

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM**

**KARLSRUHE**

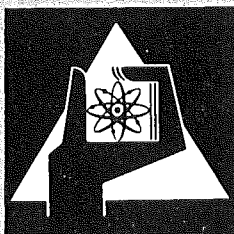
Oktober 1973

KFK 1858

Institut für Reaktorentwicklung  
Projekt Schneller Brüter

Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Siedens unter  
Störfallbedingungen in natriumgekühlten schnellen Reaktoren

P. Wirtz



**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 1858

Institut für Reaktorentwicklung

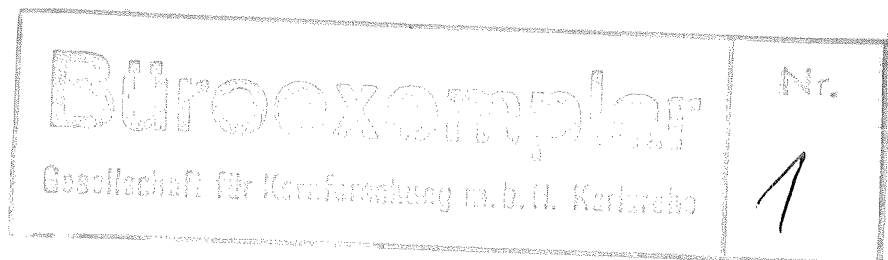
Projekt Schneller Brüter

Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung  
des Siedens unter Störfallbedingungen in  
natriumgekühlten schnellen Reaktoren

---

von

P. Wirtz



Gesellschaft für Kernforschung m. b. H. , Karlsruhe



## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein theoretisches Modell entwickelt, welches das integrale Sieden des Kühlmittels in schnellen natriumgekühlten Reaktoren unter charakteristischen Störfallbedingungen beschreibt.

Aufbauend auf den Ergebnissen instationärer Siede-Experimente unter reaktorähnlichen Bedingungen und auf theoretischen Überlegungen berechnet das Modell die Ejektion des Natriums aus einem Brennelement und das spätere Siedeverhalten. Die Strömungsform ist in der Anfangsphase des Siedevorgangs einer Pfropfenströmung vergleichbar und durch die Bildung einzelner größerer Blasen gekennzeichnet. Die Annahme, daß der Druck innerhalb einer Blase uniform sei, wird fallengelassen. Dadurch ist es möglich, die einer Zweiphasenringströmung ähnliche Strömungsform zu beschreiben, die sich einstellt, wenn die Siedezone eine größere axiale Ausdehnung erreicht und mit Flächen stark unterschiedlicher Temperatur in Berührung kommt. Die Berücksichtigung des Druckabfalls innerhalb einer Blase beeinflusst den Gesamtablauf des Siedevorgangs in einem Brennelement entscheidend.

Zur Untersuchung der Brennstabkühlung nach Siedebeginn wird der zeitliche und örtliche Zustand des Flüssigkeitsfilms berechnet, der bei der Ejektion des Natriums an den Brennstäben verbleibt. Es wird gezeigt, daß der Einfluß des strömenden Dampfes auf das Filmverhalten die Zeit bis zum Austrocknen des Films (Dryout) wesentlich verkleinert.

Der Vergleich der Modellrechnungen mit Experimenten zeigt eine gute Übereinstimmung bezüglich der Ejektion des Natriums und des oszillierenden Verhaltens des Kühlmitteldurchsatzes im späteren Verlauf des Siedens. Dryout wird durch das Modell qualitativ gut dargestellt. Dabei werden die Experimente mit Annahme eines ruhenden Films sowohl bezüglich des Gesamtsiedeverhaltens als auch bezüglich der Zeit bis zum Auftreten eines Dryouts besser wiedergegeben als unter Berücksichtigung des axialen Massentransportes im Film. Das mehr oder weniger statistische Auftreten eines Dryouts ist vom Modell her erklärbar, jedoch in deterministischer Weise nicht exakt vorherbestimmbar.

Das auf dem theoretischen Modell basierende Rechenprogramm BLOW 3 kann in ein Programmsystem zur Gesamtanalyse des Störfallverhaltens schneller natriumgekühlter Reaktoren integriert werden. Die gute Simulation des thermohydraulischen Verhaltens eines Brennelementes ermöglicht Untersuchungen zu charakteristischen Störfällen und ihrer Detektierbarkeit. Am Beispiel des Schnellen Natriumgekühlten Reaktors (SNR) werden für einen Störfall, der durch den Ausfall der Kühlmittelpumpen eingeleitet wird, Siederechnungen durchgeführt und deren Ergebnisse diskutiert.

A Contribution to the Modeling of Sodium Boiling  
under Accident Conditions in Fast Breeder Reactors

---

Abstract

A theoretical model is developed which describes integral boiling of the coolant in sodium cooled fast reactors under characteristic failure conditions.

Based on results achieved in non-steady state boiling experiments under conditions similar to those in a reactor and on theoretical considerations the model calculates the ejection of sodium from a fuel element and the subsequent boiling behavior. The flow pattern is characterized by the formation of one or a few individual bubbles in the early stage of boiling and is, therefore, comparable to a slug type flow. The assumption of uniform pressure within a bubble is dropped. Thus it is possible to describe an annular type flow which is generated if the boiling zone reaches a larger axial expansion and contacts areas of greatly differing temperatures. Taking into account the pressure drop within a bubble has a decisive influence upon the boiling event in a fuel element.

For analyses of fuel pin cooling after boiling inception the condition of the liquid film remaining on the fuel pins after the ejection of sodium is calculated as function of time and position. It is shown that the influence of the vapor flow on the film behavior greatly reduces the liquid film dryout time.

A comparison between model calculations and experiments shows good agreement with respect to the ejection of sodium and the oscillatory behavior of the coolant flow in the later stages of boiling. The model gives a good qualitative description of dryout. There is a better agreement between calculation and experiment both for the overall boiling behavior and the dryout time assuming a stagnant film. The more or less random occurrence of dryout can be explained by the model, but cannot be accurately predetermined in a deterministic way.

The computer program BLOW 3 based on the theoretical model can be integrated into a code system for the overall accident analysis of sodium cooled fast reactors. The good simulation of the thermohydraulic behavior of a fuel element allows analyses of characteristic accidents and their detectability. Results are presented from boiling calculations for characteristic SNR coolant channels.

## Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	
1. Einleitung und Problemstellung	1
2. Zweiphasenströmung bei Flüssigmetallen und ihre mathematische Formulierung	4
2.1 Die Zweiphasenmischung	5
2.2 Die Einzelblase	7
3. Grundlagen des Modells	9
3.1 Besonderheiten von Flüssigmetallen	9
3.2 Analyse experimenteller Arbeiten	12
3.3 Phänomenologische Modellbeschreibung	14
4. Formulierung der Gleichungen des Modells	16
4.1 Kühlmittelgleichungen einphasig	16
4.2 Kühlmittelgleichungen zweiphasig	21
4.2.1 Die Flüssigkeitskolben	21
4.2.2 Die Blasen	23
4.2.2.1 Die Dampfphase	24
4.2.2.2 Bestimmung des Reibbeiwertes an der Phasengrenze	29
4.2.2.3 Der Flüssigkeitsfilm	33
5. Vergleich der Modellrechnungen mit Experimenten	39
6. Anwendung des Modells am Beispiel des SNR	45
7. Schlußbemerkungen	51

	<u>Seite</u>
Anhang A	
A. 1 Numerische Behandlung der Gleichungen für die Dampfphase	53
A. 2 Numerische Behandlung der Gleichungen für den Flüssigkeitsfilm	59
Anhang B	
B. 1 Geometrische Darstellung des Reaktors	60
B. 2 Rechenprogramm BLOW 3	61
B. 2. 1 Gesamtflußdiagramm	61
B. 2. 2 Thermohydraulische instationäre einphasige Rechnung	62
B. 2. 3 Thermohydraulische instationäre zweiphasige Rechnung	63
Anhang C	
Empirische Korrelationen für den Reibbeiwert an der Phasengrenze	65
Tabellen und Abbildungen	68
Zeichenerklärung	97
Literaturverzeichnis	100



## 1. Einleitung und Problemstellung

Sieden des Kühlmittels tritt bei natriumgekühlten schnellen Reaktoren wegen des großen Abstandes der Auslegungstemperatur des Kühlmittels zur Siedetemperatur nur unter Störfallbedingungen auf. Es ist dann zu unterscheiden zwischen lokalem und integralem Sieden in einem Brennelement. Lokales Sieden findet entsprechend seiner Definition in einem kleinen Bereich des Brennelementquerschnitts statt und kann die Folge einer örtlich begrenzten Kühlungsstörung sein, ohne daß der Kühlmitteldurchsatz im betroffenen Brennelement merklich reduziert sein muß. Es spielt jedoch bei der Untersuchung der Ausbreitung solcher örtlichen, zunächst nicht detektierbaren Störungen auf das betroffene Brennelement bzw. benachbarte Brennelemente und u. U. auf das gesamte Core (Propagationsproblem) eine wichtige Rolle. Theoretische bzw. experimentelle Untersuchungen zum lokalen Natriumsieden wurden von Gast [1] und Schleisiek [2] durchgeführt.

Das Sieden des Kühlmittels im gesamten Brennelementquerschnitt wird als integrales Sieden definiert und steht im Mittelpunkt der Untersuchungen der vorliegenden Arbeit. Die Kenntnis der Vorgänge bei integralem Sieden ist zur Beurteilung der Sicherheit natriumgekühlter schneller Reaktoren im Zusammenhang mit

- dem erwähnten Propagationsproblem und
- den Auswirkungen schwerer hypothetischer Störfälle

von großem Interesse.

Im Verlauf eines Propagationsstörfalls kann es ausgehend von einer örtlichen Kühlungsstörung zum Sieden und einer damit verbundenen Ejektion des Natriums aus dem Brennelement kommen [1]. Da einerseits als Folge dieser Phase des Störfalls durch Hüllrohrversagen und Brennstoffschmelzen größere Schäden verursacht werden und andererseits die Detektion der vorausgehenden Ereignisse als noch nicht gesichert angesehen werden muß, kommt der genauen Kenntnis der Siede-

vorgänge und ihrer meßbaren Signale besonders im Hinblick auf die Frage der Reaktorabschaltung große Bedeutung zu.

Unter schweren hypothetischen Störfällen werden in diesem Zusammenhang Reaktivitätsstörungen ( $< 10 \text{ } \$/ \text{ sec}$ ) oder der Ausfall aller Kühlmittelpumpen verstanden, d. h. Störungen, die das gesamte Core betreffen, wobei weiterhin angenommen wird, daß der Reaktor nicht abschaltbar ist. Obwohl diese Störfälle als äußerst unwahrscheinlich angesehen werden können, da bei ihrem Auftreten mehrere voneinander unabhängige Sicherheitsschranken versagen müssen, werden sie im Rahmen der Sicherheitsuntersuchungen eingehend analysiert. Besonders beim Ausfall der Kühlmittelpumpen hat das Sieden entscheidende Auswirkungen auf den weiteren Störfallablauf:

- Die Kühlmitteldichteänderung (Void-Effekt) beeinflusst rückwirkend die Leistung des Reaktors und zwar ortsabhängig positiv oder negativ.
- Die nach Siedebeginn nicht mehr gewährleistete Brennstabkühlung hat ein Schmelzen der Hülle und in Verbindung mit einer positiven Void-Reaktivität auch ein Schmelzen des Brennstoffs zur Folge. Eine dann mögliche freie Bewegung des Brennstoffs (Slumping) oder eine Brennstoff-Natrium-Reaktion kann zur Zerstörung des gesamten Reaktorkerns führen.

Im Bestreben, die Sicherheit schneller natriumgekühlter Reaktoren durch besseres Verständnis auch sehr unwahrscheinlicher Störfälle weiter zu vergrößern und andererseits von einer extrem konservativen zu einer technisch wie wirtschaftlich vertretbaren Auslegung des Reaktors zu kommen, werden Programmsysteme zur Gesamtstörfallanalyse entwickelt [3, 4], die wichtige physikalische Einzeleffekte eines Störfalls berücksichtigen, um deren Einfluß auf das Verhalten des Reaktors zu untersuchen. Unter diesem Aspekt ist die Aufgabe zu sehen, das Sieden und andere Vorgänge wie z. B. das Brennstabverhalten [5], mögliche Brennstoffbewegungen [6] oder die thermische Wechsel-

wirkung zwischen Brennstoff und Kühlmittel [7] in einem natriumgekühlten Reaktor modelltheoretisch zu beschreiben.

Sieden von Natrium unter den erwähnten Störfallbedingungen ist ein transienter Vorgang, der entscheidend durch die thermophysikalischen Eigenschaften des Flüssigmetalls sowie die große Leistungsdichte und die geometrischen Eigenheiten des Reaktors geprägt wird. Die Vorstellungen zum Sieden sowie die mathematische Beschreibung dieser Vorgänge sind daher nicht ohne weiteres von anderen Flüssigkeiten übertragbar.

Aufbauend auf Experimenten und theoretischen Überlegungen wird im folgenden ein Modell entwickelt, das die Siedevorgänge unter den genannten charakteristischen Bedingungen bei eindimensionaler Strömung beschreibt und im besonderen Aussagen macht zur zeitlichen und örtlichen Änderung der Kühlmitteldichte sowie zur Brennstabkühlung nach Siedebeginn. Das Modell wurde gegenüber früheren in entscheidenden Punkten erweitert und verbessert.

Zur Überprüfung der Modellvorstellungen wurden Siedeversuche in Einkanalgeometrie durchgeführt [8], die den Störfall "Ausfall der Kühlmittelpumpen" simulieren. Die Versuche werden beschrieben und mit den Ergebnissen der Modellrechnungen verglichen. Aus der guten Übereinstimmung wird zusammen mit noch zu diskutierenden Annahmen und Voraussetzungen dann gefolgert, daß das Modell für die zu untersuchenden Störfälle auch auf Reaktorbedingungen anwendbar ist.

Am Beispiel des Schnellen Natriumgekühlten Reaktors (SNR) werden für einen Störfall, der durch den Ausfall der Kühlmittelpumpen eingeleitet wird, Siederechnungen durchgeführt. Die Ergebnisse werden besonders auch im Hinblick auf die gegenüber früheren Arbeiten unterschiedlichen Modelleinzelheiten erläutert und diskutiert.

## 2. Zweiphasenströmung bei Flüssigmetallen und ihre mathematische Formulierung

---

Bei einer Zweiphasenströmung existiert ein Medium in zwei verschiedenen Phasen nebeneinander, im betrachteten Fall im flüssigen und dampfförmigen Zustand. Über die Phasengrenze tauschen beide Phasen Masse, Impuls und Energie aus. Bei der mathematischen Beschreibung unterscheidet man zwischen homogener und separater Betrachtung der beiden Phasen. Bei homogener Betrachtung faßt man die Phasemischung als eine Pseudoflüssigkeit mit gewichteten Mittelwerten für Geschwindigkeit, thermodynamische Zustandsgrößen, Transportgrößen etc. auf, die Erhaltungsgleichungen entsprechen dann denen der einphasigen Strömung [9]. Betrachtet man beide Phasen separat, so reichen im Prinzip die Möglichkeiten von nur der Berücksichtigung der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten bei Benutzung der Erhaltungsgleichungen für eine Zweiphasenmischung bis zur Verwendung der drei Erhaltungsgleichungen für jede der beiden Phasen einschließlich der Randbedingungen an der Phasengrenzfläche und an der Wand für den Austausch von Masse, Impuls und Energie. Man erkennt, daß eine detailliertere Betrachtungsweise die Kenntnis der Geometrie der Phasengrenzfläche und der sich dort abspielenden Austauschvorgänge erfordert. Ein erster Schritt in dieser Richtung ist daher, die Zweiphasenströmungen entsprechend der Verteilung der Phasen in bestimmte Klassen zu unterteilen, d. h. nach den sogenannten Strömungsformen zu ordnen, was nichts anderes bedeutet als eine Idealisierung der geometrischen Konfiguration der Phasengrenzflächen vorzunehmen. Als wichtige Beispiele seien die Blasen-, die Pfropfen- und die Ringströmung genannt.

Die sich beim Sieden in einer Flüssigkeit entwickelnden Strömungsformen sind für den Druckabfall und die Stabilität von entscheidender Bedeutung. In einer Vielzahl von Experimenten wurden in Abhängigkeit von den physikalischen Stoffgrößen und dem Massendurchsatz Kriterien

für die Existenz bestimmter Strömungsformen und deren Übergangsbereiche ermittelt, die jedoch im allgemeinen nur unter stationären, adiabaten Bedingungen Gültigkeit haben.

Bei Strömungen mit Wärmezufuhr stellt sich die Frage, wie sich die von außen zugeführte Wärme auf die beiden Phasen verteilt und damit die Frage nach dem thermischen Gleichgewicht. Unter thermischem Gleichgewicht sei verstanden, daß die beiden Phasen Dampf und Flüssigkeit die gleiche Temperatur haben entsprechend der zum örtlichen Druck gehörigen Sättigungstemperatur. Bei Annahme thermischen Gleichgewichts kann man zeigen, daß die zugeführte Wärme unmittelbar in Verdampfung eines bestimmten Volumens umgesetzt wird [10]. Vom Gesichtspunkt des Energieaustausches ist daher für diesen Fall die Kenntnis der vorliegenden Strömungsform nicht notwendig, da der detaillierte Wärmeübertragungsprozeß von der beheizten Wand zu den beiden Phasen nicht betrachtet werden muß. Das gilt jedoch nicht für Flüssigmetalle, bei denen thermisches Gleichgewicht nicht vorliegen muß, so daß hier auch bezüglich des Energieaustausches zwischen den Phasen eine genauere Kenntnis der vorliegenden Strömungsformen wichtig ist [11].

Die bisher bekannten Rechenmodelle zum Natriumsieden können abgesehen von gewissen Einzelheiten eingeteilt werden in solche, deren Formulierung auf einer Zweiphasenmischung basiert und in die sogenannten Einzelblasenmodelle, d. h. solche, in denen das Wachstum und Kollabieren nur einzelner Blasen berechnet wird.

## 2.1 Die Zweiphasenmischung

In Anlehnung an die mathematische Behandlung der eindimensionalen Zweiphasenströmung bei Flüssigkeiten wie z. B. Wasser werden zwei Modelle verwendet, die homogene Strömung und eine Strömung mit Schlupf. In beiden Fällen werden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für eine Zweiphasenmischung formuliert, wobei die Kühlmitteldichte und Massengeschwindigkeit über den Dampfvolumen-

gehalt  $\alpha$  gemittelt werden [12]. Die Gleichungen unterscheiden sich nur dadurch, daß bei homogener Betrachtung die Qualität  $x$  und der Dampfvolumentgehalt  $\alpha$  in einer eindeutigen Beziehung zueinander stehen, während bei Annahme verschiedener Phasengeschwindigkeiten diese meist über eine empirische Beziehung miteinander korreliert sind. Wie in [10] gezeigt wird kann mit diesem Vorgehen thermisches Ungleichgewicht nicht behandelt werden.

Noyes et al. wählten in einer der ersten Arbeiten zur Beschreibung des Siedens in einem natriumgekühlten Reaktor [13, 14] ein homogenes Modell (Abb. 1 a) bei Annahme thermischen Gleichgewichts.

MacFarlane [15] legt seinem Modell eine Zweiphasenringströmung (Abb. 1 b) zugrunde und verwendet zur Berücksichtigung der unterschiedlichen Geschwindigkeiten der beiden Phasen die empirische Beziehung von Lockhart-Martinelli zur Berechnung des Dampfvolumentgehaltes  $\alpha$  und ebenfalls die Annahme thermischen Gleichgewichts. Die Impulsgleichung wird in Form des integralen Impulsmodells [16] gelöst. In beiden Rechenmodellen werden jedoch auf Grund numerischer Schwierigkeiten Impuls- und Energiegleichungen entkoppelt gelöst, ein Vorgehen, das nur im Fall langsamer Transienten richtig ist, d. h. wenn Wärmeleitungsprozesse und nicht die Trägheit der Flüssigkeit den Siedevorgang bestimmen. Denn bezüglich der Berechnung der Ejektion des Kühlmittels wird der sich durch die Trägheit der Flüssigkeit ergebende Druckaufbau nicht berücksichtigt. Dies resultiert in zu kurzen Ejektionszeiten des Kühlmittels aus dem Brennelement. Siegmann [17] löst die Erhaltungsgleichungen auf Kosten erheblich größerer Rechenzeiten voll kompressibel und umgeht durch Verwendung des Charakteristikenverfahrens, einer Methode, die bei Zweiphasenströmungen schon von Fischer [18] benutzt wurde, die oben erwähnten numerischen Schwierigkeiten. Ein ausführlicher Vergleich der beiden letztgenannten Modelle ist in [19] gegeben.

Zur Berücksichtigung thermischen Ungleichgewichts wird in [20] eine zusätzliche Energiegleichung für die flüssige Phase verwendet. Von der Dampfphase wird angenommen, daß sie sich entsprechend dem örtlichen Druck im Sättigungszustand befindet. In der Energiegleichung für die Flüssigkeit sind zwei Größen experimentell zu bestimmen: der Bruchteil des Wärmestroms von der Wand an die Flüssigkeit und ein Faktor für den Wärmeübergang zwischen Flüssigkeit und Dampf. Rechenergebnisse dieses Modells sind nicht bekannt.

Bei allen bisher genannten Modellen werden bezüglich der Strömungsform (homogen bzw. mit Schlupf) Vorstellungen von quasistatischen Strömungen übernommen und auf die bei Störfallbedingungen im Reaktor vorliegenden höchst instationären Verhältnisse übertragen. Dieses Vorgehen ist schon insofern zweifelhaft, da Natrium unter Reaktorbedingungen nur in einem sehr engen Bereich stationär sieden kann. Die Modelle können, mit Ausnahme des letzteren, thermisches Ungleichgewicht nicht berücksichtigen und beschränken sich bei der Beschreibung der Siedevorgänge auf die erste Ejektionsphase. Interessant für den weiteren Störfallablauf ist jedoch neben der Frage, wie lange nach Siedebeginn ein Brennstab noch gekühlt werden kann, die Beschreibung des periodischen Wiedereintritts und des erneuten Auswurfs der Flüssigkeit aus einem schon leergesiedeten Brennelement. Das führt zu den Einzelblasenmodellen, die im folgenden diskutiert werden.

Die Anwendung der Gleichungen für eine Zweiphasenmischung erscheint jedoch dann sinnvoll, wenn man bei Annahme nur geringfügiger Überhitzung die Siedephänomene innerhalb der echt dreidimensionalen Brennelementgeometrie beschreiben will.

## 2.2 Die Einzelblase

Die Einzelblasenmodelle gehen davon aus, daß sich nach Siedebeginn ein zusammenhängender Dampfraum bildet, der den ganzen Kühlkanalquerschnitt ausfüllt und der durch Expansion die ihn umgebende Flüssig-

keit aus dem Brennelement austreibt, wobei das dazu benötigte Volumen durch Verdampfung eines an den Brennstäben verbleibenden dünnen Flüssigkeitsfilms bereitgestellt wird (Abb. 1 c). Stellvertretend für Rechenmodelle dieser Art [21, 22, 23, 24, 25, 26], die sich nur wenig voneinander unterscheiden, sei im folgenden das von Schlechtendahl entwickelte Modell BLOW 2 [26] kurz dargestellt.

BLOW 2 beschreibt den Siedevorgang durch die Berechnung des zeitlichen Verhaltens einer Blase und der sie begrenzenden Flüssigkeit. Die Form der Blase wird im ersten Stadium des Wachstums als kugelförmig angenommen und nach Ausfüllen des Kühlkanalquerschnitts als kolbenförmig, wobei ein dünner Flüssigkeitsfilm bei der Ejektion des Natriums an dem Brennstab verbleibt. Das dynamische Verhalten der Blase und der sie begrenzenden Flüssigkeitssäulen wird im Prinzip durch die gekoppelte Lösung zweier Differentialgleichungen, einer Energiegleichung für die Blase und der Impulsgleichung für die Flüssigkeitssäulen berechnet. Diese gekoppelte Lösung der Gleichungen ist entscheidend, da so der sich durch die Trägheit der Flüssigkeit ergebende Druckaufbau und dessen Rückwirkung auf den zeitlichen Verlauf der Ejektion exakt berücksichtigt wird. Der Druck in der Blase wird als uniform angenommen. Die durch Verdampfung bzw. Kondensation sich ändernde Dicke des als ruhend angesehenen Flüssigkeitsfilms wird in Abhängigkeit von Ort und Zeit berechnet. Im Brennstab werden die Hüllrohrtemperaturen und eine mittlere Brennstofftemperatur durch Lösung der entsprechenden Wärmeleitgleichungen in der Hülle bzw. der Energiegleichung im Brennstoff ermittelt. Als mögliche Störfälle werden eine plötzliche vollständige Blockade des Brennelementfußes bzw. der plötzliche Verlust des Druckes im Eintrittsplenum angenommen, so daß Sieden stets in praktisch stagnierendem Natrium beginnt. Die anfängliche Filmdicke und der gewünschte Siedeverzug werden vorgegeben.

Das Modell BLOW 2 ist durch die Tatsache, daß nur eine einzelne Blase betrachtet wird, in seiner Anwendung auf die Störfälle beschränkt, bei denen auf Grund einer sehr großen Überhitzung der Siedevorgang reali-



stisch durch eine Blase dargestellt werden kann. Das gilt insbesondere für den letztgenannten der obigen Störfälle, wenn der wahrscheinliche Ort des Siedebeginns in Coremitte liegt und das stagnierende flüssige Natrium nach beiden Seiten aus dem Brennelement ausgetrieben wird. Im Fall einer plötzlichen Blockade kann die Ejektion des Kühlmittels aus dem unteren Teil des Brennelements nicht beschrieben werden, gleiches gilt, wenn bei einem Pumpenausfall Sieden bei einem Restdurchsatz von ca. 30 % am oberen Corerand einsetzt. Die Annahme eines uniformen Druckes innerhalb der Blase ist nicht mehr gerechtfertigt, wenn die Blase axial mit Flächen stark unterschiedlicher Temperatur in Berührung kommt. Diese Vereinfachung hat, wie schon von Schlechtendahl in [26] festgestellt wurde, entscheidende Auswirkungen auf das Siedeverhalten im späteren Verlauf einer Ejektion, insbesondere auf das oszillierende Verhalten der Natriumsäulen. Aus der Annahme uniformen Drucks resultieren, im Vergleich zu Experimenten, zu große Amplituden und zu kleine Frequenzen dieser Schwingungen bzw. ein völliges Kollabieren der Blase, was ebenfalls der experimentellen Erfahrung widerspricht [27].

Das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Modell beseitigt die oben genannten Beschränkungen sowohl was die Vorstellungen zum Sieden selbst angehen als auch bezüglich möglicher Störfallsimulationen und einer besseren Darstellung der Reaktorgeometrie.

### 3. Grundlagen des Modells

#### 3.1 Besonderheiten von Flüssigmetallen

Flüssigmetalle unterscheiden sich in dem hier interessierenden Zusammenhang in drei Eigenschaften entscheidend von Flüssigkeiten wie z. B.

Wasser :

- der Neigung zu hohem Siedeverzug
- der großen Wärmeleitfähigkeit
- dem kleinen Dichteverhältnis von Dampf zu Flüssigkeit.

Diese Eigenschaften beeinflussen neben dem Systemdruck, der zugeführten Wärme und den geometrischen Verhältnissen die Ausbildung einer charakteristischen Strömungsform, auf der die mathematische Beschreibung des Modells basiert.

### Der Siedeverzug

Nimmt man an, daß der Siedebeginn an diskreten Punkten der Wandoberfläche, den sogenannten Kavitäten, die Gas bzw. Dampf enthalten, stattfindet, so folgt aus der Gleichung für die Druckdifferenz über eine gekrümmte Oberfläche, die für eine Halbkugelgeometrie lautet

$$p_v - p_s = \frac{2\sigma}{r} \quad (1)$$

mit der Clausius-Clapeyron'schen Gleichung bei nicht zu großen Werten für den Siedeverzug [28]

$$\Delta T_s = \frac{2\sigma T_s}{r h_{fg} \rho_s} \quad (2)$$

Setzt man in Gleichung (2) Stoffwerte für Na und H<sub>2</sub>O ein, so erhält man bei Annahme gleichen Systemdrucks und gleichen Keimradius r für das Verhältnis der Siedeverzüge

$$\frac{(\Delta T_s)_{Na}}{(\Delta T_s)_{H_2O}} \approx 8$$

Natrium neigt also schon von seinen thermophysikalischen Eigenschaften, die sich in einem flachen Verlauf der Dampfdruckkurve ausdrücken, zu einem gegenüber Wasser wesentlich höheren Siedeverzug.

Da man annehmen kann, daß sich die Siedekeime an den begrenzenden Wänden befinden, bedeutet die oberhalb einer Grenztemperatur von ca. 400°C vollständige Benetzungsfähigkeit des Natriums [29], daß auch sehr kleine Kavitäten mit Natrium gefüllt und damit deaktiviert werden. Der in Gleichung (2) enthaltene Keimradius r nimmt dann sehr kleine Werte an und der zu erwartende Siedeverzug steigt entspre-

chend. Weiterhin kann das physikalisch-chemische Zusammenwirken mit den Wandmaterialien [30] zu den experimentell beobachteten hohen Siedeverzügen führen.

Es soll hier nicht diskutiert werden, wie sich die verschiedenen anderen Parameter wie aufgeprägter Wärmefluß, Wartezeiteffekte, Reynoldszahl etc. auf den Siedeverzug auswirken und ob die teilweise widersprüchlichen experimentellen Ergebnisse letztlich zu einer eindeutigen "Theorie" des Siedeverzugs bei Natrium führen. In diesem Zusammenhang ist es wichtig festzustellen, daß bei Natrium ein durch den Siedeverzug hervorgerufenen thermisches Ungleichgewicht zu erwarten ist und bei der rechnerischen Behandlung des Siedens entsprechend berücksichtigt werden muß.

#### Die Wärmeleitfähigkeit

Natrium hat gegenüber Wasser eine um den Faktor 70 größere Wärmeleitfähigkeit. Schlechtendahl [26] zeigte, daß daher eine kleine Blase wegen der hohen anfänglichen Wachstumsgeschwindigkeit schon bei geringen Siedeverzügen andere im Stadium des Siedebeginns befindliche Keime inaktiviert. Es wurde gefolgert, daß bei Siedeverzügen von mehr als  $50^{\circ}\text{C}$  auch bei sehr schneller instationärer Aufheizung des Natriums in einem Brennelement nur eine Blase entstehen kann und daß bereits bei einem Siedeverzug von  $10^{\circ}\text{C}$  das Auftreten eines homogenen Zweiphasengemisches verhindert wird.

Auf Grund der großen Wärmeleitfähigkeit ergeben sich auch bei den in einem schnellen Reaktor vorhandenen hohen Standleistungen nur geringe Temperaturdifferenzen in der Größenordnung von  $10^{\circ}\text{C}$  zwischen Hüllrohräußentemperatur und einer mittleren Kühlmitteltemperatur. Man kann daher davon ausgehen, daß bei den uns interessierenden instationären Siedevorgängen schon bei geringem Siedeverzug unterkühltes Sieden als unwahrscheinlich angesehen werden kann bzw. auf eine kurze anfängliche Übergangsphase beschränkt bleibt.

### Das Dichteverhältnis

Das Verhältnis der Dampfdichte zur Flüssigkeitsdichte ist bei Natrium bei 1 ata etwa um den Faktor 1,75 kleiner als bei Wasser unter gleichem Druck. Vergleicht man Natrium bei 3 ata und Wasser bei 70 ata (d.h. den ungefähren Betriebsdrücken eines schnellen Reaktors und eines Siedewasserreaktors), so ist der Faktor ca. 50. Das Dichteverhältnis beeinflusst über den Dampfvolumenteil  $\alpha$  das statische und dynamische Verhalten einer Zweiphasenströmung und ist daher ein wichtiger Parameter bei der Ausbildung einer bestimmten Strömungsform [31]. Da jedoch bei Natrium schon bei kleinen x-Gehalten der Dampfvolumenteil gegen eins [32] geht, ist auch von dieser Seite die Ausbildung einer homogenen Zweiphasenströmung auszuschließen.

### 3.2 Analyse experimenteller Arbeiten

Zur besseren Kenntnis der Strömungsformen, die sich beim Sieden von Flüssigmetallen entwickeln, wurden eine Vielzahl von Experimenten durchgeführt. Versuche mit Simulationsflüssigkeiten haben dabei den Vorteil, einer visuellen Beobachtung zugänglich zu sein, wobei durch Ähnlichkeitsbetrachtungen gezeigt werden kann, daß die Ergebnisse auch für Flüssigmetalle gültig sind [33, 34]. Im folgenden werden nur die Experimente betrachtet, die eine Aussage machen über die Strömungsformen, die bei Flüssigmetallen im interessierenden transienten Bereich zu erwarten sind. Die Einzelblasenejektion als das charakteristische Merkmal des Siedevorgangs bei reaktorähnlichen Versuchsbedingungen konnte bei stagnierenden Flüssigkeiten übereinstimmend festgestellt werden. Die Einzelblasenejektion ist gekennzeichnet durch die Expansion einer Blase, deren Wachstum durch die Trägheit der zu verdrängenden Flüssigkeit kontrolliert wird, wobei die Größe des Blasenwachstums nur durch die Nachverdampfung eines an den beheizten Oberflächen verbleibenden Flüssigkeitsfilms erklärt werden kann. Fette zeigte sowohl in einer Einkanalordnung (mit Wasser als Simulationsflüssigkeit) [35] wie auch in einem durchsichtigen

Brennelement mit 169 Stäben (Austreibung der Flüssigkeit durch Gas-Injektion) [36], daß die sich bildende Dampf- bzw. Gasphase den gesamten Strömungsquerschnitt ausfüllt. In ähnlichen Versuchen, mit Freon 11 in Einkanalgeometrie, einem 7-Stab- und einem 19-Stabbündel durchgeführt [33], wurde ebenfalls in allen untersuchten Anordnungen eine Einzelblase als charakteristisch für die erste Phase der Ejektion gefunden. Es konnte jedoch im späteren Verlauf der Ejektion eine Strömungsform festgestellt werden, die durch kritische Ausflußbedingungen einer sich bildenden Zweiphasenströmung gekennzeichnet war. Ähnliche Versuchsergebnisse in Natrium wurden schon früher in [37] berichtet.

