt und das fünfte Kapitel enthält eine zusammenfassende Diskussion.

Der Anhang A enthält in Tabellenform eine Zusammenstellung der Eigenschaften der wichtigsten BNR-Modelle. Im Anhang B werden die Modellgleichungen und die zu ihrer Lösung verwendeten numerischen Verfahren beschrieben. Daher enthält dieser Anhang alle im Programm MURTI verwendeten Gleichungen.

Die Liste der verwendeten Symbole und das Literaturverzeichnis befinden sich direkt hinter dem fünften Kapitel. Zum leichteren Auffinden sind einige Seiten der Liste der Symbole auf farbigem Papier gedruckt. Die Abbildungen sind am Ende des Berichtes zusammengefaßt.

2. Die theoretische Beschreibung der BNR

2.1 Die Abhängigkeit der BNR von dem Verhältnis der Wärmeübertragungsrate zum Strömungsquerschnitt

Eine thermische Wechselwirkung kann stattfinden, wenn eine Flüssigkeit in thermischen Kontakt mit einem Stoff gebracht wird, dessen Temperatur wesentlich höher ist als die Siedetemperatur der Flüssigkeit. Welche physikalischen Prozesse bei dieser Wechselwirkung die größte Bedeutung erlangen und damit die Heftigkeit der Wechselwirkung hängen von dem Verhältnis der Wärmeübertragungsrate zu der Fläche, durch die sich die geheizte Flüssigkeit ausdehnen kann (hier als Strömungsquerschnitt bezeichnet) ab. Die Schnelligkeit, mit der Wärme auf die Flüssigkeit übertragen wird, bestimmt, um welchen Betrag sich das Volumen der geheizten Flüssigkeit pro Zeiteinheit vergrößern muß, damit ihr Druck konstant bleibt. Der Strömungsquerschnitt entscheidet darüber, welche echten Flüssigkeitgeschwindigkeiten für diese Volumenvergrößerung erforderlich sind. Die Strömungsgeschwindigkeit ist wiederum - wenn man die geometrischen Strömungsverhältnisse als fest gegeben voraussetzt - eine Funktion der auftretenden Drücke. Das bedeutet, daß eine Druckausgleich mit der Umgebung nur über einen zeitweiligen Druckanstieg möglich ist und daß die Höhe dieses Druckanstieges von der auf den Strömungsquerschnitt bezogenen Wärmeübertragungsrate abhängt. Daneben ist nur noch zu berücksichtigen, daß der Dampfdruck der Flüssigkeit an ihrer heißesten Stelle eine untere Grenze für den Druck definiert. (In diesem Abschnitt wird angenommen, daß der Dampfdruck an der Kontaktfläche über dem Umgebungsdruck liegt.) Die in der Anfangsphase der Reaktion ablaufenden Vorgänge sollen zunächst getrennt diskutiert werden.

Bei dem plötzlichen thermischen Kontakt zwischen zwei Medien unterschiedlicher Temperatur erfolgt eine stark instationäre, sogenannte transiente Wärmeleitung. Dabei bildet sich in dem

Kühlmittel an der Kontaktfläche eine Schicht erwärmter Flüssigkeit und die Dicke dieser Schicht wächst mit der Zeit an. Zum Beispiel gilt für den Temperaturverlauf in einer homogenen zylindrischen Säule mit der Temperatur T_0 , wenn ihre eine bei $x = 0$ gelegene Stirnfläche zur Zeit $t = 0$ auf die Temperatur $T_0 + \Delta T$ gebracht wird, für Zeiten $t > 0$ /37/:

$$T(x,t) = T_0 + \Delta T \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{at}} \right), \quad t > 0 \quad (2.1)$$

Dabei ist erfc die komplementäre Fehlerfunktion ($\operatorname{erfc} \equiv 1 - \operatorname{erf}$). In ihrem Argument ist x der Abstand von der Stirnfläche und a ist die Temperaturleitfähigkeit (Wärmeleitfähigkeit dividiert durch das Produkt aus Dichte und spezifischer Wärme), die bei flüssigem Natrium bei 1 100 K etwa $0.78 \text{ cm}^2/\text{sec}$ beträgt.

Die zeitabhängige Dicke einer Schicht, die um beispielsweise mehr als 20 % von ΔT aufgeheizt ist, beträgt

$$x(t, T - T_0 = 0.2 \Delta T) = 1.81 \sqrt{at} \quad (2.2)$$

weil $\operatorname{erfc}(0.905) = 0.2$ /38, S. 65/. In Natrium ergibt sich nach 5 msec eine Schicht von 1.12 mm.

Die hydrodynamischen Vorgänge können wie folgt beschrieben werden: Die geheizte Flüssigkeit (nicht zu verwechseln mit dem geheiztem Natrium im Sinn der Parametermodelle, das eine einheitliche Temperatur aufweist) hat das Bestreben, sich thermisch auszudehnen. Sie kann dies nur, indem sie die angrenzende Flüssigkeit verdrängt. Daher steigt der Druck in der geheizten Flüssigkeit an und dadurch wird eine Kompressionswelle erzeugt, die sich mit Schallgeschwindigkeit in der Flüssigkeit ausbreitet. Wenn diese Kompressionswelle die freie Oberfläche erreicht (im Folgenden wird stets angenommen, daß eine solche vorhanden ist), wird sie als Verdünnungswelle reflektiert. Es ist zu beachten, daß auch Gas- und Dampfblasen bis zu einem gewissen Grad als freie Oberfläche wirken. Auf ihrem Weg zurück durch die komprimierte Flüssigkeit bewirkt die Verdünnungswelle eine Umwandlung der in

der Flüssigkeit gespeicherten Kompressionsarbeit in kinetische Energie.

Dieser Vorgang wiederholt sich im Prinzip (s.u.) mehrere Male und führt zu einer stufenförmigen Beschleunigung der überstehenden Flüssigkeit. Den Zeitraum bis zur Rückkehr der ersten Verdünnungswelle bezeichnet man als akustische Periode, weil in ihm nur die Kompression der überstehenden Flüssigkeit - wie in einer akustischen Welle - die Ausdehnung der geheizten Flüssigkeit erlaubt. Trotzdem ist in den weitaus meisten Fällen bereits dieser Effekt in der Lage, den Druck in der geheizten Flüssigkeit wieder bis auf den Dampfdruck der Flüssigkeit an ihrer heißesten Stelle zu senken. Nur in wenigen Ausnahmefällen wird dieser Abfall auf den Dampfdruck erst am Ende der akustischen Periode von der ersten zurückkehrenden Verdünnungswelle bewirkt.

Die Dauer der akustischen Periode liegt immer im Bereich von wenigen Millisekunden oder noch weit darunter, denn die Schallgeschwindigkeit in Natrium (wie in Wasser) beträgt mehr als 2 000 m/sec. Da der Druck des einphasigen geheizten Kühlmittels sehr stark von seinem Volumen abhängt, darf die Kompression des umgebenden Kühlmittels nicht vernachlässigt werden, wenn das Kühlmittel am Anfang im einphasigen Zustand vorliegt (vgl. /6/ und /4/). Andererseits haben Vergleichsrechnungen mit BENDY /4/ auch numerisch nachgewiesen, daß die Kompression des umgebenden Natriums nach der akustischen Periode keine Rolle mehr spielt. Dann können nur noch Dampfdrücke die umgebende Flüssigkeit beschleunigen und diese sind so niedrig, daß sie die umgebende Flüssigkeit wie eine inkompressible Masse gleichmäßig beschleunigen.

Für die Heftigkeit einer BNR ist zunächst einmal entscheidend, ob die einphasigen Flüssigkeitsdrücke auftreten und welchen Maximalwert (er kann bei mehreren tausend Bar liegen) sie erreichen. Je niedriger die Flüssigkeitsdrücke bleiben, desto mehr Bedeutung

kommt den Dampfdrücken zu, die immerhin auch noch einige hundert Bar (bei Natrium rund 400 bar) erreichen können. Warum in beiden Zustandsarten des Kühlmittels das Verhältnis von Wärmeübertragungsrates zu Strömungsfläche den Druck-Zeit-Verlauf bestimmt, wird aus den nachfolgenden Überlegungen deutlich: Im einphasigen Zustand und bei konstantem Druck (in einem reversiblen Prozess) dehnt sich das Kühlmittel proportional zur übertragenen Wärmemenge aus. Daher muß beispielsweise bei Natrium von 1 100 K jedes übertragene Joule thermischer Energie durch eine Volumenvergrößerung um fast 0.3 mm^3 ausgeglichen werden, wenn der Druck konstant bleiben soll. (Die Abhängigkeit der Zustandsdaten von der Temperatur wird hier vernachlässigt, was in erster Näherung möglich ist.) Unterbleibt die Volumenvergrößerung, steigt der Druck etwa proportional zur Temperatursteigerung an, nämlich um etwas weniger als 8 bar pro Grad. Der gegenläufige Prozess, der Druckabbau, erfolgt proportional zur Volumenvergrößerung, die das Produkt aus Strömungsquerschnitt und Flüssigkeitgeschwindigkeit ist.

Der zweiphasige Zustand des Kühlmittels kann von Anfang an vorliegen, er kann nach wenigen Mikrosekunden schon erreicht sein oder er wird spätestens am Ende der akustischen Periode erreicht. Von da ab ist der Druck nur noch eine Funktion der Temperatur. (Diese Funktion ist die Dampfdruckkurve.) Der Druck-Zeit-Verlauf hängt also im zweiphasigen Zustand davon ab, wieviel Wärme dem Kühlmittel pro Zeiteinheit zugeführt und wieviel ihm gleichzeitig entzogen wird. Wenn man von Wärmeverlusten an umgebendes Material absieht, ist der Verbrauch von (spürbarer) Wärme durch die (latente) Verdampfungswärme der einzige bedeutsame Prozess, durch den die Temperatur des Kühlmittels verringert wird. Also muß in jeder Zeiteinheit eine bestimmte Kühlmittelmasse verdampfen, damit der Druck konstant bleibt. Dies setzt voraus, daß sich das umgebende Kühlmittel in derselben Zeit so weit verschiebt, daß die Volumendifferenz zwischen dem flüssigen und dem dampfförmigen Zustand dieser Kühlmittelmasse gerade ausgeglichen wird. (Der Fall einer extrem niedrigen Wärmeübertragungsrates,

bei der der gebildete Dampf in Form von Blasen durch den Auftrieb entfernt wird, wird hier nicht betrachtet.) Bewegt sich das umgebende Kühlmittel zu langsam, kann nicht genügend Kühlmittel verdampfen und die Temperatur des geheizten Kühlmittels steigt. Dies bedeutet, daß auch der Druck ansteigt. Umgekehrt sinkt der Druck, wenn sich das umgebende Kühlmittel schneller als erforderlich bewegt. Welche absolute Geschwindigkeit dabei die erforderliche ist, bestimmt wieder der Strömungsquerschnitt, durch den die Volumenvergrößerung erfolgt.

Jetzt soll geklärt werden, wovon die Wärmeübertragungsrate und der Strömungsquerschnitt abhängen. Beim Strömungsquerschnitt ist zunächst zu beachten, daß sich eine Druckwelle kugelsymmetrisch ausbreitet, solange die Geometrie des Behälters, in dem sich die Flüssigkeit befindet, dies zuläßt. Nur wenn die Druckquelle den ganzen Querschnitt des Behälters ausfüllt, erfolgen axiale Druckfortpflanzung und Strömung. Die axiale Strömung hat zwei wichtige Konsequenzen: Zum einen kann bei festgehaltener Strömungsfläche die Wärmeübertragungsrate durch eine Veränderung der Mischzonenlänge in einem weiten Bereich variiert werden. Zum anderen ist in diesem Fall die Strömungsfläche während der Reaktion konstant. Wird dagegen bei einer kugelsymmetrischen Mischzone das Volumen vergrößert, so wächst gleichzeitig der Strömungsquerschnitt und dieser nimmt auch während der Reaktion zeitlich zu. Die Bedeutung des zweiten Punktes wird dadurch beleuchtet, daß ein Druckpuls ein lineares System in gleichbleibender Höhe durchläuft, während seine Amplitude im kugelsymmetrischen Fall umgekehrt proportional zum Radius ist /39, S. 20, 21/.

Die Wärmeübertragungsrate hängt von der Temperaturdifferenz und von den Kontaktverhältnissen ab. Wegen der niedrigen Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Brennstoffes ($\lambda = 0.021 \text{ W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$) ist die Wärmestromdichte im Brennstoff gering. Eine hohe Wärmeübertragungsrate kann nur über eine große Kontaktfläche zwischen flüssigem Brennstoff und flüssigem Natrium erreicht werden. Das Auftreten einer großen Kontaktfläche wird durch eine große

Brennstoffmasse und eine Fragmentierung des Brennstoffes in kleine Partikel mit einer großen spezifischen Oberfläche begünstigt. Zusätzlich hängt die Wärmeübertragungsrate wesentlich davon ab, wie schnell der Brennstoff in die Reaktion eintritt und wie schnell er fragmentiert wird. Beide Prozesse laufen in einer endlichen Zeit und nicht instantan ab. Abgesehen von einer gewissen Vorfragmentierung des Brennstoffes durch äußere Umstände (z.B. die Strömung durch einen engen Spalt im Hüllrohr) erfolgt die Fragmentation erst während der BNR. Man weiß aus Experimenten /40...42/, daß dieser Prozeß bei UO_2 und Natrium sehr effektiv ist und Partikel mit einem mittleren Radius von etwa 0.1 mm liefert. Man hat aber bis heute noch nicht mit Sicherheit feststellen können, welche der vorgeschlagenen Mechanismen (vgl. /43/) diese Fragmentation bewirken. Praktisch völlig unbekannt ist auch der zeitliche Ablauf der Fragmentation, der gerade wegen seiner Auswirkung auf die Wärmeübertragungsrate von besonderer Bedeutung ist. Der Verfasser hat aus diesem Grund ein Experiment vorgeschlagen, bei dem gezielt diese Frage untersucht wird /44/. Die Wärmeübertragungsrate hängt aber auch entscheidend davon ab, ob der Brennstoff sich in direktem thermischen Kontakt mit dem flüssigen Kühlmittel befindet. Ein Dampf- oder Gasfilm zwischen dem Brennstoff und der Flüssigkeit können die Wärmestromdichte so weit reduzieren, daß die Wärmeübertragung im wesentlichen bei intermittierenden Kontakten des Brennstoffes mit der Flüssigkeit stattfindet. So ist selbst bei 2 000 K heißem Natrium die Wärmeleitfähigkeit des gesättigten Dampfes um zwei Größenordnungen schlechter als die der gesättigten Flüssigkeit.

2.2 Mathematische Modelle zur Beschreibung der BNR

Als erste berechneten Hicks und Menzies, wieviel mechanische Energie möglicherweise bei einer BNR freigesetzt wird. In ihrem Modell /45/ werden dynamische Vorgänge nicht explizit behandelt. Vielmehr wird angenommen, daß zuerst ein Temperatúrausgleich zwischen Brennstoff und Natrium stattfindet. Dabei verbleibt

das Natrium im gesättigten flüssigen Zustand. Die Arbeit, die mit der dafür erforderlichen Volumenvergrößerung verbunden ist, wird nicht berücksichtigt. Anschließend kühlt sich das Brennstoff-Natrium-Gemisch adiabatisch und reversibel (also isentropisch) ab, indem das Natrium verdampft. Auch dabei werden Dichteänderungen der Flüssigkeit vernachlässigt. Arbeit verrichtet (hauptsächlich beim Verdampfen) der als ideales Gas behandelte Dampf. Diese Arbeit kann direkt aus der Änderung der inneren Energie berechnet werden. Da der ganze Prozeß in einem gesättigten Zweiphasengemisch abläuft, kann aus der inneren Energie der Druck berechnet werden und man kann auch mit diesem Modell, in dem der Druck sonst nicht vorkommt, ausrechnen, wieviel Arbeit bis zum Erreichen eines vorgegebenen Enddruckes geleistet wird. Dieses Modell ist von vielen Autoren mit dem Ziel abgewandelt worden, die sehr starken Vereinfachungen zu beheben. Einen Überblick über diese sogenannten thermodynamischen Modelle gibt Padilla /5/.

Etwa 1969/1970 begann die Entwicklung zeitabhängiger Modelle. In zwei von ihnen, den Modellen von Duffey /46/ und Randles /47/, blieb immer noch die thermische Ausdehnung des flüssigen Natriums unberücksichtigt. Auf diese Modelle wird daher hier nicht näher eingegangen. Umgekehrt behandelt Pfefferlen /37/ gerade den Prozeß der Aufheizung des flüssigen Natriums, seiner Ausdehnung und nachfolgenden Verdampfung. Sein Modell ist aber nur auf eine ebene Kontaktfläche anwendbar und blieb daher ohne praktische Bedeutung.

Die Entwicklung der heute gebräuchlichen Modelle begann mit zwei Modellen, die ebenfalls Padilla /5/ beschreibt. Sein eigenes Modell SOCOOL II stellt sich dabei als Sonderfall des 'ANL parametric Model' von Cho und Wright /6...14/ dar. Beide Modelle gehen davon aus, daß zu einem Zeitpunkt Null in einem Brennelement eine ausgedehnte Mischzone existiert. In dieser Zone sind feine Brennstoffpartikel gleichmäßig in dem Natrium verteilt. Es wird angenommen, daß die Temperatur und der Druck des Natriums in der ganzen Mischzone gleich sind. (Die Misch-

zone wird als homogen angenommen, der thermische Widerstand des Natriums wird vernachlässigt.) Zu Beginn der Reaktion gibt es eine Phase A genannten Zeitraum, in dem nur flüssiges Natrium vorhanden ist. In dieser Phase wird das zeitabhängige Wärmeleitungsproblem in den als kugelförmig angenommenen Brennstoffpartikeln (in einer repräsentativ für alle) gelöst mit der Randbedingung, daß die Oberflächentemperatur gleich der Natriumtemperatur ist. Diese Aufgabe wird in SOCOOL II numerisch exakt gelöst und in dem ANL-Modell wird dazu die sogenannte transiente Näherung benutzt. Daneben steht bei diesem Modell noch die quasistationäre Näherung zur Verfügung. Diese beiden werden außerdem auch in einer Formel zusammengefaßt, die einen weiteren Parameter, die Mischungszeitkonstante, enthält. Bei festgehaltener Brennstoffmasse gestattet es diese ohne spezifische Modellvorstellung, eine mit der Zeit anwachsende Brennstoffoberfläche (sie nähert sich wie eine Sättigungskurve mit der angegebenen Zeitkonstanten ihrem über den Partikelradius spezifizierten Endwert an) zu beschreiben.

Mit dem Erreichen des gesättigten Zustandes beginnt die sogenannte Phase B, in der angenommen wird, das Natrium befindet sich in einem gesättigten zweiphasigen Zustand. Im Modell SOCOOL II wird diese Phase nicht zeitabhängig berechnet, sondern es wird angenommen, das Natrium dehne sich adiabatisch (ohne weitere Wärmezufuhr vom Brennstoff) und reversibel weiter aus. Im ANL-Modell endet die Wärmeübertragung zu Beginn der Phase B oder sie geht ungehindert weiter.

In beiden Modellen erfolgt die Ausdehnung der Mischzone in axialer Richtung. Dabei wird das hydrodynamische Verhalten des überstehenden Natriums durch die akustische Näherung beschrieben, bei der die Geschwindigkeit der Grenzfläche der Mischzone gleich der lokalen Teilchengeschwindigkeit in einer akustischen Welle /39, S.20/ ist, siehe auch Gleichung (3.1). Daneben kann im ANL-Modell die Trägheitsnäherung benutzt werden, bei der die Bewegung der als inkompressibel angenommenen überstehenden Natriumsäule nach dem Newtonschen Gesetz berechnet wird.

Auch sie wird häufig von Anfang an benutzt. Die an sich einzig richtige und von den Autoren selber vorgeschlagene Kombination beider Näherungen /9a/ wird dagegen praktisch nicht benutzt.

Weitere Effekte, die heute mit dem ANL-Modell berücksichtigt werden können, sind:

- a) Puffergas in der Mischzone /7,8,9d,11/
- b) Elastische Dehnung der Wand des Kühlkanals /9b/
- c) Eine vorgegebene Masse nicht kondensierbaren Gases und/oder der gesamte Natriumdampf bilden einen isolierenden Film auf der Brennstoffoberfläche /9b,d, 11/
- d) Unterschiedliche Partikelgrößen /9c/
- e) Das am Anfang in der Mischzone enthaltene Strukturmaterial nimmt Wärme auf /9e/
- f) Die Massen von Brennstoff und Natrium in der Mischzone wachsen mit der Zeit /10,12/
- g) Wärmeverluste an Strukturmaterial im oberen Blanket /13/

Abschließende Schlußfolgerungen lassen sich aus den vorgelegten Parameterstudien in den meisten Fällen noch nicht ziehen. Dazu hängen ihre Ergebnisse oft zu stark von den verwendeten Näherungen ab, die zum Teil nur schwer zu rechtfertigen sind. Aber selbstverständlich liefern diese Rechnungen wertvolle Hinweise und in /9c/ konnte eine für alle BNR-Modellrechnungen sehr wichtige Frage erstmals geklärt werden: Die in Experimenten beobachtete Partikelgrößenverteilung kann in brauchbarer Näherung in den Rechnungen durch Partikel einer festen Größe ersetzt werden, wenn als mittlerer Durchmesser der sogenannte 'mass-mean diameter' eingesetzt wird. Der weithin und auch in dieser Arbeit benutzte Wert für den Partikelradius, 117 μm , ist ein solcher massengewichteter Mittelwert /48/.

Das Modell von Cronenberg /15...17/ unterscheidet sich in drei wesentlichen Punkten von den beiden vorangegangenen Modellen:

- a) Die Flüssigkeitsphase (Phase A) liegt vor dem Zeitpunkt Null der Rechnung. Daher ist von Anfang an Dampf in der Mischzone vorhanden und es ist gerechtfertigt, ausschließlich die Trägheitsnäherung zu verwenden.
- b) Wärmeverluste an den Wänden des Kühlkanals und den Stirnflächen der Natriumsäulen werden berücksichtigt.
- c) Der Wärmeabgabe an das Natrium endet, wenn die (wie im ANL-Modell) vorgegebene Menge wechselwirkenden Natriums verdampft ist.

Mit diesem Modell gelang es, die Ejektion des Natriums aus dem Kühlkanal beim TREAT-Experiment H2 in etwa zu reproduzieren. Dazu waren vier Annahmen erforderlich:

- Die während der Flüssigkeitsphase aufgetretenen Drücke und die dabei verrichtete Arbeit sind vernachlässigbar.
- Effektiv gibt nur ein kleiner Teil (um 10 %) des aus dem Brennstab ausgetretenen Brennstoffes Wärme an das Natrium ab.
- Natriumdampf kondensiert an kalten Flächen.
- Das Natrium wird nach einer gewissen Zeit nicht weiter geheizt (hierzu siehe /49/).

Über diese reichlich globalen Aussagen hinausreichende Schlüsse sind nicht möglich, weil jeweils mehrere Interpretationen denkbar sind. Auch die relative Bedeutung der einzelnen Punkte ist nicht gesichert. Nur die Natriumkondensation wurde mechanistisch behandelt, wobei aber doch noch ein freier Parameter eingeführt werden mußte.

Das Modell von Caldarola /18...21/ hebt sich durch eine Besonderheit von allen anderen BNR-Modellen ab: In der Phase B wird angenommen, daß alle Brennstoffpartikel jeweils in eine kleine Dampfblase eingeschlossen sind und mit Hilfe eines Modelles, das auf physikalischen Modellvorstellungen über das Verhalten der Partikel beruht, wird die Dicke des Dampffilmes berechnet, der die Partikel vom flüssigen Natrium trennt. Die thermische Iso-

lierung des Brennstoffes, die sich daraus ergibt, wirkt sich besonders stark aus, wenn ein Teil des Brennstoffes erst während der Phase B in die Reaktion eintritt /21/. Variable Brennstoff- und Natriummassen können neuerdings mit diesem Modell behandelt werden. Außerdem bestätigt dieses Modell, in dem die transiente Wärmeleitung im Brennstoff exakt behandelt wird und in dem eine echte, kontinuierliche (die in den Experimenten /41,42,44/ gefundene logarithmisch normale) Partikelgrößenverteilung verwendet werden kann, das oben behandelte Ergebnis von Cho und Wright /9c/ zur Frage eines einheitlichen Partikelradius. Auch Puffergas in der Mischzone /20,21/ und eine Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Flüssigkeit /19/ können beschrieben werden.

Das Modell CORFOU /22...24/ war eines der ersten, bei dem variable Brennstoff- und Natriummassen sowie unterschiedliche Partikelgrößen, eine fortschreitende Fragmentation des Brennstoffes und eine Temperaturdifferenz zwischen Dampf und Flüssigkeit in parametrischer Weise zu berücksichtigen waren. Durch Anpassung der Parameter war es möglich, im Fall zweier BNR-Experimente eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Dampfdrücken zu erzielen /23,24/. In CORFOU kann auch berücksichtigt werden, daß die Menge des wechselwirkenden Natriums dadurch anwächst, daß am Rand der Mischzone weiteres Natrium durch Wärmeleitung in die Reaktion einbezogen wird. Parameterstudien lassen erkennen, daß dieser Effekt noch bei einer anfänglichen Mischzonenhöhe von 10 cm (in einem Rohr) bedeutsam ist /23/.

Die Besonderheit des Modells FUS-PEC 2 /25...27/ ist es, daß zumindest bei der Berechnung der Wärmeübertragungsrate ein fiktiver Temperaturgradient im Natrium berücksichtigt wird /25/. Damit ist der wesentliche Effekt der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Natriums näherungsweise erfaßt, obwohl der Zustand des Natriums - wie bei den Parametermodellen üblich - mit Hilfe einer mittleren Temperatur beschrieben wird.

Das Modell der University of Virginia (UVA) /28,29/ basiert auf dem ANL-Modell, verwendet aber zum Teil abgeänderte Modellannahmen. Die mit diesem Modell erzielten Ergebnisse müssen (ähnlich den CORFOU-Ergebnissen) mit großer Vorsicht betrachtet werden, weil ausschließlich die Trägheitsnäherung benutzt wird. Dadurch wird nämlich die Reaktion in der Anfangsphase falsch beschrieben /4,6/ - ein Fehler, der sich auf die ganze weitere Rechnung auswirkt. Im Zusammenhang mit endlichen Mischungszeiten wird auf diesen Effekt in Unterabschnitt 4.1 C eingegangen. Ebenso muß die Vernachlässigung der Kompressibilität des Natriums einen sehr starken Einfluß auf die Verteilung der freigesetzten mechanischen Energie auf axiale und radiale Bewegung haben, die sich in einem zweidimensionalen Modell ergeben. Die in /29/ dazu vorgelegten Ergebnisse können daher nur bedingt als typisch angesehen werden.

In dem Modell SUGAR /50/ wird (gegenwärtig noch) die thermische Ausdehnung des Natriums vernachlässigt und als Druck der Dampfdruck des Natriums eingesetzt. Das Modell ist trotzdem beachtenswert, weil in diesem zweidimensionalen Modell die plastische Dehnung eines Brennelementkastens bzw. des Reaktortanks (und der Haltebolzen für den Reaktordeckel) unter der Wirkung des BNR-Druckes (und des Natriumhammers) wie in /51/ berechnet werden kann.

Das einzige Parametermodell, in dem angenommen wird, daß die Mischzone sich kugelsymmetrisch ausdehnt, ist das Modell TRACONA von Antonakas /52/. Das entsprechende Modell mit axialer Ausdehnung der Mischzone heißt TEXAS /52/. Beide Modelle entsprechen weitgehend dem ANL-Modell, sind aber auch in der Lage eine fortschreitende Fragmentation des Brennstoffes parametrisch zu berücksichtigen.

Auch das Modell EXPEL, das als Bestandteil des englischen Unfallanalyse-Programmsystems FRAX Verwendung finden soll, wurde aus dem ANL-Modell entwickelt /53/. Das seither in England be-

nutzte Programm TOPAL /35/ ist ein (axial) eindimensionales Hydrodynamikprogramm für kompressible Strömung. Die thermische Wechselwirkung wird durch eine vorgegebene Wärmeübertragungsrate im unteren Teil der Flüssigkeitssäule simuliert. Der Verfasser hat mit BRENDA II bereits in /4/ gezeigt, daß dieses Verfahren nur für sehr kurze Zeiten (unter etwa 1 msec) verwendbar ist.

Einen Vergleich der verschiedenen Modelle ermöglichen die im Anhang A zusammengefaßten Tabellen. Dabei ist aber zu beachten, daß in vielen Fällen die Behandlung ein und desselben Effektes in verschiedenen Modellen von sehr unterschiedlicher Qualität ist. In den Tabellen konnte dies nicht erfaßt werden.

2.3 Die Bedeutung der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels bei transienter Wärmeleitung

In den meisten Parametermodellen wird angenommen, die Oberflächentemperatur des Brennstoffes und die Natriumtemperatur seien gleich. Aus Gleichung (2.1) ist jedoch zu ersehen, daß bei der transienten Wärmeleitung entgegen dieser Annahme in einer Anfangsphase des Prozesses beträchtliche Temperaturgradienten in dem Kühlmittel existieren. Erst die endliche Schichtdicke des Kühlmittels, die in (2.1) nicht berücksichtigt ist, bedingt im Lauf der Zeit einen weitgehenden Temperatenausgleich.

Die einheitliche Natriumtemperatur wird in den Parametermodellen aus der übertragenen Wärmemenge berechnet, sie stellt also einen (massengewichteten) Mittelwert der Temperatur dar. Die Oberflächentemperatur des Brennstoffes ist dagegen gleich der Temperatur des Natriums an der Kontaktfläche. Dort hat die Natriumtemperatur ihren höchsten Wert. Die Oberflächentemperatur des Brennstoffes ist also in Wirklichkeit immer höher als die einheitliche Natriumtemperatur. Wenn diese Tatsache vernachlässigt wird, wird die Wärmeübertragungsrate überschätzt. Dies gilt insbesondere für den Beginn der thermischen Wechselwirkung.

Die Auswirkungen, die sich aus der Überschätzung der Wärmeübertragungsrate für den Druck-Zeit-Verlauf und die Freisetzung mechanischer Energie ergeben, wurden mit BRENDA II, dem Einzonenmodell aus dem das Mehrzonenmodell MURTI entwickelt wurde, mit Hilfe von Vergleichsrechnungen untersucht (vgl. auch /4/). Zu diesem Zweck wurde in BRENDA II die Möglichkeit geschaffen, nach Art der Mischzonenmodelle bei der Berechnung der Wärmeübertragungsrate nur den thermischen Widerstand des Brennstoffes zu berücksichtigen und auch anzunehmen, daß sich das wechselwirkende Natrium in einem einheitlichen Zustand befindet. Um vollkommen konsistente Vergleichsrechnungen zu erhalten, wurde bei den Rechnungen, bei denen der Temperaturgradient im Natrium mitgenommen wurde, der vom Natriumdampf ausgehende isolierende Effekt vernachlässigt.

Als Testfall diente auch bei dieser Untersuchung der von Cho und Wright eingeführte FFTF-Fall /7,8/ (vgl. Abschnitt 4.1). Die Abbildung 1 zeigt die jeweils pro Gramm Brennstoff verrichtete Arbeit in diesem Fall (Radius 117 μm) und zwei aus ihm abgeleiteten Fällen, in denen abweichend die Partikelradien 300 μm und 600 μm angenommen wurden. Die Schichtdicke des Natriums betrug in diesen Fällen 50 μm , 140 μm und 280 μm . Die in Abbildung 1 gezeigten Werte entsprechen einem Enddruck von 30 bar.

Der für alle Fälle gleiche Enddruck wurde durch Extrapolation erreicht. Ausgangspunkt der Extrapolation waren die in den drei Fällen sehr unterschiedlichen Zustände des wechselwirkenden Natriums, wenn es sich um 205 cm ausgedehnt hatte. Die Extrapolation wurde durchgeführt unter der Annahme, daß sich das Natrium alleine adiabatisch weiter ausdehnt und unter Verwendung der Formeln (15) und (17) von Hicks und Menzies /45/. Dabei wurde nur die spezifische Wärme des Brennstoffes gleich Null gesetzt. Die Gleichungen lauten daher in der Schreibweise dieser Arbeit:

$$L \cdot \alpha / T = \tilde{C} \cdot \ln(\tilde{T}/T) \quad (2.3)$$

$$W(T) = m \{ \tilde{C} (\tilde{T} - T) - \alpha (L - RT) \} \quad (2.4)$$

Darin sind L die Verdampfungswärme, α der Massenanteil des Dampfes, T die Natriumtemperatur, m die Natriummasse (flüssig und dampfförmig), \tilde{C} eine effektive spezifische Wärme des Natriums, \tilde{T} die (hier fiktive) Mischungstemperatur des Natriums, bei der der Ausdehnungsprozess (scheinbar) begonnen hat, und W die von Natrium verrichtete Arbeit. Die Größen m und W werden auf den Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt bezogen. Für die thermodynamischen Eigenschaften des Natriums (der Dampf wird als ideales Gas betrachtet) wurden die von Hicks und Menzies angegebenen Werte benutzt:

$$\tilde{C} = 1.2 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$$

$$R = 0.33 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$$

$$L = 4 \text{ 000 J/g}$$

Zunächst wurde in jedem Fall im Ausgangszustand die Masse des Dampfes mit Hilfe von

$$\alpha = \rho_v (\rho_\ell - \rho) / [\bar{\rho} (\rho_\ell - \rho_v)] \quad (2.5)$$

berechnet. Dabei ist ρ die mittlere Dichte des Natriums (in allen Fällen 0.0576 g/cm^3) und ρ_v und ρ_ℓ sind die temperaturabhängigen Sättigungsdichten des Dampfes und der Flüssigkeit. Danach konnten aus (2.3) die fiktive Mischungstemperatur und die Masse des Dampfes im extrapolierten Endzustand ($P_{\text{sat}} = 30 \text{ bar}$, $T = 1720 \text{ K}$) sowie durch zweimalige Anwendung von (2.4) die zusätzliche Arbeit berechnet werden.

Aus der hier durchgeführten Extrapolation resultieren die Unterschiede zwischen den hier und in /4/ angegebenen Zahlenwerten, denn mit abnehmendem Enddruck nimmt in jedem der drei Fälle der Unterschied zwischen den freigesetzten Energien ab. Trotzdem

zeigt die Abbildung 1, daß die Vernachlässigung des thermischen Widerstandes des flüssigen Natriums zu einer Überschätzung der Freisetzung mechanischer Energie führt. Zwar ist der Fehler in dem originalen FFTF-Fall klein, er nimmt aber mit wachsendem Partikelradius schnell zu.

Diese Feststellung kann nicht mit dem Hinweis darauf abgetan werden, eine Überschätzung von Wärmeübertragung, Druck und Energiekonversion sei pessimistisch. Bereits in der Einleitung wurde darauf hingewiesen, daß einzig im Fall einer BNR in der Postdisassembly-Phase klar ist, daß eine im obigen Sinn 'pessimistische' Behandlung der BNR auch im Hinblick auf den Gesamtunfall pessimistisch ist. In allen anderen Fällen kann nicht von vornherein angenommen werden, eine 'pessimistische' Behandlung der BNR führe auch insgesamt zu konservativen Resultaten. Daher ist man häufig gezwungen, die BNR so realistisch wie möglich zu behandeln.

Auch wenn die BNR konservativ abgedeckt werden kann, ist der hier demonstrierte Effekt bedeutsam. Denn in diesem Fall kann ein vorgegebener 'tolerierbarer' Grenzwert der Energiefreisetzung leichter unterschritten werden. Zum Beispiel werden bei einer Variation des Partikelradius 40 J/g Arbeit unter Berücksichtigung der endlichen Wärmeleitfähigkeit schon bei einem Partikelradius von 340 μm und nicht erst bei 490 μm unterschritten. Wenn überhaupt, so ist von dem kleineren Wert viel leichter nachzuweisen, daß er konservativ gewählt ist.

Aus Gleichung (2.2) konnte abgelesen werden, daß in Natrium die Dicke der transient aufgeheizten Schicht innerhalb von einigen Millisekunden die Größenordnung eines Millimeters erreicht. Daraus folgt, daß Temperaturgradienten im Natrium über mehrere Millisekunden hinweg bedeutsam bleiben, wenn eine so dicke Schicht von Natrium durch eine Kontaktfläche Brennstoff/Natrium aufgeheizt wird. In dieser Situation ist es unrealistisch anzunehmen, daß sich eine feste und gleichmäßig aufgeheizte Masse Natrium an

der Reaktion beteiligt. Der Fall mit dem Partikelradius 600 μm aus Abbildung 1 läßt erkennen, daß schon alleine die Vernachlässigung des thermischen Widerstandes in einer nur 280 μm dicken Natriumsschicht zu Fehlern führt, die größer sind als das Ergebnis selber. In noch dickeren Schichten tritt als weiteres Problem die Variation der reagierenden Kühlmittelmasse mit der Zeit hinzu. Unter diesen Umständen sind von Mischzonenmodellen keine brauchbaren Aussagen zu erwarten.

Es ist fraglich, ob die Fälle, die von den Mischzonenmodellen richtig beschrieben werden, überhaupt praktische Bedeutung haben. Jedenfalls scheint es weder bei In-pile- noch bei Out-of-pile-Experimenten bisher gelungen zu sein, eine so intensive Durchmischung von Brennstoff und Natrium zu erreichen. Beim Vergleich von Modellrechnungen mit diesen Experimenten ergibt sich durch die Verwendung eines Mischzonenmodelles zwangsläufig eine Überschätzung der BNR, die nur durch Änderung der Annahmen, z.B. über die reagierende Brennstoffmenge, ausgeglichen werden kann. Mit MURTI ist dagegen - auch ohne solche Anpassungen - eine bessere Übereinstimmung zwischen den Experimenten und den Rechnungen zu erwarten. Daher kann MURTI mit größerer Aussicht auf Erfolg zur Analyse von Experimenten benutzt werden, bei denen nicht die in den Mischzonenmodellen angenommene Situation vorliegt.

Die Temperaturleitfähigkeit des Wassers ist um den Faktor 600 kleiner als die des Natriums. Daher folgt aus Gleichung (2.2), daß das Konzept der Mischzonenmodelle bei Wasser als Kühlmittel praktisch nicht anwendbar ist. MURTI dagegen kann ohne Änderung der Modellannahmen auch auf thermische Wechselwirkungen von Metall mit Wasser oder z.B. auch Wasser mit Freon angewendet werden. Es ist lediglich erforderlich, die thermodynamischen Daten des Kühlmittels in der von MURTI benutzten Form zur Verfügung zu stellen. Dies kann auch für die Erforschung grundlegender Prozesse bei der BNR vorteilhaft sein, weil viele Experimente einfacher und mit einer genaueren Kenntnis der Ver-

suchsgeometrie in dem optisch durchsichtigen Wasser durchgeführt werden können. Analogieschlüsse sind dann zumindest vom Modell her möglich, weil bei Wasser und Natrium dasselbe Modell benutzt werden kann.

Die in den Mischzonenmodellen (außer FUS-PEC 2) übliche Näherung, nur den thermischen Widerstand des Brennstoffes zu berücksichtigen, ist schon dann zweifelhaft, wenn statt des Brennstoffes ein Metall wie z.B. Stahl als Wärmequelle betrachtet wird. Die Wärmeleitfähigkeit von geschmolzenem Stahl ($\lambda = 0.42 \text{ W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$, vgl. Unterabschn. 4.1 I) ist nur wenig schlechter als die von Natrium ($\lambda = 0.53 \text{ W}/(\text{cm K})$). Es erscheint daher nicht gerechtfertigt, bei einer Stahl-Natrium-Reaktion nur den thermischen Widerstand des Stahles zu berücksichtigen. In MURTI tritt diese Schwierigkeit nicht auf.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß MURTI - weil es die Wärmeleitfähigkeit von Wärmequelle und Kühlmittel exakt behandelt - dazu dienen kann

- festzustellen, in welchen Fällen der thermische Widerstand des Natriums vernachlässigt werden kann und welche Folgen sich daraus ergeben,
- die Mischzonenmodelle zu ersetzen, wenn in einem Fall die Vernachlässigung des thermischen Widerstandes zu schwerwiegende Folgen hat,
- diesbezügliche Verbesserungen in den Mischzonenmodellen etwa nach dem Beispiel FUS-PEC 2 zu testen,
- Experimente zu analysieren, bei denen Mischzonen im Sinne der Mischzonenmodelle nicht vorkommen,
- Simulationsexperimente mit anderen Materialkombinationen (z.B. Metall-Wasser) zu analysieren ohne daß die Modellannahmen entscheidend geändert werden müssen, was Analogieschlüsse weitgehend unmöglich machen würde,
- die Stahl-Natrium-Reaktion exakt zu behandeln.

Im Prinzip können diese Aufgaben sowohl mit BRENDY II als auch mit MURTI behandelt werden. MURTI weist aber eine ganze Reihe rechentechnischer Verbesserungen auf und ist wesentlich vielseitiger und flexibler als BRENDY II. Auf diese neuen Eigenschaften von MURTI wird im Abschnitt 4.1 eingegangen, wobei besonders die Möglichkeiten hervorzuheben sind, die sich aus der axialen Unterteilung der Mischzone ergeben.

3. Das Programm MURTI

3.1 Beschreibung des Modelles

3.1 A Vorbemerkungen

In MURTI erhält man die Reaktionsdrücke aus einer Berechnung des Wärmetransports in einer aus Brennstoff und Natrium gebildeten Säule: Das Natrium wird mit Hilfe der partiellen Differentialgleichungen für eine kompressible und wärmeleitende Flüssigkeit beschrieben, so daß sein Druck von seiner Temperatur und seiner Dichte abhängt. Durch die genannten Differentialgleichungen wird ein Gemisch aus zwei Flüssigkeiten (in MURTI wird zur Vereinfachung nur das Natrium als Flüssigkeit behandelt), die untereinander Wärme austauschen, mit weitgehender Allgemeingültigkeit beschrieben /3/. Daher ist der Anwendungsbereich von MURTI wesentlich größer als der der Mischzonenmodelle.

Damit ein Modell praktisch anwendbar ist, muß es auch flexibel in der Beschreibung von Anfangs- und Randbedingungen sein. Aus diesem Grund wurde MURTI (Multi Region Thermal Interaction) mit einer großen Zahl von zusätzlichen Optionen ausgestattet. Mit diesen können Effekte beschrieben werden, die den eigentlichen, grundlegenden Prozeß - Wärmeübertragung und Ausdehnung (einschließlich Verdampfung) der geheizten Flüssigkeit - so beeinflussen, daß sich die in der Praxis interessierenden Ergebnisse wie Druck-Zeit-Verlauf, Temperaturgeschichten, Ejektionsgeschwindigkeiten und Energiekonversion ändern. Wie bei den Mischzonenmodellen, bei denen zum Teil dieselben Möglichkeiten bestehen, geschieht dies oft in parametrischer Form. Dadurch werden aber nicht nur diese Optionen verfügbar gemacht, sondern es wird auch ermöglicht, in Verbindung mit der exakten Behandlung der Grundprozesse ihre wahre Bedeutung festzustellen (vgl. z.B. Abb.1: Einfluß der Partikelgröße).

Im folgenden Unterabschnitt 3.1 B werden die Modellannahmen zunächst aufgelistet. Einzelheiten (auch Formeln) dazu und eine Diskussion sind im darauffolgenden Unterabschnitt 3.1 C jeweils unter derselben Nummer zu finden.

3.1 B Die Modellannahmen

Das hier vorgestellte Modell beruht auf folgenden Annahmen, von denen die ersten beiden erforderlich sind, um das Problem mit den genannten Differentialgleichungen beschreiben zu können /3/, während die weiteren dazu dienen, diese Gleichungen zu vereinfachen oder zusätzliche Effekte zu beschreiben:

1. Es findet keine Diffusion über Materialgrenzen hinweg statt.
2. In den Materialien herrscht lokal thermisches Gleichgewicht (z.B. zwischen den Phasen und verschiedenen Freiheitsgraden).
3. Die Reaktion erfolgt in einer Schockrohrgeometrie mit ein-dimensionaler (axialer) Materialbewegung. Das überstehende Natrium wird gegen einen konstanten äußeren Druck verschoben. Diese Geometrie ist in Abbildung 2 wiedergegeben.
4. Der Widerstand, den das überstehende Natrium der Ausdehnung des Reaktionsgebietes entgegensetzt, wird mit Hilfe der akustischen Näherung und der Trägheitsnäherung berechnet.
5. Dabei werden die Erdbeschleunigung und Reibungsverluste vernachlässigt.
6. Das Reaktionsgebiet setzt sich aus einer oder mehreren Sektionen zusammen. Zwischen diesen findet kein Austausch von Materie und Wärme statt.
7. Die Bewegung der Sektionsgrenzen wird mit Hilfe von repräsentativen Sektionsdrücken berechnet, wobei die Sektionen als Flüssigkeitselemente in einer kompressiblen adiabatischen Strömung behandelt werden.
8. Die Anordnung der Materialien, in der die Differentialgleichungen gelöst werden, zeigt die Abbildung 3. Neben Brennstoff und Natrium können dabei in jeder Sektion ein weiteres wärmeleitendes Material (hier Strukturmaterial genannt) und ein Volumen nicht kondensierbaren Gases berücksichtigt werden. Die einzelnen Massen sind zeitlich konstant.
9. Das in Abbildung 3 gezeigte Schema der Materialanordnung wird auf diejenigen Volumina angewendet, die durch ein Oberflächenelement Wärme austauschen. So ist es in diesem Schema möglich, die räumliche Vermischung von Brennstoff und Natrium (und eventuell Strukturmaterial) zu berücksichtigen.

Wenn die Oberfläche des Strukturmaterials einen anderen Wert hat als die Brennstoffoberfläche, wird die Wärmeleitfähigkeit des Strukturmaterials künstlich so abgeändert, daß das Produkt aus Wärmeübertragungsfläche und Wärmeleitfähigkeit des Strukturmaterials den richtigen Wert hat.

10. Das Flächenverhältnis ist zeitlich konstant, d.h. ein Fragmentationsprozeß wird nicht beschrieben.
11. Bis auf die Anfangstemperaturen können alle Parameter von Sektion zu Sektion variieren. Dies gilt insbesondere für die Zeitpunkte, von denen ab der Wärmeaustausch in den Sektionen beginnt. In Sektionen, in denen die Reaktion noch nicht begonnen hat, hat das Natrium einen einheitlichen Zustand. Zustandsänderungen erfolgen adiabatisch, wobei die Adiabate durch ihre Tangente im Anfangszustand angenähert wird. Natrium und eventuell vorhandenes Gas haben denselben Druck.
12. Volumenänderungen von Brennstoff und Strukturmaterial werden vernachlässigt.
13. Die Trägheit von Brennstoff, Strukturmaterial und Puffergas wird vernachlässigt.
14. Im Anfangszustand sind die Temperaturen in Brennstoff, Natrium und gegebenenfalls Strukturmaterial jeweils konstant, das Natrium ist flüssig und in Ruhe.
15. Normalerweise besteht idealer thermischer Kontakt zwischen Brennstoff und Natrium. Es kann jedoch auch ein zeitlich konstanter Wärmeübergangswiderstand an der Grenzfläche angenommen werden.
16. Die thermodynamischen Eigenschaften des Natriums hängen von der Temperatur und der Dichte ab.
17. Im zweiphasigen Zustand des Natriums findet keine Entmischung von Dampf und Flüssigkeit statt. Als Wärmeleitfähigkeit des Zweiphasengemisches wird ein Mittelwert benutzt, der von den Wärmeleitfähigkeiten der beiden Phasen und ihren Volumenanteilen abhängt.
18. Die thermodynamischen Eigenschaften von Brennstoff und Strukturmaterial sind konstant. Lediglich die Schmelzwärme des Brennstoffs wird am Schmelzpunkt zusätzlich freigesetzt oder aufgenommen.

19. Wenn in einer Sektion Puffergas vorhanden ist, so hat es einen einheitlichen Zustand. Es wird als ideales Gas behandelt und Zustandsänderungen erfolgen adiabatisch.
20. Es ist möglich anzunehmen, daß eine Sektion ein Puffergas erst von einem vorgegebenen Zeitpunkt an enthält. Das Gas tritt allerdings zu diesem Zeitpunkt in die Sektion ein, ohne daß erst sein Volumen freigemacht werden muß.

3.1 C Anmerkungen zu den Annahmen

1. Daß Brennstoff und Natrium sich nicht wesentlich durch Diffusion vermischen, hat der Verfasser früher nachgewiesen /54/. Dies geschah mit Hilfe der sogenannten molekularen Dynamik, bei der die Molekeln (in diesem Fall UO_2 -Moleküle und Na-Ionen) als Massenpunkte behandelt werden, die über intermolekulare Paarpotentiale miteinander wechselwirken. Wegen ihrer großen Ähnlichkeit mit realen Experimenten werden Rechnungen dieser Art auch als Computereperimente bezeichnet.

In diesem Modell wird weiterhin angenommen, daß kein Natriumdampf in das Puffergas hineindiffundiert. Diese Annahme wird durch Untersuchungen in /24/ unterstützt.

2. Die Annahme des thermodynamischen Gleichgewichts ermöglicht es, dampfförmiges und flüssiges Natrium als ein Material mit dichteabhängigen Eigenschaften zu behandeln. Solange die Natriumdichte zwischen den der Natriumtemperatur entsprechenden Sättigungsdichten von Flüssigkeit und Dampf liegt, wird angenommen, daß das Natrium als gesättigtes Zweiphasengemisch vorliegt.
3. In den weitaus meisten Fällen wird die Ausdehnung eines reagierenden Brennstoff-Natrium-Gemisches in radialer Richtung durch Bauelemente des Reaktors (z.B. Brennelementkasten, benachbarte Brennelemente, Kernmantel, Strömungsschürze, Reaktortank) stark behindert. Die Ausdehnung erfolgt daher vorzugsweise nach oben in das Gasplenum hinein. Die voll-

ständige Vernachlässigung der radialen Ausdehnung vergrößert unter Umständen die auftretenden Drücke und die Energiekonversion. Sie hat aber sehr große praktische Vorteile: Eine eindimensionale Strömung ist erheblich einfacher zu behandeln als eine zweidimensionale. Ein eindimensionales axiales BNR-Modell ist vom Radius der Mischzone unabhängig, d.h. der totale Strömungsquerschnitt geht (über den hydraulischen Radius) höchstens bei der Berücksichtigung von Reibungsverlusten in die Rechnung ein.

Die Schockrohrgeometrie ohne Querschnittsänderungen und mit einem konstanten Druck über der freien Oberfläche ist der einfachste und allgemeinste Fall, der alle für das Strömungsverhalten wesentlichen Merkmale aufweist. Änderungen sind an diesen Annahmen leicht möglich, sie sind aber nur sinnvoll, wenn ein bestimmtes vorgegebenes System untersucht werden soll.

4. Wenn l_0 die Länge der überstehenden Natriumsäule ist, erlaubt während einer als akustische Periode t_{ac} bezeichneten Zeit

$$t_{ac} = 2l_0/c_0$$

(c_0 ist die Schallgeschwindigkeit im ungestörten Natrium) nur die Kompression des überstehenden Natriums die Ausdehnung der Wechselwirkungszone (vgl. Abschn. 2.1). Die dabei auftretende Ausdehnungsgeschwindigkeit v^N kann beispielsweise gleich der lokalen Teilchengeschwindigkeit in einer akustischen Welle v_{ac} gesetzt werden. Dies ist die akustische Näherung. Nach /39, S.20/ gilt (P_0 und ρ_0 sind Druck und Dichte in der ungestörten Flüssigkeit):

$$v_{ac} = (P - P_0) / \rho_0 c_0 \quad (3.1)$$

Nach der akustischen Periode, in der sogenannten Ejektionsphase, wird das hydrodynamische Verhalten der überstehenden Natriumsäule in guter Näherung (dies wurde mit BRENDA II

überprüft /4/, vgl. Abschn. 2.1) durch die Trägheitsnäherung beschrieben, bei der die Beschleunigung der als inkompressibel angenommenen Natriumsäule nach dem Newtonschen Gesetz aus der auf sie wirkenden Kraft berechnet wird. Wegen Annahme 5 gilt dabei für die Ejektionsgeschwindigkeit v^N :

$$dv^N/dt = (P - P_\infty) / \rho_0 l_0 \quad (3.2)$$

Bei der Anwendung von (3.1) und (3.2) in MURTI wird jeweils für den Druck P der örtliche Druck P_e^N am unteren Ende der überstehenden Natriumsäule eingesetzt und wegen Annahme 5 ist der Druck P_0 in dem ungestörten Natrium gleich P_∞ , dem Druck über der freien Oberfläche.

Die Anfangsgeschwindigkeit des überstehenden Natriums in der Ejektionsphase wird wahlweise aus seinem Impuls pro Flächeneinheit I oder der an ihm pro Flächeneinheit verrichteten Arbeit E berechnet (zur Berechnung dieser Größen - siehe Anhang B, Abschnitt B4):

$$v^N(t_{ac}) = \begin{cases} \sqrt{2E(t_{ac}) / (\rho_0 l_0)} & (3.3a) \\ I(t_{ac}) / (\rho_0 l_0) & (3.3b) \end{cases}$$

Es bleibt zu untersuchen, wieweit die akustische Näherung verwendbar ist, denn strenggenommen gilt diese Näherung nur bei infinitesimal kleinen Druckamplituden /39, S.18/: Der Kompressionsmodul B des flüssigen Natriums beträgt etwa 35 000 bar ($B \approx \rho c^2$). Es ist daher zweifelhaft, ob die akustische Näherung bei Drücken weit über 3 000 bar (vgl. z.B. /14/) noch verwendbar ist. (Diese Untersuchung kann trotz der beobachteten numerischen Übereinstimmung in den mit BRENDA II durchgeführten Vergleichsrechnungen nicht als vollzogen angesehen werden. Vgl. hierzu Punkt a) in den Anmerkungen zu Annahme 16.)

Eine hohe Druckamplitude führt zur Ausbildung einer Schockwelle. Aber auch unabhängig von der Form der Druckwelle gelten die Erhaltungssätze für Masse, Energie und Impuls. Daher kann eine analytische Überprüfung des Geltungsbereiches der akustischen Näherung mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Beziehungen durchgeführt werden, die auf Grund der Erhaltungssätze die Zustandsvariablen in einer Flüssigkeit vor und hinter einer Schockfront miteinander verknüpfen. Nach /39, S.35/ lauten sie:

$$\begin{aligned} \rho(w-v) &= \rho_0 w \\ P-P_0 &= \rho_0 w v \\ U-U_0 &= 1/2 (P+P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Hierbei sind w die Geschwindigkeit der Schockfront, v die Flüssigkeitgeschwindigkeit hinter ihr und U die innere Energie pro Masseneinheit. Mit dem Index o sind die Größen der ungestörten Flüssigkeit (vor dem Schock) versehen.

Man benötigt weiterhin eine Zustandsgleichung der Flüssigkeit. Für analytische Rechnungen besonders geeignet ist eine vereinfachte Form der Grüneisen Zustandsgleichung ('stiffened gas equation of state', /55/),

$$P = P_0 + c_0^2 (\rho - \rho_0) + \gamma \rho (U - U_0), \quad (3.5a)$$

in der γ die Grüneisenkonstante ($\gamma = 1.17$ für Natrium nach /56/) bezeichnet.

Aus diesen Gleichungen läßt sich die Teilchengeschwindigkeit hinter der Schockfront berechnen. Mit der akustischen Teilchengeschwindigkeit v_{ac} (Gl.(3.1)) erhält man

$$v = v_{ac} \left[1 + \frac{\gamma + 2}{2} \cdot \frac{P - P_0}{\rho_0 c_0^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

Wie man sieht, ergibt sich für kleine Drücke die durch Gleichung (3.1) gegebene akustische Näherung. Wenn dagegen der Druck beispielsweise mit 7 000 bar 20 % des Kompressionsmoduls erreicht, ist die Geschwindigkeit schon 13 % niedriger als nach der akustischen Näherung. Dies bedeutet auch, daß bei Verwendung der akustischen Näherung der Spitzendruck um etwa diesen Prozentsatz unterschätzt wird und weiter, daß die Zeit bis zum Erreichen der Sättigungsbedingung unterschätzt wird.

Beim gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse sind diese Fehler etwa vergleichbar mit den Unsicherheiten bei der Berechnung der Zustandsdaten unter extremen Druck- und Temperaturbedingungen. Die Verwendung der akustischen Näherung erscheint daher (zumal bei Drücken unter 3 000 bar) voll gerechtfertigt. Bei Bedarf kann aber auch die 'Schockformel' (3.6) oder eine ähnliche aus den Gleichungen (3.4) und einer geeigneten Zustandsgleichung abgeleitete Beziehung verwendet werden. Hier sei außerdem darauf hingewiesen, daß die Verwendung der Näherung hauptsächlich dazu dient, Rechenzeit zu sparen. Falls dies erforderlich ist, können auch Teile des überstehenden Natriums voll hydrodynamisch behandelt werden (vgl. Annahme 11).

5. Die Erdbeschleunigung ist klein gegen die meistens auftretenden Beschleunigungen durch Druckgradienten. Ihre Berücksichtigung ist jedoch jederzeit möglich. Reibungskräfte können u.U. einen großen Einfluß auf die Ejektion des überstehenden Natriums haben. Es kommt dabei aber sehr auf die speziellen Randbedingungen an, so daß ihre Berücksichtigung erst bei einer eingehenden Beschreibung des hydrodynamischen Systems sinnvoll ist. Außerdem haben Reibungsverluste die Tendenz, unterschiedliche Strömungsvorgänge einander ähnlich zu machen. Für das Studium von Einzeleffekten ist es daher günstiger, Reibungsverluste zu vernachlässigen.

6. Der globale Wärmetransport in axialer Richtung durch Wärmeleitung ist wegen der langen Transportwege vernachlässigbar. Nur eine mechanische Vermischung von unterschiedlich temperierten Natriummassen könnte den Temperatenausgleich beschleunigen. Es ist jedoch unsicher, ob eine solche Vermischung überhaupt stattfindet. Sie wird daher im Modell - zumindest über Sektionsgrenzen hinweg - ausgeschlossen. Die Annahme, daß kein Massenaustausch stattfindet, bedeutet auch, daß keine Relativbewegung von Brennstoff und Natrium stattfindet. Deshalb erfaßt MURTI wie die meisten anderen Modelle auch (Ausnahme PLUTO /31,32/) eine eventuell vom Dampf bewirkte räumliche Trennung (Entmischung) von Brennstoff und flüssigem Natrium nur teilweise (vgl. auch die Anmerkung zu Annahme 17).
7. Als repräsentativer Druck wird, falls Puffergas vorhanden ist, dessen Druck und sonst der Druck an der vom Brennstoff abgewandten Seite des Natriums verwendet. (Für weitere Einzelheiten siehe Anhang B, Abschnitt B1).
8. Die Stabgeometrie ist ebenso wie die in vielen anderen Modellen (vgl. Anhang A) verwendete Kugelgeometrie eine Idealisierung. Welche von beiden den realen Verhältnissen näherkommt ist fraglich. Durch die Verwendung der Stabgeometrie wird die Wärmeübertragungsrates in unbedeutendem Umfang überschätzt. Denn wenn ein Kugelsegment in eine zylindrische Säule mit gleichem Volumen und gleicher Oberfläche umgeformt wird, reduziert sich die maximale Entfernung eines Massenelementes von der Oberfläche vom Radius auf ein Drittel des Radius. Gleichzeitig werden alle Querschnitte, durch die hindurch der Wärmetransport erfolgt, auf den Maximalwert (die Oberfläche des Kugelsegments) gebracht. Feinheiten der Wärmeübertragungsrates gehen aber nur während des Druckanstiegs in der Flüssigkeitsphase kritisch in die Rechnung ein (vgl. Abschn. 2.1). In dieser Zeit (sie ist meistens kürzer als 0.1 msec) gibt aber nur eine sehr dünne Oberflächenschicht etwa vorhandener kugelförmiger Partikel Wärme ab. Die Größenordnung dieser Schicht kann ebenfalls

mit Gleichung (2.2) abgeschätzt werden: Mit $a = 0.006 \text{ cm}^2/\text{sec}$ erhält man nach 0.1 msec eine 'Eindringtiefe' des Temperaturgradienten von 14 μm . In dieser dünnen Schale ist der Unterschied zwischen Kugel- und Stabgeometrie unbedeutend. Die Überschätzung der Wärmeübertragungsrate kommt erst später zum Tragen, wenn der Brennstoff im Innern einer Kugel seine Wärme abgibt. In dieser Zeit sind aber bereits andere Unsicherheiten, wie z.B. die isolierende Wirkung des Dampfes, wesentlich größer als die möglichen Einflüsse der Geometrie. Unabhängig von diesen Überlegungen ist festzustellen, daß es nur einen gewissen Programmieraufwand erfordern würde, MURTI so zu erweitern, daß das Wärmeleitungsproblem im Brennstoff auch in Kugelgeometrie behandelt werden kann (diese Erweiterung wurde bereits in /4/ ins Auge gefaßt, aus den oben aufgeführten Gründen aber zurückgestellt).

Die in den übrigen Modellen gemachte Annahme, daß das Natrium in Form einer Kugelschale vorliegt, ist eine ebenso grobe Näherung, wie die Annahme einer zylindrischen Säule, denn in Wirklichkeit muß davon ausgegangen werden, daß das Natrium dem kompliziert geformten Raum zwischen den Brennstoffpartikeln ausfüllt. Und selbst wenn das Natrium in Form einer Kugelschale vorläge, hätte das keinen Einfluß auf den Druck, weil die Differenz zwischen dem inneren und äußeren Radius klein im Vergleich zu diesen Radien selber ist und die Mischzone insgesamt sich axial ausdehnt. Die Stabgeometrie hat aber den großen Vorteil, daß bei nur schwach gekrümmten Oberflächen (z.B. auch bei großen Partikelradien) die dünnen Oberflächenschichten von Brennstoff und Natrium, die von der transienten Wärmeleitung erfaßt werden, mit feiner räumlicher Aufteilung (und trotzdem vertretbarem Aufwand an Rechenzeit und Kernspeicherplatz) behandelt werden können. (Siehe hierzu das Beispiel 'Ispra-Kanal-Experiment' in Unterabschnitt 4.1 G.)

Das eventuell vorhandene Strukturmaterial verursacht je nach seiner Anfangstemperatur eine zusätzliche thermische Reaktion (z.B. Stahl-Natrium-Reaktion) oder es dient als Wärmesenke und führt u.U. zur Natriumkondensation.

Wenn der Wärmeaustausch in einer Sektion begonnen hat (siehe Annahme 11), wird die Wärmeleitungsgleichung (3.22) in Brennstoff und Natrium sowie (falls vorhanden) im Strukturmaterial gelöst. Wegen der Annahmen 12, 13 und 19 werden die hydrodynamischen Gleichungen nur im Natrium behandelt. Die totale Volumenänderung des Natriums in einer Sektion wird entweder direkt durch die Bewegung der Sektionsgrenzen bestimmt oder das Natrium kann sich frei gegen den veränderlichen Gasdruck ausdehnen, wobei dann die Summe von Natriumvolumen und Puffergasvolumen durch die Bewegung der Sektionsgrenzen kontrolliert wird. (Weitere Einzelheiten hierzu erhält Anhang B in den Abschnitten B2.2 und B2.3).

9. Im Folgenden spielt das Flächenverhältnis A , das ist das Verhältnis der tatsächlichen Brennstoffoberfläche zum Strömungsquerschnitt, auch formal eine große Rolle. In Abschnitt 2.1 ist bereits gezeigt worden, warum diese Größe bei einer BNR mitentscheidend für ihre Heftigkeit ist. Wenn man es nicht vorzieht, direkt eine Annahmen über die Größe der Brennstoffoberfläche zu machen, so kann das Flächenverhältnis A auch z.B. aus dem Volumen des Brennstoffes \bar{V}_{Br} und einem angenommenen Partikelradius r berechnet werden:

$$A \equiv O_{Br}/F = 3 \bar{V}_{Br}/(F \cdot r) \quad (3.7)$$

Hierin ist F der Strömungsquerschnitt im Kanal (vgl. Abb.2). Aber auch das in Annahme 9 (S.34) angesprochene Oberflächenelement wird ebensogroß angenommen, so daß der Querschnitt der in Abbildung 3 gezeigten Materialsäule ebenfalls gleich F ist. (Im Programm wird F immer als eine Flächeneinheit, d.h. 1 cm^2 , angenommen) Aus diesem Grund haben auch die Kontaktflächen zwischen den Materialien die Fläche F und der Druck wird in den durch A dividierten Teilen des Brennstoffes, des Natriums, und eventuell des Strukturmaterials einer Sektion repräsentativ für die gesamte Sektion berechnet. Durch eine Randbedingung für die Bewegung des Natriums wird dafür gesorgt, daß seine Volumenänderung gerade den

A-ten Teil der Volumenänderung des gesamten Natriums in der Sektion ausmacht. Von dem Puffergas wird angenommen, daß es den genannten Kanalquerschnitt ausfüllt, der Querschnitt des Gasvolumens ist also ebenfalls F . Da das Gas einer Sektion einen einheitlichen Zustand aufweist (Annahme 19), kann immer das Gesamtvolumen des Gases betrachtet werden.

Bei dem oben beschriebenen Vorgehen erhält das Strukturmaterial, dessen Oberfläche normalerweise einen von der Brennstoffoberfläche abweichenden Wert haben wird, eine falsche spezifische (d.h. auf das Volumen bezogene) Oberfläche. Um dies auszugleichen, wird an Stelle der physikalischen Wärmeleitfähigkeit des Strukturmaterials λ_{St} ein fiktiver Wert $\tilde{\lambda}_{St}$ benutzt:

$$\tilde{\lambda}_{St} = \lambda_{St} \cdot O_{St} / O_{Br} \quad (3.8)$$

Weitere Einzelheiten zu diesem Thema enthält der Anhang B.

10. Ein zeitlich veränderliches Flächenverhältnis kann in das Modell eingeführt werden. Es gibt aber gegenwärtig keine gesicherten Kenntnisse über den zeitlichen Ablauf der Fragmentation. Es ist daher nicht sinnvoll, in ein BNR-Modell willkürlich irgendein Fragmentationsmodell einzuführen. Zeitlich inkohärente Reaktion von Brennstoff und Natrium kann in parametrischer Weise auch unter Verwendung einer endlichen Mischungszeit (vgl. den folgenden Punkt) untersucht werden.
11. Durch die Zeitspanne, innerhalb derer der Wärmeaustausch (die thermische Reaktion) in allen Sektionen beginnt, ist eine Mischungszeit t_m definiert. Das Modell ist so in der Lage, die fortschreitende Vermischung von anfänglich getrennten Materialien oder auch das Austreten weiteren Brennstoffes aus Brennstäben zu beschreiben, wobei allerdings das Volumen des Brennstoffes (ähnlich wie in HOPE) nicht erst freigemacht werden muß. Die Festlegung der Mischungszeit und der individuellen Zeitpunkte des Reaktionsbeginns erfolgt normalerweise im voraus aufgrund der zu untersuchenden Situation. Hier kann aber auch eine Kopplung mit dem Reaktionsablauf erfolgen.

Wichtig ist hier, daß eine echte Veränderung der reagierenden Massen erfolgt und daß dieser Prozeß innerhalb von t_m abgeschlossen ist. Im Gegensatz dazu variiert in dem ANL-Modell (vgl. Abschn. 2.2) und den ihm nachgebildeten Modellen bei Verwendung der Mischungszeitkonstanten τ_m nur die Brennstoffoberfläche und sie nähert sich sehr langsam ihrem Endwert (63 % nach τ_m , 86 % nach $2\tau_m$, 95 % nach $3\tau_m$, usw.).

Als Zustandsgleichung des Natriums in den noch nicht wechselwirkenden Sektionen ergibt sich nach den Annahmen eine vereinfachte Form der Gleichung (3.5a):

$$P = P_0 + c_0^2 (\rho - \rho_0) \quad (3.5b)$$

12. Im Prinzip können Volumenänderungen des Brennstoffes (oder des Strukturmaterials, wenn es Wärme abgibt) die einphasigen Flüssigkeitsdrücke reduzieren. Wie aber das Beispiel des Puffergases (s. Unterabschn. 4.1 G) erkennen läßt, sind wegen der starken thermischen Ausdehnung des flüssigen Natriums dafür verhältnismäßig große Volumenänderungen erforderlich. Der Beitrag der festen oder flüssigen Stoffe ist daher vernachlässigbar.
13. In der Diskussion zu Annahme 6 wurde darauf hingewiesen, daß alle Materialien sich ohne Relativbewegung mit dem Natrium mitbewegen. Dies ist nur möglich, wenn sie trägheitsfrei sind. Die Konsistenz der Annahmen erfordert also, daß die mitbewegten Materialien keine Trägheit besitzen. Rechen-technisch wäre es aber ebensogut möglich, ihre Trägheit ganz oder teilweise zu berücksichtigen.

Die Vernachlässigung von Volumenänderungen und Trägheit des Brennstoffes (und des Strukturmaterials) bietet außerdem den Vorteil, daß die Dynamik des Systems nur von dem Natrium und den eventuell vorhandenen Gaspolstern bestimmt wird. Bekannte Eigenschaften der hydrodynamischen Gleichungen können daher zur Überprüfung der Rechenergebnisse herangezogen werden. Diesem Punkt kommt eine große praktische Bedeutung zu.

14. Der Hauptzweck dieser Annahmen ist es, mit wenigen Parametern einen eindeutigen Anfangszustand zu definieren. Anpassungen an konkrete Situationen sind hier jederzeit möglich. Bei der Annahme, daß anfänglich alles Natrium flüssig ist, wurde allerdings davon ausgegangen, daß es anfänglich unterkühlt ist. Es ist denkbar, daß die Anfangsbedingungen bei gesättigtem Natrium anders gestaltet werden müssen (vgl. Abschnitt 5.5).
15. Die Annahme eines idealen thermischen Kontaktes führt insbesondere zu Beginn der Reaktion (während sich der Temperaturgradient ausbildet) zu hohen Wärmeübertragungsraten und damit zu hohen Flüssigkeitsdrücken. Einen Nachweis, daß ein solcher idealer Kontakt unter Reaktorbedingungen möglich ist, fehlt bisher. Auch eine in /57/ berichtete Übereinstimmung zwischen einem gemessenen Spitzendruck und dem Dampfdruck bei der ohne Wärmeübergangswiderstand berechneten Kontakttemperatur muß nicht als solcher gewertet werden. Weiter mitgeteilte Einzelheiten /58/ lassen die Deutung zu, daß der Spitzendruck von 7.6 bar nur in einer Gasblase erreicht wurde, die sich im Standrohr eines der Druckaufnehmer befand. (Hierzu siehe Unterabschn. 4.1 G.)
16. Der Druck wird in Abhängigkeit von der Dichte ρ und der Temperatur T berechnet nach der Zustandsgleichung

$$P(\rho, T) = P_{\text{sat}}(T) + P_{\rho}(T) \cdot \left[\frac{\rho - \rho_{\text{sat}}(T)}{\rho_{\text{sat}}(T)} \right] \quad (3.9)$$

Hier bezeichnen P_{sat} den Dampfdruck und ρ_{sat} die Sättigungsdichten ρ_{ℓ} der Flüssigkeit, falls $\rho > \rho_{\ell}$ und ρ_{v} die des Dampfes, falls $\rho < \rho_{\text{v}}$. Die partielle Ableitung des Druckes nach der Dichte P_{ρ} verschwindet im Bereich $\rho_{\ell} > \rho > \rho_{\text{v}}$.

Die in der Zustandsgleichung (3.9) enthaltenen thermodynamischen Daten sowie auch die sonst benötigten Daten, nämlich die partielle Ableitung des Druckes nach der Temperatur P_T , die spezifische Wärme bei konstantem Volumen C und die Wärmeleitfähigkeit λ werden mit Hilfe eines von

K. Thurnay /36/ entwickelten Programmsystems berechnet. Diese Daten sind untereinander thermodynamisch konsistent und sie schließen Extrapolationen über den experimentell erfaßten Bereich hinaus bis zur kritischen Temperatur ein. Als Kritische Daten wurden dabei verwendet:

$$T_c = 2850 \text{ K}$$

$$\rho_c = 0.189 \text{ g/cm}^3$$

$$P_c = 418 \text{ bar}$$

In den beiden einphasigen Gebieten stehen nur die Daten auf den Sättigungslinien zur Verfügung. Diese Einschränkung ist für das Dampfgebiet nicht schwerwiegend, denn normalerweise wird der überhitzte Dampfzustand in BNR-Rechnungen nicht erreicht. Hingegen kommt diese (häufig verwendete) Näherung im Flüssigkeitsbereich voll zum Tragen, wobei am wichtigsten ist, daß in der Zustandsgleichung (3.9) immer das auf der Sättigungslinie gültige $P_\rho(T)$ verwendet wird. (Die spezifische Wärme und die Wärmeleitfähigkeit ändern sich bei den auftretenden Kompressionen nicht wesentlich. Die partielle Ableitung des Druckes nach der Temperatur wird nur in einem Korrekturglied der Energiegleichung (3.22) verwendet.):

a) Das bei allen Flüssigkeiten zu beobachtende Anwachsen der Kompressibilität mit steigendem Druck /56/ wird nicht erfaßt. Daher beschreibt das Modell nicht die Ausbildung von Schockwellen und es ist daher auch im Augenblick nicht möglich, die in der Anmerkung zur 4. Annahme diskutierte Gültigkeit der akustischen Näherung mit MURTI oder BRENDY II numerisch zu überprüfen. Allerdings würde sowieso die Ausbildung von Schockwellen zu numerischen Schwierigkeiten führen, die ihrerseits wieder besondere Vorkehrungen (z.B. eine künstliche 'Verschmierung' der Schocks mit Hilfe eines 'pseudoviskosen Druckes' /59, S.313/) erfordern würden. Der hier angesprochene 'Mangel' der Zustandsgleichung ermöglicht gerade eine von diesen Problemen freie Behandlung der Strömung des kompressiblen, flüssigen Natriums.

b) Die in der Zustandsgleichung enthaltene Näherung führt dazu, daß sich (im P-V-Diagramm) die Isothermen in der Nähe der kritischen Isothermen überschneiden. Daher enden gegenwärtig Rechnungen abnormal, wenn im reinen Flüssigkeitsbereich Temperaturen über etwa 2 700 K erreicht werden, was bei den üblichen Annahmen (Brennstofftemperaturen im Bereich unterhalb 3 400 K) nicht der Fall ist. Es ist trotzdem vorgesehen, diese Schwierigkeit zu beheben durch eine Zustandsgleichung der Form

$$P(\rho, T) = P_{\text{sat}}(T_{\ell}(\rho)) + P_T(T - T_{\ell}(\rho)) \quad (3.10)$$

($T_{\ell}(\rho)$ ist die Umkehrfunktion von $\rho_{\ell}(T)$)

Gleichzeitig werden dabei bereits verfügbare (theoretische) überkritische Daten /36/ übernommen werden.

17. Das Programmsystem zur Berechnung der Zustandsdaten enthält auch ein Modell, nach dem die effektive Wärmeleitfähigkeit λ eines Gemisches aus Dampf und Flüssigkeit berechnet wird: Zunächst werden die Volumenanteile und Wärmeleitfähigkeiten der beiden Phasen bestimmt. In bezug auf einen eindimensionalen Wärmestrom können die beiden Teilvolumina parallel oder hintereinander angeordnet werden, woraus sich zwei mittlere Wärmeleitfähigkeiten ergeben. Verwendet wird das aus ihnen gebildete geometrische Mittel:

$$\lambda = \left\{ \frac{\lambda_{\ell} \cdot \lambda_v}{\lambda_{\ell} - (\lambda_{\ell} - \lambda_v) \beta} \cdot [\lambda_v + (\lambda_{\ell} - \lambda_v) \beta] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.11)$$

Hierin sind λ_{ℓ} und λ_v die Wärmeleitfähigkeiten des jeweils gesättigten flüssigen und dampfförmigen Natriums und β ist der Volumenanteil des flüssigen Natriums. Dafür gilt

$$\beta = (\rho - \rho_v) / (\rho_{\ell} - \rho_v)$$

wobei ρ_v die Dichte des gesättigten Dampfes ist.

In /4/ hat der Verfasser bereits gezeigt, daß die mit dieser Annahme berechneten Ergebnisse (Drücke, freigesetzte Arbeit) ungefähr in der Mitte liegen zwischen den Ergebnissen, die man erhält, wenn man einmal die Behinderung des Wärmetransports durch den Dampf ganz vernachlässigt bzw. umgekehrt annimmt, der Wärmeübergang breche ab, sobald die Verdampfung beginnt. Damit ist gezeigt, daß dieses Verfahren ein geeignetes Mittel ist, um den Effekt im Prinzip zu erfassen. Es ist außerdem physikalisch sinnvoll, daß der Wärmetransport um so mehr behindert wird, je mehr Dampf vorhanden ist und je schlechter seine Wärmeleitfähigkeit ist.

Weitere Untersuchungen dieses Einzelproblems müssen allerdings einer gesonderten Studie vorbehalten bleiben. In MURTI sind andere Annahmen über das Verhalten des Dampfes durchaus möglich. Eine Vertiefung dieser Frage ist jedoch nur dann geboten, wenn ihr eine größere Bedeutung zukommt als beispielsweise in dem in dieser Arbeit und in /4/ untersuchten FFTF-Fall. In /4/ hingen nur die Dampfdrücke in der Phase B, nicht aber die Energiefreisetzung insgesamt und die Ejektionsgeschwindigkeit deutlich von der Isolierung durch den Dampf ab. Dagegen ist nach /21/ ein stärkerer Einfluß zu erwarten, wenn längere Mischungszeiten untersucht werden.

18. Die thermophysikalischen Daten des flüssigen Brennstoffes sind so unsicher, daß es sich nicht lohnt, ihre Temperaturabhängigkeit zu berücksichtigen. Ähnliches gilt für flüssigen Stahl. Wenn temperaturabhängige Daten bekannt sind, etwa bei der Nachrechnung von Simulationsexperimenten, kann das Modell leicht so abgeändert werden, daß sie berücksichtigt werden können.

19. Zustandsänderungen erfolgen nach der 'Poissonschen Gleichung' (siehe auch /60/ Gl. (4.4))

$$P_G \cdot V_G^K = \text{const.} \quad (3.12)$$

Dabei sind P_G und V_G' der Druck des Gases und sein (totales) Volumen. Die Anfangswerte von P_G und V_G' sowie κ , das Verhältnis der spezifischen Wärmen, sind Eingabegrößen.

20. Hinter dieser Annahme steht die Modellvorstellung, daß Brennstoff und Spaltgas miteinander oder nacheinander aus dem Brennstab heraus in den Kühlkanal treten. Der Austritt des Gases kann unterdrückt werden, solange der Druck im Kühlmittel höher ist als der Anfangsdruck des Gases.

3.2 Die Differentialgleichungen

Bei eindimensionalen Strömungen ist es besonders vorteilhaft, die Lagrangesche Form der hydrodynamischen Gleichungen zu verwenden. Nach /59, S. 294/ lauten diese (Gleichungen für 'kalte' laminare Strömung):

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = v \quad (3.13)$$

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial P}{\partial y} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = - P \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.15)$$

Dabei ist t die Zeit und Z ist die Eulersche Koordinate (sie entspricht dem Laborsystem) eines sich mit der Flüssigkeit bewegenden Massenpunktes mit einer festen Lagrangeschen Koordinate y . P ist der Druck, ρ ist die Dichte und U und V sind die innere Energie und das Volumen pro Masseneinheit.

Da diese Gleichungen auf ein Anfangswertproblem mit anfänglich konstanter Dichte des Natriums angewendet werden, kann gesetzt werden:

$$\rho_0 = \rho (Z, t=0) = \text{const.} \quad (3.16)$$

Diese Gleichungen werden ergänzt durch die Transformationsgleichung

$$\frac{\partial Z}{\partial y} = \frac{\rho_0}{\rho} \quad (3.17)$$

und die Zustandsgleichung (3.9).

Die Energiegleichung (3.15) muß noch umgeformt werden, denn in ihr fehlt das Wärmeleitungsglied und es tritt als unabhängige Variable die innere Energie U auf, die durch die Temperatur T ersetzt werden muß.

Nach /59, S.185/ ist die Änderung der inneren Energie pro Volumeneinheit \bar{U} durch die Wärmeleitung gegeben durch

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = \nabla \cdot \lambda \nabla T$$

In einer kartesischen Koordinate heißt dies:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial Z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} \right)$$

Dividiert man dies durch die Dichte, erhält man die Änderung der Energie pro Masseneinheit:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial Z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial Z} \right)$$

Die Transformation in Lagrangesche Koordination erfolgt mit Hilfe der Gleichung (3.17):

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (3.18)$$

Die vollständige Energiegleichung lautet also:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -P \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (3.19)$$

Die innere Energie U kann durch die Temperatur T ersetzt werden mit Hilfe der allgemeingültigen thermodynamischen Beziehung /60, Gl.(3.4) und (12.4)/

$$dU = C dT + 1/\rho^2 (P - TP_T) d\rho ,$$

die auch unabhängig vom Zustand des Mediums gilt, solange nur lokal thermodynamisches Gleichgewicht herrscht. Mit dieser Beziehung und

$$dV = - 1/\rho^2 d\rho$$

erhält man aus (3.19):

$$C \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho^2} (P - TP_T) \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{\rho^2} P \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$

$$\rho_0 C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\rho_0}{\rho^2} T \cdot P_T \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (3.20)$$

Um hierin den Ausdruck $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ ersetzen zu können, löst man (3.17) nach der Dichte auf, leitet nach der Zeit ab und setzt (3.13) ein. So erhält man

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\rho^2}{\rho_0} \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.21)$$

Schließlich ergibt (3.21) in (3.20) eingesetzt:

$$\rho_0 C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - T \cdot P_T \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.22)$$

Damit hat man in (3.21) und (3.22) zwei Gleichungen, mit denen die zeitliche Änderung der unabhängigen thermodynamischen Variablen Dichte und Temperatur berechnet werden können. Beide Gleichungen erfordern zu ihrer Lösung die Lösung der Bewegungsgleichung (oder Impulsgleichung) (3.14).

4. Ergebnisse

4.1 Parameteruntersuchungen zu Einzelfragen

In diesem Abschnitt werden einige grundlegende Fragen untersucht, die bei der Beschreibung der BNR mit Hilfe von Modellen auftreten und es wird untersucht, welche Auswirkungen sich aus der Berücksichtigung einiger neu eingeführter Anfangs- und Randbedingungen ergeben.

Dies geschieht an Hand eines Falles, den erstmals Cho, Ivins und Wright /7,8/ mit ihrem Modell behandelten. Sie bezeichneten ihn als BNR nach dem Wiedereintritt von Natrium in eine 35 cm lange geschmolzene Zone in einem FFTF-Brennelement. Auch für einen internationalen Vergleich der BNR-Modelle wurde dieser Fall ausgewählt. Er ist durch folgende Annahmen definiert:

- Brennstoffpartikel mit dem Radius 117 μm sind gleichmäßig in einem abgegrenzten Natriumvolumen, der Mischzone, verteilt
- der Strömungsquerschnitt je Gramm Natrium in dieser Mischzone beträgt 0.077 cm^2
- das Massenverhältnis von Brennstoff zu Natrium beträgt 8.3
- die Anfangstemperatur des Natriums beträgt 1 100 K
- der äußere Druck beträgt 1 bar
- der Brennstoff hat die Anfangstemperatur 2 900 K
- der Brennstoff hat die Dichte 9 g/cm^3
- die Länge der Natriumsäule oberhalb der Mischzone beträgt 205 cm.

Derselbe Fall wurde bereits in /4/ mit BRENDA II behandelt. In dieser Arbeit werden allerdings etwas andere thermodynamische Daten für Brennstoff und Natrium verwendet. Wie in Abschnitt 3.1 ausgeführt, stehen jetzt für das Natrium konsistente extrapolierte Daten im Bereich bis zur kritischen Temperatur zur Verfügung /36/. Für die Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes wird jetzt der häufig verwendete Wert 0.021 $\text{W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$ benutzt und gleichzeitig die spezifische Wärme auf 0.389 $\text{J}/(\text{g}\cdot\text{K})$ gesenkt, um

die Temperaturleitfähigkeit bei $0.006 \text{ cm}^2/\text{sec}$ zu halten. Vergleichsrechnungen ergaben, daß die Änderung der Brennstoffeigenschaften unerheblich ist, während die Natriumdaten wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird einen deutlichen Einfluß auf die Ergebnisse zeigen.