Siederversuche von Spiller mit stagnierendem Kalium [38] und Natrium [39] in einem direkt beheizten Rohr bestätigten die Einzelblasenejektion und gaben u. a. Meßwerte für die Restfilmstärke. Pepler konnte durch ähnliche Versuche mit stagnierendem Natrium in einer induktiv beheizten Teststrecke zeigen [27, 40], daß das flüssige Natrium durch die Bildung einer oder weniger Blasen vollständig aus der Teststrecke ausgetrieben wird und nach der ersten Ejektion durch Restverdampfung des Flüssigkeitsfilms an einem Wiedereintritt in den beheizten Teil der Teststrecke gehindert wird.

Natrium-Siedeexperimente bei erzwungener Konvektion wurden von Schleisiek [41, 42] durchgeführt. In einer Teststrecke mit und ohne Bypass wurde in der Mehrzahl der Versuche eine Strömungsform gefunden, die als stabiles pulsierendes Sieden bezeichnet wurde und durch abwechselnd heftige Siedeejektionen und Wiederauffüllen der Teststrecke mit Flüssigkeit gekennzeichnet ist. Das Bild der Strömungsformen ist jedoch nicht in allen Versuchen einheitlich und hängt von den gewählten Versuchsbedingungen ab. Allerdings werden Reaktorbedingungen wegen des relativ großen hydraulischen Durchmessers (9 mm) und der kurzen Länge der beheizten Teststrecke (168 bzw. 196 mm) nur bedingt wiedergegeben. Über ähnliche Versuche mit in der Tendenz instabilem Charakter wird in [43, 44] berichtet. Bei den gefundenen Strömungsformen wird unterschieden zwischen Einzelblasenejektion mit Wiederauffüllen der

Teststrecke durch von oben zurückströmendes Natrium und einer Pfropfenströmung mit periodischen Expulsionen. Die genannten Ergebnisse stehen in einem gewissen Widerspruch zu den Experimenten von Costa et al. [45], in denen bei sehr langsamen Transienten von bis zu 60 sec eine mehr homogene Zweiphasenströmung festgestellt wird. Auf dieser Strömungsform basiert daher auch das in Abschnitt 2.1 erwähnte Rechenmodell [20].

Um zu einem einheitlichen Bild des Siedeverhaltens unter den zu betrachtenden Reaktorstörfallbedingungen zu kommen, sind weitere Versuche notwendig unter besonderer Berücksichtigung der im Reaktor vorliegenden Verhältnisse, was im Fall der Einkanalgeometrie eine gute Simulation des kleinen hydraulischen Durchmessers eines Brennelement-Unterkanal und der dazugehörigen vollen Brennelementlänge bedeutet, sowie die Simulation von Ein- und Austrittsplenum, Leistungsdichte und Pumpenauslaufcharakteristik. Ein Schritt in diese Richtung sind Siedeversuche zum Störfall "Pumpenausfall", auf die später noch näher eingegangen wird.

### 3.3 Phänomenologische Modellbeschreibung

Unter Berücksichtigung der in Abschnitt 3.1 diskutierten besonderen Eigenschaften von Natrium, der unter 3.2 kurz zusammengefaßten experimentellen Ergebnisse und der spezifischen Reaktorbedingungen, die insbesondere

- den großen Wärmefluß ( $\sim 200 \text{ W/cm}^2$ ) und die damit verbundenen Verdampfungsraten
- die geringe Drosselung am Brennelementeintritt und
- die vorliegende Geometrie mit kleinem hydraulischem Durchmesser ( $\sim 6 \text{ mm}$ ) und großer Brennelementlänge ( $\sim 2.40 \text{ m}$ )

betreffen, wird angenommen, daß die Siedephänomene am besten durch ein theoretisches Modell dargestellt werden können, das im

folgenden am Beispiel des Pumpenausfalls als Einleitungsstörung qualitativ beschrieben wird (Abb. 2).

### Phase 1

Sieden beginnt am oberen Coreende mit der Bildung einer Blase. Diese verhindert, bei Annahme eines Siedeverzugs, durch den plötzlich freigesetzten höheren Druck die Entstehung möglicher weiterer Blasen und bewirkt eine Verzögerung der nachströmenden Flüssigkeit. Die Expansion dieser Blase, die mit Ausnahme eines dünnen Flüssigkeitsfilms an den Brennstäben den gesamten Brennelement-Querschnitt ausfüllt, wird durch die Trägheit der Flüssigkeits-Säulen sowie durch die Nachverdampfung des Flüssigkeitsfilms bestimmt.

Die Blase wird durch die Restströmung in den Blanketbereich transportiert, wo sie ganz oder teilweise kondensiert. Infolge der dadurch bewirkten Druckabsenkung kann es in der nachfolgenden Flüssigkeit zur erneuten Blasenbildung kommen. Durch diesen Mechanismus mehrfacher Einzelblasenbildung mit gleichzeitiger Verzögerung bzw. Strömungsumkehr der nachfolgenden Flüssigkeit dehnt sich die Siedezone in Richtung Coremitte aus. Die in dieser Phase vorliegende Strömungsform ist der Pfropfenströmung vergleichbar mit dem Unterschied, daß nicht hydrodynamische sondern die diskutierten thermischen Effekte für ihr Zustandekommen verantwortlich sind.

### Phase 2

Erstreckt sich eine Blase im Verlauf der Ejektion axial über Zonen stark unterschiedlicher Temperatur, so bildet sich eine Dampfströmung aus durch Verdampfen des Flüssigkeitsfilms an den heißen Flächen und Kondensation des Dampfes an den kälteren. Die Strömung geht in eine der Zweiphasenringströmung vergleichbare Form über. Die Dampfströmung verursacht einen axialen Druckgradienten mit Auswirkungen auf die Ejektion des flüssigen Natriums und auf den Flüssigkeitsfilm.

### Phase 3

Die durch die abwechselnden Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge in der Siedezone hervorgerufenen Druckschwankungen bewirken ein oszillierendes Verhalten der Flüssigkeits-Säulen am Brennelement-Eintritt und -Austritt. Die Restverdampfung des Flüssigkeitsfilms verhindert jedoch nach der ersten Ejektion das vollständige Rückströmen des Kühlmittels in den Corebereich. Dadurch kommt es zu einem Austrocknen des Flüssigkeitsfilms und damit örtlich zur vollständigen Unterbrechung der Brennstabkühlung (Dryout).

Das Modell, das in der Darstellung der Siedephänomene dem von Dunn [3, 46] verwendeten Siedemodell sehr ähnlich ist, stellt eine konsequente Weiterentwicklung früherer Einzelblasenmodelle dar. Eine schematische Darstellung des zu lösenden Problems zeigt Abb. 3.

#### 4. Formulierung der Gleichungen des Modells

Die zur Berechnung notwendige geometrische Abbildung des Reaktorkerns ist in Anhang B.1 erläutert. Die Kühlmittelgleichungen beziehen sich danach auf eine eindimensionale Strömung mit konstantem Strömungsquerschnitt.

##### 4.1 Kühlmittelgleichungen einphasig

Die Kontinuitätsgleichung, Impulsgleichung und Energiegleichung lauten für das Kühlmittel bei obigen Annahmen [16]

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial G_k}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial G_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{G_k^2}{\rho_k} \right] = - \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\lambda}{D_h} \frac{|G_k| G_k}{2 \rho_k} - g \rho_k \quad (4)$$

$$\rho_k \frac{\partial H_k}{\partial t} + G_k \frac{\partial H_k}{\partial z} = \phi_k \quad (5)$$



In der Energiegleichung sind die Dissipationsenergie, die Verdrängungsarbeit, die potentielle Energie, die axiale Wärmeleitung und die Änderung der kinetischen Energie als klein gegenüber der von außen zugeführten Wärme  $\phi_k$  vernachlässigt.

Zu diesen Gleichungen kommt bei Vernachlässigung axialer Wärmeleitung im Brennstab für jede betrachtete axiale Zone eine Gleichung der Form

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ k \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \varphi \quad (6)$$

die die radiale Temperaturverteilung im Brennstab beschreibt. Für die zeitliche Änderung der Strukturmaterialtemperatur gilt

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = h_s \frac{U_s}{A_s} [T_k - T_s] + \varphi_s \quad (7)$$

Über eine Beziehung für  $\phi_k$  sind die Gleichungen (5), (6) und (7) miteinander gekoppelt.

$$\phi_k = \frac{U_c}{A} h_c [T_{Ca} - T_k] + \varphi_k + \frac{U_s}{A} h_s [T_s - T_k] \quad (8)$$

mit

$$\frac{h_c D_h}{k_k} = Nu = f(Re, Pr) \quad (9)$$

und

$$\frac{1}{h_s} = \frac{1}{h_c} + \frac{\delta_s}{2k_s} \quad (10)$$

Bei der Bestimmung von  $h_s$  wird der Beitrag der Wärmeleitung im Strukturmaterial zum Gesamtübergangskoeffizienten mitberücksichtigt, da die Strukturmaterialtemperatur eine über das Strukturvolumen gemittelte Temperatur darstellt.

Bekannte Randbedingungen sind der Druck am Kühlkanaleintritt bzw. -austritt und die Eintrittstemperatur als Funktion der Zeit sowie die volumetrische Wärmequellichte in Brennstoff, Hülle, Kühlmittel und Strukturmaterial als Funktion von Ort und Zeit.

Vernachlässigt man den Einfluß der Flüssigkeitsausdehnung auf den örtlichen Massendurchsatz, eine Annahme, die bei Flüssigkeiten zulässig ist, so vereinfacht sich Gleichung (3) zu

$$\frac{\partial G_k}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

d. h. die Massengeschwindigkeit  $G_k$  ist bei konstantem Strömungsquerschnitt axial konstant. Obige Annahme bedeutet jedoch nicht, daß auch die Flüssigkeitsdichte als konstant betrachtet wird.

Da der Druck in Gleichung (4) nicht von vornherein bekannt ist, sondern nur als Randbedingung am Ein- und Austritt des Kühlkanals vorliegt, wird Gleichung (4) über die Kühlkanallänge integriert. Man erhält zusammen mit Gleichung (11)

$$L \frac{dG_k}{dt} = p_e - p_a - G_k^2 \left[ \frac{1}{\rho_{ka}} - \frac{1}{\rho_{ke}} \right] - g \int_0^L \rho_k dz - \frac{|G_k| G_k}{2 D_h} \int_0^L \frac{\lambda}{\rho_k} dz \quad (12)$$

Gleichung (12) ist eine gewöhnliche Differentialgleichung 1. Ordnung, in der der unbekannte Druck nicht mehr auftritt und die die zeitliche Änderung der Massengeschwindigkeit beschreibt [16].

Zur Berücksichtigung des Mischraumes oberhalb eines Brennelements kann im Modell mit zwei Strömungsquerschnitten gerechnet werden, der Fläche  $A$  im Bereich des Brennstabes und der Fläche  $A_M$  im Bereich des Mischraumes. Durch Integration der Impulsgleichung (4) getrennt über die beiden Abschnitte  $L$  und  $L_M$  erhält man unter Berücksichtigung des Druckverlustes in der Eintrittsdrossel (Abb. 4)

$$L \frac{dG_K}{dt} = p_2 - p_1 - G_K^2 \left[ \frac{1}{\rho_{K1}} - \frac{1}{\rho_{K2}} \right] - g \int_0^L \rho_K dz - \frac{|G_K|G_K}{2} \left[ \frac{1}{D_h} \int_0^L \frac{\lambda}{\rho_K} dz + \frac{k_D}{\rho_{K2}} \right] \quad (13)$$

$$L_M \frac{dG_M}{dt} = p_2 - p_a - G_M^2 \left[ \frac{1}{\rho_{K1}} - \frac{1}{\rho_{K2}} \right] - g \int_L^{L+L_M} \rho_K dz - \frac{|G_M|G_M}{2 D_{hM}} \int_L^{L+L_M} \frac{\lambda}{\rho_K} dz \quad (14)$$

Durch Addition der Gl. (13) und (14) ergibt sich zusammen mit der Kontinuitätsgleichung, die entsprechend Gl. (11) lautet

$$G_M = \frac{A}{A_M} G_K \quad (15)$$

$$\left[ L + \frac{A}{A_M} L_M \right] \frac{dG_K}{dt} = p_2 - p_a + p_2 - p_1 - G_K^2 \left[ \frac{1}{\rho_{K1}} - \frac{1}{\rho_{K2}} + \left( \frac{A}{A_M} \right)^2 \left( \frac{1}{\rho_{K1}} - \frac{1}{\rho_{K2}} \right) \right] - \frac{|G_K|G_K}{2} \left[ \frac{1}{D_h} \int_0^L \frac{\lambda}{\rho_K} dz + \frac{1}{D_{hM}} \left( \frac{A}{A_M} \right)^2 \int_L^{L+L_M} \frac{\lambda}{\rho_K} dz + \frac{k_D}{\rho_{K2}} \right] - g \int_0^{L+L_M} \rho_K dz \quad (16)$$

Für die Druckdifferenz  $p_2 - p_1$  infolge der plötzlichen Querschnittserweiterung gilt bei Berücksichtigung der Strömungsverluste nach [47]

$$p_2 - p_1 = \left[ 1 - \left( \frac{A}{A_M} \right)^2 \right] \frac{G_K^2}{2 \rho_{K1}} - k_c \left[ 1 - \frac{A}{A_M} \right]^2 \frac{|G_K|G_K}{2 \rho_{K1}} \quad (17)$$

mit

$$k_c = \begin{cases} 1 & \text{wenn } G_K > 0 \\ 0,5 & \text{wenn } G_K < 0 \end{cases}$$

Nach Einsetzen in Gl. (16) erhält man mit  $\rho_{K1} = \rho_{K2}$

$$\begin{aligned}
 \left[ L + \frac{A}{A_M} L_M \right] \frac{dG_K}{dt} &= p_e - p_a - \frac{G_K^2}{2} \left[ \frac{1}{\rho_{K1}} \left\{ 1 - \left( \frac{A}{A_M} \right)^2 \right\} - \frac{2}{\rho_{K2}} + \frac{2}{\rho_{K1}} \left( \frac{A}{A_M} \right)^2 \right] \\
 &- k_c \frac{|G_K| G_K}{2 \rho_{K1}} \left[ 1 - \frac{A}{A_M} \right]^2 \\
 &- \frac{|G_K| G_K}{2} \left[ \frac{1}{D_h} \int_0^L \frac{\lambda}{\rho_K} dz + \frac{k_D}{\rho_{K2}} + \frac{1}{D_{hM}} \left( \frac{A}{A_M} \right)^2 \int_L^{L+L_M} \frac{\lambda}{\rho_K} dz \right] \\
 &- g \int_0^{L+L_M} \rho_K dz
 \end{aligned} \tag{18}$$

In Gl. (18) bedeuten die Ausdrücke der rechten Seite in der angegebenen Reihenfolge die treibende Druckdifferenz, den Druckverlust durch Änderung der kinetischen Energie, den Verlust durch plötzliche Querschnittsänderung, die Reibungsdruckverluste in Brennelement und Eintrittsdrossel sowie die statische Höhe. Der Koeffizient der linken Seite der Gl. (18) wird als eine reduzierte Länge definiert

$$L_{red} = L + \frac{A}{A_M} L_M \tag{19}$$

In analoger Weise kann man noch den Trägheitseinfluß der Flüssigkeit im unteren bzw. oberen Plenum auf das dynamische Verhalten des Massendurchsatzes im Brennelement berücksichtigen. Vernachlässigt man in diesen Bereichen Reibungseinflüsse und die statische Höhe, und nimmt man weiterhin einen vollkommenen Verlust der Strömungsenergie am oberen Brennelement-Austritt an und berücksichtigt den durch Strahleinschnürung am Brennelement-Eintritt auftretenden Strömungsverlust zusammen mit der Eintrittsdrossel, so ändert sich

in Gl. (18) nur die reduzierte Länge. Man erhält

$$L_{red} = L + \frac{A}{A_M} L_M + L_{e,red} + L_{a,red} \quad (20)$$

Die Größen  $L_{a,red}$ ,  $L_{e,red}$  können aus den konstruktiven Gegebenheiten eines Reaktors abgeschätzt werden.

Die Gleichungen (12), (5), (4) werden zur Ermittlung der Massengeschwindigkeit, der Enthalpie der Flüssigkeit und des Druckes in der Flüssigkeit zusammen mit den Gleichungen (6), (7), (8) numerisch gelöst. Auf die Einzelheiten der Behandlung dieser Gleichungen, insbesondere auch auf die bei der Lösung der Energiegleichung des Kühlmittels und der Wärmeleitgleichung im Brennstab verwendeten Differenzenschemata, wird nicht näher eingegangen, sondern auf [48] verwiesen. Ein Fließschema der Rechnung zeigt Abb. 33. Bei Siedebeginn muß örtlich im Kühlmittel das folgende Kriterium erfüllt sein

$$T_K \geq T_S(p_K) + \Delta T_S \quad (21)$$

wobei  $\Delta T_S$  eine als Parameter vorgebbare Überhitzung ist.

## 4.2 Kühlmittelgleichungen zweiphasig

### 4.2.1 Die Flüssigkeitskolben

Zur Beschreibung des Verhaltens der Flüssigkeitskolben bzw. der oberen und unteren Flüssigkeitssäulen gelten die schon für den einphasigen Kühlmittelzustand genannten Gleichungen (5), (11), (12), die jedoch folgendermaßen modifiziert werden müssen (Abb. 5). Die Impulsgleichung lautet für den Flüssigkeitskolben zwischen zwei Blasen

$$L_K \frac{dG_{K,k}}{dt} = p_{v_0,k} - p_{v_{K,k+1}} - G_{K,k}^2 \left[ \frac{1}{\rho_{K,k+1}} - \frac{1}{\rho_{K_0,k}} \right] - \frac{|G_{K,k}| G_{K,k}}{2 D_h} \int_0^{L_k} \frac{\lambda}{\rho_K} dz - g \int_0^{L_k} \rho_K dz \quad (22)$$

und für die untere bzw. obere Flüssigkeitssäule

$$\begin{aligned}
 L_e' \frac{dG_{k,e}}{dt} &= p_e - p_{v_{u,k}} - G_{k,e}^2 \left[ \frac{1}{\rho_{k_{u,k}}} - \frac{1}{\rho_{k,e}} \right] \\
 &\quad - \frac{|G_{k,e}| G_{k,e}}{2 D_h} \left[ \int_0^{L_e} \frac{\lambda}{\rho_k} dz + \frac{k_D}{\rho_{k,e}} \right] - g \int_0^{L_e} \rho_k dz
 \end{aligned} \tag{23}$$

$$\begin{aligned}
 L_a' \frac{dG_{k,a}}{dt} &= p_{v_{o,k+1}} - p_a - G_{k,a}^2 \left[ \frac{1}{\rho_{k_a}} - \frac{1}{\rho_{k_{o,k+1}}} \right] \\
 &\quad - \frac{|G_{k,a}| G_{k,a}}{2 D_h} \int_0^{L_a} \frac{\lambda}{\rho_k} dz - g \int_0^{L_a} \rho_k dz
 \end{aligned} \tag{24}$$

$L_e'$  und  $L_a'$  sind definiert durch

$$L_e' = L_e + L_{e_{red}} \tag{25}$$

$$L_a' = L_a + L_{a_{red}} \tag{26}$$

Wird bei Anwendung des Modells auf Reaktorgeometrie ein Mischraum mit einem vom Brennelement-Strömungsquerschnitt verschiedenen Querschnitt berücksichtigt, so müssen die Gleichungen (22), (23), (24) in der in Abschnitt 4.1 gezeigten Weise modifiziert werden.

Beim Kollabieren einer Blase berechnet sich die Massengeschwindigkeit des neuen Flüssigkeitskolbens aus dem Impulserhaltungssatz und die entsprechenden Beschleunigungen nach obigen Gleichungen.

Die einphasigen Kühlmittelgleichungen gelten für ein raumfestes Maschennetz (Eulersche Betrachtungsweise) und werden in einem solchen gelöst. Die Energiegleichung für die Flüssigkeitskolben kann jedoch nicht in einem Eulerschen Koordinatensystem gelöst werden,

da eine zeitlich und örtlich bekannte Bezugstemperatur wie die Kühlmittelintrittstemperatur der Einphasenströmung fehlt. Dies gilt auch für die untere Flüssigkeitssäule nach Strömungsumkehr. Die zeitliche Änderung der Flüssigkeitseenthalpien wird daher in einem mit der Flüssigkeit mitbewegten Maschennetz (Lagrange'sche Betrachtungsweise) berechnet. Die Energiegleichung lautet dann bei Wegfall des konvektiven Gliedes

$$\rho_{ki} \frac{dH_{ki}}{dt} = \phi_{ki} \quad (27)$$

Diese Gleichung gilt für eine einmal definierte, räumlich bewegliche Kühlmittelmasche i mit

$$\phi_{ki} = \frac{1}{\Delta Z_{ki}} \sum_j \left[ \frac{U_c}{A} h_c (T_{ca} - T_{ki}) + \varphi_{ki} + \frac{U_s}{A} h_s (T_s - T_{ki}) \right] \delta Z_{ki,j} \quad (28)$$

wobei  $\delta Z_{ki,j}$  die Überlappungslänge zwischen der raumfesten Masche j und der bewegten Masche i ist und  $\Delta Z_{ki}$  die Maschenlänge der bewegten Masche.

Da jedoch für die Berechnung der nuklearen Rückwirkung ortsfeste Temperaturen verlangt werden, werden am Ende jeden Zeitschritts, auch aus Gründen der besseren Übersichtlichkeit, die so ermittelten Temperaturen wieder auf ein ortsfestes Koordinatensystem abgebildet.

#### 4.2.2 Die Blasen

Es wird von den Erhaltungsgleichungen einer Zweiphasenströmung bei getrennter Betrachtung beider Phasen ausgegangen. Diese lauten für eine eindimensionale Strömung mit über dem Querschnitt gemittelten Werten [9] entsprechend Abb. 6 und Abb. 7

Kontinuität:

$$\frac{\partial}{\partial t} [(1-\alpha) \rho_k] + \frac{\partial}{\partial z} [(1-\alpha) \rho_k u_k] = -\Gamma \quad (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\alpha \rho_v] + \frac{\partial}{\partial z} [\alpha \rho_v u_v] = \Gamma \quad (30)$$

Dabei bedeutet  $\Gamma$  den Massenübergang pro Volumeneinheit von einer Phase zur anderen.  $\Gamma$  ist positiv bei Verdampfung, negativ bei Kondensation.

Impuls:

$$\rho_l \left[ \frac{\partial u_l}{\partial t} + u_l \frac{\partial u_l}{\partial z} \right] = - \frac{\partial p}{\partial z} + F_{B,l} + F_{R,l} \quad (31)$$

$$\rho_v \left[ \frac{\partial u_v}{\partial t} + u_v \frac{\partial u_v}{\partial z} \right] = - \frac{\partial p}{\partial z} + F_{B,v} + F_{R,v} \quad (32)$$

$F_{B,l}$  bzw.  $F_{B,v}$  stellen die Summe aller Volumenkräfte für die jeweilige Phase dar,  $F_{R,l}$  und  $F_{R,v}$  die Summe aller Oberflächen- bzw. Impulsaustauschkräfte.

Energie:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ (1-\alpha) \rho_l H_l \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ (1-\alpha) \rho_l u_l H_l \right] = \phi_l \quad (33)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \alpha \rho_v H_v \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \alpha \rho_v u_v H_v \right] = \phi_v \quad (34)$$

Der Einfluß der kinetischen Energie und der Druckänderung auf die Enthalpien wird als klein gegenüber der von außen zugeführten Wärme vernachlässigt.  $\phi_l$  und  $\phi_v$  sind die von außen den beiden Phasen zugeführten Energien pro Volumeneinheit. Für die gesamte zugeführte Energie gilt

$$\phi_w = \phi_l + \phi_v \quad (35)$$

#### 4. 2. 2. 1 Die Dampfphase

Schlechtendahl zeigte durch eine Abschätzung [26], daß der Dampf in der Blase örtlich für jeden Querschnitt des Kühlkanals als im thermodynamischen Gleichgewicht mit der Flüssigkeit an der Phasengrenzfläche betrachtet werden kann. Diese für ruhenden Dampf rich-



tige Annahme ist jedoch nicht unbedingt gültig bei hohen Dampfgeschwindigkeiten mit entsprechend großen Druckgradienten. Experimentell wurden sogenannte inverse Temperaturprofile gefunden, d. h. die gemessene Temperatur im Dampfkern ist höher als die entsprechende Wandtemperatur. Dieser Effekt wird sowohl durch den expandierenden sich nicht im thermischen Gleichgewicht mit dem Flüssigkeitsfilm befindlichen Dampf erklärt [49] als auch durch einen Meßeinfluß der im Dampf enthaltenen Flüssigtropfen, die sich örtlich mit dem Dampf im thermischen Ungleichgewicht befinden [50]. Die Auswirkungen des Ungleichgewichts bezogen auf das Modell können jedoch als nicht bedeutend angesehen werden, da dieser Effekt nur eine geringfügige axiale Verschiebung des Temperatur- bzw. Druckprofils im Dampf zur Folge hat. Im Modell wird daher örtlich thermisches Gleichgewicht zwischen Dampf und Flüssigkeitsfilm angenommen.

Durch Kombination der Gl. (30) mit Gl. (34) erhält man

$$\alpha \rho_v \left[ \frac{\partial H_v}{\partial t} + u_v \frac{\partial H_v}{\partial z} \right] + H_v \Gamma = \phi_v \quad (36)$$

Eine einfache Abschätzung zeigt, daß auch bei sehr schneller örtlicher Druckänderung und großen Dampfgeschwindigkeiten der Ausdruck in der Klammer gegenüber dem Verdampfungsterm vernachlässigbar ist; d. h. die gesamte dem Dampf zugeführte Energie wird zur Verdampfung der Flüssigkeit verwandt. Es gilt dann

$$H_v \Gamma = \phi_v \quad (37)$$

mit

$$\Gamma = \frac{u \sqrt{\alpha}}{A} m \quad (38)$$

In der Impulsgleichung (32) wirkt als einzige Volumenkraft die Erdschwere, die jedoch wegen der kleinen Dampfdichte vernachlässigbar ist. Der Nettomassenstrom der Verdampfung bzw. Kondensation bewirkt bei unterschiedlicher Geschwindigkeit der Flüssigkeits- und Dampfphase einen neben der Reibung zusätzlichen Impulsaustausch

an der Phasengrenze. Unter Verwendung des "Reynolds Flux Concept" kann eine einfache, der eindimensionalen Betrachtungsweise entsprechende Beziehung für die scheinbare Gesamtschubspannung abgeleitet werden [51].

$$\tau_{iges} = \psi_i \frac{\rho_v}{2} (u_v - u_k) / |u_v - u_k| + (u_v - u_k) \frac{m}{2} \quad (39)$$

Das erste Glied der rechten Seite stellt den Reibungsanteil mit dem Reibbeiwert an der Phasengrenze  $\psi_i$  dar, das zweite den durch den Nettomassenübergang bewirkten Impulsaustausch. Bezogen auf die Dampfphase vergrößert also die Verdampfung die Schubspannung an der Phasengrenze, während Kondensation sie verkleinert. Entsprechend obiger Ableitung wirkt sich der Impulsaustausch bei Phasenübergang zu gleichen Teilen auf Dampf und Flüssigkeit aus. Im Rahmen der Anwendungen des Modells ist jedoch der Einfluß des Phasenübergangs auf die Schubspannung, verglichen mit der durch die hohen Dampfgeschwindigkeiten bewirkten Reibung meist klein. Man erhält

$$F_{R,v} = - \frac{U \sqrt{\alpha}}{A \alpha} \tau_{iges} = - \frac{U}{A \sqrt{\alpha}} \left[ \psi_i \frac{\rho_v}{2} (u_v - u_k) / |u_v - u_k| + (u_v - u_k) \frac{m}{2} \right] \quad (40)$$

Bei Vorhandensein eines dünnen Flüssigkeitsfilms kann  $\alpha \sim 1$  gesetzt werden. Außerdem kann wegen des bei Flüssigmetallen vorhandenen großen Schlupfes die Geschwindigkeit des Films gegenüber der Dampfgeschwindigkeit vernachlässigt werden. Die in Gl. (40) auftretenden Relativgeschwindigkeiten werden daher durch die Dampfgeschwindigkeit ersetzt. Dadurch sind die Gleichungen für den Dampfkern unabhängig von der Berechnung des Flüssigkeitsfilms zu lösen. Man erhält aus Gl. (30)

$$\frac{\partial p_v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_v u_v] = \frac{U}{A} m \quad (41)$$

und aus Gl. (32) zusammen mit Gl. (40) unter den angenommenen Vereinfachungen

$$\rho_v \frac{\partial u_v}{\partial t} + \rho_v u_v \frac{\partial u_v}{\partial z} = - \frac{\partial p_v}{\partial z} - \frac{U}{A} \frac{Y_i}{2} \rho_v u_v / |u_v| - \frac{U}{A} u_v \frac{m}{2} \quad (42)$$

Zu den Gleichungen (41) und (42), die die örtliche und zeitliche Verteilung der Massengeschwindigkeit  $G_v$  und des Druckes  $p_v$  innerhalb einer Blase beschreiben, kommen als Randbedingungen für die obere bzw. untere Phasengrenze Dampf-Flüssigkeitskolben eine Beziehung für die Erhaltung von Masse und Energie

$$\rho_v [u_v - u_{pg}] = \rho_K [u_K - u_{pg}]$$

oder

$$u_{pg} = \frac{u_K - \frac{\rho_v}{\rho_K} u_v}{1 - \frac{\rho_v}{\rho_K}} \quad (43)$$

und

$$k_K \left. \frac{\partial T_K}{\partial z} \right|_{pg} + k_v \left. \frac{\partial T_v}{\partial z} \right|_{pg} = \rho_v (u_{pg} - u_v) \left[ h_v - h_K + \frac{(u_v - u_{pg})^2}{2} - \frac{(u_K - u_{pg})^2}{2} \right]$$

Wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit des Dampfes gegenüber der Flüssigkeit ( $k_K / k_v \sim 10^3$ ) und der gegenüber der Verdampfungswärme vernachlässigbar kleinen kinetischen Energien vereinfacht sich obige Beziehung zu

$$-k_K \left. \frac{\partial T_K}{\partial z} \right|_{pg} = \rho_v (u_v - u_{pg}) h_{fg} \quad (44)$$

Aus Gl. (43) folgt, da  $\rho_v \ll \rho_K$ , daß die Geschwindigkeit der Phasengrenze gleich der Geschwindigkeit der Flüssigkeitskolben ist. Im Modell wird weiterhin die Annahme gemacht, daß die Phasengrenze zwischen Dampf und Flüssigkeitskolben adiabat sei. Dann folgt aus Gl. (44), daß auch der Dampf an der Phasengrenze die gleiche Geschwindigkeit haben muß wie die Flüssigkeit. Daß die Annahme einer adiabaten Phasengrenze auf die Dampfgeschwindigkeit ohne großen Einfluß ist, zeigt die folgende Abschätzung. Danach betrüge die Differenzgeschwindigkeit zwischen Dampf und Flüssigkeit bei einem angenommenen extremen Wärmefluß von  $1000 \text{ W/cm}^2$  bei typischen Reaktorbedingungen

ca. 10 m/sec im Vergleich zu Dampfgeschwindigkeiten, die durchaus örtlich in der Blase weit mehr als 100 m/sec betragen können. Auch bezüglich der Gesamtenergiebilanz sind die obere und untere Phasengrenzfläche vernachlässigbar. Unter Reaktorbedingungen ist ihr Anteil an der gesamten wärmeübertragenden Fläche bei einer Blasenlänge von 3 cm nur noch 10<sup>0</sup>%, d. h. ihr Beitrag ist wenn überhaupt nur im anfänglichen Stadium des Blasenwachstums und für ein größtenteils ausgetrocknetes Brennelement interessant. Eine numerische Berechnung des Wärmestroms würde jedoch eine sehr feine Maschenteilung nahe der Grenzfläche erfordern. Eine analytische zeitlich aufwendige Lösung des Problems für die Anfangsphase ist in [52] angegeben. Da jedoch bei Natrium die Blase in diesem Zeitraum mit annähernd konstantem Druck wächst, ist auch die Temperaturdifferenz und damit der Wärmefluß über die Phasengrenzfläche während dieser Zeit gering. Auf die Problematik der Behandlung der Phasengrenzen beim Wiedereintritt des flüssigen Natriums in ein größtenteils ausgetrocknetes Brennelement wird in Abschnitt 6 noch eingegangen.

Bei kleinen Blasenabmessungen wird angenommen, daß der Dampfdruck in der Blase uniform ist. Man erhält dann für eine Blase der Länge  $l$  nach dem 1. Hauptsatz:

$$\int_0^l q_w u \, dl = U l \frac{d}{dt} [\bar{H}_l \bar{\rho}_l s] + A \frac{d}{dt} [\bar{H}_v \bar{\rho}_v l] - A l \frac{d\bar{p}_v}{dt} \quad (45)$$

Zusammen mit der Kontinuitätsgleichung

$$U l \bar{\rho}_l \, ds + A d(l \bar{\rho}_v) = 0 \quad (46)$$

gilt

$$\int_0^l \frac{U}{A} q_w \, dl = \frac{U}{A} l s \bar{\rho}_l \frac{d\bar{H}_l}{dt} + h_{fg} \frac{d}{dt} (l \bar{\rho}_v) - l \frac{d\bar{p}_v}{dt} \quad (47)$$

Zur Vereinfachung der Gl. (47) wird angenommen, daß die zeitliche Änderung der Dichte der Flüssigkeit und der Enthalpie des Dampfes

vernachlässigbar ist ebenso wie der Einfluß der Druckänderung auf die gesamte der Blase zugeführte Energie. Diese Annahmen sind konsistent mit den bei der Ableitung der separaten Gleichungen gemachten Voraussetzungen. Da sich der Dampf im thermischen Gleichgewicht befinden soll, sind  $H_1$  und  $g_v$  eindeutige Funktionen von  $p_v$ . Durch Umformung erhält man dann

$$\frac{d\bar{p}_v}{dt} = \frac{\frac{1}{L} \int_0^L \frac{U}{A} q_w dl - h_{fg} \bar{p}_v \frac{1}{L} \frac{dL}{dt}}{\frac{U}{A} s \bar{p}_v \frac{\partial H_c}{\partial \bar{p}_v} + h_{fg} \frac{\partial \bar{p}_v}{\partial \bar{p}_v}} \quad (48)$$

Gl. (48) ergibt nach Integration den bei kleinen Blasenabmessungen vorhandenen uniformen Druck und bei größerer Blasenlänge einen entsprechend der integralen Energiebilanz gemittelten Druck. Das Blasenwachstum wird im Gegensatz zu [26] ausgehend von einer zylindrischen Blasenform mit sehr kleiner axialer Ausdehnung berechnet. Dieses Vorgehen wird dadurch gerechtfertigt, daß das anfängliche kugelförmige Blasenwachstum zwar auch in einer Bündelgeometrie experimentell nachgewiesen worden ist [53], jedoch ohne großen Einfluß auf das Ejektionsverhalten des Natriums ist, wie auch schon in [26] festgestellt wurde.