Für diese Rechnungen werden wie in /4/ folgende Eingabedaten festgelegt: Die Mischzone enthält pro Quadratcentimeter Strömungsfläche 12 cm^3 Brennstoff (das sind 108 g) und 17 cm^3 Natrium. Aus der Temperatur und dem äußeren Druck ergibt sich eine anfängliche Natriumdichte von 0.75333 g/cm^3 , daher ist die Natriummasse 12.8 g. Daraus folgen ein Massenverhältnis von 8.43 und eine Strömungsfläche von $0.078 \text{ cm}^2/\text{g}$. (Eine Nachrechnung des Falles mit der eigentlich richtigen Natriummasse 13.0 g ergab, daß diese geringfügige Abweichung die Ergebnisse nur innerhalb einer Grenze von 1 % ändert). Alle Rechnungen wurden, wenn nichts anderes angegeben ist, mit der Energiebilanz, Gleichung (3.3a), durchgeführt.

4.1 A Eine homogene und kohärent wechselwirkende Mischzone

Die Abbildung 4 zeigt den Druck-Zeit-Verlauf während der ersten 2 msec, den man erhält, wenn man eine homogene Mischzone mit instantaner Fragmentation und Durchmischung annimmt. Dieser Druckverlauf weicht in zwei wesentlichen Punkten von dem mit BRENDA II berechneten und in /4/ veröffentlichten ab: Das Druckmaximum ist um 170 bar niedriger, andererseits verbleibt das Natrium bis zur Rückkehr der Verdünnungswelle im einphasigen Flüssigkeitszustand. Dieser veränderte Druckverlauf ist auf die Verwendung der neuen Natriumdaten zurückzuführen. Die Änderung der Brennstoffdaten spielt dabei keine Rolle.

Nach 1.921 msec, am Ende der akustischen Phase, fällt der Druck innerhalb von etwa 10 Mikrosekunden von 294 bar auf den Sättigungsdruck von 157.8 bar und sinkt danach praktisch linear ab. Nach 13.332 msec hat sich die Mischzone um 205 cm ausgedehnt. Zu diesem Zeitpunkt beträgt der Druck noch 91 bar. Angaben über die

Energiefreisetzung (E_s ist die Arbeit, die pro Gramm UO_2 am überstehenden Natrium verrichtet worden ist) enthält die Tabelle I zusammen mit Angaben über den pro Quadratcentimeter auf das überstehende Natrium übertragenen Impuls I und den Energiekonversionsfaktor η . Dieser ist das Verhältnis der Arbeit zu der Wärmemenge, die oberhalb 1 100 K im Brennstoff verfügbar ist. Im vorliegenden Beispiel sind dies 700 J pro Gramm. Der hier verwendete Energiekonversionsfaktor η entspricht dem in /54/ definierten $\eta_{interaction}$.

Tabelle I

	Am Ende der akustischen Periode	Nach Ausdehnung der Mischzone um	
		50 cm	205 cm
t/msec	1.921	4.860	13.332
P/bar	294	140	91
I/(bar·sec)	1.59	2.02	2.97
E_s /(J/g)	10.71	16.11	31.97
η	1.54 %	2.30 %	4.57 %

4.1 B Eine inhomogene, aber kohärent wechselwirkende Mischzone

Eine Unterteilung der Mischzone unter Beibehaltung der instantanen Fragmentation und Durchmischung in der gesamten Mischzone bedeutet, daß axiale Druckgradienten innerhalb der Mischzone zugelassen werden. Dadurch ändert sich der Druckverlauf zu Beginn der Reaktion, denn der Teil der Mischzone, der direkt an die überstehende Natriumsäule angrenzt (das freie Ende der Mischzone),

kann sich von Anfang an ausdehnen, während der Teil der Mischzone am festen Ende (dieser entspricht der Mitte einer sich nach beiden Richtungen ausdehnenden Mischzone) erst später beginnt sich auszudehnen. Zum Vergleich mit Abbildung 4 zeigt die Abbildung 5 die Druck-Zeit-Verläufe in diesen beiden Bereichen, wobei der Druck am beweglichen Ende der Mischzone durch kleine Vierecke gekennzeichnet ist.

Man kann feststellen, daß anfänglich in der Mischzone sehr starke Druckunterschiede herrschen, die sich aber schnell ausgleichen. Daher gibt es schon nach etwa 1 msec kaum einen Unterschied zwischen dieser Rechnung hier und der vorher beschriebenen mit ausdrücklicher Annahme einer homogenen Mischzone. Bei den meisten zeitintegrierten Größen betragen die Unterschiede deutlich weniger als 1 %.

Am Ende der akustischen Periode beträgt die Abweichung bei der übertragenen Wärmemenge nur 0.6 % . Dies zeigt, daß die Behandlung der Fragmentation in MURTI (vgl. die Anmerkung zu Annahme 9 in Unterabschn. 3.1 C) konsistent ist. (Die in den beiden Rechnungen auftretenden Flächenverhältnisse unterscheiden sich um den Faktor 5.)

Die sehr kleinen Unterschiede in den Ergebnissen zeigen deutlich, daß die Annahme einer homogenen Mischzone weitgehend gerechtfertigt ist, wenn keine äußeren Umstände wie etwa räumliches Wachstum der Mischzone oder unterschiedliche Kondensation in verschiedenen Bereichen einer sehr ausgedehnten Mischzone dieser eine Inhomogenität aufzwingen. Man muß allerdings beachten, daß die in einer homogenen Mischzone berechneten Drücke über ein großes Volumen bzw. die entsprechende Laufzeit gemittelte Werte darstellen. Die zeitlich und örtlich begrenzten Spitzenwerte können deutlich höher sein.

4.1 C Endliche Mischungszeiten

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die Ergebnisse ändern, wenn die BNR nicht gleichzeitig in der gesamten Mischzone beginnt, sondern die Reaktion in den einzelnen Sektionen inkohärent abläuft. Zu diesem Zweck wird die Mischzone wieder in Sektionen unterteilt. In der ersten beginnt die Reaktion zum Zeitpunkt Null, die übrigen folgen innerhalb von einem als Mischungszeit t_m bezeichneten Zeitraum. Zunächst werden Rechnungen diskutiert, bei denen 5 gleiche Sektionen angenommen werden, in denen die Reaktion mit jeweils gleichen Zeitabständen beginnt.

Hier sei noch einmal darauf hingewiesen, daß t_m hier eine andere Bedeutung hat als die in einigen Parametermodellen benutzte 'Mischungszeitkonstante'. Hierzu siehe die Anmerkung zur Annahme 11 in Unterabschnitt 3.1 C.

Das stufenweise Wachstum der Mischzone wirkt sich sehr stark auf die Druck-Zeit-Verläufe aus, die in den Abbildungen 6 bis 9 wiedergegeben sind. Zu Beginn der Reaktion gibt es eine Zeitspanne, in der nur in der ersten Sektion eine thermische Reaktion stattfindet. Weil diese nur einen Teil der gesamten Mischzone umfaßt, ist die erste Druckspitze niedriger und schmaler. (Dieser Effekt wird im Unterabschnitt 4.1 D eingehend behandelt.) Der weitere Druck-Zeit-Verlauf hängt davon ab, wie sich die Druckstöße überlagern, die jeweils durch die kohärente Reaktion in einer Sektion erzeugt werden. Die Untersuchungen werden zeigen, daß die Veränderung des Druck-Zeit-Verlaufes in der akustischen Periode (insbesondere die Verringerung des Spitzendrucks) in vielen Fällen einen starken Einfluß auf die Energiefreisetzung während der gesamten BNR hat.

Interessant sind die im Folgenden zu beobachtenden zwei verschiedenen Arten der Überlagerung von Druckpulsen: Solange noch kein Dampf vorhanden ist, bewirkt jede neue reagierende Masse (wenn man von Laufzeiteffekten absieht) sofort einen Druckanstieg.

Ist dagegen erst einmal Dampf in der Mischzone vorhanden, so schafft dieser zum einen ein nur langsam veränderliches Druckniveau, zum anderen verhindert das Dampfpolster auch ein starkes Ansteigen des Druckes in dem übrigen (nicht gerade transient aufgeheizten) Natrium. Erst wenn an einem Ort der Dampf zur Rekondensation gebracht wird, kann dort der Druck wieder stark ansteigen und dabei entstehen typische schmale Rekondensationsdruckspitzen.

Ein Nebeneffekt des jeweils in einem Teil der Mischzone erfolgenden Druckaufbaues ist, daß die gesamte Mischzone zu Schwingungen angeregt wird. Diese sind immer zu beobachten, wenn die Mischzone in mehrere Sektionen unterteilt ist. In den gezeigten Druck-Zeit-Verläufen treten sie in Erscheinung, weil immer der Druck an einem bestimmten Ort (im Lagrangeschen Koordinatensystem) gezeigt wird. Wenn nichts anderes angegeben ist, handelt es sich dabei um den Druck am kälteren Ende der Natriumsäule in der Sektion, in der die Reaktion zuerst begonnen hat.

Daß der Druck-Zeit-Verlauf eine Überlagerung einzelner Druckspitzen ist, scheint zunächst eine Folge der verwendeten Methode zu sein. Es ist aber zu bedenken, daß auch bei einem realen Prozess häufig der Brennstoff portionsweise und nicht kontinuierlich in die Reaktion eintritt. Dies geschieht beispielsweise dann, wenn kleinere Brennstoffmengen in gewissen Zeitabständen in das Kühlmittel hineingespritzt werden (vgl. das Beispiel JEF 2 in /24/) oder wenn kleinere Teilmassen einer großen kompakten Brennstoffmasse durch einzelne explosionsähnliche Fragmentationsprozesse zur Reaktion mit dem Kühlmittel gebracht werden /61/.

Die Abbildung 6 zeigt den Druck-Zeit-Verlauf bei einer Mischungszeit von 0.2 msec. Die einzelnen Druckspitzen fließen hier zu einer großen zusammen, die deutlich niedriger aber breiter ist als bei der Mischungszeit Null. Nach dem Ende der Mischungszeit klingen die Schwingungen in der Mischzone langsam aus. Am Ende der akustischen Periode (bei 1.92 msec) ist der Knick in der

Druckkurve beim Druckabfall auf das Dampfdruckniveau (~ 156 bar) deutlich zu erkennen.

In der Abbildung 7 mit der Mischungszeit 1.0 msec sind die einzelnen Druckspitzen deutlich voneinander getrennt, da hier jeweils 0.25 msec bis zum Start der Reaktion in der nächsten Sektion vergehen. (Bei den Sektionen 3, 4 und 5 tritt der erneute Druckanstieg in der Abbildung erst mit einer zunehmenden Verzögerung in Erscheinung, weil Druckwellen, die ihren Ursprung in den Sektionen 3, 4 und 5 haben, erst nach einer jeweils längeren Laufzeit die erste Sektion erreichen.)

In der Abbildung 8 ist der Druck-Zeit-Verlauf bei einer Mischungszeit von 5 msec dargestellt. Dabei ist - um einen günstigeren Maßstab zu ermöglichen - die erste Druckspitze weggelassen worden. Sie ist in den beiden vorangegangenen Abbildungen zu sehen. Deutlich sichtbar sind die Schwingungen der Mischzone, die von der ersten Sektion angeregt wurden. Schließlich tritt nach 0.84 msec Verdampfung ein. Da die Natriumtemperaturen zu diesem Zeitpunkt noch steigen, steigt auch der Dampfdruck zunächst an. Aber die gebildeten Dampfmenngen sind so gering, daß die Ausdehnung der Sektion 2, nachdem in ihr die Reaktion begonnen hat, zu einer Rekondensation des Dampfes führt, die mit hohen Kondensationsdruckstößen verbunden ist.

Die Änderung der Ausdehnungsgeschwindigkeit der Mischzone am Ende der akustischen Periode (sie springt von 1 554 cm/sec auf 4 838 cm/sec) bewirkt dann, daß das Zweiphasengebiet wieder erreicht wird. Dabei verdampft nicht nur das heißeste Natrium innen an der Grenzfläche zum Brennstoff, sondern auch das etwas kältere Natrium außen: Weil sie beschleunigt wird, existiert in der kompressiblen Natriumsäule innerhalb der Sektion ein Druckgradient. Dieser ist in diesem Fall steiler als der Gradient des Dampfdruckes, der dem Temperaturgradienten in dem Natrium entspricht. Der Start der Reaktion in den Sektionen 3 und 4 verursacht nur noch in dem kälteren Natrium kurzzeitige Rekondensation mit

niedrigeren Druckstößen. Dabei verbleibt das heißere Natrium im zweiphasigen Zustand. Diese Druckspitzen sind also auch innerhalb einer Sektion eine lokale Erscheinung und treten in der Abbildung nur deshalb in Erscheinung, weil gerade der Druck am kälteren Ende des Natriums dargestellt ist.

Die Abbildung 8 zeigt auch noch eine interessante Einzelheit: Direkt vor den Kondensationsdruckstößen steigt der Dampfdruck rampenartig an. Am deutlichsten ist dies bei 2.5 msec zu erkennen. Dieser Anstieg, der einen Temperaturanstieg anzeigt, ist darauf zurückzuführen, daß bei der Rekondensation des Natriums die latente Verdampfungswärme wieder freigesetzt wird. Aus dem gleichen Grund sind (etwa zwischen 4.2 und 6.0 msec) auch am Verlauf des Dampfdruckes die Schwingungen der Mischzone noch zu erkennen, obwohl der Druck nicht explizit von der Dichte abhängt.

In der Abbildung 9 ist der Druck-Zeit-Verlauf wiedergegeben, der sich bei einer Mischungszeit von 10 msec ergibt. Von der ersten Druckspitze ist hier nur der unterste Teil dargestellt. Sehr deutlich sind der Verdampfungspunkt (das erste lokale Minimum der Kurve) und der anschließende Anstieg des Dampfdruckes zu erkennen. Am Ende der akustischen Periode sinkt der gezeigte Druck des Natriums am kälteren Ende (vgl. oben) um etwa 2 bar ab, weil es in dem während der Ejektionsphase vorhandenen Druckgradienten ebenfalls verdampfen kann. Auch in diesem Fall rekondensiert später nur dieser Dampf.

Neben dem Druck, den die BNR entwickelt, ist die freigesetzte mechanische Energie eine weitere besonders interessante Auswirkung der BNR. Sie ist daher für alle 5 Mischungszeiten in den Abbildungen 10 und 11 als Funktion der Zeit bzw. als Funktion der Strecke s , um die sich die Mischzone ausgedehnt hat, dargestellt. In diesen Abbildungen ist die pro Quadratcentimeter Strömungsfläche am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit E aufgetragen. (Deshalb beginnen auch in Abbildung 10 die Kurven für von Null verschiedene Mischungszeiten nicht zum Zeitpunkt Null.

Ehe Arbeit am überstehenden Natrium verrichtet wird, muß die Druckwelle von der ersten Sektion, die am festen Ende der Mischzone liegt, bis zum freien Ende der Mischzone laufen.)

In beiden Abbildungen fällt zunächst auf, daß die Mischungszeit 0.2 msec gegenüber instantaner Durchmischung wenig an der Energiekonversion ändert. Der veränderte Druck-Zeit-Verlauf während der akustischen Periode bewirkt lediglich eine geringe Verminderung der während dieser Zeit verrichteten sogenannten akustischen Arbeit. Die Energiekonversionsraten während der anschließenden Ejektionsphase sind aber in beiden Fällen praktisch gleich.

Dies ändert sich bei den längeren Mischungszeiten: Je länger sie sind, desto stärker wird die akustische Arbeit reduziert und desto niedriger ist die Energiekonversionsrate während der Ejektionsphase. Die Abbildung 11 zeigt, daß hier ein kausaler Zusammenhang besteht: Der etwa parallele Verlauf der Kurven in dieser Abbildung zeigt, daß die geringeren Energiekonversionsraten auf geringere Ejektionsgeschwindigkeiten des überstehenden Natriums zurückzuführen sind. Diese Geschwindigkeiten sind (hier auf wurde bereits in /4/ hingewiesen) im wesentlichen eine Funktion des Druck-Zeit-Verlaufes während der akustischen Phase. In dieser Arbeit wird wie in /4/ die Anfangsgeschwindigkeit der Ejektionsphase aus einer Energiebilanz (Gl. (3.3a)) errechnet. Die während der akustischen Phase am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit ist aber wegen Gleichung (3.1) gerade dem Zeitintegral über das Quadrat des Druckes proportional. Trotz des hohen Massenverhältnisses (Brennstoff zu Natrium) von 8.4 sind bei dem hier behandelten Fall die Dampfdrücke in der Ejektionsphase wegen der niedrigen Anfangstemperatur des Brennstoffes so niedrig, daß die überstehende Natriumsäule in dieser Phase nur noch geringfügig zusätzlich beschleunigt wird. Die bei allen Mischungszeiten mit der Zeit sinkende Energiekonversionsrate zeigt sogar an, daß das Absinken des Dampfdruckes nicht durch die Geschwindigkeitszunahme kompensiert wird.

Die Tabelle II zeigt analog zu der Tabelle I für alle unter-

Tabelle II

	t_m /msec	0	0.2	1.0	5.0	10.0
Ende der akust. Periode	P/bar	300	290	400	210	155
	I/(bar.sec)	1.59	1.55	1.36	0.574	0.436
	E_s /(J/g)	10.7	10.1	6.76	1.68	1.07
	η	1.54 %	1.44 %	0.95 %	0.24 %	0.15 %
s = 50 cm	t/msec	4.85	4.93	5.50	7.85	8.61
	P/bar	143	143	142	141	128
	I/(bar.sec)	2.03	2.01	1.91	1.46	1.38
	E_s /(J/g)	16.3	15.7	12.6	8.19	7.08
	η	2.33 %	2.24 %	1.80 %	1.17 %	1.01 %
s = 205 cm	t/msec	13.30	13.48	14.72	18.42	19.68
	P/bar	87	87	86	85	81
	I/(bar.sec)	2.96	2.95	2.91	2.60	2.52
	E_s (J/g)	31.9	31.3	28.1	23.1	21.6
	η	4.56 %	4.47 %	4.02 %	3.30 %	3.09 %
P = 87 bar	t/msec	13.30	13.48	14.72	18.03	18.15
	E_s /(J/g)	31.9	31.3	27.7	22.5	19.5
	η	4.56 %	4.47 %	3.96 %	3.22 %	2.79 %

suchten Mischungszeiten Angaben über einen mittleren Druck in der Mischzone, den auf das überstehende Natrium übertragenen Impuls, die an diesem verrichtete Arbeit und den daraus berechneten Energiekonversionsfaktor (vgl. den Text zu Tabelle I in Unterabschnitt 4.1 A; auch hier wird die Arbeit immer bezogen auf die volle Brennstoffmasse von 108 g). Diese Angaben werden auch wieder für verschiedene Punkte im Ablauf der BNR gemacht, an denen die jeweils links angegebenen Bedingungen erfüllt sind. Die akustische Periode endet nach 1.921 msec, für die anderen Ereignisse zeigt die Tabelle, wann sie jeweils eintreten.

Aus der Tabelle II ist zu entnehmen, daß die Arbeit, die verrichtet wird, bis das überstehende Natrium sich um 50 cm verschoben hat, durch eine Mischungszeit von 5 msec gegenüber instantaner Durchmischung bereits um 50 % verringert wird. Im Gegensatz dazu wird unter denselben Bedingungen in /28/ nur eine Verringerung um 17 % festgestellt und aus den dortigen Untersuchungen wird geschlossen, daß erst Mischungszeiten um 50 msec die Freisetzung mechanischer Energie deutlich verringern. Nun wurde in /28/ ein anderer Testfall untersucht, was sicher zu einem etwas anderen Einfluß endlicher Mischungszeiten auf die Energiefreisetzung führt. Wichtiger ist aber, daß in dem dort benutzten UVA-Modell die Kompressibilität des überstehenden Natriums vernachlässigt wird. Wie hier gezeigt wurde, sind es aber gerade die Verringerung der akustischen Arbeit und die dadurch bewirkte Verringerung der Ejektionsgeschwindigkeiten, durch die Mischungszeiten in der Größenordnung 1 msec eine deutliche Verringerung der Freisetzung mechanischer Energie bewirken. Daher kann ein Modell, das die Dynamik des Systems in der Anfangsphase vollkommen falsch beschreibt, diesen Effekt nicht erfassen. Dagegen zeigen Rechnungen mit der neuesten Fassung des Caldarola-Modells, bei denen zu Beginn die akustische Näherung benutzt wurde, in Übereinstimmung mit MURTI schon bei kleinen Mischungszeiten eine deutliche Verringerung der freigesetzten mechanischen Energie /19,20/.

Der Unterschied zwischen den Energiefreisetzungen bei Mischungszeiten von 5 msec und 10 msec ist nicht sehr groß. Dies ist weitgehend eine Folge der in beiden Fällen etwa gleich großen akustischen Arbeit. In beiden Fällen stellt die in der ersten Druckspitze verrichteten Arbeit einen wesentlichen Teil (bei 10 msec sind es 98 %) dieser akustischen Arbeit dar. Es ist daher zu vermuten, daß die Verwendung kleinerer Sektionen (die eine Verkleinerung der ersten Druckspitze bedeutet) hier eine Änderung bringt.

Um den Einfluß einer feineren Unterteilung der Mischzone etwas allgemeiner zu untersuchen, wurden die Fälle mit 1 msec und 10 msec Mischungszeit noch einmal gerechnet. Dabei wurden jeweils 10 gleich große Sektionen, die in regelmäßigen Abständen in die Reaktion eintraten, angenommen. Die Druck-Zeit-Verläufe, die sich dabei ergeben haben, zeigen die Abbildungen 12 und 13 (zum Vergleich siehe die Abbildungen 7 und 8). Da die einzelnen Sektionen nur halb so groß sind, fällt die erste Druckspitze, deren Anstieg in den Abbildungen nicht erfaßt ist, deutlich niedriger aus (Spitzendruck etwa 900 bar). Vergleicht man zunächst die beiden Rechnungen für 1 msec Mischungszeit miteinander, so ist festzustellen, daß sich der Druck-Zeit-Verlauf in Einzelheiten geändert hat (statt 5 Druckspitzen treten jetzt 10 auf). Der auf das überstehende Natrium übertragene Impuls bleibt jedoch praktisch unverändert (bei 10 Sektionen ist er um 1 % höher). Nur die akustische Arbeit ist jetzt um 7.4 % niedriger. Dies ist aber praktisch vollständig (zu 96 %) auf die geringere Höhe der ersten Druckspitze zurückzuführen. Die Erklärung für die stärkere Abhängigkeit der Arbeit als die des Impulses vom Druck liegt darin, daß ihre zeitliche Ableitung während der akustischen Periode dem Quadrat des Druckes proportional ist.

Auch bei dem Vergleich der beiden Rechnungen mit 1 msec Mischungszeit bestätigt sich, daß die Ejektionsgeschwindigkeit vom Druck-Zeit-Verlauf in der akustischen Periode vorbestimmt wird. Die geringere Höhe der ersten Druckspitze führt bei der Darstellung

mit 10 Sektionen dazu, daß die Anfangsgeschwindigkeit in der Ejektionsphase um 366 cm/sec (3.8 %) niedriger ist. Diese Geschwindigkeitsdifferenz nimmt später nur wenig ab und nachdem sich die Mischzone um 205 cm ausgedehnt hat, ist die verrichtete Arbeit um 4 % niedriger als der in Tabelle II angegebene Wert. Vergleicht man nun die beiden Rechnungen für 10 msec Mischungszeit, so findet man einen stärkeren Einfluß der veränderten Annahmen über die Größe der Teilmassen, die eine nach der anderen mit Natrium vermischt werden. Hier tritt, wenn 10 Sektionen berücksichtigt werden, bereits nach 0.51 msec Verdampfung ein. (Dieser Trend zu immer früherer Verdampfung wird weiter unten diskutiert.) Die akustische Arbeit ist um 2.89 J/g oder 54 % niedriger. Davon entfallen auch nur noch 60 % auf die erste Druckspitze (im Vergleich zu 98 % bei 5 Sektionen). Die geringere akustische Arbeit führt wieder zu einer geringeren Energiekonversionsrate während der Ejektionsphase. Dies ist an den oberen beiden Kurven in der Abbildung 14 zu erkennen, in der ähnlich wie in Abbildung 10 freigesetzte mechanische Energien als Funktion der Zeit gezeigt sind, die sich bei verschiedenen Darstellungen der Mischungszeit 10 msec ergeben.

Daß der Unterschied zwischen den beiden oberen Kurven weitgehend auf den unterschiedlichen Ablauf der Reaktionen während der akustischen Periode zurückzuführen sind, zeigt eine Rechnung, deren Ergebnis mit Kreuzen in Abbildung 14 eingezeichnet ist: In dieser Rechnung beginnt die Reaktion (wie in dem 10-Sektionen-Fall) nach 0 msec und 1.1 msec in Sektionen, die je ein Zehntel der Mischzone umfassen. Nach 2.5 msec, 5.0 msec, 7.5 msec und 10.0 msec beginnt die Reaktion (wie im 5-Sektionen-Fall) in Sektionen, die ein Fünftel der Mischzone umfassen. Die unterste Kurve schließlich zeigt die Energiefreisetzung, die sich ergibt, wenn das erste Fünftel der Mischzone nicht wie eben beschrieben nur halbiert, sondern in 6 gleich große Teile aufgeteilt wird. Dadurch werden die Stufen, in denen sich die reagierenden Massen während der akustischen Periode vergrößern, sehr klein.

Aus diesen Ergebnissen ist ersichtlich, daß die Freisetzung mechanischer Energie bei sonst festgehaltenen Annahmen noch stark davon abhängt, wie der Brennstoff (innerhalb einer Mischungszeit) als Funktion der Zeit mit Natrium in Kontakt kommt. Von besonderer Wichtigkeit ist dabei die akustische Periode. Insbesondere, wenn mehr als die Hälfte des Brennstoffes, der bei linearem zeitlichen Anstieg der reagierenden Massen während der akustischen Periode in die Reaktion eintreten würde, plötzlich zu Beginn der Reaktion mit Natrium in Kontakt kommt, werden Druck und Energiekonversionsrate deutlich vergrößert. Wie die Abbildung 14 zeigt, ist die Energiefreisetzungsrateso niedriger, je kleiner die erste Stufe ist. Dieser Effekt ist wahrscheinlich am stärksten, wenn die reagierenden Brennstoff- und Natriummassen wie in dem Caldarola-Modell /20,21/ von Null beginnend kontinuierlich vergrößert werden.

Bei instantaner Vermischung von Brennstoff und Natrium tritt in dem FFTF-Fall die Verdampfung erst nach dem Ende der akustischen Periode ein, wenn die Geschwindigkeit, mit der sich die Mischzone ausdehnt, sehr stark zugenommen hat. Dies bleibt auch so bei endlichen Mischungszeiten, die kürzer sind als die akustische Periode. Bei deutlich längeren Mischungszeiten (z.B. 5 msec) kann dagegen die Zeitspanne, innerhalb derer nur in der ersten Sektion eine thermische Wechselwirkung stattfindet, länger sein als die Dauer der Flüssigkeitsphase (auch Phase A genannt) in dieser Sektion. Dann tritt bereits wesentlich früher Verdampfung ein.

In diesen Fällen kann allerdings der Dampf im weiteren Verlauf der BNR vollständig oder auch nur örtlich rekondensieren. Außerdem kann die Dauer der Phase A abhängig sein von der Wahl der einzelnen Teilmassen. Je kleiner sie sind, desto niedriger und schmaler ist die erste Druckspitze, d.h. desto früher tritt die Verdampfung ein: In dem Fall der Mischungszeit 10 msec tritt daher die Verdampfung bereits nach 0.51 msec ein, wenn 10 gleiche Teilmassen angenommen werden (und nicht erst nach 0.84 msec, wie bei 5 Teilmassen) und sogar noch früher, wenn die ersten Teilmassen noch kleiner sind, wie bei der Rechnung, die in Ab-

bildung 14 mit '(6+4) Sektionen' bezeichnet ist. Für den Ablauf der BNR wichtiger als die immer frühere Verdampfung ist allerdings ihre Ursache, nämlich die starke Abnahme der ersten Druckspitze, durch die die akustische Arbeit deutlich verringert wird (vgl. Abb.14).

Die bisher immer wieder festgestellte starke Abhängigkeit der Ejektionsgeschwindigkeit vom Druck-Zeit-Verlauf während der akustischen Periode beruht weitgehend darauf, daß die gesamte akustische Arbeit in kinetische Energie des überstehenden Natriums verwandelt wird. Entsprechendes ließe sich für den Impuls sagen, wenn die Anfangsgeschwindigkeit der Ejektionsphase aus einer Impulsbilanz bestimmt würde. Beide Bilanzen müssen aber nicht immer die bestmögliche Beschreibung der tatsächlich vorliegenden Verhältnisse sein. Insbesondere wird bei einer BNR in einem einzelnen Brennelement eventuell ein Teil der Arbeit in Verformungsarbeit am Brennelementkasten umgewandelt (absorbiert). Außerdem geht in diesem Fall mit großer Wahrscheinlichkeit ein Teil der mechanischen Energie (und des Impulses) dadurch verloren, daß nicht nur Natrium beschleunigt wird, das sich in einer Säule ober- und unterhalb der Mischzone befindet (durch Dissipation): Die Austrittsöffnung des Brennelementes wirkt im Vergleich zum oberen Plenum als punktförmige Druckquelle. Daher breitet sich die Druckwelle nach dem Verlassen des Brennelementes in dem oberen Plenum etwa halbkugelförmig aus. Tankeinbauten in diesem Bereich (wie Regel- und Abschaltstabantriebe und die z.B. beim SNR-300 vorhandenen Instrumentierungs- und Tauchplatten) sorgen für eine weitere Zerstreung der Energie und des Impulses. Man kann daher in einem solchen Fall davon ausgehen, daß nur ein Teil der akustischen Arbeit als kinetische Energie der überstehenden Natriumsäule erhalten bleibt, bzw. daß nur ein Teil des Impulses in dieser Säule verbleibt. Von der Dissipation besonders stark betroffen sind der Impuls und die Energie derjenigen Druckwellen, die bereits an der freien Oberfläche reflektiert wurden. Am Ende der akustischen Periode sind dies die in der ersten Hälfte der akustischen Periode erzeugten Wellen.

Als numerische Beispiele werden hier Fälle untersucht, bei denen die Anfangsgeschwindigkeit der Ejektionsphase nur aus der Arbeit bestimmt wird, die in der zweiten Hälfte der akustischen Periode verrichtet wird. Dadurch ändert sich der zeitliche Verlauf der Energiefreisetzung wie die Abbildung 15 zeigt. In ihr ist für die Mischungszeiten 0 msec, 1 msec und 5 msec die vom Natrium aller Sektionen zusammen (einschließlich dem durch Dissipation verlorenen Anteil) pro Quadratcentimeter verrichtete Arbeit W dargestellt. Anders als bei den in Abbildung 10 wiedergegebenen Rechnungen ist die Beschleunigung des überstehenden Natriums während der Ejektionsphase jetzt verhältnismäßig groß im Vergleich zur Anfangsgeschwindigkeit. Daher wachsen die Energiekonversionsraten zu Beginn der Ejektionsphase an und nach etwa 10 msec sind sie in allen drei Fällen ungefähr gleich.

Ein Vergleich der Fälle mit 0 msec und 5 msec Mischungszeit zeigt, daß sich nur noch bei der akustischen Arbeit Unterschiede ergeben. In der Ejektionsphase sind die Energiekonversionsraten praktisch gleich und auch die Zeiten bis zu den Endpunkten der Kurven, in denen immer eine Verschiebung des überstehenden Natriums um 205 cm erreicht ist, sind fast gleich. Trotzdem beträgt die Verminderung der insgesamt freigesetzten Arbeit durch die endliche Mischungszeit noch 43 %, wenn sich das überstehende Natrium um 50 cm verschoben hat.

Die Mischungszeit 1 msec stellt einen Sonderfall dar: Die Abbildung 10 zeigt, daß bei ihr etwa die Hälfte der akustischen Arbeit in der zweiten Hälfte der akustischen Periode anfällt, während dies bei den anderen Mischungszeiten nur für einen kleinen Bruchteil (z.B. 10 % bei instantaner Durchmischung) gilt. Daher ist unter den hier behandelten Rechnungen die Anfangsgeschwindigkeit der überstehenden Natriumsäule in der Ejektionsphase bei 1 msec Mischungszeit am größten und in diesem Fall wird am schnellsten die Verschiebung der überstehenden Natriumsäule um 205 cm erreicht.

Endliche Mischungszeiten werden in MURTI anders dargestellt als in dem ANL-Modell /10,12/ und dem Modell von Caldarola /20,21/: An die Stelle einer kontinuierlichen Zunahme der Brennstoff- und Natriummassen tritt in MURTI eine Folge von Reaktionen einzelner Brennstoffmassen mit jeweils bis dahin ungeheiztem und flüssigem Natrium. Darin unterscheidet sich MURTI auch von CORFOU /22...24/ und dem UVA-Modell /28/, die zwar ein diskontinuierliches Wachstum der Brennstoffmasse, aber einen einheitlichen Natriumzustand annehmen. (Außerdem sind diese beiden Modelle nicht in der Lage, Flüssigkeitsdruckspitzen richtig zu beschreiben, weil sie ausschließlich die Trägheitsnäherung verwenden.)

Auf Grund der anderen Modellannahmen ergeben sich auch andere Auswirkungen endlicher Mischungszeiten auf den Druck-Zeit-Verlauf und die Energiekonversion:

1. Wenn man annimmt, daß die einzelnen Teilmassen des Brennstoffes und auch die mit ihnen vermischten Natriummassen jeweils gleich sind, ist zunächst die transiente Wärmeübertragung bei allen Teilreaktionen gleich. Lediglich die zeitlich veränderlichen hydrodynamischen Bedingungen (Umgebungsdruck, einphasiger bzw. zweiphasiger Zustand im benachbarten Natrium) bewirken u.U. einen bei den einzelnen Teilreaktionen verschiedenen Druck-Zeit-Verlauf in der immer am Anfang auftretenden Flüssigkeitsphase. Wenn die einzelnen Druckspitzen sehr schnell aufeinander folgen, können sie einander überlagern und zu einem Druckmaximum führen, das höher ist als die einzelnen Druckspitzen (Beispiel: $t_m = 0.2$ msec, Abb. 6). In allen anderen Fällen ist die Höhe des Druckmaximums keine Funktion der Mischungszeit mehr, sondern wird von der Höhe der einzelnen Druckspitzen, also zum Beispiel von der Größe der einzelnen Teilmassen bestimmt (Beispiel: $t_m = 1$ msec, Abb. 7).

Die Höhe des Dampfdruckes hängt fast gar nicht mehr von der Mischungszeit ab, denn sie ist nur eine Funktion der individuellen Temperaturschichten. Da aber die Materialien bei

jeder Teilreaktion dieselben Anfangstemperaturen aufweisen und (bei Annahme gleichbleibender Teilmassen, s.o.) das Massenverhältnis gleich bleibt, ist der zeitliche Verlauf der Natriumtemperatur in allen Teilreaktionen ungefähr derselbe. Lediglich über die von der Mischungszeit beeinflussten Verdampfungsraten entsteht ein Einfluß der Mischungszeit auf den Dampfdruck.

2. Entsprechend diesen Eigenschaften der Druck-Zeit-Verläufe ist ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Mischungszeit und der Energiefreisetzung nur innerhalb der individuellen Flüssigkeitsphasen und damit - wenn man die Gesamtreaktion betrachtet - im wesentlichen innerhalb der akustischen Periode zu beobachten. (Aber auch die akustische Arbeit kann von der Größe der einzelnen Teilmassen abhängen, wie es das Beispiel $t_m = 10$ msec, Abbildung 14, zeigt.) Die akustische Arbeit wird durch endliche Mischungszeiten stark reduziert. Für die während der Ejektionsphase verrichteten Arbeit gilt dies nur unter einer weiteren Bedingung: Weil die Energiefreisetzungsraten in dieser Phase dem Produkt aus der Ejektionsgeschwindigkeit und dem Dampfdruck proportional ist, gibt es eine systematische Abhängigkeit der Ejektionsarbeit von der Mischungszeit nur dann, wenn die Anfangsgeschwindigkeit der Ejektionsphase $v^N(t_{ac})$ eine Funktion des Druck-Zeit-Verlaufes in den Flüssigkeitsdruckspitzen ist. Nimmt man aber an, der Impuls dieser Druckspitzen und die von ihnen verrichtete Arbeit würden absorbiert und zerstreut und blieben so ohne Auswirkung auf die Anfangsgeschwindigkeit, so ist die Energiekonversionsrate in der Ejektionsphase praktisch unabhängig von der Mischungszeit. Die Beispiele $t_m = 0$ msec und $t_m = 1$ msec in Abbildung 15 zeigen sogar (zufällig), daß hier der Fall eintreten kann, daß die Energiekonversionsrate bei einer endlichen Mischungszeit größer ist als bei instantaner Vermischung.

Die Frage, welche Mischungszeiten bei Unfallanalysen zu benutzen sind, kann nicht allgemein beantwortet werden. Sie hängt zunächst

davon ab, durch welchen Prozess Brennstoff und Natrium miteinander vermischt werden. Im Fall eines Reaktivitätsunfalles (Brennstoff wird aus Brennstäben ausgespritzt) kann ein Brennstoffbewegungsmodell Aufschluß über die Zeitskala geben. Im Fall eines Natrium-Reentry, bei dem das Natrium in flüssigen Brennstoff eindringt, kann die Reentry-Geschwindigkeit als Anhalt dienen. Hinzu kommt (auch als untere Grenze) die zeitliche Verzögerung, die durch die Fragmentation des Brennstoffes entsteht. Informationen hierüber sind gegenwärtig nur aus Experimenten wie dem vom Verfasser in /44/ vorgeschlagen zu erhalten.

4.1 D Die Abhängigkeit des Spitzendruckes in der Flüssigkeitsphase von der Höhe der Mischzone

Die Höhe und die Dauer des Flüssigkeitsdruckes, der in einer Mischzone auftritt, hängen wie in Abschnitt 2.3 gezeigt wurde von dem Verhältnis der Wärmeübertragungsrate zum Strömungsquerschnitt ab. Wenn man also das Massenverhältnis von Brennstoff zu Natrium, die Partikelgröße, die Anfangstemperaturen und den Strömungsquerschnitt festhält, ist es die Höhe (das Volumen) der Mischzone, von der der Spitzendruck und der Beginn der Verdampfung abhängen. Dieses Verhalten war auch im vorangegangenen Unterabschnitt bei den anfänglich reagierenden Teilen der Mischzone zu beobachten.

Cho, Ivins und Wright /7/ haben diesen Effekt analytisch untersucht. Sie haben dabei konstante Natriumeigenschaften angenommen und folgendes festgestellt: Bei konstanter Wärmeübertragungsrate ist der Spitzendruck proportional zur Höhe der Mischzone. Bei Verwendung der transienten Näherung für den Wärmeübergang ist er dagegen nur proportional zur Quadratwurzel aus der Höhe. Für den Fall, daß die Wärmeübertragung nach der quasistationären Näherung berechnet wird, konnte nur gezeigt werden, daß der Spitzendruck mit der Mischzonenhöhe wächst. Dieselben Autoren fanden jedoch

in einer numerischen Untersuchung, daß dabei der Spitzendruck der Höhe der Mischzone ungefähr proportional ist /6/. Dies ist verständlich, denn die quasistationäre Näherung liefert in den kurzen Zeiten, in denen die Spitzendrücke auftreten praktisch konstante Wärmeübertragungsraten.

Bei den Rechnungen zu dem vorangegangenen Unterabschnitt war festzustellen, daß die mit MURTI berechneten Spitzendrücke keiner dieser Regeln folgten. Daher wurden die um die Faktoren 5, 10 und 30 verkleinerten Mischzonen unter jeweiliger Verwendung nur einer Sektion noch einmal durchgerechnet. Die sich dabei ergebenden Druck-Zeit-Verläufe sind in Abbildung 16 dargestellt. Der in Abbildung 4 gezeigte Druck-Zeit-Verlauf bei voller Höhe der Mischzone kann dabei nur zum Teil berücksichtigt werden. Für die Spitzendrücke ergibt sich dabei das in Tabelle III zusammengestellte Ergebnis. Danach wächst der Spitzendruck bei den kleineren Mischzonen etwas stärker als nach dem Quadratwurzelgesetz, aber deutlich weniger als proportional. Beim Übergang auf die Mischzone mit voller Höhe wird dann nicht einmal der Wurzelfaktor erreicht.

Tabelle III

Relative Höhe der Mischzone	Höchster Druck/bar	Zeitpunkt/ μ sec des Maximums
1/30	370	7
1/10	894	15
1/5	1 418	17
1	2 326	45

Zum Verständnis dieser Ergebnisse ist zu bedenken, daß die MURTI-Rechnungen in zwei Punkten wesentlich von den Untersuchungen in /6,7/ abweichen:

- der Wärmeübergang wird transient, aber unter Berücksichtigung des Temperaturgradienten im Natrium berechnet.
- die verwendeten thermodynamischen Eigenschaften des Natriums sind temperaturabhängig.

Wenn der Temperaturgradient im Natrium vernachlässigt wird, liefern transiente Wärmeübergangsrechnungen zu hohe Ergebnisse für den Wärmestrom, aus dem sich der Spitzendruck berechnet (vgl. Abschnitt 2.3). Damit wird auch der Spitzendruck selber überschätzt.

Umgekehrt werden der anfängliche Wärmestrom und der Spitzendruck bei Verwendung der quasistationären Näherung /6,7/ unterschätzt, weil dabei angenommen wird, der Temperaturgradient im Brennstoff existiere von Anfang an. Daher liefert die Wärmeübergangsrechnung in MURTI Ergebnisse, die zwischen denen der transienten und der quasistationären Näherung liegen. Entsprechend ändert sich der Spitzendruck stärker als die Wurzel aus der Höhe der Mischzone, aber weniger als diese Höhe selber.

Diesem Verhalten überlagert sich der Einfluß der temperaturabhängigen Natriumeigenschaften. Je höher die Mischzone ist, desto später wird der Spitzendruck erreicht (vgl. Tabelle III) und desto höher sind zu diesem Zeitpunkt die Natriumtemperaturen. Mit steigender Temperatur nimmt die Kompressibilität des Natriums zu. Daher wird die Steigerung des Spitzendruckes immer geringer, je größer die Mischzone ist. Das hier gefundene Sättigungsverhalten weicht deutlich von den Ergebnissen der Untersuchungen in /6/ und /7/ ab. Insbesondere wird hier gezeigt, daß es nicht möglich ist, durch eine reine Vergrößerung der Mischzone beliebig hohe Spitzendrücke zu erzeugen. (Wenn man quasistationären Wärmeübergang annimmt, ist zwar die Abhängigkeit des Spitzendruckes von der Größe der Mischzone stärker, aber die dabei auftretenden Drücke sind absolut betrachtet durchweg niedriger als die hier diskutierten.)