Die Einzelheiten der numerischen Berechnung der Zustandsgrößen in der Dampfphase entsprechend den Gleichungen (41), (42) bzw. (48) sind im Anhang A.1 dargestellt.

#### 4.2.2.2 Die Bestimmung des Reibbeiwertes an der Phasengrenze

Zur Lösung der Bewegungsgleichung der Dampfphase innerhalb einer Blase muß der Reibbeiwert  $\gamma_i$  an der Phasengrenzfläche bekannt sein. Empirische Korrelationen für Reibbeiwerte bei einer einphasigen Strömung existieren für den laminaren und turbulenten Bereich. Die Phasengrenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeitsfilm unterscheidet sich jedoch von einer festen Wand dadurch, daß der Film als eine Phase der Zweiphasenströmung mit der anderen Phase, dem Dampf, in wechsel-

seitiger Beziehung steht, z.B. durch das Herausreißen von Flüssigkeitstropfen aus dem Film (liquid entrainment) bzw. deren Ablagerung (droplet deposition), durch Phasenwechsel und dadurch, daß der Film eine eigene Bewegung ausführt.

Aus Experimenten ist bekannt, daß die Filmoberfläche bei einer Zweiphasenringströmung mit einer komplexen Struktur von Wellen bedeckt ist, die bezüglich Wellenlänge und Amplitude stark variieren [54]. Theoretische Ansätze beschränken sich meist auf die Frage der Entstehung solcher Wellen und der Stabilität, geben jedoch wenig Aufschluß über das spätere Verhalten des Films oder, was in diesem Zusammenhang interessiert, über den Einfluß der Wellenstruktur auf die Schubspannung, d. h. den gesuchten Reibbeiwert.

Empirisch gewonnene Beziehungen für den Reibbeiwert an der Phasengrenze wurden aus Experimenten mit definierter Strömungsrichtung für Dampf- und Flüssigphase gewonnen. Bei einer Zweiphasenringströmung sind jedoch je nach Massendurchsatz der beiden Phasen verschiedene Strömungszustände möglich, wie im folgenden verdeutlicht werden soll. Speist man in ein Rohr, das von unten nach oben mit Gas durchströmt wird, verteilt über den Umfang Flüssigkeit ein, so wird diese bei kleinen Geschwindigkeiten als Film infolge der Schwerkraft herunterrieseln. Erhöht man den Gasdurchsatz kontinuierlich, so erreicht man einen Punkt, an dem die Flüssigkeit von dem Gasstrom mit nach oben gerissen wird. Dieser Bereich wird in der englischsprachigen Literatur als "Flooding" bezeichnet. Der Bereich des Flooding ist dadurch gekennzeichnet, daß aufgrund einer plötzlich auftretenden Filminstabilität sich an der Phasengrenzfläche Wellen großer Amplitude bilden, die eine erhebliche Vergrößerung des Druckabfalls zur Folge haben [9, 54]. Wird die Gasgeschwindigkeit weiter erhöht, so kommt man in den Bereich, in dem Gas und Flüssigkeit in gleicher Richtung nach oben strömen.

Wird andererseits die Gasgeschwindigkeit wieder verringert, so erreicht man einen Punkt, in dem der Flüssigkeitsfilm wieder nach unten

zu fallen beginnt. Dieser Zustand wird mit "Flow reversal" bezeichnet. In beiden Fällen, bei Flooding und Flow reversal ist der Strömungszustand vollkommen undefiniert, so daß auch die Definition eines Reibbeiwertes an der Phasengrenze ihren Sinn verliert.

Im Bereich der Blase ändert sich nun durch die Wärmezufuhr von außen und die dadurch hervorgerufene Verdampfung des Restfilms die Dampfgeschwindigkeit axial sehr stark. Bei stationärer Betrachtung und unter der Annahme, daß die zugeführte Wärme ausschließlich zur Verdampfung von Flüssigkeit dient, folgt

$$\frac{du_v}{dz} = \frac{u}{A} \frac{q_w}{\rho_v h_{fg}} \quad (49)$$

Für typische Bedingungen eines natriumgekühlten Reaktors ( $D_h = 6 \text{ mm}$ ,  $q_w = 200 \text{ W/cm}^2$ ,  $p = 2,5 \text{ ata}$ ) erhält man für den örtlichen Gradienten der Dampfgeschwindigkeit Werte in der Größenordnung von

$$\frac{5 \text{ m/sec}}{\text{cm Verdampfungs-länge}}$$

Nach Wallis [9] kann man für den Punkt, an dem der Flüssigkeitsfilm durch den Dampfstrom mit nach oben gerissen wird, die folgende empirische Korrelation angeben

$$u_v \geq \left[ \frac{\rho_v}{g D_h (\rho_l - \rho_v)} \right]^{-1/2} \quad (50)$$

Man erhält nach Einsetzen von charakteristischen Werten für einen schnellen Reaktor

$$u_v \geq 8 - 10 \text{ m/sec}$$

d. h. schon nach wenigen cm Verdampfungs-länge wird der Flüssigkeitsfilm mit dem Dampf in gleicher Richtung strömen. Der Dampf innerhalb einer Blase bewegt sich jedoch entsprechend dem im Kühlkanal vorliegenden axialen Temperaturprofil zu den Bereichen kälterer Tem-

peratur, um dort zu kondensieren. Im Fall einer Ejektion des Natriums kann dabei der Dampf sowohl nach unten als auch nach oben strömen und erreicht, wie später noch durch Rechnungen gezeigt wird, Geschwindigkeiten von möglicherweise weit mehr als 100 m/sec.

Aus den vorausgegangenen Ausführungen folgt, daß es innerhalb einer Blase im Verlauf des Siedens zeitlich und örtlich Bereiche gibt, die bezüglich ihres Strömungszustandes nicht eindeutig definiert sind. Die Abschätzungen zeigen jedoch, daß diese auf einen örtlich begrenzten Bereich beschränkt sind, da einmal die notwendige Dampfgeschwindigkeit zur Erreichung der gleichgerichteten Strömung zwischen Dampf- und Flüssigkeitsphase verglichen mit den auftretenden Dampfgeschwindigkeiten klein ist und da andererseits diese notwendige Geschwindigkeit schon nach wenigen cm Länge erreicht wird. Man kann daher folgern, daß trotz der örtlich begrenzten Übergangsbereiche, in denen die Definition des zu ermittelnden Reibbeiwertes ihren Sinn verliert, das Verhalten des Dampfes unter Verwendung des Reibbeiwertes an der Phasengrenze genügend genau berechnet werden kann. Die Einschränkung, die diese Zustände auf die Aussagekraft der Berechnung der Filmdicke haben, sind jedoch schwerwiegender und werden bei der Behandlung der Filmgleichungen sowie beim Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen noch diskutiert.

Wallis [9] gibt für eine vertikale Zweiphasenringströmung mit rauher Filmoberfläche als Beziehung für den Reibbeiwert an der Phasengrenze an (siehe auch Anhang C)

$$\psi_i = \psi_v \left[ 1 + 300 \frac{S}{D_h} \right] \quad (51)$$

wobei  $\psi_v$  der Reibbeiwert für die Dampfströmung ohne Anwesenheit des Flüssigkeitsfilms ist und durch die Blasius-Beziehung

$$\psi_v = 0.0791 [Re]^{-1/4} \quad (52)$$

bestimmt werden kann. Entsprechend den bei der Ableitung der Gl. (42)



gemachten Annahmen, werden auch bei Gl. (52) die Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Phasen sowie das Vorhandensein von Flüssigkeitstropfen im Dampfkern vernachlässigt. Einschränkend muß gesagt werden, daß obige Korrelation mit anderen Stoffen als Natrium experimentell gewonnen wurde. Allerdings ist aus einer Vielzahl von Experimenten zur Bestimmung des Dampfvolumentgehalts und des Druckabfalls in Zweiphasenströmungen bei Flüssigmetallen bekannt, daß übliche Korrelationen wie die von Lockhart-Martinelli auch bei Flüssigmetallen mit befriedigender Genauigkeit anwendbar sind.

#### 4.2.2.3 Der Flüssigkeitsfilm

Bei Annahme eines im Vergleich zum Kühlkanaldurchmesser dünnen Flüssigkeitsfilms gilt

$$1 - \alpha = \frac{4}{A} s \quad (53)$$

Dann folgt aus Gl. (29) zusammen mit Gl. (38) für den Quellterm  $\Gamma$  und der Vernachlässigung der Änderung der Flüssigkeitsdichte

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [u_L s] = - \frac{m}{\rho_L} \quad (54)$$

Eine Kombination der Gl. (29) und (33) ergibt mit Gl. (35) und Gl. (37)

$$s \rho_L \frac{\partial h_L}{\partial t} + s \rho_L u_L \frac{\partial h_L}{\partial z} = q_w - m h_{fg} \quad (55)$$

Dabei ist  $q_w$  der spezifische Wärmefluß vom Hüllrohr in das Kühlmittel.

$$q_w = h_c [T_{ca} - T_v] \quad (56)$$

Für die Wärmeübergangszahlen gilt bei Verdampfung

$$h_c = \frac{k_L}{s} \quad (57)$$

und bei Kondensation nach [55]

$$h_c = 6.4 \cdot 10^4 \frac{W}{m^2} \quad (58)$$

Allerdings ist das Siedeverhalten von der genauen Kenntnis der Wärmeübergangszahlen im allgemeinen nur schwach abhängig.

Die Gleichungen (54), (55) und (56) gelten in analoger Weise auch für den Flüssigkeitsfilm am Strukturmaterial. Aus Gl. (55) und (56) berechnet sich der in Gl. (41) und (42) auftretende spezifische Massenübergang an der Phasengrenze  $m$ . Der Anteil des Strukturmaterials an diesem Quellterm ist in obigen Gleichungen aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht enthalten, wird jedoch im Modell ganz analog zur Brennstoffhülle mitberücksichtigt.

Erstreckt sich eine Blase in das obere Plenum, so wird der Kondensationswärmefluß in diesem Bereich entsprechend Gl. (56) berechnet, indem die Hüllrohräußentemperatur  $T_{ca}$  durch eine mittlere Temperatur im Plenum ersetzt wird. Es gilt

$$q_w = h_c [T_{PL} - T_v] \quad (59)$$

Betrachtet man den Flüssigkeitsfilm vereinfachend als ruhend, so zeigt Gl. (54), daß die zeitliche Änderung der Filmdicke ausschließlich durch Verdampfung bzw. Kondensation bewirkt wird, da der örtliche Gradient des Massendurchsatzes im Film null ist. Für diesen Fall folgt aus Gl. (54) und Gl. (55)

$$\frac{ds}{dt} = \frac{s}{h_{fg}} \frac{dH_e}{dt} - \frac{q_w}{h_{fg} \rho_c} \quad (60)$$

Gl. (60) stellt bei Annahme eines ruhenden Films die Berechnungsgleichung für die zeitliche Änderung der Filmdicke dar. Wegen der endlichen axialen Maschengröße bei der Berechnung muß Gl. (60) für die beiden Endmaschen einer Blase zur Berücksichtigung der Abstreifung des Flüssigkeitsfilms wie in [26] angegeben korrigiert werden. Man erhält für die untere Masche bei Bewegung der Phasengrenze in negativer Richtung und für die obere Masche bei Bewegung der Phasengrenze in positiver Richtung

$$\left(\frac{ds}{dt}\right)_{\text{eff}} = \frac{ds}{dt} + |u_{\text{pe}}| \frac{s_0 - s}{\Delta \Delta z} \quad (61)$$

mit  $\Delta \Delta z$  als der Überlappungslänge zwischen Blase und oberer bzw. unterer axialer Masche im Blasenbereich.

Aufgrund der, wie gezeigt, großen axialen Dampfgeschwindigkeitsgradienten im Reaktor ist auch die durch den Dampf im Film induzierte Bewegung axial nicht konstant, sondern weist ebenfalls axiale Gradienten im Massendurchsatz auf[27]. Fauske [56] zeigte durch eine quasistationäre Betrachtung, daß unter diesen Bedingungen der axiale Gradient des Massendurchsatzes im Film bezüglich der zeitlichen Änderung der Filmdicke entsprechend Gl. (54) die Verdampfung um ein Vielfaches übertreffen kann und gab mit diesem Effekt eine Erklärung für die teilweise gemessenen extrem kurzen Dryoutzeiten, die durch reine Verdampfung nicht zu erklären sind.

Zur Berechnung der Filmdicke nach Gl. (54) ist die Kenntnis der Geschwindigkeit im Film notwendig, die aus der Impulsgleichung (31) berechnet werden kann. Es gilt

$$F_{B,z} = -\rho_l g \quad (62)$$

und

$$F_{R,z} = \frac{u \sqrt{\alpha}}{A(1-\alpha)} \tau_{\text{iges}} - \frac{u}{A(1-\alpha)} \psi_w \frac{\rho_l}{2} |u_x|/u_x \quad (63)$$

Man erhält mit Gl. (39) für  $\tau_{\text{iges}}$  und der Annahme eines dünnen Films sowie der Vernachlässigung der Relativgeschwindigkeit zwischen Dampf und Flüssigkeit ( $u_v \gg u_l$ )

$$F_{R,z} = \frac{1}{s} \left[ \psi_i \frac{\rho_v}{2} |u_v|/u_v + u_v \frac{m}{2} \right] - \frac{\psi_w}{s} \frac{\rho_l}{2} |u_x|/u_x \quad (64)$$

und als Impulsgleichung für die Flüssigkeitsphase

$$\rho_L \frac{\partial u_L}{\partial t} + \rho_L u_L \frac{\partial u_L}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho_L g - \frac{\gamma_w}{s} \frac{\rho_L}{2} |u_L| u_L \quad (65)$$

$$+ \frac{1}{s} \left[ \gamma_i \frac{\rho_v}{2} |u_v| u_v + u_v \frac{m}{2} \right]$$

Bei der Berechnung der Filmdicke nach Gl. (60) wird mit der Vernachlässigung des Massentransporteffektes der gegenüber der Verdampfung u. U. wichtigere Mechanismus für einen Dryout nicht berücksichtigt. Jedoch beinhaltet auch die detailliertere Betrachtung, wie sie den Gleichungen (54), (55), (65) zugrunde liegt, verschiedene Einschränkungen:

- Es wird in Gl. (54) weder das Herausreißen von Flüssigkeitsteilen aus dem Film noch der entgegengesetzte Effekt der Ablagerung von Flüssigkeitstropfen aus dem Dampfkern berücksichtigt. Gerade der letztere Effekt kann jedoch für den Zeitpunkt des Dryouts entscheidend sein. Obwohl in der Literatur empirische Korrelationen für beide Mechanismen, allerdings für andere Stoffe als Natrium, bekannt sind, ist ihre Anwendung nicht sinnvoll, da sie im allgemeinen nur für die Versuchsbedingungen und Bereiche gültig sind, für die sie gewonnen wurden.
- Ein durch Filminstabilität hervorgerufener Dryout wird ebenfalls durch obige Betrachtungsweise nicht berücksichtigt. Die schon genannten Grenzbereiche wie z.B. "Flooding" können jedoch ein Aufreißen des Films und damit Dryout zur Folge haben. Im Gegensatz zur Berechnung der Dampfströmung spielen diese Effekte, obwohl örtlich begrenzt, für die Berechnung der Filmdicke eine entscheidende Rolle, da hier gerade der lokale Zustand ermittelt werden soll.

Beim Vergleich der Modellrechnungen mit den durchgeführten Siederversuchen wird hierauf noch genauer eingegangen. Es ist aber festzu-

stellen, daß die Berechnung des zeitlichen und örtlichen Verhaltens des Flüssigkeitsfilms größere Unsicherheiten beinhaltet als die Behandlung des übrigen Siedeverhaltens und zwar aus Gründen, die in den örtlich teilweise nicht klar definierbaren physikalischen Verhältnissen liegen. In einer ersten Annäherung wird daher zur weiteren Vereinfachung der Berechnung die Impulsgleichung (65) quasistationär gelöst. Das bedeutet, daß das instationäre Glied und das Beschleunigungsglied als klein gegenüber der großen Schubspannung an der Phasengrenze nicht berücksichtigt werden. Vernachlässigt man weiter den Einfluß der Schwerkraft, so wird für einen dünnen turbulent strömenden Film mit über der Filmdicke konstanter Schubspannung in [54] folgende Lösung für den dimensionslosen Massendurchsatz im Film angegeben.

$$\begin{aligned}
 W^+ &= 0.5 s^{+2} & 0 < s^+ < 5 \\
 W^+ &= -8.05 s^+ + 5 s^+ \ln s^+ + 12.45 & 5 \leq s^+ < 30 \\
 W^+ &= 8.0 s^+ + 2.5 s^+ \ln s^+ - 214. & s^+ \geq 30
 \end{aligned} \tag{66}$$

mit

$$s^+ = \frac{s u_{\tau} \rho_L}{\mu_L} \tag{67}$$

$$u_{\tau}^* = \sqrt{\frac{|\tau_i|}{\rho_L}} \tag{68}$$

$$W^+ = \frac{u_{\tau} \rho_L s}{\mu_L} \tag{69}$$

Dabei ist in Gl. (68) für die Schubspannung an der Phasengrenze die scheinbare Gesamtschubspannung entsprechend Gl. (39) einzusetzen. Mit der Definition für die Reynoldszahl des Flüssigkeitsfilms

$$Re_L = \frac{4 s \rho_L u_{\tau}}{\mu_L} \tag{70}$$

ergibt sich nach Einsetzen charakteristischer Werte, daß die Strömung

im Film in den hier betrachteten Fällen ab  $\sim 0,6$  m/sec turbulent ist, so daß bei den hohen Dampfgeschwindigkeiten die Annahme einer turbulenten Strömungsform für den Film gerechtfertigt ist. Numerische Einzelheiten zur Lösung der Gl. (54) bzw. Gl. (60) sind in Anhang A. 2 enthalten.

Die Anfangswerte für die Dicke des abgestreiften Films werden aus Experimenten übernommen. Peppler [27] gibt für die Restfilmstärke nach dem Primärausstoß Werte an, die zwischen 0,014 mm und 0,114 mm liegen. Fauske [56] nennt für den verbleibenden Flüssigkeitsanteil  $(1 - \alpha)$  bei beschleunigter Ejektion des Kühlmittels Anfangswerte zwischen 0,15 und 0,2. Das entspricht unter Reaktorbedingungen Filmdicken zwischen 0,2 und 0,25 mm. Diese Werte, die in einem konzentrischen Ringquerschnitt, in einem 7-Stab und einem 19-Stab-Bündel mit Luft-Wasser-Gemischen gewonnen wurden, stehen in qualitativ guter Übereinstimmung mit einer theoretischen Berechnung der Filmdicke, für die Kottowski [57] die Beziehung

$$s_0 = 0.9 \sqrt{\frac{u_{PG}}{b}}$$

angibt, wobei  $u_{PG}$  die Geschwindigkeit und  $b$  die Beschleunigung der ausgestoßenen Flüssigkeitssäule bedeuten. Spiller [58] findet ebenfalls in guter Übereinstimmung mit der Theorie von Kottowski Anfangswerte von im Mittel 0,08 mm. In [59] werden für Messungen mit NaK bei Raumtemperatur in einem Rohr mit 6 mm Durchmesser Filmdicken von ca. 0,25 - 0,45 mm angegeben.

Aufgrund der relativ großen Streuung der experimentellen Werte und der Tatsache, daß Angaben für eigentliche Reaktorbedingungen, d.h. eine Bündelgeometrie noch wesentlich unsicherer sind, kann die zu wählende Restfilmstärke im Modell parameterweise variiert werden.

## 5. Vergleich der Modellrechnungen mit Experimenten

Zur Überprüfung der Modellvorstellungen werden im folgenden die Rechnungen des Modells mit Siedeeperimenten verglichen, die von Peppler und Schleisiek [8] durchgeführt wurden. Die Teststrecke entsprach in ihren geometrischen und hydraulischen Kenndaten weitgehend dem Brennelement-Unterkanal eines schnellen natriumgekühlten Reaktors. Nähere Einzelheiten bezüglich der Versuchstechnik bzw. der Instrumentierung sind aus [27] und Abb. 10 zu entnehmen, die Versuchsparameter sind in Tab. 1 zusammengestellt. Die Experimente unterscheiden sich von früheren in einer ähnlichen Teststrecke durchgeführten Versuchen dadurch, daß

- Sieden bei noch vorhandenem Restdurchsatz einsetzte und
- die Teststrecke bei Siedebeginn sowohl innerhalb als auch außerhalb der beheizten Zone axiale Temperaturgradienten aufwies, die mit Reaktorbedingungen vergleichbar waren.

Der erste Punkt betrifft die Frage der Strömungsformen, d. h. , ob die Darstellung des Siedens durch Bildung einzelner Blasen auch bei erzwungener Konvektion zulässig ist. Die Simulation realistischer Temperaturgradienten beeinflusst direkt den Ejektionsvorgang sowie über die Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge die spätere Phase des Siedens.

Ausgehend von einem stationären Zustand mit eingeschalteter Leistung und vollem Durchsatz ( $\sim 5$  m/sec) wurde Sieden dadurch eingeleitet, daß die Förderhöhe der elektromagnetischen Pumpe linear auf null abgesenkt wurde. Der für die Rechnung wichtige Ort des Siedebeginns und der dort vorhandene Siedeverzug wurden aus den Meßsignalen der Wandthermoelemente und aus einem Vergleich der Meßwerte des Durchflußmessers oberhalb der Teststrecke mit den Anzeigen zweier Blasen-detektoren unmittelbar über dem beheizten Teil der Teststrecke gewonnen. Die Anfangsfilmstärke wurde in allen Nachrechnungen zu 0,15 mm entsprechend einem Flüssigkeitsanteil von 15 % angenommen.

Für den Versuch 23 zeigt Abb.11 das axiale Profil der Wandtemperaturen in der Teststrecke bei Siedebeginn im Vergleich zu den Meßwerten. Der guten Übereinstimmung im beheizten Teil steht eine größere Abweichung der gemessenen zu den gerechneten Temperaturen im unbeheizten Teil gegenüber. Diese Abweichung, die auch durch eine unabhängige Nachrechnung mit einem anderen Rechenprogramm [64] festgestellt wurde, trat bei allen Versuchen auf, ist jedoch teilweise durch die in diesem Teil der Teststrecke auftretenden Wärmeverluste, die in der Rechnung nicht berücksichtigt werden, zu erklären. Ein vergleichbares Temperaturprofil unter Reaktorbedingungen zeigt wegen des cosinusförmigen Leistungsprofils im Kern einen mehr linearen Verlauf und wegen der unterschiedlichen Wärmekapazitäten zwischen Teststrecke und Brennelement ( $\sim$  Faktor 2.4) einen geringeren Temperaturabfall außerhalb des Kerns. Diese durch die Versuchstechnik bedingten Unterschiede wurden jedoch teilweise durch entsprechende Wahl der Versuchsbedingungen wie stationäre Aufheizspanne und Pumpenauslaufgeschwindigkeit zu kompensieren versucht.

Von der Aufgabenstellung des Modells her gesehen interessiert der Vergleich der gerechneten und der experimentell ermittelten Lage der oberen und unteren Phasengrenze der Siedezone, da diese zusammen mit der Filmdicke die örtliche und zeitliche Verteilung der Kühlmitteldichte bestimmen. Dazu werden in den Abbildungen 12 bis 15 die in zwei Versuchen gemessenen Geschwindigkeiten am Aus- und Eintritt der Teststrecke mit den gerechneten Werten verglichen.

Abb. 12 zeigt Meßwerte und Rechnung für die Geschwindigkeit am Teststreckenaustritt für den Versuch 23. Die erste Phase des Siedevorgangs, die eigentliche Ejektion, wird durch die Rechnung gut wiedergegeben. Auch die Übereinstimmung in der Frequenz der nachfolgenden Schwingungen ist zufriedenstellend, in den Amplituden treten jedoch teilweise größere Abweichungen auf. Die berechnete Amplitudenverkleinerung wird



dadurch hervorgerufen, daß im Rahmen der Modellrechnung die Teststrecke zonenweise austrocknet und diese Stellen daher nicht mehr zur Verdampfung von Flüssigkeit beitragen. Andererseits bewirkt die Bildung von neuen Blasen beim Wiedereintritt und die damit verbundene teilweise oder vollständige Wiederbenetzung der Teststrecke eine merkliche Amplitudenvergrößerung. Ein Vergleich mit den gemessenen sehr regelmäßigen Schwingungen legt den Schluß nahe, daß dieser Vorgang der Wiederbenetzung in Wirklichkeit kontinuierlicher Art ist, z.B. hervorgerufen durch Ablagerung von Flüssigkeitstropfen aus dem Dampfkern an den Wänden der Teststrecke. Dieser Mechanismus, der in der Formulierung des Modells nicht berücksichtigt wird, ist eine Erklärung für die im Vergleich zu den Experimenten stärkeren Amplitudenschwankungen.

Das sei noch einmal erläutert an Abb. 14. Auch hier wird die erste Ejektion durch die Rechnung gut simuliert, in der daran anschließenden Übergangsphase tritt jedoch eine Phasenverschiebung zu den Meßwerten auf. Bei der folgenden Amplitudenvergrößerung ist die Übereinstimmung wieder gut, wobei im Modell dieser plötzliche Anstieg der Amplitude durch Wiederbenetzung der schon ausgetrockneten Teststrecke hervorgerufen wird.

Die charakteristischen Oszillationen großer Amplitude im späteren Verlauf aller durchgeführten Versuche lassen besonders auch im Vergleich mit den Nachrechnungen den Schluß zu, daß diese durch heftige Verdampfung von flüssigem Natrium an einer teilweise und vorübergehend schon ausgetrockneten Teststrecke hervorgerufen werden. Hierauf wird im Zusammenhang mit den gemessenen Wandtemperaturen noch eingegangen. Es kann jedoch festgestellt werden, daß die Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung für die obere Flüssigkeitssäule in Anbetracht der komplexen dynamischen Vorgänge in Amplitude und Frequenz zufriedenstellend ist und gegenüber früheren Nachrechnungen [26, 27] eine deutliche Verbesserung darstellt; dies ist im we-

sentlichen zurückzuführen auf die detaillierte Berechnung der axialen Druck- und Temperaturprofile in der Siedezone (siehe Abschnitt 6.).

Für die untere Flüssigkeitssäule ergeben sich in der Rechnung gegenüber den Meßwerten größere Abweichungen (Abb. 13, 15). Dazu ist jedoch zu bemerken, daß sich die Teststrecke in einem Kreislauf ohne Bypass befand, so daß die Bewegung der unteren Flüssigkeitssäule wesentlich durch das dynamische Verhalten des Kreislaufs beeinflußt wird. Während die Teststrecke am Austritt in ein Rohr mit ca. 45-fachem Strömungsquerschnitt mündet, so daß hier in etwa die Verhältnisse im Austrittsplenium simuliert werden, gilt das nicht für den vor der Teststrecke liegenden Teil des Kreislaufs mit elektromagnetischer Pumpe und Wärmetauscher. Das Rechenmodell basiert aber auf der für Reaktorverhältnisse zutreffenden Darstellung paralleler Kanäle, die durch Ein- und Austrittsplenium mit jeweils konstantem Druck miteinander verbunden sind. Die Einführung einer reduzierten Länge, die den Trägheitseinfluß des vor der Teststrecke liegenden Kreislaufteils berücksichtigen soll, stellt eine zu große Vereinfachung dar, wie die schlechtere rechnerische Wiedergabe der Schwingungen der unteren Flüssigkeitssäule im Vergleich zu denen der oberen Flüssigkeitssäule zeigt.

Die zweite wichtige Frage im Rahmen des Modells ist die Bestimmung des Zeitpunkts, an dem der Brennstab durch Austrocknen des Flüssigkeitsfilms nicht mehr gekühlt wird. Die zeitliche Änderung der Filmdicke wird einmal unter der Annahme eines ruhenden Films nur durch Verdampfung und Kondensation berechnet und zum anderen unter zusätzlicher Berücksichtigung des Einflusses der Dampfströmung. Abb. 16 zeigt die berechnete Änderung der Filmdicke, aufgetragen in drei axialen Maschen für den Versuch 23. Siedebeginn ist in der 10. axialen Masche. Danach nimmt die Filmdicke bei reiner Verdampfung nur langsam ab. Der unterschiedlich steile Abfall der drei Kurven kennzeichnet den Einfluß des im Dampf vorhandenen örtlichen Temperatur-

profils auf den Verdampfungsvorgang. Berücksichtigt man den Einfluß der Dampfströmung, so erhält man die gestrichelten Kurven. Man erkennt an dem sehr steilen Abfall der Kurven, daß nach Ausbildung der Dampfströmung der Film innerhalb von ca. 30 msec verschwindet. Der zeitliche Unterschied in den einzelnen Maschen ist verglichen mit dem Fall reiner Verdampfung dabei sehr gering. Das bedeutet jedoch, daß praktisch unmittelbar nach Siedebeginn im gesamten Blasenbereich die Nachverdampfung des Restfilms unterbrochen wird, d. h. der Mechanismus, auf dem die modellmäßige Beschreibung der Siedevorgänge im wesentlichen beruht.

Die für diesen Versuch gemessenen Wandtemperaturen sind in Abb. 18 aufgetragen. Etwa 1 sec. nach Siedebeginn trat bei den Temperaturen  $T_n$  und  $T_o$  Dryout auf, der zum Versuchsabbruch führte. Betrachtet man die einzelnen Temperaturen vor diesem endgültigen Dryout näher, so kann man aus dem sägezahnähnlichen Verlauf dieser Kurven, die in ihrem Temperaturanstieg einer nicht gekühlten Teststrecke entsprechen, schließen, daß die Teststrecke auch schon vorher örtlich und zeitlich begrenzt nicht mehr gekühlt wird, ohne daß es jedoch zu einem endgültigen Dryout kommt. Für die Zeit, in der eine örtliche Kühlung eindeutig erkennbar ist, erhält man aus diesem und den anderen Versuchen, die ein ähnliches Verhalten aufweisen, im Mittel 60 - 140 msec. Die genannten Werte liegen damit zwischen den gerechneten Zeiten unter Annahme reiner Verdampfung einerseits und unter der zusätzlichen Berücksichtigung des Massentransporteffektes im Film andererseits.

Im Vergleich zu den gemessenen Temperaturen ist für die Temperatur  $T_j$  auch die gerechnete Kurve in Abb. 18 eingetragen und zwar unter Annahme eines ruhenden Films. Das gegenüber den gemessenen Werten qualitativ gleiche Verhalten stützt die obige Argumentation örtlich und zeitlicher Dryouts. Interessant ist auch, daß sowohl die gemessenen Temperaturen als auch die gerechneten eine steigende Tendenz aufweisen, die durch Wiederbenetzung nur zeitweilig unterbrochen wird.

In 6 von 10 Versuchen trat der endgültige Dryout wie auch im Versuch 23 (Temperaturen  $T_n, T_o$ ) im unteren Teil der Teststrecke auf (siehe auch Tab. 2). In der Rechnung dagegen wird die Teststrecke durch das von unten eintretende Natrium wiederbenetzt, so daß zuerst der obere Teil bleibend austrocknet. Das Dryout-Verhalten im Versuch ist dann erklärlich, wenn man die Dampfgeschwindigkeit als einen entscheidenden Mechanismus für den Dryout postuliert.

In Abb. 17 sind für zwei Zeiten und die dazugehörigen Lagen der oberen und unteren Phasengrenzen der Siedezone die Dampfgeschwindigkeitsprofile eingezeichnet. Der Dampf strömt hier entsprechend dem vorliegenden axialen Temperaturprofil zu den relativ kalten Temperaturen am Eintritt der Teststrecke und in den unbeheizten Teil und kondensiert dort. Dabei liegt das untere Maximum der Dampfgeschwindigkeiten genau in dem Bereich, in dem Dryout bei der Mehrzahl der Versuche beobachtet wurde.

Wie schon festgestellt führt die Berücksichtigung des Massentransporteffektes im Film zu extrem kurzen Dryoutzeiten, was jedoch keine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Modellrechnung zur Folge hat, da ein anderer wichtiger Effekt, die Ablagerung von Flüssigkeitstropfen aus dem Dampfkern, im Modell nicht berücksichtigt wird. Daß diese Ablagerung bei der Teststrecken Kühlung eine Rolle spielt, wurde früher schon beim Vergleich der Schwingungen der oberen Flüssigkeitssäule erwähnt. Bestätigt wird dies auch durch das regelmäßige Verhalten der Wandtemperaturen bis zum endgültigen Dryout.

Andererseits ergibt sich bei Annahme eines ruhenden Films eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten sowohl was das allgemeine Siedeverhalten betrifft und qualitativ auch bezüglich der Dryout-Berechnung, wie Abb. 18 zeigt. Das unter den gegebenen Versuchsbedingungen zeitlich und örtlich statistische Auftreten des Dryouts kann zwar im Rahmen des Modells durch den Einfluß der Dampfgeschwindigkeiten erklärt werden, ist jedoch in deterministischer Weise nicht exakt bestimmbar. Für Sicherheitsuntersuchungen scheint es ausreichend

zu sein, mit einem ruhenden Flüssigkeitsfilm nur unter Berücksichtigung von Verdampfung zu rechnen, wobei der Zeitpunkt des Dryouts parameterweise über Vorgabe einer Anfangsfilmstärke bzw. einer zulässigen Restfilmstärke beeinflusst werden kann.

## 6. Anwendung des Modells am Beispiel des SNR

Zur Anwendung des theoretischen Modells werden im folgenden am Beispiel des SNR Rechnungen für einen Störfall diskutiert, der durch den Ausfall der Kühlmittelpumpen eingeleitet wird. Die Reaktorleistung wurde während der betrachteten Zeit als konstant angenommen, so daß die Reaktivitätsrückwirkung durch die Kühlmitteldichteänderung hier nicht im einzelnen untersucht wird. Das Schwergewicht liegt vielmehr auf der Darstellung und Diskussion der Siedevorgänge selbst.

Der Reaktorkern wurde durch 6 charakteristische Kühlkanäle dargestellt. Das radiale Leistungsprofil (Abb. 19) und die axialen Leistungsprofile (Abb. 20 für den Zentralkanal) sind aus nuklearen Rechnungen übernommen. Ausgehend von einem stationären Zustand wurde zur Simulation des Ausfalls der Kühlmittelpumpen der Druck im Eintrittsplenum entsprechend Abb. 21 abgesenkt. Der gewählte Siedeverzug betrug für alle Kühlkanäle  $20^{\circ}\text{C}$  mit der weiteren Annahme, daß bei Bildung der folgenden Blasen in einem Kühlkanal keine Überhitzung mehr auftritt. Entsprechend der radialen Leistungsverteilung im Reaktor ist der Siedebeginn für die einzelnen Kühlkanäle zeitlich phasenverschoben. Ort der ersten Blasenbildung ist in allen Kanälen der obere Corerand bei Restdurchsätzen zwischen  $18\%$  und  $26\%$  des nominellen Durchsatzes.

Die erste Phase des Siedevorgangs ist gekennzeichnet durch die Bildung einzelner Blasen (Abb. 22). Der auf Grund des Siedeverzugs gegenüber dem Umgebungsdruck höhere Druck in der Blase bewirkt, daß es zur erneuten Blasenbildung erst dann kommt, wenn der Blasendruck entsprechend abgesunken ist, d. h. wenn sich der Großteil der

Blase in einem Bereich befindet, in dem der Dampf kondensieren kann. Dies erklärt, warum zur gleichen Zeit immer nur wenige Blasen in der Strömung vorhanden sind. Am Beispiel der Blase 6 erkennt man, daß schließlich der durch Verdampfung im Kernbereich aufrechterhaltene hohe Druck an der unteren Phasengrenze eine weitere Blasenbildung verhindert und das flüssige Natrium auch nach unten aus dem Kühlkanal herausdrückt.

Der weitere Siedeverlauf ist für den höchstbelasteten Kanal in Abb. 23 dargestellt. Das flüssige Natrium oszilliert nach der ersten Ejektion am Brennelementaustritt bzw. am unteren Kernrand. Eine Folge der verhinderten Rückströmung ist das Austrocknen des Flüssigkeitsfilms im praktisch gesamten Kernbereich ab ca. 0,45 sec bei einer Anfangsfilmstärke von 0,15 mm. Der Film wurde in diesen Rechnungen als ruhend angenommen. Infolge des nach Austrocknung langsam sinkenden Dampfdruckes besonders im unteren Bereich der Siedezone kommt es zum Wiedereintritt von flüssigem Natrium und durch Blasenbildung in der unteren Flüssigkeitssäule zur teilweisen Wiederbenetzung des Brennstabes.

Der Umfang der Wiederbenetzung ist im Modell unter anderem von der minimalen Länge der Flüssigkeitskolben zwischen zwei Blasen abhängig, die im vorliegenden Beispiel aus rechentechnischen Gründen ca. 3,5 cm betrug. Kleinere Flüssigkeitskolben würden zu einer geringeren Wiederbenetzung und einer schnelleren Strömungsumkehr führen. Die Bildung einzelner Blasen bei Wiedereintritt von Flüssigkeit in ein stark überhitztes Brennelement ist jedoch in besonderem Maße als eine modellmäßige Simulation der wirklichen physikalischen Verhältnisse aufzufassen. Gemessene Temperaturdifferenzen für den Übergang von Blasen- zu Filmverdampfung bei Natrium in der Größenordnung von  $700^{\circ}\text{C}$  [60] lassen vielmehr den Schluß zu, daß es durch Blasenieden und starke Dampferzeugung unmittelbar nach Wiedereintritt zur Strömungsumkehr kommt. Andererseits ist ein kohärenter Wieder-

eintritt der Flüssigkeit mit einer wie im Modell klar definierten Phasengrenzfläche für Bündelgeometrien zweifelhaft, wie Simulationsexperimente gezeigt haben [61, 62]. Die gleiche Problematik gilt bei der Frage des Wiedereintritts der Flüssigkeit am Brennelementaustritt. Allerdings ist die Behandlung der oberen und unteren Phasengrenzen im Modell konsistent mit der eindimensionalen Betrachtungsweise, sowie für Versuche in Einkanalgeometrie auch experimentell belegt [52, 61].

In der nicht wiederbenetzten Kernzone beginnt das Hüllrohr nach ca. 0,95 sec zu schmelzen, ein Vorgang, der im Fall der Reaktivitätsrückwirkung durch den Voideffekt von gleichzeitigem Schmelzen des Brennstoffs begleitet wird und damit möglicherweise über einen durch freie Brennstoffbewegung hervorgerufenen positiven Reaktivitätseffekt in einen Bethe-Tait ähnlichen Unfall überleitet.

Abb. 24 zeigt die Siedezonen für alle 6 Kühlkanäle des Reaktors jeweils bei Siedebeginn der einzelnen Kanäle.

Die Vorgänge beim Sieden sowie auch andere im Rahmen der hypothetischen Störfälle zu betrachtenden Ereignisabläufe spielen sich in einem Zeitraum ab, der im Bereich der Zeitkonstanten des Brennstabes liegt. Um diese Vorgänge richtig zu beschreiben ist daher die Berücksichtigung der Temperaturprofile in einem Brennstab notwendig. Abb. 25 zeigt die Verhältnisse im Brennstab des zentralen Kühlkanals in der höchstbelasteten Zone. Auf Grund des relativ langsamen Temperaturanstiegs im Kühlmittel bis Siedebeginn ändert sich auch das Temperaturprofil im Brennstab kaum. Die Brennstoffaußentemperatur steigt in diesem Zeitraum um  $245^{\circ}\text{C}$ , die Zentraltemperatur um  $105^{\circ}\text{C}$ .

Während der späteren durch die Kühlungsunterbrechung hervorgerufenen sehr schnellen Aufheizung steigen die genannten Temperaturen jedoch um  $650^{\circ}\text{C}$  bzw. um  $80^{\circ}\text{C}$ ; d. h. es treten erhebliche Unterschiede zwischen der Änderung der mittleren Temperatur und der örtlichen Temperaturen auf, die in diesem Fall einen Einfluß auf die Ermittlung der genauen Zeitdifferenz zwischen Dryout und Schmelzen des Hüllrohres haben.

Eine gegenüber früheren Modellen wesentliche Änderung ist die Berücksichtigung der Dampfströmung innerhalb einer Blase und des dadurch bewirkten Druckabfalls. Abb. 26 zeigt das axiale Massendurchsatzprofil des Dampfes zur Zeit  $t = 0.4$  sec für den zentralen Kühlkanal und das dazugehörige Druckprofil. Der Dampf strömt vom Ort des höchsten Druckes innerhalb der Blase nach beiden Seiten in Richtung der oberen und unteren Phasengrenzen. In positiver Richtung nimmt die Dampfgeschwindigkeit bis zum oberen Corerand durch Verdampfung ständig zu. Die Kondensation des Dampfes findet im oberen axialen Brutmantel statt. Die Unstetigkeit in der Geschwindigkeit beim Übergang in die Mischzone erklärt sich durch den gegenüber dem übrigen Kühlkanal größeren Strömungsquerschnitt. Im Gegensatz zu dem in positiver Richtung strömenden Dampf kondensiert der nach unten strömende Dampf noch im Kernbereich. Das diesem Zustand entsprechende axiale Profil der Hüllrohraußentemperaturen zeigt die Kurve  $t_2$  der Abb. 27. Danach ist der Temperaturgradient in diesem Bereich erheblich, und die kalten Hüllrohraußentemperaturen bewirken die Kondensation des Dampfes in dieser Zone.

Frühere vergleichende Rechnungen des Modells BLOW2 mit experimentellen Ergebnissen [26, 27] zeigten, daß die Schwingungen der oberen und unteren Flüssigkeitssäule wegen der Annahme uniformen Druckes in ihren Frequenzen zu niedrig und den Amplituden zu groß berechnet wurden. Die Erklärung für die bessere Übereinstimmung des vorliegenden Modells mit den Experimenten ist ebenfalls aus den Abb. 26 und Abb. 27 ersichtlich. Die Beschleunigungen der Flüssigkeitssäulen werden bestimmt durch die örtlichen Drücke an der Phasengrenze. Diese örtlichen Drücke ändern sich aber wesentlich schneller als ein über die Blase gemittelter Druck sobald der Dampf mit Flächen unterschiedlicher Temperatur in Berührung kommt. Die örtlich schnellere Änderung des Dampfdruckes hat dann eine entsprechend schnellere Änderung des Bewegungszustandes der Flüssigkeitskolben zur Folge. Andererseits bewirkt das örtliche Druckprofil und das daran gekoppelte Temperaturprofil im Dampf, daß ein bei Siedebeginn dem Kühlkanal



aufgeprägtes axiales Temperaturprofil länger erhalten bleibt und sich nicht über einen mittleren Dampfzustand auf ein entsprechendes mittleres Temperaturniveau ändert. Das bedeutet jedoch, daß die Hüllrohrtemperaturen mit einer örtlichen Wärmekapazität schneller auf entsprechende Änderungen reagieren können. Die Kombination beider Effekte, der schnellen örtlichen Druckänderungen und der damit verbundenen möglichen schnellen Änderung der Hüllmaterialtemperaturen haben zur Folge, daß die Frequenz der betrachteten Schwingungen vergrößert und gleichzeitig die Amplitude verkleinert wird.

Das vollständige Kollabieren einer Blase bei Annahme eines uniformen Druckes tritt besonders dann auf, wenn sich die Blase bis ins obere Plenum erstreckt. Die wegen der hohen Temperaturdifferenzen zwischen Dampf und der weit unterkühlten Flüssigkeit im oberen Plenum möglichen großen Kondensationswärmeflüsse haben ein schnelles Absinken des uniformen Blasendruckes und der Hüllwandtemperaturen zur Folge. Da sich der uniforme Druck jedoch langsamer ändert als der örtliche Druck im oberen Plenum werden in diesem Bereich zu große Kondensationsflüsse berechnet (entsprechend Gl. (59)). Das hat dann ein solches Absinken des gesamten Temperaturniveaus im Blasenbereich zur Folge, daß es beim anschließenden Wiedereintritt zum vollständigen Kollabieren kommt.

Die Verhältnisse bei ortsabhängiger Betrachtung des Druckes sind in Abb. 28 dargestellt. Zum Zeitpunkt  $t_1$  liegt die obere Phasengrenze der Siedezone unmittelbar am Brennelement-Austritt, die Blase hat jedoch noch keine Verbindung zum Plenum. Zur Zeit  $t_2$  erstreckt sich die Blase ins obere Plenum. Der Druck sinkt dadurch örtlich sehr stark ab, während er im Kernbereich ansteigt. Gleichzeitig ergibt sich durch Restverdampfung des Flüssigkeitsfilms auch im oberen Brutmantel und im Mischraum ein großer Anstieg der Massengeschwindigkeit des Dampfes. Der im Plenum vorhandene niedrige örtliche Druck hat entsprechend Gl. (59) eine geringere Kondensationsrate zur Folge, und es kommt schneller zu einem Wiedereintritt der Flüssigkeit in das Brennelement.

Um die Auswirkungen der detaillierteren Modellannahmen aufzuzeigen, wurde eine vergleichende Rechnung für BLOW 2 [26] und BLOW 3 durchgeführt. Als Störfall wurde der plötzliche Abfall des Druckes im Eintrittsplenum angenommen. Siedebedingungen werden mit BLOW 2 nach 1.57 sec, mit BLOW 3 nach 1.0 sec erreicht. Eine Erklärung für die Überschätzung dieser Zeit um mehr als 50 % im Modell BLOW 2 liegt darin, daß hier der Brennstoff nur durch eine mittlere Temperatur charakterisiert wird. Ein Vergleich der örtlichen Temperaturen im Brennstoff zeigt jedoch (Abb. 30), daß bei dieser vom Kühlmittel kommenden Störung die Zentraltemperatur praktisch unverändert bleibt, während sich die mittlere Brennstofftemperatur nur um ungefähr die Hälfte des Betrags der Außentemperatur ändert.

Die erste Ejektion des Natriums nach Siedebeginn wird mit beiden Modellen praktisch identisch berechnet. Die geringfügigen Abweichungen sind durch unterschiedliche Anfangssiedeverzüge sowie durch geringe Differenzen in den bei Siedebeginn vorhandenen axialen Temperaturprofilen zu erklären. In der BLOW2-Rechnung erreicht die Blase schon bei der ersten Ejektion das obere Plenum und kollabiert in der diskutierten Weise. Bei der Rechnung mit BLOW3 tritt jedoch vor Erreichen des Plenums eine Strömungsumkehr ein, und die Flüssigkeitssäule oszilliert im Bereich des oberen axialen Brutmantels. Zu einem langsamen Wiedereintritt des Kühlmittels in den Kernbereich kommt es erst, wenn große Teile des Brennstabes ausgetrocknet sind. Interessant ist auch, daß in den Rechnungen mit BLOW2 auf Grund der plötzlichen Absenkung des uniformen Druckes der Restfilm in einer wesentlich kürzeren Zeit verdampft. Es ergeben sich 0.16 sec verglichen mit 0.37 sec für die Rechnung mit BLOW 3, in der im Rahmen des Modells die Verdampfung in genauerer Weise unter Zugrundelegung der örtlichen Drücke berechnet wird.

Der Vergleich zeigt, daß bei Annahme eines uniformen Druckes im Blasenbereich das oszillierende Verhalten der Flüssigkeitssäulen nach

der ersten Ejektion nicht richtig berechnet wird. Die Amplituden dieser Schwingungen sind im Vergleich zu Experimenten und auch zur ortsabhängigen Druckberechnung zu groß, die Frequenzen zu klein. Die Abweichungen sind jedoch wesentlich schwerwiegender, wenn sich die Blase in das obere Plenum erstreckt. Die durch die Annahme uniformen Druckes dann nicht korrekte Behandlung des Kondensationsvorgangs führt, da der Zustand der gesamten Siedezone davon betroffen ist, zu einem auch qualitativ vollständig anderen Siedeverhalten als es die Experimente zeigen.

## 7. Schlußbemerkungen

Die theoretische Behandlung des integralen Siedens in einem natriumgekühlten Reaktor erfordert wegen der betrachteten komplexen Siedevorgänge in einer mathematisch nur mit großem Aufwand darstellbaren Geometrie entsprechende Vereinfachungen. Diese betreffen sowohl die Vorstellungen zum Sieden selbst als auch die Darstellung der Reaktor-geometrie und der Simulation möglicher Störfälle. Die vorliegende Beschreibung des Siedens stellt eine Weiterentwicklung bekannter Einzelblasenmodelle dar. Unter der vereinfachenden Annahme einer eindimensionalen Strömung ist die erste Phase des Siedevorgangs gekennzeichnet durch die Bildung einer oder mehrerer Blasen und der spätere Verlauf durch eine der Zweiphasenringströmung ähnliche Strömungsform.

Die Vorstellungen zum Siedevorgang, auf denen das Modell basiert, sind durch eine Vielzahl von Experimenten in Einkanalgeometrie bestätigt. Vergleichende Rechnungen zeigen, daß für die im Modell betrachteten drei Phasen: die Ejektion, das anschließende oszillierende Verhalten des Kühlmitteldurchsatzes sowie die schließlich vollständige Unterbrechung der Brennstabkühlung eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen vorliegt.

Aus diesem Vergleich wird jedoch auch deutlich, daß

- die modellmäßige Beschreibung der wirklichen physikalischen Vorgänge eine teilweise erhebliche Vereinfachung darstellt und daß
- der Natur nach statistische Ereignisse in der vom Modell vorgenommenen deterministischen Weise nicht exakt vorherbestimmbar sind.

Beide Punkte betreffen jedoch nicht nur dieses Modell, sondern ganz allgemein die Problematik, die mit der Analyse von Gesamtstörfallabläufen durch ein Programm bzw. ein Programmsystem dieser Art verbunden ist.

Eine Berücksichtigung des radialen Temperaturgradienten über ein Brennelement, der besonders bei instationärer Aufheizung in den äußeren Reihen des Kerns erheblich ist, ist mit der hier vorliegenden eindimensionalen Betrachtungsweise nicht möglich. Auch um Sieden ohne nennenswerte Überhitzung oder lokales Sieden zu untersuchen, wäre ein Modell wünschenswert, das die echt dreidimensionale Geometrie eines Brennelementes berücksichtigt. Rechenprogramme dieser Art werden zur stationären Auslegung der Brennelemente von Leichtwasserreaktoren verwandt. Ihre Übertragung auf das Sieden von Natrium unter den hier diskutierten Bedingungen ist jedoch ohne die Unterstützung durch Natriumsiedeexperimente in Bündelgeometrie fraglich.

Das beschriebene eindimensionale Modell entspricht den heute vorliegenden experimentellen Ergebnissen und genügt in seiner Detaillierung den im Rahmen der Analyse schwerer hypothetischer Störfälle gestellten Ansprüchen.

Anhang A

A. 1 Numerische Behandlung der Gleichungen für die Dampfphase

Die Gleichungen, die die örtliche und zeitliche Verteilung der Massengeschwindigkeit  $G_v$  und des Druckes  $p_v$  innerhalb der Blase beschreiben, sind Gl. (41), die mit

$$G_v = u_v \rho_v \quad (\text{A. 1})$$

lautet

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \frac{\partial G_v}{\partial z} = \frac{u}{A} m \quad (\text{A. 2})$$

und Gl. (42), die durch Kombination mit Gl. (A. 1) und Gl. (A. 2) die folgende Form annimmt

$$\frac{\partial G_v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{G_v^2}{\rho_v} \right] = - \frac{\partial p_v}{\partial z} - \frac{u}{A} \frac{\psi_i}{2} \frac{|G_v| G_v}{\rho_v} + \frac{u}{A} \frac{G_v}{\rho_v} \frac{m}{2} \quad (\text{A. 3})$$

Als Randbedingung an der oberen und unteren Phasengrenze zwischen Dampf und Flüssigkeitskolben gilt entsprechend Gl. (44)

$$\frac{G_v}{\rho_v} \Big|_{p_G} = \frac{G_K}{\rho_K} \Big|_{p_G} \quad (\text{A. 4})$$

Der Quellterm in Gl. (A. 2) berechnet sich aus Gl. (55) unter der Annahme eines ruhenden Films

$$m = \frac{q_w}{h_{fg}} - \frac{s \rho_K}{h_{fg}} \frac{d h_K}{dt} \quad (\text{A. 5})$$

mit dem spezifischen Wärmefluß  $q_w$  entsprechend Gl. (56). Gl. (A. 5) ist exakt für einen ruhenden Film, wird aber auch bei  $u_1 \neq 0$  zur Bestimmung von  $m$  verwendet, da eine einfache Abschätzung zeigt, daß der örtliche Gradient in Gl. (55) verglichen mit dem stationären Wärmefluß  $q_w$  klein ist. Obige Gleichungen werden in Differenzenform iterativ gelöst.

Gl. (A. 2) wird dargestellt durch ein implizites Differenzschema, in dem die örtliche Ableitung und der Quellterm zeitlich gemittelt werden. Es gilt für alle Maschen  $1 \leq j \leq J$  (Abb. 8)

$$\begin{aligned} \frac{\rho v_j^{n+1} - \rho v_j^n}{\Delta t^n} + \frac{1}{\Delta z_j^{n+1} + \Delta z_j^n} \left[ G v_{j+1/2}^{n+1} - G v_{j-1/2}^{n+1} + G v_{j+1/2}^n - G v_{j-1/2}^n \right] \\ = \frac{\left(\frac{U}{A}\right)_j}{\Delta z_j^{n+1} + \Delta z_j^n} \left[ m_j^{n+1} \Delta z_j^{n+1} + m_j^n \Delta z_j^n \right] \end{aligned} \quad (\text{A. 6})$$

wobei

$$\Delta z_j^{n+1} = \Delta z_j^n$$

für  $1 < j < J$  ist. Gl. (A. 3) schreibt sich in Rückwärtsdifferenzenform für  $1 \leq j \leq J$

$$\begin{aligned} \frac{G v_j^{n+1} - G v_j^n}{\Delta t^n} + \frac{1}{\Delta z_j^{n+1}} \left[ \frac{(G v_{j+1/2}^{n+1})^2}{\rho v_{j+1/2}^{n+1}} - \frac{(G v_{j-1/2}^{n+1})^2}{\rho v_{j-1/2}^{n+1}} \right] = \frac{\rho v_{j-1/2}^{n+1} - \rho v_{j+1/2}^{n+1}}{\Delta z_j^{n+1}} \\ - \frac{1}{3} \left(\frac{\psi_i}{D_h}\right)_j \left[ \frac{G v_{j-1/2}^{n+1} |G v_{j-1/2}^{n+1}|}{\rho v_{j-1/2}^{n+1}} + 4 \frac{G v_j^{n+1} |G v_j^{n+1}|}{\rho v_j^{n+1}} + \frac{G v_{j+1/2}^{n+1} |G v_{j+1/2}^{n+1}|}{\rho v_{j+1/2}^{n+1}} \right] \\ + \left(\frac{U}{A}\right)_j \frac{G v_j^{n+1}}{\rho v_j^{n+1}} \frac{m_j^{n+1}}{2} \end{aligned} \quad (\text{A. 7})$$

Dabei wird der Reibungsterm nach Simpson über die Maschenlänge integriert, da die Massengeschwindigkeit axial über die Länge einer Masche stark variiert.

Für den Quellterm erhält man bei zeitlicher Mittelung des spezifischen Wärmeflusses für  $1 \leq j \leq J$

$$m_j^{n+1} \Delta z_j^{n+1} + m_j^n \Delta z_j^n = \frac{1}{h_{fg}} \left[ q_{wj}^{n+1} \Delta z_j^{n+1} + q_{wj}^n \Delta z_j^n \right] - \frac{s_j \rho_j^n}{h_{fg}} \frac{\partial H_e}{\partial T_e} \frac{T_{kj}^{n+1} - T_{kj}^n}{\Delta t^n} \left[ \Delta z_j^{n+1} + \Delta z_j^n \right] \quad (\text{A. 8})$$

mit

$$q_{wj}^n = h_{cj}^n [T_{caj}^n - T_{vj}^n]$$

$$q_{wj}^{n+1} = h_{cj}^{n+1} [T_{caj}^{n+1} - T_{vj}^{n+1}] \quad (\text{A. 9})$$

Bei Annahme thermischen Gleichgewichts zwischen Dampf und Flüssigkeitsfilm und unter Voraussetzung eines dünnen Films gilt

$$T_{kj} = T_{vj} \quad (\text{A. 10})$$

Die Differenzgleichungen werden in iterativer Weise folgendermaßen gelöst, wobei sich der Index "r" auf den Iterationszyklus innerhalb einer Blase bezieht und der Index "s" auf die übergeordnete Iteration über alle Blasen.

1. Aus der Integration der Bewegungsgleichungen der einzelnen Flüssigkeitskolben [ Gl. (22), (23), 24) ] über den Zeitschritt  $\Delta t^n$  erhält man zusammen mit der Randbedingung (A. 4) die Massengeschwindigkeit des Dampfes an der unteren und oberen Phasengrenze

$$G_{v_{j-1/2}}^{n+1,s} \quad \text{bzw.} \quad G_{v_{j+1/2}}^{n+1,s}$$

2. Der Quellterm bestimmt sich aus Gl. (A. 8) mit

$$q_{wj}^{n+1,r} = h_{cj}^{n+1,r} [T_{caj}^{n+1,s} - T_{vj}^{n+1,r}] \quad (\text{A. 11})$$

Dabei wird die Hüllrohraußentemperatur aus Rechenzeitgründen im Iterationszyklus "r" nicht neu ermittelt.

3. Gl. (A. 6) wird nach  $Gv_{j+1/2}^{n+1}$  bzw.  $Gv_{j-1/2}^{n+1}$  aufgelöst. Man erhält mit bekannter Massengeschwindigkeit an der unteren Phasengrenze für  $j = 1$

$$Gv_{j+1/2}^{n+1, r^*} = (1 - \omega) \left[ Gv_{j-1/2}^{n+1, s} + \Delta Gv_j^{n+1, r} \right] + \omega Gv_{j+1/2}^{n+1, r-1} \quad (\text{A. 12})$$

und für  $1 < j < J$

$$Gv_{j+1/2}^{n+1, r^*} = (1 - \omega) \left[ Gv_{j-1+1/2}^{n+1, r^*} + \Delta Gv_j^{n+1, r} \right] + \omega Gv_{j+1/2}^{n+1, r-1} \quad (\text{A. 13})$$

und entsprechend mit bekannter Massengeschwindigkeit an der oberen Phasengrenze für  $j = J$

$$Gv_{j-1/2}^{n+1, r^*} = (1 - \omega) \left[ Gv_{J+1/2}^{n+1, s} - \Delta Gv_j^{n+1, r} \right] + \omega Gv_{j-1/2}^{n+1, r-1} \quad (\text{A. 14})$$

und für  $J > j > 1$

$$Gv_{j-1/2}^{n+1, r^*} = (1 - \omega) \left[ Gv_{j+1-1/2}^{n+1, r^*} - \Delta Gv_j^{n+1, r} \right] + \omega Gv_{j-1/2}^{n+1, r-1} \quad (\text{A. 15})$$

mit

$$\begin{aligned} \Delta Gv_j^{n+1, r} = & Gv_{j-1/2}^n - Gv_{j+1/2}^n + \left( \frac{U}{A} \right)_j \left[ m_j^{n+1, r} \Delta z_j^{n+1, s} + m_j^n \Delta z_j^n \right] \\ & - \frac{\rho_{v,j}^{n+1, r} - \rho_{v,j}^n}{\Delta t^n} \left[ \Delta z_j^{n+1, s} + \Delta z_j^n \right] \end{aligned} \quad (\text{A. 16})$$

Das Vorgehen ist für Gl. (A. 12) bzw. (A. 13) mit dem Relaxationsparameter  $\omega = 0,5$  in Abb. 9 dargestellt. Die beiden nach Gl. (A. 12) und (A. 13) bzw. Gl. (A. 14) und (A. 15) ermittelten vorläufigen Geschwindigkeiten werden zur Berechnung des Geschwindigkeitsprofils für den r-ten Iterationsschritt gemittelt. Man erhält für  $1 \leq j < J$



$$G_{v_{j+1/2}}^{n+1,r} = G_{v_{j+1-1/2}}^{n+1,r} = \frac{1}{2} \left[ G_{v_{j+1/2}}^{n+1,r^a} + G_{v_{j+1-1/2}}^{n+1,r^a} \right] \quad (\text{A. 17})$$

und

$$G_{v_j}^{n+1,r} = \frac{1}{2} \left[ G_{v_{j+1/2}}^{n+1,r} + G_{v_{j-1/2}}^{n+1,s} \right] \quad \text{für } j = 1$$

$$G_{v_j}^{n+1,r} = \frac{1}{2} \left[ G_{v_{j+1/2}}^{n+1,r} + G_{v_{j-1/2}}^{n+1,r} \right] \quad \text{für } 1 < j < J \quad (\text{A. 18})$$

$$G_{v_j}^{n+1,r} = \frac{1}{2} \left[ G_{v_{j+1/2}}^{n+1,s} + G_{v_{j-1/2}}^{n+1,r} \right] \quad \text{für } j = J$$

4. Aus Gl. (A. 7) werden mit den neuen Massengeschwindigkeiten die Druckdifferenzen

$$\frac{p_{v_{j-1/2}}^{n+1,r} - p_{v_{j+1/2}}^{n+1,r}}{\Delta z_j^{n+1,s}} \quad (\text{A. 19})$$

berechnet. Bei Festhalten des maximalen Druckes innerhalb der Blase folgt aus diesen Druckdifferenzen ein vorläufiges neues Druckprofil  $p_{v_j}^{n+1,r^*}$ , wobei gilt

$$p_{v_j} = \frac{1}{2} \left[ p_{v_{j+1/2}} + p_{v_{j-1/2}} \right] \quad (\text{A. 20})$$

5. Durch Vergleich der in der Blase enthaltenen Dampfmasse, die sich aus den ermittelten örtlichen Drücken  $p_{v_j}^{n+1,r^*}$  errechnet, mit der Masse, die aus dem bekannten mittleren Druck  $\bar{p}^{n+1,s}$  folgt, wird geprüft, ob das örtliche Druckprofil korrekt ist. Betrachtet man den Dampf als ideales Gas, so gilt für die vorhandene Abweichung

$$\frac{\sum_j \frac{p_{vj}^{n+1,r}}{T_{vj}^{n+1,r}} A_j \Delta z_j^{n+1,s}}{\sum_j A_j \Delta z_j^{n+1,s}} - \frac{\bar{p}_v^{n+1,s}}{\bar{T}_v^{n+1,s}} = \delta \quad (\text{A. 21})$$

Ist  $\delta \leq \epsilon$ , so muß das Druckprofil bezüglich der integralen Massenbilanz nicht korrigiert werden. Für  $\delta > \epsilon$  werden die ermittelten örtlichen Drücke um einen aus  $\delta$  zu bestimmenden Differenzbetrag  $\delta p$  korrigiert

$$p_{vj}^{n+1,r} = p_{vj}^{n+1,r} + \delta p \quad (\text{A. 22})$$

Die Iterationsschritte 2-4 werden bis zu 4 mal wiederholt. In dem übergeordneten Iterationszyklus mit dem Index "s" werden unter Zugrundelegung der neuen örtlichen Drücke innerhalb der Blasen für alle Blasen die folgenden Größen neu ermittelt

$$\begin{aligned} & T_{caj}^{n+1,s+1} \\ & G_{v_{j-1/2}}^{n+1,s+1} \quad ; \quad G_{v_{j+1/2}}^{n+1,s+1} \\ & \Delta z_{j-1}^{n+1,s+1} \quad ; \quad \Delta z_j^{n+1,s+1} \\ & \bar{p}_v^{n+1,s+1} \end{aligned}$$

Am Ende der Iterationen müssen für alle Blasen die Bedingungen

$$\left| p_{vj}^{n+1,r} - p_{vj}^{n+1,r-1} \right| \leq \epsilon \quad (\text{A. 23})$$

und

$$\left| \bar{p}_v^{n+1,s} - \bar{p}_v^{n+1,s-1} \right| \leq \epsilon \quad (\text{A. 24})$$

erfüllt sein.

## A. 2 Numerische Behandlung der Gleichungen für den Flüssigkeitsfilm

Für einen ruhenden Flüssigkeitsfilm berechnet sich die zeitliche Änderung der Filmdicke nach Gl. (60). Es gilt für alle Maschen  $1 \leq j \leq J$  in Vorwärtsdifferenzen mit einem über den Zeitschritt gemittelten Wärmefluß

$$\frac{s_j^{n+1} - s_j^n}{\Delta t^n} = \frac{s_j^n}{h_{fg}} \frac{\partial H_e}{\partial T_r} \frac{T_{vj}^{n+1} - T_{vj}^n}{\Delta t^n} - \frac{q_{Wj}^{n+1} + q_{Wj}^n}{2 h_{fg} \beta_{Lj}^n} \quad (\text{A. 25})$$

Entsprechend Gl. (61) folgt für  $j = 1$  bei Bewegung der Phasengrenze in negativer Richtung und für  $j = J$  bei Bewegung in positiver Richtung

$$\frac{s_j^{n+1} - s_j^n}{\Delta t^n} = \frac{s_j^n}{h_{fg}} \frac{\partial H_e}{\partial T_r} \frac{T_{vj}^{n+1} - T_{vj}^n}{\Delta t^n} - \frac{q_{Wj}^{n+1} + q_{Wj}^n}{2 h_{fg} \beta_{Lj}^n} + \left| \left( \frac{G_{jk}}{\beta_{jk}} \right) \right| \frac{s_0 - s_j^n}{\Delta z_j^{n+1}} \quad (\text{A. 26})$$

Bei Berücksichtigung der durch den Dampf im Film induzierten Bewegung erhält man aus Gl. (54) und Gl. (A. 5)

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} [u_{1j} s] = \frac{s}{h_{fg}} \frac{\partial H_e}{\partial t} - \frac{q_{Wj}}{h_{fg} \beta_{Lj}} \quad (\text{A. 27})$$

und in Differenzenform für  $1 < j \leq J$  wenn  $u_{1j} > 0$

$$\frac{s_j^{n+1} - s_j^n}{\Delta t^n} + 2 \frac{u_{1j}^n s_j^n - u_{1j-1}^n s_{j-1}^n}{\Delta z_j^n + \Delta z_{j-1}^n} = \frac{s_j^n}{h_{fg}} \frac{\partial H_e}{\partial T_r} \frac{T_{vj}^{n+1} - T_{vj}^n}{\Delta t^n} - \frac{q_{Wj}^{n+1} + q_{Wj}^n}{2 h_{fg} \beta_{Lj}^n} \quad (\text{A. 28})$$

bzw. für  $1 \leq j < J$  wenn  $u_{1j} < 0$

$$\frac{s_j^{n+1} - s_j^n}{\Delta t^n} + 2 \frac{u_{1j+1}^n s_{j+1}^n - u_{1j}^n s_j^n}{\Delta z_{j+1}^n + \Delta z_j^n} = \frac{s_j^n}{h_{fg}} \frac{\partial H_e}{\partial T_r} \frac{T_{vj}^{n+1} - T_{vj}^n}{\Delta t^n} - \frac{q_{Wj}^{n+1} + q_{Wj}^n}{2 h_{fg} \beta_{Lj}^n} \quad (\text{A. 29})$$

Für  $j = 1$  und  $u_{11} > 0$  und für  $j = J$  und  $u_{1J} < 0$  gilt Gl. (A. 25).