4.1 E Die Abhängigkeit des Dampfdruckes vom Massenverhältnis

Für die Analyse von Reaktivitätsunfällen wurden in letzter Zeit die sogenannten Brennstoffbewegungsmodelle entwickelt, bei denen aus dem Druck im Innern der Brennstäbe und dem Druck im Kühlkanal (das ist der Druck in der Reaktionszone) berechnet wird, wann Brennstoff aus defekten Brennstäben austreten kann und wieviel Brennstoff austritt. Beispiele hierfür sind die Programme SAS/FCI /30,31/ und PLUTO /31,32/ und HOPE /33,34/. In einem solchen Modell gewinnt der Druck eine neue Bedeutung, denn ein hoher Druck bewirkt nicht nur die Freisetzung mechanischer Energie, sondern er verhindert - sobald er höher ist als der Brennstabinnendruck - auch das Austreten weiteren Brennstoffes. Nun zeigt das in /30/ vorgeführte Beispiel, daß der Innendruck im Brennstab auf sehr niedrige Werte (weit unter 100 bar) absinken kann. So niedrige Drücke werden bei einer BNR im wesentlichen erst nach dem Verdampfen des Natriums auftreten. Die Höhe des Dampfdruckes ist also in einem solchen Modell von entscheidender Bedeutung für den weiteren Unfallablauf.

Eine BNR im Verlauf eines Reaktivitätsunfalles beginnt zunächst mit der Ausstoßung von kleineren Brennstoffmengen aus einigen versagenden Brennstäben. Der aus einem einzelnen Stab austretende Brennstoff wird sich dabei nicht mit dem im gesamten Brennelementquerschnitt vorhandenen Natrium sondern nur mit dem Natrium aus einigen benachbarten Unterkanälen vermischen. Wenn die einzelnen Versagensorte weit genug auseinander liegen, entstehen so innerhalb einer Versagenszone, die den Brennelementquerschnitt ganz oder teilweise ausfüllt und axial alle Versagensorte einschließt, kleine Wechselwirkungszonen, in denen jeweils das Massenverhältnis von Brennstoff zu Natrium größer ist als das Massenverhältnis, das sich mit dem Natrium in der gesamten Versagenszone ergibt. Die als Folge der BNR auftretenden Dampfdrücke hängen aber sehr stark von dem Massenverhältnis ab. Dies zeigt die Abbildung 17 am Beispiel der um den Faktor 30 verkleinerten Mischzone, bei der sich pro Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt 0.4 cm^3 oder

2.6 g Brennstoff im Kühlkanal befinden. Bei dem in diesem Kapitel bisher immer benutzten Massenverhältnis $M = 8.44$ tritt Verdampfung bei etwa 59 bar ein und der Dampfdruck steigt sehr schnell auf etwa 120 bar an. Wird dagegen die Natriummasse verfünffacht ($M = 1.688$), so tritt die Verdampfung erst bei 24 bar ein und der Druck steigt danach nur unwesentlich an.

Der Effekt wird noch deutlicher, wenn die Wärmeleitfähigkeit λ_{Na} des Natriums um den Faktor 100 vergrößert wird. Hierdurch wird die Temperaturdifferenz, die nach 2 msec in dem Natrium vorhanden ist, von 110 K auf 1 K reduziert. Die Verdampfung tritt unter diesen Bedingungen erst bei 19 bar ein. (Außerdem bewirkt die Annahme einer größeren Wärmeleitfähigkeit des Natriums, daß am Ende der Flüssigkeitsphase die Arbeit um 45 %, der Impuls um 14 % und die übertragene Wärmemenge um 12 % größer sind.) Dies zeigt, wie sich die Ergebnisse ändern, wenn der Temperaturgradient im Natrium vernachlässigt wird.

Nimmt man nun an, $M = 8.44$ sei das Massenverhältnis innerhalb der lokalen Wechselwirkungszonen und $M = 1.69$ ergäbe sich als Massenverhältnis, falls der ausgetretene Brennstoff gleichmäßig mit dem gesamten Natrium in der Versagenszone vermischt würde, so kann man schließen, daß die Bildung lokaler Wechselwirkungszonen das weitere Austreten von Brennstoff aus den Brennstäben während einer längeren Zeit verhindert, als dies der Fall wäre bei einer homogenen Vermischung in der gesamten Versagenszone. Daneben ist zu berücksichtigen, daß höhere Dampfdrücke in gewissem Umfang auch zur schnelleren Einbringung von Voidreaktivitäten beitragen. Erst sekundäre Prozesse, durch die die Wärme über größere Materialmengen verteilt wird, bewirken eine Senkung des Druckes in den lokalen Wechselwirkungszonen. Beispiele für solche Prozesse sind die Kondensation des Natriumdampfes an kalten Oberflächen und der Wärmeverlust des vermischten Natriums an umgebendes Natrium (vgl. den folgenden Unterabschnitt). Dieser Schluß gilt auch, wenn gleichzeitig mit dem Brennstoff Spaltgas aus den Brennstäben austritt, denn durch dieses Gas wird im wesentlichen der Druck während der Flüssigkeitsphase beeinflusst.

Das Beispiel zeigt, daß die Entstehung lokaler Wechselwirkungs- zonen in der Versagenszone oder anders ausgedrückt die Entste- hung einer inhomogenen Wechselwirkungszone, in der örtlich das Massenverhältnis von Brennstoff zu Natrium höher ist als im Mit- tel, die Menge des Brennstoffes, der die Brennstäbe verläßt, stark reduzieren kann. Diese Erscheinung sollte daher in Brenn- stoffbewegungsmodellen berücksichtigt werden. Leider gibt es bisher über das Mischungsverhältnis wenig experimentelle In- formation, es stellt daher einen weiteren Parameter dar. Aber seine Festlegung nach rein geometrischen Gesichtspunkten be- deutet auch nur eine willkürliche und einigermaßen zufällige Festlegung.

4.1 F Thermischer Kontakt zum umgebenden Material

In demselben Zusammenhang ist es von Bedeutung, wie sich Wärme- verluste aus der Mischzone an das umgebende Material auswirken. Hierbei können beispielsweise die Mischzone umgebendes Struk- turmaterial (also z.B. noch vorhandene Brennstabhüllen, die in die Mischzone hineinragen) oder das die Mischzone umgebende un- vermischte Natrium zu berücksichtigen sein. Dieses zweite Bei- spiel wird an Hand des oben benutzten Testfalles (um Faktor 30 verkleinerte Mischzone, Massenverhältnis 8.44) auf seine Aus- wirkung untersucht. Das kalte Natrium wird dabei mit Hilfe des im dritten Kapitel als 'Strukturmaterial' bezeichneten drit- ten Materials in der Sektion simuliert, dem zu diesem Zweck die Temperatur, die Dichte, die Wärmekapazität und die Wärme- leitfähigkeit des Natriums im Anfangszustand verliehen werden. Bis auf die Temperatur bleiben diese Größen während der Rech- nung unverändert. Im Beispiel betrug die Masse des unvermischten Natriums das Vierfache des vermischten Natriums.

Eine wichtige Rolle spielt die Fläche, durch die die Misch- zone Wärme abgibt. In dem Beispiel beträgt das Volumen der Misch- zone pro Quadratcentimeter Strömungsfläche 0.97 cm^3 . Deshalb ergibt sich die kleinste Kontaktfläche, wenn man annimmt, die Mischzone bilde eine flache Schicht mit ebenen Grenzflächen, die

den ganzen Kanalquerschnitt ausfüllt. Die Kontaktfläche beträgt so 2 cm^2 . (Zum Vergleich: der Brennstoff hat eine Oberfläche von 103 cm^2 .) Unter diesen Umständen nimmt das umgebende Natrium während der ersten 2 msec fast 40 % der vom Brennstoff abgegebenen Wärme auf. Entsprechend stark ist die Rückwirkung auf den Druckverlauf, wie die Abbildung 18 zeigt.

Die Auswirkung der Wärmeverluste auf den Druckverlauf ist bei kleinen Mischzonen so stark, daß die Wärmeverluste schlecht vernachlässigt werden können. Dies gilt wieder in besonderem Maße für Brennstoffbewegungsmodelle, bei denen eine Absenkung des Druckes dazu führen kann, daß mehr Brennstoff in die Reaktion eintritt. Bei diesen Modellen gewinnt man dabei den Vorteil, daß die Wahl des Mischungsverhältnisses von Brennstoff und Natrium weniger kritisch wird: Auch das die Mischzone umgebende Natrium wird dann - lediglich mit einer geringeren Geschwindigkeit - aufgeheizt.

4.1 G Gaspolster in der Mischzone

Ein Volumen nicht kondensierbaren Gases in der Mischzone (oder in unmittelbarer Nähe davon) ermöglicht zusätzlich zu der Verschiebung des überstehenden Natriums die thermische Ausdehnung des geheizten Natriums. Dadurch vermindert ein solches Gaspolster die während der Flüssigkeitsphase auftretenden Druckspitzen. Die Abbildung 19 zeigt dies am Beispiel des in Unterabschnitt 4.1 A behandelten ursprünglichen FFTF-Falles (vgl. Abb. 4). Hierzu wurde zusätzlich angenommen, in der Mischzone befinde sich ein Gaspolster, dessen Druck am Anfang gleich dem Außendruck ist und dessen anfängliches Volumen 5 % des Natriumvolumens in der Mischzone beträgt. Nun dehnt sich das geheizte Natrium in dem FFTF-Fall bis zum Erreichen des Spitzendruckes (nach 0.045 msec) bereits um 3.2 % aus. Bis zum Ende der akustischen Periode beträgt diese Ausdehnung sogar 58 % und trotzdem beträgt der Druck dann noch fast 300 bar. Daher kann ein Gaspolster, dessen Anfangsvolumen in der Größenordnung von 10 % des Natriumvolumens liegt, keinesfalls die in der Flüssigkeitsphase auftretende Druckspitze zum Verschwinden bringen. Aber

der Spitzendruck (von ursprünglich 2 330 bar) wird doch kräftig reduziert. Bei dem anfänglichen Gasvolumen von 5 % um 520 bar (Abb.19), bei 10 % bereits um 910 bar. Entsprechend der Senkung des Spitzendruckes verringert sich die vom Natrium während der akustischen Periode verrichtete Arbeit, z.B. bei 5 % Gasvolumen um 15 %.

Die abklingenden Druckschwingungen zu Beginn der Ejektionsphase sind darauf zurückzuführen, daß im Modell das Gaspolster zwischen der Mischzone und dem überstehenden Natrium angeordnet ist und daß am Ende der akustischen Periode, beim Umschalten auf die Trägheitsnäherung, sich die Geschwindigkeit des überstehenden Natriums plötzlich stark ändert. Wesentlich stärkere Schwingungen würden zu Beginn der Reaktion auftreten, wenn das geheizte Natrium sich auszudehnen beginnt, während das überstehende Natrium noch ruht. Um eine Situation zu simulieren, in der das Gaspolster in Form mehrerer kleiner Blasen mit dem geheizten Natrium vermischt ist, wurden diese Schwingungen mit Hilfe eines pseudoviskosen Druckes im Gas verhindert (siehe Anhang B, Abschnitt B3.3). In Abbildung 19 ist die Summe aus physikalischem Druck und pseudoviskosem Druck gezeigt, wobei letzterer aber nur während des Druckanstiegs von Null verschieden ist. Bei den kleinen Geschwindigkeiten, mit denen sich das Gasvolumen nach dem Ende der akustischen Periode ändert, spielt der pseudoviskose Druck praktisch keine Rolle.

Wenn das Gaspolster zu Beginn der Reaktion bereits einen Druck hat, der über dem äußeren Druck liegt, ist seine Pufferwirkung geringer. Zum Beispiel werden bei einem Anfangsdruck von 100 bar und einem Anfangsvolumen von 5 % des Natriumsvolumens der Spitzendruck um 385 bar und die akustische Arbeit um 11 % verringert.

Die Abbildung 20 zeigt die Wirkung einer Gasblase in einem ganz anders gearteten Fall. Dabei entsprechen die Anfangsbedingungen in etwa einem in Ispra durchgeführten Experiment, dem Versuch Nr. 7 in der Kanalanlage /57/: Die Kanalanlage besteht aus einer Reaktionskammer, in der der Brennstoff in einem Wolframschiffchen geschmolzen wird. Über der Reaktionskammer befindet sich der Kanal, ein etwa 180 cm langes, senkrecht stehendes Rohr.

Vor dem Experiment, während der Brennstoff geschmolzen wird, ist der Kanal nach unten durch eine Membrane verschlossen und mit flüssigem Natrium gefüllt. Die thermische Wechselwirkung erfolgt, wenn die Membran durchstoßen wird und Natrium in die Reaktionskammer, in der ein Druck von 2.5 Torr herrscht, eindringt.

In dem Experiment Nr. 7 wurde an Stelle des Urandioxids Aluminiumoxid Al_2O_3 verwendet. Das Natrium hatte eine Temperatur von 986 K. Der Druck auf der Membran betrug vor dem Experiment 152 Torr.

Für die Modellrechnungen wurden folgende Annahmen gemacht:

- Anfangstemperatur des Al_2O_3 : 2 320 K
- Schmelztemperatur des Al_2O_3 : 2 313 K
- Schmelzwärme des Al_2O_3 : 1 008.75 J/g
- Dichte des geschmolzenen Al_2O_3 : 2.98 g/cm³
- Spezifische Wärme des Al_2O_3 : 1.25 J/(g·K)
- Wärmeleitfähigkeit des Al_2O_3 : 0.053 W/(cm·K)
- Anfangstemperatur des Na: 986 K
- Höhe der Natriumsäule: 87.5 cm
- Druck über der Natriumsäule: 0.2 bar
- Pro Quadratcentimeter Strömungsquerschnitt (im Kanal) sind in der Reaktionskammer 2 cm² 'Brennstoff'-Oberfläche vorhanden. Die angenommenen Massen sind dabei so groß, daß alleine die Wärmeleitfähigkeiten die reagierenden Massen bestimmen.

In dem Fall mit Gasblase wurde zusätzlich angenommen:

- Volumen der Gasblase (pro Quadratcentimeter Strömungsquerschnitt): 0.5 cm³
- Anfangsdruck in der Gasblase: 0.2 bar
- Verhältnis der spezifischen Wärmen: 1.4

Ein detaillierter Vergleich dieser Rechenergebnisse mit dem Experiment ist noch nicht sinnvoll. Man kann lediglich feststellen, daß die berechneten Drücke in der Größenordnung der beobachteten Drücke liegen. Die vorgelegten Rechnungen sollen vielmehr demonstrieren, welchen Effekt eine Gasblase unter den oben aufgeführten, einigermaßen wirklichkeitsnahen Annahmen hat.

Bei der Rechnung ohne Gasblase gibt es eine kurze Flüssigkeitsphase. Dabei hat der Druck nach 20 μ sec bereits sein Maximum überschritten. Die Verdampfung tritt nach 0.26 msec ein. Nach 1.9 msec ist mit 4.41 bar das Maximum des Dampfdruckes erreicht.

Wenn dagegen angenommen wird, zwischen dem teilweise aufgeheizten Natrium und der überstehenden Natriumsäule befindet sich eine Gasblase (die ohne pseudoviskosen Druck behandelt wird, um Schwingungen zuzulassen), so tritt praktisch sofort Verdampfung ein. Die in Abbildung 20 mit P_{Na} bezeichnete Kurve zeigt (wie im Fall ohne Gasblase) den Druck an der Grenzfläche Al_2O_3/Na . Aus dem Vergleich der Dampfdrücke ist zu ersehen, daß bei Anwesenheit der Gasblase die Natriumtemperatur nur ganz wenig ansteigt - eine Folge der isolierenden Wirkung des Natriumdampfes. Die niedrigen Dampfdrücke reichen aber doch aus, um die kurze Säule flüssigen Natriums (sie ist im Beispiel nur 2.5 mm lang), die sich zwischen der Dampfschicht und der Gasblase befindet, so zu beschleunigen, daß die Gasblase bis auf einen Druck von etwa 1 bar komprimiert wird. Durch diesen Druck wird die Flüssigkeitssäule gegen die heiße Oxidoberfläche geworfen, was zu einem stufenförmigen Anstieg des Dampfdruckes führt. Dieser Vorgang wiederholt sich mehrere Male bis sich ein einigermaßen konstantes Dampfdruckniveau eingestellt hat und das System Flüssigkeitssäule-Gasblase gleichmäßig schwingt (in der Rechnung wird Reibung vernachlässigt). Dabei entstehen die für ein schwingendes Gasvolumen typischen Druck-Zeit-Verläufe. Qualitativ ähnliche Druck-Zeit-Verläufe sind in dem Experiment von einem Druckaufnehmer auch registriert worden /58/ (die Abbildung 5 in /57/ zeigt die Einhüllende dieser Druckschwingungen). Die typische Form des Druck-Zeit-Verlaufes legt es nahe, diesen Druck als Druck in einer Gasblase zu interpretieren. Dabei weist die im Experiment wesentlich längere Schwingungsdauer darauf hin, daß die bewegte Masse größer war, als in der hier vorgelegten Rechnung angenommen wurde.

Zusammenfassend läßt sich feststellen: Durch Gaspolster in einer Mischzone oder in ihrer unmittelbaren Nähe werden die Höhe der Druckspitze, die während der Flüssigkeitsphase auftritt, und

die akustische Arbeit reduziert. Wenn die auf den Strömungsquerschnitt bezogene Wärmeübertragungsrage gering ist, kann auch der Fall eintreten, daß der sowieso geringe Flüssigkeitsdruck ganz zum Verschwinden gebracht wird.

4.1 H Wärmeübergangswiderstände zwischen Brennstoff und Natrium

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich Wärmeübergangswiderstände an der Grenzfläche von Brennstoff und Natrium auswirken. Solche Widerstände können zum Beispiel auftreten, wenn die Brennstoffpartikel mit einem Gasfilm überzogen sind. Es ist anzunehmen, daß solche Gasfilme ihre isolierende Wirkung während der Reaktion verändern, z.B. durch Kompression bei steigendem Druck /9b, d, 11/. Trotzdem werden hier zunächst - um einen Überblick zu gewinnen - zeitlich konstante Wärmewiderstände benutzt. Ebenso bleibt der Puffereffekt des Gasfilmes hier unberücksichtigt. Es ist in MURTI ohne weiteres möglich, den Wärmeübergangswiderstand in Abhängigkeit z.B. von dem auf der Brennstoffoberfläche herrschenden Druck zu verändern.

Die Abbildung 21 zeigt die Druck-Zeit-Verläufe, die sich in dem ursprünglichen FFTF-Fall (vgl. Unterschn. 4.1 A und Abb. 4) für zwei verschiedene Übergangswiderstände ergeben. Obwohl diese sehr gering angenommen wurden, ist ihre Auswirkung sehr groß. Der Wärmeübergangswiderstand (Symbol S) entspricht bei der Linie ohne Punkte einem Gasfilm, der $9.72 \mu\text{m}$ (etwa ein Zwölftel des Partikelradius) dick ist und die Wärmeleitfähigkeit von Helium bei $1\ 000\ \text{K}$ ($3.24 \cdot 10^{-3}\ \text{W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$ nach /62/) aufweist $S = 0.3\ (\text{K}\cdot\text{cm}^2)/\text{W}$. Dabei ist Helium ein guter Wärmeleiter und die Wärmeleitfähigkeit von Spaltgas (im wesentlichen die des Xenons) kann unter Reaktorbedingungen etwa um den Faktor Fünf geringer angesetzt werden /9d/. Auch die Wärmeleitfähigkeit von gesättigtem Natriumdampf bei $1\ \text{bar}$ Druck beträgt nur $6.5 \cdot 10^{-4}\ \text{W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$. Mit dem fünffachen Wärmeübergangswiderstand: $S = 1.5\ (\text{K}\cdot\text{cm}^2)/\text{W}$ ergibt sich der Druckverlauf, den die mit Punkten versehene Linie zeigt. Auf weitere Beispiele wird in den Abschnitten 4.2 und 4.3 eingegangen.

Die Ergebnisse zeigen, daß die auftretenden Drücke und damit auch die Energiekonversion durch Wärmeübergangswiderstände zwischen Brennstoff und Natrium stark reduziert werden. Leider fehlt bisher ein experimenteller Nachweis eines solchen Wärmeübergangswiderstandes. Mit ihm wäre es aber ohne weiteres möglich, zu erklären, warum bei Experimenten mit Brennstoff und Natrium praktisch keine Flüssigkeitsdrücke auftreten und warum die dabei beobachteten Energiekonversionsfaktoren weit unter 1 % liegen.

Mit dem ANL-Modell wurde untersucht, wie sich Wärmeübergangswiderstände auswirken, die mit steigendem Druck abnehmen /9d/. Dabei wurde angenommen, daß der Gasfilm durch den Druck in der Mischzone komprimiert wird. Zusammen mit der Annahme einer Mischungszeitkonstanten von 1 msec bewirkt dies, daß die hohe Spitze des einphasigen Flüssigkeitsdruckes erst mit einigen Millisekunden Verzögerung auftritt, nachdem der zunächst gebildete Dampf wieder rekondensiert ist. Der Spitzendruck wurde bei diesen Untersuchungen wesentlich weniger reduziert, als in den hier vorliegenden Rechnungen. Dabei spielt aber eine große Rolle, daß in /9d/ über lange Zeiträume hinweg die akustische Näherung benutzt wurde, was in den meisten Fällen unrealistisch ist. Eine realistische Behandlung der Dynamik des Systems, bei der nach etwa 2...4 msec Druckentlastung durch die zurückkehrende Verdünnungswelle auftritt, hätte auch bei diesen Untersuchungen zu dem Ergebnis geführt, daß isolierende Gasfilme die auftretenden Drücke ganz erheblich reduzieren können.

Die hier vorgelegten Ergebnisse sind in einem weiteren Zusammenhang von Bedeutung: In vielen Modellen (z.B. /50/, /31...33/) wird die Wärmeübertragung analog zur quasistationären Lösung, aber mit einer frei gewählten Wärmeübergangszahl berechnet. (In dem japanischen Programm SUGAR /50/ wird sogar zusätzlich zum thermischen Widerstand des Brennstoffes eine endliche Wärmeübergangszahl an der Brennstoffoberfläche angenommen.) Diese Wärmeübergangszahl ist der Kehrwert des hier eingeführten Wärmeübergangswiderstandes. Die hier vorliegenden Rechnungen zeigen daher auch, daß der Wahl der Wärmeübergangszahl eine große Bedeutung zukommt.

4.1 I Stahl-Natrium Reaktionen

In vielen Fällen, in denen geschmolzener Brennstoff auftritt, ist auch geschmolzener Stahl vorhanden. Wenn auch die Menge geschmolzenen Stahles normalerweise kleiner sein wird, als die des Brennstoffes, so muß man die Möglichkeit einer Stahl-Natrium Reaktion doch in Betracht ziehen, denn flüssiger Stahl weist sehr ungünstige Eigenschaften auf, die zu einer hohen Wärmeübertragungsrates führen: Seine spezifische Wärme bei konstantem Druck beträgt etwa $0.75 \text{ J}/(\text{g}\cdot\text{K})$ /63/ und seine Wärmeleitfähigkeit $0.42 \text{ W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$ /64/. (Diese Werte gelten dicht oberhalb des Schmelzpunktes und werden hier auch bei höheren Temperaturen benutzt.) Damit ist (wenn man von der Schmelzwärme des Brennstoffes einmal absieht) die Dichte der pro Temperaturintervall gespeicherten thermischen Energie in Stahl größer als in Brennstoff und die Wärmeleitfähigkeit ist um den Faktor 20 größer. Die Dichte des gerade geschmolzenen Stahles beträgt $7.0 \text{ g}/\text{cm}^3$ und ihre Werte bei höheren Temperaturen können mit Hilfe einer empirischen Formel berechnet werden /65/.

Bei einem Vergleich von UO_2 und Stahl als Wärmequelle in einer thermischen Wechselwirkung muß berücksichtigt werden, daß anfänglich flüssiger Brennstoff bei $3\ 073 \text{ K}$ seine Schmelzwärme abgibt und diese damit von Beginn einer BNR an dazu beiträgt, das Natrium hoch aufzuheizen. Dagegen erstarrt der Stahl erst bei etwa $1\ 800 \text{ K}$. Bei den hier behandelten Beispielen mit Anfangstemperaturen des Stahls von $2\ 900 \text{ K}$ und $3\ 100 \text{ K}$ wird diese Temperatur innerhalb von mehr als 10 msec nicht erreicht. Auch beträgt der Dampfdruck von Natrium bei $1\ 800 \text{ K}$ nur 40 bar , mit der Schmelzwärme des Stahls kann also äußerstenfalls dieser Druck unterhalten werden.

Die Abbildung 22 zeigt bei zwei verschiedenen Anfangstemperaturen ($2\ 900 \text{ K}$, $3\ 100 \text{ K}$) die Druck-Zeit-Verläufe, die sich in der um den Faktor 30 verkleinerten Mischzone ergeben, wenn pro Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt jeweils 0.4 cm^3 UO_2 bzw. Stahl (SS) als 'Brennstoff' dienen. Weitere Angaben dazu enthält die Tabelle IV, wobei E die Arbeit ist, die am überstehenden Natrium pro Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt verrichtet worden ist.

Tabelle IV

		T = 2 900 K		T = 3 100 K	
		UO ₂	SS	UO ₂	SS
Dichte des Brennstoffes in g/cm ³		9.0	6.94	8.75	6.61
Spitzendruck/ bar		378	910	430	970
E(t _{ac})/(J/cm ²)		16	50	43	65
s = 50 cm	t/msec	15.1	12.1	11.6	11.1
	P/bar	12.5	15.6	18.4	17.7
	E/(J/cm ²)	172	249	286	293

Die Reaktion ist mit Stahl wesentlich heftiger als mit UO₂. Aber bei der Anfangstemperatur 3 100 K, die oberhalb des Schmelzpunktes des UO₂ liegt, ist zu erkennen, daß das Urndioxid über längere Zeit hinweg hohe Dampfdrücke erzeugt, und die Tabelle IV zeigt, daß dadurch bei dieser Anfangstemperatur die am überstehenden Natrium wenn es 50 cm zurückgelegt hat verrichtete Arbeit bei beiden 'Brennstoffen' schon fast gleich ist. Es ist auch zu beachten, daß die Siedetemperatur von Eisen bei etwa 3 000 K liegt /66/. Mit 3 100 K ist die Temperatur des flüssigen Stahles also schon recht hoch angesetzt, während bei flüssigem Brennstoff noch um 300 K oder 400 K höhere Temperaturen auftreten können.

Im Vergleich zur BNR treten bei der Stahl-Natrium-Reaktion während der Flüssigkeitsphase deutlich höhere Spitzendrücke auf. Im Temperaturbereich um 3 100 K ist die Freisetzung mechanischer Energie in den beiden Fällen etwa vergleichbar. Aus diesen Gründen muß die thermische Reaktion von Stahl mit Natrium berücksichtigt werden, wenn in einer Unfallsituation die Möglichkeit besteht, daß ins Gewicht fallende Mengen geschmolzenen Stahls mit Natrium

vermischt werden. Im allgemeinen wird dies erst nach Abschluß einer nuklearen Exkursion der Fall sein, falls flüssiges Natrium in den zerstörten Kern zurückkehrt. Hierbei ist von besonderer Bedeutung, daß die Kontakttemperatur von Stahl und Natrium oberhalb der homogenen Keimbildungstemperatur des Natriums liegt /67/, so daß kohärente Reaktionen mit größeren Stahlmassen möglich erscheinen (vgl. /68/).

4.2 Brennstoff-Natrium-Reaktion in einem niedergeschmolzenen Brennelement nach dem Wiedereintritt des Natriums

Als Anwendungsbeispiel mit praktischer Bedeutung wird ein Fall behandelt, der große Bedeutung für den Sicherheitsnachweis schneller Reaktoren hat /69/: Kleine lokale Kühlungsstörungen können bei ungünstigstem Schadensverlauf über lokales Sieden und Sieden im gesamten Querschnitt des Brennelementes dazu führen, daß die Kühlung des Brennelementes so lange unterbrochen wird, daß der Brennstoff schmilzt. Es ist nun denkbar, daß ein Teil dieses Brennstoffes sich in flüssiger Form in dem Brennelementkasten ansammelt und daß eine BNR erfolgt, wenn flüssiges Natrium wieder in das Brennelement eindringt und z.B. von oben her in den flüssigen Brennstoff hineinfällt. Im Rahmen der Sicherheitsuntersuchungen für den SNR-300 bemüht man sich um den Nachweis, daß eine sichere Erkennung der Störung und rechtzeitiges Abschalten des Reaktors möglich sind, bevor es zum Sieden im gesamten Brennelementquerschnitt kommt. Für den Fall, daß dieser Nachweis nicht rechtzeitig erbracht werden kann und zur Abdeckung eines eventuell verbleibenden Restrisikos strebt man daneben den Nachweis an, daß die Verformung der benachbarten Brennelemente durch die BNR weder soviel Natrium aus dem Kern hinausdrückt, daß dadurch eine Leistungsexkursion ausgelöst wird, noch das Abschaltssystem funktionsfähig wird. Zu diesem Zweck werden in England Sprengversuche an Modellen des SNR-Kernes in natürlicher Größe durchgeführt /69/. Dabei wird in das unten geschlossene zentrale Brennelement statt des Stabbündels ein sogenannter Gasgenerator eingesetzt. Dieser erzeugt unter konstanten Randbedingungen reproduzierbar einen

Druck-Zeit-Verlauf, der gekennzeichnet ist durch eine Anstiegszeit bis zum Erreichen des Spitzendrucks, die Höhe des Spitzendrucks und die Zeit, in der der Druck größer ist, als der halbe Spitzendruck. Diese Kenngrößen und ihre Reproduzierbarkeit werden getestet in einem sogenannten überstarken Brennelementkasten, der keine radiale Ausdehnung zuläßt.

In diesem Zusammenhang benötigt man die Kenntnis desjenigen Druck-Zeit-Verlaufes bei einer BNR, der als pessimistisch anzusehen ist. Da Experimente mit größeren Mengen (mehrere Kilogramm) geschmolzenen Brennstoffes und Natrium unter reaktortypischen Bedingungen nur sehr schwierig durchzuführen sind, wird für einige Zeit die theoretische Berechnung die einzige Möglichkeit sein, ihn zu ermitteln. Der Berechnung des Druck-Zeit-Verlaufes mit dem Programm MURTI wird folgende Modellvorstellung zu Grunde gelegt: Das Brennelement ist durch wiedererstartetes Strukturmaterial oder Brennstoff nach unten vollkommen blockiert, über dieser Blockade steht flüssiger Brennstoff. Von oben her dringt flüssiges Natrium in den Brennstoff ein, so daß sich eine Mischzone bildet, die mit der Eindringgeschwindigkeit des Natriums wächst.

Da das Programm MURTI im Zeitpunkt Null eine ruhende Natriumsäule annimmt, ist das vorgegebene Wachstum der Mischzone von oben nach unten die einzige Möglichkeit, diesen Eindringvorgang zu simulieren. Dies geschieht derart, daß die Volumina der einzelnen reagierenden Stoffe sich mit der in pessimistischer Weise als konstant angenommenen Eindringgeschwindigkeit vergrößern. Wichtig ist dabei, wieviel Brennstoff pro Quadratcentimeter Strömungsquerschnitt und Sekunde in die Reaktion eintritt. Falls der Querschnitt der Mischzone ein anderer ist als der (kleinste) freie Strömungsquerschnitt, ist dies hier zu berücksichtigen. Unsicherheiten der Geometrie werden daher bei den hier vorgelegten Rechnungen dadurch abgedeckt, daß die Eindringgeschwindigkeit des Natriums in einem weiten Bereich variiert wird.

Da MURTI keine radialen Bewegungen zuläßt, entsprechen die mit MURTI berechneten Druck-Zeit-Verläufe gerade einer BNR in einem überstarken Brennelementkasten. Es ist ein sehr konservatives Vorgehen, diese Druck-Zeit-Verläufe mit einem chemischen Treibsatz zu simulieren und dann denselben Treibsatz als Simulator der BNR in einem Kernmodell zu benutzen. Während nämlich die Energiefreisetzung bei der chemischen Treibladung nur geringfügig von den veränderten Strömungsverhältnissen beeinflußt wird, bedeutet bei der thermischen Wechselwirkung der Übergang von einer radial starren Geometrie zu einer Umgebung, in der auch radiale Strömungswege zur Verfügung stehen, daß wesentlich mehr Dampf gebildet wird. Je mehr Dampf vorhanden ist, desto stärker wird der Wärmeübergang behindert und desto geringer ist die Energiekonversion. Erste experimentelle Ergebnisse der oben erwähnten Sprengversuche weisen darauf hin, daß sich bei einer BNR in einem Brennelementkasten wahrscheinlich frühzeitig radiale Strömungswege öffnen /70/.

Im Einzelnen wurden den Rechnungen, wenn nichts anderes angegeben ist, folgende Annahmen zu Grunde gelegt: Die Brennstofftemperatur beträgt 3 100 K und liegt damit oberhalb der Schmelztemperatur von 3 073 K. (Die Schmelzwärme beträgt 282 J/g.) Die Dichte des Brennstoffes ist 8.75 g/cm^3 . Die Natriumtemperatur beträgt 860 K. Dies ist beim SNR-300 die Betriebstemperatur des Natriums im oberen Plenum. Jede (endliche) Brennstoffmasse, die neu in die Reaktion eintritt, wird momentan in Partikel vom Radius 117 μm zerlegt und mit einem gleichen Volumenanteil flüssigen Natriums vermischt. Das Massenverhältnis von Brennstoff zu Natrium beträgt daher 10.8. Die Entfernung zur freien Oberfläche des Natriums beträgt 4 m (die akustische Periode dauert daher 3.54 msec) und der Druck über der freien Oberfläche beträgt 1.3 bar.

Als Wiedereintrittsgeschwindigkeit des Natriums werden zunächst 10 m/sec angenommen, d.h. die wechselwirkende Brennstoffmenge pro Quadratcentimeter Strömungsquerschnitt wächst mit 8.75 kg/sec. Diese Geschwindigkeit ist bedeutend größer als alle bisher bei Siederversuchen beobachteten Wiedereintrittsgeschwindigkeiten /71/, die typischerweise im Bereich bis etwa 4...5 m/sec liegen.

Die Abbildung 23 zeigt den Druck-Zeit-Verlauf, der sich bei diesen Eingabedaten ergibt, wenn die Mischzone 4.5 msec lang wächst.

Diese Kurve zeigt drei wesentliche Eigenschaften:

- a) Die hohen Flüssigkeits-Druckspitzen, die für kohärent wechselwirkende Mischzonen so typisch sind, treten bei einem mit geringer Geschwindigkeit ablaufenden kontinuierlichen Wachstum der Mischzone nicht auf. (Das Wachstum der Mischzone ist praktisch kontinuierlich, weil die einzelnen Sektionen sehr klein sind.)
- b) Der Druck-Zeit-Verlauf gleicht einer Sättigungslinie.
- c) Nach dem Ende der akustischen Periode beginnt der Druck zu sinken, obwohl die Mischzone weiter wächst.

Die letzten beiden Merkmale des Druck-Zeit-Verlaufes ermöglichen es, Parameterstudien an kleineren Mischzonen durchzuführen. Neben der Ersparnis an Rechenzeit gibt es dafür einen weiteren Grund: Das Natrium wird sicherlich nicht beliebig lange immer weiter in den flüssigen Brennstoff eindringen. Man muß dabei bedenken, daß die Dichte von flüssigem Brennstoff zehnmal größer ist als die des Natriums. Leider ist bis heute sehr wenig bekannt über das transiente Verhalten von Flüssigkeitsstrahlen, die in eine andere Flüssigkeit eindringen. Um trotzdem einen Anhalt für die Eindringtiefe zu erhalten, wurde angenommen, daß der Eindringvorgang endet, wenn der von der thermischen Wechselwirkung auf das überstehende Natrium ausgeübte Impuls gleich dem Impuls einer 4 m langen und sich mit 10 m/sec bewegendem Natriumsäule (0.32 bar.sec) ist. Dies ist unter den beschriebenen Umständen nach 1.49 msec der Fall.

In der Abbildung 24 zeigt die durchgezogene Linie den Druckverlauf, der sich unter den bisher beschriebenen Umständen ergibt, wenn die Durchmischung nach 1.5 msec (zu dieser Zeit tritt die letzte von 16 Brennstoffmassen von je 0.875 g in die Reaktion ein) endet. Die punktierte Linie zeigt den Druckverlauf, den man erhält, wenn man als einzige Änderung annimmt, das Natrium habe eine höhere Temperatur, und zwar 1 180 K. Dies ist die Siede-

temperatur bei 1.3 bar. Wegen der geringen Auswirkung wird diese höhere Natriumtemperatur, die durch eine Erhitzung im Bereich des oberen Blankets zustande kommen könnte, nicht weiter betrachtet. Ähnliches gilt für die Wiedereintrittsgeschwindigkeit. Setzt man statt der 10 m/sec nur 5 m/sec ein, verringert sich das Druckmaximum von 350 bar auf 320 bar. Umgekehrt erhöht sich das Maximum des Dampfdruckes auf 400 bar, wenn die Wiedereintrittsgeschwindigkeit 20 m/sec beträgt. In diesem Fall gibt es allerdings während des Durchmischungsprozesses einige einzelne Flüssigkeitsdruckspitzen, in denen 450 bar erreicht werden.

Auch die Verwendung einer größeren spezifischen Wärme des Brennstoffes ändert wenig an den Ergebnissen. Mit $0.5 \text{ J}/(\text{g}\cdot\text{K})$ statt der sonst in dieser Arbeit benutzten $0.389 \text{ J}/(\text{g}\cdot\text{K})$ wird das Druckmaximum nur um 3 bar höher. Dies erklärt sich daraus, daß der größte Teil der thermischen Energie aus der Schmelzwärme des Brennstoffes stammt.

Einen starken Einfluß auf den Druck-Zeit-Verlauf zeigt dagegen das Mischungsverhältnis. Ein vergrößerter Natriumanteil senkt die auftretenden Drücke. Umgekehrt bewirkt ein größeres Massenverhältnis (Brennstoff zu Natrium), daß die Natriumtemperaturen und damit die Dampfdrücke höher werden. Als Extremfall in dieser Richtung wurde ein Massenverhältnis von 21.6 untersucht. Es erscheint aber widersinnig, auf der einen Seite anzunehmen, sehr wenig Natrium vermische sich mit dem Brennstoff und andererseits anzunehmen, dieses Natrium dringe ebenso tief in den geschmolzenen Brennstoff vor wie kräftigere Strahlen. Deshalb und in Übereinstimmung mit dem oben beschriebenen Impulskriterium endet bei dieser Rechnung das Wachstum der Mischzone nach 1.2 msec. Den Druck-Zeit-Verlauf zeigt die Abbildung 25. In diesem Fall liegt das Druckmaximum etwa bei 380 bar.

Wenn auch nur ein geringer Wärmeübergangswiderstand zwischen Brennstoff und Natrium angenommen wird, werden nur noch ganz geringe Natriumdampfdrücke erreicht. Bei einem Wert von $S = 0.3 \text{ (K}\cdot\text{cm}^2)/\text{W}$ (vgl. Abschn. 3.1 H) zum Beispiel nur noch 7 bar. Der Nachweis eines so geringen Wärmeübergangswiderstandes würde

also ausreichen, um das gesamte in diesem Abschnitt diskutierte Problem aus der Welt zu schaffen.

Der Druckanstieg, der sich bei kontinuierlicher Vermischung von Brennstoff und Natrium innerhalb von etwa 2...3 msec vollzieht, kann auch schneller erfolgen, wenn zu Beginn der Reaktion eine etwas größere Brennstoffmenge kohärent mit Natrium reagiert. Eine ähnliche Wirkung hat eine Stahl-Natrium Reaktion, die durch oben auf dem Brennstoff schwimmenden Stahl hervorgerufen wird. Dabei eventuell auftretende Flüssigkeitsdrücke liegen im Bereich von etwa 600...1 000 bar, fallen aber innerhalb von weniger als 0.1 msec auf Werte um 300 bar ab. Danach zeigt der Druck-Zeit-Verlauf wieder das normale Verhalten. Bei einem realen Vermischungsprozess ist zu erwarten, daß solche Druckspitzen durch zu Beginn des Prozesses noch vorhandene dampfgefüllte Räume (radiale Inkohärenz) aufgefangen werden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen:

- a) Die höchsten zu erwartenden Drücke liegen unterhalb des kritischen Druckes von Natrium etwa im Bereich von 350...400 bar.
- b) Der Druckanstieg kann möglicherweise sehr schnell erfolgen. Am Ende der akustischen Periode beginnt der Druck auf jeden Fall abzusinken. Daher ist die akustische Periode eine obere Grenze für die Dauer des maximalen Druckes.
- c) Die Dauer des halben maximalen Druckes hängt sehr stark davon ab, wie lange der Mischungsprozess andauert. Da das hier benutzte Impulskriterium mit einiger Sicherheit eine obere Grenze definiert, dürfte diese Halbwertszeit bei 8 msec oder darunter liegen. Sie wird noch verkürzt durch einige Effekte, die in den Rechnungen nicht berücksichtigt sind:
 - Kondensation des Natriumdampfes an kälterem Strukturmaterial (der Dampf weist weit über 2 000 K auf)
 - räumliche Trennung von Brennstoff und Natrium durch den gebildeten Natriumdampf.

Insgesamt kann festgestellt werden, daß ein Gasgenerator als pessimistische Simulation einer BNR angesehen werden kann, wenn der Druck-Zeit-Verlauf, den er im überstarken Brennelement erzeugt, folgende Bedingungen erfüllt:

- mindestens 4 msec lang liegt der Druck um oder über 400 bar
- mindestens 8 msec lang ist der Druck höher als 200 bar.

Ob die mit einem solchen Gasgenerator durchgeführten Sprengversuche insgesamt als pessimistisch gelten können, hängt noch davon ab, wie gut das Verhalten des (kalten) Kernmodelles dem Verhalten des Kernes unter Reaktorbedingungen entspricht.

Ein Fall, der ganz ähnlich definiert war wie der hier untersuchte wurde auch schon mit dem ANL-Modell berechnet /10,12/. Die einzigen bedeutsamen Unterschiede in den Anfangsbedingungen betreffen das Massenverhältnis (Brennstoff/Natrium) und die anfängliche Brennstofftemperatur, die zu $M = 12.0$ und $T_{Br} = 3\ 400\ K$ angenommen wurden. Von daher würde man erwarten, daß diese Rechnungen höhere Drücke ergeben als die mit MURTI durchgeführten. Aber das Gegenteil ist der Fall: Zwar sagt auch das ANL-Modell voraus, daß praktisch sofort die Verdampfung einsetzt, aber der höchste Druck beträgt nur 54 bar (bei einer Eindringgeschwindigkeit von 10 m/sec). Die wichtigste Ursache für dieses niedrige Druckmaximum ist die Verwendung der quasistationären Näherung für die Berechnung der übertragenen Wärmemenge in dem ANL-Modell. Die aus ihr folgende geringe Wärmeübertragungsrate bedingt einen Temperatur- und damit Druckanstieg in dem Natrium, der viel langsamer ist als bei der transienten Wärmeübertragung, die in MURTI Verwendung findet. Dieser langsamere Temperaturanstieg kann bereits bei einem niedrigeren Druck durch die Verdampfung des Natriums (Verbrauch von latenter Verdampfungswärme) kompensiert werden. Daneben spielt auch eine Rolle, daß in dem Parametermodell neu hinzugekommenes Natrium momentan die einheitliche Natriumtemperatur annimmt und so dazu beiträgt diese Temperatur, von der der Druck abhängt, niedrig zu halten. In MURTI dagegen findet kein Wärmeaustausch zwischen bereits aufgeheizten und frisch in die Reaktion eingetretenen Natrium statt.

4.3 Brennstoff-Natrium-Reaktionen mit kleinen Wärmeübertragungsraten

Der Druck-Zeit-Verlauf hängt davon ab, wie schnell dem Natrium Wärme zugeführt wird und wie schnell es sich ausdehnen kann (vgl. Abschn. 2.1). Die entscheidende Größe ist das Verhältnis der Wärmeübertragungsrate zum Strömungsquerschnitt. In den meisten hier bisher vorgelegten Rechnungen war dieses Verhältnis so hoch, daß in ihnen der Spitzendruck in der Flüssigkeitsphase deutlich höher war, als der später in Erscheinung tretende Dampfdruck. (Bei den im vorangegangenen Abschnitt untersuchten Fällen waren die Brennstofftemperatur und das Massenverhältnis (von Brennstoff zu Natrium) so hoch, daß der Dampfdruck den Flüssigkeitsdruck sehr schnell übertraf. Aber auch die anfängliche Wärmeübertragungsrate war gering.)

Wenn die auf den Strömungsquerschnitt bezogene Wärmeübertragungsrate sehr klein ist, so kann auch der Flüssigkeitsdruck von vornherein sehr niedrig sein. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn die Mischzone des FFTF-Falles um einen Faktor 30 verkleinert und zusätzlich ein Wärmeübergangswiderstand von $S = 1.5 \text{ (K.cm}^2\text{)}/\text{W}$ zwischen Brennstoff und Natrium angenommen wird. Die Abbildung 26 zeigt die sich dabei für zwei verschiedene Anfangstemperaturen des Natriums ergebenden Druck-Zeit-Verläufe. Die Kurve für die Anfangstemperatur $T_{\text{Na}} = 1100 \text{ K}$ kann (wegen desselben Volumens der Mischzone) mit der untersten Druckkurve in Abbildung 16 und (wegen desselben Wärmeübergangswiderstandes) mit der unteren Kurve in Abbildung 21 verglichen werden. Sie beginnt kurz vor dem Ende der akustischen Periode wieder zu steigen, weil der Dampfdruck den Flüssigkeitsdruck übersteigt. Mit einem Spitzendruck von 41.5 bar übertrifft der Dampfdruck den Flüssigkeitsdruck bei weitem. Bei der niedrigeren Anfangstemperatur $T_{\text{Na}} = 800 \text{ K}$ ist die Temperaturdifferenz zwischen Brennstoff und Natrium größer. Deshalb sind in diesem Fall die Wärmeübertragungsrate und der anfängliche Flüssigkeitsdruck etwas höher. Die Natriumtemperaturen sind aber niedriger, deshalb fällt der Druck am Ende der aku-

stischen Periode auf einen sehr niedrigen Wert. Auch das Druckmaximum liegt deutlich niedriger als bei der höheren Anfangstemperatur. Ein ähnlicher Unterschied ergibt sich bei der Freisetzung mechanischer Energie: Nach 20 msec beträgt die pro Quadratcentimeter Strömungsfläche am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit 66 J bei $T_{\text{Na}} = 1100 \text{ K}$ und 46 J bei $T_{\text{Na}} = 800 \text{ K}$. Bei Brennstoff-Natrium-Reaktionen an einfachen Kontaktflächen (ohne eine Mischzone im Sinne der Parametermodelle) findet man ähnliche Druck-Zeit-Verläufe. Ein Beispiel zeigt Abbildung 20 (vgl. Unterabschn. 4.1 G). Aber auch in solchen Fällen nimmt die Heftigkeit der thermischen Reaktion, die zum Beispiel am Spitzendruck oder an der Energiefreisetzung gemessen werden kann, mit der Anfangstemperatur des Natriums ab.

Nun wurde in vielen Experimenten beobachtet, daß z.B. der Druck oder auch der Grad der Fragmentation des 'Brennstoffes' von der Anfangstemperatur bzw. der Unterkühlung des Kühlmittels abhängt. (Da Dampfdrücke erst beobachtbar sind, wenn sie den Umgebungsdruck übersteigen, setzt man häufig die Temperatur des Kühlmittels in Beziehung zu seiner Sättigungstemperatur. Ihre Differenz ist die Unterkühlung.) Beispiele dafür sind in /72/ zusammengefaßt.

Es ist also festzustellen, daß bei den hier diskutierten Fällen die Heftigkeit der BNR von der Unterkühlung des Natriums abhängt (die Sättigungstemperatur beträgt bei den in Abbildung 26 gezeigten Beispielen 1154 K) wie es in Experimenten häufig zu beobachten ist. Wenn dagegen die Wärmeübertragungsrate so hoch ist, daß eine hohe Flüssigkeitsdruckspitze auftritt, verschwindet diese Abhängigkeit weitgehend. In diesen Fällen wird die Heftigkeit der BNR von dem Flüssigkeitsdruck bestimmt (vgl. Unterabschnitt 4.1 C) und dieser hängt nur indirekt von der Unterkühlung des Kühlmittels ab, denn in der Flüssigkeitsphase ist der Druck nur eine Funktion der Geschwindigkeiten, mit denen das Natrium aufgeheizt wird und sich ausdehnen kann. Nur indirekt ergibt sich eine gewisse Zunahme des Druckes bei einer Senkung der Natriumtemperatur (s. auch Abb. 26): Durch die Erhöhung der Temperatur-

differenz wird die Wärmeübertragungsrate höher und je tiefer die Temperatur des Natriums ist, desto geringer ist seine Kompressibilität.

In einigen Experimenten ist zu beobachten, daß die Heftigkeit der thermischen Reaktion wie in Abbildung 26 zunächst zunimmt, wenn die Unterkühlung des Kühlmittels abnimmt, daß sie aber bei Annäherung der Kühlmitteltemperatur an die Sättigungstemperatur wieder abnimmt. Bisher gab es als Erklärung für dieses Verhalten nur eine Hypothese von Caldarola /43,72/ über den Fragmentationsmechanismus. Die hier vorgelegten Ergebnisse zeigen nun, daß zumindest der Anstieg mit der Anfangstemperatur auch anders erklärt werden kann. Daß umgekehrt die Heftigkeit der thermischen Wechselwirkung wieder abnimmt, wenn das Kühlmittel sich seiner Sättigungstemperatur nähert, kann eine Folge veränderter Anfangsbedingungen der eigentlichen thermischen Wechselwirkung sein. Da die Anfangsbedingungen in MURTI einem deutlich unterkühlten Kühlmittel entsprechen, kann diese Frage gegenwärtig mit MURTI nicht näher untersucht werden. Es ist jedoch offensichtlich, daß die Annahme eines (u.U. zusätzlichen) isolierenden Dampffilmes zwischen Brennstoff und Natrium die Heftigkeit der BNR stark verringern würde.

Die Druck-Zeit-Verläufe, die man bei einfachem Kontakt von Brennstoff mit Natrium oder in kleinen Mischzonen mit langsamem Wärmeaustausch erhält, entsprechen gemessenen Druck-Zeit-Verläufen sowohl in ihrer Höhe wie auch in ihrem Verhalten bei Variation der Kühlmitteltemperatur viel mehr, als die Druck-Zeit-Verläufe in ausgedehnten Mischzonen. Dies kann bedeuten, daß bei vielen Experimenten keine ausgedehnten Mischzonen vorliegen und sie folglich nur bedingt mit Modellen analysiert werden können, die solche Mischzonen annehmen.

Die hier gefundenen Ergebnisse können auch als Hinweis darauf angesehen werden, daß es in manchen Fällen gerechtfertigt ist, die thermische Ausdehnung des Natriums zu vernachlässigen. Diese

Annahme wird in den schon älteren Modellen von Duffey /46/ und Randles /47/ sowie in dem neueren japanischen Programm SUGAR /50/ benutzt. Man kann allerdings nicht mit Hilfe der Modelle selber feststellen, wann diese Näherung gerechtfertigt ist.

5. Zusammenfassung

5.1 Fortschritte in der Modellentwicklung

Das hier vorgestellte Modell und das aus ihm entwickelte Programm MURTI bedeuten in mehrfacher Hinsicht einen Fortschritt gegenüber bisher bekannten Modellen:

1. In MURTI werden die für ein Brennstoff-Kühlmittel-Gemisch gültigen Differentialgleichungen unter voller Berücksichtigung der Temperatur- und Dichtegradienten im Kühlmittel gelöst. Daher kann MURTI im Gegensatz zu den Mischzonenmodellen auch noch sinnvoll auf Fälle angewendet werden, bei denen lokale Temperaturgradienten im Kühlmittel in der Nähe der Kontaktfläche zum Brennstoff von Bedeutung sind. Daraus ergeben sich im Einzelnen folgende neue Anwendungsmöglichkeiten:
 - a) MURTI kann ohne Änderung an grundlegenden Modellannahmen auf die thermische Wechselwirkung beliebiger Materialkombinationen angewendet werden. Wichtig sind hierbei vor allem Metall-Wasser-Reaktionen (z.B. Simulationsexperimente) und die Stahl-Natrium-Reaktion.
 - b) Mit MURTI kann die Reaktion von unfragmentierten Brennstoffmassen, die keine Mischzone im Sinn der Mischzonenmodelle bilden, behandelt werden. (Bei diesen Reaktionen bestimmen die Größe der Brennstoffoberfläche und die transiente Wärmeleitung die Größe der reagierenden Massen.)
 - c) Mit MURTI können Brennstoff-Natrium-Reaktionen behandelt werden, bei denen zwar eine gewisse Durchmischung von Brennstoff und Natrium stattgefunden hat, bei denen aber die Natriummasse, die durch ein Oberflächenelement des Brennstoffes aufgeheizt wird, so groß ist, daß in ihr Temperaturunterschiede eine Rolle spielen. Mit MURTI kann auch festgestellt werden, wann dies der Fall ist und welche Folge die Annahme einer einheitlichen Natriumtemperatur hat.

- d) Aus den Punkten a) und b) ergibt sich, daß MURTI zwei wichtige Voraussetzungen erfüllt für die Interpretation von Laborexperimenten zur Untersuchung thermischer Wechselwirkungen, auch wenn diese unter Bedingungen durchgeführt werden, die nicht den Annahmen der Mischzonenmodelle entsprechen oder wenn sie mit Wasser durchgeführt werden, um optische Beobachtung zu ermöglichen.
2. In MURTI wird nicht von vornherein die Annahme gemacht, die Mischzone sei homogen und der Druck sei in ihr räumlich konstant. In MURTI werden dagegen sowohl innerhalb einer Sektion als auch zwischen den Sektionen, in die ein Wechselwirkungsraum unterteilt werden kann, Druckunterschiede zugelassen. Daraus ergeben sich folgende neue Anwendungen:
- a) Mit MURTI können zeitlich inkohärente thermische Reaktionen von einzelnen jeweils mit frischem flüssigem Natrium vermischten Brennstoffmassen untersucht werden. Dabei werden örtliche Verdampfungs- und Rekondensationsprozesse erfaßt.
- b) Axiale Druckunterschiede, also insbesondere zeitlich und örtlich begrenzte Druckmaxima in der Flüssigkeitsphase können erfaßt werden (in den Mischzonenmodellen wird immer ein Mittelwert des Druckes in der ganzen Mischzone berechnet).
- c) Durch Gaspolster ermöglichte Schwingungen des geheizten Natriums können beschrieben werden.

5.2 Vorhersage zweier Typen von Druck-Zeit-Verläufen mit MURTI

In den hier vorgelegten Rechnungen treten (klar zu erkennen bei zeitlich konstanter Brennstoffoberfläche) zwei Typen von Druck-Zeit-Verläufen mit unterschiedlichen Eigenschaften auf:

Der erste Typ ist gekennzeichnet durch eine hohe Druckspitze in der Flüssigkeitsphase. Ihr folgt eine Phase, in der meistens wesentlich niedrigere Dampfdrücke herrschen. Dabei hängt es vom Ein-

zelfall ab, ob in dieser Phase noch einmal ein Druckmaximum auftritt oder ob der Druck monoton fällt. Dieser auch von den Mischzonenmodellen her bekannte Druck-Zeit-Verlauf tritt auf, wenn das Verhältnis der Wärmeübertragungsrate zum Strömungsquerschnitt groß ist.

Der zweite Typ ist dadurch gekennzeichnet, daß bei ihm die Flüssigkeitsdrücke unbedeutend sind gegenüber den Dampfdrücken. Dabei überschreitet der Flüssigkeitsdruck typischerweise innerhalb weniger Mikrosekunden sein Maximum, das im Bereich um oder (in Extremfällen) auch unter 10 bar liegt. Erst in der Dampfphase steigt der Druck wieder an und erreicht dabei u.U. Werte, die den maximalen Flüssigkeitsdruck um ein Mehrfaches übertreffen. Dieser Typ tritt auf, wenn das Verhältnis der Wärmeübertragungsrate zum Strömungsquerschnitt klein ist.

Der zweite Typ des Druck-Zeit-Verlaufes hat im Gegensatz zum ersten Typ eine Eigenschaft, die auch in Experimenten zu beobachten ist: Die Höhe des Dampfdruckes hängt deutlich von der Unterkühlung (der Differenz zwischen der Anfangstemperatur und der dem Umgebungsdruck entsprechenden Siedetemperatur) des Kühlmittels ab. Bei dem ersten Typ des Druck-Zeit-Verlaufes ist die Abhängigkeit des charakteristischen Flüssigkeitsdruckes von der Anfangstemperatur des Kühlmittels dagegen gering.

5.3 Die Auswirkungen verschiedener Modellvorstellungen

Aus den in dieser Arbeit vorgelegten Anwendungen von MURTI lassen sich folgende neue Schlußfolgerungen über die BNR ziehen:

- a) Wenn eine endliche Mischungszeit zustande kommt, daß einzelne Teilmassen des Brennstoffes nacheinander mit Natrium vermischt werden, hängt der Druck-Zeit-Verlauf mehr von Anzahl und Größe der einzelnen Teilmassen als von der Dauer der Mischungszeit ab. Daher hängt die Energiefreisetzung nur innerhalb der akustischen Periode eindeutig von der Mischungszeit ab: Die akustische Arbeit wird schon durch kleine endliche Mischungszeiten stark reduziert, in dem FFTF-Fall

beispielsweise um den Faktor 6 bei 5 msec Mischungszeit und den Faktor 10 bei 10 msec Mischungszeit (im Vergleich zu instantaner Vermischung).

In der Ejektionsphase dagegen hat die Mischungszeit nur über die Anfangsgeschwindigkeit einen Einfluß auf die Energiefreisetzung. Wenn daher die Anfangsgeschwindigkeit eine Funktion des Druck-Zeit-Verlaufes während der akustischen Periode ist, wird auch die in der Ejektionsphase verrichtete Arbeit durch endliche Mischungszeiten reduziert, allerdings in geringerem Umfang als die akustische Arbeit. Wenn dagegen die Anfangsgeschwindigkeit unabhängig ist von dem Druck-Zeit-Verlauf in der akustischen Periode, so ist auch die während der Ejektionsphase verrichtete Arbeit weitgehend unabhängig von der Mischungszeit.

- b) In einem ausgedehnten Wechselwirkungsraum können für kurze Zeit große Druckunterschiede herrschen. Daher können örtlich und zeitlich begrenzt Druckmaxima auftreten, die wesentlich über dem mittleren Druck liegen. Integrale Größen bleiben davon aber weitgehend unbeeinflusst.
- c) Bei sonst festgehaltenen Parametern zeigt die Abhängigkeit des Spitzendruckes in der Flüssigkeitsphase von der Höhe der Mischzone (und damit vom Verhältnis der Wärmeübertragungsrate vom Strömungsquerschnitt) bei hohen Drücken (über 1 000 bar) ein Sättigungsverhalten. Dies ist vor allem auf die Veränderung der thermodynamischen Eigenschaften des Natriums bei steigender Temperatur zurückzuführen.
- d) In Situationen, in denen die auf den Strömungsquerschnitt bezogene Wärmeübertragungsrate gering ist, können Gasblasen in der Nähe der Wechselwirkungszone das Auftreten von Flüssigkeitsdrücken ganz verhindern und die Dampfbildung so begünstigen, daß die Wärmeübertragungsrate weiter stark reduziert wird.
- e) Wärmeübergangswiderstände in der Grenzfläche zwischen Brennstoff und Natrium reduzieren die Wärmeübertragungsrate stark. Zum Beispiel wird in dem FFTF-Fall der Spitzendruck in der

Flüssigkeitsphase schon durch einen Widerstand von $0.3 \text{ (K}\cdot\text{cm}^2)/\text{W}$ (dies entspricht einer $10 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Heliumschicht bei $1\ 000 \text{ K}$) von $2\ 330 \text{ bar}$ auf 700 bar gesenkt.

- f) Im Vergleich zur Brennstoff-Natrium-Reaktion sind bei der Stahl-Natrium-Reaktion die Druckspitzen in der Flüssigkeitsphase höher und breiter. Die Freisetzung mechanischer Energie ist bei niedrigen Anfangstemperaturen von Stahl bzw. Brennstoff beim Stahl größer als beim Brennstoff. Erst bei etwa $3\ 100 \text{ K}$, wenn das UO_2 geschmolzen ist, wird die verrichtete Arbeit in beiden Fällen ungefähr gleich. Höhere Stahltemperaturen sind, weil er zu sieden beginnt, nicht möglich.

5.4 Anforderungen an ein Brennstoffbewegungsmodell

Auf der Grundlage der in dieser Arbeit vorgelegten Ergebnisse und Diskussionen lassen sich Anforderungen formulieren, die an ein neu zu entwickelndes Brennstoffbewegungsmodell für ein Programmsystem zur Unfallanalyse bei schnellen natriumgekühlten Reaktoren zu stellen sind. Neben der selbstverständlichen Voraussetzung, daß dieses Modell in seiner thermodynamischen Grundkonzeption mindestens einem der gut entwickelten Parametermodell entsprechen muß, sind folgende Forderungen zu stellen:

- a) Der thermische Widerstand des Natriums sollte zumindest angenähert (z.B. wie in FUS-PEC 2) berücksichtigt werden.
- b) Die hydraulischen Verhältnisse in dem Brennelement müssen mit Ein- und Ausströmung des Natriums und seinen Reibungsverlusten gut beschrieben werden. Es ist wichtig, daß während der akustischen Periode die Kompressibilität des Kühlmittels berücksichtigt wird. Auch die Dispersion bzw. Absorption der akustischen Energie sollte erfaßbar sein.
- c) Ausgedehnte Wechselwirkungszonen müssen ebenso beschrieben werden können wie sehr kleine oder wie Wechselwirkungszonen, die durch Hinzufügung weiteren Brennstoffes axial wachsen.

Dies erfordert, daß ein die Wechselwirkungszone(n) einschließenden Teil der Kühlmittelsäule ständig als kompressible Flüssigkeit behandelt wird und daß dieser in axiale Teilbereiche unterteilbar ist.

- d) Die Bildung lokaler Wechselwirkungszone innerhalb einer Versagenszone muß beschrieben werden können.
- c) Der thermische Kontakt einer lokalen Wechselwirkungszone zu angrenzendem Natrium oder Strukturmaterial muß (insbesondere wenn sie sehr klein ist) berücksichtigt werden. Damit wird das durch Punkt c) aufgeworfene große Problem der Wahl des Mischungsverhältnisses etwas entschärft: Je kleiner die Natriummasse in der Wechselwirkungszone ist, desto stärker wird sie aufgeheizt und desto schneller gibt sie Wärme an die Umgebung ab.
- f) Nicht kondensierbare Gase (Spaltgase) müssen sowohl als Wärmeisolator zwischen Brennstoff und Natrium als auch als Gaspolster in Betracht gezogen werden können.
- g) Die Wärmeproduktion im Brennstoff muß auch außerhalb des Brennstabes weiter berücksichtigt werden und der Brennstoff muß sich relativ zum Natrium auch über die Grenzen der Teilbereiche hinweg verschieben können.

5.5. Das weitere Vorgehen bei der Erforschung der BNR

Die beiden wichtigsten Aufgaben bei der Erforschung der BNR (in der engen thermo- und hydrodynamischen Bedeutung dieses Begriffes, in der er in dieser Arbeit benutzt wird) sind die Klärung folgender Fragen:

- a) In welchem Umfang und wie schnell ist es möglich, Brennstoff und Natrium innig so miteinander zu vermischen, daß Mischzonen, wie die Mischzonenmodelle sie annehmen, entstehen?
- b) Wie entsteht die Fragmentation des Brennstoffes, wie ist ihr zeitlicher Ablauf und welche Rolle spielt sie bei einer BNR?

Beide Fragen erfordern zu ihrer Beantwortung insbesondere die genaue mathematische Analyse von Experimenten. Da aber nur wenige mit Brennstoff und Natrium durchgeführte Experimente zur Verfügung stehen und diese (wenigstens bis jetzt) immer mit einer großen Zahl unbekannter Parameter behaftet sind, ist es unerlässlich, auch auf Simulationsexperimente, etwa mit Metall und Wasser, zurückzugreifen. Sinnvolle Analogieschlüsse sind dann aber nur möglich, wenn beide Arten von Experimenten mit demselben Modell behandelt werden.

Die hier umrissenen Aufgaben legen drei wichtige Änderungen in MURTI nahe:

- a) Es kann eine Version erstellt werden, bei der als Kühlmittel Wasser betrachtet wird. Dies erfordert im wesentlichen die Bereitstellung konsistenter thermophysikalischer Daten des Wassers in der von MURTI benutzten Form.
- b) Solange der Außendruck größer oder gleich dem Dampfdruck des noch ungeheizten Natriums ist, wird in MURTI angenommen, daß am Anfang alles Natrium flüssig ist und daß auf der gesamten Brennstoffoberfläche (wenn kein isolierender Gasfilm angenommen wird) idealer thermischer Kontakt zwischen Brennstoff und flüssigem Natrium besteht. Dagegen tritt in realen Prozessen dieser Anfangszustand nur beschränkt auf, weil das Natrium bereits während der Annäherung an den Brennstoff an seiner Oberfläche aufgeheizt wird. Dies erfolgt durch Strahlung und bei Anwesenheit von Gasen und Dämpfen auch durch Wärmeleitung. Bei genügend großer Unterkühlung des Kühlmittels kann dieser Effekt vernachlässigt werden. Wenn es sich aber von vornherein dicht unterhalb der Verdampfungstemperatur befindet, tritt Verdampfung ein, ehe es zum Direktkontakt kommt. Dies kann einen bisher unberücksichtigten Einfluß auf die Wärmeübertragungsrate zu Beginn der thermischen Wechselwirkung haben. Es empfiehlt sich, das Modell in dieser Hinsicht zu verbessern, insbesondere für ein vertieftes Studium von Wechselwirkungen, die nach dem zweiten Typ des Druck-Zeit-Verlaufes ablaufen.

- c) Der dritte Punkt betrifft ebenfalls die Anfangsbedingungen: MURTI-Rechnungen beginnen bisher vornehmlich in einem hydrodynamischen Gleichgewichtszustand, der erst durch die Wärmeübertragung gestört wird, und immer mit ruhendem Natrium. Die Anfangsbedingungen mancher Experimente ließen sich besser beschreiben, wenn die Anfangsgeschwindigkeit des Kühlmittels von Null verschieden angenommen werden könnte.

Liste der verwendeten Symbole

Die teilweise in Klammern angegebenen Seitenzahlen weisen auf Verwendung der Größen im Text hin.

- A Verhältnis der Brennstoffoberfläche zum Strömungsquerschnitt (S. 43)
- B Kompressionsmodul (S. 38)
- C Spezifische Wärme pro Masseneinheit bei konstantem Volumen (S. 52)
- \tilde{C} Effektive spezifische Wärme (S. 27)
- D Schmelzwärme (S. 133)
- E Pro Flächeneinheit am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit (S. 60)
- E_s Am überstehenden Natrium pro Gramm Brennstoff verrichtete Arbeit (S. 55)
- F Strömungsquerschnitt (S. 43)
- G, H Hilfsgrößen bei der Lösung des linearen Gleichungssystems zur Bestimmung der Temperaturänderungen (S. 132)
- I Impuls des überstehenden Natriums pro Flächeneinheit (S. 38)
- L Verdampfungswärme (S. 27)
- M Massenverhältnis von Brennstoff zu Natrium (S. 53)
- N Zahl der Sektionen
- O Oberfläche (S. 43, 44)
- P Druck
- P^N Druck im Wechselwirkungsraum an der Grenze zum überstehenden Natrium (S. 38)
- P_ρ Partielle Ableitung des Druckes nach der Dichte (S. 46)
- P_T Partielle Ableitung des Druckes nach der Temperatur (S. 46)
- P_{sat} Sättigungsdruck als Funktion der Temperatur (S. 46)

\tilde{P}	Zusätzlicher pseudoviskoser Druck
P_{∞}	Druck über der freien Oberfläche (S. 38)
R	Allgemeine Gaskonstante (S. 28)
S	Wärmeübertragungswiderstand (S. 81)
T	Temperatur
\tilde{T}	Mischungstemperatur (S. 27)
T_m	Schmelztemperatur (S. 133)
U	Innere Energie pro Masseneinheit (S. 50)
\bar{U}	Innere Energie pro Volumeneinheit (S. 51)
V	Spezifische Volumen (S. 50)
\bar{V}	Totales Volumen eines Materials in einer Sektion (S. 43, 49)
W	Pro Flächeneinheit vom Natrium verrichtete Arbeit(S. 68)
X, Y	Hilfsgrößen
Z	Längenkoordinate im Laborsystem (S. 50)
a	Temperaturleitfähigkeit (S. 15)
b_i	Proportionalitätsfaktoren bei den pseudoviskosen Drücken ($i=1\dots3$)
c	Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Dichte und Temperatur
d	totales Differential
erf	Fehlerfunktion (S. 15)
erfc	Komplementäre Fehlerfunktion (S. 15)
f	Faktor (S. 139)
l_0	Länge der überstehenden Natriumsäule (S. 37)
m	Natriummasse pro Flächeneinheit (S. 27)
n	Ganzzahliges Verhältnis der beiden Zeitschritte (S. 122)
r	Partikelradius

- s Von der Rückseite der überstehenden Natriumsäule zurückgelegter Weg (S. 60)
- t Zeit
- t_{ac} Akustische Periode (S. 37)
- t_c Zeitraum, in dem das exakte Verfahren angewendet wird (S. 139)
- t_m Mischungszeit (S. 44, 57)
- t'_G Zeitpunkt, in dem Puffergas in eine Sektion eintritt (S. 123)
- t'_S Zeitpunkt, in dem in einer Sektion die Reaktion beginnt (S. 125)
- v Geschwindigkeit im Laborsystem
- v_{ac} Teilchengeschwindigkeit in einer Schallwelle (S. 37)
- v^N Geschwindigkeit, mit der sich der Wechselwirkungsraum ausdehnt (S. 38)
- w Geschwindigkeit einer Schockfront (S. 39)
- x Längenkoordinate (S. 15)
- y Ortskoordinate im Lagrangeschen Koordinatensystem (S. 50)
- α Massenanteil des Dampfes (S. 27, 28)
- β Volumenanteil des flüssigen Natriums (S. 48)
- γ Grüneisenkonstante (S. 39)
- δ Örtliche Differenz einer abhängigen Variablen (S. 121)
- Δ Zeitliche Differenz einer abhängigen Variablen sowie Differenzen der unabhängigen Variablen Ort und Zeit (S.121)
- E Kinetische Energie des Natriums im Wechselwirkungsraum(S. 146)
- η Energiekonversionskoeffizient (S. 55)
- κ Verhältnis der spezifischen Wärme bei konstantem Druck zu der bei konstantem Volumen (S. 49, 50)
- λ Wärmeleitfähigkeit
- $\tilde{\lambda}_{St}$ Fiktive Wärmeleitfähigkeit des Strukturmaterials (S. 44)

ρ	Dichte
ρ_{sat}	Sättigungsdichte von Flüssigkeit oder Dampf (S. 46)
σ	Thermischer Leitwert (S. 131)
τ_m	Mischungszeitkonstante (S. 21, 45)
∂	Partielle Ableitung

Als Indizes Kennzeichnen

Br	Variablen des Brennstoffes
G	Variablen des Gases
Na	Variablen des Natriums
St	Variablen des Strukturmaterials
c	Variablen am kritischen Punkt
l	Variablen der gesättigten Flüssigkeit
o	Variablen im Anfangszustand
v	Variablen des gesättigten Dampfes

LITERATURVERZEICHNIS

1. Atomgesetz. Bundesgesetzblatt Teil I (1959) S.814
2. A.E. Martin, J. Schilb: U-Pu-Na-O Phase and reaction studies. In: Chemical Engineering Division Fuels and Materials Chemistry Semiannual Report July-December 1972, ANL-7977 (1973) S.4
3. H. Jacobs, K. Thurnay: The evaluation of the pressure history and the production of kinetic energy during a fuel-sodium interaction by solving the exact thermohydrodynamic equations. Proceedings of the Conference on Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation, Karlsruhe (1972) S.936
4. H. Jacobs: The calculation of the consequences of sodium/fuel interactions with allowance for temperature gradients in the sodium. Beitrag SNI 2/7 zum Second Specialist Meeting for Sodium-Fuel Interaction in Fast Reactors, Ispra (1973), EUR 5309, S.501
5. A. Padilla: Analysis of mechanical work energy for LMFBR maximum accidents. Nuclear Technology 12 (1971) 348
6. R.W. Wright, D.H. Cho: Acoustic and inertial constraint in molten fuel-coolant interactions. Transactions of the ANS 13 (1970) 658
7. D.H. Cho, R.O. Ivins, R.W. Wright: Pressure generation by molten fuel-coolant interactions under LMFBR accident conditions. ANS Topical Meeting, Idaho Falls, CONF-710302 (1971) S.25
8. D.H. Cho, R.O. Ivins, R.W. Wright: A Rate-Limited Model of Molten Fuel-Coolant Interactions: Model Development and Preliminary Calculations. ANL-7919 (1972)

9. W.L. Chen:
Einzelbeiträge unter dem Titel 'Improvement of basic parametric model of FCI' in den 'Reactor Development Program Progress Reports':
 - a) ANL-7854 (August 1971) S.8.22
 - b) ANL-7861 (September 1971) S.8.15
 - c) ANL-RDP-1 (January 1972) S.8.31
 - d) ANL-RDP-2 (February 1972) S.8.32
 - e) ANL-RDP-8 (August 1972) S.9.40

10. D.H. Cho: Development of FCI model for whole-core loss-of-flow accident (sodium out). ANL-RDP-5 (May 1972) S.8.20

11. D.H. Cho, M.S.Kazimi, W.L. Chen: Effects of gas/vapor blanketing on pressure pulses and mechanical work produced by molten fuel/coolant interactions.
Transactions of the ANS 15 (1972) 344

12. D.H. Cho: Fuel-coolant interactions following a voided core disassembly. Transactions of the ANS 15 (1972) 810

13. W.L. Chen, D.H. Cho: Heat loss to cold structure during a fuel coolant interaction. Transactions of the ANS 17 (1973) 353

14. D.H. Cho, W.L. Chen, R.W. Wright: A Parametric Study of Pressure Generation and Sodium-Slug Energy from Molten-Fuel-Coolant Interactions. ANL-8105 (1974)

15. A.W. Cronenberg: A Thermohydrodynamic Model for Molten UO₂-Na Interaction, Pertaining to Fast Reactor Safety. ANL-7947 (1972)

16. A.W. Cronenberg, H.K. Fauske, D.T. Eggen: Analysis of the coolant behaviour following fuel failure and molten fuel-sodium interaction in a fast nuclear reactor. Nuclear Science and Engineering 50 (1973) 53

17. H.K. Fauske, A.W. Cronenberg: On the behaviour of small amounts of released fuel in an LMFBR fuel assembly. Transactions of the ANS 15 (1972) 344
18. L. Caldarola: A theoretical model for the molten fuel-sodium interaction in a nuclear fast reactor. Nuclear Engineering and Design 22 (1972) 175
19. L. Caldarola, G. Koutsouvelis: Theoretical models for the molten fuel-sodium interaction. Beitrag zu der in 3. angegebenen Konferenz, S. 952
20. L. Caldarola, G. Koutsouvelis: A theoretical model with variable masses for molten fuel-sodium interactions. Proceedings of the Fast Reactor Safety Meeting, Beverley Hills (1974), CONF-740401, S. 969
21. L. Caldarola: A theoretical model with variable masses for the molten fuel-sodium thermal interaction in a nuclear fast reactor. Wird als KFK-Bericht erscheinen und Beitrag E 1/1 zur 3rd International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology, London (1975)
22. P. Syrmalenios: Modèle d'interaction thermique entre bioxyde d'uranium et sodium. CEA-R-4432 (1973)
23. P. Syrmalenios: Contribution à l'étude de l'interaction bioxyde d'uranium-sodium. Doktorarbeit, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, Frankreich (1973)
24. M. Amblard, J. Costa, P. Syrmalenios: Recent JEF and CORECT I sodium-fuel interaction results. Beitrag SNI 2/16 zu der in 4. angegebenen Konferenz, EUR 5309, S. 271
25. L.C. Biasi, G.C. Clerici, L. De Cecco: Heat transfer and fluidodynamics of the interaction fuel-sodium. Beitrag zur

Conference on Heat Transfer in Liquid Metals, Trogir, Jugoslawien (1971)

26. L. De Cecco, E. Santandrea: Problems connected with sodium fuel interaction in the PEC reactor safety evaluation. Proceedings of the Specialist Meeting on Sodium-Fuel Interaction in Fast Reactor Safety, Grenoble (1972)
27. L. Biasi, G.C. Clerici, L. De Cecco, G. Scarano: FUS-PEC 2 code and some theoretical remarks on fuel-sodium interaction. Beitrag SNI 2/23 zu der in 4. angegebenen Konferenz
28. A.B. Reynolds et al.: Evaluation of conservatism in analysis of fuel-coolant interaction. Beitrag SNI 2/6 zu der in 4. angegebenen Konferenz, EUR 5309, S.571
29. C.A. Erdmann, P.L. Garner, P.M. Haas, A.B. Reynolds: Improvements in modeling fuel-coolant interactions and interpretation of the S-11 TREAT test. Beitrag zu der in 20. angegebenen Konferenz, CONF-740401, S.955
30. L.L. Smith et al.: SAS/FCI, a fuel-coolant interaction model for LMFBR whole-core accident analysis. Proceedings of the 1973 Conference on Mathematical Models and Computational Techniques for Analysis of Nuclear Systems, Ann Arbor (1973), CONF-730414, S. V-137
31. H.U. Wider, J.F. Jackson, L.L. Smith, D.T. Eggen: An improved analysis of fuel motion during an overpower excursion. Beitrag zu der in 20. angegebenen Konferenz, CONF-740401, S. 1541
32. H.U. Wider: An Improved Analysis of Fuel Motion During an Overpower Excursion. Doktorarbeit, Northwestern University Evanston, Illinois (1973)
33. E.T. Rumble: A hypothetical Overpower Excursion Model for Liquid Metal-Cooled Fast Breeder Reactors. Doktorarbeit, University of California, Los Angeles, California (1974)

34. E.T. Rumble, W.E. Kastenberg, D. Okrent, J.O. Cermak: Fuel movement investigations during LMFBR overpower excursions using a new model. Beitrag zu der in 20. angegebenen Konferenz CONF-740401, S. 1556
35. K. Morgan: TOPAL - A Computer Code for Investigating Metal-Liquid Thermal Interactions in Shock-Tube Geometry: GRO/44/91/26 (1973)
36. K. Thurnay: Thermodynamische Daten des Natriums, wird veröffentlicht
37. H. Pfefferlen: Molten fuel-sodium interaction. In: An Analytic Evaluation of the Consequences of a Hypothetical Instantaneous Loss-of-Flow to a Fast Flux Test Facility Driver Fuel Assembly, L.M. McWethy, Ed., GEAP-10059 (1969) S.46
38. Bronstein-Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (1964), 4.Auflage
39. R.H. Cole: Underwater Explosions. Dover Publications, Inc., New York (1948)
40. T.R. Johnson, L. Baker, J.R. Pavlik: Large-scale molten fuel-sodium interaction experiments. Beitrag zu der in 20. angegebenen Konferenz, CONF-740401, S. 883
41. D.R. Armstrong, F.J. Testa, D. Raridon: Interaction of sodium with molten UO₂ and stainless steel using a dropping mode of contact. ANL-7890 (1971)
42. H. Mizuta et al.: Progress report on the molten UO₂ drop experiment. Beitrag SNI 2/25 zu der unter 4. angegebenen Konferenz, EUR 5309, S.323
43. L. Caldarola, W.E. Kastenberg: On the mechanism of fragmentation during molten fuel/coolant thermal interactions.

- Beitrag zu der in 20. angegebenen Konferenz, CONF-740401, S. 937
44. H. Jacobs: Einzelsvorschlag zu dem Gesamt-F+E-Programm zur Sicherheit Schneller Brüter, nicht veröffentlicht
 45. D.C. Menzies, E.P. Hicks: Theoretical studies on the fast reactor maximum accident, Proceedings on the Conference on Safety, Fuels and Core Design in Large Fast Power Reactors, Argonne (1965) ANL-7120, S.654
 46. R.B. Duffey: Channel Voiding Due to Fuel-Coolant Interactions in Sodium-Cooled Fast Reactors: A Theoretical Model. CEGB-Report RD/B/N 1609 (1970)
 47. J. Randles: A Thermo-Hydrodynamic Model for the Theoretical Study of the Boiling and Ejection of the Coolant from a Reactor Channel Due to a Direct Contact with Hot Molten Fuel. EUR 4592e (1971)
 48. D.R. Armstrong, F.J. Testa, D. Raridon: Molten UO_2 -sodium dropping experiments, Transactions of the ANS 13 (1970) 660
 49. A. Padilla: Analysis of local MFCI. In Reactor Development Program Progress Report, ANL-RDP-9 (September 1972) S.9.21
 50. M. Tezuka et al.: Analysis of fuel sodium interaction in a fast breeder reactor. Beitrag SNI 2/26 zu der in 4. angegebenen Konferenz, EUR 5309, S.537
 51. G.L. Fox: ASPRIN - A Computer Code for Predicting Reactor Vessel Response to Hypothetical Maximum Accidents in Fast Reactors. BNWL-1166 (1969)
 52. M.D. Antonakas: Private Mitteilung
 53. T.P. Fishlock: Private Mitteilung

54. H. Jacobs, H. Küsters, K. Thurnay: A discussion of some assumptions used in recently developed models for the fuel sodium interaction. Beitrag zu der in 26. angegebenen Konferenz
55. F.H. Harlow, A.A. Amsden: Fluid Dynamics. LA-4700 (1971)
56. D. Miller: Physical properties of solids and liquids under extreme conditions. In Reactor Physics Division Annual Report July 1966 - June 1967, ANL-7310 (1968), S. 335
57. J. Lazarrus, J.P. Navarre, H.M. Kottowski: Thermal interaction experiments in a channel geometry using Al_2O_3 and Na. Beitrag SNI 2/13 zu der in 4. angegebenen Konferenz
58. H.M. Kottowski: Private Mitteilung
59. R.D. Richtmeyer, K.W. Morton: Difference Methods for Initial-Value Problems. Interscience Publishers, New York (1967), 2. Auflage
60. R. Becker: Theorie der Wärme. Springer-Verlag, Berlin (1966)
61. S.J. Board, C.L. Farmer, D.H. Poole: Fragmentation in thermal explosions. International Journal of Heat and Mass Transfer 17 (1974) 331
62. D. Smidt: Reaktortechnik. G. Braun, Karlsruhe (1971)
63. C.E. Wicks, F.E. Block: Thermodynamic Properties of 65 Elements - Their Oxides, Halides, Carbides and Nitrides. Bulletin 605, Bureau of Mines, Washington, D.C. (1963)
64. K.W. Lange: Die Prandtl-Zahlen der flüssigen Metalle Eisen und Nickel. Archiv für das Eisenhüttenwesen 41 (1970) 965

65. S.W. Strauss: The temperature dependence of the density of liquid metals.
Nuclear Science and Engineering 18 (1964) 280
66. R.C. West (Ed.): Handbook of Chemistry and Physics, CRC-Press, Cleveland (1973) 54th Edition
67. H.K. Fauske: Mechanisms of liquid-liquid contact and heat transfer related to fuel-coolant interactions. Beitrag SNI 2/18 zu der in 4. angegebenen Konferenz, EUR 5309, S.199
68. S.J. Board, R.W. Hall, G.E. Brown: The role of spontaneous nucleation in thermal explosions: freon/water experiments. CEGB-Report RD/B/N3007 (1974) und Diskussionsbeitrag zu der in 20. angegebenen Konferenz, CONF-740401, S.935
69. K. Gast et al.: Simulated vapor explosion experiments and dynamic elastoplastic response of SNR core. Beitrag zu der in 20. angegebenen Konferenz, CONF-740401, S.732
70. H. Will: Private Mitteilung
71. W. Pepler: Experimentelle Untersuchung des Siedevorganges mit Natrium in engen Kanälen und deren Anwendung auf schnelle Reaktoren. Externer Bericht des Institutes für Reaktorentwicklung im Kernforschungszentrum Karlsruhe Nr. 8/72-1
72. L. Caldarola: Current Status of Knowledge of Molten Fuel/Sodium Thermal Interactions. KFK 1944 (1974)
73. D. Miller: The Effect of Melting on UO_2 Thermodynamic Properties. In Reactor Physics Division Annual Report July 1968 - June 1969, ANL-7610 (1970) S.335.
74. K. Thurnay: Private Mitteilung

Anhang A

Tabellarischer Überblick über die Eigenschaften
der wichtigsten BNR-Modelle

Die hier vorgelegten Tabellen geben einen Überblick über die Annahmen und die Verwendung einiger Methoden in den wichtigsten zeitabhängigen BNR-Modellen. Dies sind:

- a) Die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Modelle SOCOOL II /5/, das ANL-Modell /6...14/, das Modell von Cronenberg /15...17/, das Modell von Caldarola /18...21/, CORFOU /22...24/, FUS-PEC 2 /25...27/, das UVA-Modell /28, 29/, TOPAL /35/.
- b) Die vom Verfasser entwickelten Modelle BRENDY II /4/ und MURTI.
- c) Die Brennstoffbewegungsmodelle SAS/FCI /30, 31/, PLUTO /31, 32/ und HOPE /33, 34/.