## Anhang B

### B.1 Geometrische Darstellung des Reaktors

BLOW3 ist als ein Modul für das Programmsystem RADYVAR2 [4] konzipiert. Darin wird der Reaktorkern durch mehrere sogenannte charakteristische Kühlkanäle dargestellt. Der charakteristische Kühlkanal repräsentiert eine konzentrische Ringzone von Brennelementen des als zylindersymmetrisch angenommenen Reaktors, die bezüglich des nuklearen und thermohydraulischen Verhaltens als annähernd gleich angesehen werden können. Der so definierte Kühlkanal wird dargestellt durch einen Brennstab mit dem dazugehörigen Kühlmittelströmungsquerschnitt und Strukturmaterial (Abb. 31). Axial ist der Kühlkanal unterteilt in das Spaltgasplenum, den eigentlichen Corebereich einschließlich unterem und oberem axialen Brutmantel und in die Mischzone. Die Berücksichtigung der Mischzone ist wegen des gegenüber dem Brennelement unterschiedlichen Strömungsquerschnitts zur Darstellung der am Brennelementaustritt vorliegenden Temperaturen und Geschwindigkeiten besonders bei Rechnungen zur Störfalldiagnose wichtig. Konstruktive Einzelheiten wie Eintrittsdrossel und Abstandshalter werden rechnerisch berücksichtigt.

Der Reaktorkern kann durch maximal 10 charakteristische Kühlkanäle dargestellt werden. Zur Berechnung der gesuchten Größen

- Brennstoff- und Hüllrohrtemperaturen
- Strukturmaterialtemperatur
- Kühlmitteldurchsatz, -temperatur, -druck und -dichte

wird der Kühlkanal in bis zu 30 axiale Maschen eingeteilt, der Brennstoff radial in bis zu 10 Zonen. In der Brennstabhülle werden in jeder axialen Zone drei Temperaturen berechnet, im Strukturmaterial eine Temperatur.

Randbedingungen sind als Funktion der Zeit

- der Eintrittsdruck
- die Eintrittstemperatur
- der Austrittsdruck
- die volumetrische Wärmequellichte im Brennstab, der Hülle, dem Kühlmittel und dem Strukturmaterial

Die Simulation zu betrachtender Störfälle wird durch entsprechende Annahme dieser Randbedingungen vorgenommen. Durch Vorgabe einer beliebigen Zeitfunktion für den Eintrittsdruck kann ein Pumpenausfall simuliert werden, durch zeitliche Änderung des Druckverlustbeiwertes in der Eintrittsdrossel eine Blockade des Brennelementfußes und durch Vorgabe der Wärmequellichte eine Reaktivitätsstörung.

## B. 2 Das Rechenprogramm BLOW3

### B. 2.1 Das Gesamtflußdiagramm

Das Flußdiagramm für BLOW3 ist in Abb. 32 dargestellt. Der linke Teil des Diagramms zeigt die stationäre Auslegungsrechnung. Eingaben sind für jeden Kühlkanal die Ein- und Austrittstemperatur, der Ein- und Austrittsdruck, die volumetrische Wärmequellichte, die geometrischen Daten des Kühlkanals sowie die verwendeten Materialien für Brennstoff, Hülle, Struktur und Kühlmittel. Die benötigten Stoffwerte werden durch das Programmsystem MAPLIB [63] bereitgestellt.

Berechnet werden entsprechend den in Abschnitt 4.1 dargestellten Gleichungen in stationärer Form sequentiell für jeden Kühlkanal der Massendurchsatz, Geschwindigkeit, Druck und Temperatur im Kühlmittel sowie die Temperaturfelder im Brennstoff, der Hülle und dem Strukturmaterial. Die Differenz zwischen dem vorgegebenen und errechneten Eintrittsdruck ist der Blendendruckverlust und wird in der instationären Rechnung mitberücksichtigt. Die stationären Auslegungswerte werden auf einen externen Datenspeicher geschrieben, so daß

die stationäre Rechnung unabhängig von der nachfolgenden instationären Rechnung ist. Der stationäre Programmteil wurde für BLOW3 mit geringfügigen Modifikationen aus RADYVAR2 [48] übernommen.

Für die instationäre Rechnung werden zwei temporäre Datenspeicher benötigt, von denen entsprechend der sequentiellen Berechnung der Kühlkanäle abwechselnd für jeden Zeitschritt der Datensatz eines Kühlkanals gelesen wird bzw. auf die nach Ermittlung der neuen Werte diese wieder geschrieben werden. Die Wärmequellendichte wird zu Beginn eines Zeitschrittes jeweils neu ermittelt und kann eine beliebige Funktion der Zeit sein. Bei Kopplung von BLOW3 an ein Reaktordynamik-Programm wird hier die aus der nuklearen Rechnung neu ermittelte Leistungsverteilung bereitgestellt.

In der thermohydraulischen, instationären, einphasigen Rechnung (Abschnitt B. 2. 2) werden die in Abschnitt 4. 1 dargestellten Gleichungen gelöst. Siedet das Kühlmittel in einem Kühlkanal, so werden in der zweiphasigen, instationären Rechnung (Abschnitt B. 2. 3) die Größen entsprechend den in Abschnitt 4. 2 dargestellten Gleichungen ermittelt. Die Rechnung wird nach Erreichen einer vorgegebenen Problemzeit beendet.

#### B. 2. 2 Thermohydraulische, instationäre, einphasige Rechnung

Das Fließschema der einphasigen Rechnung ist in Abb. 33 dargestellt. Die Größe des Zeitschritts  $\Delta t_K$  innerhalb dieser Rechnung ist aus Genauigkeitsgründen auf einen Maximalwert beschränkt, obwohl die zur Lösung der Wärmeleitgleichung [Gl. (6)] und der Energiegleichung des Kühlmittels [Gl. (5)] verwendeten Differenzenschemata keine eigene Stabilitätsbedingung stellen. Zu Beginn jeden Zeitschritts  $\Delta t_K$  werden Eintrittsdruck, Austrittsdruck und Eintrittstemperatur neu ermittelt. Die Impulsgleichung wird durch ein Predictor-Corrector Verfahren integriert, das auch bei Kühlkanälen, bei denen der Blendendruckverlust gemessen am Gesamtdruckverlust sehr groß ist, stabil bleibt.

Die Energiegleichung des Kühlmittels [Gl. (5)] und des Strukturmaterials [Gl. (7)] werden zusammen mit der Wärmeleitgleichung für Brennstoff und Hülle in Differenzenform iterativ nach Gauss-Seidel gelöst. Aus der Impulsgleichung in Differentialform [Gl. (4)] folgt bei Kenntnis des neuen Massendurchsatzes und der neuen Temperaturen die axiale Druckverteilung im Kühlmittel.

### B. 2. 3 Thermohydraulische, instationäre, zweiphasige Rechnung

Das Fließschema der zweiphasigen Rechnung zeigt Abb. 34. Die Größe des in der zweiphasigen Rechnung verwendeten Zeitschritts  $\Delta t_B$  ist innerhalb des Thermodynamikzeitschritts  $\Delta t$  variabel und wird hauptsächlich bestimmt durch

- die größte zulässige Änderung des uniformen Druckes aller Blasen,
- die Begrenzung der maximal zulässigen Verschiebung einer Phasengrenze,
- die Zahl der im vorigen Zeitschritt benötigten Iterationen.

Am Anfang jeden Zeitschritts  $\Delta t_B$  werden Eintrittsdruck, Austrittsdruck und Eintrittstemperatur ermittelt. Die neue Lage der oberen und unteren Phasengrenzen der Blasen ergibt sich aus der Integration der Bewegungsgleichungen für die Flüssigkeitskolben [Gl. (22)] und die oberen und unteren Flüssigkeitssäulen [Gl. (24) bzw. Gl. (23)] nach einem Predictor-Corrector Verfahren. Es folgt die Berechnung der neuen Flüssigkeitstemperaturen [Gl. (27)], der mittleren Blasendrucke [Gl. (48)] und der örtlichen Druckverteilung in der im Anhang A. 1 dargestellten Weise. Aus den neuen Drücken an den Phasengrenzen Dampf-Flüssigkeitskolben kann die Beschleunigung der Flüssigkeitskolben für den Corrector-Schritt ermittelt werden. Die Rechenschritte beginnend mit der Integration der Bewegungsgleichungen werden so lange wiederholt, bis die uniformen Drücke bzw. die Druckprofile in allen Blasen konvergent sind. Die Konvergenz hängt in starkem Maße von der Wärme ab, die einer Blase während des betrachteten Zeitschrittes zugeführt

wird. Daher werden in jedem Iterationszyklus auch die Temperaturfelder in Brennstoff, Hülle und Struktur innerhalb des Blasenbereiches ermittelt. Es folgt die Berechnung der Filmdicke [Gl. (60) bzw. Gl. (54)] und bei Annahme eines bewegten Films der Geschwindigkeit im Film [Gl. (65)]. Am Ende jedes Zeitschritts  $\Delta t_B$  werden die in einem Lagrange'schen Koordinatensystem ermittelten Größen in der Flüssigkeit auf ein ortsfestes Maschennetz abgebildet sowie die für die nukleare Rückwirkung benötigten mittleren Kühlmitteldichten entsprechend den Volumenanteilen der beiden Phasen in jeder axialen Masche berechnet.



Anhang C

Empirische Korrelationen für den Reibbeiwert an der Phasengrenze

Die am häufigsten verwendete Korrelation zur Bestimmung des Reibungsdruckabfalls in einer Zweiphasenströmung ist die von Lockhart-Martinelli [65]. Es gilt

$$\frac{dp}{dz} = \phi_g^2 \left( \frac{dp}{dz} \right)_v \quad (\text{C. 1})$$

Dabei bedeutet  $\left( \frac{dp}{dz} \right)_v$  den Druckabfall, den die Dampfphase der Zweiphasenströmung verursachen würde, wenn sie allein durch den Kühlkanal ströme. Man erhält entsprechend Abb. 6

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{4 \tau_i}{D_h \sqrt{\alpha}} = \frac{2 \psi_i \rho_v u_v^2}{D_h \sqrt{\alpha}} \quad (\text{C. 2})$$

$$-\left( \frac{dp}{dz} \right)_v = \frac{4 \tau_{wv}}{D_h} = \frac{2 \psi_v \rho_v u_v^2 \alpha^2}{D_h} \quad (\text{C. 3})$$

und durch Einsetzen in Gl. (C. 1) eine Beziehung für den gesuchten Reibbeiwert an der Phasengrenze [9]

$$\psi_i = \psi_v \phi_g^2 \alpha^{5/2} \quad (\text{C. 4})$$

wobei  $\psi_v$  durch Gl. (52) gegeben ist und der Lockhart-Martinelli Parameter  $\phi_g$  als Funktion des Dampfvolumenthaltes  $\alpha$  bekannt ist. Wie durch Experimente von Chen [66] und anderen gezeigt wurde, ergibt diese Korrelation auch für Flüssigmetalle befriedigende Ergebnisse. Gl. (C. 4) eignet sich daher im Prinzip zur Bestimmung des im Modell verwendeten Reibbeiwertes an der Phasengrenze.

In einer Zweiphasenringströmung hängt der gesuchte Reibbeiwert von einer Vielzahl von Parametern ab. Die wichtigsten sind der Flüssigkeits- bzw. Dampfdurchsatz, die Kanalgeometrie und die Stoffgrößen wie Ober-

flächenspannung, Viskosität und Dichte.

Bei geringen Dampfgeschwindigkeiten wird der Flüssigkeitsfilm relativ glatt sein, so daß der Reibbeiwert dem der einphasigen Strömung in einem glatten Rohr entspricht. Auf der anderen Seite nähert sich der Reibbeiwert dem fiktiven und sehr großen Wert einer homogenen Strömung, wenn bei hohem Dampf- und Flüssigkeitsdurchsatz sich der größte Teil der Flüssigkeit in Form von Tropfen im Dampfkern befindet [67, 9]. Für den dazwischen liegenden Bereich, in dem die Filmoberfläche durch Wellen großer Amplitude gekennzeichnet ist und der von Wallis mit "rough annular flow" bezeichnet wird, wird der Reibbeiwert hauptsächlich bestimmt durch den Formwiderstand dieser Oberflächenwellen. Wallis gibt folgende Beziehung an [67, 9]

$$\psi_i = \psi_v \left[ 1 + 300 \frac{s}{D_h} \right] \quad (\text{C. 5})$$

Gl. (C. 5) stellt eine rein empirische Korrelation dar, die durch Aufzeichnung einer Vielzahl experimenteller Ergebnisse gefunden wurde und in der die Beziehung zwischen Reibbeiwert und Filmdicke praktisch linear ist. Eine ausführliche Diskussion weiterer ähnlicher Korrelationen findet sich in [54].

Im Rahmen eines dem hier diskutierten Modell ähnlichen Strömungsmodells, dessen Gleichungen auf einer Zweiphasenringströmung basieren, wurde Gl. (C. 5) von Stein [68] an Druckverlustmessungen in strömendem Natrium [69] überprüft. Dabei wurde die Verwendung der Gl. (C. 5) oder einer anderen äquivalenten Beziehung als notwendig für eine befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen festgestellt.

Bei den in Abschnitt 5 besprochenen Vergleichsrechnungen wurde Gl. (C. 5) verwendet, die gegenüber Gl. (C. 4) ca. um den Faktor 2 höhere Reibbeiwerte ergibt. Die Richtigkeit dieser Beziehung konnte nur indirekt festgestellt werden, indem die Frequenz der Schwingungen der Flüssigkeits-

säulen durch den Reibbeiwert beeinflusst wird. Dabei zeigte sich, daß bei Verwendung einer üblichen einphasigen Beziehung (Gl. 52) keine Übereinstimmung mit den gemessenen Schwingungen erzielt werden konnte. Allerdings ist die Genauigkeit einer solchen Nachprüfung nicht sehr groß ( $\pm 40\%$ ). Da im Modell nur eine Beziehung für die in Abschnitt 4.2.2.2 diskutierten und im Detail nicht bekannten Strömungszustände innerhalb einer Blase verwendet wird, erscheint eine Berücksichtigung zusätzlicher Effekte wie Oberflächenspannung, Viskosität von Dampf und Flüssigkeit u. a. bei der Bestimmung des Reibbeiwertes im Rahmen des Modells nicht notwendig zu sein.

Tab.1 Versuchparameter Serie 16

Versuch Nr.	11, 12, 13	14	15	16, 19, 20	17, 21, 22	23	24	25
Systemdruck [ata]	0.8	0.8	1.2	1.2	1.2	1.6	1.6	1.6
Wärmefluß [W/cm <sup>2</sup> ]	99	123	123	149	180	149	180	213

Tab.2 Zeit und Ort des endgültigen Dryouts

Versuch Nr.	Zeit von Siedebeginn [sec]	Thermoelement- position
11	1.45	o
	1.6	n
13	1.2	i, k, l
14	1.5	o
16	0.9	l
17	0.67	i
20	0.1	i, k, l
22	0.9	n
	1.05	m
23	1.0	n
	1.25	o
24	1.3	n
25	1.35	l, n

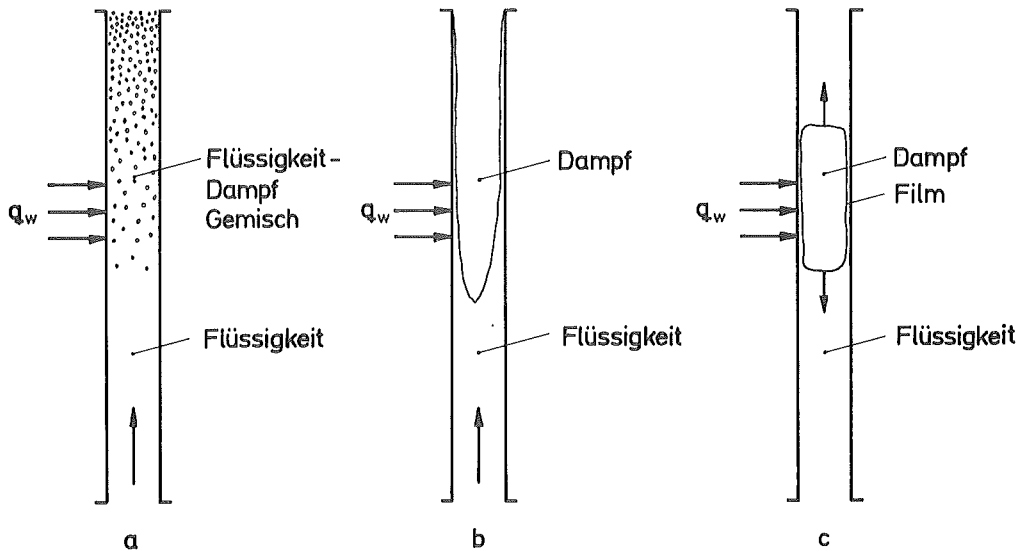


Abb. 1 Strömungsformen von Natrium-Siedemodellen

- a. homogene Zweiphasenströmung
- b. Zweiphasenringströmung
- c. Einzelblasenmodell

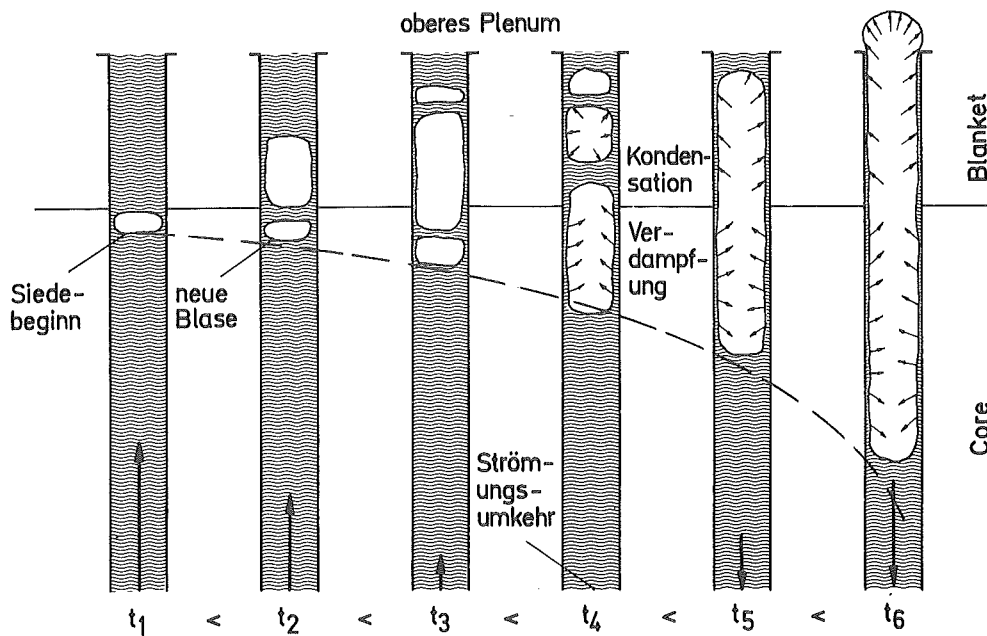


Abb. 2 Ejektionsmechanismus (schematisch)

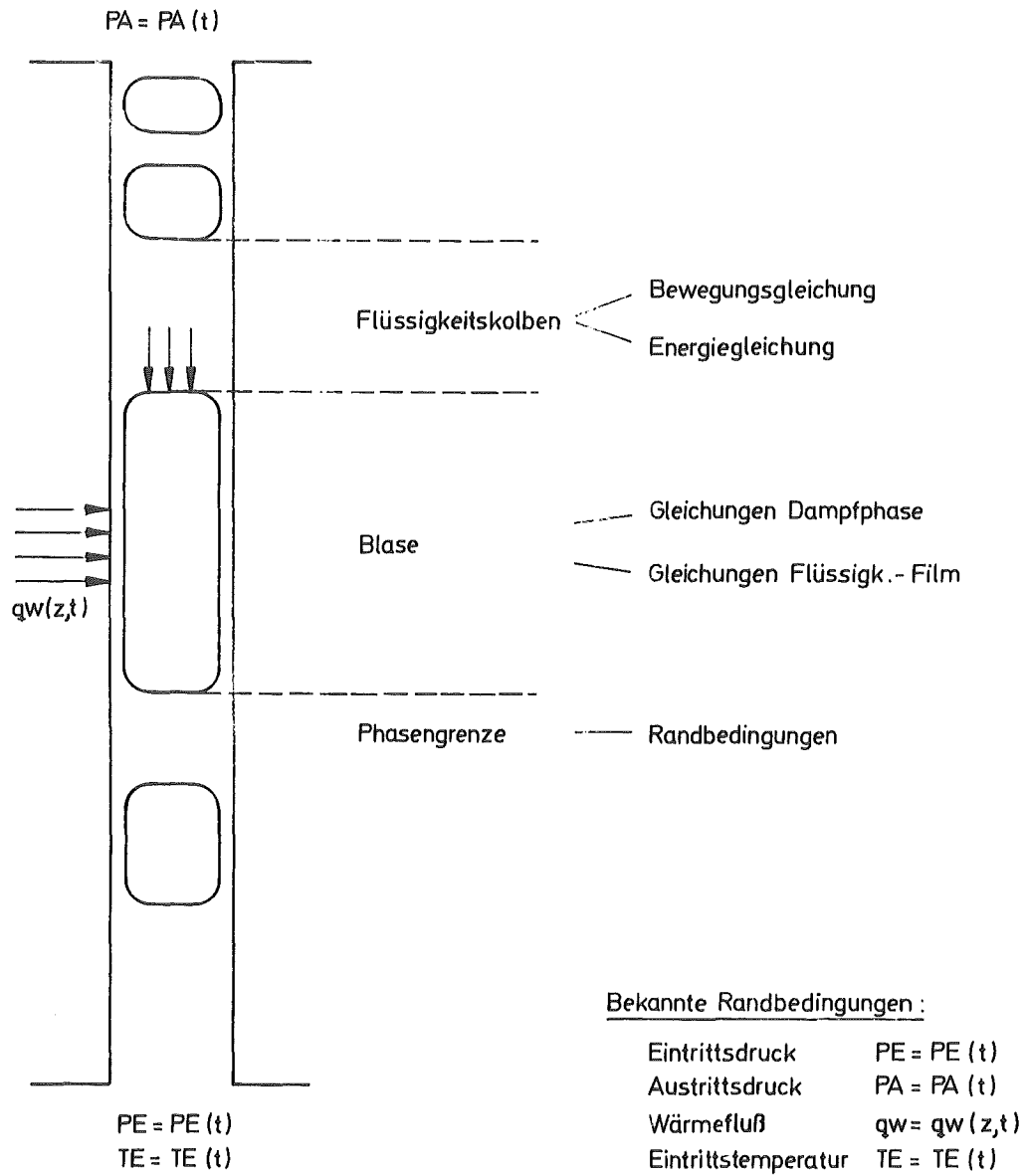


Abb. 3 Theoretisches Modell: Schematische Darstellung

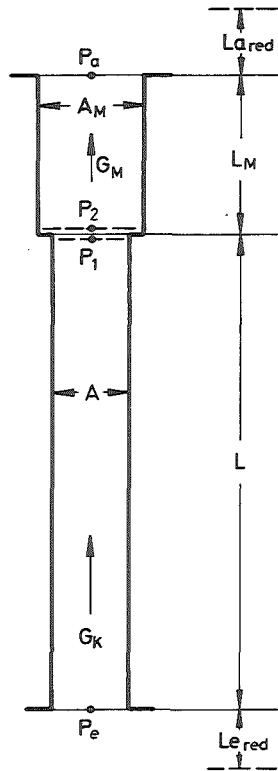


Abb. 4 Zur Ableitung der Impulsgleichung in integrierter Form

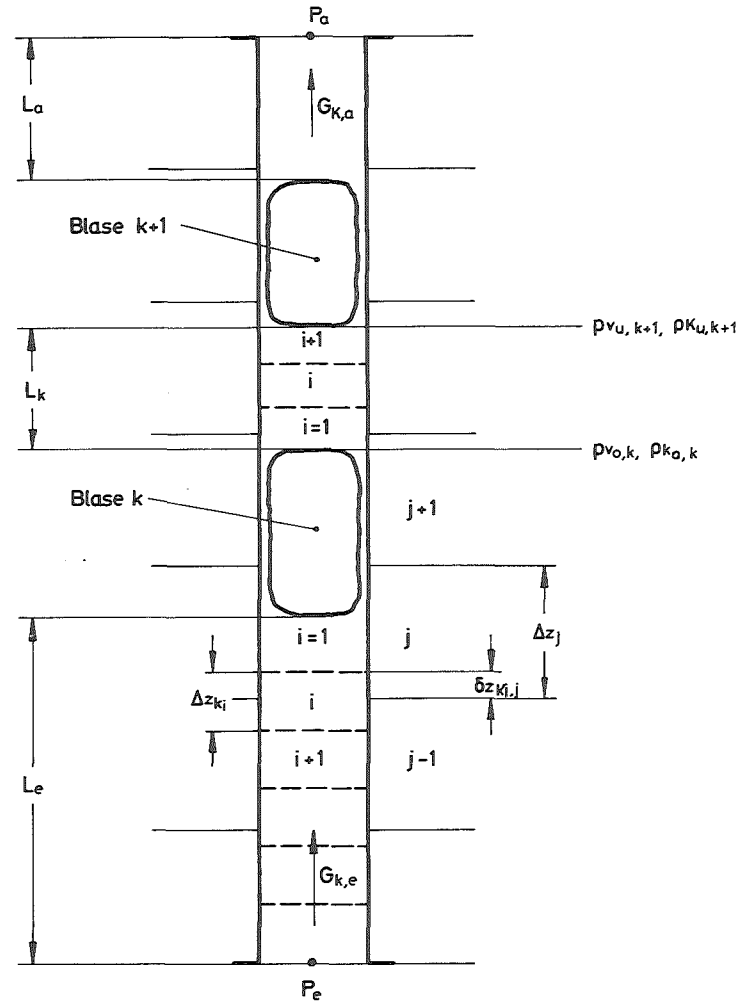


Abb. 5 Zur Berechnung der Energiegleichung und Impulsgleichung der Flüssigkeitskolben

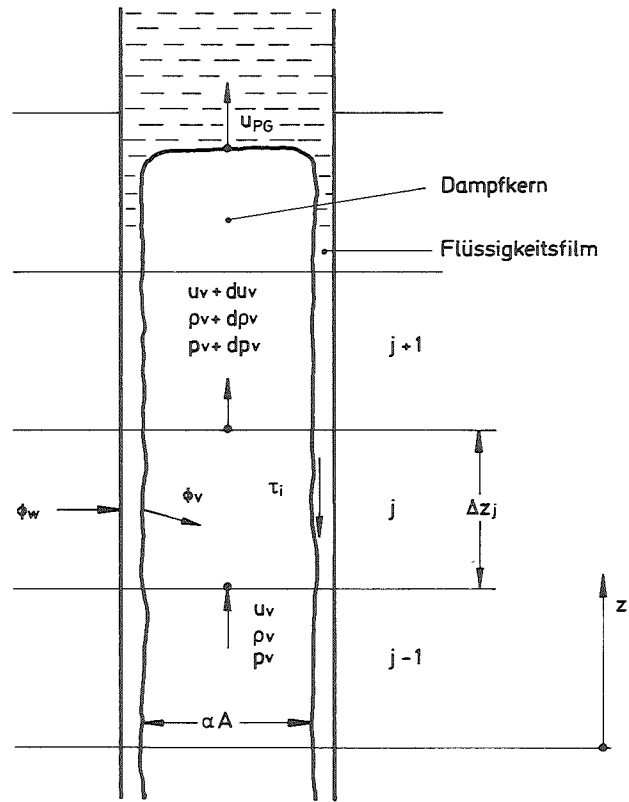


Abb. 6 Kontrollvolumen zur Ableitung der Gleichungen für die Dampfphase

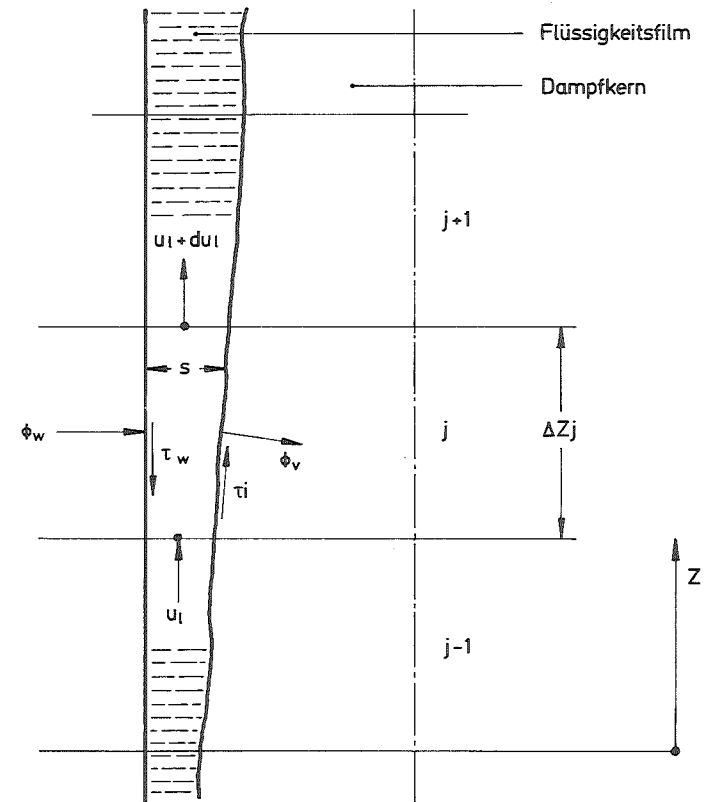


Abb. 7 Kontrollvolumen zur Ableitung der Gleichungen für den Flüssigkeitsfilm



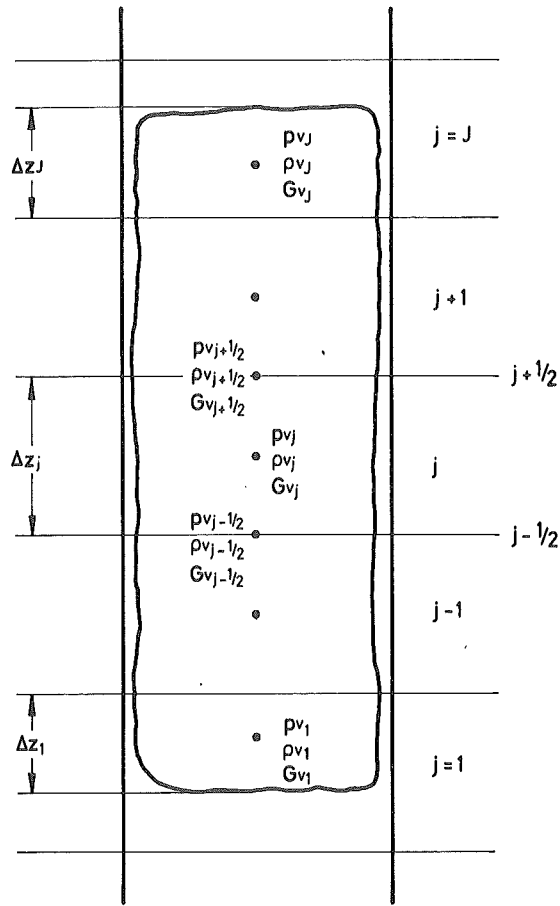


Abb. 8 Kontrollvolumen zur Aufstellung der Differenzgleichungen für die Dampfphase

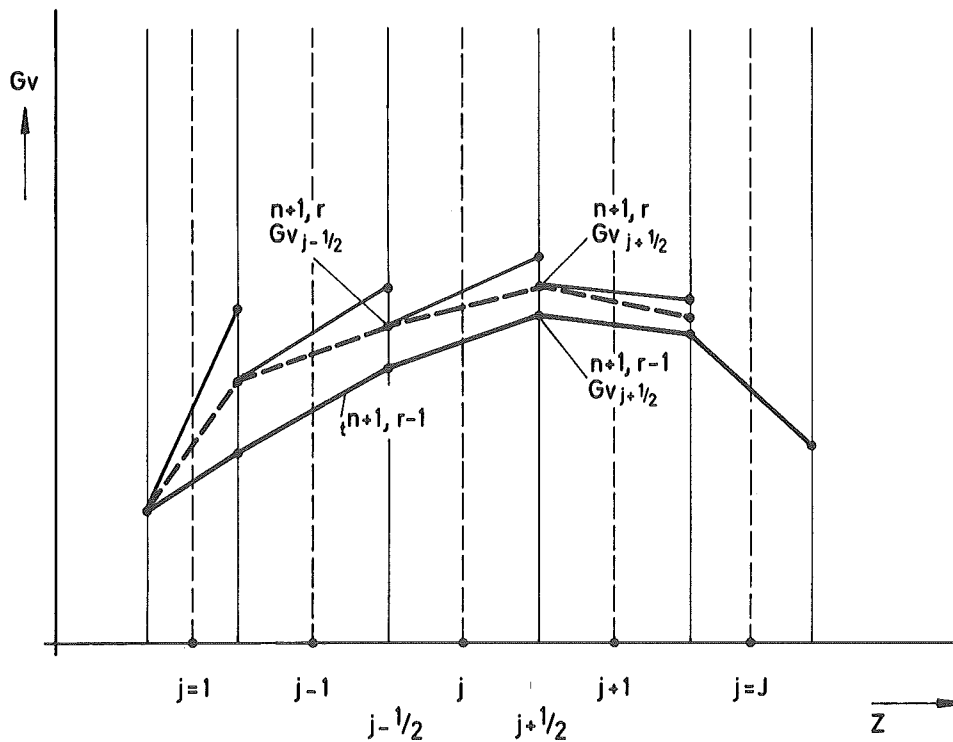


Abb. 9 Zum Iterationsverfahren der Berechnung der neuen Massengeschwindigkeiten im Dampf

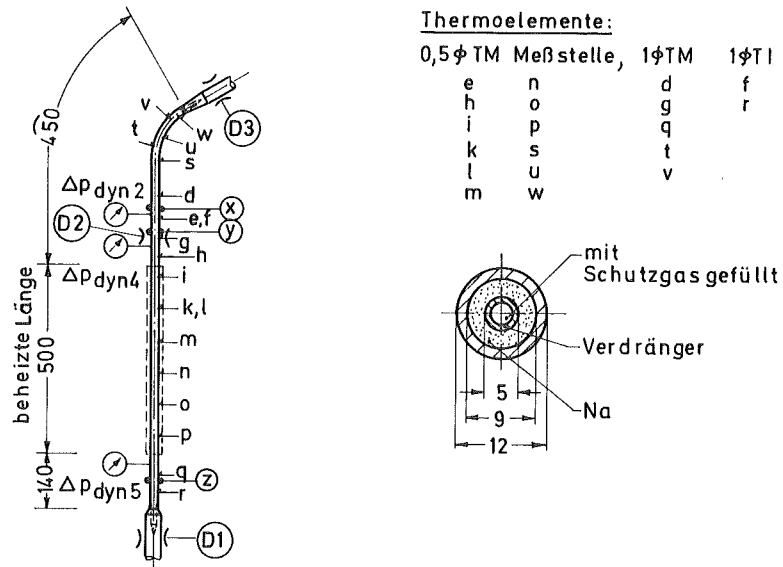


Abb. 10 Induktiv beheizte Teststrecke und Instrumentierung für die Siederversuche zum Pumpenausfall

D1 }  
 D2 } Durchflußmesser  
 D3 }

X }  
 Y } Blasendetektoren

$\Delta P_{dyn2}$  }  
 $\Delta P_{dyn4}$  } dynamische Druckaufnehmer  
 $\Delta P_{dyn5}$  }

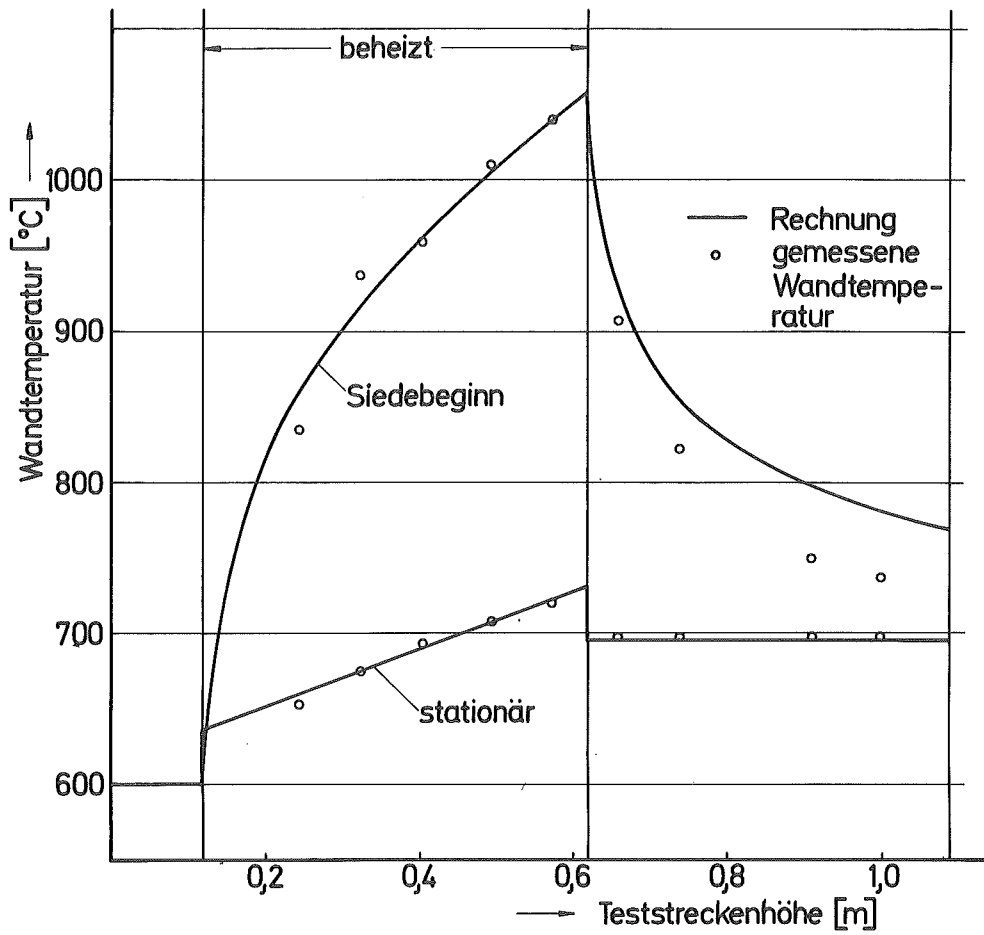


Abb. 11 Axiales Profil der Wandtemperaturen in der Teststrecke bei Siedebeginn.  
Versuch 16/23

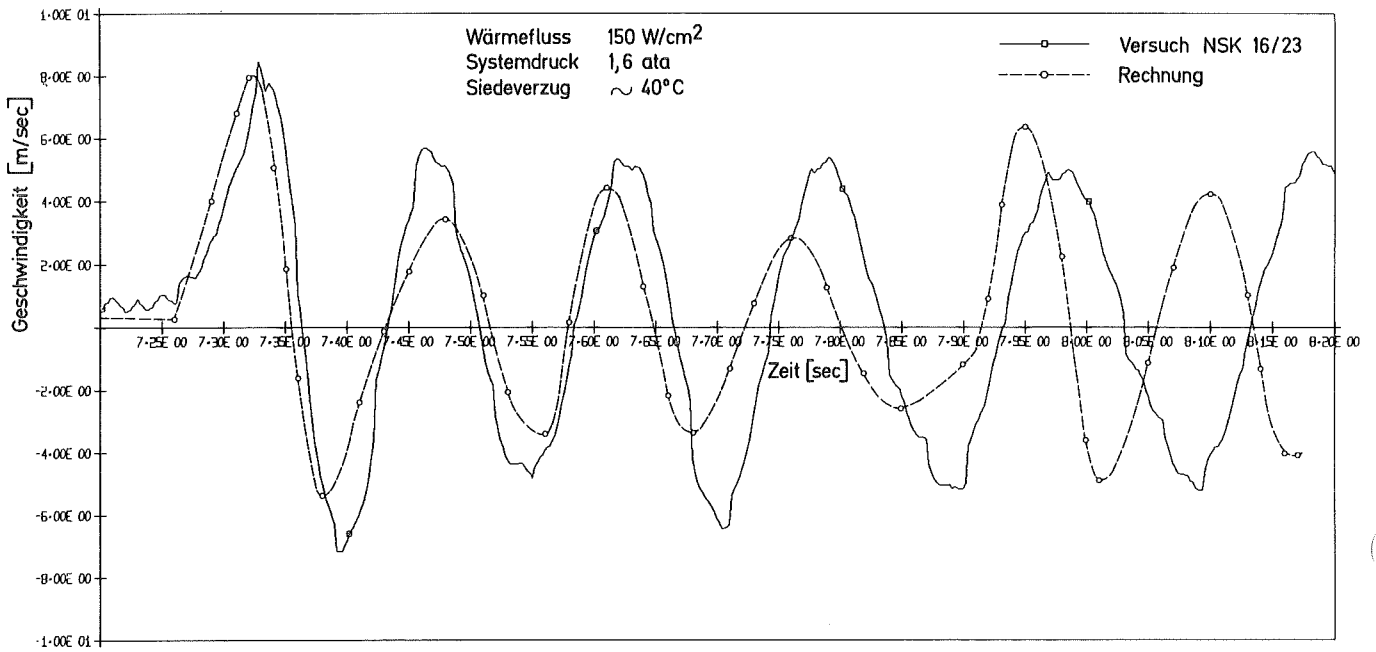


Abb. 12 Vergleich zwischen Rechnung und Experiment für das oszillierende Verhalten der oberen Flüssigkeitssäule Versuch 16/23

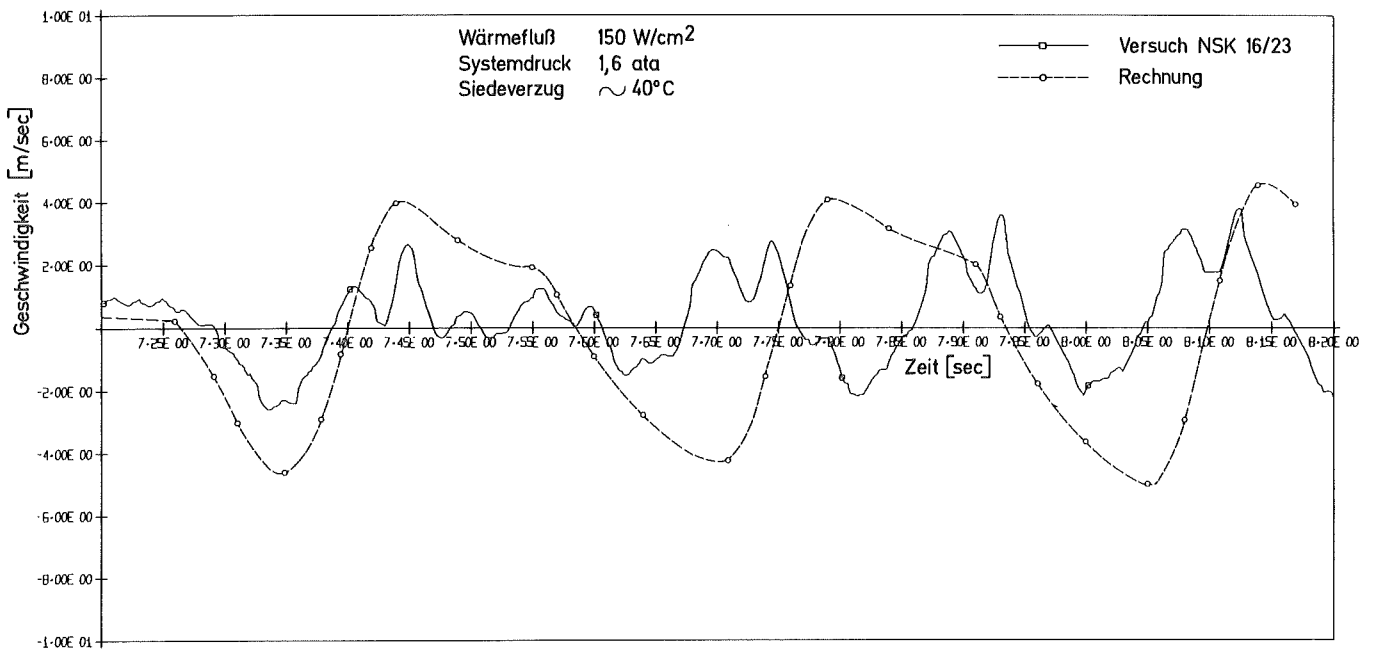


Abb. 13 Vergleich zwischen Rechnung und Experiment für das oszillierende Verhalten der unteren Flüssigkeitssäule Versuch 16/23

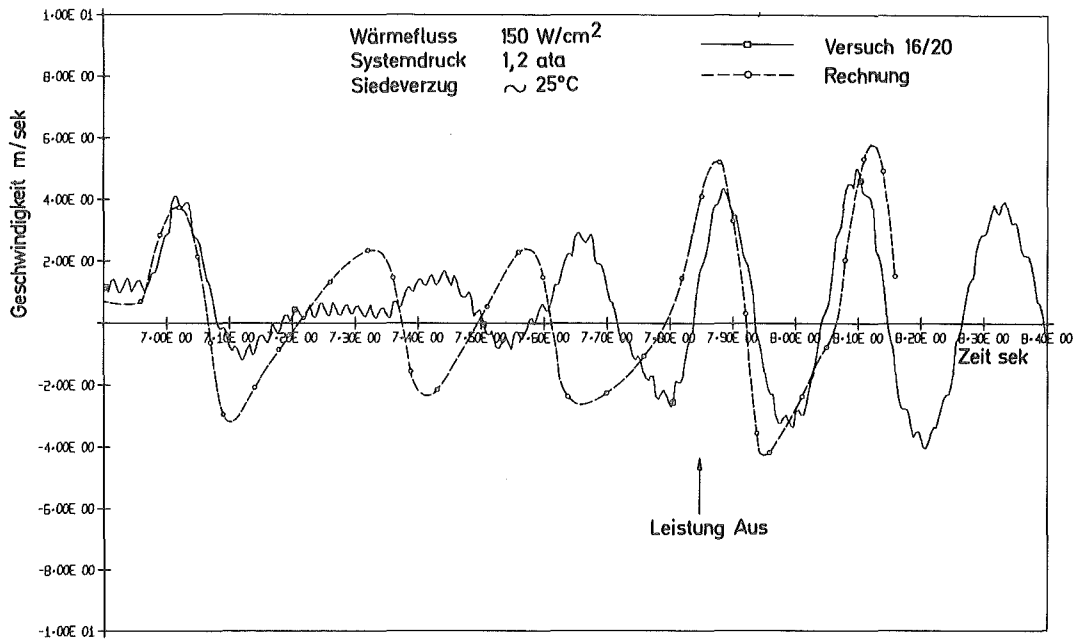


Abb. 14 Vergleich zwischen Rechnung und Experiment für das oszillierende Verhalten der oberen Flüssigkeitssäule Versuch 16/20

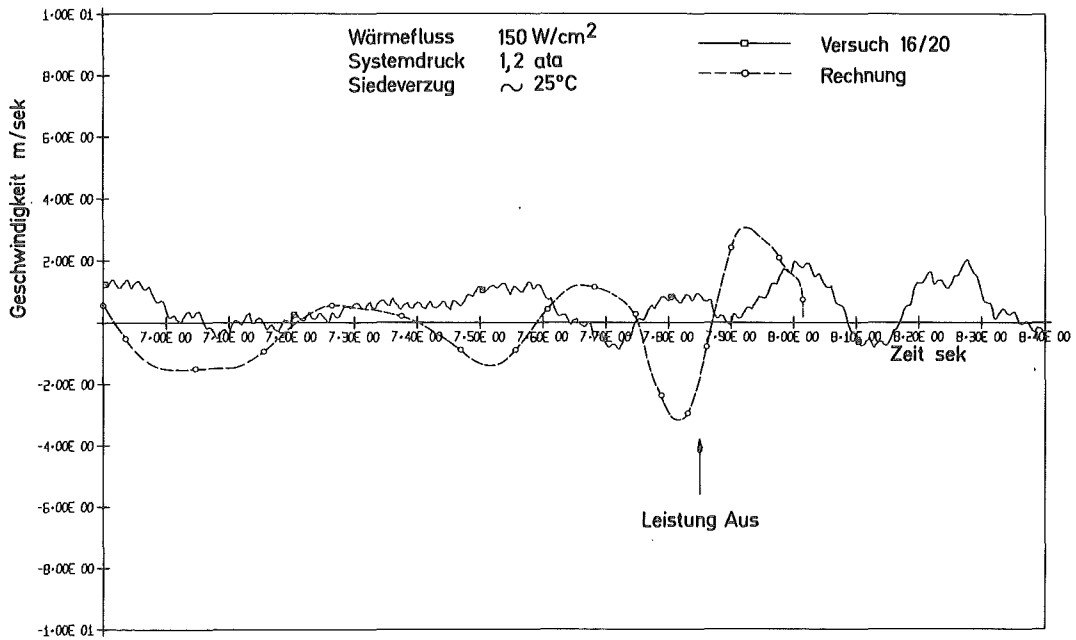


Abb. 15 Vergleich zwischen Rechnung und Experiment für das oszillierende Verhalten der unteren Flüssigkeitssäule Versuch 16/20

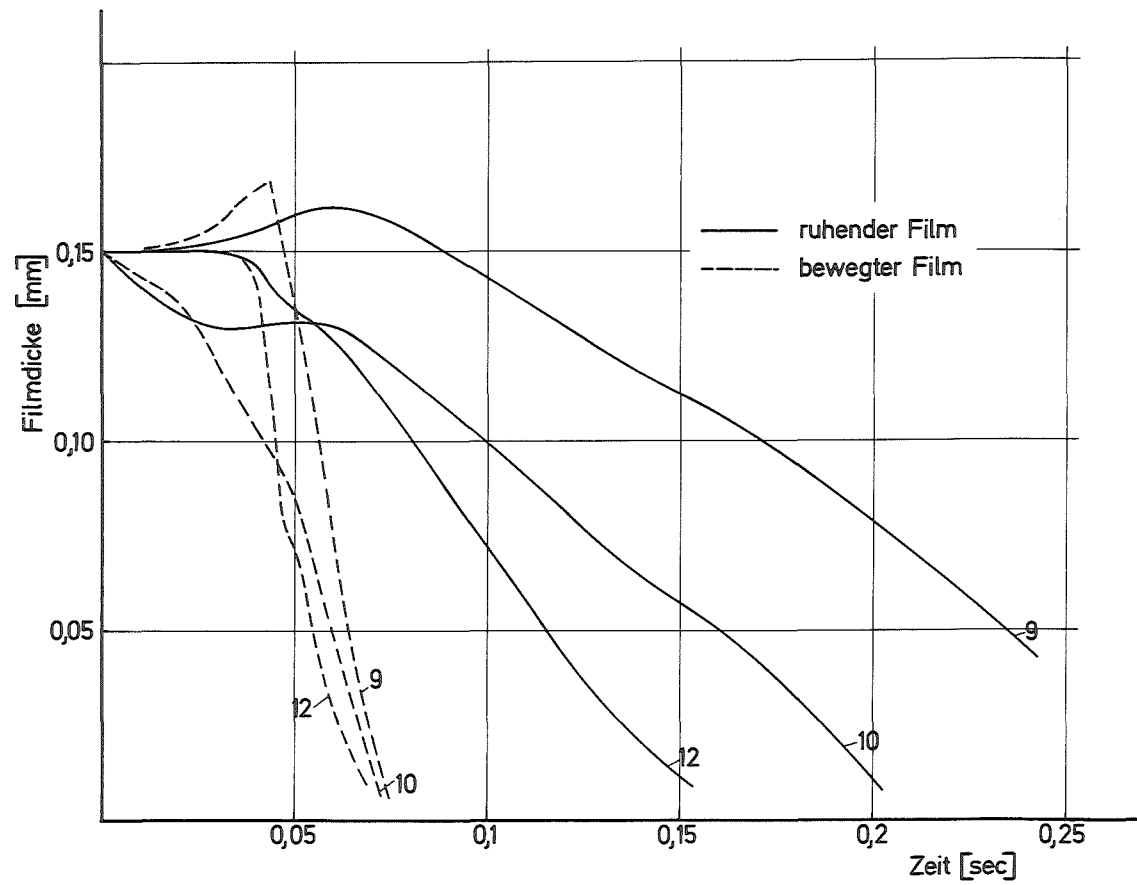


Abb. 16 Zeitliche Änderung der Filmdicke in den axialen Maschen 9, 10, 12  
Versuch 16/23

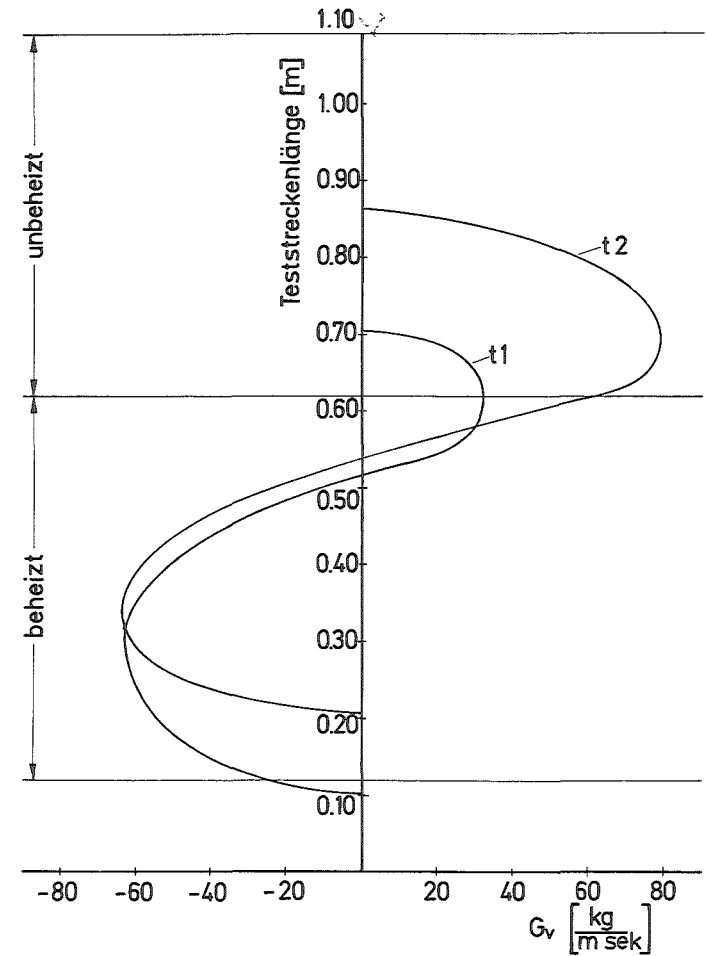


Abb. 17 Massengeschwindigkeit des Dampfes in der Blase  
Versuch 16/23

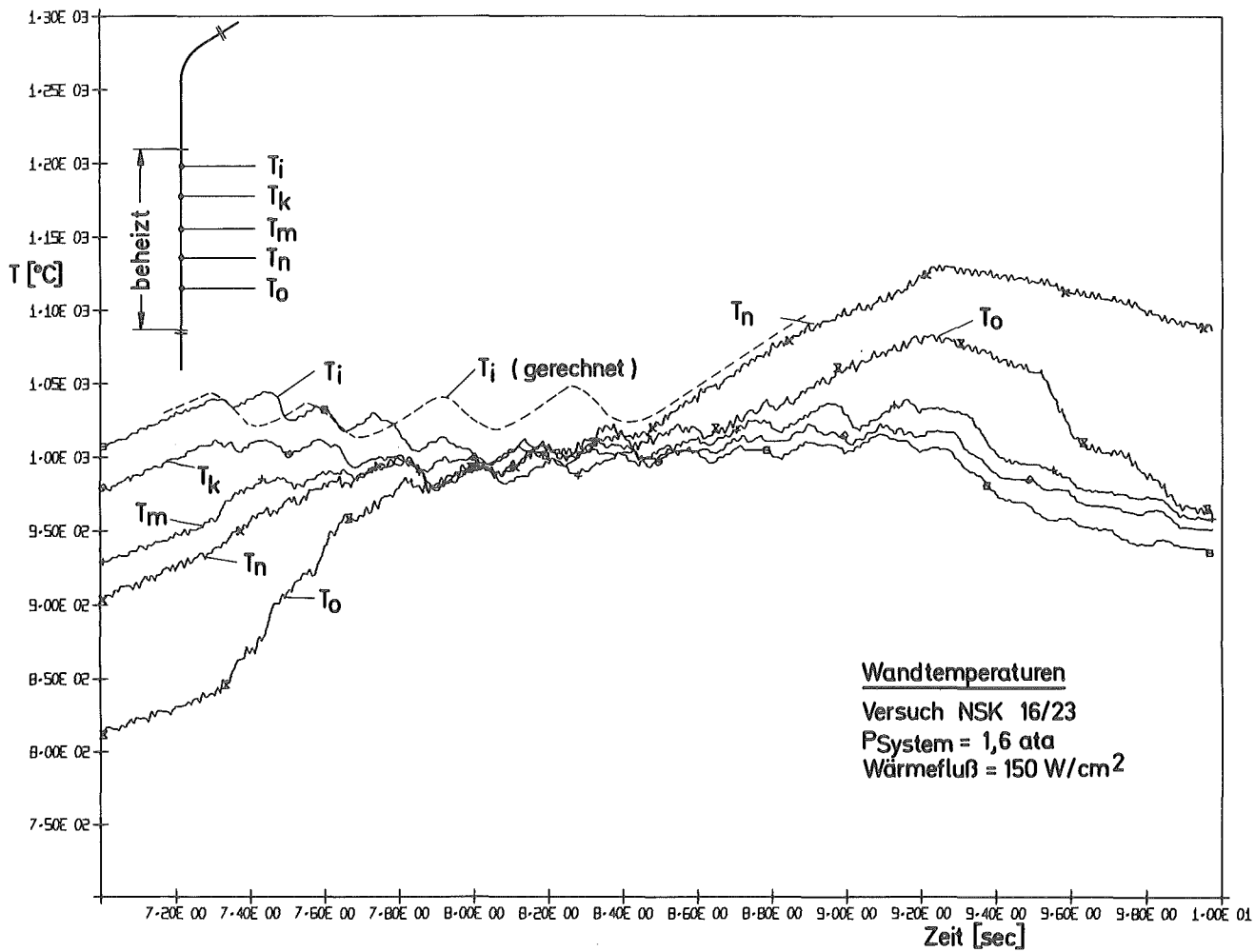


Abb. 18 Gemessene Wandtemperaturen  
Versuch 16/23

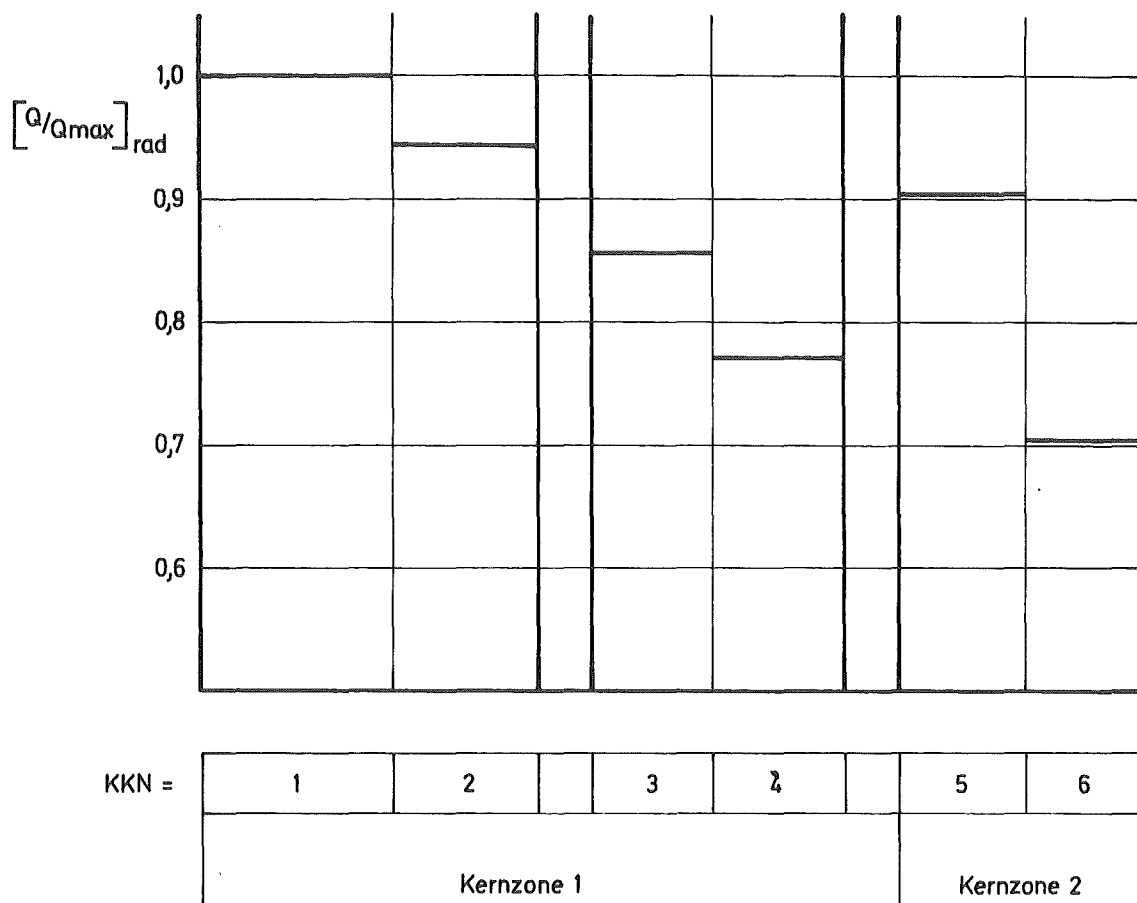


Abb. 19 Radiale Leistungsverteilung des der Rechnung zugrundeliegenden Reaktors



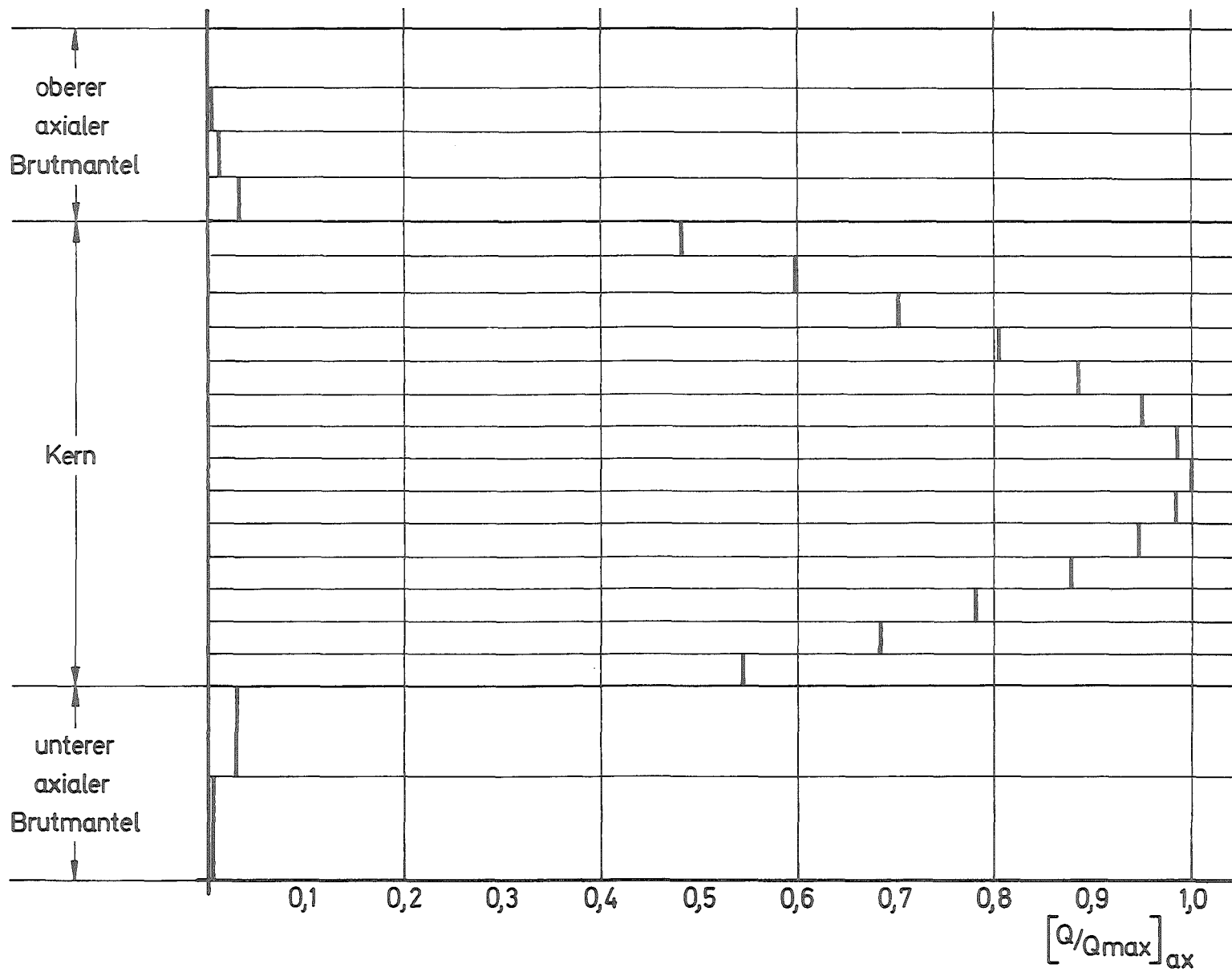


Abb. 20 Axiales Leistungsprofil für den zentralen Kühlkanal

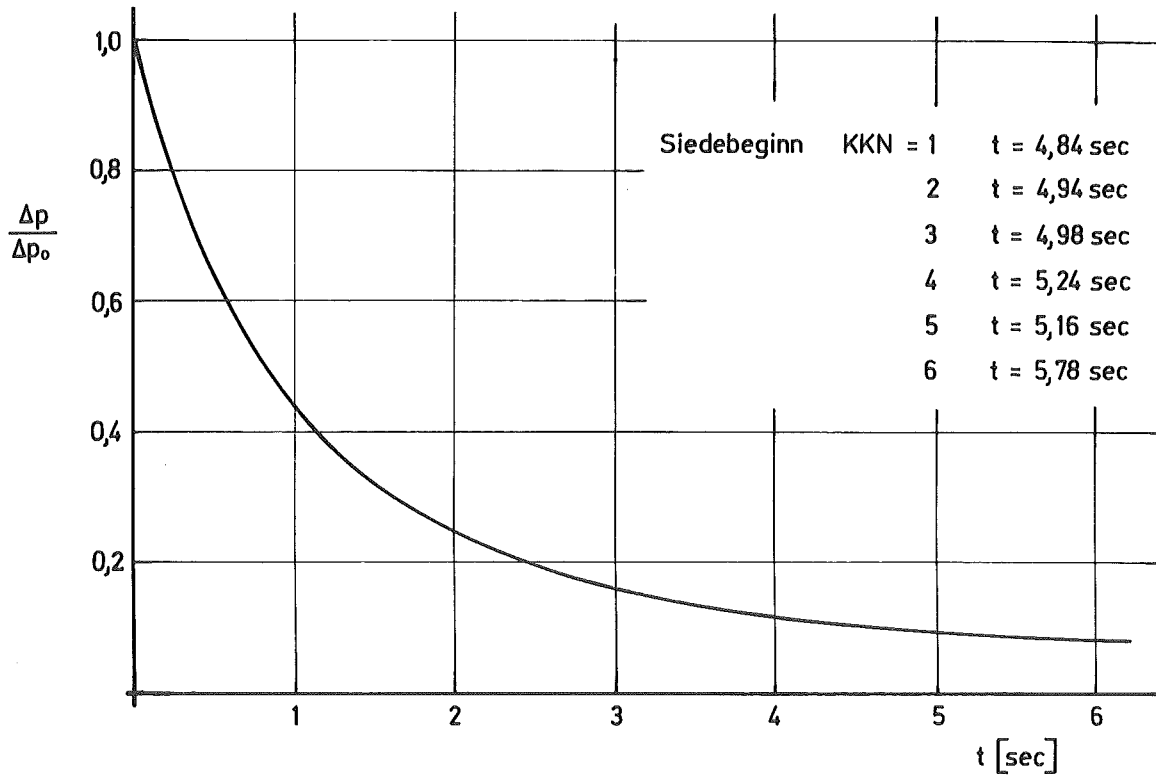


Abb. 21 Zeitliche Änderung des Drucks im Eintrittsplenum zur Simulation eines Pumpenausfalls  
 $\Delta p$  = Druckdifferenz zwischen Ein- und Austrittsplenum