In den Tabellen bedeuten:

- ++ = einzige Möglichkeit
- + = wichtigste Möglichkeit bzw. Grundversion
- 0 = zusätzliche Möglichkeit

	SOCCOOL II	ANL-Modell	Gronenberg	Caldarola	CORFOU	FUS-PEC 2	UVA-Modell	TOPAL	BRENDY II	MURTI	SAS/FCI	PLUTO	HOPE
Situationen, die behandelt werden können:													
a) Kontakt zwischen größeren unfragmentierten Brennstoffmassen und Kühlmittel ohne Mischzone									+	+			
b) Mischzone, in der feine Brennstoffpartikel ein von vornherein festgelegtes Kühlmittelvolumen aufheizen	++	++	++	++	++	++	++	++	+	+	++	++	++
Anfangszustand des Kühlmittels:													
a) Komprimierte oder gesättigte Flüssigkeit	++	+		++		++	++	++	++	++	++		++
b) Flüssigkeit teilweise verdampft		0	++		++							++	
Temperaturen und Dichten der beiden Phasen des Kühlmittels sind räumlich konstant:													
a) in der gesamten Mischzone	++	+ ¹	++	++ ¹	+ ¹	++	++	0	0		++		++
b) in Teilbereichen der Mischzone								+				++	
c) nur lokal									+	++			
Mischzone kann axial unterteilt werden								+		+		+	

1 = Die Temperaturen von flüssigem und dampfförmigen Kühlmittel können u.U. verschieden sein.

	SOCOOL II	ANL-Modell I	Cronenberg	Caldarola	CORFOU	FUS-PEC 2	UVA-Modell I	TOPAL	BRENDY II	MURTI	SAS/FCI	PLUTO	HOPE
Das geheizte Natrium dehnt sich aus:													
a) nur axial (d.h. eindimensional)	++	+	+	++	++	++	+	++	++	++	++	++	++
b) auch radial (zweidimensional)		0	0 ¹										
Die axiale Ausdehnung wird beschrieben:													
a) voll hydrodynamisch								++	+			++	
b) mit der akustischen Näherung	++ ²	+							0	0			
c) mit der Trägheitsnäherung		+	++		++		++		0	0	++		++
d) mit beiden Näherungen nacheinander		0		++		++			0	+			
Der Wärmetransport im Brennstoff wird exakt behandelt:													
a) vollnumerisch (Differenzenverfahren)	++ ^{2,3}								++ ⁴	++ ⁴			
b) mit Hilfe analytischer Lösungen			++ ³	++ ³		++ ³							
Die Schmelzwärme des Brennstoffes wird berücksichtigt:													
a) exakt	+					+			+	+		++	
b) durch Erhöhung der Anfangstemperatur	0	++	++	++	++	0	++		0	0	++		++

1 = Bis die Mischzone den Brennelementquerschnitt ausfüllt

2 = Bis die Verdampfung einsetzt. Danach dehnt sich das Kühlmittel adiabatisch und reversibel aus.

3 = Kugelgeometrie

4 = Stabgeometrie

	SOCOOL II	ANL-Modell	Cronenberg	Caldarola	CORFOU	FUS-PEC 2	UVA-Modell	TOPAL	BRENDY II	MURTI	SAS/FCI	PLUTO	HOPE
Die Wärmeübertragungsrate wird berechnet:								1					
a) ohne Berücksichtigung des Temperaturgradienten im flüssigen Kühlmittel	++ ²	++	++	++	++		++		0		++	++	0
b) unter Berücksichtigung des Temperaturgradienten im flüssigen Kühlmittel						++			+	++			+
c) mit der quasi-stationären Näherung		+			++		++				0	+	0
d) mit der transienten Näherung		0											
e) mit angenommenem Wärmeübergangskoeffizient											+		
Einfluß von Kühlmitteldampf auf die Wärmeübertragung:													
a) wird nicht berücksichtigt		0		0		0	0		0	0			+
b) Wärmeübertragung endet, wenn sich Dampf bildet	++	+		0					0	0			
c) Dampf bildet geschlossenen isolierenden Film auf der gesamten Brennstoffoberfläche		0		+									
d) Dampf isoliert die Brennstoffoberfläche teilweise					++	+	+		+	+	+	+	
e) Wärmeübertragung endet nach einer gewissen Zeit			++								0		

1 = In TOPAL ist sie eine Eingabegröße
2 = Nur bis die Verdampfung einsetzt.

	SOCCOOL II	ANL-Modell 1	Cronenberg	Caldarola	CORFOU	FUS-PEC 2	UVA-Modell 1	TOPAL	BRENDY II	MURTI	SAS/FCI	PLUTO	HOPE
Zusätzlich können berücksichtigt werden:													
a) Wärmeübergangswiderstand zwischen Brennstoff und Kühlmittel (auch ohne Dampffilm)		0								0			
b) variable Brennstoffmasse		0		0	0		0			0	0	0	0
c) variable Kühlmittelmasse		0		0	0					0	0	0	
d) fortschreitende Fragmentation des Brennstoffes					0							0	0
e) unterschiedliche Partikelgrößen		0		0 ¹	0		0			0			0
f) Wärmeverluste aus einer Mischzone		0	0				0			0		0	
g) Gaspolster in der Mischzone		0		0		0				0	+	+	+
h) Wechselwirkung mit geschmolzenem Stahl										0			
i) Einfluß der Relativbewegung von Brennstoff und Kühlmittel auf die Wärmeübertragung												+	

1 = Bis die Verdampfung einsetzt.

Anhang B

Die Modellgleichungen und die zu ihrer Lösung angewendeten numerischen Verfahren

In MURTI werden die eigentliche thermische Wechselwirkung, die die Wärmeübertragung und den Druckaufbau umfaßt, einerseits und die makroskopischen Bewegungen, die der Druck verursacht, andererseits in zwei getrennten logischen Blöcken berechnet. Beide Berechnungen werden mit Hilfe von Differenzenverfahren durchgeführt. Dabei werden Dichte, Temperatur, Druck und thermophysikalische Stoffwerte den Zellmitten (halbzahligen Ortsschritten) und ganzzahligen Zeitschritten zugeordnet. Geschwindigkeiten werden den Zellgrenzen (dadurch ist die Massenerhaltung gewährleistet) und halbzahligen Zeitschritten zugeordnet. Die Eulersche Koordinate Z wird ganzzahligen Orts- und Zeitschritten zugeordnet. Für jede physikalische Größe X und ihre Differenzen wird im folgenden eine abkürzende Schreibweise verwendet:

$$(X)_k^i = X(k \cdot \Delta t, i \cdot \Delta y) \quad (B.1a)$$

$$(\delta X)_k^i = (X)_k^{i+1/2} - (X)_k^{i-1/2} \quad (B.1b)$$

$$(\Delta X)_k^i = (X)_{k+1/2}^i - (X)_{k-1/2}^i \quad (B.1c)$$

Die Bedeutung von Symbolen wird nur noch gelegentlich im Text erläutert. Im übrigen wird auf die Liste der Symbole (S.104) verwiesen.

Während die mikroskopischen Zellen, mit deren Hilfe die partiellen Differentialgleichungen (3.14), (3.21) und (3.22) diskretisiert werden, nur ein numerisches Hilfsmittel sind und so klein gewählt werden sollten, daß Veränderungen ihrer Größe keinen Einfluß mehr auf das Rechenergebnis haben, werden die makroskopischen Zellen als Sektionen explizit in die physikalische Modellvorstellung eingeführt. Ihre Kenngrößen werden im folgenden durch ein Hochkomma gekennzeichnet und die in (B.1) definierte Schreibweise wird auch für sie im verallgemeinerten Sinn benutzt.

Die Zeitschritte in den beiden Systemen können unterschiedlich sein. Der im makroskopischen Modell verwendete 'große' Zeitschritt $\Delta t'$ muß ein (positiv) ganzzahliges Vielfaches des kleinen Zeitschrittes Δt sein:

$$\Delta t' = \sum_{i=1}^n \Delta t \quad , \quad n \geq 1 . \quad (\text{B.2})$$

Der Rechengang beginnt im makroskopischen Modell. Hier werden zu Beginn jeden großen Zeitschrittes ($t = k \cdot \Delta t'$) aus den zuletzt bestimmten Drücken $(P')_k$ die neuen Geschwindigkeiten der Sektionsgrenzen $(v')_{k+1/2}$ berechnet. Aus diesen wird direkt der nächste Druck $(P')_{k+1}$ berechnet in Sektionen, in denen die Wechselwirkung noch nicht begonnen hat (Annahme 11), außerdem liefern sie die geometrischen Randbedingungen für die mikroskopische Druckberechnung in jeder bereits 'aktiven' Sektion: n kleine Zeitschritte liefern ebenfalls Drücke $(P')_{k+1}$. Nach der Berechnung einiger zeitintegrierter Größen (vgl. Abschnitt B4) beginnt der Rechenzyklus für den $(k+1)$ -ten großen Zeitschritt.

B1 Die makroskopische Bewegung

Die Abbildung B-1 zeigt das Schema, in das die in Abbildung 2 gezeigte Anordnung für die Rechnung gebracht wird: Das Reaktionsgebiet setzt sich aus N ($N \geq 1$) Sektionen zusammen, daher gelten, wenn nichts anderes angegeben ist, im folgenden alle Gleichungen in diesem Abschnitt für $i=1 \dots N$ und alle k . Für die oberen Grenzen $(Z')^i$ der Sektionen gilt:

$$(Z')_k^0 \equiv 0 \quad (\text{B.3})$$

und

$$(\delta Z')_k^{i-1/2} = \frac{1}{F} \{ (\bar{V}'_{\text{Na}})_k^{i-1/2} + (\bar{V}'_{\text{G}})_k^{i-1/2} \} \quad (\text{B.4})$$

wobei F der Strömungsquerschnitt und $(\bar{V}'_{\text{Na}})_k^{i-1/2}$ sowie $(\bar{V}'_{\text{G}})_k^{i-1/2}$ die Volumina des Natriums und des Puffergases in der i -ten Sektion sind.

Die Berechnung des anfänglichen Natriumvolumens aus den Eingabegrößen erfolgt nach (B.32), beim Gas ist der Fall

$$(\bar{V}'_G)_k^{i-1/2} = 0 \text{ für } k \cdot \Delta t' \leq (t'_G)^i$$

und

$$(\bar{V}'_G)_k^{i-1/2} > 0 \text{ für } k \cdot \Delta t' \geq (t'_G)^i,$$

zugelassen (s. Annahme 20). Bei $k \cdot \Delta t' = (t'_G)^i$ ändert sich $(\delta Z')_k^{i-1/2}$ unstetig. Auch für $t'_G > 0$ wird das Anfangsvolumen des Gases als $(\bar{V}'_{G0})^i$ bezeichnet und ist wie $(t'_G)^i$ eine Eingabegröße.

Für die Geschwindigkeiten

$$(v')^i = \frac{d(Z')^i}{dt}$$

gilt die Anfangsbedingung

$$(v')_{1/2}^i = 0 \tag{B.6}$$

und analog zu (3.14):

$$(\Delta v')_k^i = \frac{\Delta t' \cdot F}{(m')^{i-1/2}} \{ (\delta P')_k^i + (\delta \tilde{P}')_k^i \} \quad (i=1 \dots N-1) \tag{B.7}$$

P' ist der physikalische Druck in der Sektion und mit \tilde{P}' wird ein manchmal hilfswise benutzter pseudoviskoser Druck bezeichnet (hierzu s. (B.27) und Abschnitt B3.2).

Weiter ist $(m)^{i-1/2}$ die Natriummasse der Sektion i :

$$(m')^{i-1/2} = \rho_0 (\bar{V}'_{Na})_0^{i-1/2}, \tag{B.8}$$

Die Geschwindigkeit $(v')^N$ wird auf zweierlei Art berechnet: Während der akustischen Periode

$$t_{ac} = 2 l_0 / c_0 \tag{B.9}$$

gilt (3.1):

$$(v')_{k+\frac{1}{2}}^N = \frac{1}{\rho_0 c_0} \{ (P')_k^{N-\frac{1}{2}} + (\tilde{P}')_k^{N-\frac{1}{2}} - P_0 \} \quad (B.10)$$

Später gilt nach (3.2):

$$(\Delta v')_k^N = \frac{\Delta t'}{\rho_0 l_0} \{ (P')_k^{N-\frac{1}{2}} + (\tilde{P}')_k^{N-\frac{1}{2}} - P_\infty \} \quad (B.11)$$

Bei $t = t_{ac}$ - genauer bei $k \cdot \Delta t' < t_{ac} < (k+1) \Delta t'$ - wird wahlweise gesetzt:

Nach (3.3a)

$$(v')_{k+\frac{1}{2}}^N = \sqrt{2(E)_k / (\rho_0 l_0)} \quad (B.12)$$

oder nach (3.3)

$$(v')_{k+\frac{1}{2}}^N = (I)_k / (\rho_0 l_0) \quad (B.13)$$

Die Berechnung der kinetischen Energie E und des Impulses I pro Flächeneinheit des überstehenden Natriums werden im Abschnitt B4 behandelt.

Bei dem plötzlichen Übergang von $(v')_{k+\frac{1}{2}-}^N$ zu dem nach (B.12) oder (B.13) berechneten $(v')_{k+\frac{1}{2}+}^N$ können Stabilitätsprobleme auftreten (eine Ranbedingung des Strömungsproblems ändert sich abrupt). Um diese zu vermeiden wird die Änderung der Ausdehnungsgeschwindigkeit gleichmäßig auf alle Sektionen verteilt:

$$(v')_{k+\frac{1}{2}+}^i = (v')_{k+\frac{1}{2}-}^i + \frac{i}{N} \{ (v')_{k+\frac{1}{2}+}^N - (v')_{k+\frac{1}{2}-}^N \} \quad (B.14)$$

Hier sollen die dem Zeitindex $k+\frac{1}{2}$ angefügten Plus- bzw. Minuszeichen andeuten, daß es sich um die Werte nach bzw. vor der Anpassung handelt.

Eine weitere Anpassung wird u.U. innerhalb der Sektionen durchgeführt. Siehe dazu (B.77) im Abschnitt B2.2.

Bei der Bestimmung der Drücke $(P')_k^{i-1/2}$ sind eine Reihe verschiedener Fälle zu unterscheiden:

a) vor Beginn der Reaktion in einer Sektion:

In der i-ten Sektion beginne die Reaktion im Zeitpunkt $(t'_s)^i$.

Für

$$k \leq \frac{1}{\Delta t'} (t'_s)^i$$

wird das 'Volumen' der Sektion berechnet nach

$$(\delta Z')_k^{i-1/2} = (\delta Z')_{k-1}^{i-1/2} + (\delta v')_{k-1/2}^{i-1/2} \cdot \Delta t' \quad (\text{B.15})$$

(Die Anfangsbedingung folgt mit $k = 0$ aus (B.4)).

Dann ergibt sich für die einheitliche Natriumdichte ρ' , falls kein Gas in der Sektion ist:

$$(\rho')_k^{i-1/2} = (\rho')_{k-1}^{i-1/2} \left\{ 1 - \frac{(\delta v')_{k-1/2}^{i-1/2}}{(\delta Z')_k^{i-1/2}} \Delta t' \right\} \quad \text{falls } (\bar{V}'_G)_k^{i-1/2} = 0 \quad (\text{B.16})$$

Bei Anwesenheit von Gas folgt aus den Bedingungen

$$(P'_G)_k^{i-1/2} = (P'_{Na})_k^{i-1/2} = (P')_k^{i-1/2} , \quad (\text{B.17})$$

$$(\Delta \bar{V}'_G)_k^{i-1/2} = F \{ (\delta Z)_k^{i-1/2} - (\delta Z)_{k-1}^{i-1/2} \} - (\Delta \bar{V}'_{Na})_{k-1/2}^{i-1/2} \quad (\text{B.18})$$

und den Zustandsgleichungen (3.12) und (3.5b):

$$(\rho')_k^{i-1/2} = (\rho')_{k-1}^{i-1/2} \left\{ 1 - \frac{(\Delta \bar{V}'_{Na})_{k-1/2}^{i-1/2}}{(\bar{V}'_{Na})_k^{i-1/2}} \right\} \quad \text{falls } (\bar{V}'_G)_k^{i-1/2} > 0 \quad (\text{B.19})$$

Dabei ist (vgl. (B.1c))

$$(\bar{v}')_k^{i-1/2} = (\bar{v}')_{k-1}^{i-1/2} + (\Delta\bar{v}'_{Na})_k^{i-1/2} \quad (\text{B.20})$$

und

$$(\Delta\bar{v}'_{Na})_k^{i-1/2} = F \cdot (\delta v')_{k-1/2}^{i-1/2} \cdot \Delta t' \quad (\text{B.21})$$

$$\left\{ (X)_{k-1}^{i-1/2} \left[(X)_{k-1}^{i-1/2} + \kappa \frac{(P'_G)_0^{i-1/2} (\bar{v}'_G)_0^{i-1/2}}{(\bar{v}'_G)_{k-1}^{i-1/2}} \right] \right\}^{-1}$$

mit der Hilfsgröße

$$(X)_{k-1}^{i-1/2} = c_0^2 \left(\frac{m'}{\bar{v}'_{Na,2}} \right)_{k-1}^{i-1/2} = c_0^2 \left(\frac{\rho'}{m'} \right)_{k-1}^{i-1/2} \quad (\text{B.22})$$

Das neue Gasvolumen wird anschließend nach (B.1c), (B.18) und (B.21) berechnet. Aus der nach (B.15) oder (B.18) bestimmten Natriumdichte wird der Druck P' nach Gleichung (3.5b) berechnet:

$$(P')_k^{i-1/2} = P_0 + c_0^2 \{ (\rho')_k^{i-1/2} - \rho_0 \}. \quad (\text{B.23})$$

Das Quadrat der Schallgeschwindigkeit kann aus den Zustandsgrößen ρ und T , sowie aus den thermodynamischen Eigenschaften eines kompressiblen Mediums berechnet werden nach

$$c^2 = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{1}{\rho C} P_T^2 \cdot T + P_\rho \right\} \quad (\text{B.24})$$

Der Wert von c_0^2 wird zu Beginn des Programmablaufes aus den Anfangsdaten ρ_0 und $T_{Na,0}$ sowie den in diesem Zustand gültigen Stoffdaten berechnet.

b) Nach Beginn der Reaktion in einer Sektion wird gesetzt:

$$(P')_k^{i-1/2} = (P)_k^{J-1/2} + \tilde{P}_k^{J-1/2} \quad \text{falls } (\bar{V}'_G)_k^{i-1/2} = 0 \quad (\text{B.25})$$

Hierin ist J die Anzahl der Zellen, in die das Natrium der i -ten Sektion eingeteilt ist (vgl. Abschn. B2.1); P bezeichnet seinen nach (3.9) berechneten physikalischen Druck und \tilde{P} einen manchmal benutzten pseudoviskosen Druck (siehe (B.68) und Abschnitt B3.1).

Bei Anwesenheit von Gas gilt:

$$(P')_k^{i-1/2} = (P'_G)_k^{i-1/2} + (\tilde{P}'_G)_k^{i-1/2} \quad \text{falls } (\bar{V}'_G)_k^{i-1/2} > 0 \quad (\text{B.26})$$

Der manchmal benutzte pseudoviskose Druck des Gases \tilde{P}'_G wird nach (B.75) berechnet (siehe auch Abschn. B3.3).

Der pseudoviskose Druck in (B.7), (B.10) und (B.11) wird berechnet nach

$$(\tilde{P}')_k^{i-1/2} = \begin{cases} \{b_2 \cdot (\delta v')_k^{i-1/2}\}^2 & \text{falls } (\delta v')_k^{i-1/2} < 0 \\ 0 & \text{falls } (\delta v')_k^{i-1/2} \geq 0 \end{cases} \quad (\text{B.27})$$

(Bemerkungen hierzu enthält Abschnitt B3.2).

B2 Die thermische Wechselwirkung

B2.1 Die Wärmeübertragung

Alle Temperaturänderungen und alle Wärmetransportvorgänge werden berechnet, indem die Energiegleichung (3.22) aus dem Satz der hydrodynamischen Gleichungen

$$\rho_0 C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - T \cdot P_T \frac{\partial v}{\partial y} \quad (\text{B.28})$$

in der gesamten aus Brennstoff, Natrium und ggf. Strukturmaterial gebildeten Anordnung (vgl. Abb. 3) gelöst wird. Der Querschnitt der Säule ist gleich dem Strömungsquerschnitt F .

Der Term $-T \cdot P_T \frac{\partial v}{\partial y}$ ist nur im Natrium von Null verschieden, da die anderen Materialien als starr angenommen werden. Hier sei noch einmal ausdrücklich darauf hingewiesen, daß dieser Term auch die Verdampfung des Natriums beschreibt. Unter Benutzung der Clausius-Clapeyron-Gleichung /60, Gl.(15.1)/ läßt sich nämlich (B.28) für den gesättigten zweiphasigen Zustand umformen in

$$\rho_0 C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{L}{\rho_0} d\alpha \quad (\text{B.29})$$

wobei L die Verdampfungswärme und α der Massenanteil des Dampfes ist.

Jedes Material wird durch äquidistante Stützstellen unterteilt (vgl. Abb.B-2): Der Brennstoff reicht von $y = -I \cdot \Delta y_{Br}$ (die Lagrangesche Koordinate y ist in (3.17) definiert) bis $y = 0$, das Natrium von $y = 0$ bis $y = J \cdot \Delta y_{Na}$ und ggf. das Strukturmaterial von $y = J \cdot \Delta y_{Na}$ bis $y = J \cdot \Delta y_{Na} + K \cdot \Delta y_{St}$, die Stützstellen sind also von $-I$ bis $J + K$ numeriert, wobei:

$$\begin{aligned} I &\geq 2 \\ J &\geq 2 \\ K &= 0 \text{ oder } K \geq 3 \end{aligned} \tag{B.30}$$

Aus den Eingabegrößen I, J, K sowie δZ_{Br} , $\delta Z_{Na,O}$ und δZ_{St} werden die Gesamtvolumina der Materialien pro Sektion berechnet:

$$\bar{V}'_{Br} = I \cdot \delta Z_{Br} \cdot F \tag{B.31}$$

$$\bar{V}'_{Na,O} = J \cdot \delta Z_{Na,O} \cdot F \tag{B.32}$$

$$\bar{V}'_{St} = K \cdot \delta Z_{St} \cdot F \tag{B.33}$$

Nach Annahme 9 wird von diesen Volumina nur jeweils der durch das Flächenverhältnis A dividierte Teil betrachtet. Zu diesem Zweck wird gesetzt (vgl. (3.17)):

$$\Delta y_{Br} = \frac{\rho_{Br}}{\rho_o} \frac{1}{A} \delta Z_{Br} \tag{B.34}$$

$$\Delta y_{Na} = \frac{1}{A} \delta Z_{Na,O} \tag{B.35}$$

$$\Delta y_{St} = \frac{\rho_{St}}{\rho_o} \frac{1}{A} \delta Z_{St} \tag{B.36}$$

wobei nach (3.7): $A = O_{Br} / F$.

Alle hier aufgeführten Eingabegrößen, sowie O_{St} und $\bar{V}'_{G,O}$ (s.u.), können in jeder Sektion verschieden sein. Im folgenden wird aber meistens darauf verzichtet, sie und die aus ihnen abgeleiteten Größen durch einen Index als sektionsabhängig zu kennzeichnen.

Die Stoffwerte C_{St} , ρ_{St} , λ_{St} , C_{Br} , λ_{Br} , D_{Br} und manchmal ρ_{Br} sind für alle Sektionen geltende Eingabegrößen. Die Dichte ρ_{Br} wird im Normalfall nach einer Formel für die Dichte geschmolzenen Brennstoffes /73/

$$\rho = 11.596 - 9.117 \cdot 10^{-4} T \tag{B.37}$$

berechnet, sie kann aber auch, z.B. wenn der Brennstoff nicht geschmolzen ist, in der Eingabe definiert werden. Die anfängliche Dichte des Natriums ρ_0 wird aus der Anfangstemperatur $T_{Na,0}$ und dem Druck P_0 berechnet:

a) Wenn $P_{sat}(T_{Na,0}) \geq P_0$: $\rho_0 = \rho_\ell(T_{Na,0})$

b) Wenn $P_{sat}(T_{Na,0}) < P_0$: $\rho_0 = \rho_\ell(T_{Na,0}) + \{P_0 - P_{sat}(T_{Na,0})\} / P_\rho(T_{Na,0})$

(B.38)

Im folgenden ist, falls nichts anderes angegeben ist, $-I < i \leq J+K$ und es wird der Übersichtlichkeit halber häufig auf die Materialindizes an den Größen Δy , C , λ und ρ verzichtet. Es wird angenommen:

$$(\Delta y, C, \rho, \lambda)^{i-1/2} = \begin{cases} (\Delta y_{Br}, C_{Br}, \rho_{Br}, \lambda_{Br})^{i-1/2} & \text{falls } -I < i \leq 0 \\ (\Delta y_{Na}, C_{Na}, \rho_{Na}, \lambda_{Na})^{i-1/2} & \text{falls } 0 < i \leq J \\ (\Delta y_{St}, C_{St}, \rho_{St}, \tilde{\lambda}_{St})^{i-1/2} & \text{falls } J < i \leq J+K \end{cases}$$

wobei nach (3.11) gilt:

$$\lambda_{Na} = \left\{ \frac{\lambda_\ell \lambda_v}{\lambda_\ell - (\lambda_\ell - \lambda_v) \beta} \cdot \{ \lambda_v + (\lambda_\ell - \lambda_v) \beta \} \right\}^{0.5} \quad (B.40)$$

mit

$$\beta = (\rho - \rho_v) / (\rho_\ell - \rho_v) \quad (B.41)$$

und nach (3.8):

$$\tilde{\lambda}_{St} = \lambda_{St} \cdot O_{St} / O_{Br} \quad (B.42)$$

Für die Lösung der Gleichung (B.28) in der so definierten Anordnung wird ein in /59/, Abschnitt 85, angegebenes Verfahren benutzt. Es

beruht auf einem zentrierten und impliziten Differenzenschema und wurde für die spezielle Anwendung in einigen Punkten zum Teil nach /74/ abgewandelt:

a) Es wird der Wichtungsfaktor

$$\theta = 0.5$$

gewählt (vgl./59/,S.198), so daß die Differenzen zeitlich genau zentriert sind. Daher kann der in (B.28) zusätzlich zu der einfachen Wärmeleitungsgleichung vorhandene Term $-T \cdot P_T \frac{\partial v}{\partial y}$ zwanglos und korrekt in das Differenzenschema eingefügt werden.

b) Da das Verfahren bekannte Koeffizienten voraussetzt, müssen noch unbekannte Stoffwerte durch die letzten bekannten ersetzt werden.

c) Der Stützstellenabstand und die Stoffeigenschaften müssen räumlich variabel sein, während in dem Originalverfahren die Koeffizienten $\frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \lambda \right)$ gerade für ganzzahlige Ortsschritte verlangt werden, an denen sich ρ , λ und u.U. Δy unstetig ändern.

Deshalb treten an ihre Stelle 'Wärmeleitkoeffizienten'.

$$(\sigma)_k^i = 2 / \left\{ \left(\frac{\Delta y}{\frac{\rho}{\rho_0} \lambda} \right)_k^{i-1/2} + \left(\frac{\Delta y}{\frac{\rho}{\rho_0} \lambda} \right)_k^{i+1/2} \right\} \quad (\text{B.43})$$

bzw.

$$(\sigma)_k^i = 2 / \left\{ \left(\frac{\delta Z}{\lambda} \right)_k^{i-1/2} + \left(\frac{\delta Z}{\lambda} \right)_k^{i+1/2} \right\} \quad (\text{B.44})$$

(Bei der Umformung wurde (3.17) benutzt.)

Diese Form der Koeffizienten folgt aus Taylor-Entwicklungen der Temperatur von ihrem Wert an einer Stelle $i \cdot \Delta y$ ($0 \leq i \leq J$) nach beiden Seiten, wenn man annimmt, daß die Temperatur T und der Wärmestrom $\lambda \frac{\partial T}{\partial y}$ stetig sind.

d) Anstelle der neuen Temperaturen $(T)_{k+1}$ werden die Temperaturänderungen $(\Delta T)_{k+1/2}$ als Unbekannte eingeführt, und die Temperaturen errechnen sich nach

$$(T)_{k+1} = (T)_k + (\Delta T)_{k+1/2} \quad (\text{B.45})$$

Die Differenzgleichungen für die Temperaturänderungen bilden ein lineares Gleichungssystem, dessen spezielle Eigenschaften (vgl. /59/, S.199) es ermöglichen, die Lösung mit dem Rekursionsansatz

$$(\Delta T)_{k+1/2}^{i-1/2} = (H)_k^{i-1/2} \cdot (\Delta T)_{k+1/2}^{i+1/2} + (G)_k^{i-1/2} \quad (-I < i < J+K) \quad (B.46)$$

zu ermitteln. Die Koeffizienten in dieser Gleichung werden in aufsteigender Reihenfolge rekursiv berechnet:

$$(H)_k^{i-1/2} = (X)_k^{i-1/2} (\sigma)_k^i / (Y)_k^{i-1/2} \quad (B.47)$$

$$\begin{aligned} (G)_k^{i-1/2} = & 2(X)_k^{i-1/2} \{ (\sigma)_k^i (\delta T)_k^i - \\ & - (\sigma)_k^{i-1} (\delta T)_k^{i-1} - 2(T)_k^{i-1/2} (P_T)^{i-1/2} (\delta v)_{k+1/2}^{i-1/2} + \\ & + 0.5 (\sigma)_k^{i-1} (G)_k^{i-3/2} \} / (Y)_k^{i-1/2} \end{aligned} \quad (B.48)$$

Dabei sind:

$$(X)_k^{i-1/2} = \Delta t / \{ 2\rho_0 (\Delta Y \cdot C)_k^{i-1/2} \} \quad (B.49)$$

$$\begin{aligned} (Y)_k^{i-1/2} = & 1 + (X)_k^{i-1/2} (\sigma)_k^i + \\ & + (\sigma)_k^{i-1} \{ 1 - (H)_k^{i-3/2} \} + (P_T)_k^{i-1/2} (\delta v)_{k+1/2}^{i-1/2} \end{aligned} \quad (B.50)$$

Aus der Randbedingung, daß der Temperaturgradient an beiden Enden der Anordnung verschwinden soll, folgt:

$$\left. \begin{aligned} (H)_k^{-1/2} &= 1 \\ (G)_k^{-1/2} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{für alle } k \quad (B.51)$$

und
$$(\Delta T)_{k+}^{J+K} = \frac{1}{Y} (X)_k^{J+K} \quad (B.52)$$

$$\{ (\sigma)_k^{J+K-1} \{ (G)_k^{J+K-3/2} - 2(\delta T)_k^{J+K-1} \} - 2(P_T)_k^{J+K-1/2} (\delta v)_{k+1/2}^{J+K-1/2} \cdot (T)_k^{J+K-1/2} \}$$

mit dem Nenner

$$Y = 1 + (X)_k^{J+K-1/2} \left[(\sigma)_k^{J+K-1} \{ 1 - (H)_k^{J+K-3/2} \} + (P_T)_k^{J+K-1/2} (\delta v)_{k+}^{J+K-1/2} \right] \quad (B.53)$$

Von der Annahme eines stetigen Temperaturverlaufes wird abgegangen, wenn zwischen Brennstoff und Natrium ein Wärmeübergangswiderstand S angenommen wird. In diesem Fall wird $(\sigma)_K^0$ nicht nach (B.44) berechnet sondern nach

$$(\sigma)_k^0 = 1 / \{ S + 0.5 \{ (\frac{\delta Z}{\lambda})_k^{-1/2} + (\frac{\delta Z}{\lambda})_k^{1/2} \} \} \quad (B.54)$$

Die Schmelzwärme D des Brennstoffes wird abgegeben bzw. aufgenommen während seine Temperatur am Schmelzpunkt T_m verharret. Die zeitweise wirksame Wärmequelle bzw. -senke wird modelliert, indem die Temperaturänderungen $(\Delta T)_{k+1/2}^{i-1/2}$, $-I < i \leq 0$, sobald T_m erreicht ist nicht an der Brennstofftemperatur vollzogen werden, sondern an einer Hilfstemperatur $(\theta)_k^{i-1/2}$, die die Schmelzwärme repräsentiert. Dabei wird $(T)_{k+1}^{i-1/2} = T_m$ gesetzt, solange $0 < (\theta)_{k+1}^{i-1/2} < \theta_D$ mit

$$\theta_D = D/C_{Br} \quad (B.55)$$

Eine Reihe verschiedener Fälle sind zu unterscheiden:

a) $(T)_k > T_m$

aa) $(\Delta T)_{k+1/2} \geq T_m - (T)_k$

Der Brennstoff bleibt geschmolzen. (B.45) wird angewendet.

$$\text{ab) } T_m - (T)_k - \theta_D < (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} < T_m - (T)_k$$

Der Brennstoff beginnt zu erstarren. (B.45) wird ersetzt durch

$$(T)_{k+1} = T_m$$

$$(\theta)_{k+1} = \theta_D + (T)_k + (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} - T_m$$

$$\text{ac) } (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} < T_m - (T)_k - \theta_D$$

Der Brennstoff erstarrt vollständig innerhalb eines Zeitschrittes. (B.45) wird ersetzt durch:

$$(T)_{k+1} = (T)_k + (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} + \theta_D$$

$$(\theta)_{k+1} = 0$$

(B.57)

$$\text{b) } (T)_k = T_m$$

$$\text{ba) } (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} > \theta_D - (\theta)_k$$

An der Phasengrenze befindlicher Brennstoff schmilzt vollständig auf. (B.45) wird ersetzt durch

$$(T)_{k+1} = T_m + (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} - \theta_D + (\theta)_k$$

$$(\theta)_{k+1} = \theta_D$$

(B.58)

$$\text{bb) } -(\theta)_k < (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} < \theta_D - (\theta)_k$$

An der Phasengrenze befindlicher Brennstoff verbleibt dort. (B.45) wird ersetzt durch

$$(T)_{k+1} = T_m$$

$$(\theta)_{k+1} = (\theta)_k + (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}}$$

(B.59)

$$\text{bc) } (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} \leq -(\theta)_k$$

An der Phasengrenze befindlicher Brennstoff erreicht vollständig erstarrten Zustand. (B.45) wird ersetzt durch

$$(T)_{k+1} = T_m + (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} + (\theta)_k$$

(B.60)

$$(\theta)_k = 0$$

c) $(T)_k < T_m$

ca) $(\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} \geq \theta_D + T_m - (T)_k$

Fester Brennstoff schmilzt innerhalb eines Zeitschrittes vollständig. (B.45) wird ersetzt durch

$$(T)_{k+1} = (T)_k + (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} - \theta_D \quad (\text{B.61})$$

$$(\theta)_{k+1} = \theta_D$$

cb) $\theta_D + T_m - (T)_k < (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} < T_m - (T)_k$

Fester Brennstoff beginnt zu schmelzen. (B.45) wird ersetzt durch

$$(T)_{k+1} = T_m$$

$$(\theta)_{k+1} = (\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} + (T)_k - T_m \quad (\text{B.62})$$

cc) $(\Delta T)_{k+\frac{1}{2}} \leq T_m - (T)_k$

Fester Brennstoff bleibt fest. (B.45) wird angewendet.

Nach der Anwendung einer der Beziehungen (B.56) bis (B.62) wird das nach (B.45) berechnete $(\Delta T)_{k+\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}}$ für die Berechnung von $(\Delta T)_{k+\frac{1}{2}}^{i-\frac{1}{2}}$ nach (B.45) ersetzt durch den neuen tatsächlichen Wert

$$(\Delta T)_{k+\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}} = (T)_{k+1}^{i+\frac{1}{2}} - (T)_k^{i+\frac{1}{2}} \quad (\text{B.63})$$

Die zu (B.56) bis (B.62) gehörigen Anfangsbedingungen sind

$$(\theta)_o^{i-\frac{1}{2}} = 0 \quad \text{falls } T_{\text{Br},o} < T_m$$

und

$$(\theta)_o^{i-\frac{1}{2}} = \theta_D \quad \text{falls } T_{\text{Br},o} \geq T_m \quad (-I < i \leq 0) \quad (\text{B.64})$$

B2.2 Dichteänderungen des Natriums

Bei der (mikroskopischen) Bewegung des Kühlmittels werden nur das Kühlmittel und das Gas in der Anordnung der Abbildung 3 (das Strukturmaterial ist starr und hat keine Trägheit) berücksichtigt. Die folgenden Gleichungen gelten daher, wenn nichts anderes angegeben, ist für $0 < i \leq J$ und alle k .

Aus (3.21) erhält man, z.B. durch Taylor-Entwicklung:

$$(\Delta \rho)_{k+\frac{1}{2}}^{i-\frac{1}{2}} = -(\rho^2)_{k+\frac{1}{2}}^{i-\frac{1}{2}} (\delta v)_{k+\frac{1}{2}}^{i-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta y}.$$

Hierbei ist aber die Dichte im Zeitpunkt $(k+\frac{1}{2})\Delta t$ nicht definiert, und ihr Quadrat wird ersetzt durch $(\rho)_k^{i-\frac{1}{2}} (\rho)_{k+1}^{i-\frac{1}{2}}$. Die neue Dichte $(\rho)_{k+1}^{i-\frac{1}{2}}$ wird nach (3.17) durch das neue 'Volumen' δZ ausgedrückt und man erhält:

$$(\Delta \rho)_{k+\frac{1}{2}}^{i-\frac{1}{2}} = -(\rho)_k^{i-\frac{1}{2}} \frac{(\delta v)_{k+\frac{1}{2}}^{i-\frac{1}{2}}}{(\delta Z)_{k+1}^{i-\frac{1}{2}}} \cdot \Delta t \quad (\text{B.65})$$

Die δZ werden im Programm als (auch gespeicherte) Hilfsgröße berechnet nach der aus (3.13) abgeleiteten Gleichung

$$(\delta Z)_{k+1}^{i-\frac{1}{2}} = (\delta Z)_k^{i-\frac{1}{2}} + (\delta v)_{k+\frac{1}{2}}^{i-\frac{1}{2}} \Delta t \quad (\text{B.66})$$

Die Anfangsbedingungen sind hier $\rho = \rho_0$ und $\delta Z = \Delta y$, vgl. (B.35).

Geschwindigkeitsänderungen werden nach der aus (3.14) folgenden Differenzgleichung

$$(\Delta v)_k^i = -\frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta y} \{ (\delta P)_k^i + (\delta \tilde{P})_k^i \}, \quad (i = 1 \dots J-1) \quad (\text{B.67})$$

berechnet.

\tilde{P} ist ein manchmal hilfsweise benutzter pseudoviskoser Druck, der nur bei Anwesenheit von Dampf von Null verschieden ist (siehe auch Abschn. B3.1):

$$(\tilde{P})_k^{i-1/2} = \begin{cases} \{b_1 \cdot (\delta v)_{k-1/2}^{i-1/2} \left(\frac{\rho}{\rho_\ell(T)}\right)_k^{i-1/2}\}^2 & \text{falls } (\rho)^{i-1/2} < \rho_\ell((T)_k^{i-1/2}) \\ & \text{und } \delta v < 0 \\ 0 & \text{falls } (\rho)^{i-1/2} \geq \rho_\ell((T)_k^{i-1/2}) \\ 0 & \text{falls } (\delta v)^{i-1/2} \geq 0 \end{cases} \quad (\text{B.68})$$

Die Anfangsbedingung ist $(v)_{1/2}^i = 0$ (B.69)

und die Randbedingungen sind $(v)_{k+1/2}^0 = 0$ (B.70)

und (j sei die Nummer der Sektion)

$$(v)_{k+1/2}^j = \frac{1}{A} (\delta v')_{k'+}^{j-1/2} \quad \text{falls } (\bar{v}'_G)^j_k = 0 \quad (\text{B.71})$$

bzw.

$$(\Delta v)_k^j = -\frac{1}{A} \frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta y} \{ (P'_G)^j_k + (\tilde{P}'_G)^j_k - (P)_k^j - (\tilde{P})_k^j \} \quad (\text{B.72})$$

falls $(\bar{v}'_G)^j_k > 0$

Der Druck P'_G und der pseudoviskose Druck \tilde{P}'_G des Gases werden wie folgt berechnet:

$$(\bar{v}'_G)^j_{k+1} = (\bar{v}'_G)^j_k + F \cdot (\delta v)^* \cdot \Delta t \quad (\text{B.73})$$

$$(P'_G)^j_{k+1} = (P'_G \cdot \bar{v}'_G^k)^j_{k+1} \quad (\text{B.74})$$

$$(\tilde{P}'_G)^i_{k+1} = \begin{cases} \left[b_3 \frac{(\bar{v}'_G)^j_0}{(\bar{v}'_G)^j_{k+1}} (\delta v)^* \right]^2 & \text{falls } (\delta v)^* < 0 \\ 0 & \text{falls } (\delta v)^* \geq 0 \end{cases} \quad (\text{B.75})$$

mit

$$(\delta v)^* = (\delta v')_{k'+\frac{1}{2}}^{j-\frac{1}{2}} - A \cdot (v)_{k+\frac{1}{2}}^J \quad (B.76)$$

Die Hilfsgröße $(\delta v)^*$ stellt die Geschwindigkeit dar, mit der sich die Grenzen des Gasvolumens gegeneinander bewegen, und k' ist die Nummer des letzten abgeschlossenen großen Zeitschrittes (falls $\Delta t' = \Delta t$ ist auch $k' = k$). Anmerkungen zu dem pseudoviskosen Druck \tilde{P}'_G enthält Abschnitt B3.3.