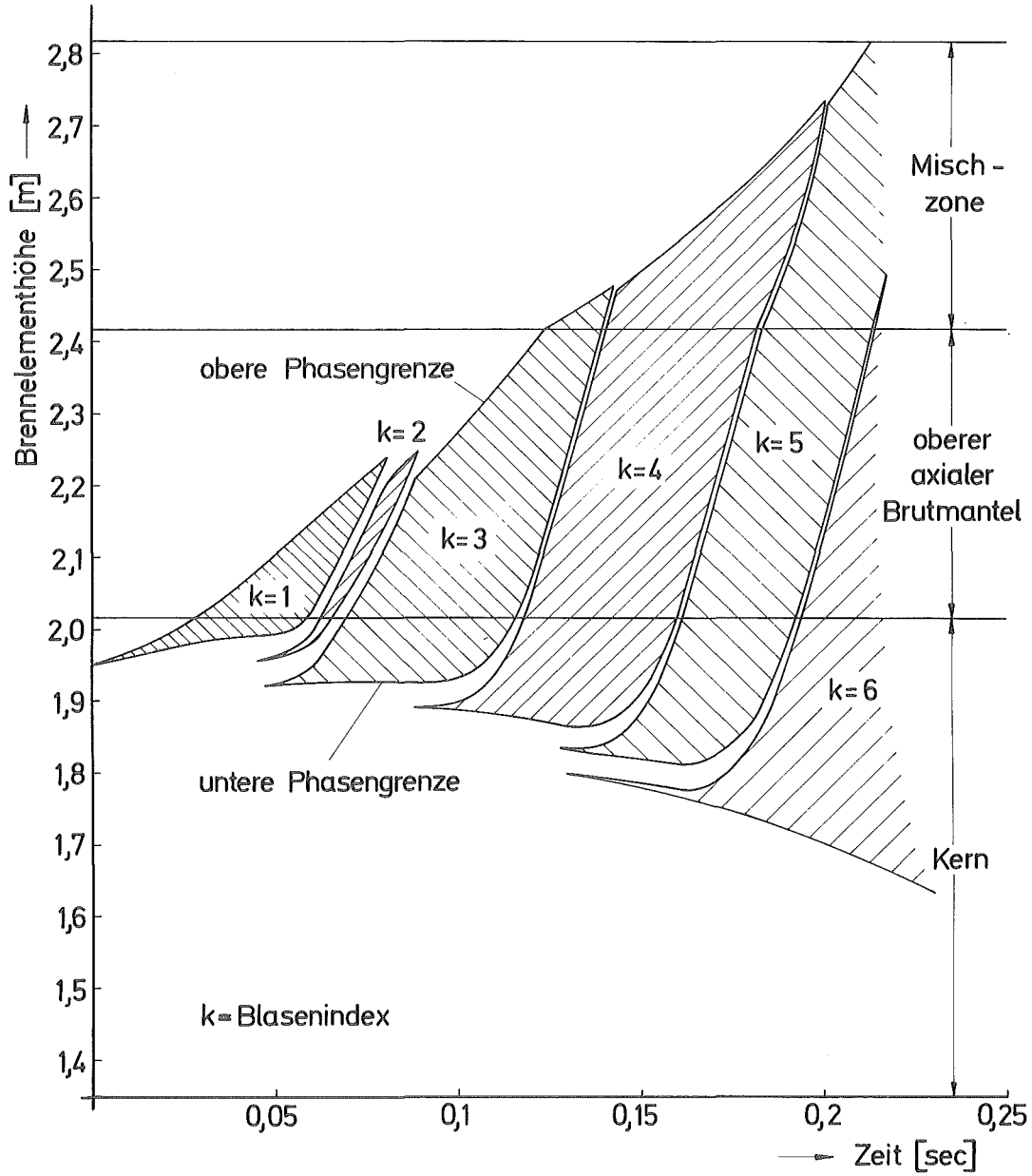


Abb. 22 Einzelblasenbildung bei Siedebeginn (KKN = 2)  
Störfall: Ausfall der Kühlmittelpumpen  
 $\Delta T_s = 20^\circ\text{C}$

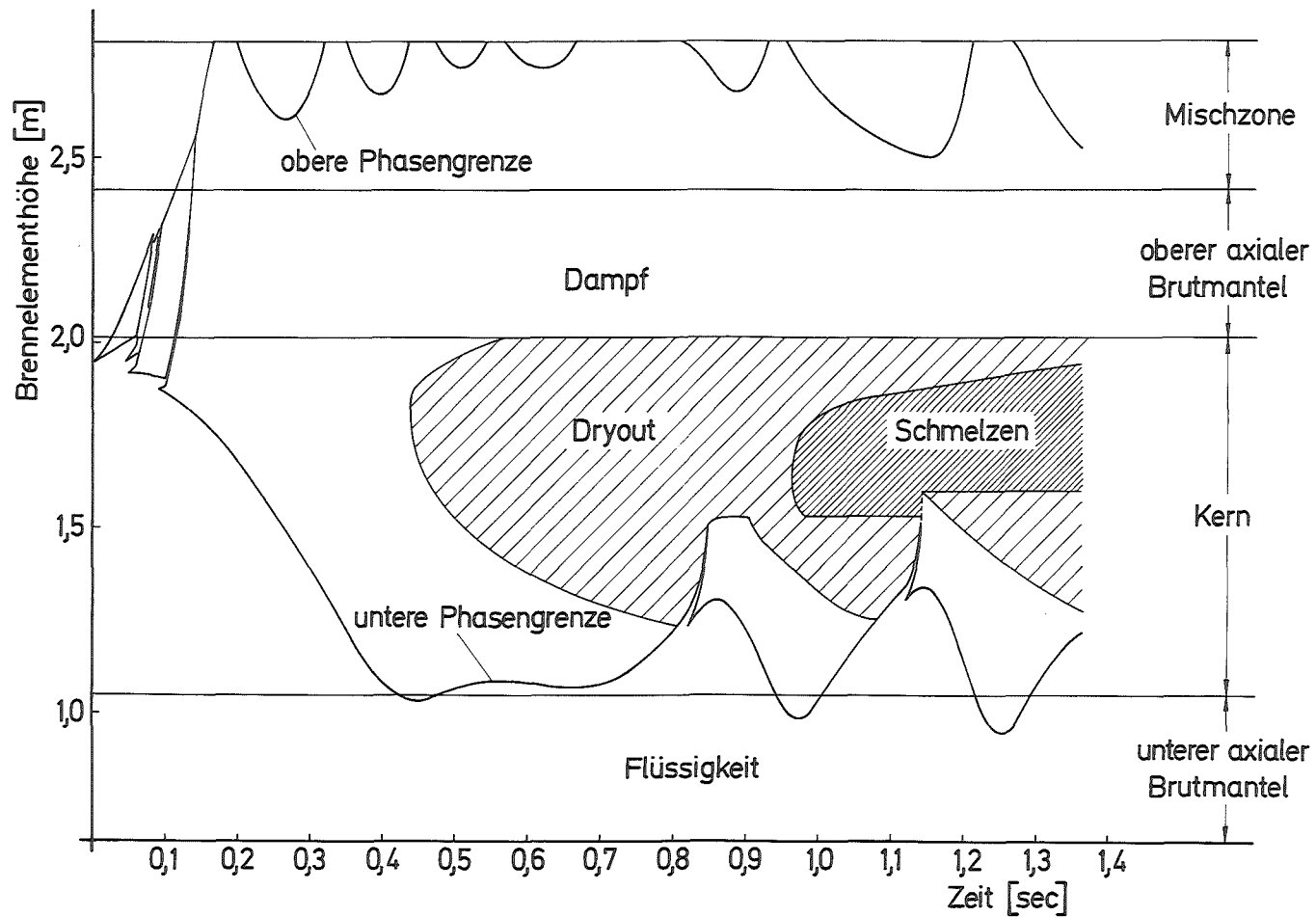


Abb. 23 Siedeverhalten im zentralen Kühlkanal  
 Störfall: Ausfall der Kühlmittelpumpen  
 $\Delta T_s = 20^\circ\text{C}$

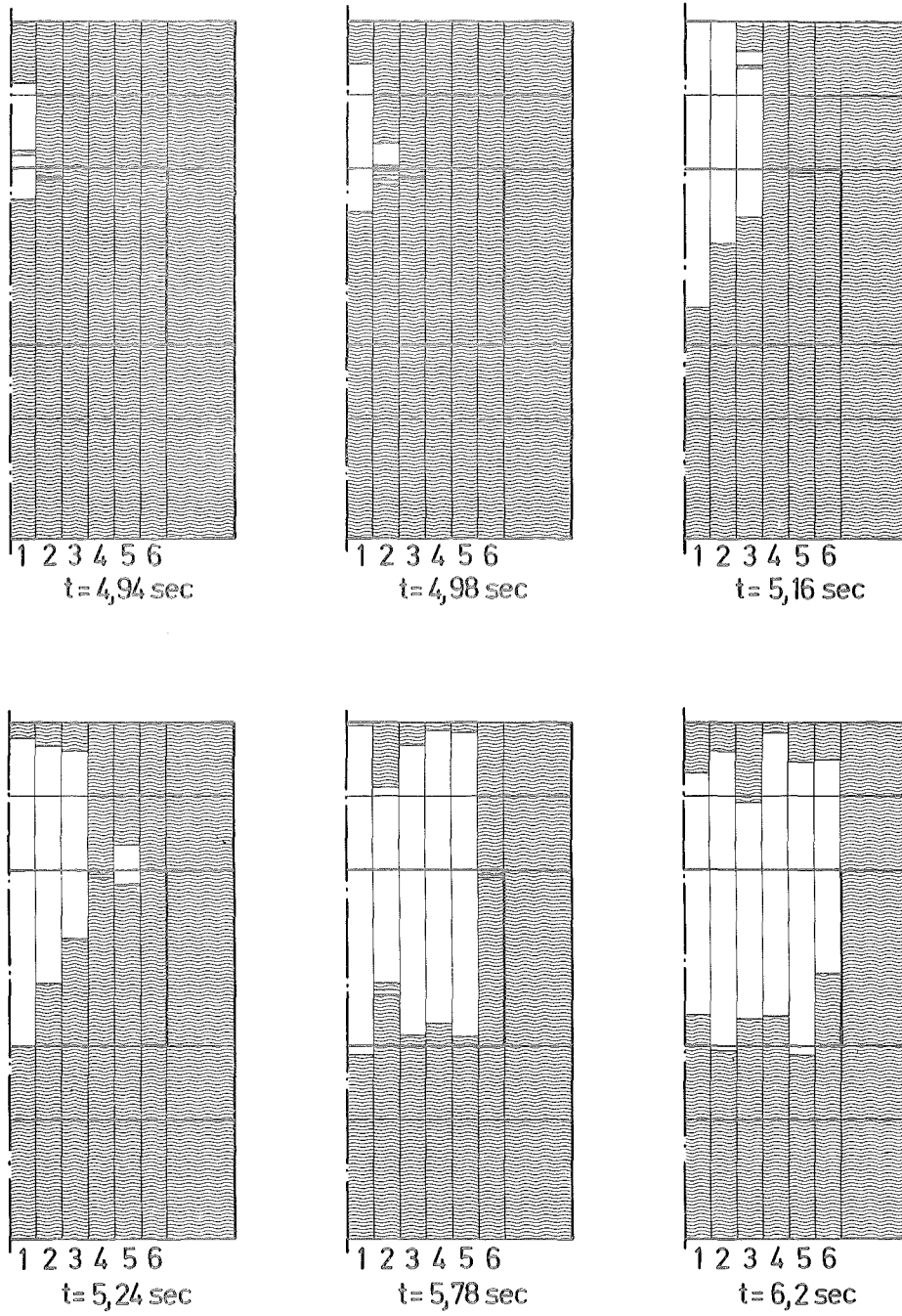


Abb. 24 Natrium-Void Verteilung im Gesamtreaktor

t = 4. 84 sec	Siedebeginn	KKN = 1
t = 4. 94 sec	"	KKN = 2
t = 4. 98 sec	"	KKN = 3
t = 5. 16 sec	"	KKN = 5
t = 5. 24 sec	"	KKN = 4
t = 5. 78 sec	"	KKN = 6

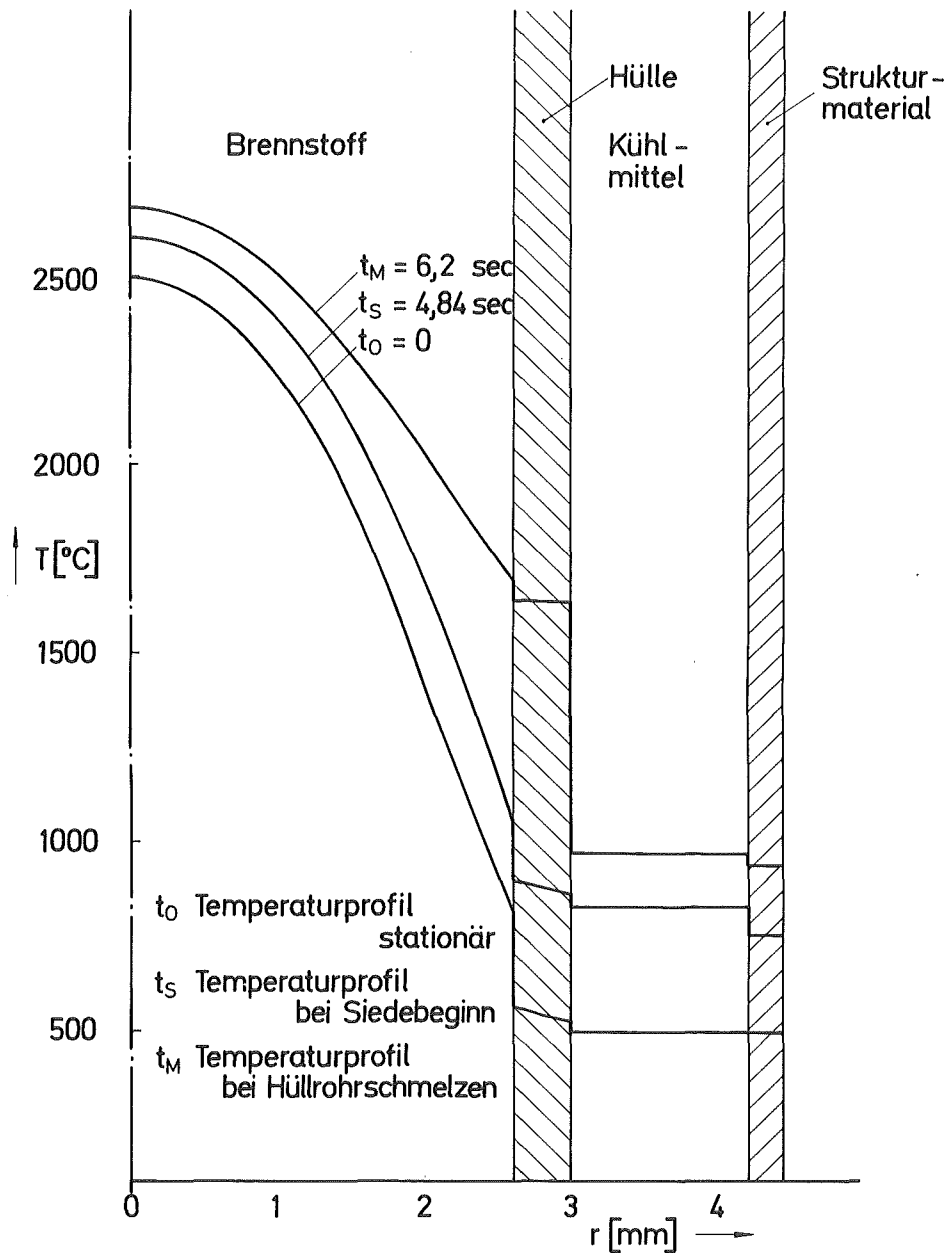


Abb. 25 Temperaturprofile im Brennstab des zentralen Kühlkanals

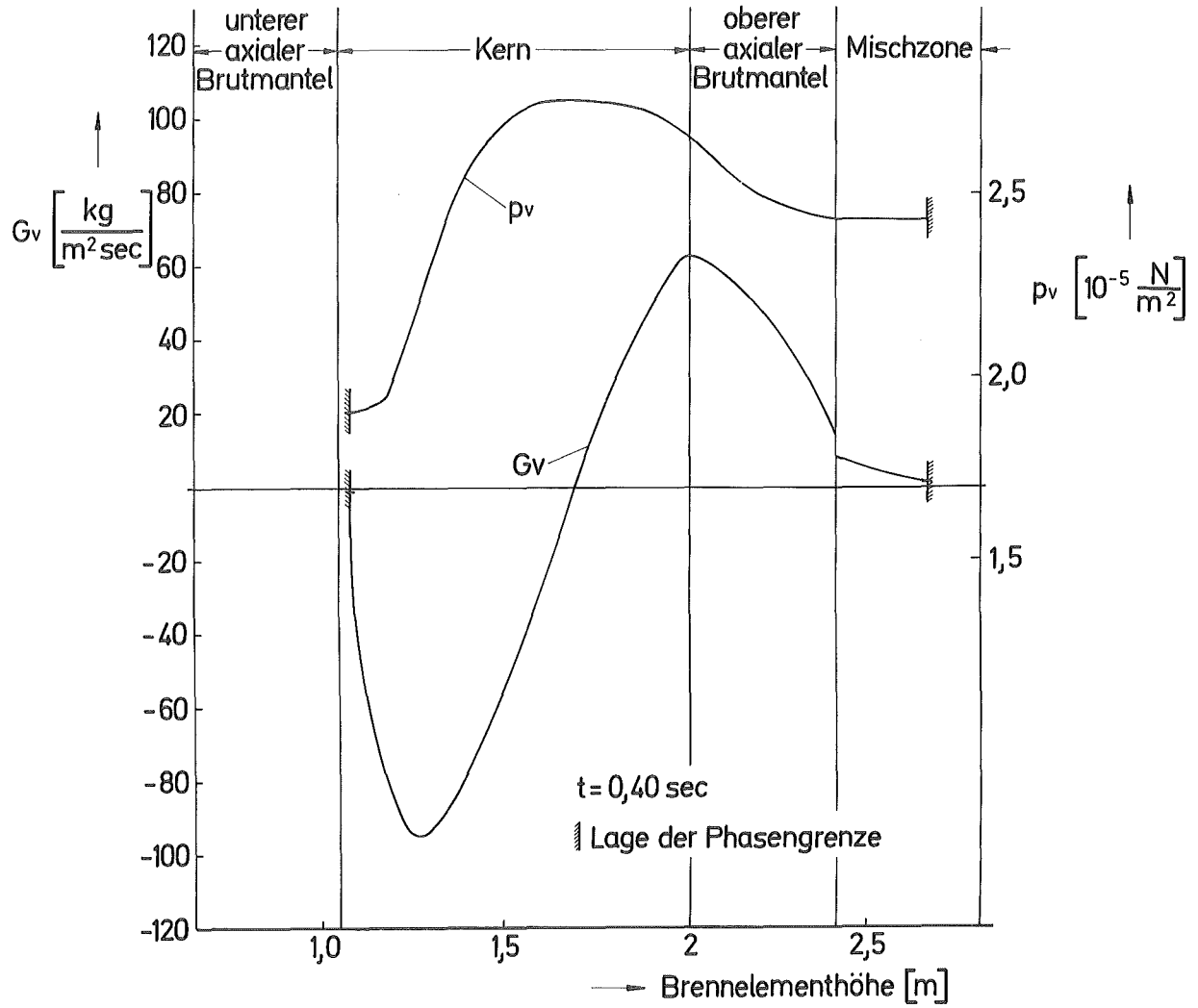


Abb. 26 Örtliche Druck- und Massengeschwindigkeitsverteilung in der Siedezone (KKN = 1)

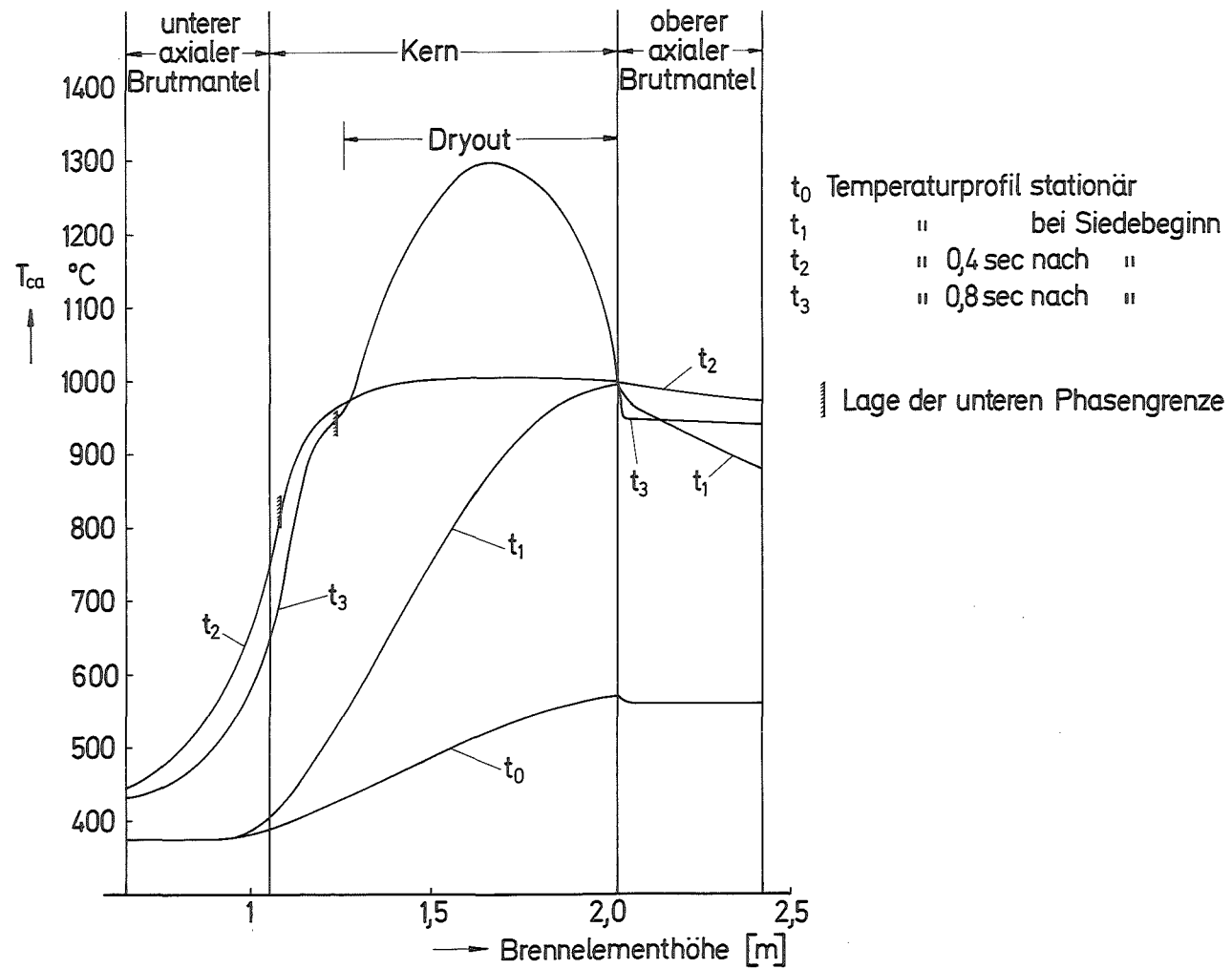


Abb. 27 Axiales Profil der Hüllrohräußentemperatur im zentralen Kühlkanal



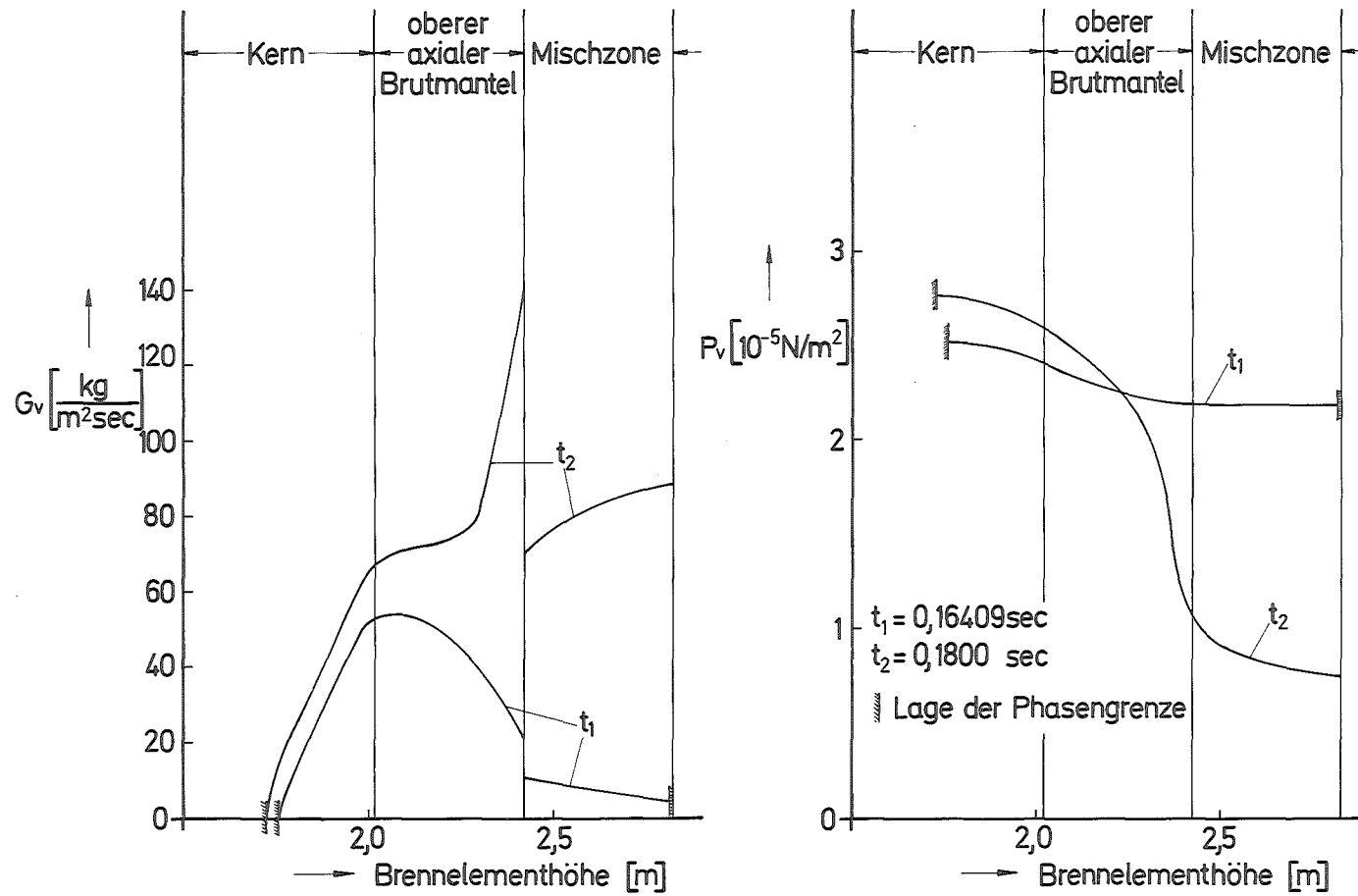


Abb. 28 Örtliche Druck- und Massengeschwindigkeitsverteilung in der Siedezone

- $t_1$  keine Verbindung der Blase zum oberen Plenum
- $t_2$  Blase erstreckt sich ins obere Plenum

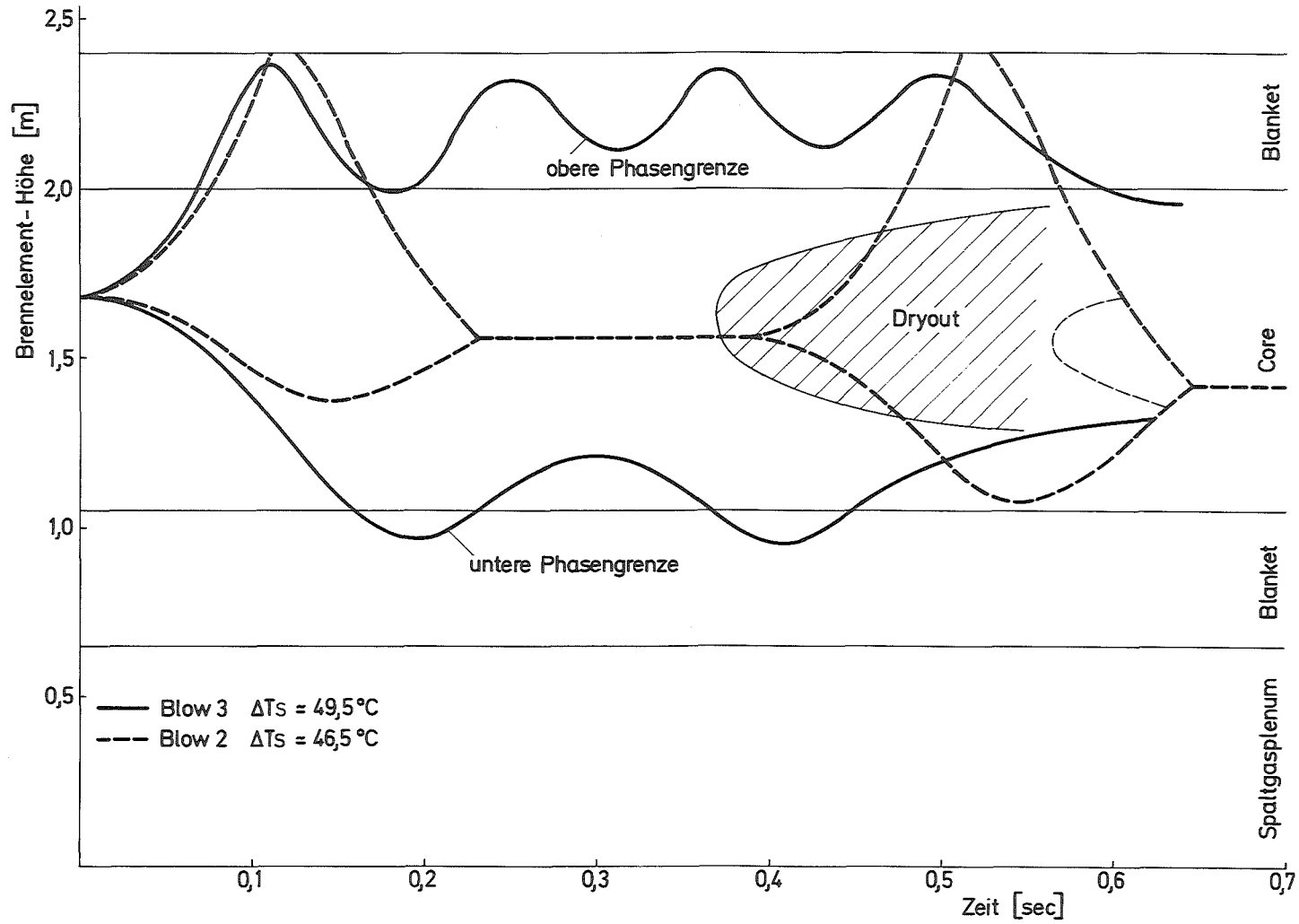


Abb. 29 Vergleich BLOW2 - BLOW3  
Siedeverhalten bei Annahme eines plötzlichen  
Druckabfalls im unteren Plenum

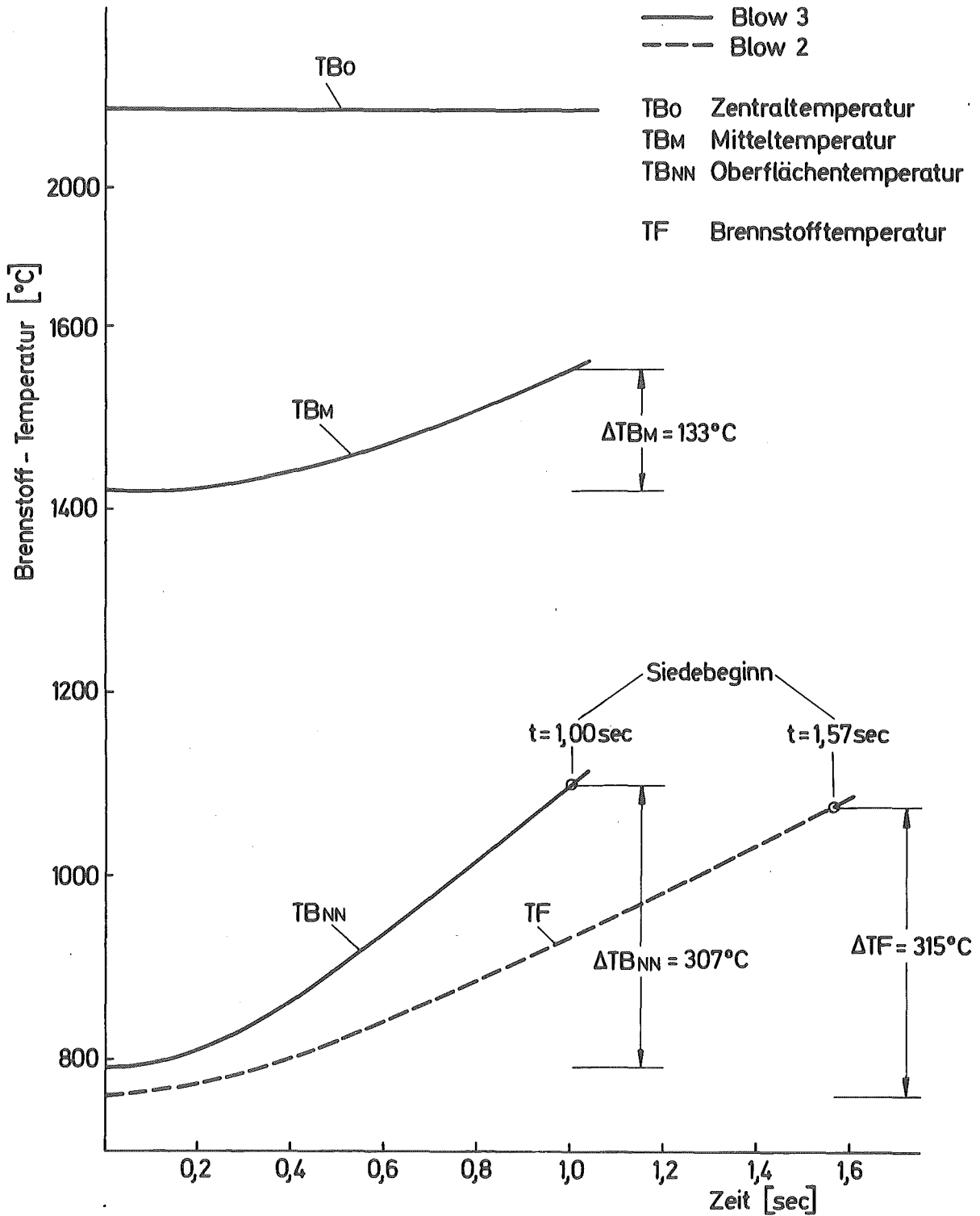


Abb. 30 Vergleich BLOW2 - BLOW3  
Zeitliche Änderung der Brennstofftemperaturen  
in der höchstbelasteten Zone bis Siedebeginn  
(TF = BLOW2 ; TBo, TBM, TBNN = BLOW3)