Falls bei dem Übergang von der akustischen Näherung zur Trägheitsnäherung $(\rho)_{k+\frac{1}{2}}^{1/2} < \rho \left((T)_{k+\frac{1}{2}}^{1/2} \right)$ ist, so werden alle Geschwindigkeiten der veränderten Ausdehnungsgeschwindigkeit der Sektion (vgl. (B.13)) angepaßt:

$$(v)_{k+\frac{1}{2}+}^i = (v)_{k+\frac{1}{2}-}^i + \frac{1}{A \cdot N} \{ (v')_{k+\frac{1}{2}+}^N - (v')_{k+\frac{1}{2}-}^N \} \quad (B.77)$$

Dadurch wird die plötzliche Änderung der Ausdehnungsgeschwindigkeit einer Zelle aufgeprägt, die sich im zweiphasigen Zustand befindet. So werden plötzliche Druckänderungen vermieden.

B2.3 Ein Rechenzeit sparendes Näherungsverfahren

Häufig ist die Natriumschicht, die durch ein Oberflächenelement des Brennstoffes geheizt wird, sehr dünn. In diesem Fall ergeben sich nach (B.35) sehr kleine Ortsschrittweiten. Numerische Stabilität des Rechenverfahrens ist aber nur möglich, wenn für alle i ($0 < i \leq J$) gilt:

$$\frac{1}{\Delta t} (\delta z)^{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \Delta y \right)^{i-\frac{1}{2}} \geq c \quad (B.78)$$

Daher sind häufig sehr kleine Zeitschritte Δt erforderlich, wodurch sich lange Rechenzeiten ergeben.

Nach (B.78) ist die Verwendung größerer Zeitschritte nur bei Verwendung von größeren Ortsschritten möglich. Dieses Ziel ist erreichbar unter Ausnutzung der Tatsache, daß sich ein lineares Wärmeleitungsproblem in einem Festkörper mit konstanten Eigenschaften nicht ändert, wenn man die Ortskoordinate x durch fx und gleichzeitig die Wärmeleitfähigkeit λ durch $f^2\lambda$ ersetzt, wobei f irgendein Faktor ist (vgl. z.B. (2.1)).

$$\begin{aligned} x &\rightarrow fx \\ \lambda &\rightarrow f^2\lambda \end{aligned} \tag{B.79}$$

Zwar erfüllt das vorliegende Wärmeleitproblem im Natrium nicht streng die oben genannten Voraussetzungen, aber im Vergleich zur Temperaturänderung erfolgen Änderungen seiner Dimension und seiner Eigenschaften so langsam, daß die Transformation (B.79) im Hinblick auf den Wärmetransport für Anwendungsrechnungen benutzt werden kann. Dies läßt sich durch Vergleichsrechnungen nachweisen.

Bei der Transformation (B.79) wird in MURTI als Faktor f immer das Flächenverhältnis A verwendet. Wenn dessen Wert sehr groß ist (z.B. ~ 3000 in dem FFTF-Fall des Unterabschnittes 4.1 A), können am Beginn der Rechnung durch das Zusammenspiel mit der Hydrodynamik Störungen auftreten. Dann wird nämlich die (sowieso anfänglich hohe) Wärmetransportrate im untransformierten System gegenüber der dort definierten und unveränderten Schallgeschwindigkeit stark erhöht, und es ergibt sich eine Überschätzung des einphasigen Flüssigkeitsdruckes. Aus diesem Grund wird in MURTI in jeder Sektion während einer Zeitspanne t_c nach dem Beginn der Reaktion des exakte Verfahren und erst danach das Näherungsverfahren benutzt. Auf diese Weise kann die Rechnung anfänglich (während das Druckmaximum auftritt) exakt geführt und anschließend eine längere Problemzeit mit vertretbarem Aufwand behandelt werden.

Bis zum Zeitpunkt $(T'_s)^j + t_c$ gelten in jeder Sektion j die bisher angegebenen Gleichungen. Beim Erreichen dieses Zeitpunktes werden in ihr alle Volumina in Brennstoff, Natrium und Strukturmaterial sowie alle Natriumgeschwindigkeiten mit A multipliziert:

Wenn $k \cdot \Delta t = (T'_s)^j + t_c$ wird gesetzt:

$$\begin{aligned}
 (\Delta y)_{k+}^{i-1/2} &= A \cdot (\Delta y)_{k-}^{i-1/2} & (-I < i \leq J+K) \\
 (\delta Z)_{k+}^{i-1/2} &= A \cdot (\delta Z)_{k-}^{i-1/2} & (0 < i < J) \\
 (v)_{k-1/2+}^i &= A \cdot (v)_{k-1/2-}^i & (0 < i < J) \\
 \Delta t &= \Delta t'
 \end{aligned}
 \tag{B.80}$$

(Wie bei (B.14) bezeichnen die dem Zeitindex angefügten Plus- und Minuszeichen die Werte nach und vor dem Wechsel der Methode.)

Weiterhin gelten von da ab die folgenden Gleichungen:

An Stelle von (B.43) und (B.44) treten:

$$(\sigma)_k^i = 2A^2 / \left\{ \left(\frac{\Delta y}{\rho \lambda} \right)_k^{i-1/2} + \left(\frac{\Delta y}{\rho} \right)_k^{i+1/2} \right\}
 \tag{B.81}$$

$$(\sigma)_k^i = 2A^2 / \left\{ \left(\frac{\delta Z}{\lambda} \right)_k^{i-1/2} + \left(\frac{\delta Z}{\lambda} \right)_k^{i+1/2} \right\}
 \tag{B.82}$$

(Da die Δy bzw. δZ um den Faktor A größer geworden sind, wachsen die σ ebenfalls nur um einen Faktor A.)

An die Stelle von (B.54) tritt:

$$(\sigma)_k^0 = 1 / \left\{ \frac{S}{A} + \frac{1}{2A^2} \left\{ \left(\frac{\delta Z}{\lambda} \right)_k^{-1/2} + \left(\frac{\delta Z}{\lambda} \right)_k^{1/2} \right\} \right\}
 \tag{B.83}$$

An die Stelle von (B.71) und (B.72) tritt:

$$(v)_{k+1/2}^J = (\delta v')_{k+1/2}^{j-1/2} \quad \text{falls } (\bar{V}'_G)_k^j = 0 \quad (\text{B.84})$$

bzw.

$$(\Delta v)_k^J = - \frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta y} \{ (P'_G)_k^j + (\tilde{P}'_G)_k^j - (P)_k^J - (\tilde{P})_k^J \} \quad (\text{B.85})$$

$$\text{falls } (\bar{V}'_G)_k^j > 0$$

An die Stelle von (B.76) tritt:

$$(\delta v)^* = (\delta v')_{k+1/2}^{j-1/2} - (v)_{k+1/2}^J \quad (\text{B.86})$$

und statt (B.77) wird

$$(v)_{k+1/2+}^i = (v)_{k+1/2-}^i + \frac{1}{N} \{ (v')_{k+1/2+}^N - (v')_{k+1/2-}^N \} \quad (\text{B.87})$$

benutzt, wenn $t_{ac} > t'_s + t_c$ ist, was meistens der Fall ist.

Der Fall $t_c = 0$ ist zugelassen. Welcher Wert für t_c gewählt werden muß, hängt im wesentlichen vom Flächenverhältnis A ab und kann im Zweifelsfall durch Vergleichsrechnungen ermittelt werden. Ein glatter Verlauf der Druck-Zeit-Kurve am Umschaltpunkt zeigt an, daß t_c groß genug ist (vgl. z.B. Abb.4, dort ist $t_c = 0.29$ msec).

B3 Pseudoviskose Drücke

Pseudoviskose Drücke, die analog zu den Viskositätstermen zu den physikalischen Drücken hinzuaddiert werden, sind ein weitverbreitetes Hilfsmittel zur Erhöhung der numerischen Stabilität bei der Berechnung von kompressiblen Strömungen mit Hilfe von Differenzenverfahren (vgl. /59, S.313/. Wie in 3.1 C, Punkt 16, ausgeführt, kann in MURTI weitgehend darauf verzichtet werden. Es wird hier nur gelegentlich im Fall von Zweiphasenströmungen benötigt, wenn also Dampf- oder Gasvolumina in der Flüssigkeit vorhanden sind.

B3.1 Pseudoviskoser Druck bei Anwesenheit von Dampf

Wenn Dampfvolumenta aufgrund eines erhöhten Umgebungsdruckes kollabieren, bleibt ihr Druck praktisch konstant. Daher wächst die Geschwindigkeit, mit der das Dampfvolument abnimmt, an, bis der einphasige Zustand erreicht ist. Danach bewirkt die Trägheit des umgebenden Materials eine starke Komprimierung der Flüssigkeit, wodurch die bekannte Rekondensationsdruckspitzen entstehen (siehe z.B. die Abbildungen 8, 9 und 13). Dies kann zur numerischen Instabilität führen. Um dies zu vermeiden, kann der Druck in Zellen, die sich im zweiphasigen Zustand befinden und deren Volumen abnimmt, um den in (B.68) definierten pseudoviskosen Druck \tilde{P} erhöht werden. Dabei ist b_1 eine Konstante (Eingabegröße) in der Größenordnung 10. Ein ähnlicher pseudoviskoser Druck wird in PLUTO /31, 32/ verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wurde dieser pseudoviskose Druck bei den Rechnungen des Abschnittes 4.2 mit einer Konstanten $b_1 = 11$ und im Unterabschnitt 4.1 I bei der Stahltemperatur 2 900 K mit $b_1 = 20$ benutzt. Die Abbildungen zeigen jeweils die Summe aus physikalischem Druck und pseudoviskosem Druck.

B3.2 Pseudoviskoser Druck der Sektionen

Wenn eine Sektion kein Gas enthält, ist durch (B.71) bzw. (B.84) die Randbedingung für die Bewegung des Natriums gegeben. Diese kann sich nach (B.7) sehr rasch ändern, wenn große Druckunterschiede zwischen den Sektionen auftreten. Auch dies kann zu Instabilitäten führen. Um dies zu vermeiden, kann der repräsentative Druck einer Sektion, die komprimiert wird, erhöht werden um den in (B.27) definierten pseudoviskosen Druck \tilde{P}' . Dabei ist b_2 eine Konstante in der Größenordnung 1. Mit diesem Hilfsmittel kann gleichzeitig das im vorausgegangenen Abschnitt besprochene Problem gelöst werden, denn eine totale Rekondensation des Natriumdampfes erfolgt fast ausschließlich, wenn eine Sektion von den umgebenden zusammengedrückt wird.

Dieser pseudoviskose Druck wurde verwendet bei einigen Rechnungen des Abschnittes 4.1 C, und zwar bei den Mischungszeiten 5 msec ($b_2 = 2$) und 10 msec ($b_2 = 5$). Wie die Abbildungen 8, 9 und 13 zeigen, wurde die Rekondensation dadurch nicht verhindert, aber die Druckspitzen wurden so niedrig gehalten, daß keine Stabilitätsprobleme mehr auftreten. (Dieser pseudoviskose Druck tritt in den Abbildungen nicht in Erscheinung.)

B3.3 Pseudoviskoser Druck im Puffergas

Wenn in einer Sektion Puffergas vorhanden ist, treten zwei weitere Probleme auf. Beide rühren daher, daß Natrium und Gas ein schwingungsfähiges Gebilde darstellen. Nach den Modellannahmen (vgl. Abb.3) sind beide nebeneinander angeordnet, und die Schwingungen werden dadurch angeregt, daß das Natrium von der entfernten Seite her geheizt wird. Durch die resultierende Ausdehnung wird die gesamte Natriummasse in Richtung auf das Gas beschleunigt. Dessen Druck ändert sich zunächst nur langsam. Erst wenn das Gasvolumen bereits sehr klein ist, steigt auch der Gasdruck schnell an, aber dann hat das Natrium bereits eine hohe Geschwindigkeit und kann aufgrund seiner Trägheit das Gas weiter zusammendrücken (vgl. auch S. 80). Ein rein numerisches Problem

tritt auf, wenn in der eben geschilderten Situation die für den nächsten Zeitschritt berechnete Änderung des Gasvolumens (siehe (B.73)) größer ist als das verbliebene Gasvolumen. Da MURTI feste Zeitschritte verwendet, endet die Rechnung in einem solchen Fall abnormal. Dies (in einer neuen Rechnung) durch eine Verkürzung des Zeitschrittes zu vermeiden, ist wegen der damit verbundenen Verlängerung der Rechenzeit nur bedingt möglich.

Es erhebt sich außerdem die Frage, ob ein Wechselwirkungsraum, der Gasblasen enthält, in Wirklichkeit so ausgeprägte Schwingungen zeigt, wie die idealisierte Anordnung im Modell, bei der zusätzlich alle Reibungseffekte vernachlässigt werden. Es ist zum Beispiel denkbar, daß das Puffergas in Form zahlreicher kleiner Blasen räumlich im Wechselwirkungsraum verteilt ist. Dann kann das Natrium bei der Kompression des Gases nicht so viel kinetische Energie aufnehmen und die Schwingungen werden schwächer. Auch die Reibung trägt hierzu bei.

Man kann die Schwingungen unterdrücken - und damit gleichzeitig negative Gasvolumina vermeiden -, indem man verhindert, daß das Natrium während der Kompression des Gases zu stark beschleunigt wird. Zu diesem Zweck kann der Druck des Gases, während es komprimiert wird, um den in (B.75) definierten pseudoviskosen Druck \tilde{P}'_G erhöht werden. Dabei ist b_3 eine Konstante in der Größenordnung 0.1.

Bei der in Abbildung 19 dargestellten Rechnung wird ein Wert von $b_3 = 0.3$ benutzt und zur Unterstützung $\kappa = 2.0$ gesetzt, weil dann der Gasdruck bei abnehmendem Volumen schneller ansteigt als bei $\kappa = 1.4$. In der numerischen und graphischen Ausgabe tritt immer die Summe aus physikalischem und pseudoviskosem Druck des Gases auf.

B4 Integrale Ergebnisse

Neben den Zustandsgrößen werden einige globale Größen berechnet, die alle - bis auf die kinetische Energie - über alle Zeitschritte aufsummiert werden. Mit ihrer Hilfe kann z.B. die Einhaltung des Energieerhaltungssatzes geprüft werden.

Drei Kenngrößen des überstehenden Natriums sind

- die Strecke s , um die sich seine Rückseite verschoben hat,
- die an ihm pro Flächeneinheit verrichtete Arbeit $E = \int P^N dt$.
- der pro Flächeneinheit übertragene Impuls $I = \int P^N dt$.

Ihre Zeitinkremente werden berechnet nach

$$(\Delta s)_{k-1/2} = (v')_{k-1/2}^N \cdot \Delta t' \quad (B.88)$$

$$(\Delta E)_{k-1/2} = \{(P')_k^N + (P')_{k-1}^N\} \cdot \{(v')_{k+1/2}^N \cdot (v')_{k-1/2}^N\} \frac{\Delta t'}{4} \quad (B.89)$$

$$(\Delta I)_{k-1/2} = \{(P)_k^N + (P)_{k-1}^N - 2 P_\infty\} \cdot \frac{\Delta t'}{2} \quad (B.90)$$

Die spezifische (pro Masseneinheit des Brennstoffes) am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit E_s erhält man nach

$$(E_s)_k = (E)_k \cdot F / \left\{ \rho_{Br} \sum_{j=1}^N (\bar{v}'_{Br})^j \right\} \quad (B.91)$$

Die folgenden Größen werden zunächst für jede Sektion gesondert berechnet:

- die Wärmemengen Q , die vom Brennstoff an das Natrium (Q_B) und von diesem an das Strukturmaterial (Q_{St}) übertragen werden sind,
- die Arbeit W , die das Natrium (W_{Na}) und das Puffergas (W_G) insgesamt verrichten.

Ihre Zeitinkremente werden, solange $t'_s + t_c \geq t$ ist, berechnet nach:

$$(\Delta Q'_B)_{k+1/2} = A \cdot \frac{\Delta t'}{2} \{ (\delta T)_k^O + (\delta T)_{k+1}^O \} / (\sigma)_k^O \quad (B.92)$$

$$(\Delta Q'_{St})_{k+1/2} = A \cdot \frac{\Delta t'}{2} \{ (\delta T)_k^J + (\delta T)_{k+1}^J \} / (\sigma)_k^J \quad (B.93)$$

$$(\Delta W'_{Na})_k = A \cdot \frac{\Delta t'}{2} \sum_{i=1}^J (P)_k^i \{ (\delta v)_{k-1/2}^{i-1/2} + (\delta v)_{k+1/2}^{i-1/2} \} \quad (B.94)$$

$$(\Delta W'_G)_{k+1/2} = \frac{\Delta t'}{2} \{ (P'_G)_k + (P'_G)_{k+1} \} \cdot (\delta v)^* \quad (\text{B.95})$$

wobei $(\delta v)^*$ nach (B.76) bzw. (B.86) berechnet wird. In den Gleichungen (B.92) bis (B.94) fällt der Faktor A weg, wenn $t > t'_s + t_c$ ist.

Weiterhin ist

$$(X)_k = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^N (\Delta X')_{i-1/2}^{j-1/2} \quad (\text{B.96})$$

wobei X für Q_B , Q_{St} , W_{Na} und W_G steht.

Die kinetische Energie des Natriums im Wechselwirkungsraum wird bei Bedarf (z.B. Ausgabe von Zwischenergebnissen, Ende der akustischen Periode, Umschaltzeitpunkt $(t'_s)^j + t_c$ erreicht) für jede Sektion j berechnet nach

$$(\epsilon')_{k+1/2}^j = \frac{1}{8} (m')^{j-1/2} \{ (v')^{j-1} + (v')^j \}^2 \quad \text{falls } t < (t'_s)^j \quad (\text{B.97})$$

bzw.

$$(\epsilon')_{k+1/2}^j = \frac{1}{8} \rho_o (\delta Z)^{j-1/2} \sum_{i=1}^J \{ 2(v')_{k+1/2}^{j-1} + (v)_{k+1/2}^{i-1} + (v)_{k+1/2}^i \}^2 \quad (\text{B.98})$$

falls $t > (t'_s)^j$

Abbildungen

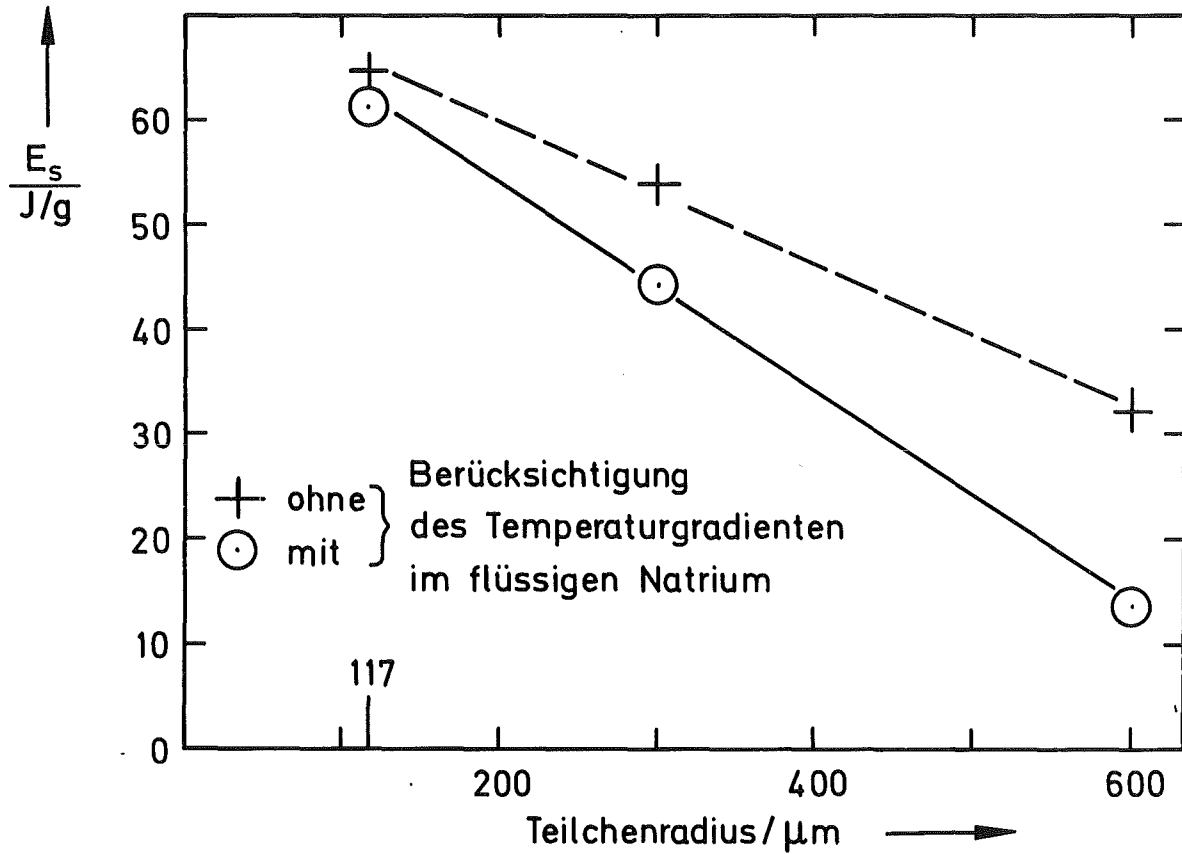


Abb.1: Der Einfluß des Partikelradius auf die bis zu einem Enddruck von 30 bar verrichtete Arbeit pro Gramm UO_2

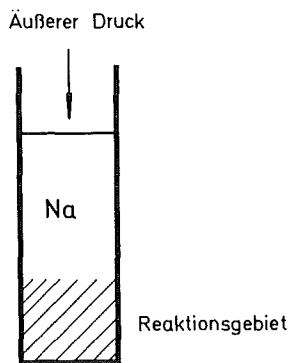


Abb.2: Geometrische Anordnung in MURTI

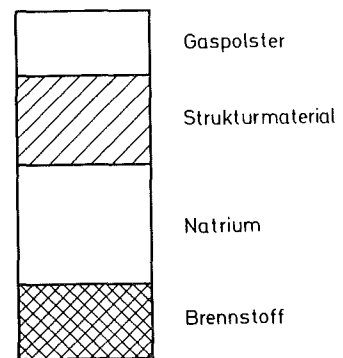


Abb.3: Materialanordnung in einer Sektion

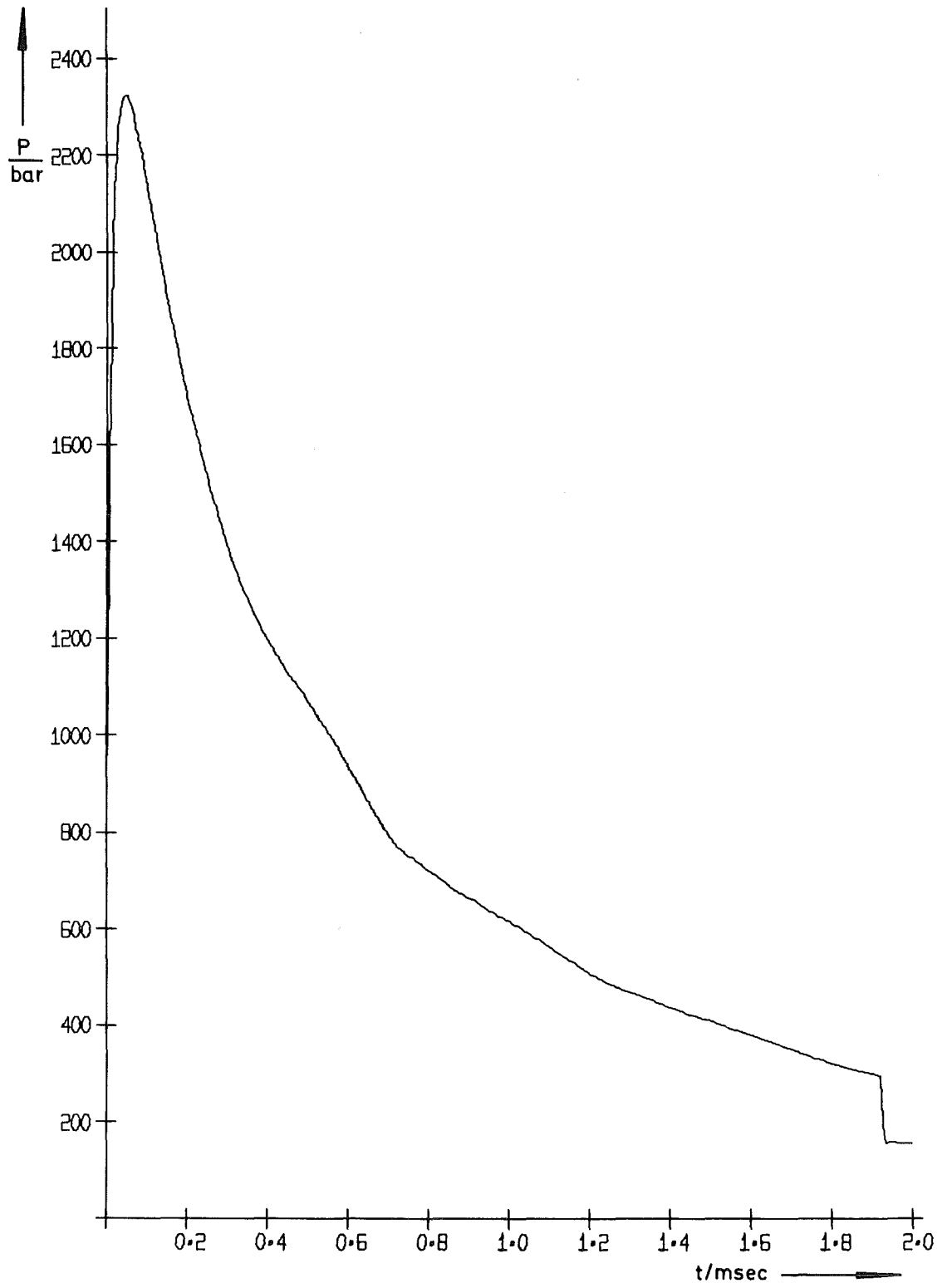


Abb.4: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall ohne axiale Unterteilung der Mischzone

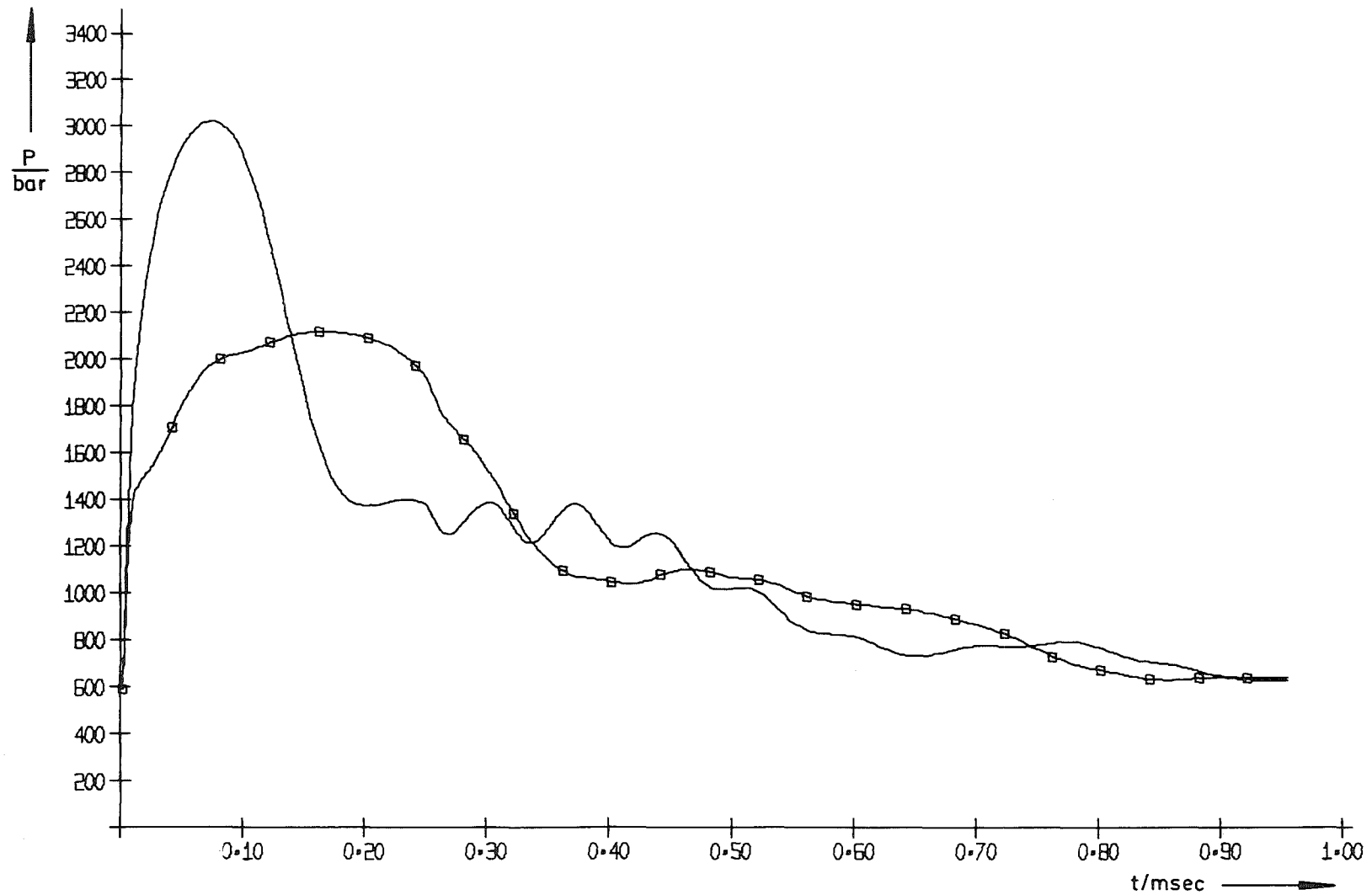


Abb.5: Druck-Zeit-Verläufe im FFTF-Fall bei axial unterteilter Mischzone; am festen Ende (glatte Linie) und am freien Ende (Linie mit Punkten) der Mischzone



Abb.6: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall mit 0.2 msec Mischungszeit (5 Sektionen)

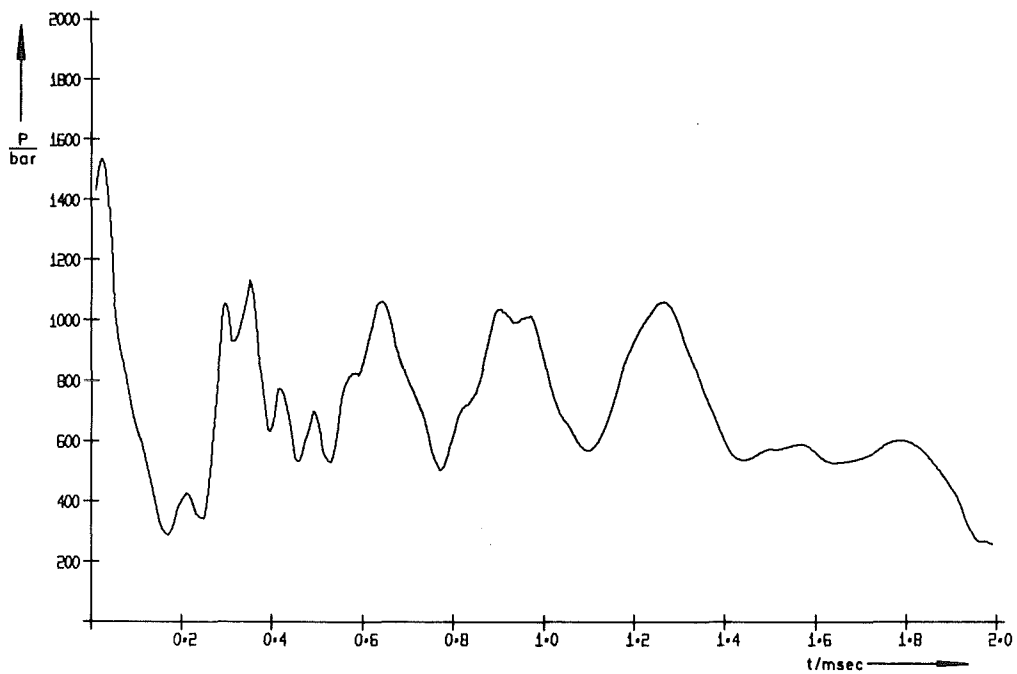


Abb.7: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall mit 1.0 msec Mischungszeit (5 Sektionen)

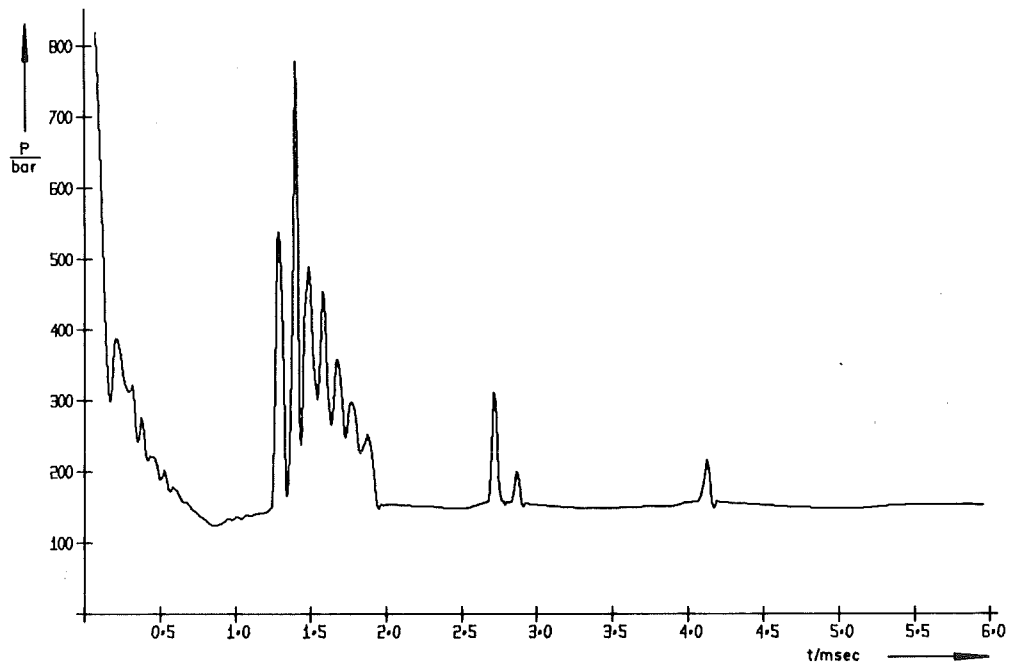


Abb.8: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall mit 5.0 msec Mischungszeit (5 Sektionen)

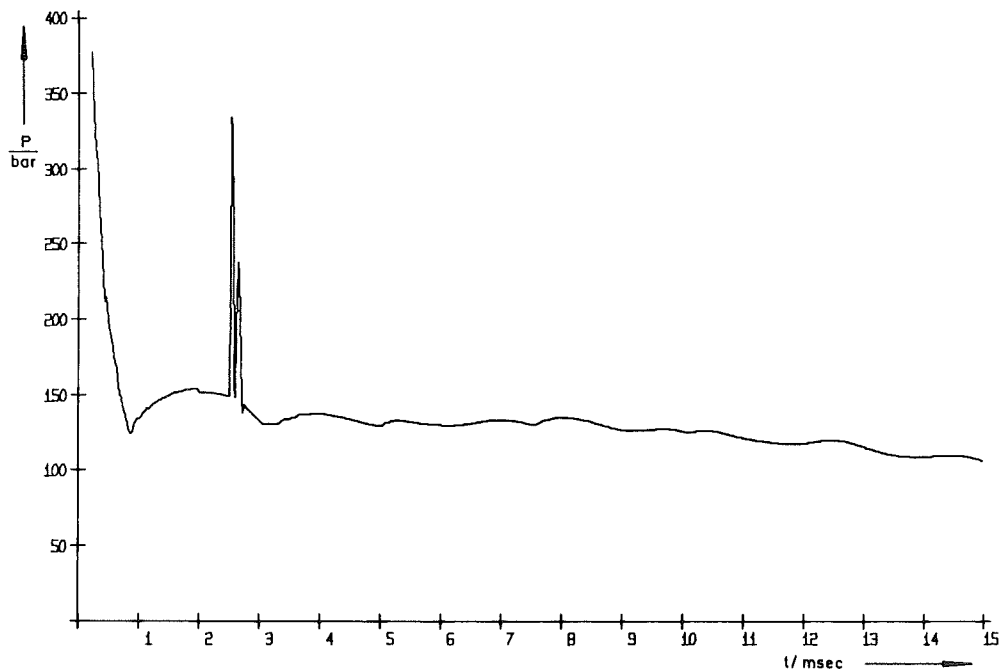


Abb.9: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall mit 10.0 msec Mischungszeit (5 Sektionen)

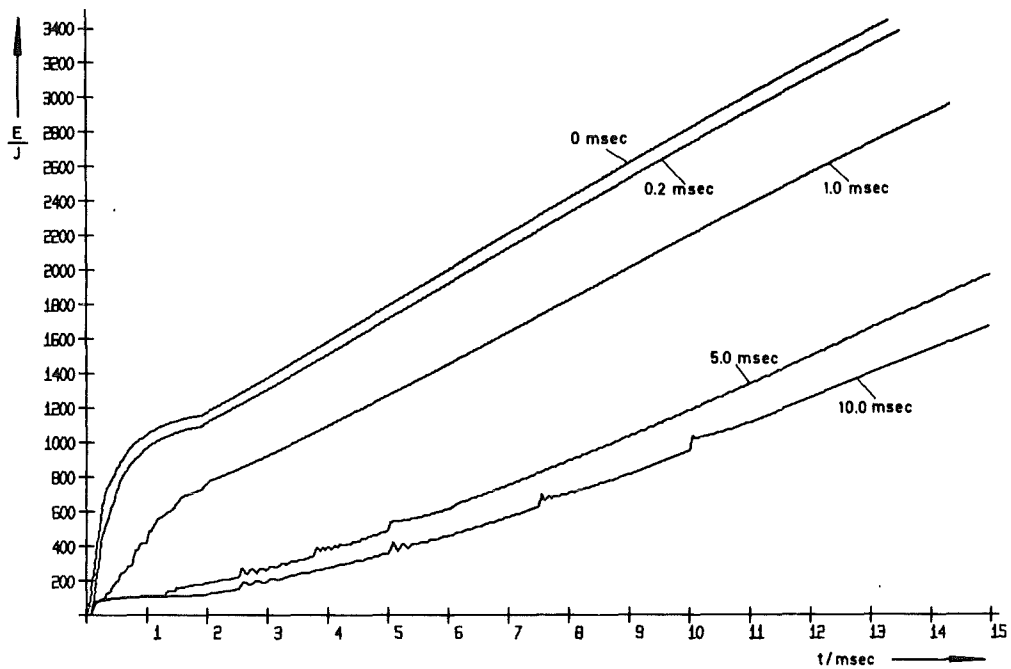


Abb.10: Je Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit als Funktion der Zeit und für verschiedene Mischungszeiten im FFTF-Fall

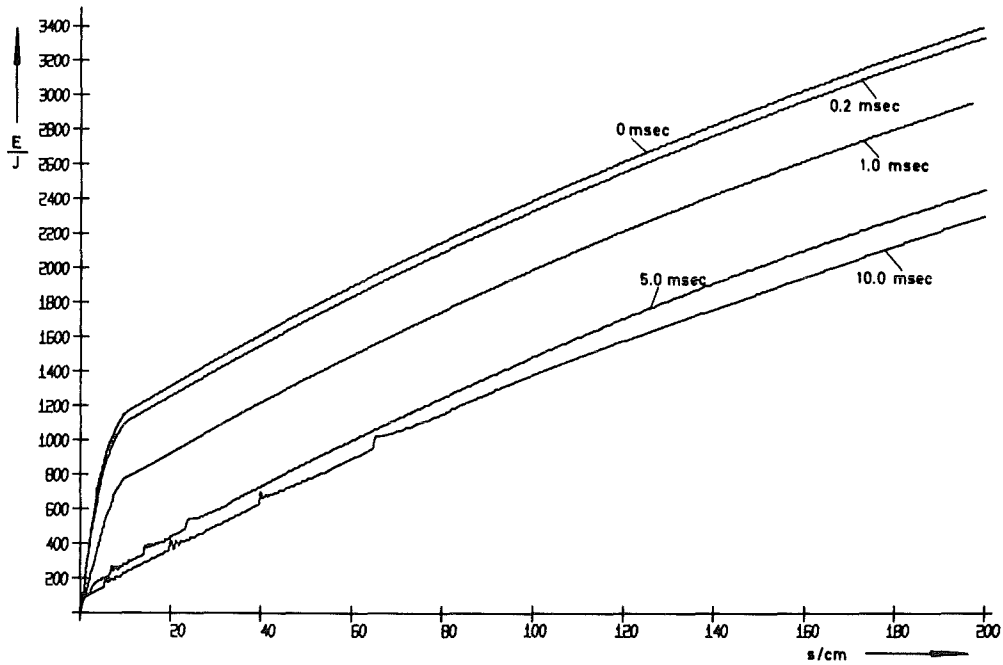


Abb.11: Je Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit als Funktion der Strecke, um die es sich verschoben hat, und für verschiedene Mischungszeiten im FFTF-Fall

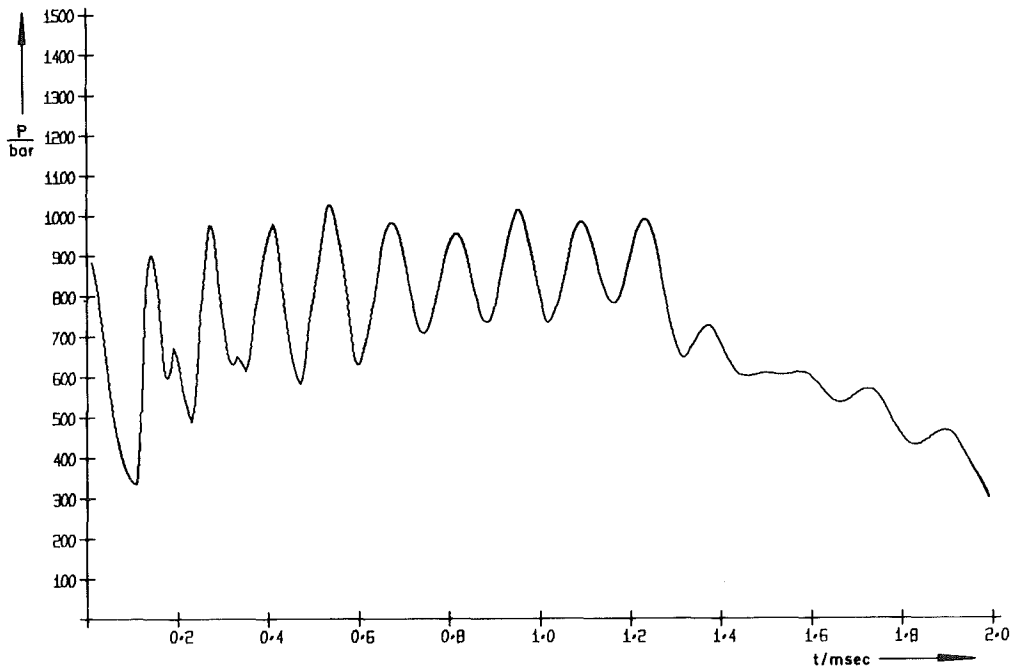


Abb.12: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall mit 1.0 msec Mischungszeit (10 Sektionen)

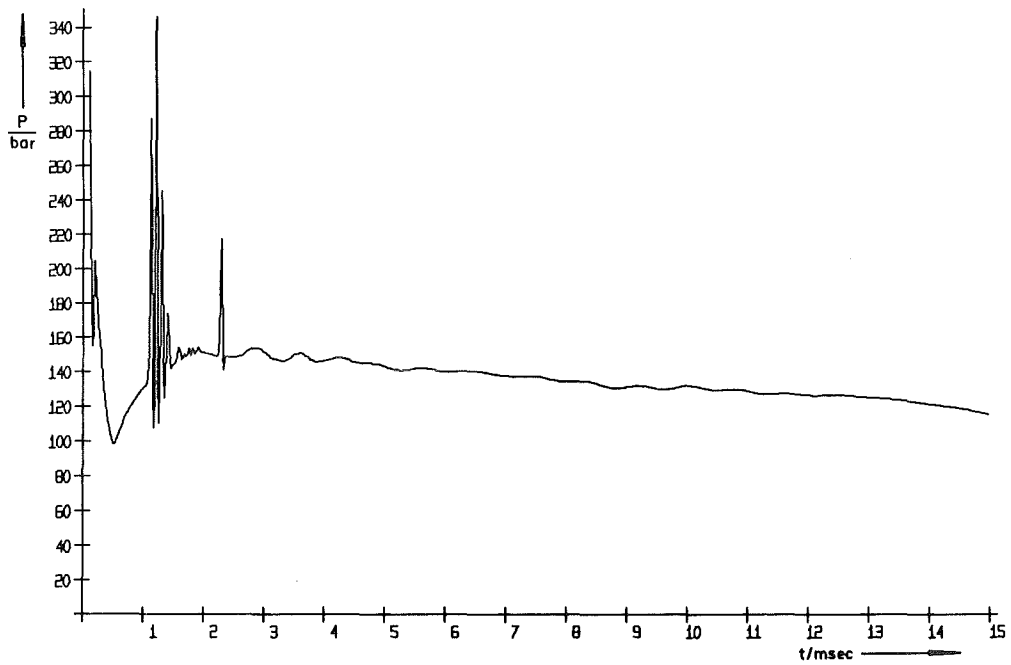


Abb.13: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall mit 10.0 msec Mischungszeit (10 Sektionen)

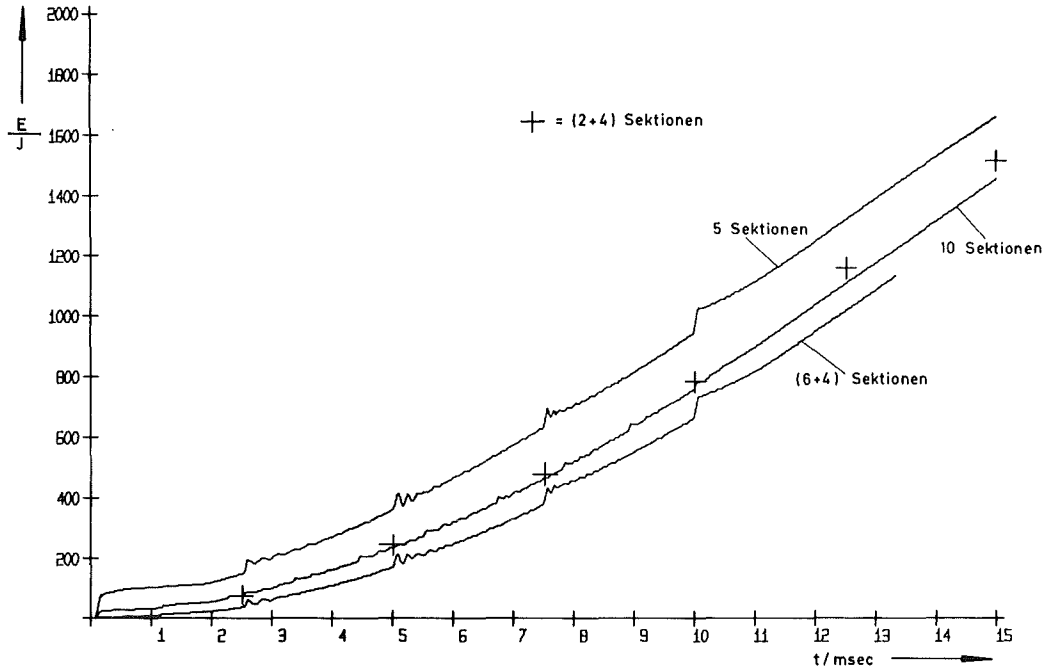


Abb.14: Je Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt am überstehenden Natrium verrichtete Arbeit als Funktion der Zeit im FFTF-Fall bei 10.0 msec Mischungszeit und unterschiedlicher Unterteilung der Mischzone

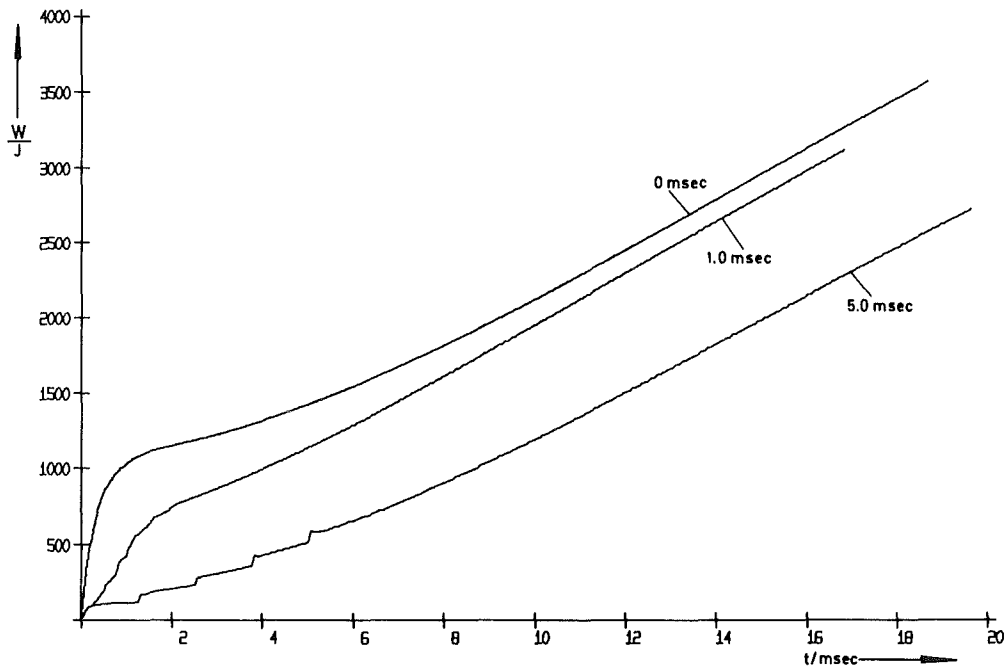


Abb.15: Je Quadratzentimeter Strömungsquerschnitt vom Natrium verrichtete Arbeit als Funktion der Zeit für verschiedene Mischungszeiten im FFTF-Fall mit veränderten Anfangsbedingungen in der Ejektionsphase

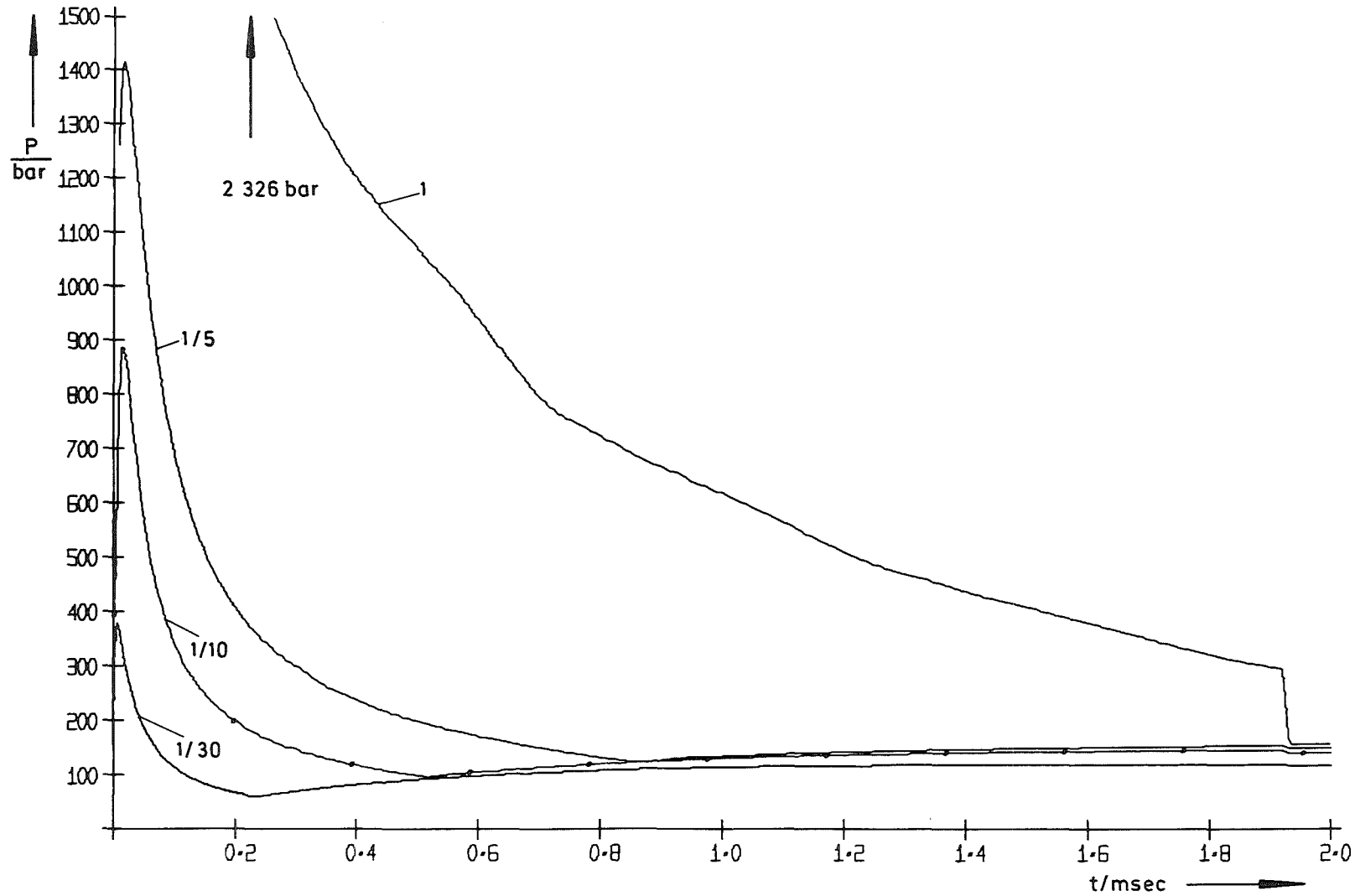


Abb.16: Druck-Zeit-Verläufe im FFTF-Fall und daraus abgeleiteten Fällen mit einem Bruchteil der Höhe der Mischzone

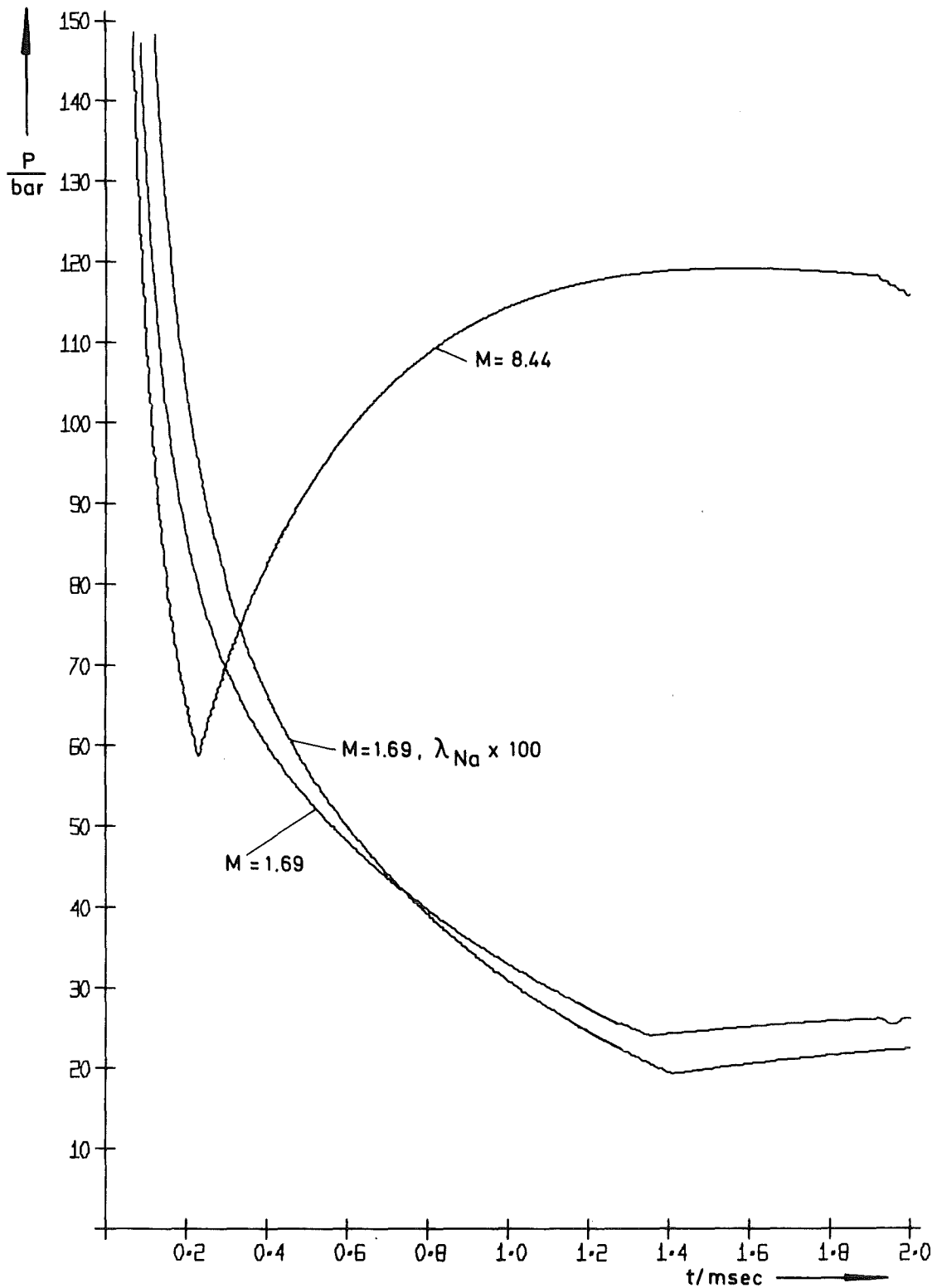


Abb.17: Druck-Zeit-Verläufe bei der Reaktion einer kleinen Brennstoffmenge (1/30 des FFTF-Falles) mit verschiedenen Natriummassen. M ist das Verhältnis der Brennstoffmasse zur Natriummasse. Im Fall $M = 1.69$ wird zusätzlich gezeigt, wie sich eine Vergrößerung der Wärmeleitfähigkeit des Natriums um den Faktor 100 auswirkt

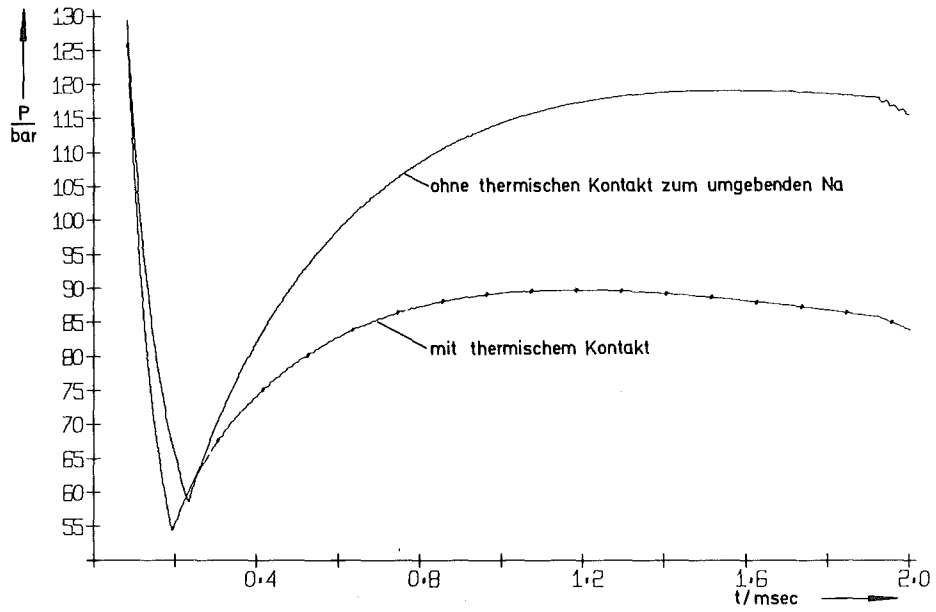


Abb.18: Druck-Zeit-Verläufe in einer kleinen Mischzone (1/30 des FFTF-Falles) mit und ohne thermischen Kontakt zum ungeheizten Natrium

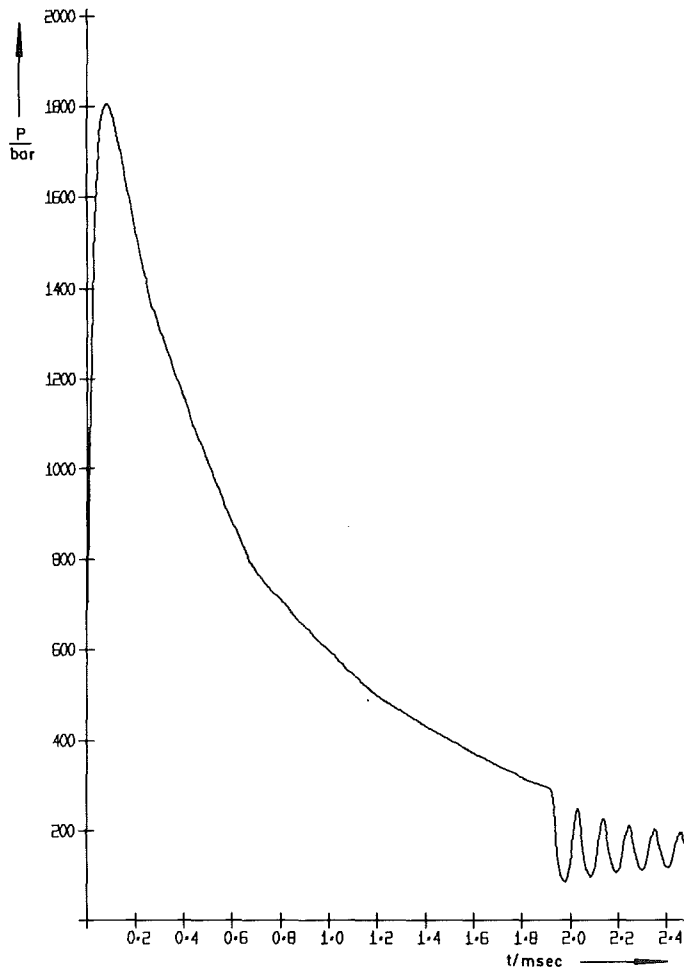


Abb.19: Druck-Zeit-Verlauf im FFTF-Fall mit Gaspolster (5% des Na-Volumens)

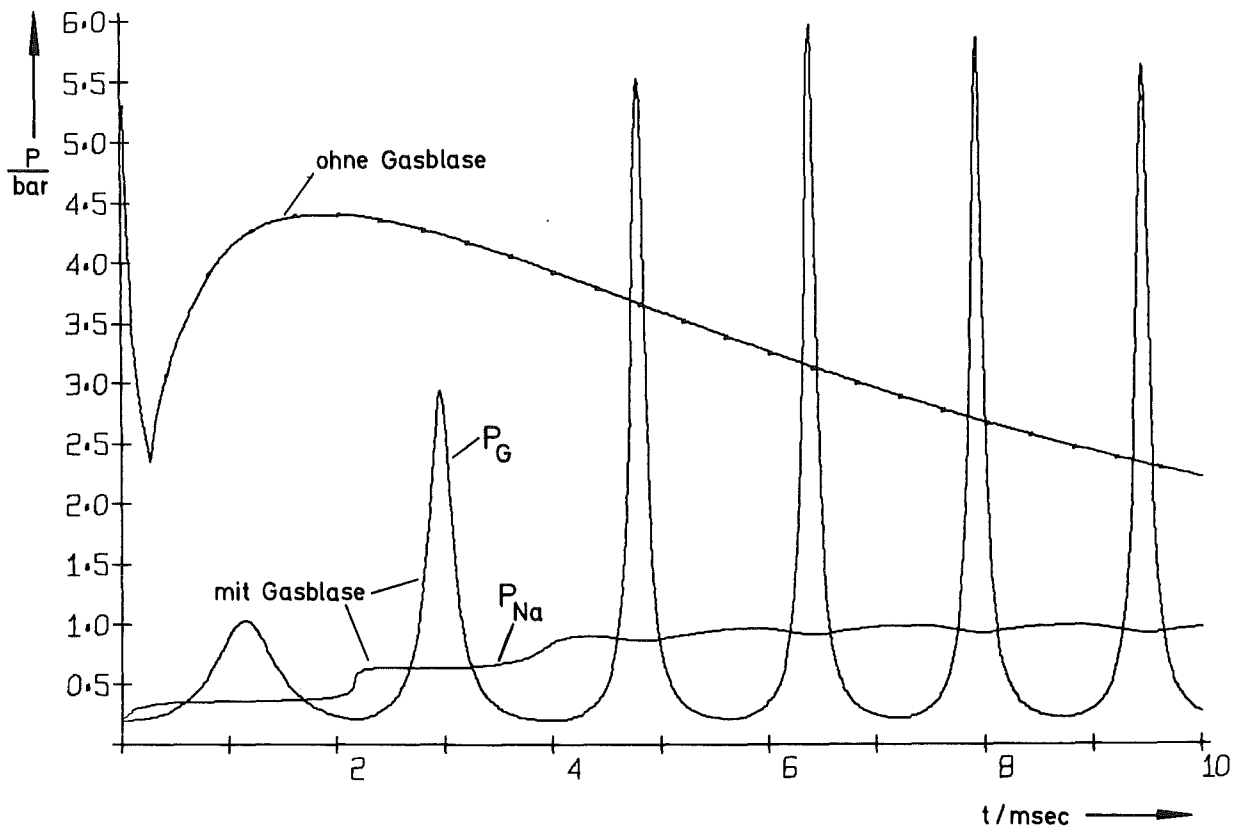


Abb.20: Druck-Zeit-Verläufe in einem Fall, der in etwa einem der Ispra Kanal-Experimente entspricht, mit und ohne Gasblase im Reaktionsraum

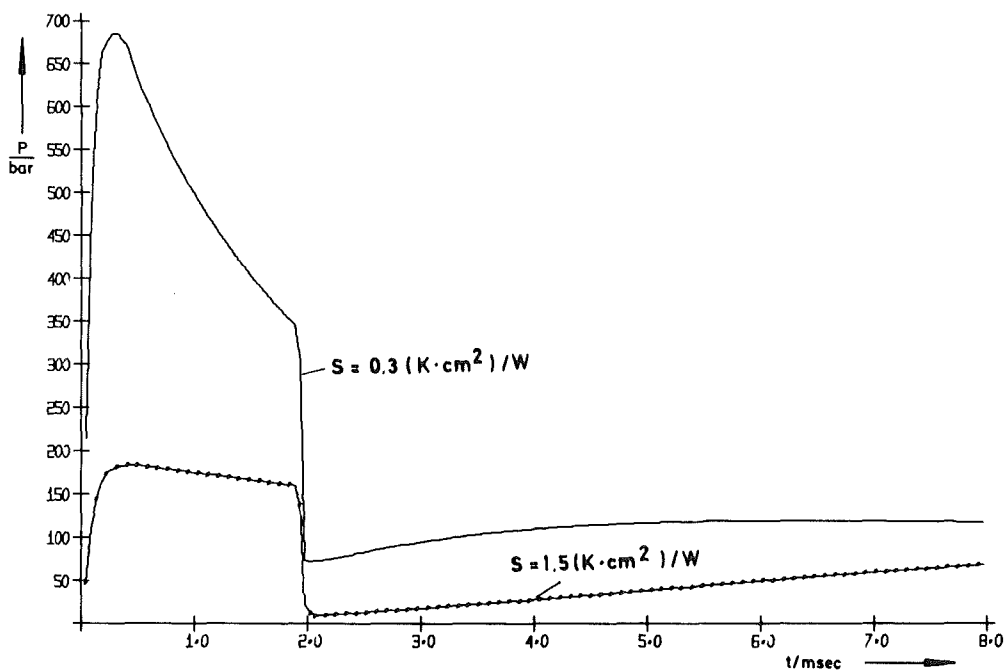


Abb.21: Druck-Zeit-Verläufe im FFTF-Fall mit verschiedenen Wärmeübergangswiderständen zwischen Brennstoff und Natrium

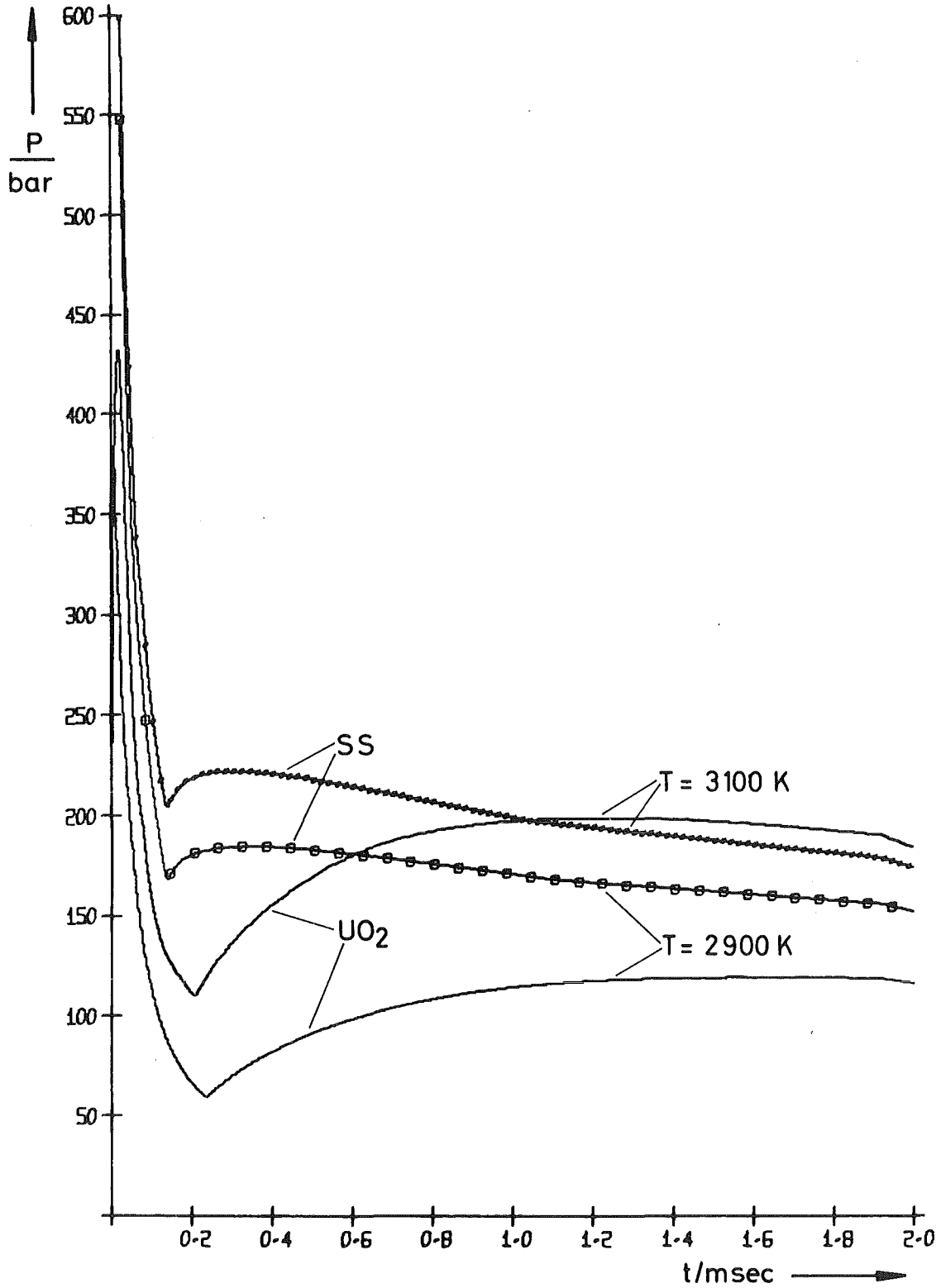


Abb.22: Druck-Zeit-Verläufe in einer kleinen Mischzone (1/30 des FFTF-Falles) mit Brennstoff bzw. Stahl als Wärmequelle und jeweils zwei Anfangstemperaturen

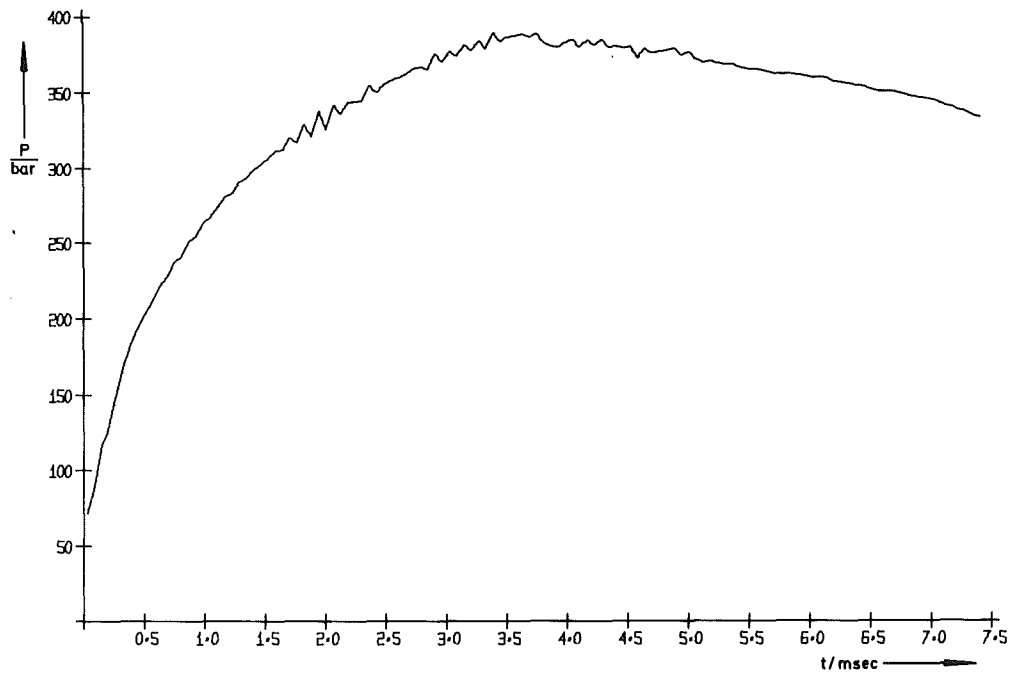


Abb.23: Druck-Zeit-Verlauf im Fall eines niedergeschmolzenen Brennelements mit einer Mischzone, die 4.5 msec lang wächst

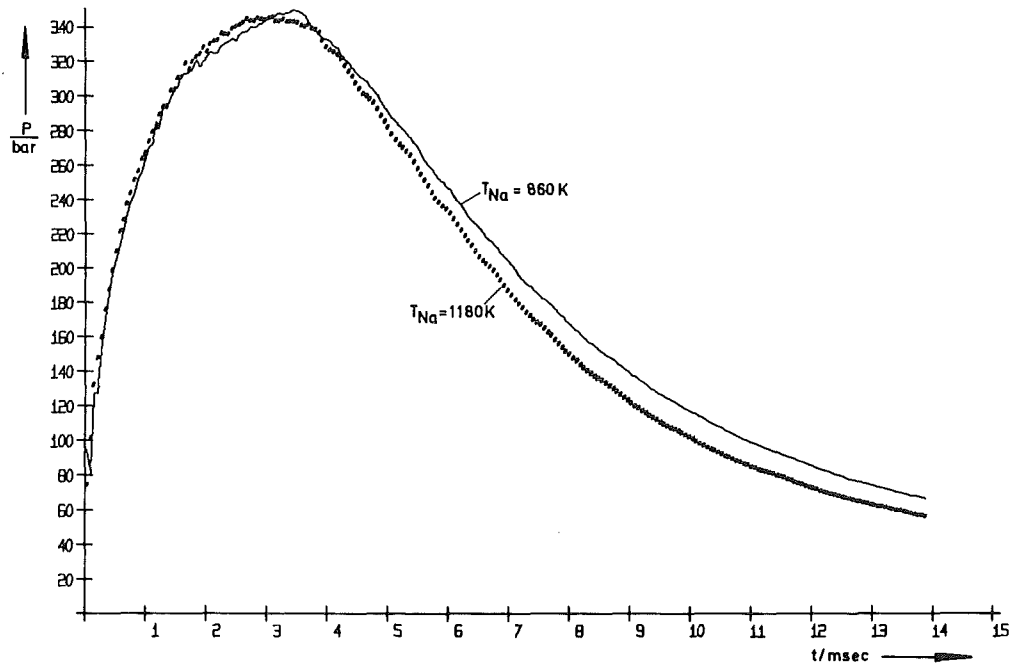


Abb.24: Druck-Zeit-Verläufe im Fall eines niedergeschmolzenen Brennelements mit einer Mischzone, die 1.5 msec lang wächst für zwei Anfangstemperaturen des Natriums

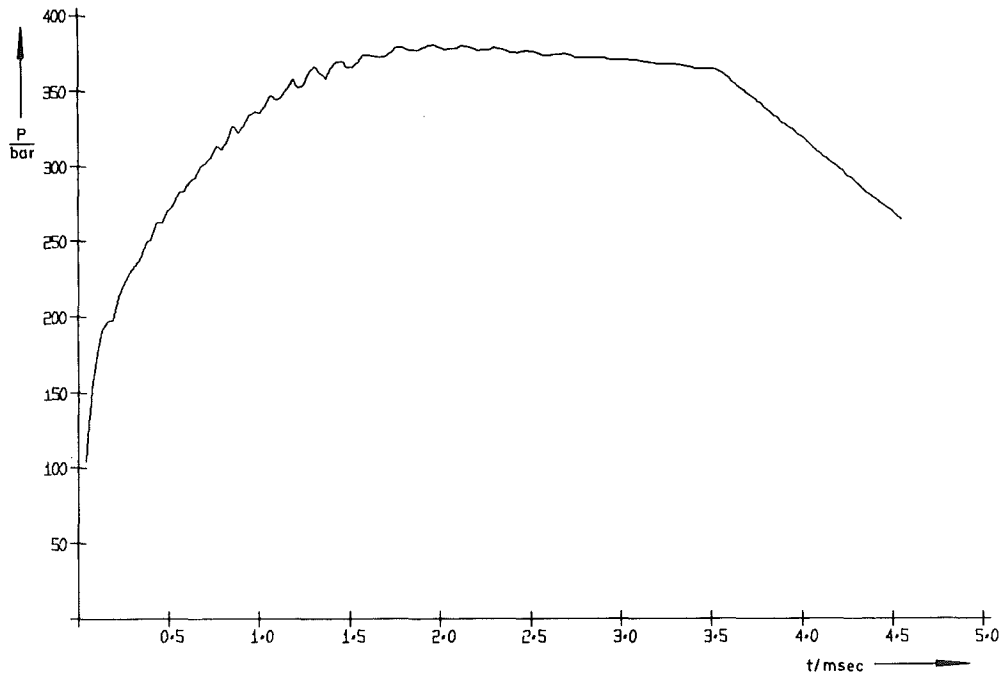


Abb.25: Druck-Zeit-Verlauf im Fall eines niedergeschmolzenen Brennelements bei hohem Massenverhältnis von Brennstoff zu Natrium ($M=21.6$)

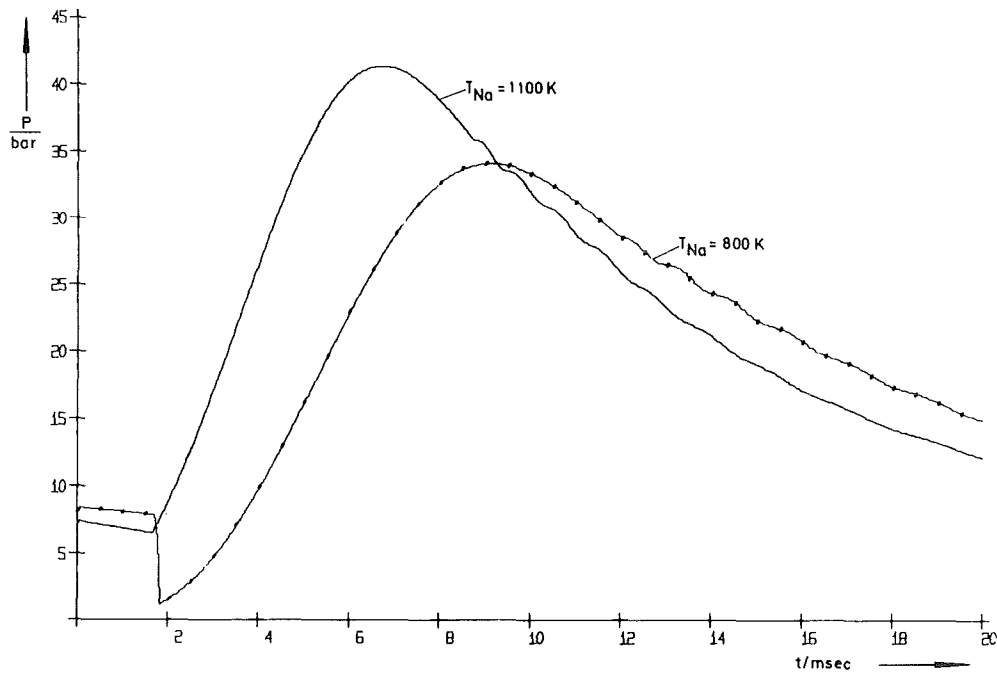


Abb.26: Druck-Zeit-Verläufe in einer kleinen Mischzone ($1/30$ des FFTF-Falles) mit verringerter Wärmeübertragungsrate ($S = 1.5\text{ (K}\cdot\text{cm}^2)/\text{W}$) für zwei Anfangstemperaturen des Natriums

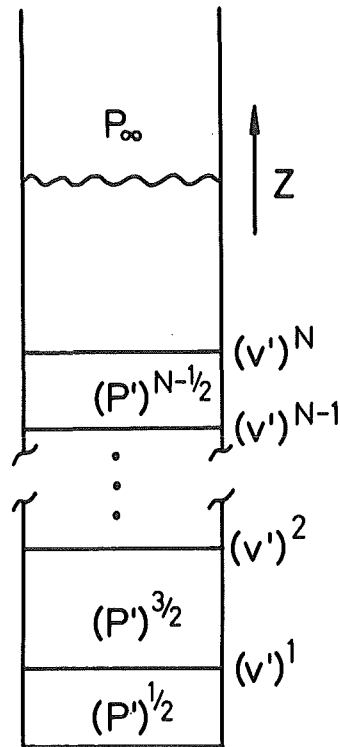


Abb.B-1: Die Modellgeometrie für die makroskopische Bewegung mit dem in Sektionen unterteilten Wechselwirkungsraum

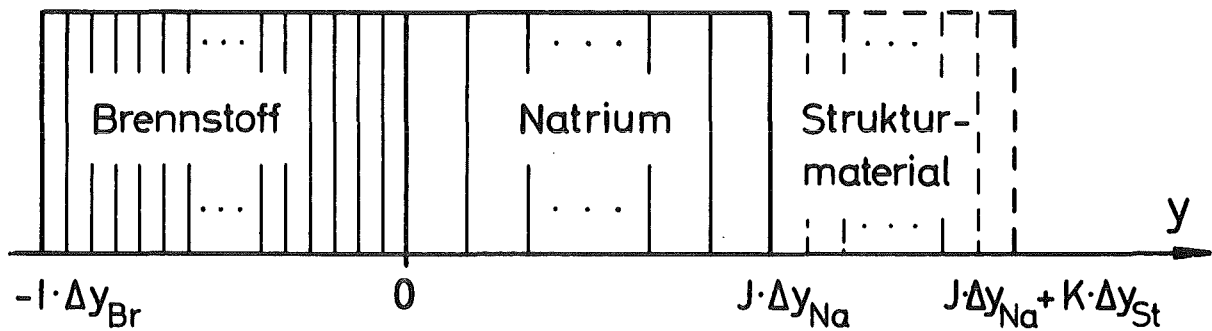


Abb.B-2: Die Materialanordnung für die Berechnung des Wärmetransports mit schematischer Darstellung der Stützstellen

Herrn Dr. H. Küsters aus dem Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik fühle ich mich für die Anregung zu dieser Arbeit, ihre ständige Förderung durch Diskussionen und die Unterstützung bei ihrer Abfassung zu großem Dank verpflichtet.

Herrn Dipl.-Phys. K. Thurnay sowie weiteren Mitarbeitern des Institutes für Neutronenphysik und Reaktortechnik und aus dem gesamten Bereich des Projektes Schneller Brüter verdanke ich viele nützliche Hinweise.