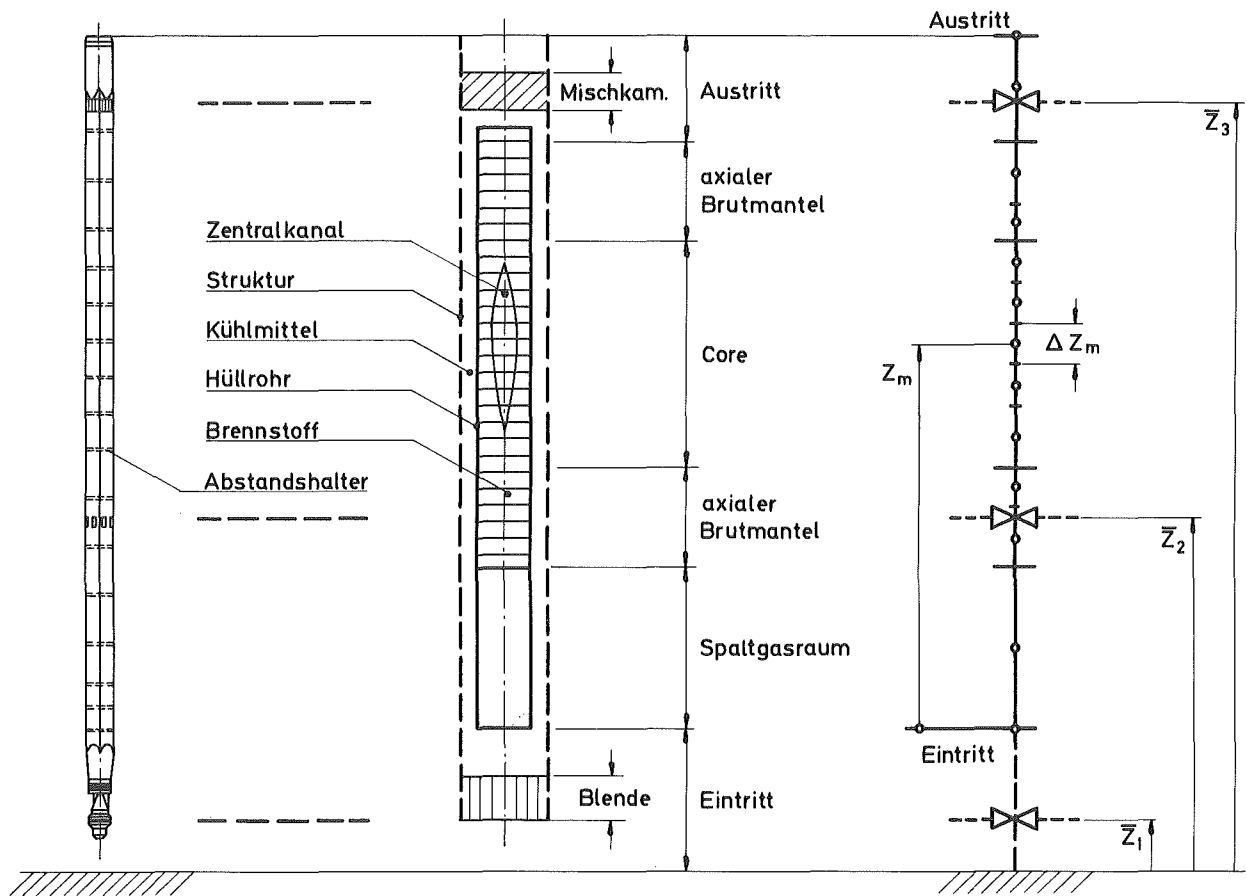


Abb. 31 Modell des charakteristischen Kühlkanals

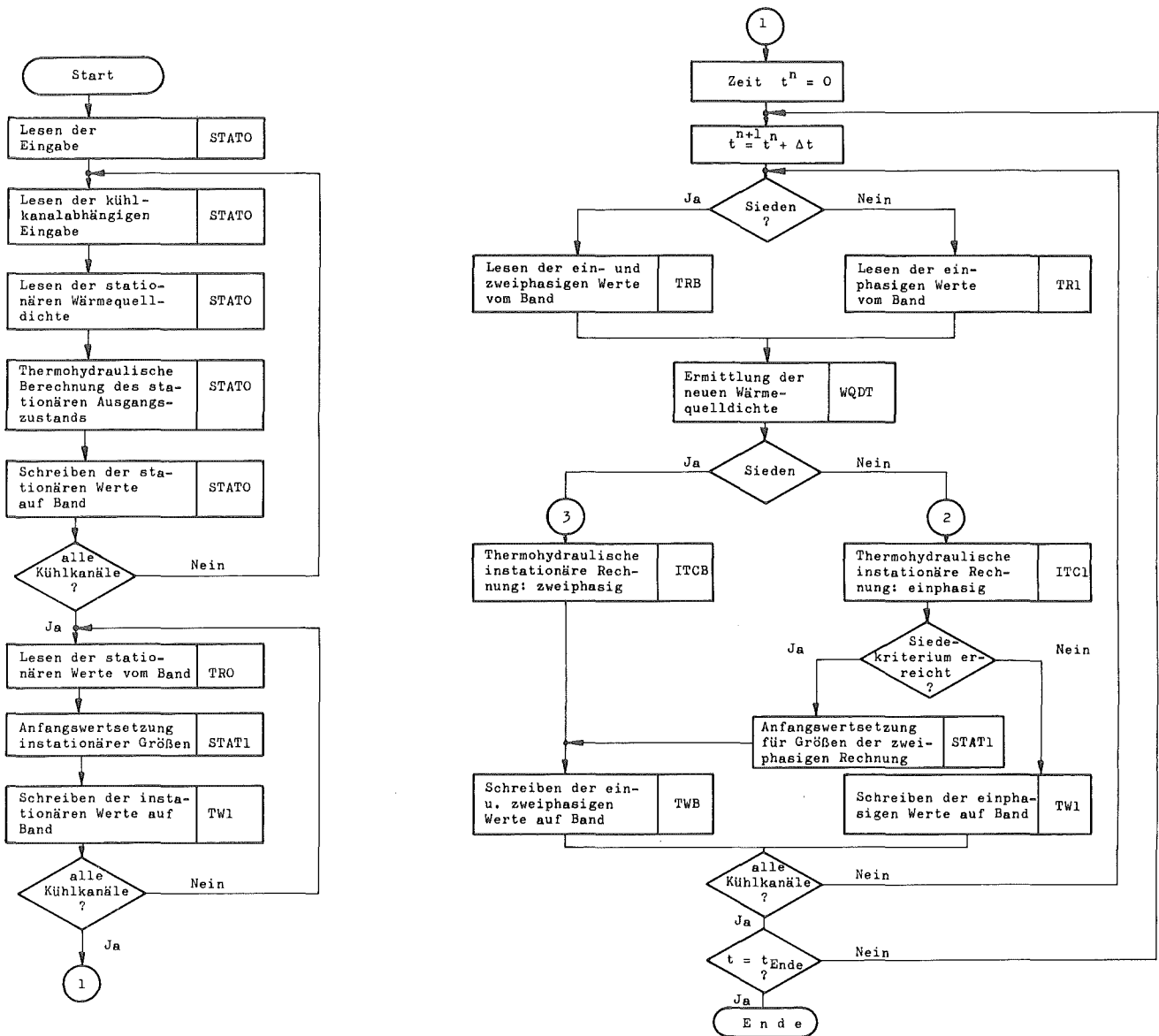


Abb. 32 Flußdiagramm BLOW3

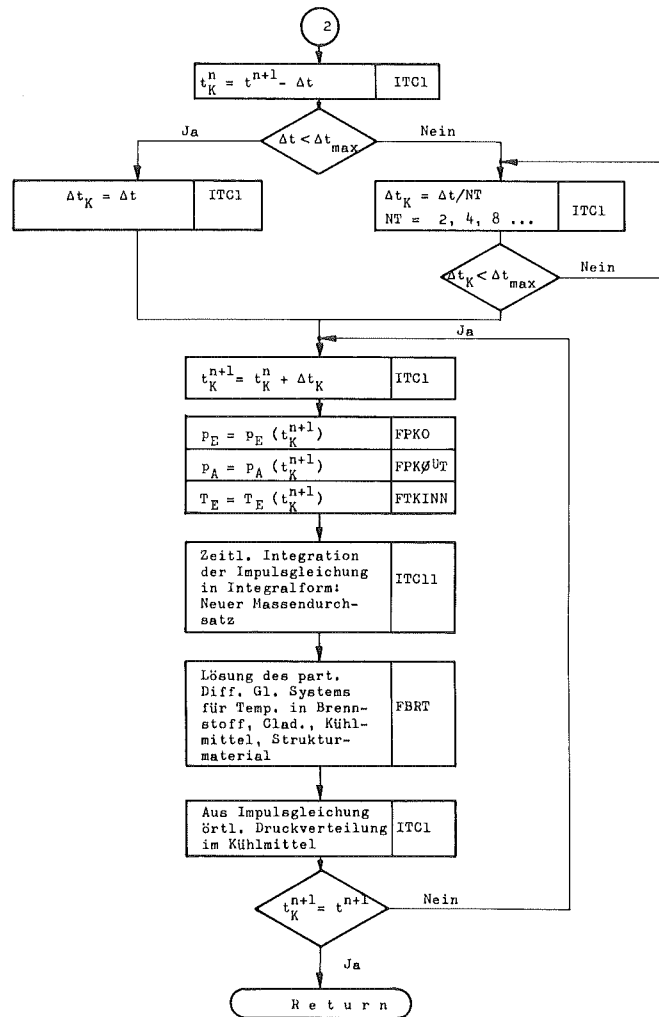


Abb. 33 Thermohydraulische instationäre Rechnung, einphasig

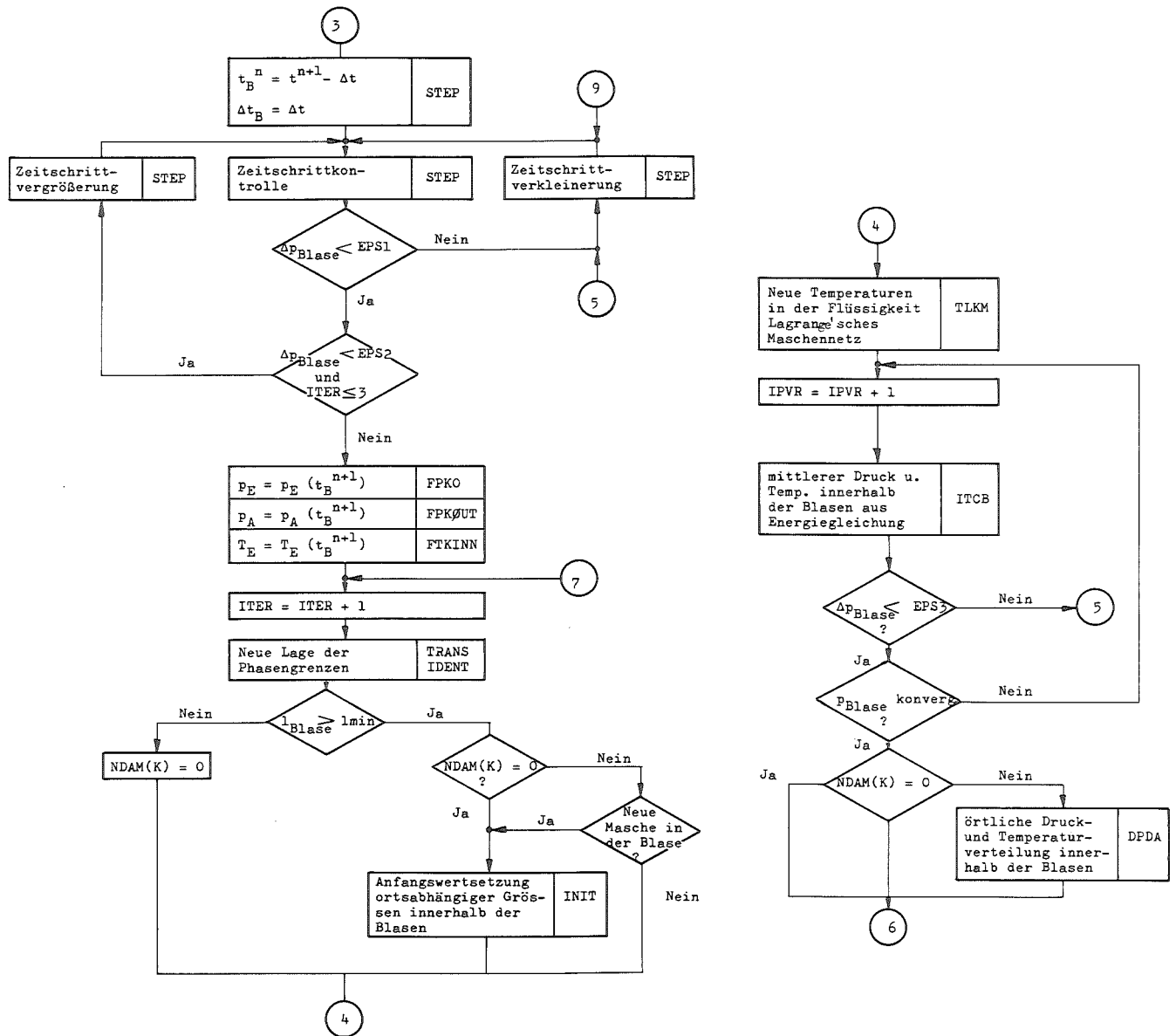


Abb. 34 Thermohydraulische instationäre Rechnung, zweiphasig

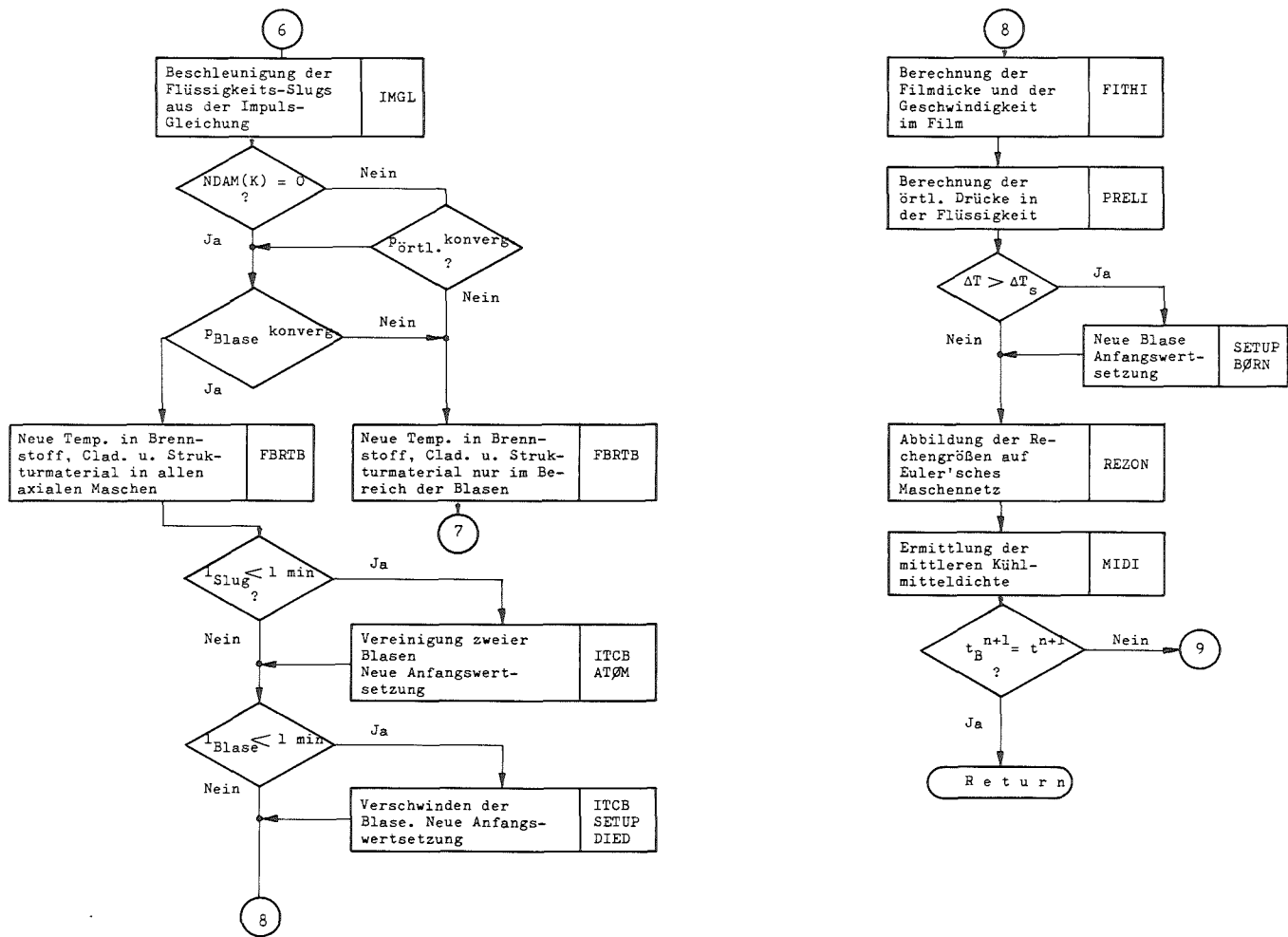


Abb. 34 Thermohydraulische instationäre Rechnung, zweiphasig



Zeichenerklärung

<u>Symbol</u>	<u>Dimension</u>	<u>Bedeutung</u>
A	$m^2$	Strömungsquerschnitt
c	J/kg grd	spezifische Wärme
$D_h$	m	hydraulischer Durchmesser
$F_B$	$N/m^3$	Volumenkraft
$F_R$	$N/m^3$	Oberflächenkraft
G	$kg/m^2 sec$	Massengeschwindigkeit
g	$m/sec^2$	Erdbeschleunigung
H	J/kg	Enthalpie
h	$W/m^2 grd$	Wärmeübergangskoeffizient
$h_{fg}$	J/kg	Verdampfungsenthalpie
k	W/m grd	Wärmeleitfähigkeit
$k_D$	-	Druckverlustbeiwert der Eintrittsdrossel
$k_C$	-	Verlustfaktor bei Strahleinschnürung
L	m	Kühlkanallänge
$L_{red}$	m	reduzierte Länge
m	$kg/m^2 sec$	spez. Massenübergang an der Phasengrenze
p	$N/m^2$	Druck
$p_s$	$N/m^2$	Druck in der Flüssigkeit
q	$W/m^2$	spezifischer Wärmefluß
Re	-	Reynolds-Zahl
r	m	Keimradius
r	m	radiale Koordinate
s	m	Filmdicke
$s_0$	m	Anfangsfilmdicke
T	$^{\circ}K$	Temperatur
$T_{ca}$	$^{\circ}K$	Hüllrohraußentemperatur
$T_{PL}$	$^{\circ}K$	Temperatur im oberen Plenum
$T_s$	$^{\circ}K$	Sättigungstemperatur entsprechend $p_s$

<u>Symbol</u>	<u>Dimension</u>	<u>Bedeutung</u>
$\Delta T$	$^{\circ}\text{K}$	Temperaturdifferenz
$\Delta T_s$	$^{\circ}\text{K}$	Siedeverzug
t	sec	Zeit
U	m	Umfang
u	m/sec	Geschwindigkeit
z	m	axiale Koordinate
$\Delta z$	m	axiale Maschenlänge
$\alpha$	-	Dampfvolumengehalt
$\Gamma$	$\text{kg}/\text{m}^3 \text{ sec}$	Massenübergang an der Phasengrenze/ Volumeneinheit
$\delta_s$	m	Dicke des Strukturmaterials
$\epsilon$	-	Genauigkeitsparameter
$\lambda$	-	Reibbeiwert
$\rho$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte
$\rho_s$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dampfdichte entsprechend $p_s$
$\sigma$	N/m	Oberflächenspannung
$\tau$	$\text{N}/\text{m}^2$	Schubspannung
$\phi$	$\text{J}/\text{m}^3 \text{ sec}$	Wärmefluß/Volumeneinheit
$\varphi$	$\text{J}/\text{m}^3 \text{ sec}$	volumetrische Wärmequellichte
$\psi$	-	Reibbeiwert ( $\lambda = 4\psi$ )

### Indices

a	Kühlkanalaustritt
c	Hüllrohr
e	Kühlkanaleintritt
i	Phasengrenze
i	mitbewegte Masche
j	ortsfeste Masche
K	Kühlmittel flüssig
k	Flüssigkeitskolben

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
l	Flüssigkeitsfilm
M	Mischzone
n	Zeitschritt
o	obere Phasengrenze
PG	Phasengrenze
r	Iterationsschritt
s	Strukturmaterial
s	Iterationsschritt
u	untere Phasengrenze
v	Dampf
w	Wand
—	gemittelter Wert

Literatur

- [1] K. Gast: Die Ausbreitung örtlicher Störungen im Kern Schneller Natriumgekühlter Reaktoren und ihre Bedeutung für die Reaktorsicherheit.  
KFK 1380, Mai 1971
- [2] K. Schleisiek: Natrium-Experimente zur Untersuchung lokaler Kühlungsstörungen in brennelementähnlichen Testanordnungen.  
Veröffentlichung in Vorbereitung
- [3] F. E. Dunn, G. Fischer, T. J. Heames, P. A. Pizzica:  
The SAS2A LMFBR Accident Analysis Code.  
Proc. Conf. New Developments in Reactor Mathematics and Applications, Idaho Falls, March 1971
- [4] D. Struwe: Das dynamische Verhalten schneller natriumgekühlter Brutreaktoren.  
Reaktortagung des Deutschen Atomforums/KTG, Karlsruhe, 10. -13.4. 73
- [5] B. Kuczera: BREDA. Ein Rechenmodell für die Verformung des Brennstabes eines Na-gekühlten Schnellen Brutreaktors unter transientser Belastung.  
KFK 1729, Dezember 1972
- [6] G. Angerer: Veröffentlichung in Vorbereitung
- [7] L. Caldarola: A Theoretical Model for the Molten Fuel-Sodium Interaction in a Nuclear Fast Reactor.  
Nucl. Eng. Design 22(1972) 175-211
- [8] W. Pepler, K. Schleisiek: Persönliche Mitteilung, 1972  
Institut für Reaktorentwicklung, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [9] G. B. Wallis: One Dimensional Two-Phase-Flow.  
McGraw Hill, Inc., New York, 1969

- [10] N. Zuber, D.E. Dougherty: Liquid Metals Challenge to the Traditional Methods of Two-Phase Flow Investigations.  
Proc. Symposium on Two-Phase Flow Dynamics, Eindhoven, 1967
- [11] H. Fauske: Flow Regimes, Chairman's Review.  
Proc. Symposium on Two-Phase Flow Dynamics, Eindhoven, 1967
- [12] J.E. Meyer: Conservation laws in one-dimensional hydrodynamics.  
Bettis Technical Review, WAPD-BT-20, 1960
- [13] R. C. Noyes et. al.: TRANSFUGUE-I, A Digital Code for Transient Two-Phase Flow and Heat Transfer.  
NAA-SR-11008, 1965
- [14] J. A. Landoni: TRANSFUGUE-IIa, A Digital Computer Code for Transient Two-Phase Flow in Single Heated Channels.  
NAA-SR-12503, 1968
- [15] D. R. MacFarlane: An Analytical Study of the Transient Boiling of Sodium in Reactor Coolant Channels.  
ANL-7222, 1966
- [16] J. E. Meyer: Hydrodynamic Models for the Treatment of Reactor Thermal Transients.  
Nucl. Sci. Eng. 10 (1961) 269 - 277
- [17] E. Siegmann: A Compressible Model for Transient Sodium Boiling.  
ANL-7610, 1970
- [18] M. Fischer: Zur Dynamik der Wellenausbreitung in der Zweiphasenströmung unter Berücksichtigung von Verdichtungsstößen.  
KFK-Ext. Bericht 8/67-4, August 1967
- [19] D. R. MacFarlane, E. R. Siegmann: A Comparison between Momentum Integral and Compressible Models for Sodium Voiding Calculations in LMFBR's.  
Proc. Conf. New Developments in Reactor Mathematics and Applications, Idaho Falls, March 1971

- [20] J. C. Rousseau: The FLINA Code.  
European Two-Phase Flow Group Meeting, Riso/Dänem., Juni 1971
- [21] R. C. Noyes, H. Lurie, A. A. Jarrett:  
The Development and Growth of Incore Voids Due to Boiling  
during Fast Reactor Transients.  
ANL-7120, 1965
- [22] M. Pezzilli et al.: The NEMI Model for Sodium Boiling and its  
Experimental Basis.  
Proc. Winter Annual Meeting of ASME, New York, Nov. 1970
- [23] R. W. Tilbrook: Coolant Voiding Transients in LMFBR's.  
Proc. Conf. New Developments in Reactor Mathematics and  
Applications, Idaho Falls, March 1971
- [24] A. W. Cronenberg, H. K. Fauske, S. G. Bankoff, D. T. Eggen:  
A Single-Bubble Model for Sodium Expulsion from a Heated Channel.  
Nucl. Eng. Design 16 (1971) 285 - 293
- [25] R. Takahashi et al.: Consideration on the Growth of a Single  
Sodium Bubble in a FBR Channel.  
Bulletin of the Tokyo Institute of Technology, No. 109, 1972
- [26] E. G. Schlechtendahl: Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten  
schnellen Reaktoren.  
KFK 1020, Juni 1969
- [27] W. Peppler: Experimentelle Untersuchungen der Siedevorgänge  
mit Natrium in engen Kanälen und deren Anwendung auf schnelle  
Reaktoren.  
KFK-Ext. Bericht 8/72-1, Februar 1972
- [28] I. Shai: The Mechanism of Nucleate Pool Boiling Heat Transfer  
to Sodium and the Criterion for Stable Boiling.  
DSR 76303-45, Jan. 1967

- [29] M. I. Todd, S. Turner: The Surface Tension of Liquid Sodium and its Wetting Behaviour on Nickel and Stainless Steels.  
TRG-Report 1459(R), July 1968
- [30] G. F. Schultheiß: Experimentelle Untersuchung des Siedeverzugs von Natrium an künstlichen Oberflächenrauigkeiten.  
KFK 1332, Dezember 1970
- [31] J. L. Baker: Flow Regime Transitions at Elevated Pressures in Vertical Two Phase Flow.  
ANL-7093, Sept. 1965
- [32] Seminar über Zweiphasenströmung.  
KFK-Ext. Bericht 8/66-8, 1966
- [33] M. A. Grolmes, H. K. Fauske: Modeling of Sodium Expulsion with Freon 11.  
Fluids Engineering, Heat Transfer, and Lubrication Conference, Detroit, May 1970
- [34] S. J. Board, R. B. Duffey: Spherical Vapour Bubble Growth in Superheated Liquids.  
Chem. Engng. Sci., 1971, Vol. 26, pp. 263 - 274
- [35] P. Fette: Simulation der Kühlmittlejektion in natriumgekühlten Brutreaktoren durch Experimente mit Wasser.  
KFK 940, März 1969
- [36] P. Fette, H. D. Großgarten: Simulation der Kühlmittelaustreibung im Na<sup>2</sup>-Brennelement.  
KFK 925, Jan. 1969
- [37] Le Gonidec et al.: Experimental Studies on Sodium Boiling.  
Proc. of the Internat. Conf. on Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence, Sept. 1967

- [38] K. H. Spiller, G. Grass, D. Perschke: Überhitzung und Einzelblasen-ejektion bei der Verdampfung von stagnierenden Flüssigmetallen.  
ATKE 12-17 (111-114) 1967
- [39] K. H. Spiller, D. Perschke, G. Grass: Überhitzung und Einzelblasen-ejektion von stagnierendem Natrium.  
ATKE 13-41 (245-251) 1968
- [40] W. Peppler, E. G. Schlechtendahl, G. F. Schultheiß:  
Investigation on Dynamic Boiling in Sodium Cooled Fast Reactors.  
Nucl. Eng. Design, 14 (1970) 23 - 42
- [41] K. Schleisiek: Experimental Investigation of the Boiling Phenomena  
in Parallel Channels.  
Meeting of the Liquid Metal Boiling Working Group, Ispra,  
15 - 16 April 1971
- [42] K. Schleisiek: Heat Transfer and Boiling During Forced Convection  
of Sodium in an Induction Heated Tube.  
Nucl. Eng. Design, Vol. 14 (1970) No. 1
- [43] K. Takahashi, Y. Fujii-e, T. Suita: Incipient Boiling Phenomena  
of Sodium under Forced Convection by Direct Heating.  
J. of Nucl. Sci. and Technology, Vol. 9, No. 10, pp. 603 - 612, Oct. 1972
- [44] K. Takahashi, Y. Fujii-e, T. Suita: Continuous Boiling Phenomena  
of Sodium under Forced Convection by Direct Heating.  
J. of Nucl. Sci. and Technology, Vol. 9, No. 11, pp. 670 - 679, Nov. 1972
- [45] J. Costa, N. Sheriff, R. Scott: Sodium Boiling Tests in CFNa.  
Liquid Metal Boiling Working Group, 4th Meeting, Karlsruhe,  
6 - 7 November 1972
- [46] G. J. Fischer et al.: Progress in Analysis of Severe Accidents.  
Proc. of the Internat. Conf. on Engineering of Fast Reactors for  
Safe and Reliable Operation, Karlsruhe, Oct. 9-13, 1972



- [47] W. Kaufmann: Technische Hydro- und Aeromechanik.  
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1963
- [48] D. Struwe: KFK-Bericht in Vorbereitung
- [49] J. C. Chen: Nonequilibrium, Inverse Temperature Profile in  
Boiling Liquid Metal Two-Phase Flow.  
A. I. Ch. E. Journal, Vol. 11, No. 6 (1965)
- [50] B. S. Petukhov, Yu. A. Zeygarnik, V. D. Litvinov:  
Alkali Metals Boiling in Tubes.  
Liquid Metal Boiling Working Group Progress Letters, April 1970
- [51] G. B. Wallis: Use of the Reynolds Flux Concept for Analysing One  
Dimensional Two-Phase Flow.  
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 11, pp. 445 - 472 (1968)
- [52] W. D. Ford: Bubble Growth and Collapse in Narrow Tubes with  
Nonuniform Initial Temperature Profiles.  
ANL-7746, 1970
- [53] S. J. Board: Experimental Observations of Vapour Bubble Growth  
in Various Constrained Geometries.  
Liquid Metal Boiling Working Group, Casaccia, April 1970
- [54] G. F. Hewitt, N. S. Hall-Taylor: Annular Two-Phase Flow.  
Pergamon Press, Oxford-New York-Toronto-Sydney-Braunschw., 1970
- [55] A. J. Sartor, R. E. Balzhiser, R. E. Barry:  
Condensing Heat Transfer Considerations Relevant to Rubidium  
and other Alkali Metals.  
Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. 66, pp. 26-34 (1970)
- [56] H. K. Fauske: Transient Liquid Metal Boiling and Two-Phase Flow.  
Internat. Seminar on Heat Transfer in Liquid Metals, Trogir/Jugosl.  
6 - 11 Sept. 1971

- [57] H. Kottowski: Über die Ausbildung einer Restschicht beim Sieden von Alkalimetallen in Kanälen.  
ATKE 15 - 28 (131 - 137) 1970
- [58] K. H. Spiller, D. Perschke, G. Grass:  
Messungen der Restfilmdicke bei der Einzelblasenejektion von flüssigem Natrium in einem Rohr.  
ATKE 14 - 21 (113 - 117) 1969
- [59] E. Pancaldi, A. Zurli, H. Kottowski:  
Measurements of the Residual Film in Narrow Channels.  
Liquid Metal Boiling Working Group Meeting, Karlsruhe, Nov. 1972
- [60] M. Farahat, D. T. Eggen, D. Armstrong:  
Transient Boiling Heat Transfer from Spheres to Sodium.  
Trans. Amer. Nucl. Soc., June 1971
- [61] T. S. Playle: Simulation of Sodium Boiling Using a Water Model: Voiding and Re-entry Processes.  
Chem. Engng. Sci., 1973, Vol. 28, pp. 1199-1211
- [62] P. Fette: Simulationsexperimente zum Rückström- und Rekondensationsvorgang im Na<sub>2</sub>-Brennelement.  
KFK-Ext. Bericht 8/69-4, 1969
- [63] U. Schumann: MAPLIB, ein Programmsystem zur Bereitstellung von Stoffdaten für Rechenprogramme.  
KFK 1253, Sept. 1970
- [64] Y. S. Hoang: TIGER V, Temperaturberechnung in einem dreidimensionalen System.  
Institut für Reaktorentwicklung, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Programmbeschreibung 234, 1970

- [65] R. W. Lockhart, R. C. Martinelli: Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two Component Flow in Pipes. Chemical Engineering Progress, Vol. 45, No. 1 (1949)
  
- [66] J. C. Chen, S. Kalish: An Experimental Investigation of Two-Phase Pressure Drop for Potassium with and without Net Vaporization. Proc. Fourth Int. Heat Transfer Conf., Paris-Versailles 1970, Vol. VI, Paper B 8.3
  
- [67] G. B. Wallis: Annular Two-Phase Flow. Part 1: A Simple Theory. Part 2: Additional Effects. Journal of Basic Eng., March 1970, pp. 59-82
  
- [68] R. P. Stein: Mathematical Models of Voiding and Reentry. ANL-RDP-11 (Nov. 1972) pp. 9.4-9.8
  
- [69] H. K. Fauske, M. A. Grolmes: Pressure Drop for Forced Convection Flashing Sodium. Liquid Metal Heat Transfer and Fluid Dynamics, ASME, New York, 1970